

К 147
209

Кнорре

ХИМНИ

1948

147
209

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГОРЕНИЯ НАТУРАЛЬНОГО ТОПЛИВА

ПОД ОБЩЕЙ РЕДАКЦИЕЙ
проф. Г. Ф. КНОРРЕ

Стр

149

150

150

Г. Ф.



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА 1948 ЛЕНИНГРАД

В сборнике кратко излагаются результаты комплексных экспериментально-теоретических исследований слоевых и факельных процессов горения, проводившихся в лабораторных условиях и направленных на изучение механизма явлений. Работы объединялись общим научным руководством (лабораторией физической огнетехники Центрального котлотурбинного института).

Вкратце излагаются отдельные теоретические исследования, обосновавшие избранные направления экспериментальных работ, описывается методика проведенных лабораторных исследований, а также развитие некоторых работ в области методики измерения.

Государственная
библиотека СССР
им. В. И. ЛЕНИНА

43 - ИИ 326

Редактор А. М. Литвин

Технический редактор А. Д. Чаров

Сдано в пр-во 12/VI 1947 г.

Подписано к печати 14/IV 1948 г.

Объем 18 $\frac{1}{2}$ п. л.

20,75 уч.-авт. л.

Формат бумаги 60×92 $\frac{1}{16}$

А-03193

44860 тип. знак в 1 печ. л.

Тираж 4000.

Заказ № 179.

Типография Госэнергоиздата. Москва, Шлюзовая наб., 10.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Выход в свет настоящего сборника, печатавшегося первоначально в Ленинграде, был задержан по техническим причинам, связанным с возникновением Великой Отечественной войны. Несмотря на значительную задержку, содержание работ не утратило научного и технического интереса, хотя некоторые из них получили дальнейшее развитие и уточнение.

Редакция издания сохраняется, в основном, в том же виде, в каком оно было подготовлено к предполагававшемуся выпуску в 1941 г.

В редактировании восстановленного издания принимал участие проф. Л. А. Вулис.

Редактор

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
Введение, Г. Ф. Кнорре	7

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

СЛОЕВЫЕ ПРОЦЕССЫ

Поведение частицы топлива в процессе горения, <u>В. И. Николаев</u>	11	✓
Схема выгорания подвижного слоя с верхним зажиганием, Г. Ф. Кнорре	19	
Обобщенный метод расчета горения слоя топлива при верхнем зажигании, Р. С. Бернштейн и Л. А. Вулис	34	
Аэродинамика свободно лежащего слоя, С. М. Каган	49	
Аэродинамика зажатого слоя топлива, С. М. Каган	64	
Тепловая работа колосниковой решетки, В. В. Померанцев	70	
Теплопроводность слоя, Р. С. Бернштейн	82	
Теплоотдача в слое, Р. С. Бернштейн	88	
Термические константы твердого топлива, В. В. Померанцев	97	
Выход летучих из твердого топлива, <u>М. Ф. Струнников</u>	103	✓
О скорости выхода летучих веществ из твердого топлива, <u>М. Ф. Струнников</u>	110	✓
К диффузионной теории горения твердого топлива, Л. А. Вулис	116	✓
✓ Реакция горения в угольном канале, Л. А. Вулис	132	✓
✓ Горение зольного угля, Л. А. Вулис	145	✓
✓ Принцип скоростного сжигания, В. В. Померанцев	152	✓
✓ К вопросу о комплексном использовании топлива, И. И. Палеев	157	

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

ФАКЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Опыт исследования выгорания пылеугольного факела, В. К. Чернышев	167	✓
О скорости сгорания пыли, <u>А. П. Сокольский</u> и Ф. А. Тимофеева	175	✓
Определение взрываемости пыли некоторых углей, В. К. Чернышев	185	✓
Характеристика текучести жидкого топочного шлака, Г. Ф. Кнорре и З. И. Панова	193	
Горение мазута с предварительной газификацией, Б. Д. Кацнельсон и Г. Ф. Кнорре	210	

✓ Исследование распыливания мазута, Б. Д. Кацнельсон и В. А. Шваб	221 ✓
Связь между температурными и скоростными полями газового факела, В. А. Шваб	231 ✓
Анализ лучистой теплоотдачи факела, А. М. Гурвич	248 ✓

ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ

МЕТОДИКА ОГNETЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Принцип избирательного катализа в газовом анализе, Г. Ф. Кнорре	258
Работа катализаторов в газовом анализе, О. В. Некрасова . . .	263
Подбор новых поглотителей газового анализа, О. В. Некрасова	271
✓ Новые приборы газового анализа, В. И. Николаев	277 ✓
Измерение температуры газового потока, С. М. Волосов	287 ✓
Термопары для измерения температур выше 1500 °С, С. М. Волосов и З. И. Панова	293 ✓

ВВЕДЕНИЕ

(1940 г.)

Предлагаемый вниманию читателя сборник представляет сжатое изложение ряда работ, проведенных за период 1933—1939 гг. в лаборатории физической огнетехники (ЛФО) Центрального Котлотурбинного института. Лаборатория ставила основной задачей комплексное изучение динамических характеристик натурального топлива в условиях протекания типичных топочных процессов. Попутно разрабатывались и некоторые разделы измерительной техники.

Чтобы установить общие корни развития такой тематики, которая занимает внимание уже многих советских и зарубежных экспериментаторов, бесполезно вкратце остановиться на истории возникновения нового раздела теплотехники, находящегося еще, в сущности, в начальной стадии развития, но которому можно уже присвоить специальное название «огнетехники».

В практической теплотехнике еще и до настоящего времени о свойствах топлива принято, в основном, судить по так называемому элементарному составу его горючей массы и по данным технического анализа, среди которых основными являются: теплотворная способность, «выход летучих» и внешние свойства кокса. Систематизированные таблицы по топливам всегда опирались на эти признаки, и они же служили основой более строгих классификационных схем для отдельных групп родственных горючих материалов (каменные угли отдельных месторождений). Техническая ценность таких данных определялась тем, что знание элементарного состава горючего обеспечивало расчеты материального баланса процесса горения (расход воздуха, выход газа), а теплотворная способность — расчеты теплового баланса (приход и расход тепла в топочном процессе или во всем агрегате). Такие чисто балансные сопоставления исходных количественных данных с итоговыми результатами носили явно «статический» характер и совершенно не затрагивали динамики самого процесса горения.

Отсутствие сколько-нибудь углубленных представлений о механизме горения топлива сводило на-нет все попытки создать технический, научно обоснованный расчет топочного

устройства и заставляло до самого последнего времени применять грубо-эмпирические методы сопоставлений количеств действующего тепла и действующих веществ (топлива, воздуха, газов) с размерами применяемых аппаратов для сжигания. Таковы, например, весьма шаткие нормировки тепловых нагрузок топочного объема и поверхности зеркала горения, зависящие, вообще говоря, от множества факторов, остающихся без должного учета.

Такое положение вещей привело, с одной стороны, к созданию довольно многочисленных абстрактных курсов по «топливу и его горению», где свойства топлива характеризовались в основном лишь элементарным и техническим его анализом. С другой стороны, отсутствие систематических и сколько-нибудь углубленных сведений о ходе процесса горения приводило к чисто описательным руководствам по топочным устройствам.

Единственной топочной задачей, привлекавшей издавна серьезное научное внимание, являлось определение так называемой «прямой отдачи» топки. Это исключение было вызвано тем, что с прямой отдачей топки связывалась тепловая работа существенной части поверхности нагрева котла (лучевоспринимающая поверхность).

Экспериментальное изучение топочного процесса в самый начальный период развития экспериментальной огнетехники не отделялось от изучения работы самого топочного устройства. Целью экспериментов, по существу, являлось исследование работы того или иного типа топки на каком-нибудь конкретном сорте горючего. Обычно решался вопрос об эффективности работы и применимости топки к тому или иному сорту топлива.

Эта важнейшая отрасль экспериментальной огнетехники, делавшая объектом своего исследования не столько самое топливо, сколько топочные устройства, к настоящему времени достигла значительного развития по технике и методике экспериментирования. Но все эти исследования носили большей частью характер широко развернутых балансных испытаний, сравнительно мало затрагивавших динамику протекавшего процесса.

Представления о природе и происхождении горючего в наиболее развернутом и экспериментально обоснованном виде возникли в сравнительно недавно получившей самостоятельное значение дисциплине — «химии топлива». В настоящее время уже трудно приниматься за изучение механизма процесса горения без учета тех новых представлений, которые развиваются в этом важном прикладном разделе органической химии. Такие попытки, если они имеют место, обычно приводят к чрезмерно схематическим, упрощенным представлениям о свойствах и поведении топлива в процессе и нередко оказываются далекими от решения поставленной задачи.

С другой стороны, еще более существенной для выяснения истинного механизма явлений оказывается физико-химическая и чисто физическая стороны процесса горения (термохимия, аэродинамика, теплообмен), заставляющая считать физику горения одним из важнейших разделов возникающей экспериментальной огнетехники. Именно от сочетания этих двух отраслей знаний — химии топлива и физики горения — можно ожидать в дальнейшем решительного поворота в топочной технике, в деле освоения новых трудно сжигаемых сортов топлива, в создании новых, более эффективных топочных циклов, в поднятии технологии сжигания топлива до уровня самостоятельной прикладной научной дисциплины.

Исследование физики горения, несмотря на короткий срок существования этой отрасли эксперимента, уже успело осветить немало темных вопросов топочной техники. Особую ценность представила группа работ, посвященных изучению основного компонента натурального твердого топлива — углерода. Они в значительной мере продвинули вперед наши представления о механизме гетерогенных процессов горения, впервые четко установив две предельные области горения — кинетическую и диффузионную.

Зачастую, однако, наши топочные процессы происходят (частично или в целом) в сложной промежуточной области, где общая скорость протекания процесса зависит как от скорости хода самой реакции, так и от скорости доставки к месту реакции кислорода воздуха. Этот существенный круг вопросов значительно осложняется, когда объектом изучения становится частица натурального топлива.

Поведение топлива естественного происхождения в процессе горения сделалось прямым объектом изучения экспериментальной теплотехники также лишь за последнее время. Для экспериментальных работ этого рода создаются либо небольшие лабораторные установки, либо стенды с полупромышленным масштабом изучаемого процесса.

При всей молодости этого раздела огнетехники можно констатировать наличие той стадии развития, которая заставляет уже признать ее существенность и необходимость в дальнейшем прогрессе топочного дела. Уже и сейчас, по мере экспериментального уточнения представлений о действительном механизме процесса сгорания и о зависимости хода процесса от внешних (режимных) и внутренних (природа топлива) факторов, оказывается возможным проводить ориентировочные расчеты отдельных существенных деталей процесса. Получаемые сравнительные характеристики сгорания различных сортов твердого топлива (каменных углей) дают возможность более надежно судить об их пригодности к тому или иному типу процесса и о тех мероприятиях, какие необходимы для рациональной организации топки.

Накопленные новые представления уже выдвинули ряд новых технических предложений, дающих возможность рассчитывать на интенсификацию и рационализацию слоевых и факельных процессов.

Успехи химии топлива и физики горения должны в ближайшем будущем создать прочный расчетный фундамент для той части проектирования топочных устройств, которой надлежит четко учитывать природные свойства применяемых горючих и условия протекания реального процесса. Они должны создать и научно обоснованную базу для установления рациональных, объективных классификационных признаков, позволяющих связать современные представления о природе горючего с его технической ценностью и создать все еще отсутствующую научно-техническую классификацию огневых топлив.

В задачу настоящего сборника входит осветить тот круг вопросов, который разрабатывался в возникшей по инициативе автора в Центральном Котлотурбинном институте в 1932 г. лаборатории физической огнетехники.

Начав с ряда качественных наблюдений над поведением натурального топлива в обстановке типичных топочных процессов, лаборатория поставила в дальнейшем ряд работ, позволивших выявить и отдельные количественные связи, характеризующие ход огневых процессов. Эти данные в совокупности с другими работами, появившимися в специальной литературе, позволили развить достаточно систематизированные представления о механизме протекания типичных топочных процессов и в отдельных случаях создать базу для технических расчетов некоторых топочных устройств.

Ряд статей в сборнике посвящен специальным методическим вопросам. Автор считал также полезным включить в сборник и такие статьи, которые могут расцениваться лишь как первичные информации в целях более полного освещения круга вопросов, разрабатываемых лабораторией. Некоторые работы проведены ЛФО совместно с кафедрой теплофизики ленинградского Политехнического института и кафедрой теплотехники ленинградского Химико-технологического института, которыми в то время автор руководил.

В сборнике помещена статья моего бывшего ученика А. М. Гурвича, задуманная и выполненная им независимо от тематики ЛФО, но весьма родственная как этой тематике, так и принципиальным установкам лаборатории.

Все топливные анализы, связанные с публикуемыми работами, проведены в аналитическом отделе ЛФО ЦКТИ под руководством С. Т. Овчаренко.

Г. Ф. Кнорре

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ СЛОЕВЫЕ ПРОЦЕССЫ

В. И. НИКОЛАЕВ

ПОВЕДЕНИЕ ЧАСТИЦЫ ТОПЛИВА В ПРОЦЕССЕ ГОРЕНИЯ

(1933—1934 гг.)¹

ОБЩЕЕ

При изучении динамики горения топлива в промышленных установках существенное значение получает прямое наблюдение стадий горения отдельной частицы топлива при соблюдении четких условий протекания этого сложного процесса.

В направлении изучения механизма процесса горения углеродной частицы имеется ряд работ как советских, так и зарубежных авторов. При всей своей большой значимости эти работы освещают лишь одну фазу горения топлива — коксовую. Между тем процесс горения естественного топлива имеет специфическое отличие — период выхода и выгорания летучей части. Роль летучих в общем развитии процесса может быть двойственной — как активизатора всего процесса, с одной стороны, а с другой, — как фактора, препятствующего транспорту кислорода к раскаленной поверхности куска.

КАЧЕСТВЕННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

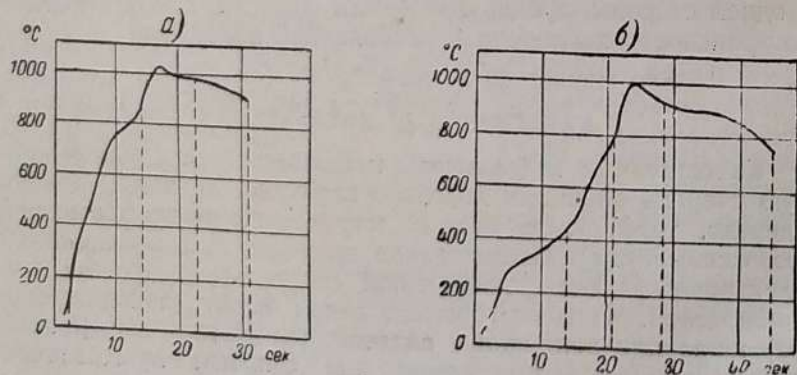
Качественные наблюдения, поставленные в ЛФО, в первую очередь обнимали довольно широкий диапазон топлив (дерево, торф, уголь разных марок, кокс разных степеней выкоксовывания). Исследования проводились в вертикальной электрической печи, снабженной специальными окнами для наблюдений. Частицы горючего имели форму (приблизительно) шара или цилиндра с высотой, равной диаметру (5 мм), и изготовлялись вытачиванием или сильным прессованием

¹ В экспериментальной части работы принимала участие З. И. ПANOVA.

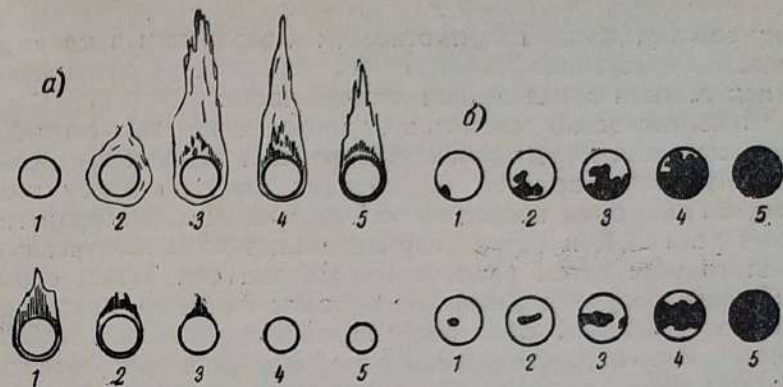
предварительно измельченного горючего. Частицы вводились в печь насаженными на термопару, горячий спай которой находился в их центре.

Ход температурной кривой, отмечавшийся такой термопарой, оказался весьма характерным, изменяясь при перемене рода топлива или режимных условий. Первый участок кривой отвечает прогреву частицы и началу газовыделения. Газы разложения, воспламеняясь в непосредственной близости от частицы, вызывают резкий подъем температуры, постепенно замедляющийся. Окончание видимого пламенного горения летучих сменяется горением коксовой основы топлива. В большинстве случаев частица оказывается окруженной ясно видимым ореолом сгорающей окиси углерода. В этот период температура, отмечаемая термопарой, достигает своего максимума; в дальнейшем она несколько падает и имеет тенденцию держаться на постоянном уровне. Последняя фаза горения происходит уже без видимого ореола; температура частицы начинает падать, и, наконец, горение заканчивается. Одна из таких кривых изменения температуры по мере развития горения приводится на фиг. 1, на которой отчетливо видны упомянутые периоды процесса.

Визуальные наблюдения за поведением частицы с хронометражем ее выгорания также позволяют отметить некоторые характерные моменты. В зависимости от режима печи, в которой происходит сжигание, наблюдаются либо сгорание частицы с ясно выраженным периодом горения летучих в виде пламени, либо ее газификация с последующим выгоранием кокса. Решающее значение при этом имеет температурный фактор. Однако, природа горючего также сильно сказывается на характере развития горения: топливо, обладающее большим запасом летучих, дает наиболее резко выраженные



Фиг. 1. Изменение температуры частицы по мере ее выгорания при скорости подачи воздуха 0,33 л/сек.
а — при температуре воздуха 650°C; б — при температуре воздуха 550°C.



Фиг. 2. Сгорание топлива, содержащего летучие.
а — характер выгорания летучих и кокса; б — характер начала выгорания кокса.

отдельные стадии процесса. Последовательная картина, наблюдаемая при сгорании топлива с достаточно высоким содержанием летучих, изображена схематически на фиг. 2,а. Газификационный процесс, не давая видимой картины пламенного горения, сопровождается раскалом всей массы топлива, начинающимся обычно где-либо в отдельных центрах и постепенно захватывающим всю видимую поверхность куска. Наиболее резко это проявляется в случае древесной частицы. Наблюдаемая при этом картина схематически изображена на фиг. 2,б.

Качество горючей массы топлива в значительной мере определяет характер развития процесса горения, придавая ему иногда весьма своеобразную форму. В этом отношении можно указать хотя бы на уголь марки ПЖ, обладающий, как известно, высоким содержанием летучих. Частица, изготовленная из этого горючего, будучи помещена в зону с высокой температурой, проходит через пластическое состояние, причем сильно меняет свою геометрическую форму.

В тех случаях, когда температура печи делается выше известного уровня, частица угля после непродолжительного пребывания в печи как бы взрывается, образуя скорлупообразные осколки. Последнее явление вполне объясняется тем, что переходящий в пластическое состояние в указанных условиях наружный слой куска быстро разлагается, образуя плотную коксовую оболочку. Продолжающееся проникновение тепла во внутреннюю область частицы вызывает образование значительных количеств газов разложения, которые, не находя свободного выхода наружу, сначала вспучивают, а потом с силой разрывают коксовую оболочку частицы.

Наблюдающиеся большие отличия в характере процесса горения топлив, иногда даже близких по своему элементар-

ному составу, должны быть отнесены к различиям в природе веществ, образующих горючую массу топлива, разлагающуюся при горении с выделением летучей части.

Чтобы несколько осветить этот вопрос и выяснить хотя бы основные связи между развитием процесса горения и отдельными группами веществ, образующих горючую массу топлива, в ЛФО были проведены наблюдения за характером горения угля ПЖ и серии искусственных топлив, полученных из этого угля путем различной обработки его. Таким образом, были получены различные образцы горючего, представлявшие остаточный уголь после обработки раствором NaOH, спиртом или спиртобензолом. Кроме того, были приготовлены образцы кокса, полученного из исходного угля при температурах коксования 200, 600 и 900° С.

Горение частиц из «остаточных» (после экстрагирования указанными растворителями) углей кроме некоторого уменьшения вспучивания почти ничем не отличалось от горения исходного угля. Напротив, термическая обработка, благодаря которой топливо было обеднено летучими, дала резкие отличия в поведении коксовых частиц по сравнению с натуральным углем как в смысле розжига частиц, так и в последующих стадиях процесса. Следует, однако, отметить, что по мере повышения температуры печи влияние летучей части на розжиг делается относительно менее сильным при одновременно возрастающей активизации коксовой основы топлива, и замечается сближение в характере поведения образцов топлива с большим и малым содержанием летучих.

КРИВЫЕ ВЫГОРАНИЯ

Визуальные наблюдения давали лишь качественную характеристику процесса горения частиц, скорость выгорания которых могла определяться достаточно надежно лишь суммарным временем горения. Продолжительность отдельных фаз можно было устанавливать только с известным приближением, основываясь на внешних признаках, причем количественная сторона вовсе не могла быть учтена. Для горения топлива в большой массе, например в слое на цепной решетке, в настоящее время удается установить скорость выгорания с помощью соответствующим образом модифицированного газового анализа. Однако, этот прием не мог быть применен по отношению к единичной частице из-за быстроты всего процесса, сравнительно малого количества образующихся газов и малой концентрации их в общем потоке воздуха, протекавшего через печь. Поэтому определение скорости выгорания было произведено путем прямого взвешивания выгорающих частиц. Для этой серии опытов было сконструировано специальное приспособление по типу гидростатических весов, в ко-

торые была вмонтирована термopapa, поддерживавшая частицу в печи¹. В качестве горючего были приняты богатый летучими газовый уголь и серия коксов, полученных из него путем коксования в токе азота при температурах 400, 600, 800 и 1 000° С. Содержание летучих в полученных образцах было следующее:

Уголь газовый	33,70%
Кокс 400°	28,25%
" 600°	9,23%
" 800°	1,53%
" 1 000°	0,07%

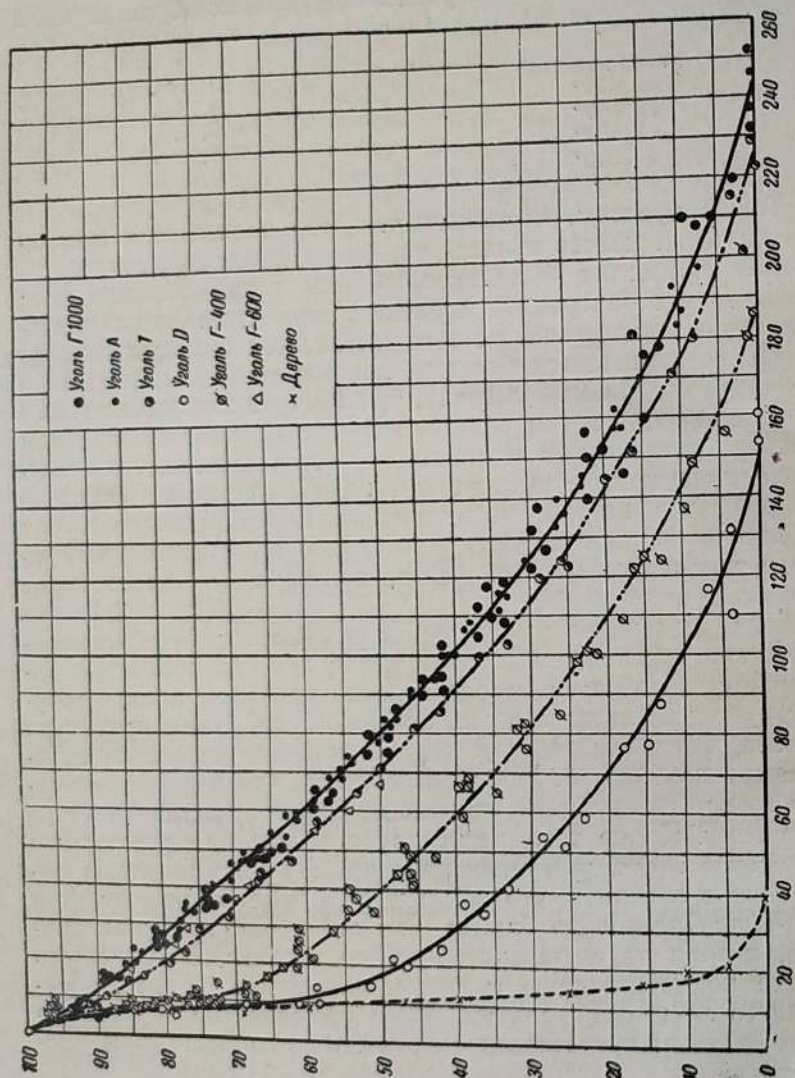
Таким образом, можно считать, что практически последний из серии коксов являлся топливом, лишенным летучих.

Для сравнения были использованы также образцы угля марок Д и Т, антрацита и электродного угля. Ход полученных кривых выгорания разных частиц, как это представлено на фиг. 3, отличается большой закономерностью. Чем выше в топливе содержание летучих, тем быстрее завершается весь процесс горения и тем сильнее падение кривой на начальном участке. Заслуживает внимания то обстоятельство, что в коксовой части кривые выгорания в общем сохраняют одинаковый характер, независимо от начального содержания летучих в топливе. Иными словами, как только произошло освобождение топлива от летучей части, коксовая его часть горит одинаково².

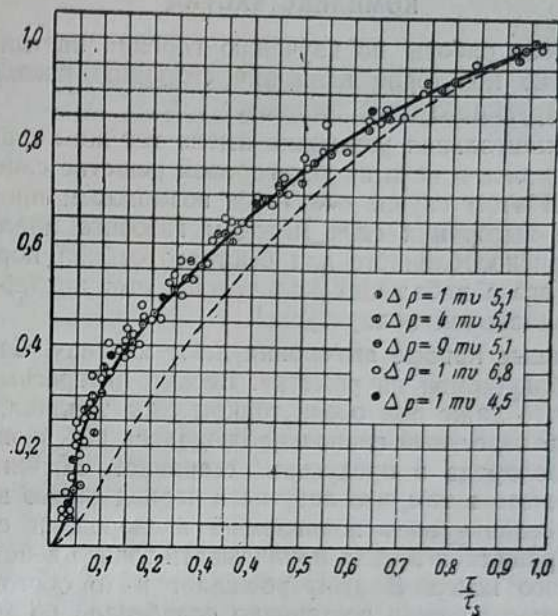
Более подробное рассмотрение показывает, что упрощенная схема горения, по которой выход летучих полностью завершается к моменту начала горения кокса, не вполне соответствует действительному положению дела. Более правильно считать, что фазы горения летучих и кокса несколько перекрывают друг друга. Этим объясняется, что кривые выгорания имеют сглаженный переход от одного участка процесса к другому. Кроме того, несмотря на не вполне определенное положение точек, разграничивающих летучую и коксовую фазы, можно заметить, что убыль веса в зоне горения летучих получается несколько больше, чем это можно было бы ожидать, исходя из состава сгорающего топлива. В силу этой задача по определению скоростей выгорания топлива, обладающего летучими, делается более сложной по сравнению с упрощенным представлением о чисто последовательной смене стадий.

¹ Поплавковые весы Кнорре — Николаева.

² Как показала обобщенная обработка данных опытов различных авторов (Цухановой, Блинова, Хоттея-Девиса и др.), проведенная Л. А. Вулисом, Е. С. Кичкиной и В. И. Николаевым (1941 г.), наши точки, относящиеся к случаям горения чисто углеродных и коксовых частиц, вполне соответствуют обобщению.



Фиг. 3. Кривые выгорания частиц различных углей.



Фиг. 4. Обобщенная кривая выгорания частиц с летучими (пунктиром показана кривая выгорания углерода).

В последнем случае решение свелось бы к определению периода прогрева и вида кривых выгорания в коксовой и летучей частях. Если, однако, для кокса с известным приближением можно принять зависимости, установленные в настоящее время для сгорающей углеродной частицы, то анализ явления в области действия летучих выдвигает значительные трудности, связанные в первую очередь с отсутствием достаточных данных по динамике выхода летучих из куска топлива.

Экспериментальные кривые выгорания, соответствующие различным режимным условиям, достаточно хорошо могут быть обобщаемы, что, например, видно из фиг. 4. Это позволяет утверждать, что процесс горения различных топлив протекает подобно и может быть описан в форме связей между соответствующими критериями.

Косвенным подтверждением возможности критериальной обработки служит и то обстоятельство, что результаты проводившихся в ЛФО опытов по горению топлив в слое оказалось возможным объединить помощью безразмерных соотношений¹.

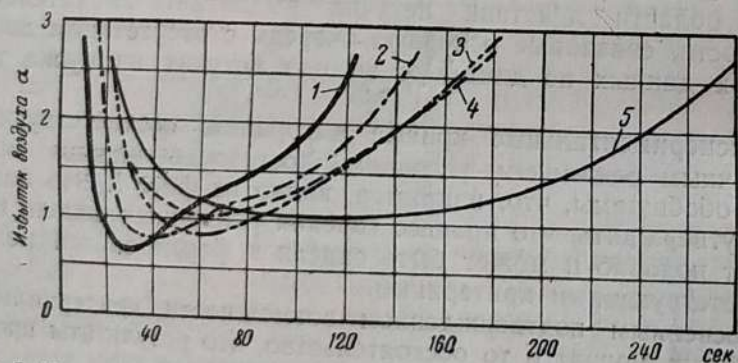
¹ См. ниже статью „Обобщенный метод расчета горения слоя при верхнем зажигании“. В 1941 г. удалось достигнуть обобщения в критериальной форме и для всех опытных данных по частице.

В процессе работы по изучению горения частиц топлива было уделено некоторое внимание сгоранию комплекса частиц, имитирующего слой топлива.

Экспериментальная установка имела тот же характер. Частицы вводились в печь на фарфоровой решетке слоем в два-три ряда. В этом случае оказалось возможным провести исследование выгорания слоя методом газового анализа, специально приспособленного для быстрого отбора порций газа и анализа его в небольших количествах, что потребовало создания специальной аппаратуры¹.

Полученные кривые выгорания дают картину, близкую по типу к наблюдаемой на решетке. Весьма интересным явился тот факт, что даже при очень тонком слое топлива, богатого летучими, в известный период наблюдалось исчезновение свободного кислорода в продуктах сгорания. Причина здесь должна лежать в том, что летучие в период своего выделения способны связать весь подаваемый кислород, и его отсутствие над решеткой нельзя приписывать только действию слоя раскаленного кокса. В этом убеждает и то обстоятельство, что указанное явление постепенно ослабевало по мере перехода к слою частиц из топлив, содержавших в своем составе меньшее количество летучих (фиг. 5).

Полученные наблюдения, преследовавшие в основном качественные цели, позволили все же получить достаточно убедительные разъяснения и в свое время послужили отправной точкой для постановки ряда работ лаборатории физической огнетехники по выгоранию твердого топлива.



Фиг. 5. Изменение избытка воздуха по мере выгорания слоя частиц при разном содержании летучих.

1 — уголь марки Д; 2 — кокс 600°-й угля марки Д; 3 — антрацит; 4 — кокс 900°-й угля марки Д; 5 — электродный уголь.

¹ См. ниже статью „Новые приборы газового анализа“.

СХЕМА ВЫГОРАНИЯ ПОДВИЖНОГО СЛОЯ С ВЕРХНИМ ЗАЖИГАНИЕМ (слой цепной решетки)

(1930—1937 гг.)

ОБЩЕЕ

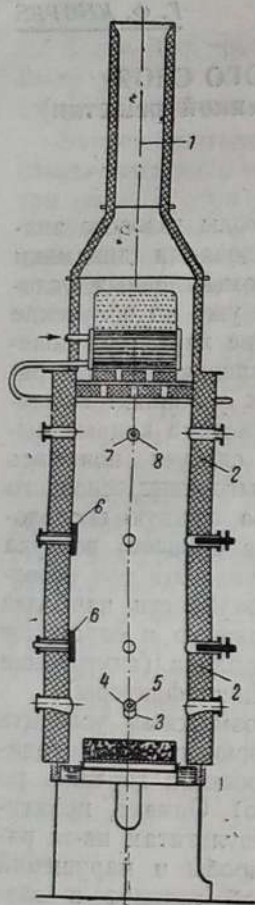
Разработанные в настоящее время методы газового анализа создают хорошую базу для исследования динамики огневых процессов в лабораторных и промышленных условиях. Целью таких исследований является уже не получение итоговых результатов процесса, а выявление характера поведения горючего в самом процессе, обуславливающего эти результаты при данных внешних, режимных условиях. Конечным объектом изучения должна явиться система кривых выгорания. Под этим условным названием следует понимать прежде всего кривую последовательного выгорания основного элемента натурального топлива — углерода, кривую последовательного «выгорания» (расходования на процесс) воздуха и кривую последовательного тепловыделения. Эти три основные динамические характеристики в совокупности наиболее полно и ярко обрисовывают свойства горючего и отражают специфические особенности как состава топлива (внутренние факторы), так и режимные условия (внешние факторы).

Теоретически представляется вполне возможным уследить за изменениями в состоянии твердого горючего, последовательно проходящего различные стадии процесса горения, по изменению его состава (метод Арбатского). Однако, практически этот метод не приводит к четким результатам из-за ряда технических трудностей, искажений пробы и нарушений самого процесса при отборе средних проб топлива в различных стадиях процесса.

Гораздо большими возможностями обладает метод, кладущий в основу данные газового анализа и (для количественных связей) непосредственное измерение количеств (скоростей) воздуха, поступающих в процесс (метод Кнорре-Веркмейстера)¹. Метод этот без грубых нарушений самого процесса позволяет подробно разобраться в его развитии и ходе при любых режимных условиях.

При исследовании выгорания слоя цепных решеток автор применял надслойный газовый анализ (отбор пробы газа не-

¹ Метод этот был впервые применен автором при исследовании работы торфяного слоя на цепных решетках котельных установок Шатурской ГЭС в 1929 и 1930 гг. Доложен впервые на Всесоюзном теплотехническом съезде в 1930 г., опубликован в „Трудах ЛОТИ“, № 3, 1932 г. [Л. 7]. Аналогичный метод, основанный на возможностях газового анализа, был использован Веркмейстером [Л. 6] в его лабораторном исследовании четырех немецких углей.



Фиг. 1. Схема слоевого стенда ЛФО.

1 — забор газа на анализ; 2 — термопары в кладке; 3 — забор газа на анализ; 4 — первая термопара в объеме; 5 — радиометр; 6 — холодные пластины; 7 — вторая термопара в объеме; 8 — радиометр.

² Исследования автора, проведенные на Шатурской ГЭС были использованы в дальнейшем немецкими экспериментаторами, полностью повторившими методику исследования и обработки экспериментальных данных для немецких каменных углей (Левенштейн [Л. 3], В. Мейер [Л. 4]). Та же методика неоднократно применялась ЛФО в дальнейшем в ряде лабораторных и промышленных исследований в более развернутом виде, а также и другими советскими экспериментаторами. Все эти данные полностью подтвердили исключительную типичность картины выгорания слоя на цепной решетке.

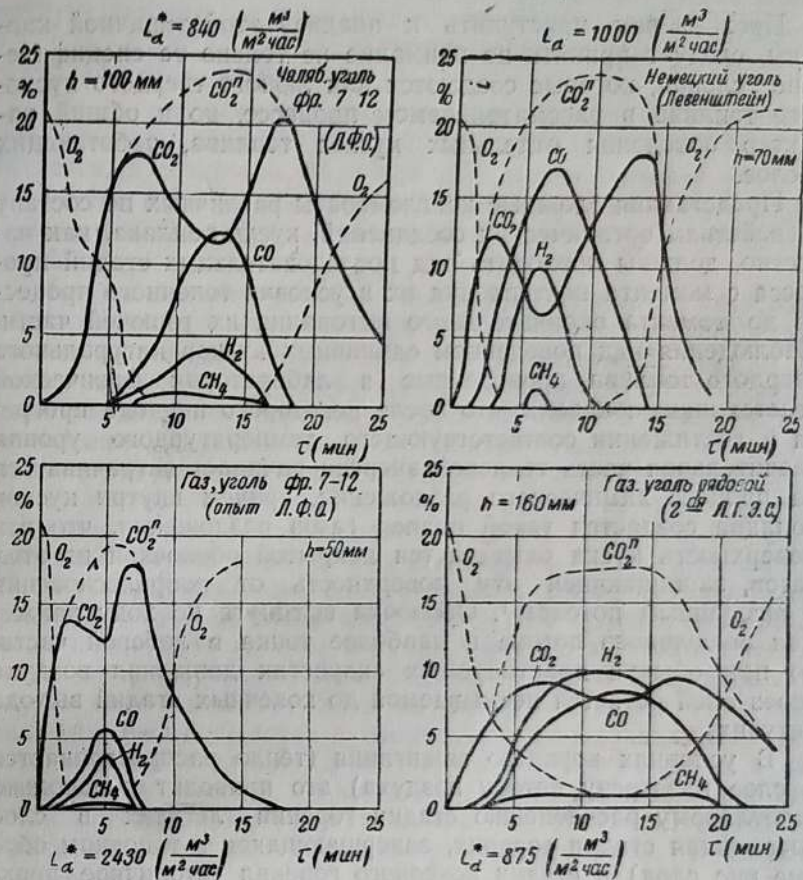
³ Экспериментальная часть проводилась с участием В. В. Померанцева, С. М. Каган, Р. С. Бернштейна и З. М. Святского.

посредственно над горящим слоем по пути движения слоя) и одновременное измерение количества (скорости) воздуха, поступающего под слой¹.

Индицирование процесса надслойным газовым анализом дает чрезвычайно типичную картину работы слоя топлива на цепной решетке. Типичность эта остается при горении любых сортов твердого горючего² и многократно проверена как на промышленных установках, так и на специальном лабораторном стенде.

На фиг. 1 изображен слоевой стенд лаборатории физической огнетехники³. На нем изучался механизм выгорания единичных засыпок кускового топлива (рядового и фракционированного) при различных режимах. Предварительный розжиг стенда велся на мауте. После доведения рабочей камеры до определенного начального пирометрического уровня в нее включался подъемный стол с подведенным к нему дутьем и подготовленным слоем топлива различной высоты. Обработка опытных данных велась по изложен-

¹ Для этой цели применялся тепловой анемометр Кинга, прикрепленный к одному из колосников цепной решетки, а при наличии поперечного подвода воздуха — трубки Прандтля. Правильный масштаб для кривой относительного изменения количества поступающего в слой воздуха при применении скользящего измерителя может быть получен по общему (суммарному) количеству действующего в топке воздуха либо измеренному непосредственно, либо рассчитанному по составу поступающего в топку топлива и среднему избытку воздуха, замеренному независимо в конце топочного процесса.



Фиг. 2. Кривые надслойного анализа газов при сжигании различных углей.

ному далее методу. Стенд был оборудован сложной системой измерительных приборов.

На фиг. 2 приводятся данные газового анализа различных исследований. Обращает на себя внимание наличие двух максимумов кривой CO₂, ограничивающих среднюю наиболее активную зону горения слоя, которая одновременно характеризуется наличием: 1) провала кривой CO₂; 2) максимумов кривых CO и H₂; 3) минимума кривой O₂. В ряде случаев в средней части слоя свободный кислород совершенно исчезает. Пунктиром показан ход кривых CO_{полн} по выражению:

$$CO_{полн} = CO_2 + CO + CH_4. \quad (1)$$

Аналогично вычерчивается кривая O_{2ост} по выражению:

$$O_{2ост} = O_2 - 0,5 CO - 2 CH_4 - 0,5 H_2. \quad (2)$$

УСЛОВИЯ РАБОТЫ ТОПЛИВА В СЛОЕ

Прежде чем приступить к анализу этой типичной картины, следует принять во внимание не только те специфические условия, которые создаются для любого твердого кускового топлива в рассматриваемом процессе, но и общий характер поведения отдельных кусков топлива, работающих в слое.

Представляя сложные конгломераты различных по составу и свойствам органических соединений, куски топлива, как известно, должны проходить ряд последовательных стадий процесса с момента поступления их в условия топочного процесса до момента окончательного выгорания их горючей части. Наблюдения над поведением единичных кусков натурального твердого топлива, проведенные в лаборатории физической огнетехники, показали, что после некоторого периода прогрева и достижения соответствующего температурного уровня значительная часть тепловой энергии начинает затрачиваться на процесс химического разложения, причем внутри кусков топлива создается такой подпор газов разложения, что вся поверхность куска оказывается покрытой оболочкой из этих газов, защищающей эту поверхность от соприкосновения с воздушным потоком¹. Оболочка вытянута по ходу движения воздушного потока и наиболее тонка в лобовой части, но при обычно практикуемых скоростях движения воздуха через слой остается несмываемой до конечных стадий выхода летучих.

В условиях верхнего зажигания (тепло распространяется в слое навстречу потоку воздуха) это приводит к довольно отчетливому расчленению стадии горения летучих в слое (первичная стадия горения, завершающаяся в топочном объеме вне слоя) и стадии коксового горения (вторичное, практически чисто углеродное горение).

Начало выхода летучих приходится относить к различным температурным уровням в зависимости от химического возраста и происхождения горючей массы топлива, более низким при молодой и более высоким при старой горючей массе. Для каменных углей этот интервал довольно велик (175 ÷ 400° С), причем низший предел относится к молодым длиннопламенным углям, а высший — к антрацитам².

Процесс этот, вообще говоря, начинается с разложения наиболее нестойких, кислородосодержащих соединений (повышенное отношение $\frac{O}{C}$) и довершается разложением самых стойких углеводородов (повышенное отношение $\frac{H}{C}$).

¹ Подробнее см. В. И. Николаев, Поведение частицы топлива в процессе горения, стр. 7.

² Подробнее см. М. Ф. Струнников, Исследование выхода летучих из твердого топлива, стр. 68.

Завершение процесса выхода летучих в кусках топлива следует относить по нашим данным к температурному уровню в 1100—1200° С. За этим уровнем уже лежит практически чисто коксовая зона.

Общая последовательность развития слоевых зон на цепной решетке, несмотря на ряд специфических особенностей, остается, в сущности, типичной для любых условий горения кускового топлива: прогрев (с сопровождающей его подсушкой) — выход летучих — выход чистого кокса — выход чистого шлака.

Что же касается условий, создаваемых для всех этих преобразований при горении кускового топлива на цепной решетке, то специфическими для рассматриваемого случая горения являются: 1) непрерывное последовательное питание горючим всех зон горения, продольное по отношению к направлению движения решетки; каждая зона получает материал, уже частично проработавший в условиях предыдущей зоны; 2) поперечное к направлению движения слоя питание воздухом; каждая зона горения получает свой как бы независимый свежий воздух, поступающий в слой снизу вверх; 3) верхнее зажигание слоя¹: приток тепла в начальных участках (прогрев слоя) идет сверху за счет излучения пламени и косвенно за счет горячих участков топочной кладки; после начала поверхностного горения и углубления процесса внутрь слоя возникает сложное контактное зажигание нижних, еще не вступивших в процесс участков слоя за счет верхних, уже горящих (фронт горения)²; 4) наконец, в качестве специфической влияющей на схему зажигания особенности рассматриваемого случая следует отметить отсутствие принудительного взаимного перемещения частиц в движущемся слое³.

Все эти особенности в основном отражаются на характере расположения отдельных зон процесса и на ходе суммарных кривых выгорания и определяют форму границ между ними. Под этими границами понимаются: фронт выхода летучих, фронт выхода чистого кокса и фронт выхода чистого (выжженного) шлака.

¹ По терминологии автора верхним зажиганием называется случай встречного движения тепла и воздуха независимо от того, вверх или вниз движется воздух; нижним зажиганием называется случай однозначного направления потоков тепла и воздуха.

² Помимо непосредственного контакта раскаленных кусков горящего топлива с кусками, еще недостаточно прогретыми, в межкусковых каналах слоя имеет место лучистый и конвективный теплообмен. Последний при отсутствии достаточного подогрева воздуха вызывает торможение процесса предварительного прогрева кусков топлива.

³ Подробнее об особенностях схем питания и зажигания в типичных топочных устройствах см. [Л. 2].

При расшифровке данных надслойного газового анализа и получаемых через их посредство кривых выгорания особенно следует принимать во внимание схему питания и зажигания; перекрестное движение материальных потоков горючего и воздуха и встречное движение потока зажигающего тепла и воздуха. Последнее обстоятельство приводит к тому, что, несмотря на подвод свежего воздуха снизу непосредственно к каждой зоне, верхние участки наиболее активно работающих зон слоя¹ уже не получают свободного кислорода (во всяком случае — в достаточных концентрациях), так как он быстро расходуется в нижних участках слоя. Взамен этого наличие в верхних участках слоя весьма высоких температур и значительных концентраций образовавшихся CO_2 и H_2O приводит к возникновению на раскаленных углеродных поверхностях эндотермических восстановительных реакций (реагирование CO_2 и H_2O с раскаленным углеродом и как следствие — увеличение выхода над слоем CO и H_2 с одновременным уменьшением выхода CO_2 и H_2O), что и объясняет в основном наличие в средней части слоя провала кривой CO_2 и максимумов CO и H_2 .

Весьма существенными особенностями, вытекающими из схемы зажигания в рассматриваемом случае, обладает картина распределения температур в горящем слое цепной решетки. В начальных участках слоя (стадия розжига) распространение тепла, а следовательно и температуры, направлено сверху вниз, поперек движения слоя с какой-то ограниченной скоростью w_t . Складываясь со скоростью горизонтального движения слоя w_{cl} по правилу параллелограмма скоростей, она дает относительную скорость w'_t , направленную под углом γ_t к горизонту (к поверхности решетки)². Если при равномерном движении решетки путь слоя измерять в масштабе времени³, то скорость распространения температур с поверхности внутрь слоя будет определяться тангенсом этого угла:

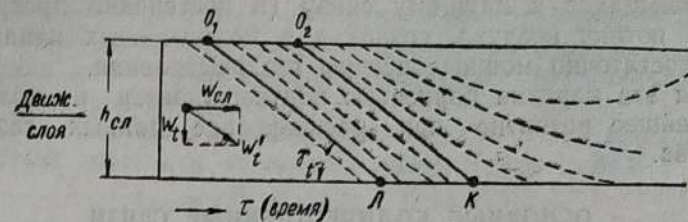
$$w_t = \frac{\Delta h_{cl}}{\Delta \tau} = \text{tg } \gamma_t. \quad (3)$$

Наклон скорости w'_t определяет положение возникающих изотермических поверхностей внутри слоя.

¹ Начало горения летучих в межкусковых канальцах слоя, обычно завершающегося уже над слоем в топочном пространстве; горение кокса в коксовой зоне. При нормальном ходе процесса обе зоны располагаются в средней части рабочего слоя цепной решетки. Анализ явлений, идущих в межкусковых канальцах, см. подробнее [Л. 2].

² Для простоты в статье рассматривается случай горения только при неподогревом воздухе.

³ Так как путь слоя пропорционален времени в рассматриваемом случае движения.



Фиг. 3. Распределение изотерм внутри топливного слоя цепной решетки.

Всю картину выгорания слоя на цепной решетке можно с полным правом рассматривать как плоскую, пренебрегая влиянием боковых краев, где режим выгорания несколько искажается.

Тщательные температурные исследования Танера [Л. 5] и аналогичные исследования лаборатории физической огне-техники показывают, что в начальных участках слоя эти поверхности имеют вид наклонных плоскостей, практически параллельных друг другу, причем участок этот характеризуется высокими температурными градиентами. В дальнейших наиболее горячих участках слоя (свыше 1200°C) картина распределения температур осложняется, и изотермы, постепенно загибаясь, принимают в средней части слоя чашеобразную форму (фиг. 3).

Такое расположение начальных изотерм решающе влияет и на расположение начальных зон слоя. Если предположить, что изотерма O_1L имеет температурный уровень, соответствующий началу выхода летучих, то линию O_1L следует рассматривать как фронт выхода летучих. Как показывает опыт, изотерма, соответствующая концу выхода летучих ($t_k = 1100 \div 1200$), ложится практически параллельно начальным изотермам¹. Таким образом, сравнительно близко от фронта выхода летучих создается практически параллельный фронт выхода чистого кокса (линия O_2K), и вся зона выделения летучих, ограниченная двумя указанными изотермами (O_1L , O_2K), получает косое пространственное расположение по отношению к поверхности решетки (направлению движения слоя).

Высокие градиенты температур в зоне выхода летучих легко объяснить тем фактом, что внутри слоя при еще умеренных температурах начинается горение этих летучих, при-

¹ Некоторое искажение прямолинейности изотерм наблюдается в самой нижней, незначительной части слоя. Оно объясняется при холодной подаче воздуха охлаждающим воздействием системы металлических колосников, от которых воздух энергично отнимает тепло.

мешивающихся к идущему снизу (и постепенно прогреваемому) потоку воздуха, создавая в межкусковых канальцах слоя достаточно мощные центры тепловыделения.

Вся эта картина полностью подтверждается и получает дальнейшее развитие при расшифровке данных газового анализа.

ОСНОВНЫЕ КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ СВЯЗИ

Для обработки получающихся индикаторных диаграмм надслойного состава газов автор считает наиболее удобным и наглядным воспользоваться вспомогательными динамическими характеристиками, т. е. кривыми α (изменение избытка воздуха по пути слоя) и β (изменение коэффициента Бунте по пути движения слоя).

Количественные связи между получаемыми экспериментально и искомыми данными весьма просты. Если слой разбит на n зон и для каждой зоны известен состав надслойного газа и количество поступающего фактически в зону воздуха, то для каждой i -той зоны будем иметь:

1. Избыток воздуха, например, по азотной формуле

$$\alpha_i = \frac{|\text{N}_2|_i}{|\text{N}_2|_i - 3,762 |\text{O}_{2\text{ост}}|_i}; \quad (4)$$

Коэффициент выгорания (коэффициент Бунте), например, по формуле

$$\beta_i = \frac{|\text{N}_2|_i - 0,79 |V_x|_i}{|\text{CO}_{2\text{полн}}|_i}. \quad (5)$$

В них, как обычно, по терминологии автора [Л. 1] обозначены¹:

$$\text{N}_2 = \frac{100}{V_x} (100 - \text{CO}_2 - \text{CO} - \text{CH}_4 - \text{H}_2 - \text{C}_n\text{H}_m - \text{O}_2) \%, \quad (6)$$

$$\text{O}_{2\text{ост}} = \frac{100}{V_x} (\text{O}_2 - 0,5 \text{CO} - 2 \text{CH}_4 - 0,5 \text{H}_2 - 3 \text{C}_n\text{H}_m) \%, \quad (7)$$

$$\text{CO}_{2\text{полн}} = \frac{100}{V_x} (\text{CO}_2 + \text{CO} + \text{CH}_4 + 2 \text{C}_n\text{H}_m) \%, \quad (8)$$

$$V_x = 100 - 0,5 \text{CO} - 2 \text{CH}_4 - 1,5 \text{H}_2 - 2 \text{C}_n\text{H}_m. \quad (9)$$

2. Кривая изменения количества (скорости) воздуха, поступающего в слой, т. е. кривая изменения L_a , получается, как указано ранее, непосредственными измерениями. Отсюда путем простого пересчета имеем:

$$|L_{\text{min}}|_i = \frac{|L_a|_i}{\alpha_i}, \quad (10)$$

¹ Для получения точных текущих значений α и β проще воспользоваться практикуемым автором методом предварительного дожигания газа, непосредственно дающим значения $\text{CO}_{2\text{полн}}$ и $\text{O}_{2\text{ост}}$ [Л. 1].

т. е. количество воздуха, действительно вступающего в процесс (теоретически необходимое количество воздуха, соответствующее стехиометрическим отношениям протекающих реакций окисления).

3. Так как обе характеристики L_{min} и β зависят только от состава горючего, их легко увязать между собой:

$$L_{\text{min}} = 11,254 C (\beta + 0,79) \text{ м}^3/\text{кг}. \quad (11)$$

Имея для каждой зоны слоя значения L_{min} и β_i , можно легко оценить количество выгорающего углерода в рассматриваемой зоне слоя¹:

$$C_i = \frac{|L_{\text{min}}|_i}{11,254 (\beta_i + 0,79)}. \quad (12)$$

Таким путем легко получить вторую динамическую характеристику: кривую выгорания углерода по пути движения слоя².

4. Имея систему кривых выгорания во времени $L_{\text{min}} = \varphi(\tau)$ и $C = \varphi(\tau)$, можно с достаточной для технических целей точностью оценить и изменение тепловыделения по пути движения слоя, используя эмпирическое выражение Кнорре-Померанцева. При выводе этого выражения авторы исходили из предположения, что отношение тепловыделения к теоретическому количеству воздуха является только функцией β :

$$\frac{Q}{L_{\text{min}}} = f(\beta).$$

Пользуясь тем, что для чистого углерода это отношение равно 910, а для чистого водорода становится равным 1290, причем для углерода и водорода соответственно

$$\beta_C = 0 \text{ и } \beta_H = \infty,$$

можно составить формулу, удовлетворяющую этим двум крайним случаям:

$$\frac{Q}{L_{\text{min}}} = \frac{910 + 1290 \beta}{1 + \beta}. \quad (13)$$

¹ Расчет ведется на 1 кг вступающего в топку топлива. Контрольными равенствами будут:

$$L_a = L_1 + L_2 + \dots + L_i + \dots + L_n,$$

$$C_p = C_1 + C_2 + \dots + C_i + \dots + C_n \text{ и т. п.}$$

² Не представляет особых трудностей оценить и выгорание „свободного водорода“, воспользовавшись выражением β :

$$\left(\text{H} - \frac{0}{8} \right)_i = 0,422 \beta_i C_i,$$

а при возможности определений влажности газов — попытаться составить баланс водорода (см [Л. 1]). К сожалению, при современном развитии измерительной техники обычно весьма трудно свести баланс водорода в процессе достаточно удовлетворительно.

Формула эта практически удовлетворительно применима к твердым горючим¹.

В области чисто коксового горения кривые тепловыделения $[Q=f(\tau)]$, расхода воздуха $[L_{\min}=\psi(\tau)]$ и выгорания углерода $[C=\varphi(\tau)]$, как понятно, становятся подобными [сопоставление формул (12) и (13) при $\beta=0$].

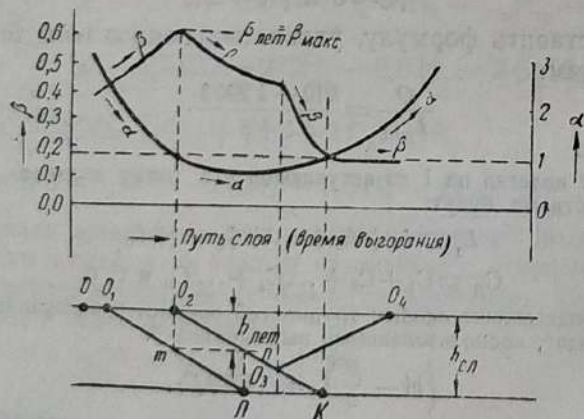
Из изложенного видно, что помимо трех основных итоговых кривых выгорания в систему входят вспомогательные характеристики выгорания:

$$\beta = F(\tau) \text{ и } \alpha = \theta(\tau).$$

СХЕМА ВЫГОРАНИЯ СЛОЯ

Значение этих характеристик не ограничивается промежуточными пересчетами, так как с их помощью легко отыскать ряд характеристических точек рассматриваемого зонного процесса. На фиг. 4 показано характеристическое изменение α и β по длине выгорающего слоя цепной решетки.

Особо характеристическими точками в ходе рассматриваемых кривых является двойной переход кривой α через значение $\alpha=1$, всегда точно соответствующий двум максимумам кривой CO_2 (фиг. 2). Этим же максимумам CO_2 последовательно соответствуют $\beta=\beta_{\max}$ и $\beta=0$. После второго максимума CO_2 кривая β сохраняет в дальнейшем нулевое значение. Между этими двумя характеристическими точками ($\alpha=1$) процесс идет с явным недостатком воздуха при любых практикуемых режимах ($\alpha < 1$), а кривая β испытывает еще один характерный перелом, достаточно отчетливо наблюдаемый при тщательно поставленном газовом анализе.



Фиг. 4. Кривые α и β слоя цепной решетки.

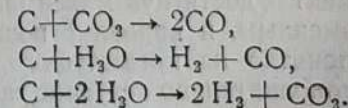
¹ Нельзя рекомендовать применение этой формулы к углеводородам.

Такой ход кривых, типичный для любого кускового топлива, горящего на цепной решетке, имеет определенное объяснение, приводящее к развитому представлению о всей схеме протекающего в слое сложного процесса. Если значение абсцисс читать в масштабе времени и точку O принять за начало выхода слоя в топку (соответствует кромке угольного шибера, регулирующего начальную высоту слоя), то, вообще говоря, существует отрезок времени τ_{O-O_1} , необходимый для прогрева верхних кусков слоя до температуры начала выхода летучих (точка O_1 на поверхности слоя). Однако, это характерно лишь для тощих сортов горючего и для сильно охлажденных передних участков слоя. Обычно при открытых на излучение пламени слоях (высоко поднятый или совсем отсутствующий передний свод; отсутствие близко поставленных к началу слоя экранов) процесс начинается прямо у кромки шибера, и точки O и O_1 (начало процесса на поверхности слоя) практически совпадают.

Отрезок O_1-O_2 определяет период времени $\tau_{O_1-O_2}$, необходимый для полного выхода летучих из кусков топлива, лежащих на поверхности слоя. Однако, как показывает значительное большинство проделанных экспериментов, время $\tau_{O_1-O_2}$ сохраняется и для внутренних частей слоя¹ (практически, как указывалось, линии O_1L и O_2K параллельны).

Таким образом, можно считать, что по вертикали, проходящей через точку O_2 ($\alpha=1$), зона выхода летучих впервые достигает своей полной высоты ($h_{лет}=O_2-m$) и далее, практически не изменяя ее, углубляется внутрь слоя до вертикали, проходящей через точку L , когда она доходит до поверхности металлических колосников. Затем, на участке $L-K$ (т. е. за время τ_{L-K}) она сходит на-нет, и, начиная с точки K , в слое идет уже чисто углеродное (коксовое) горение.

Однако, углерод кокса вступает в действие и начинает входить частично в состав газа гораздо раньше, а именно — в точке O_2 (начало выхода чистого кокса в верхних частях), где, будучи нагрет горением летучих до весьма высоких температур и не получая кислорода в омывающем его потоке газов, он начинает реагировать с углекислотой и водяными парами. Возникают эндотермические реакции:



¹ Точнее по нашим наблюдениям параллельность изотерм O_1L и O_2K сохраняется лишь до вертикали, проходящей через точку L . Далее линия O_2K (над убывающей по высоте зоной летучих) испытывает некоторый перегиб и идет положе к поверхности колосников. Для упрощения схемы здесь принимается, что обе линии параллельны по всей их длине.

Таким образом, в верхней части слоя, правее линии O_2K , возникает область восстановительных процессов из-за отсутствия в потоке газа свободного кислорода, уже израсходованного в нижних частях слоя на горение летучих.

Наконец, дальнейшее развитие процесса в слое приводит к тому, что в последнем, нижнем участке линии O_2K (фронт выхода чистого кокса), в той же части, под которой зона летучих уже начинает исчезать, кислород поступающего снизу воздуха уже не может быть израсходован достаточно полно на горение летучих и, встречаясь в достаточной концентрации с раскаленной поверхностью углерода кокса, вступает с ним в непосредственную реакцию. Пусть впервые такая достаточная концентрация кислорода у поверхности кокса возникла в точке O_3 . Тогда процесс разгара коксовой части слоя, начиная от точки O_3 , будет распространяться вниз по фронту O_3K и вверх по фронту O_3O_4 , пока не охватит весь слой. Зона восстановительных процессов очертится, таким образом, границей $O_2 - O_3 - O_4$, а начальной границей зоны коксового горения будет линия O_4O_3K (фронт горения кокса).

Все изложенное легко объясняет своеобразный ход кривой β в слоевом процессе с верхним зажиганием. Вначале, на участке $O_1 - O_2$ обычно наблюдающийся рост кривой β свидетельствует о развитии зоны выхода летучих. По мере этого развития суммарный состав летучих, входящих в газ, видоизменяется. Сначала в нем должны преобладать компоненты, богатые кислородом (кислород входит со знаком минус в числитель выражения β), потом начинают все более превалировать наиболее термически стойкие водородосодержащие компоненты (водород входит со знаком плюс в числитель β).

Максимальное значение коэффициент β впервые получает, таким образом, в точке O_2 , когда зона летучих достигает своего полного развития по высоте и выдает в газовый поток полную гамму составляющих ее компонентов (значение β достигает здесь величин 0,5—0,65 в зависимости от сорта топлива). Если бы правее точки O_2 (фиг. 4) в процесс не вмешивался углерод кокса, то на участке, ограниченном вертикалями, проходящими через точки O_2 и L (за период времени $t_{O_2, L}$), т. е. на участке полного развития зоны летучих по высоте, коэффициент β , достигнув максимального значения, оставался бы неизменным, и кривая β пошла бы горизонтально. Однако, как понятно из предыдущего, начиная с точки O_2 , в состав газа дополнительно вступает газифицированный с помощью эндотермических реакций углерод кокса, увеличивая знаменатель β . В этой части процесса вместо выражения

$$\beta_{лет} = \beta_{max} = 2,37 \frac{H - \frac{O}{8}}{C_{лет}}$$

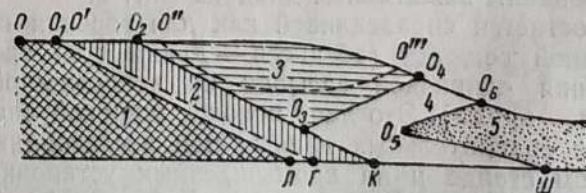
текущее значение коэффициента β будет определяться выражением:

$$\beta_{газ} = 2,37 \frac{H - \frac{O}{8}}{C_{лет} + C_{хкокса}}$$

Кривая β начинает резко падать. Однако, по мере развития газификационной зоны по высоте вследствие ограниченности наличной концентрации CO_2 и H_2O состав газа вновь начинает стабилизироваться, и кривая β снова стремится выйти на горизонталь (фиг. 4).

Наблюдающийся вторичный перелом β может быть объяснен только вступлением кокса в непосредственный процесс сгорания (значительное увеличение знаменателя β за счет резкого увеличения количества углерода, переходящего в газ), т. е. фиксирует местоположение точки O_3 на линии O_2K . Начиная с точки O_3 , кривая β обычно довольно быстро сходит к оси абсцисс. Точка, в которой впервые кривая β достигает нулевого значения (здесь вторично избыток воздуха $\alpha = 1$), должна соответствовать исчезновению зоны выхода летучих, т. е. определяет местоположение точки K на линии O_2K (начало чисто коксовой зоны горения).

Таким образом, надслойный газовый анализ в совокупности с непосредственными замерами поступающих в слой количеств (скоростей) воздуха в состоянии определить местоположение основных зон выгорания слоя цепной решетки и их главнейших характеристических точек (O_2, K, O_3). Появление следов углекислоты фиксирует точку O_1 , исчезновение — точку $Ш$ (фиг. 5; конец выгорания кокса). Несколько менее определенной остается точка L . Наблюдения показывают, что она совпадает с вертикалью, проходящей через максимум кривой водорода, что представляется убедительным, так как за точкой L начинается убыль зоны выхода летучих, являющейся источником выхода водорода. С достаточной для технических целей точностью местоположение точки L может быть также найдено из тех соображений, что наклон линий O_1L и O_2K практически одинаков. Это озна-



Фиг. 5. Общая схема выгорания слоя цепной решетки. 1 — зона свежего топлива; 2 — зона выхода летучих; 3 — восстановительная зона; 4 — зона чистого шлака; 5 — зона выхода летучих; O_1L — фронт выхода летучих; O_1O_2 — фронт горения кокса; O_2K — фронт выхода чистого кокса; O_3O_4 — фронт горения кокса; $O_5Ш$ — фронт выхода чистого шлака (конец горения кокса).

чает, что практически скорости распространения зоны выхода летучих и зоны выхода кокса равны друг другу:

$$w_a = w_k = \operatorname{tg} \gamma_a = \operatorname{tg} \gamma_k.$$

Для завершения общей схемы выгорания слоя остается наметить характер расположения фронта выхода чистого (выжженного) шлака. К сожалению, неточности газового анализа в области малых концентраций CO_2 не дают возможности сделать это с достаточной четкостью. Однако, общий характер шлакового фронта может быть очерчен из тех соображений, что он в основном должен повторять фронт горения кокса (линия O_4, O_3, K), т. е. повторять конфигурацию этого фронта на некотором расстоянии от него, соответствующем времени выгорания кокса в кусках топлива ($\tau_{к,ш}$).

Общий вид схемы расположения зон выгорания изображен на фиг. 5.

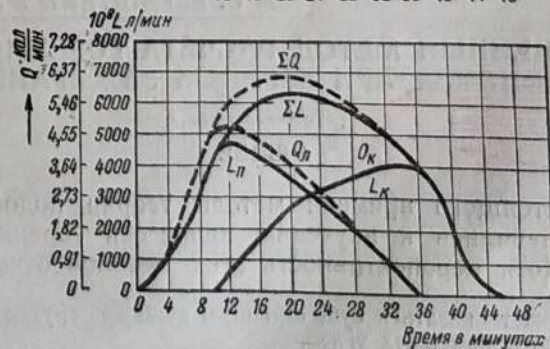
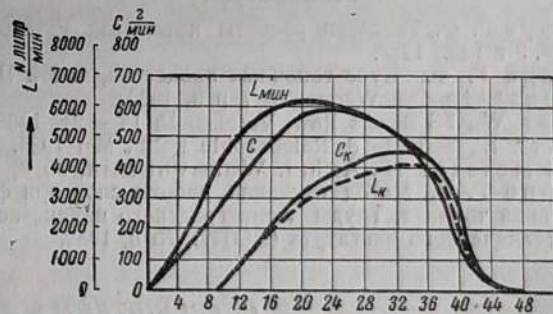
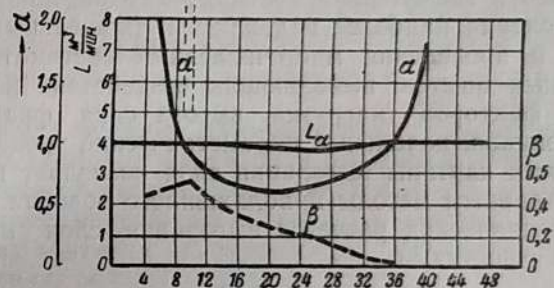
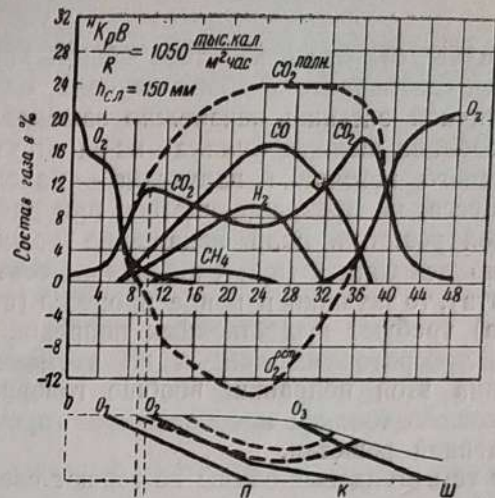
Намеченным на схеме границам не следует, конечно, придавать буквального телесного значения. Как показывают тщательные пересчеты ряда опытных данных, эти границы несколько размыты из-за наложения процессов друг на друга. Но все же эта схема дает четкое структурное представление о ходе процесса внутри слоя и хорошо вяжется с данными температурных исследований и с данными надслойного газового анализа.

Мелкий пунктир (линия $O'Г$) изображает на ней фронт горения (воспламенения) летучих. Вследствие густого расположения параллельных изотерм в этой части слоя (большие температурные градиенты) он практически почти совпадает с фронтом выхода летучих (линия O_1L). Пунктир с точками (линия $O''O'''$) изображает местоположение границы, выше которой в газозвдушенном потоке, пронизывающем слой, отсутствует свободный кислород.

Приведенные выше количественные связи позволяют легко подсчитать ход основных кривых выгорания, причем имеется возможность отделить друг от друга количественные данные по выгоранию летучих и кокса¹. Общая картина выгорания слоя с верхним зажиганием дана на фиг. 6.

Она остается справедливой как для горения подвижного слоя цепной решетки (абсцисса — длина пути слоя), так и для горения единичной засыпки на неподвижной решетке (абсцисса — время). Это дает повод к широкой аналогии для получения сравнительных данных при исследованиях на лабораторном стенде и на промышленных установках, многократно использованной в практике лаборатории физической огнетехники.

¹ См. подробнее [Л. 2].



Фиг. 6.

Здесь следует отметить, что хотя общий характер выгорания остается одинаковым в обоих случаях, однако при выгорании единичной засыпки неизбежно замедляется процесс розжига и особенно выжиг (шлака) из-за отсутствия в этот период основного источника излучения — надслойного пламенного процесса, не прекращающегося при работе промышленной цепной решетки. Если искажение условий розжига количественно невелико¹ (при соблюдении соответствующих условий опыта), то затяжки в конце процесса (стадия шлакового выжиг) требуют существенных поправок при попытке перенесения лабораторных данных на промышленные условия. Величина этой поправки, вообще говоря, зависит от свойств исходного топлива и организации горения в хвостовой части цепной решетки.

Вместе с тем стендовые опыты не теряют своего значения, так как, требуя значительно меньше расходов, дают возможность применения наиболее надежных и тщательных методов измерения и проведения многочисленных систематизированных серийных опытов, выявляющих воздействие на процесс различных факторов (нагрузка, высота слоя, фракционированность топлива, начальный пирометрический уровень и пр.).

Типичность картины выгорания слоя позволяет применить к опытным данным методы приближенного подобия и создать базу для технических расчетов выгорания слоя на топках с цепными решетками.

Литература

1. Кнорре Г. Ф., Тепловые расчеты котельных установок по газовому анализу, 3-е изд., 1947.
2. Кнорре Г. Ф., Курс топочных процессов, ч. I и II, 1932—1937.
3. Levenstein, Die Wärme, № 7 и 8, 1934.
4. Meyer W., ZS Bauers Rew. Vereins. № 14 — 21, 1935.
5. Tanner E., Berichte d. Reichskohle Raht., Mai 1934.
6. Werkmeister H., Arch. f. Wärmewirtschaft, № 8, 1931.
7. Кнорре Г. Ф., Метод изучения работы слоя при фазовых процессах сжигания топлива, Труды Ленинградского научно-исследовательского теплотехнического института (ЛОТИ), № 2, 1932.

Р. С. БЕРНШТЕЙН и Л. А. ВУЛИС

ОБОБЩЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ГОРЕНИЯ СЛОЯ ТОПЛИВА ПРИ ВЕРХНЕМ ЗАЖИГАНИИ

(1938—1939 гг.)

ОБЩЕЕ

До настоящего времени методы теории подобия весьма мало применялись к изучению процессов горения твердого топлива. Хотя перспективность этих методов отчетливо под-

¹ Оно может оказаться существенным лишь для трудно зажигающихся тощих сортов каменных углей.

тверждается успехами, достигнутыми в обобщенной критериальной обработке простейших явлений (горения частицы и канала), строгий анализ таких сложных случаев, как горение слоя топлива, является задачей будущего. Вместе с тем, как показывает настоящая работа, исходя из простейших предположений, основывающихся на анализе экспериментального материала и методе размерностей, можно построить систему обобщенного технического расчета горения слоя (применительно к основному современному топочному устройству — топке с цепной решеткой).

Горение слоя топлива представляет типичный нестационарный процесс. Известно, что при рассмотрении таких процессов в систему определяющих критериев входит величина $Ho = \frac{v\tau}{d}$, называемая критерием гомохронности¹ (иногда — числом Струхалея Sh). Этот критерий, обязанный своим происхождением наличию в дифференциальном уравнении полной (субстанциональной) производной $\frac{Du}{d\tau} = \frac{du}{d\tau} + w_a \frac{du}{dz_a}$, устанавливает правило для отыскания гомохронных (однородных во времени) моментов в подобных явлениях.

В настоящей работе кратко излагаются результаты обобщения экспериментальных данных по горению слоя топлива с помощью критерия гомохронности². Исключительная сложность явления, обуславливающая отсутствие в настоящий момент математической модели его, заставляет при создании технического расчета исходить из обработки экспериментального материала. Последний по горению слоя топлива при верхнем зажигании разделяется на две качественно и количественно неравные группы. К первой относятся данные, полученные при промышленном испытании топков с цепными решетками [Л. 6, 7, 8, 11, 12]; количество их крайне ограничено, а экспериментальная достоверность сравнительно невысока. Вторую группу составляют значительно более доброкачественные опыты, проведенные в лабораторных печах и подробно описанные в ряде работ [Л. 2, 3, 4, 13]. С целью дать общее представление об экспериментальных данных, положенных в основу предлагаемого обобщения, в табл. 1 и 2 сведены средние характеристики топлива и режимных параметров для обеих групп опытов.

Не описывая подробно методики эксперимента, ограничимся указанием, что в опытах в лабораторной печи («слоевой стенд» ЛФО, см. фиг. 1 предыдущей статьи) воспроизво-

¹ Здесь v (м/сек) — характерная скорость; τ (сек.) — время; d (м) — определяющий размер.

² Подробно см. отчет ЦКТИ [Л. 1]; впервые применен для обработки данных по горению слоя Л. А. Вулисом [Л. 5].

Характеристика углей

№ по порядку	Сорт и месторождение угля	Содержание составных частей				Теплотворная способность, ккал/кг	Количество опытов		
		летучих, %	углерода, %	балласта			лабораторных	промышленных	всего
				зола, %	влага, %				
I. Угли СССР									
1	Бурый челябинский	50—55	42—50	13—32	6—23	3 000—4 500	9*	3	12
2	Длиннопламенный донецкий	36	66	9	7	6 050	3*	0	3
3	Газовый донецкий	30—33	68—77	4—10	3—6	7 200	22*	4	26
4	Паровично-жирный донецкий	26	80	6	2	7 650	1*	0	1
5	Тошый донецкий	3—8	72	19	1	6 500	1*	0	1
6	Антрацит	3—8	74—79	3—14	6	6 600—7 100	1*	2	3
7	Каменный уголь норильский	16	65	7	16	6 500	2*	0	2
8	Антрацит тунгусский	3,5	74	12	6	6 300	6*	0	6
II. Немецкие угли									
9	Бурый уголь	50	51—56	11—13	12—17	4 200	0	6	6
10	Газовый уголь	30—37	72—78	5—7	2—6	7 500	1	1	2
11	Жирный уголь	20—22	79—81	6—9	1—2	7 600	4	0	4
12	Кузнечный уголь	16	81—82	6—7	1—3	7 650	1	0	1
13	Антрацит	10	85	6	1	7 800	3	0	3

Примечание. Знаком * отмечены опыты лабораторий физической огнетехники ЦКТИ.

дилось при сжигании единичной навески топлива (при неизменном во времени расходе воздуха) непрерывное горение слоя на цепной решетке. При этом между протеканием горения навески во времени и слоя на колосниковом полотне устанавливалась простейшая связь: $\tau = \frac{l}{v}$. Результатом лабораторных исследований и сопоставления их с данными, полученными при промышленных испытаниях, явилась известная схема огневой работы слоя, предложенная проф. Г. Ф. Кнорре [Л. 9, 10] и подробно изложенная в его статье, помещенной в этом сборнике.

Таблица 2

Число опытов при разных режимных параметрах

Опыты	При расходе воздуха $L_a \left(\frac{м^3}{м^2 \cdot час} \right)$			При высоте слоя h (мм)				На разных фракциях δ (мм)				
	300—1 000	1 000—2 000	2 000—2 600	50—100	100—160	160—200	200—250	3—5	7—12	12—18	18—25	Рядовой
Лабораторные	11	39	4	35	13	6	0	4	28	3	1	18
Промышленные	9	7	0	7	3	5	1	5	0	3	0	8
Всего	20	46	4	42	16	11	1	9	28	6	1	26

Настоящая работа представляет попытку количественного развития и дополнения этой схемы при ряде упрощающих предположений.

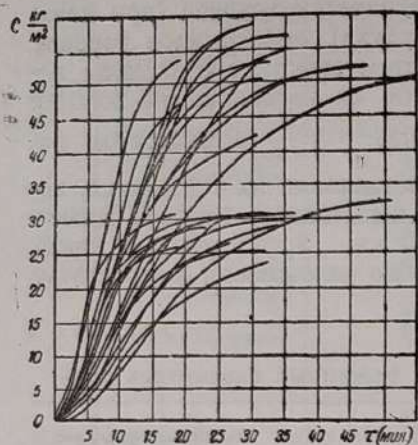
ПРИНЦИП ПРИБЛИЖЕННОГО ПОДОБИЯ

Аналогичный характер кривых надслойного газового анализа, полученных в большом количестве опытов при сильно различающихся условиях², дает основания помимо качественного единообразия процесса предположить также наличие приближенного подобия в протекании горения слоя. Это допущение полностью подтверждается тем, что в предложенных ниже для описания процесса обобщенных координатах совмещаются все кривые, охватывающие отдельные опыты.

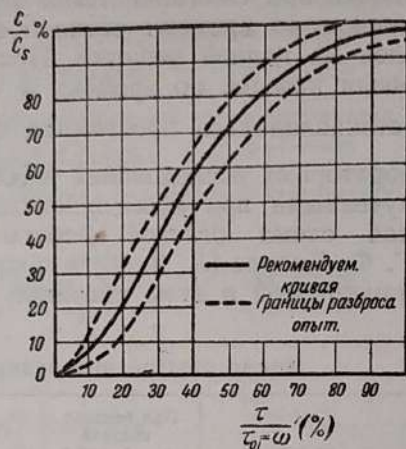
Если для простоты выделить из горения слоя выгорание углерода, то уже при переходе к простейшим безразмерным

¹ Здесь τ (час) — время; l (м) — длина цепной решетки; v (м/час) — скорость ее движения.

² См. рис. 2 в статье Г. Ф. Кнорре.



Фиг. 1. Кривые выгорания углерода для различных углей, сжигавшихся в лабораторной установке.



Фиг. 2. Обобщенные кривые выгорания углерода для различных углей, сжигавшихся в лабораторной установке.

(относительным) координатам получается для всех лабораторных опытов¹, первичные кривые которых даны на фиг. 1, универсальная зависимость $\frac{C}{C_s}(\%) = f\left(\frac{\tau}{\tau_{01-ш}}\right)$, изображенная на фиг. 2 [здесь C ($\text{кг}/\text{м}^2$) и C_s ($\text{кг}/\text{м}^2$) — текущее и полное количество углерода на 1 м^2 решетке; τ (час) и $\tau_{01-ш}$ (час) — текущее и полное — по схеме Г. Ф. Кнорре — время выгорания]. Разбег линий в пучке на фиг. 2, как это показывает анализ погрешностей эксперимента, находится полностью в пределах точности измерений ($\pm 10-15\%$). Указанные координаты не решают, однако, основного вопроса о связи между развитием процесса и режимными параметрами. Выбирая на основе анализа экспериментальных данных в качестве основных для горения слоя факторов расход воздуха L_a ($\text{нм}^3/\text{м}^2\text{час}$) и высоту слоя h (м)², напишем согласно Букингему уравнение размерностей для любого характерного отрезка времени (например, для полного времени горения $\tau_{01-ш}$):

$$\tau_{01-ш} [T] = A_2 L_a \left[\frac{L}{T} \right]^n h [L]^m$$

¹ Сопоставление с промышленными см. ниже.

² Что касается влияния размера куска угля, то последнее недостаточно охарактеризовано наличными опытными данными, так как широкий диапазон пройден лишь на газовом угле, для которого вследствие спекаемости изменение размера существенного значения иметь не может. Температура, являющаяся функцией процесса, не входит в число определяющих параметров.

Таблица 3

Обобщенные характеристики огневого процесса

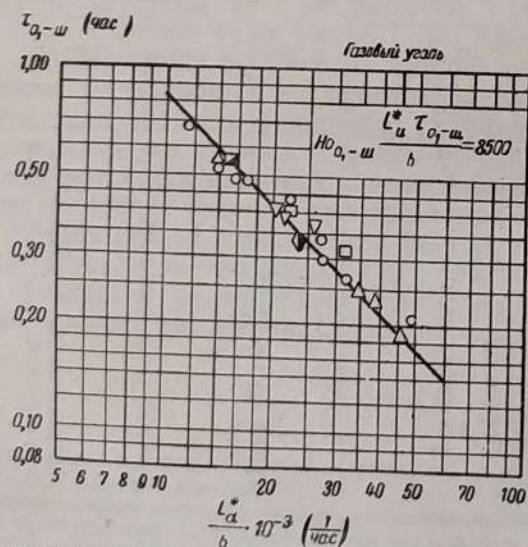
№ по порядку	Сорт и место-рождение угля	C_p %	τ_{01-O_2}		τ_{01-O_1}		τ_{01-K}		$\tau_{01-ш}$	
			$\frac{O_1-O_2}{O_1-O_{ш}}$ %	$\frac{H_0}{C_p}$	$\frac{O_1-L}{O_1-ш}$ %	H_0	$\frac{O_1-K}{O_1-ш}$ %	H_0	$\frac{H_0}{C_p}$	$\frac{H_0}{C_p}$
1	Бурый уголь челябинский	45,0	11	600	24	1 300	2 000	4 500	5 500	12 200
2	Газовый уголь донецкий	76,3	10	940	27	2 300	4 100	5 400	8 500	11 200
3	Антрацитовый уголь тунгусский	73,6	12	1 080	26	2 350	3 900	5 300	9 000	12 200
4	Средние характеристики для всех углей	—	11	—	26	—	—	5 300	—	12 000

(здесь индекс z отмечает выбор характерного интервала по схеме; A_z — постоянный множитель, подлежащий определению из эксперимента). После приравнивания показателей степени и решения системы простейших уравнений получаем следующее равенство:

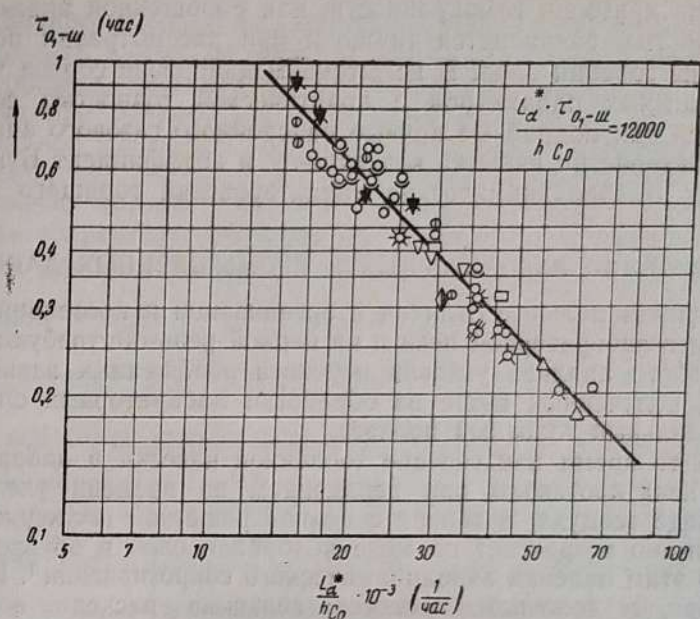
$$\frac{L_a \tau_{0,1-z}}{h} = H_{0,1-z} = \text{idem}$$

для любого характерного интервала времени $\tau_{0,1-z}$.

По физическому смыслу выведенный таким образом критерий гомохронности H_0 представляет отношение реально текущего времени к величине $\tau_{0,1-z} = \frac{h}{L_a}$ (час), характеризующий пребывание газов в слое (т. е. реакционное время контакта). В отдельных случаях критерий гомохронности естественно интерпретировать как отношение скорости воздуха к характерной скорости процесса (например, скорости воспламенения w_a и др.). При пересчете кривых выгорания углерода в безразмерную зависимость $\frac{C}{C_s}(\%) = f(H_0)$ получается для каждого угля тесный пучок линий, аналогичный изображенному на фиг. 2. Для иллюстрации соблюдения постоянства значения критерия гомохронности в характерных точках процесса на фиг. 3 эта зависимость построена для полного времени горения $\tau_{0,1-w}$ (для газового угля). Аналогичный вид имеют графики для остальных характерных интервалов.



Фиг. 3. Зависимость полного времени горения от отношения расхода воздуха к высоте слоя (для газового угля).



Фиг. 4. Зависимость полного времени горения от отношения расхода воздуха к произведению высоты слоя на содержание углерода (для всех углей — лабораторные опыты).

В качестве приближенного приема для сведения кривых $\frac{C}{C_s}(\%) = f(H_0)$ для разных углей в единый универсальный график лучше других оправдало себя введение комплекса $\frac{H_0}{C_p}$, где $C_p(\%)$ — содержание углерода в рабочем топливе (см. фиг. 4). Логическое обоснование этого приема очевидно.

Таким образом, при переходе к обобщенным координатам $\frac{C}{C_s} = f\left(\frac{H_0}{C_p}\right)$ удается построить универсальную кривую выгорания углерода, подтверждающую первоначальное допущение о приближенном подобии. При этом характерные точки процесса, фигурирующие в схеме Г. Ф. Кнорре, получают четкие количественные признаки в безразмерном времени $\frac{\tau}{\tau_{0,1-w}}(\%)$ (или H_0). Эти значения для основных углей сведены в табл. 3, где также указаны приближенные характеристики $\frac{H_0}{C_p}$. Как это следует из табл. 3, точность последних лежит в пределах $\pm 15-20\%$, т. е. соответствует практически достижимой точности технического расчета горения слоя.

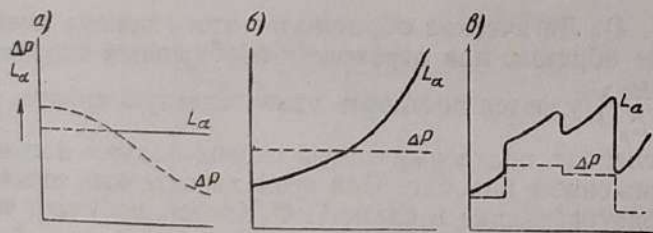
Роль критерия гомохронности, как обобщенной временной координаты, сохраняется также и при рассмотрении полной картины горения слоя. В испытанном диапазоне сортов углей и режимных параметров с практической точностью совмещаются как подробные кривые надслойного газового анализа и характеристик избытка воздуха — α и коэффициент Бунте — β , так и аэродинамические характеристики горящего слоя.

ОБОБЩЕНИЕ ЛАБОРАТОРНЫХ И ПРОМЫШЛЕННЫХ ДАННЫХ

Принципиальные отличия в организации и протекании горения в лабораторной печи и на цепной решетке требуют специального анализа условий переноса обобщенных зависимостей, полученных выше из обработки лабораторных опытов, на реальный топочный процесс.

Во время как горение топливной навески в лабораторной печи протекало при неизменном во времени удельном расходе воздуха, в топках с цепной решеткой последний непрерывно возрастает по мере выгорания слоя и обусловленного этим падением аэродинамического сопротивления¹. Иначе говоря, в топочном процессе величина расхода воздуха $L_\alpha \neq \text{const}$ является функцией времени τ (т. е. длины полотна l , как это показано на фиг. 5).

Если предположить, что процесс горения слоя однозначно определяется текущими режимными параметрами и не зависит (в любой данный момент) от своей предистории, т. е. допустить, что основные расчетные характеристики (в первую очередь величины характерных интервалов времени τ_{O_1-z}) представляют функции состояния, а не процесса, то нетрудно сохранить в несколько модифицированном виде обе системы обобщенных координат, описывающие горение при $L_\alpha \neq \text{const}$.



Фиг. 5. Характер изменения удельного расхода воздуха и сопротивления слоя по ходу процесса горения.

а — лабораторный процесс; б — беззонная цепная решетка; в — решетка с зонным дутьем.

¹ Это явление имеет место по всей длине беззонной решетки, либо в пределах каждой зоны при зонированном дутье; таким образом, в зонных решетках происходит двоякое нарушение воздушного режима: непрерывное изменение расхода воздуха по длине отдельных зон и неравномерное распределение дутья по зонам.

Сделанное допущение позволяет рассматривать процесс горения как сумму бесконечно малых отрезков, выделенных из отдельных независимых друг от друга процессов, прстекающих при неизменных режимных условиях, соответствующих данной временной точке. Математическая интерпретация этой гипотезы (которую в соответствии с написанным выше естественно назвать гипотезой об аддитивности) указывает методы сохранения обобщенных координат. В качестве последних для режима при $L_\alpha = \text{const}$, были предложены относительное время $\frac{\tau}{\tau_{O_1-z}}$ (%) и критерий гомохронности $Ho =$

$$= \frac{L_\alpha \tau}{h}, \text{ а также для приближенного обобщения, охватываю-}$$

щего все сорта углей, — величина $\frac{Ho}{C_p}$. Для отыскания характерных интервалов процесса (время выхода летучих и кокса, полное время горения и пр.) можно воспользоваться условием гомохронности $\frac{Ho_z}{C_p} = \text{idem}$ (при соответствующем выборе значения экспериментальной константы A_z^1).

Для любого элемента времени, выделенного в процессе с переменной скоростью дутья, введя фиктивную (приведенную) величину характерного времени $(\tau_{O_1-z})_{прив}$, можно написать условие гомохронности:

$$\frac{L_\alpha(\tau) (\tau_{O_1-z})_{прив}}{h C_p} = A_z, \quad (1)$$

при этом величина $(\tau_{O_1-z})_{прив}$ означает то время, в течение которого при данном значении расхода воздуха $L_\alpha(\tau)$ характерный интервал горения слоя развивался бы неизменно во всем процессе.

Если приписать аналогичную приведенную величину любой точке процесса, то из очевидного равенства

$$100\% = \int_{\tau_{O_1}}^{\tau_z} \frac{d\xi}{(\tau_{O_1-z})_{прив}} \quad (2)$$

вытекает правило пользования обобщенным временем, а именно: учитывая непостоянство расхода воздуха, необходимо рассчитывать для каждой точки процесса соответствующий ей характерный масштаб времени $(\tau_{O_1-z})_{прив} = A \frac{h C_p}{L_\alpha(\tau)}$, оп-

¹ Значения константы $A_z = \frac{Ho_z}{C}$ для различных интервалов см. табл. 3.

ределяемый из обычного условия гомохронности (1). С другой стороны, подставляя значение $(\tau_{O_1-z})_{прив}$ (по определению) в формулу (2) и заменяя актуальное значение расхода воздуха средним, по формуле ¹:

$$\bar{L}_a = \frac{1}{\tau_{O_1-z}} \sum_n \int_{\tau_{n_1}}^{\tau_{n_2}} L_a(\xi) d\xi \quad (3)$$

(где n —число зон, τ_{n_1} и τ_{n_2} —моменты времени, ограничивающие n -ную зону, в частности τ_{n_1} соответствует воспламенению слоя, т. е. точке O_1 ; ξ , как и прежде, переменная интегрирования) получим выражение, аналогичное условию гомохронности:

$$\frac{\bar{L}_a}{hC_p} = \frac{Ho}{C_p^s} = idem \quad (4)$$

для соответственных точек процесса.

Таким образом, наряду с относительным временем сохраняет смысл непрерывной обобщенной координаты также и приведенный критерий гомохронности \bar{Ho} , определяемый для горения на цепной решетке с любой системой распределения воздушного дутья равенством:

$$\bar{Ho} = \frac{1}{hC_p} \sum_n \int_{\tau_{n_1}}^{\tau_{n_2}} L_a(\xi) d\xi. \quad (4a)$$

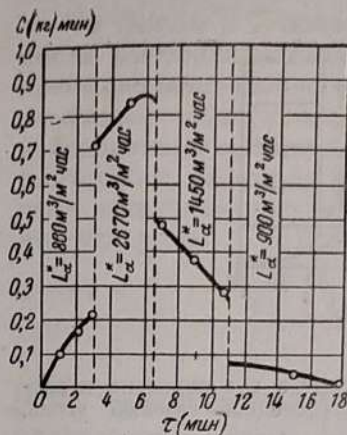
Специфическим отличием горения слоя при переменном по длине решетки расходе воздуха является зависимость отношения между характерными интервалами от закона распределения дутья. Действительно, из отношения условий гомохронности для двух характерных точек τ_{z_1} и τ_{z_2} при разных режимах (обозначенных одним и двумя штрихами), т. е.

$$\frac{(\bar{L}_a)'_{O_1-z_1} \tau'_{O_1-z_1}}{h'C_p'} = A_{z_1} = \frac{(\bar{L}_a)''_{O_1-z_1} \tau''_{O_1-z_1}}{h''C_p''}$$

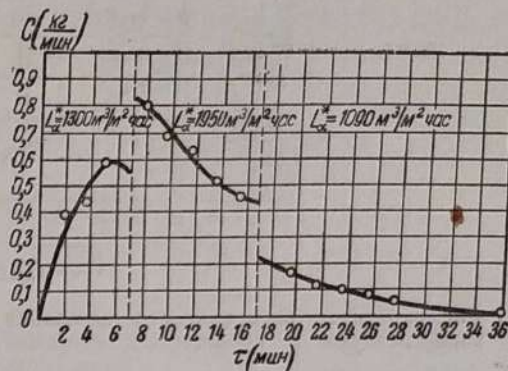
и

$$\frac{(\bar{L}_a)'_{O_1-z_2} \tau'_{O_1-z_2}}{h'C_p'} = A_{z_2} = \frac{(\bar{L}_a)''_{O_1-z_2} \tau''_{O_1-z_2}}{h''C_p''}$$

¹ Суммирование по числу зон выделено с целью подчеркнуть то обстоятельство, что в общем случае скорость дутья является разрывной, а не непрерывной функцией времени.



Фиг. 6. Кривая интенсивности выгорания углерода при переменном расходе воздуха (донецкий газовый уголь, опыт ЛФО).



Фиг. 7. Кривая интенсивности выгорания углерода при переменном расходе воздуха (челябинский бурый уголь, опыт ЛФО).

получаем:

$$\frac{\tau'_{O_1-z_1} (\bar{L}_a)'_{O_1-z_1}}{\tau'_{O_1-z_2} (\bar{L}_a)'_{O_1-z_2}} = \frac{\tau''_{O_1-z_1} (\bar{L}_a)''_{O_1-z_1}}{\tau''_{O_1-z_2} (\bar{L}_a)''_{O_1-z_2}} = \frac{A_{z_1}}{A_{z_2}},$$

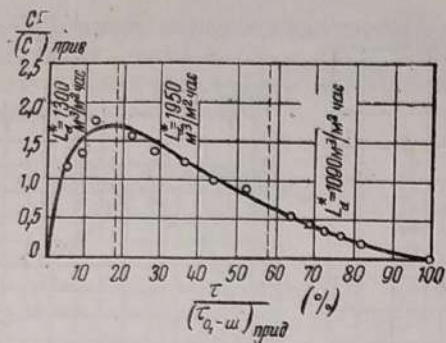
$$\frac{\tau_{O_1-z_1}}{\tau_{O_1-z_2}} = \text{const} \frac{(\bar{L}_a)_{O_1-z_2}}{(\bar{L}_a)_{O_1-z_1}}. \quad (5)$$

Следовательно, отношение двух характерных интервалов времени в процессе горения обратно пропорционально средним расходам воздуха за эти интервалы. Как и следовало ожидать, в частном случае $L_a = \text{const}$, т. е. при постоянстве расхода воздуха (режим в лабораторной печи) получается отмеченная ранее фиксация характерных точек. Это свойство формально имеет место и в промышленном топочном процессе при описании его в относительном (приведенном) времени, так как

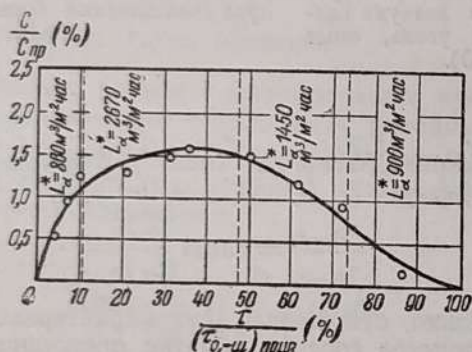
$$\frac{\tau_{O_1-z_1}}{(\tau_{O_1-z})_{прив}} = \int_{\tau_{O_1}}^{\tau_{z_1}} \frac{d\xi}{(\tau_{O_1-z})_{прив}} = \frac{1}{\tau_{O_1-z_1}} \int_{\tau_{O_1}}^{\tau_{z_1}} L_a(\xi) d\xi \frac{\tau_{O_1-z_1}}{hC_p A_{z_2}} =$$

$$= \frac{\tau_{O_1-z_1} (\bar{L}_a)_{O_1-z_1}}{hC_p A_{z_2}} \frac{1}{A_{z_2}} = \frac{A_{z_1}}{A_{z_2}} = \text{const},$$

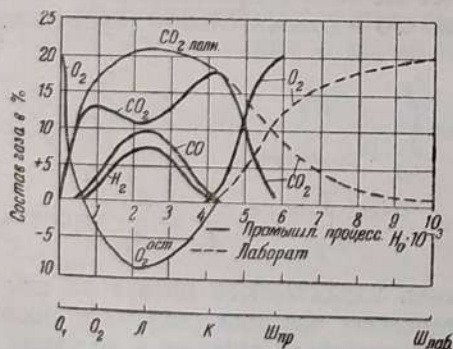
т. е. длительность характерного интервала при пересчете на доли от приведенного времени сохраняет постоянное значение при любых параметрах режима, в то время как при переходе от одного режима к другому отношение двух характерных интервалов времени меняется по уравнению (5).



Фиг. 8. Кривая интенсивности выгорания углерода при переменном расходе воздуха в обобщенных координатах (донецкий газовый уголь, опыт ЛФО).



Фиг. 9. Кривая интенсивности выгорания углерода при переменном расходе воздуха в обобщенных координатах (челябинский бурый уголь, опыт ЛФО).



Фиг. 10. Обобщенные кривые надслойного анализа газов для лабораторного и промышленного сжигания газового угля.

На фиг. 6 и 7 представлены первичные кривые интенсивности выгорания углерода, полученные в опытах по сжиганию донецкого газового угля и челябинского бурого угля с переменным воздушным дутьем. Те же кривые изображены в безразмерном виде на фиг. 8 и 9. При этом в качестве характерного масштаба ординаты для перехода к безразмерным величинам принята приведенная интенсивность выгорания углерода:

$$\bar{C}_{прив} = \frac{C_s}{(\tau_{0-sh})_{прив}} \text{ (кг/м}^2\text{час)}$$

[где C_s (кг/м²) — полное количество углерода; $(\tau_{0-sh})_{прив}$ — приведенное полное время горения]. Это преобразование кривых, равно как и обработка непосредственных данных ряда промышленных испытаний, проведенная авторами [Л. 1], полностью подтвердили возможность использования гипотезы об аддитивности в качестве основы предложенного метода расчета.

Особо следует отметить, что при обработке промышленных экспериментальных данных выявилось практически совершенное совпадение активных стадий процесса (до точки К по принятой системе обозначений). Конечные стадии процесса — выжиг углерода из шлаков в реальных топках — протекают значительно скорее, чем в лабораторной печи¹. Природа этого расхождения в настоящее время еще недостаточно изучена; в основном его следует, повидимому, отнести за счет значительного отличия пирометрических уровней процесса в последних стадиях при горении на цепной решетке и в лабораторной печи. Для иллюстрации положений на фиг. 10 приведены приближенные обобщенные диаграммы надслойного газового анализа для горения газового (донецкого) угля.

Если принять время τ_{0-k} опорной характеристикой процесса, то соотношения между характерными интервалами при горении углей могут быть охарактеризованы приближенными величинами, приведенными в табл. 4.

Таким образом, введенные в настоящей работе обобщенные координаты позволяют свести обширный экспериментальный материал по горению слоя топлива при верхнем зажигании к ограниченному количеству универсальных зависимостей. Естественно, что последние, не говоря о методическом значении, приобретают значение опорных характеристик для

¹ Ориентировочно время выжига шлака для промышленного процесса может быть принято в три раза меньшим, чем для лабораторного.

Таблица 4

Обобщенные характеристики горения слоя

Характерная точка процесса	O ₂	Л	К	Ш	
				про-мышл.	лабор.
Относительное время					
$\frac{\tau_{O_2-z}}{(\tau_{O_2-k})_{прив}}$ (%)	23,5	56,6	100,0	(127)	227
Экспериментальная константа					
$A_z = \frac{Ho_z}{C_p}$	1300	3000	5300	(7500)	12000
Процент выгорания углерода					
$\frac{C}{C_p}$	10	30	65	100	100

технического расчета огневого процесса¹. Задачей дальнейших исследований является уточнение численных значений и расширение опытного диапазона².

Литература

1. Бернштейн Р. С. и Вулис Л. А., Обобщенный метод расчета горения слоя топлива при верхнем зажигании, Отчет ЦКТИ, 1939.
2. Бернштейн Р. С., Кизин В. М., Кнорре Г. Ф. и Померанцев В. В., Анализ огневой работы слоя газового угля, Отчет ЦКТИ, 1936.
3. Бернштейн Р. С., Каган С. М., Кнорре Г. Ф. и Померанцев В. В., Изучение горения челябинского угля, Отчет ЦКТИ, 1937.
4. Бернштейн Р. С., Кнорре Г. Ф., Померанцев В. В. и Струнников М. Ф., Изучение горения среднепелятчинского угля, Отчет ЦКТИ, 1937.
5. Вулис Л. А., К теории скоростного горения слоя, Отчет ЦКТИ-ЛИИ, 1938.

¹ В частности, преобразование условия $Ho_z = idem$ к обычным в теплотехнической практике топочным характеристикам приводит к весьма любопытной эмпирической связи между средним коэффициентом избытка воздуха α , насыщенным весом угля γ и коэффициентом Бунте β , а именно:

$$\alpha\gamma(a + b\beta) = const,$$

где a и b — стехиометрические коэффициенты.

² Предложенные в настоящей работе обобщенные эмпирические формулы хорошо подтверждаются более поздними опытными данными. Мы имеем в виду опыты ЦКТИ (А. М. Гурвич и П. Н. Кендысь) в Тамбове по сжиганию донецких углей марок Д и А (см. соответствующий отчет ЦКТИ), а также опыты ЛФО на слоевом стенде по сжиганию углей Арктического бассейна, проведенные в 1940 и 1941 гг.

6. Гурвич А. М., Мейклер М. В., Сравнительное изучение работы цепных решеток на челябинских углях, Отчет ЦКТИ, 1935.
7. Гурвич А. М., Исследование работы цепных решеток Вальтер на II ЛГЭС, Отчет ЦКТИ 1934.
8. Гурвич А. М., Келлер Г. Г. и Кендысь П. Н., Отчет о сжигании антрацитов на цепных механических решетках, Отчет ЦКТИ, 1935.
9. Кнорре Г. Ф., Курс топочных процессов, ч. I и II, ОНТИ 1932, 1937.
10. Кнорре Г. Ф., Характеристики горения твердого топлива при верхнем зажигании, доклад на совещании в ОН Академии наук СССР, 1938.
11. Levenstein R., Процесс горения каменных углей в топке с цепной решеткой, Die Wärme, № 7 и 8, 1934.
12. Meyer W., Исследование процесса горения на цепной решетке, Ztschr. d. Bauers Rew. Vereins, № 14—21, 1935.
13. Werkmeister H., Исследование горения каменного угля, Arch. f. Wärmewirtschaft, № 8, 1931.

С. М. КАГАН

АЭРОДИНАМИКА СВОБОДНОЛЕЖАЩЕГО СЛОЯ¹

(1935—1939 гг.)

ОБЩЕЕ

Изучение законов движения газоздушного потока сквозь пористую засыпку — вопрос большой важности для топочной техники. Горение топлива на цепных решетках, в печах, генераторах и т. д. в большой мере (чтобы не сказать — в основном) определяется законами аэродинамического взаимодействия проходящего воздуха со слоем топлива. В настоящее время разработка этого вопроса, несмотря на довольно обширный экспериментальный материал, накопленный различными исследователями, не очень далеко продвинулась вперед. Причина лежит здесь как в расхождении результатов работ разных авторов, вызванных различиями в опытных установках, режимах работы и в характере исследованного материала, так и в различной методике обработки полученных данных.

Настоящая статья представляет попытку на основании экспериментальных данных ЛФО и материалов работ других авторов привести в некоторую систему имеющиеся представления о законах движения газов сквозь пористую засыпку и наметить путь расчетного определения аэродинамических характеристик системы.

¹ Работа велась при участии А. Б. Крюкова, С. М. Каган и З. М. Святского под руководством В. В. Померанцева.

СХЕМА ДВИЖЕНИЯ И СТРУКТУРА СЛОЯ

Движение жидкости сквозь слой кускового материала — явление весьма сложное. Сложность его обусловлена неправильностью формы зерен, неодинаковостью их размера и очень сложной структурой взаимного расположения их в слое.

Поток газов, попадающих в слой, разбивается на большое число струек, движущихся по очень сложным траекториям в межкусковых пространствах. Последние представляют каналы неправильной формы и переменного сечения, многократно соединенные между собой.

Буссинеском была предложена модель явления фильтрации, сводящаяся к следующему. Несмотря на то, что движущийся через засыпку поток жидкости проходит по очень сложным траекториям, обтекающая отдельные куски топлива, в слое все же можно наметить главное направление движения, по отношению к которому обтекание кусков можно считать явлением второстепенным. Таким образом, модель протекания жидкости сквозь засыпку может быть представлена как течение по отдельным весьма шероховатым каналам. На этом представлении покоятся все последующие рассуждения.

Рассмотрение законов движения жидкости в свете указанной схемы вполне закономерно, если не придавать ей абсолютного значения, а принимать ее как одну из удобных расчетных схем.

Переходя к структурным характеристикам слоя, можно наметить следующие:

- 1) средний размер зерна в слое;
- 2) порозность слоя,
- 3) шероховатость его.

Для определения среднего размера зерна в слое существует множество разнообразных методов усреднения. В описываемой работе пользовались формулой усреднения, выведенной на основе равенства объемов зерен реального и усредненного слоя. В случае узких интервалов зернистости (например фракционированный уголь) эта формула превращается в формулу Андреосена:

$$x_m = \sqrt[3]{\frac{2x_1^2 + x_2^2}{x_1 + x_2}} \quad (1)$$

Коэффициент порозности слоя является отношением объема пустот ко всему объему, занимаемому слоем. Величина эта может быть с достаточной точностью определена из соотношения

$$m = \frac{\gamma_{каж} - \gamma_{нас}}{\gamma_{каж}} \quad (2)$$

где m — коэффициент порозности;

$\gamma_{каж}$ — кажущийся удельный вес твердого топлива;

$\gamma_{нас}$ — вес единицы объема слоя (насыпной удельный вес).

Шероховатость слоя сыпучих материалов не может быть определена каким-либо измерительным путем. Оценка (весьма приблизительная) этой величины возможна только после выделения влияния других факторов на основе сравнения с данными известных исследований шероховатости.

МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ И ОБОБЩЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Коэффициент сопротивления слоя зернистых материалов обычно отыскивается по аналогии с формулами для прямых гладких труб в виде

$$\lambda_{сл} = \frac{2 \Delta p \delta}{H \rho Q^2} \quad (3)$$

где $\lambda_{сл}$ — коэффициент сопротивления слоя;

Δp (мм Н₂O) — перепад давления на высоте слоя H ;

H (м) — высота слоя;

δ (м) — средний диаметр куска;

ρ (кгсек²/м⁴) — плотность жидкости;

Q (м³/м²сек) — скорость фильтрации.

Для того, чтобы перестроить зависимость (3) согласно схеме движения жидкости вдоль канала, необходимо знать связь диаметра канала со средним диаметром куска в слое и установить величину действительной средней скорости жидкости, протекающей сквозь слой.

Средняя скорость протекающей жидкости находится из отношения скорости фильтрации к коэффициенту объемной порозности слоя:

$$w = \frac{Q}{m} \text{ (м/сек)}. \quad (4)$$

Для определения связи между диаметром условного канала и размером зерна в засыпке целесообразно обратиться к области ламинарной фильтрации.

Как известно, на основании опытов Никурадзе при ламинарном течении жидкости, шероховатость стенок трубы не оказывает влияния на коэффициент сопротивления. Распространение этого положения на случай ламинарной фильтрации через пористые засыпки является основной предпосылкой метода расчета диаметра условного канала.

Для прямых, гладких и шероховатых труб ламинарная область характеризуется постоянством критерия Лагранжа, умноженного на $\frac{d}{l}$ (где d — диаметр канала, l — длина его):

$$\frac{\Delta p d}{w \mu} \frac{d}{l} = La \frac{d}{l} = 32. \quad (5)$$

Для засыпок аналогичный этому произведению критерий:

$$Ra = \frac{\Delta p \cdot \delta^3}{Q \mu H} = \frac{\lambda_{cl} Re}{2},$$

названный критерием Павловского, есть также величина постоянная в области ламинарной фильтрации:

$$Ra = \text{const}. \quad (6)$$

Данные различных исследований указывают, что величина постоянного значения критерия Ra меняется при переходе от засыпки одной порозности к другой, поэтому величина $Ra = C(m)$ должна каждый раз определяться экспериментальным путем.

Если для всех исследуемых засыпок найти величину постоянного значения критерия Ra , то при заранее известном коэффициенте порозности m связь между диаметром δ куска и диаметром d эквивалентного по сопротивлению канала легко найдется из соотношения:

$$\frac{\Delta p_1 d^2}{w \mu L} : \frac{\Delta p_2 \delta^2}{m w \mu H} = \frac{32}{C(m)},$$

где

$$\Delta p_1 = \Delta p_2 \text{ и } L = H.$$

Тогда

$$d = \delta \sqrt{\frac{32}{C(m)m}}. \quad (7)$$

Если провести обработку опытов этим методом, т. е. отыскивать $\lambda_{кан} = f(Re_{кан})$, подставляя в расчетные формулы для $\lambda_{кан}$ и $Re_{кан}$ значения

$$w = \frac{Q}{m} \text{ и } d = \delta \sqrt{\frac{32}{C(m)m}},$$

то в ламинарной области, т. е. там, где

$$\frac{\lambda_{кан} Re_{кан}}{2} = \text{const} = 32,$$

все кривые выйдут на линию Пуазейля.

Легко можно увидеть, что формула, определяющая диаметр условного канала, учитывает влияние не одной только порозности, но и фактора формы и расположения кусков. Выделить влияние каждого из этих двух факторов непосредственно невозможно. Однако, из рассмотрения простейших схем, аналогичных в первом приближении слою, можно установить, что переходный коэффициент от гидравлического к геометрическому диаметру зависит от порозности системы и какого-то коэффициента Φ , меняющегося вместе с формой тела, и выражается формулой:

$$d_{кан} = \Phi \frac{m}{1-m} \delta. \quad (8)$$

Коэффициент Φ можно назвать фактором формы тела. Если принимать, что влияние порозности для обоих случаев — засыпки и системы простых геометрических тел — выражается одинаково, то фактор формы для слоя найдется из выражения:

$$\Phi = \frac{1-m}{m^{3/2}} \sqrt{\frac{32}{C(m)}}. \quad (9)$$

На основании всех указанных выше закономерностей устанавливается вполне четкий метод обработки опытных данных в виде зависимости

$$\lambda_{кан} = f(Re_{кан}),$$

где

$$\lambda_{кан} = \lambda_{cl} \frac{m^3}{1-m} \Phi, \quad (10)$$

$$Re_{cl} = Re_{кан} \frac{1}{1-m} \Phi. \quad (11)$$

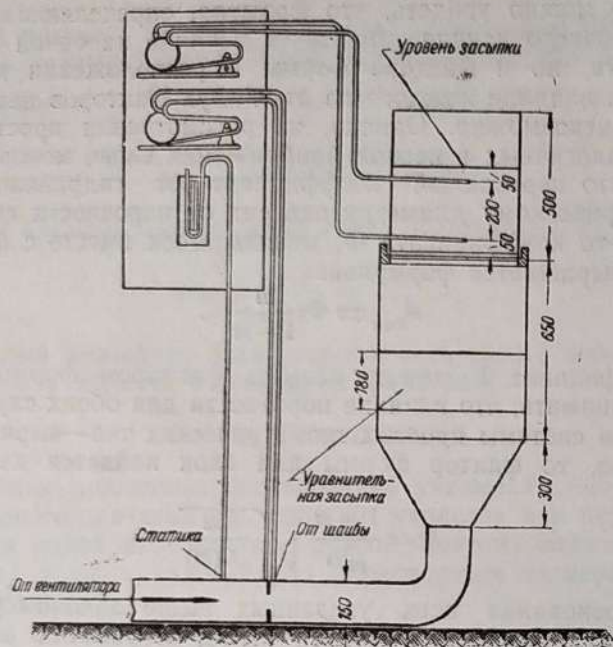
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ОПЫТНЫЙ МАТЕРИАЛ

Опытная установка представляла вертикальный цилиндр диаметром в 500 мм и высотой 1400 мм (фиг. 1). Основанием для топливного слоя служила колосниковая решетка площадью 0,2 м² с живым сечением 8,1%. Воздух от вентилятора подавался под слой в направляющий цилиндр продувочной установки.

Основными измерениями служили:

- 1) измерение расхода воздуха,
- 2) перепад давления на участке слоя данной высоты.

На рис. 2 и 3 представлены результаты серии опытов по определению коэффициентов сопротивления различных фракций Донецкого антрацита. На фиг. 2 отложены $\lambda_{cl} = f(Re_{cl})$ и на фиг. 3 $\lambda_{кан} = f(Re_{кан})$, т. е. те же опыты пересчитаны из условий течения жидкости по каналу. Как видно из



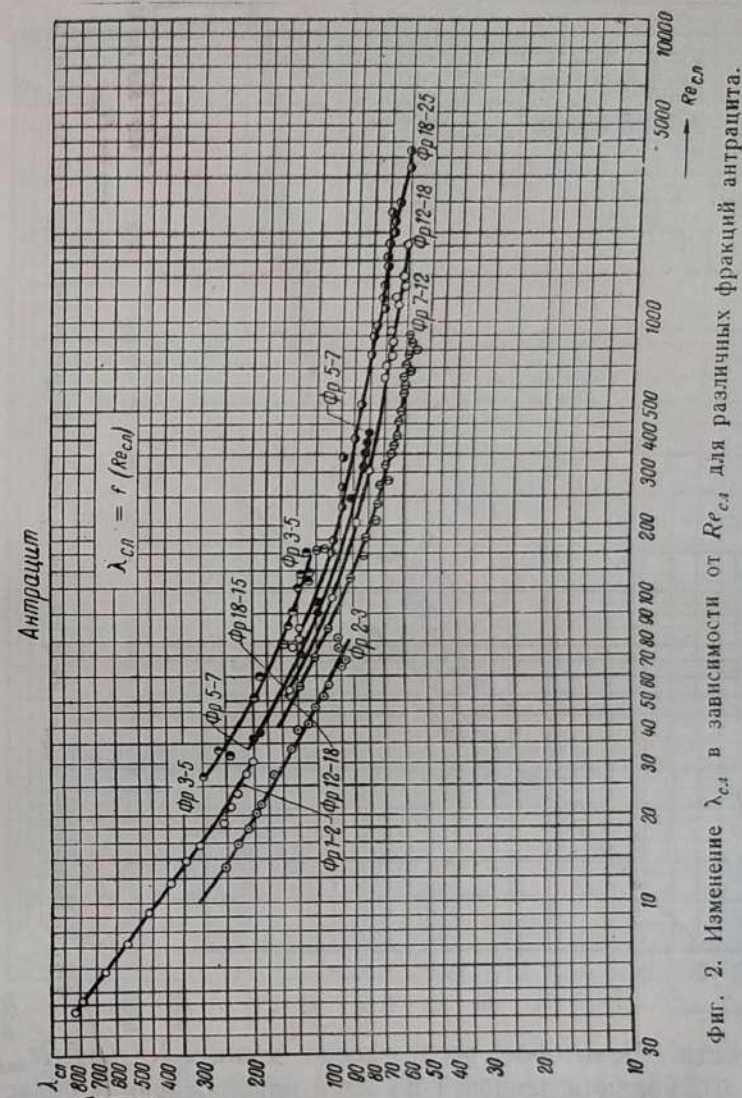
Фиг. 1. Схема опытной установки.

последнего графика, все опытные точки достаточно хорошо очерчивают одну кривую.

На фиг. 4 и 5 нанесены наряду с экспериментальными данными ЛФО результаты опытов многих других исследователей. В противоположность зависимости, изображенной на фиг. 4, коэффициенты сопротивления засыпок, пересчитанные по диаметрам каналов (фиг. 5), очерчивают узкую полосу значений, лежащую на кривой Пуазейля, до тех пор, пока движение существует как ламинарное. Когда же нарушается ламинарный характер течения, закон сопротивления перестает отвечать первой степени скорости, и кривые коэффициентов сопротивления сходят с линии Пуазейля.

При течении жидкости по технически гладким круглым каналам критическое число Re , как известно, имеет значение ~ 2300 . При движении жидкости сквозь пористую засыпку этот переход намечается уже при значениях критерия Re от 1 до 10, причем переход не носит характера кризиса, а происходит плавно, постепенно.

Столь малая величина переходного значения Re , а также самая постепенность перехода обуславливаются наличием в слое большего количества очагов нарушения устойчивого ламинарного режима. Неупорядоченность движения, сложные

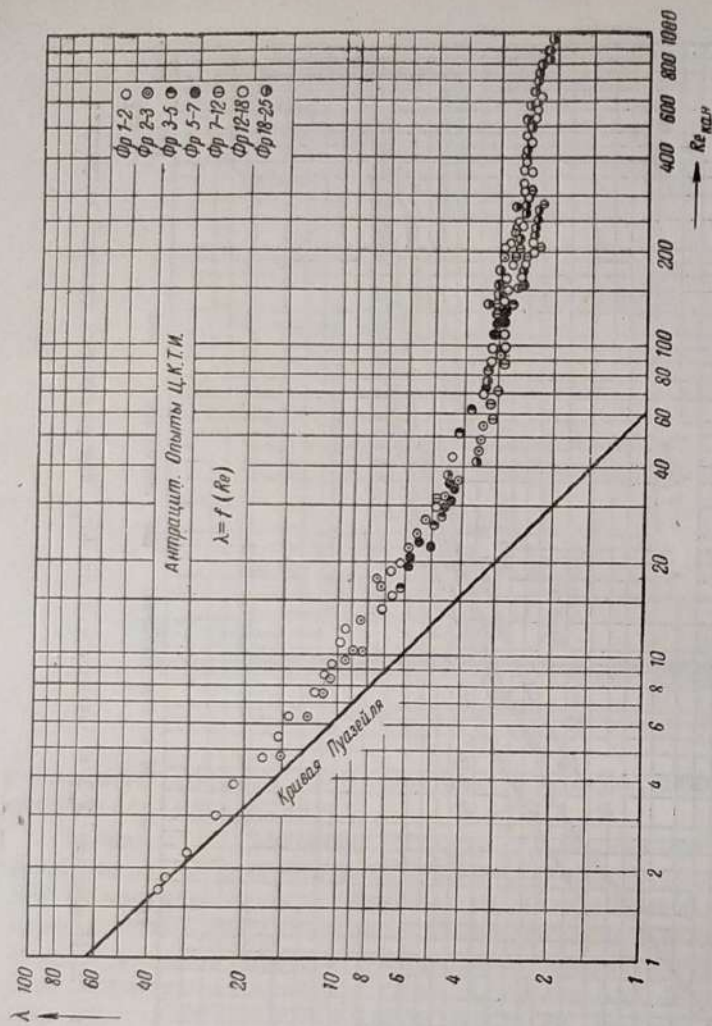


Фиг. 2. Изменение $\lambda_{ср}$ в зависимости от $Re_{ср}$ для различных фракций антрацита.

траектории, неправильная форма тел и значительная величина шероховатости создают благоприятные условия для турбулентного режима.

ВЛИЯНИЕ ШЕРОХОВАТОСТИ

Исследования Никурадзе по сопротивлению шероховатых труб выявили, что в области развитого турбулентного течения коэффициент сопротивления не зависит от числа Re , меняясь только при изменениях относительной шеро-

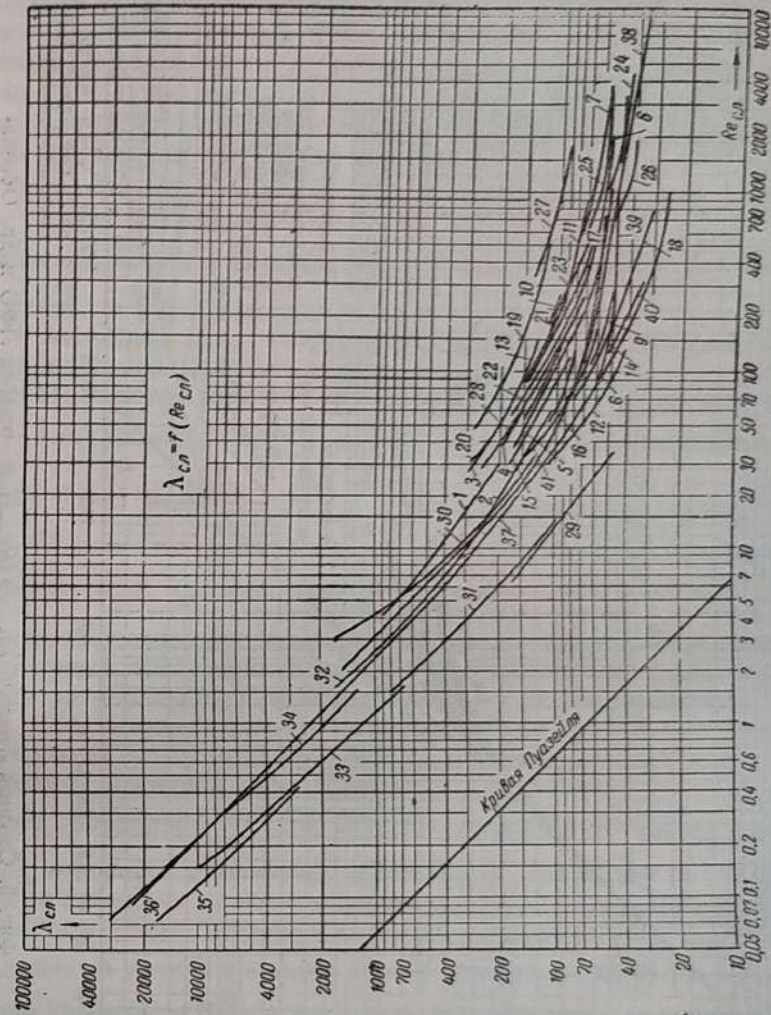


Фиг. 3. Изменение $\lambda_{кан}$ в зависимости от $Re_{кан}$ для различных фракций антрацита.

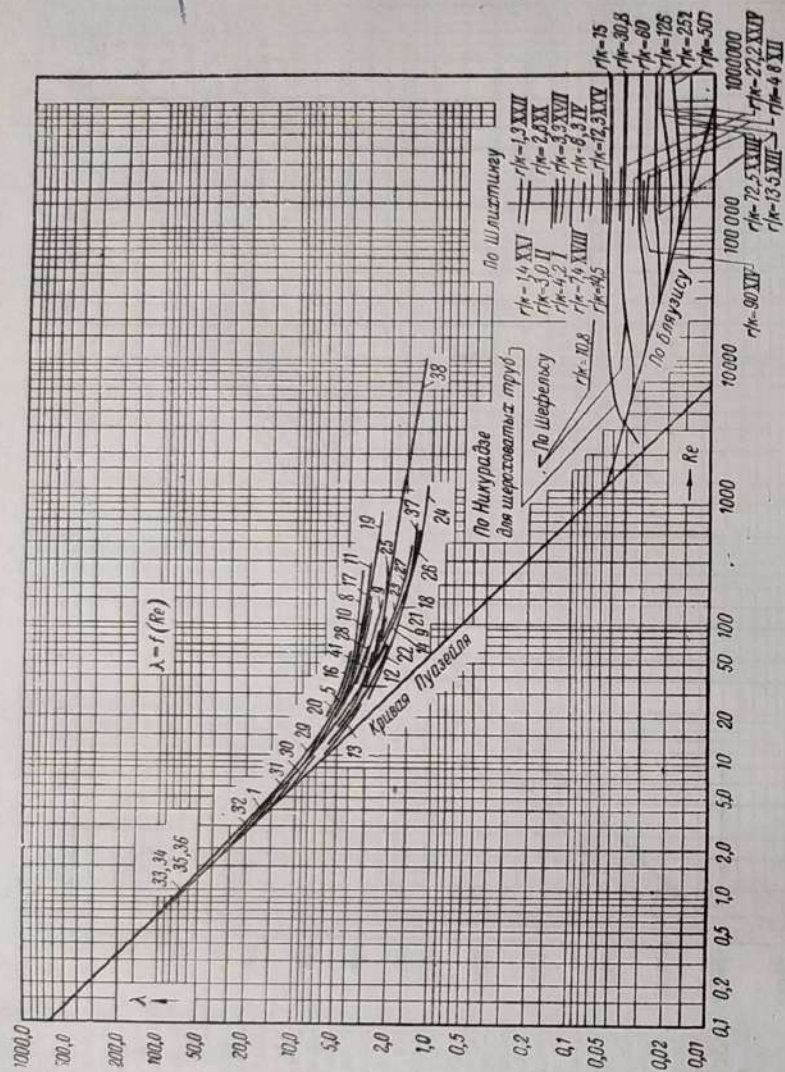
ховатости. Некоторое расхождение кривых $\lambda_{кан} = f(Re_{кан})$ (фиг. 5), увеличивающееся по мере приближения к области квадратичного закона сопротивлений, наталкивает на мысль о возможности хотя бы приблизительной оценки шероховатости засыпки с помощью данных Никурадзе.

Как известно, Никурадзе в диапазоне величин $15 \geq \frac{r}{K_s} \geq 507$ (где r — радиус канала и K_s — высота выступа шероховатости) определяет сопротивление каналов с шероховатостью из песка (в области квадратичного закона сопротивлений) с помощью формулы:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 1,74 - 21g \frac{r}{K_s}. \quad (12)$$



Фиг. 4. Сводный график $\lambda_{сд} = f(Re_{сд})$ по опытам ЛФО и др.
 1 — антрацит фракций 1 — 2; 2 — антрацит фракций 2 — 3; 3 — антрацит фракций 3 — 5; 4 — антрацит фракций 5 — 7; 5 — антрацит фракций 7 — 12; 6 — антрацит фракций 8 — 18; 7 — антрацит фракций 18 — 25; 8 — уголь Д фракций 5 — 7; 9 — уголь Т фракций 5 — 7; 10 — уголь Т фракций 12 — 18; 11 — уголь Т фракций 3 — 5; 12 — уголь ПЖ фракций 12 — 18; 13 — уголь ПЖ фракций 12 — 18; 14 — уголь Г фракций 5 — 7; 15 — доонецкий антрацит фракций 5 — 7; 16 — доонецкий антрацит фракций 7 — 12; 17 — сланец фракций 12 — 18; 18 — сланец фракций 12 — 18; 19 — сланец фракций 7 — 12; 20 — ср. пелят-челябинский уголь; 21 — грушецкий антрацит по Рамзину; 22 — пшеница по Рамзину; 23 — кукуруза по Рамзину; 24 — кокс (Барт); 25 — агломерат с легы (Барт); 26 — агломерат из вращающейся печи (Барт); 27 — известковый миннет (Барт); 28 — пыль № 1 фракций 4 — 6 (Арена); 29 — пыль № 1 (Барт и Эссер); 30 — пыль № 1* (Барт и Эссер); 31 — пыль № 2 (Барт и Эссер); 32 — пыль № 2* (Барт и Эссер); 33 — пыль № 4 (Барт и Эссер); 34 — пыль № 4* (Барт и Эссер); 35 — пыль № 5 (Барт и Эссер); 36 — пыль № 5* (Барт и Эссер); 37 — опыты Чидьтона и Гольборна; 38 — опыты Г фракций 18 — 2; 39 — уголь ПЖ фракций 7 — 12; 40 — уголь ПЖ фракций 5 — 7.



Фиг. 5. Сводный график $\lambda_{кан} = \varphi(Re_{кан})$ по опытам ЛФО и др. Обозначения те же, что и на фиг. 4.

Однако, в исходной формуле для определения закона изменения λ — в формуле распределения скоростей у шероховатых стенок:

$$\frac{u}{v} = A + B \lg \frac{y}{K_s},$$

величина A (характеристическая функция шероховатости) не является постоянной при различных структурах шероховатости.

К сожалению, определение скоростного поля при протекании жидкости сквозь засыпку невозможно, следовательно,

нельзя определить непосредственно и функцию A . Остается только сравнительный путь — отыскания эквивалентной величины шероховатости из песка, которая давала бы сопротивление, равное сопротивлению засыпки. Иными словами, это означает экстраполяцию формулы Никурадзе для песчаной шероховатости на случай засыпки.

Принимая закон связи (12), найденный Никурадзе, можно с помощью экспериментально найденного сопротивления засыпок определить величину $\frac{r}{K_s}$, где K_s — величина, эквивалентная песчаной шероховатости.

Экстраполяция данных фиг. 5 в область квадратичного закона сопротивлений показывает, что величина λ будет колебаться в пределах от $\lambda=1$ до $\lambda=2$. При этом величины $\frac{r}{K_s}$ для засыпок будут лежать в интервале значений от $0,31 < \frac{r}{K_s} < 0,43$.

Полученные отношения не должны казаться физически абсурдными, так как надо иметь в виду, что величина $\frac{r}{K_s}$ не является отношением радиуса канала к реальной высоте выступов. Как уже указано, это — только величина песчаной шероховатости, эквивалентной по сопротивлению.

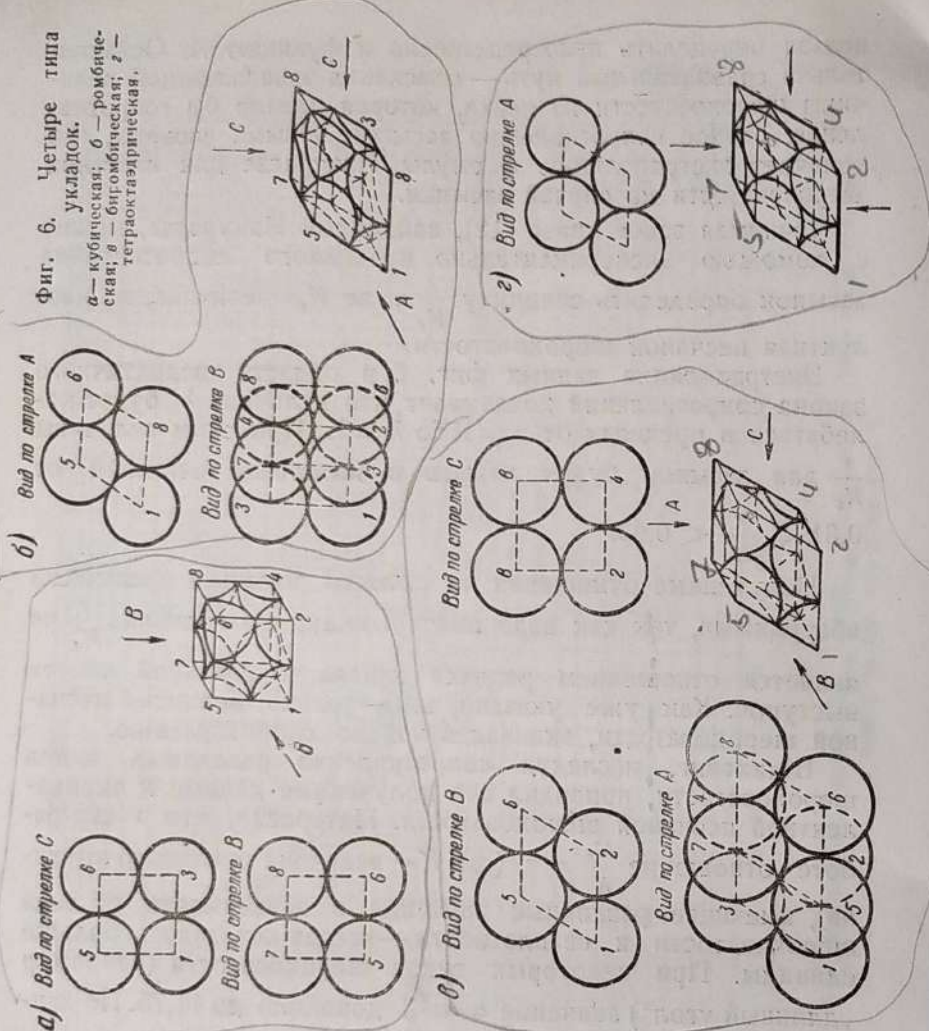
Шлихтинг, исследуя сопротивления различных видов шероховатости, приводил все полученные данные к эквивалентной песчаной шероховатости. Интересно, что в его работе отношение $\frac{K_s}{K} = \alpha$, (где K — величина реального выступа), имеющее различные значения в зависимости от вида шероховатости и ее плотности — всегда оставалось больше единицы. При некоторых видах шероховатости (например „длинный угол“) значение $\alpha = \frac{K_s}{K}$ доходило до 11,75. По данным Фромма и Хопфа все три типа исследованных ими шероховатостей дают значения $\alpha > 1$.

СОПРОТИВЛЕНИЕ СЛОЯ ШАРИКОВ

В самое последнее время ЛФО начала разработку второго метода расчета (внешняя задача)¹. Первичные опыты были поставлены с системами геометрически правильных частиц (шариков) различных укладок и порозностей. В виде первого этапа исследования были намечены и получены экспериментально пять возможных правильных укладок. Че-

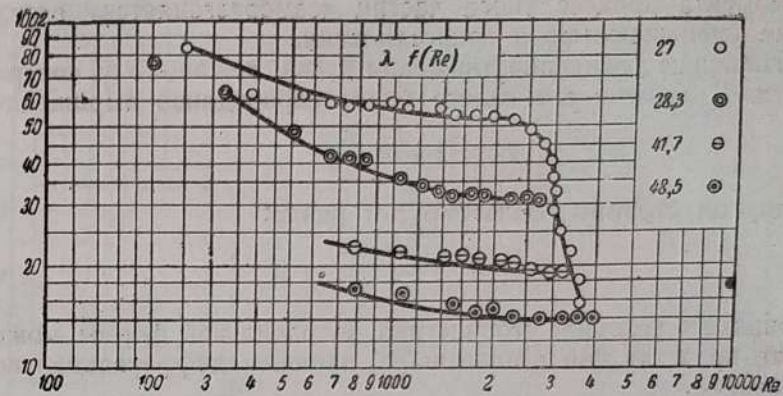
¹ Л. А. Вулис и В. М. Боришанский, Сопротивление слоя сферических частиц, Отчет ЦКТИ ЛИИ за 1941 г.

Фиг. 6. Четыре типа укладки. а — кубическая; б — ромбическая; в — биромбическая; г — тетраоктаэдрическая.



четыре типа укладки — кубическая, ромбическая, биромбическая и тетраоктаэдрическая — указаны на фиг. 6.

Работа по исследованию аэродинамических свойств систем шаров находится в самом начале — экспериментальный материал по этому вопросу еще очень ограничен. Однако, считаем небезинтересным привести график зависимости $\lambda = f(Re)$. Этот график (фиг. 7) показывает, что для двух типов упаковок, очень близких по порозности (27% и 28,3%), получены две различные кривые, разбег которых заметно уменьшается по мере приближения к области ламинарного режима. Расхождение кривых в турбулентной области при одинаковых размерах и форме частиц обеих упаковок позволяет выделить в качестве одного из параметров, определяющих сопротивле-



Фиг. 7. Коэффициент сопротивления слоя λ в зависимости от Re при разных типах упаковок.

ние слоя, «фактор формы» слоя, независимо от «фактора формы» самих частиц.

Вторым весьма любопытным обстоятельством является замеченная у слоя тенденция после нарушения устойчивости его залегания перестраиваться в систему статистического распределения шаров при гораздо большей порозности¹. Интересно, что при неоднократном повторении опыта коэффициент порозности системы и величина ее сопротивления оставались одинаковыми и независимыми от исходной укладки. Надо полагать, что в проведенном эксперименте имело место в известной мере воздействие размеров опытной установки. Степень этого воздействия требует специальной проверки. Однако, самый наблюдаемый факт представляет несомненный принципиальный интерес.

ПРЕДЕЛ УСТОЙЧИВОСТИ СЛОЯ

Определение того момента, когда слой топлива, лежащий на решетке, начинает терять устойчивость, имеет огромное значение для топочной практики. Нагрузка котельного агрегата при мелкозернистом топливе лимитируется именно расходом воздуха, предельным по устойчивому залеганию слоя. Особенно важное значение этот вопрос приобретает в зоне коксового горения. Как известно, в области активно горящего кокса предел интенсификации горения ставят аэродинамические условия.

Наиболее интересной характеристикой процесса надо считать предельную скорость воздуха, при которой нарушается устойчивость залегания поверхностных кусков, так как с это-

¹ На фиг. 7 справа указаны значения порозности. Величина $m=48,5$ отвечает «свободной» (самопроизвольной) укладке, получающейся при любой исходной.

го момента процесс уноса частиц «саморазгоняется» вследствие уменьшающегося сопротивления.

Напишем уравнение движения куска, лежащего на поверхности. В момент его взлета будет справедливо выражение.

$$F = G + m \frac{d^2 x}{dt^2},$$

С другой стороны, сила F будет равна:

$$F = C f \frac{\omega^2}{2}.$$

Принимая условно, что частица неправильной формы может быть представлена в виде шара, напишем дифференциальное уравнение:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{3 C \gamma_0 \omega^2}{2 \delta \gamma_T} - g \frac{\gamma_T - \gamma_0}{\gamma_T}. \quad (13)$$

На основании теории подобия из уравнения (13) могут быть получены критерии подобия:

$$\frac{g \tau^2}{x}; \quad C \frac{1}{Fr} \frac{\gamma_0}{(\gamma_T - \gamma_0)}.$$

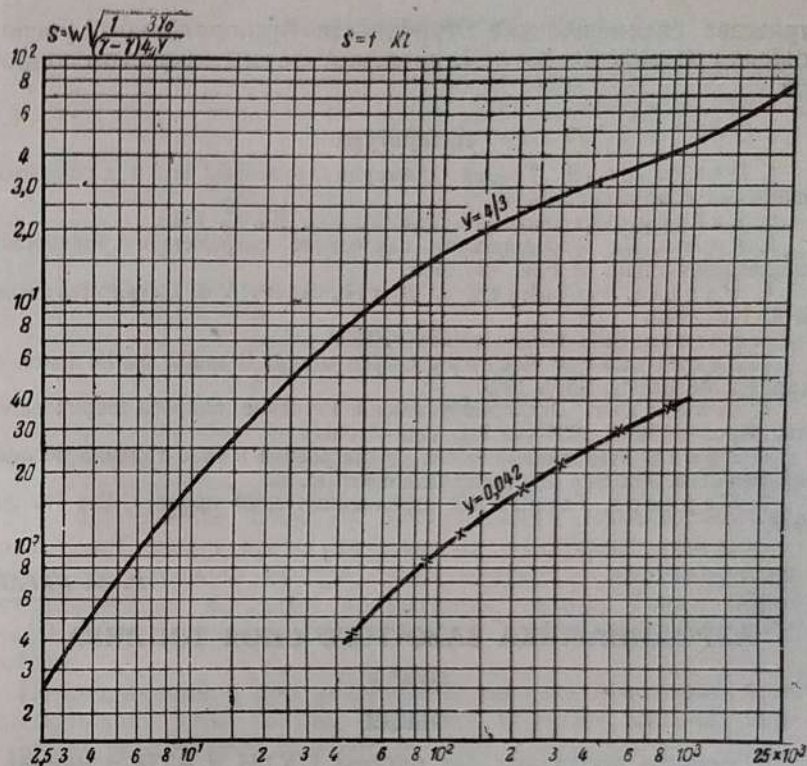
При наступлении критического значения величины $\frac{C}{Fr} \frac{\gamma_0}{\gamma_T - \gamma_0}$ частицы, до сих пор спокойно лежавшие в слое, приобретут некоторое ускорение. По мере увеличения значения этого комплекса, который обозначим через Y , изменяется относительная величина ускорения $\frac{g}{x}$, т. е. существует однозначная зависимость между величинами Y и $\frac{g}{x}$.

Однако, нас не занимают непосредственно законы ускорения топливной частицы после того, как она оторвалась от слоя. С точки зрения поставленных задач существенный интерес имеет именно точка отрыва и связанные с ней закономерности.

Опыты по определению сопротивления фракционированных топлив, проведенные ЛФО на описанной выше установке для выявления критического значения величины Y , довели до нарушения устойчивого залегания слоя. В результате обработки этих опытов, а также данных Арэнды, величина $Y_{кр}$ оказалась равной:

$$Y_{кр} = 0,042.$$

Это значение $Y_{кр}$ может быть распространено на все подобные засыпки.



Фиг. 8. Зависимость критерия Слихтера от критерия Кирпичева.

На фиг. 8 нанесена кривая $Y_{кр}$ в координатах $S = f(Ki)$. В критерии Слихтера и Кирпичева помимо диаметра куска и скорости газового потока входят только физические константы, поэтому определение критической скорости уноса весьма упрощается.

На той же фиг. 8 нанесена для сравнения обобщенная кривая скорости витания шара.

Критерий уноса для шара, как это легко показать, имеет значение:

$$Y = \frac{4}{3}.$$

Величина критерия уноса для засыпок¹

$$Y = 0,042$$

¹ Коэффициент сопротивления принимался таким же, как и для шаровых тел (по геттингенской кривой). Следует отметить, что в критерий Y , как и в Re , для отыскания C необходимо вводить истинную скорость $\omega = \frac{Q}{m}$ и минимальный для данной фракции диаметр δ .

отражает специфические особенности беспорядочного расположения кусков в слое и отклонений формы кусков от шаровой.

Литература

1. Павловский, Теория движения грунтовых вод под гидротехническими сооружениями.
2. Кайзер, Аэродинамика слоя топлива, Bd. C, 1935.
3. Розин П., Аэродинамика как основа современного топливоиспользования, Instit. of Fuel, 47, 1936.
4. Wagner, Holshuch u. Barth, Archiv f. d. Eisenhüttenwesen, № 4, 1932/1933.
5. Fürnas, Bull. Bureau of Mines, 1929.
6. Бахметьев и Федоров, Flou through Granular Media Journ, of Applied Mechanics, Sept. 1937.
7. Шлихтинг, Экспериментальное изучение вопроса шероховатости, перевод, № 1, 1936 (из Ingenieur-Archiv).
8. Арэнд, Аэродинамические соотношения в слое топлива на цепной решетке, Berichte des Reichskohlenrat, D. 53.
9. Маркард, Горение как аэродинамический процесс, Die Wärme 1937.

С. М. КАГАН

АЭРОДИНАМИКА ЗАЖАТОГО СЛОЯ ТОПЛИВА¹

(1939 г.)

ОБЩЕЕ

В течение последних лет работы ЦКТИ и ВТИ в направлении скоростного сжигания наметили несколько конструкций новых слоевых топочных устройств. Основной принцип, предложенный инж. В. В. Померанцевым и присущий всем без исключения топочным устройствам скоростного типа, заключается в применении специальной зажимающей решетки, не допускающей свободного выноса мелочи из топливного слоя. Таким образом, слой топлива зажат между колосниковой и зажимающей решетками, что позволяет подводить дутье в значительно большем количестве по сравнению со свободным залеганием слоем.

Развертывание этого направления работ и намечающаяся перспектива внедрения в промышленность топков указанного типа ставят в порядок дня изучение аэродинамических характеристик зажатого слоя. Задачей данной работы являлось изучение процесса фильтрации газов через зажатый слой топлива, выяснение структуры зажатого слоя и определение влияния на коэффициент сопротивления и количество уноса следующих факторов: а) расхода воздуха; б) конструкции зажимающей решетки; в) фракционного состава слоя.

¹ Экспериментальная часть работы проводилась С. М. Каган и З. М. Святским.

МОДЕЛЬ ЯВЛЕНИЯ

Опыты ВТИ, проведенные над зажатым слоем топлива, показали, что сопротивление слоя при увеличении расхода дутья (за пределом устойчивости свободного залегания) катастрофически растет.

Эти данные были получены на установке с малой шириной щели зажимающей решетки (до 8 мм). Топливо забивало решетку, создавая почти не продуваемую систему. Естественно, что и выноса частиц, сколько-нибудь заметного, при этом не наблюдалось.

В описываемой работе ЦКТИ при испытаниях зажатого слоя ширина щели решетки всегда была больше, чем средний размер зерна. При этом наблюдалось следующее явление: куски топлива, прижатые к зажимающей решетке, образуют своеобразные своды-мостики из нескольких крупных кусков, опирающиеся концами в две рядом лежащие трубки и предохраняющие слой от значительного выноса мелочи. Воздушный напор время от времени разрушает «сводики», однако эти прорывы быстро ликвидируются автоматически воссоздаваемым костяком из крупных частиц. Таким образом, сводики давления представляют довольно устойчивую систему.

Наблюдающийся при разрушении костяка некоторый, хотя и небольшой, унос частиц (главным образом, мелочи) значительно увеличивает порозность слоя и снижает его сопротивление.

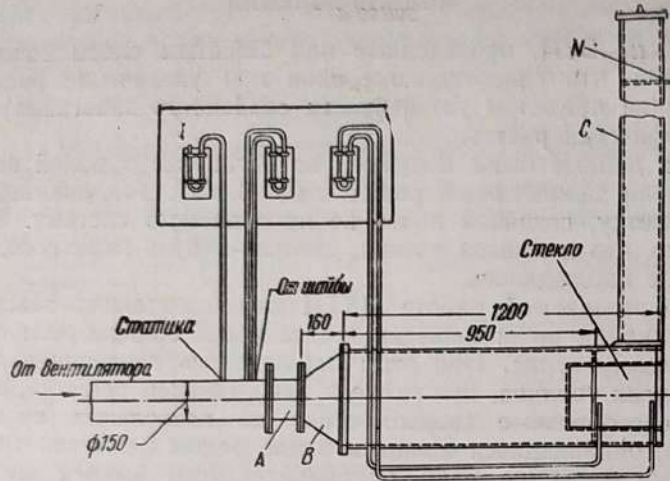
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка представляла коробку четырехугольной формы длиной в 1200 мм и площадью поперечного сечения 330 × 330 мм. Колосниковая решетка, выполненная в виде железной пластинки с круглыми отверстиями в 2 мм при живом сечении в 30%, могла перемещаться таким образом, что высота слоя варьировалась в пределах от 50 до 300 мм. Установка была снабжена специальным топливным бункером, с помощью которого слой мог пополняться топливом в случае значительного выноса. Опыты проведены при вертикальном положении колосниковой решетки (фиг. 1).

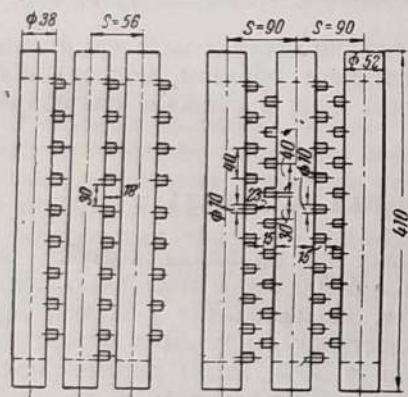
Исследовались три различные конструкции зажимающей решетки:

- 1) решетка из гладких труб;
- 2) решетка из труб, снабженных цилиндрическими поперечными штырями;
- 3) решетка из труб с боковыми ребрами.

Две последние конструкции приведены на фиг. 2 и 2а.



Фиг. 1. Экспериментальная установка.
А — колено; В — конус; С — бункер; N — шибер.



Фиг. 2. Зажимающая решетка с поперечными штырями.

Основными измерениями являлись:

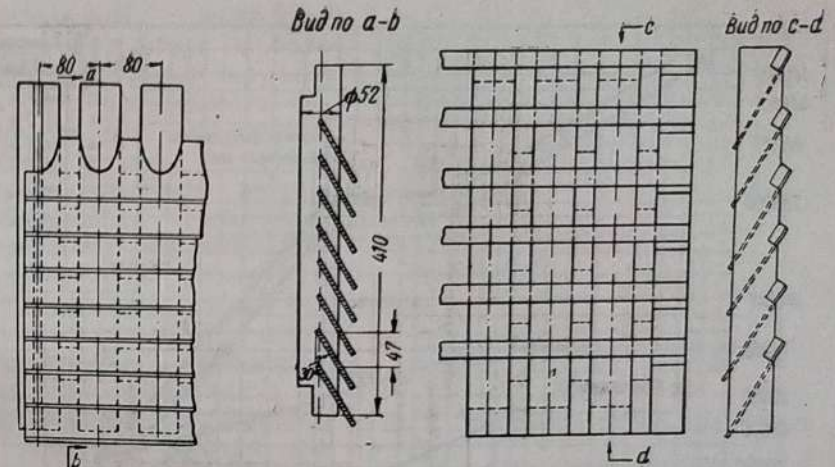
- 1) измерение расхода воздуха;
- 2) перепад статического давления;
- 3) взвешивание засыпанного топлива;
- 4) взвешивание выдуваемой мелочи;
- 5) определение кривой рассева топлива.

Опыты производились на антраците Донецкого месторождения. Максимальная скорость фильтрации через слой (обусловленная мощностью вентилятора) достигала $10\,000 \text{ нм}^3/\text{м}^2 \text{ час}$.

ОПЫТНЫЕ ДАННЫЕ

В работе было выявлено следующее:

1. Тип решетки практически не сказывается на коэффициенте сопротивления, однако наилучшее зажатие слоя, т. е. минимальный вынос мелочи при форсировке дутья, имеет место при решетке с поперечными штырями.



Фиг. 2а. Зажимающая решетка с боковыми ребрами.

2. По сравнению со свободным слоем наличие зажимающей решетки дает увеличение коэффициента сопротивления примерно на 10%, что может быть объяснено дополнительным сопротивлением системы, состоящей из решетки и прижатых к ней кусков топлива.

3. Для углей одинаковой зернистости (фракционированный уголь) сводки давления образуются труднее, зажимающий эффект зависит в этом случае от соотношения между шириной щели и максимальным диаметром зерна. На основании опытов можно утверждать, что зажимающий эффект для фракционированного угля будет иметь место при соотношениях

$$\frac{S}{\delta} \leq 1,5,$$

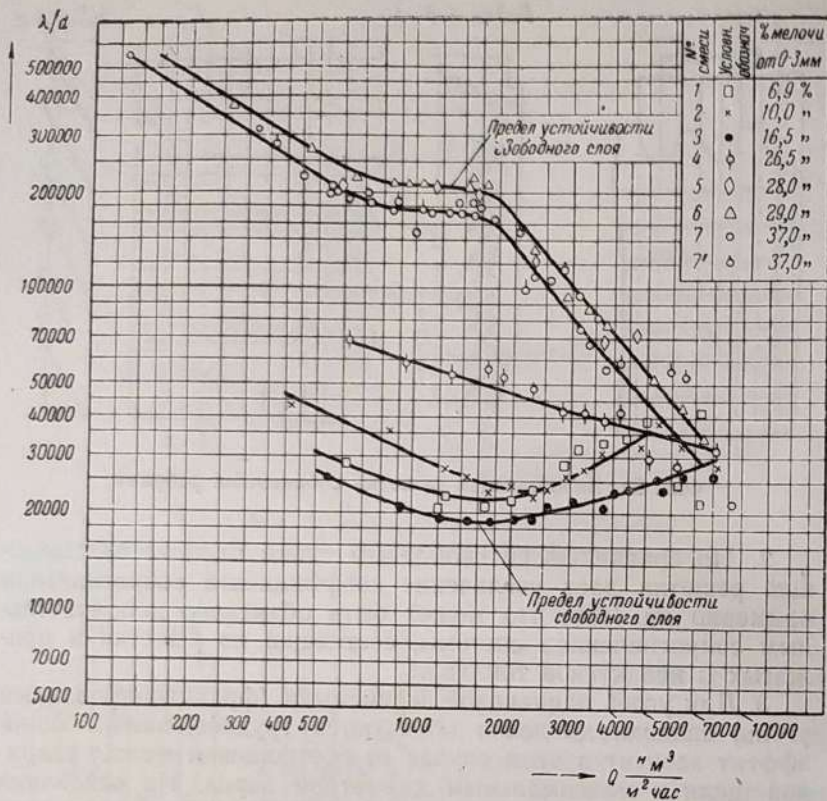
где S — ширина щели;
 δ — максимальный диаметр зерна в засыпке.

- При $\frac{S}{\delta} > 1,5$ зажимающий эффект отсутствует — уголь непрерывно „вытекает“ из щелей решетки.

Коэффициент сопротивления фракционированного угля за пределом устойчивости, характерным для свободного залегания данной фракции, продолжает подчиняться квадратичному закону сопротивления.

4. Испытания рядовых углей целиком подтвердили предположение об образовании устойчивого «скелета» из крупных кусков.

Опыты показали расхождение в характере кривых коэффициентов сопротивления для углей различного грануло-



Фиг. 3. Зависимость $\frac{\lambda}{a}$ от расхода воздуха Q при различных процентах мелочи в рядовом угле.

метрического состава. После достижения скоростей, характеризующих предел устойчивости данной смеси, можно было наметить три тенденции: а) коэффициент сопротивления остается постоянным; б) растет; в) падает.

Фиг. 3 иллюстрирует сказанное. Здесь отложены кривые коэффициентов сопротивления различных рядовых углей с содержанием мелочи от 7 до 37%.

Из фиг. 4 ясно видно, что угли с высоким содержанием мелочи обладают падающей кривой сопротивления и, наоборот, — малое содержание мелочи дает растущую кривую. Причина здесь в том, что при большем содержании мелочи в слое и сравнительно небольшом «скелете» из крупных кусков обеспечен довольно свободный вынос мелочи из слоя. Вынос же мелочи порядка 10% заметно увеличивает порозность слоя и резко снижает его сопротивление. Наоборот, при

небольшом количестве мелочи в смеси и большем количестве крупных кусков продвижение мелочи в слое затруднено. Когда мелочь, с трудом продвинувшаяся вперед, оказывается в состоянии преодолеть сопротивление зажимающей решетки и прилегающего к ней косяка из крупных кусков, происходит забивание мелочью решетки, и сопротивление резко растет.

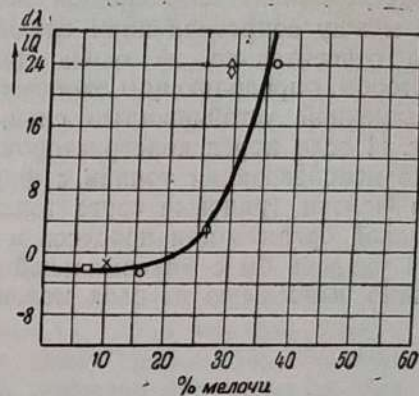
Расходы воздуха, достигнутые в этой работе, равнялись $10\,000 \text{ нм}^3/\text{м}^2 \text{ час}$. Несомненно,

что при увеличении расхода воздуха мелочь, забивающая решетку, будет выноситься и сопротивление — падать. Однако, скорость воздуха, соответствующую расходу $10\,000 \text{ нм}^3/\text{м}^2 \text{ час}$, можно считать характерной для скоростных процессов. Тем бóльший интерес приобретает то обстоятельство, что все кривые независимо от гранулометрического состава смеси сходятся в единый узел, при $Q \sim 10\,000 \text{ нм}^3/\text{м}^2 \text{ час}$. Величина критерия Eu при этом равна $\sim (15 \div 18)10^3$.

Отсюда можно сделать вывод, что при скоростном горении с точки зрения создаваемого сопротивления состав смеси безразличен. Иными словами, процентное содержание мелочи в интервале от 7,0 до 37% равнозначно для скоростных процессов. Однако, этот вывод может быть сделан лишь при оценке величины сопротивления. По количеству выносимой из слоя мелочи, а следовательно и по величине вероятного механического недожога, смеси с различными рассевками, как понятно, далеко не равнозначны.

В приводимой ниже таблице указан процент уноса в зависимости от содержания фракции 0—3 мм.

Следует также отметить, что «узловая величина» Eu зависит от конструкции зажимающей решетки. Она повышается для решеток с узкими щелями и снижается при широких щелях. В последнем случае процент уноса мелких фракций должен очень резко расти.



Фиг. 4. Тангенсы угла наклона кривых $\frac{\lambda}{a} = \varphi(a)$, где a — процент мелочи в рядовом угле.

№ смеси	Содержание фракции 0—3 мм, %	Унос, %
1	6,9	—
2	10,0	2,8
3	16,5	6,5
4	26,5	9,5
5	28,0	—
6	29,0	12,5
7	37,0	15,3

Исследование на холодной модели определило соотношение между сопротивлением слоя и процентом выноса мелочи. При относительно не очень больших расходах на дутье фактором, определяющим экономичность топки с искусственно повышенной устойчивостью слоя, будет механический недожог. И если перед конструктором скоростной топки стоит задача использования топлив с широким диапазоном содержания мелочи (рядовые сорта топлив), следует позаботиться о такой организации процесса в топочной камере, при которой удалось бы с максимальной степенью использовать неизбежно выносимую из слоя мелочь.

В. В. ПОМЕРАНЦЕВ

ТЕПЛОВАЯ РАБОТА КОЛОСНИКОВОЙ РЕШЕТКИ

(1935 г.)

ОБЩЕЕ

Возможность интенсификации работы слоевых топок в значительной степени зависит от выбора надлежащего типа колосниковой решетки, опасность перегрева которой в ряде случаев и определяет предел напряженности топки. Эта же опасность в еще большей степени ограничивает возможность применения высокоподогретого дутья. Точно так же сильно зависит от конструкции решетки величина уноса и провала мелочи, а следовательно, и величина к. п. д. топки.

Температура колосников зависит в первую очередь от величины падения температуры в нижней части слоя. Эта величина определяется содержанием горючих в данной части шлакового слоя, его теплопроводностью, расходом воздуха и количеством тепла, отводимого в колосники. При этом величина данного перепада настолько значительна, что в ряде случаев на температуре решетки почти не сказывается различие в начальной температуре слоя.

В связи с этим можно ограничить мероприятия по понижению температуры колосников, связанные с общим понижением температур в слое, следовательно и общей интенсивности процесса, от мероприятий, вызывающих лишь перераспределение температур в слое и только местное понижение температуры у поверхности колосника. В первую группу входят такие меры, как применение добавок пара и дымовых газов к дутью и работа на значительных избытках воздуха и малых подогревах его.

Ко второй группе относятся: работа на толстых слоях, применение искусственных шлаковых подушек; работа при установленном пределе минимально-допустимого содержания золы в топливе; повышение производительности решетки за

счет увеличения расхода дутья с одновременным сохранением нормальных избытков за счет повышения толщины слоя; работа на концентрированном дутье при решетках с малыми воздушными отверстиями. Особое место в числе этих мероприятий занимает увеличение отвода тепла от низа слоя в колосники, связанное с формой и размерами последних.

Очевидно, колосниковая решетка, обладающая наибольшим отводом тепла от слоя топлива, будет обеспечивать и наибольшее понижение температуры в нижней части слоя, а тем самым и наибольшую надежность своей работы при отсутствии опасности перегрева. Однако, как показывают результаты приведенного ниже расчета, существующие формы колосников далеко не отвечают этому требованию, поэтому вопрос о рациональной форме и размерах колосника до сих пор еще не нашел своего разрешения.

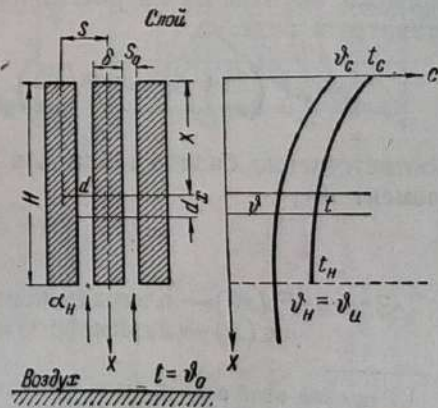
Настоящая работа, проведенная теоретически на базе общих законов теплопередачи, указывает направление желательной реконструкции полотна решетки с целью получения оптимальных условий ее работы.

Несмотря на отсутствие специальных опытных работ, обеспечивающих надежное значение коэффициентов, общая степень точности расчета оказывается достаточно высокой, что подтверждается весьма хорошим совпадением опытных данных по измерению температур колосников с конечными результатами расчета.

СХЕМА И РАСЧЕТ ТЕПЛОВОЙ РАБОТЫ КОЛОСНИКОВ

С точки зрения анализа тепловой работы колосниковой решетки можно представить себе следующую схему (фиг. 1).

Верхняя поверхность колосника имеет температуру t_c , равную температуре низа слоя, лежащего на решетке. Эта температура устанавливается на каком-то уровне в результате баланса потоков тепла, поступающего от слоя к колосникам, и отводимого колосниками. Будем принимать эту температуру заданной условиями процесса горения, т. е. условиями, внешними по отношению к теплообмену внутри самой решетки. Кроме того, вследствие сравнительно



Фиг. 1. Схема балочного колосника и система задания граничных условий.

медленного изменения этой температуры во времени по сравнению со скоростью прогрева металлических колосников, хорошо проводящих тепло, можно считать температуру их верха t_c неизменной. Таким образом, задача в первом приближении сводится к определению стационарного теплового состояния колосников решетки.

Тепло, подводимое от слоя к колоснику, будет распространяться вниз за счет теплопроводности материала последнего. При этом на боковой поверхности колосника происходит теплоотдача к воздуху, протекающему снизу вверх в направлении, обратном движению тепла. Температура воздуха по его пути сквозь колосниковую решетку будет непрерывно повышаться, доходя при выходе в слой до какого-то значения ϑ_c .

Если предположить, что изменение температуры воздуха по его пути пренебрежимо мало, то можно было бы провести расчет тепловой работы колосника на основании общезвестных формул для случая распространения тепла в стержне конечных размеров [Л. 1].

Значительно больший интерес представляет решение задачи во всем объеме¹ с учетом изменения температуры воздуха по высоте колосника. Определенная при этом величина температуры выхода воздуха в слой характеризует работу колосниковой решетки, как элементарного воздухоподогревателя. Для решения этой задачи составим уравнение баланса тепла на элементарном участке по высоте колосника. При этом введем вполне естественное предположение об одинаковости значений градиентов температуры колосника по высоте в любой точке его нормального сечения. Такое же предположение сделаем относительно градиентов температуры воздуха, протекающего сквозь решетку.

В этих предположениях баланс тепла для элемента колосника высотой dx на расстоянии x от слоя (фиг. 2) представится в виде:

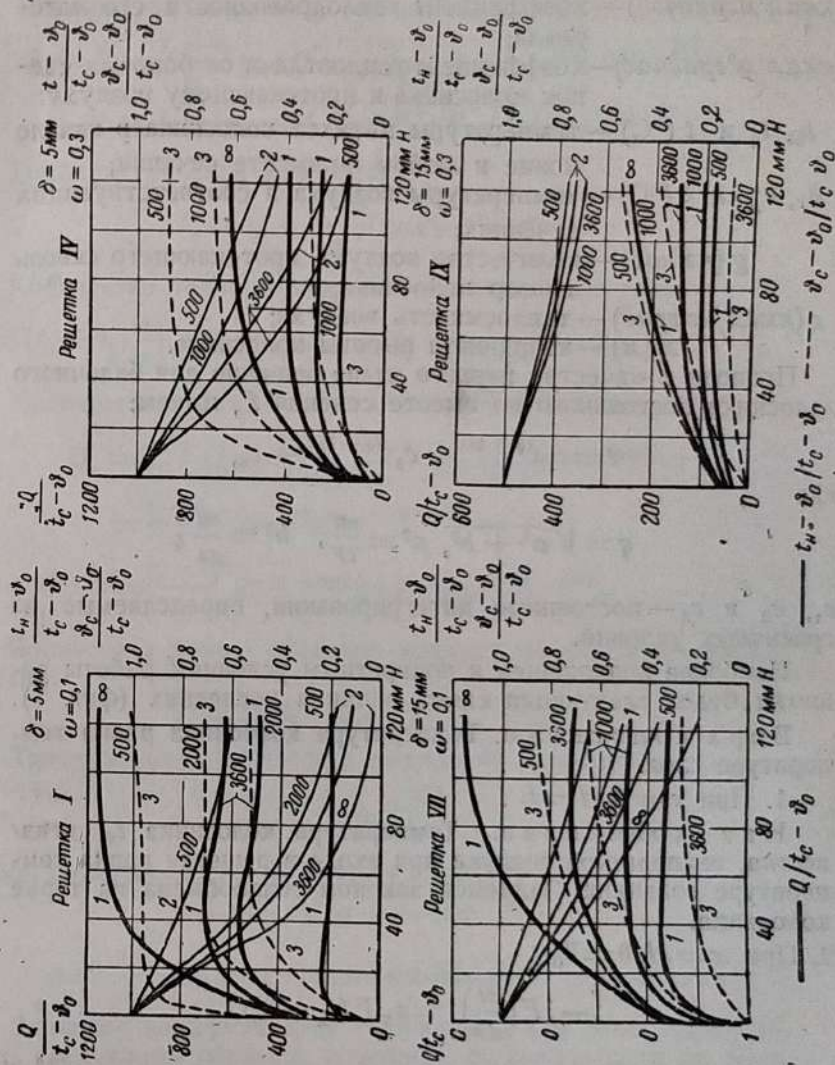
$$-\lambda F \left(\frac{dt}{dx} \right)_x = -\lambda F \left(\frac{dt}{dx} \right)_{x+dx} + au(t - \vartheta) dx.$$

Соответственно баланс тепла для воздуха, проходящего через элемент dx ;

$$au(t - \vartheta) = -gc \frac{d\vartheta}{dx}.$$

Здесь F (м²) — площадь поперечного сечения колосника;
 u (м) — периметр его сечения;

¹ Решение этой задачи было проведено автором в 1933 г. в связи с организацией слоевого стенда лабораторией физической огнетехники (см. Отчет ЦКТИ по теме № 390). Аналогичное решение дано в статье Бокка [Л. 4] в 1935 г.



Фиг. 2. Зависимость тепловода $\frac{Q}{t_c - \vartheta_0}$, относительной температуры $\frac{t_c - \vartheta}{t_c - \vartheta_0}$ и температуры воздуха при выходе из колосниковой решетки $\frac{\vartheta_c - \vartheta_0}{t_c - \vartheta_0}$ от высоты колосника H .

1 — кривые $\frac{t_c - \vartheta_0}{t_c - \vartheta_0}$;
2 — кривые $\frac{t_c - \vartheta}{t_c - \vartheta_0}$; 3 — кривые $\frac{Q}{t_c - \vartheta_0}$.
Примечания: 1. Максимум отвода тепла $\frac{Q}{t_c - \vartheta_0}$ соответствует высоте колосника H_{\max} :
при $L = 1000$ м³/м²·час $H_{\max} = 122$ мм,
 $L = 3600$ м³/м²·час $H_{\max} = 173$ мм.

2. Цифры на кривых означают расход воздуха L м³/м²·час.

λ (ккал/мградчас) — коэффициент теплопроводности его материала;

a (ккал/м²градчас) — коэффициент теплоотдачи от боковых стенок колосника к протекающему воздуху;

t_0 , t_n и t (°C) — температуры металла колосника в начале, конце и любом по высоте сечении;

ϑ_c , ϑ_n и ϑ (°C) — температуры воздуха в соответствующих сечениях;

g (кг/час) — количество воздуха, протекающего сквозь прозор колосника;

c (ккал/кг град) — теплоемкость воздуха;

x (м) — координата высоты колосника.

Проводя в качестве первого этапа решение для балочного колосника постоянного по высоте сечения F , имеем:

$$t = c_1 e^{(q+b)x} + c_2 e^{(q-b)x} + c_3,$$

где

$$q = \sqrt{a^2 + b^2}, \quad a^2 = \frac{au}{\lambda F}, \quad b^2 = \frac{au}{gc};$$

c_1 , c_2 и c_3 — постоянные интегрирования, определяемые из граничных условий.

Наиболее подходящей к конкретным условиям работы решетки будет следующая схема задания последних (фиг. 1).

Верх колосника. Температура колосника равна температуре слоя.

1. При $x = 0$ $t = t_c$.

Низ колосника. Температура колосника t_n неизвестна, температура воздуха при входе в решетку равна температуре зольника. Задаемся законом теплообмена на торце колосника.

2. При $x = H$ $\vartheta = \vartheta_0$

$$-\lambda F \left(\frac{dt}{dx} \right)_n = a_T F (t_n - \vartheta_0),$$

где a_T — суммарный коэффициент теплоотдачи конвекцией и излучением от торца колосника.

В результате выкладок после определения значений постоянных c_1 , c_2 и c_3 для данных граничных условий и преобразований получим следующие результивные формулы.

Температура в любой точке по высоте колосника:

$$t_x = \vartheta_0 + \frac{t_c - \vartheta_0}{m} [(q-b)^2 (q+b-h) e^{-2qH + (q+b)x} + (q+b)^2 (q-b+h) e^{-(q-b)x} - 4bhqe^{-(q-b)H}],$$

Температура воздуха по высоте колосника:

$$\vartheta_x = \vartheta_0 + \frac{t_c - \vartheta_0}{m} [2b(b-q)(q+b-h)e^{2qH + (q+b)x} + 2b(q+b)(q-b+h)e^{-(q-b)x} - 4bhqe^{-(q-b)H}].$$

Температура низа колосника:

$$t_n = \vartheta_0 + \frac{t_c - \vartheta_0}{m} 2qa^2 e^{-(q-b)H}.$$

Количество тепла, отводимое колосником от слоя:

$$Q = (t_c - \vartheta_0) \frac{au}{m} [(q+b)(q-b+h) - (q-b)(q+b-h)e^{-2/H}].$$

Количество тепла, потерянное излучением с торца:

$$\begin{aligned} Q_n &= a_T F (t_n - \vartheta_0) = \frac{t_c - \vartheta_0}{m} gc \cdot 4bhqe^{-(q-b)H} = \\ &= \frac{t_c - \vartheta_0}{m} \cdot 2a_T F a^2 qe^{-(q-b)H} = \\ &= \frac{t_c - \vartheta_0}{m} e^{-(q-b)H} 2\lambda F a^2 h q e^{-(q-b)H}. \end{aligned}$$

Количество тепла, отданное воздуху на боковых поверхностях:

$$Q_s = Q - Q_T = gc(\vartheta_c - \vartheta_0).$$

Температура воздуха при выходе из колосников:

$$\vartheta_c = \vartheta_0 + \frac{Qb}{gc};$$

$$\text{здесь } m = (q+b)^2 (q-b+h) - 4bhqe^{-(q-b)H} + (q-b)^2 (q+b-h) e^{-2qH};$$

$$h = \frac{a_T}{\lambda} \text{ — относительный коэффициент теплоотдачи.}$$

Значения коэффициентов теплоотдачи при этом определялись следующим образом: коэффициент теплоотдачи на боковой поверхности колосников при ламинарном движении воздуха в прозоре, характерном для основных типов колосников, вычислялся по приближенной формуле:

$$Nu = 2 \sqrt[4]{\frac{Re \cdot Pr \cdot d}{H}},$$

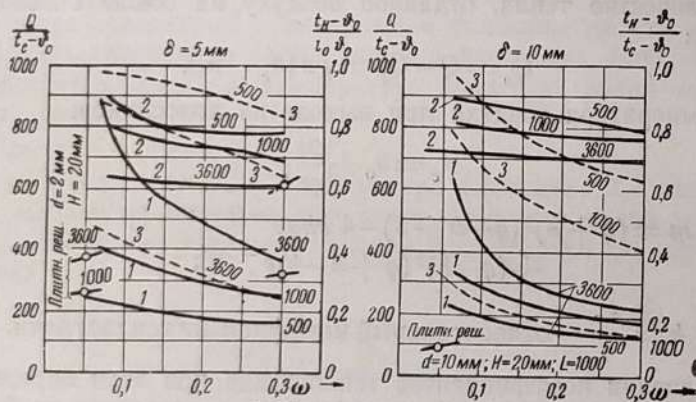
отвечающей экспериментальным данным Кирбрайда и МакКэйба, а также Шумилова и Яблонского в интересующей нас области. Величины критериев подобия вычислялись по гидравлическому диаметру воздушного прозора.

Конвективная часть коэффициента теплоотдачи на торце колосника определена на основании опытного материала по теплоотдаче на лобовой поверхности круглых и прямоугольных труб, обтекаемых поперечным потоком воздуха, по данным Шваба и Кружилина [Л. 2] и Хильперга [Л. 5].

Величина радиационной части находилась подбором для соответствующих температур торца колосника и днища зольниковой камеры.

ТЕПЛОВАЯ РАБОТА РЕШЕТОК

По данному методу были проведены сравнительные расчеты для гладких решеток из балочных колосников, плитных решеток с круглыми отверстиями и нормальных бимсовых колосников ЦККБ для угля и торфа. Результаты этих расчетов приведены на фиг. 2 и 3 в виде зависимостей относительного отвода тепла решеткой от слоя на 1°C разности температур (верх решетки — входящий воздух $\frac{Q}{t_c - \vartheta_0}$), от относительной температуры низа колосника $\frac{t_n - \vartheta_0}{t_c - \vartheta_0}$ и относитель-



Фиг. 3а.

Фиг. 3. Зависимость теплоотвода и относительных температур низа колосника и воздуха при выходе из решетки от расхода, толщины брусков и живого сечения для гладких и плитных решеток, а также решеток, составленных из нормальных колосников ЦККБ.

L — расход воздуха $\text{м}^3/\text{м}^2\text{час}$; δ — толщина колосника (мм); ω — живое сечение решетки (в долях от единицы).

1 — $\frac{Q}{t_c - \vartheta_0}$ — количество тепла, снимаемое с 1 м^2 решетки в час при разности температур $t_c - \vartheta_0$ в 1°C ;

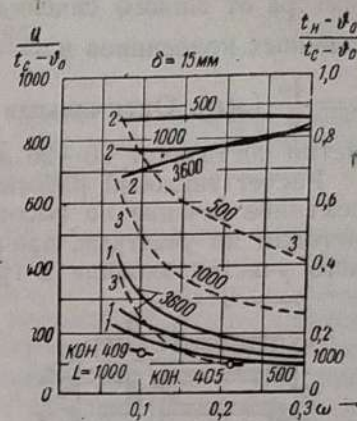
2 — $\frac{t_n - \vartheta_0}{t_c - \vartheta_0}$ — относительная температура низа колосника; 3 — $\frac{\vartheta_c - \vartheta_0}{t_c - \vartheta_0}$ — относительная температура воздуха при выходе из решетки. Цифры на кривых означают расход воздуха.

ной температуры воздуха, выходящего из решетки $\frac{\vartheta_c - \vartheta_0}{t_c - \vartheta_0}$, от высоты колосников H , толщины брусков δ , живого сечения решетки ω и расхода воздуха $L (\text{м}^3/\text{м}^2\text{час})$.

Основным критерием тепловой работы решетки является величина «теплоотвода». Наилучшей в тепловом отношении будет решетка с максимальным значением $\frac{Q}{t_c - \vartheta_0}$.

Особый интерес для конструкторов представляет выяснение вопроса об оптимальной высоте колосника. Как показывает рис. 2, относительный теплоотвод растет с увеличением высоты колосника только до определенного предела, после чего практически остается постоянным. Значение этой «оптимальной тепловой» высоты растет по мере увеличения расхода воздуха, толщины бруса и живого сечения. Однако, для практических условий работы решеток она все же не превышает 40—60 мм, а для решетки, составленной из тонких брусков ($\delta = 5 \text{ мм}$), при малом живом сечении ($\omega = 10\%$) лежит ниже 30 мм. Таким образом, принятые в практике высоты колосников порядка 100 мм и более вовсе не обладают повышенным теплоотводом и должны быть признаны преувеличенными. На фиг. 3 представлены зависимости тепловых характеристик решетки для различных полотен, имеющих «оптимальную тепловую» высоту.

Мы видим, что наибольшим отводом тепла обладает решетка из балочных колосников с малой толщиной бруса и живым сечением. Влияние этих факторов особенно резко сказывается при больших расходах воздуха, т. е. для напряженно работающих решеток. Плитная решетка и особенно решетка с резким утолщением колосников в верхней их части отличаются сравнительно малым теплоотводом. Исключение составляет плитная решетка с весьма малыми отверстиями ($d = 2 \text{ мм}$), в практике едва ли осуществимая. Интересно отметить, что в то время как для балочных колосников «теплоотвод» падает по мере увеличения живого сечения, для плитной решетки с круглыми отверстиями увеличение ω сопровождается повышением теплоотвода $\frac{Q}{t_c - \vartheta_0}$. Это объясняется различной зависимостью охлаждаемого воздуха от



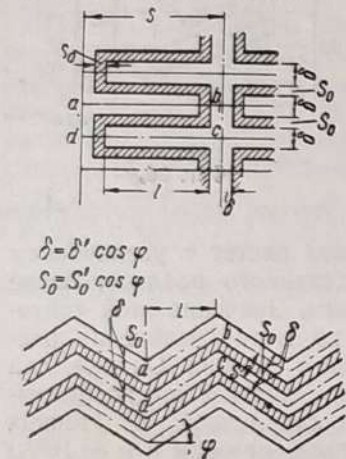
Фиг. 3б.

риметра от живого сечения, представляемой формулами: для балочных колосников $u = \frac{2(1-\omega)}{\delta}$ (мм) плитных колосников $u = \frac{4\omega}{d}$ (мм). Оптимальная „тепловая высота“ для такой решетки составляет 20—30 мм.

Расчет тепловой работы колосников ЦККБ, имеющих переменное сечение по высоте, был произведен приближенным методом по участкам, причем тепловые характеристики нижнего участка входили в граничные условия при расчете лежащего выше участка.

Расчетом также была проверена тепловая работа волнистых, змейковых и прочих типов колосников, имеющих сложные конфигурации в плане. Широко развитое применение этих типов колосников и наличие распространяемого в кругах теплотехников мнения, что эти типы оправдали себя в работе благодаря более развитым поверхностям охлаждения, требуют серьезной ревизии.

Как видно из результативных формул, тепловая работа колосниковой решетки при данном расходе воздуха и высоте колосника целиком определяется значениями a , u и F , в свою очередь



Фиг. 4. Ребристый и змейковый колосники.

зависят от геометрических факторов решетки, толщины бруса δ (или диаметра отверстия d в плитной решетке) и живого сечения ω .

Выясним эту связь для колосников сложных форм, например для ребристого и змейкового колосников (фиг. 4).

Геометрические характеристики 1 м^3 решетки, составленной из ребристых колосников, выражаются следующими формулами, полученными из рассмотрения элемента $abcd$ на рис. 4:

живое сечение

$$\omega = 1 - \frac{2 \left[(\delta + s_0) \frac{\delta}{2} + (s - \delta - s_0) \frac{\delta}{2} \right]}{S(\delta + s_0)} = \frac{s_0}{\delta + s_0};$$

периметр

$$u = \frac{2 \left[\frac{\delta}{2} + (s - \delta - s_0) + \frac{\delta}{2} + s_0 \right]}{S(\delta + s_0)} = \frac{2}{\delta + s_0};$$

размер щели

$$s_0 + \frac{\delta \omega}{1 - \omega}.$$

Эти формулы совершенно одинаковы с формулами для гладкой колосниковой решетки при той же толщине бруса и живом сечении. Аналогичный результат получается и для змейкового колосника.

Точно такие же выводы будут получены при анализе любых форм колосников, обладающих равномерной шириной щели. Таким образом, мы видим, что поверхность охлаждения подобных сложных типов колосников, приходящаяся на единицу площади решетки, совершенно одинакова с поверхностью охлаждения простой гладкой решетки и что, повидимому, упомянутое выше мнение основано на случайном недоразумении.

Что касается величины коэффициента теплоотдачи, то также нет оснований ожидать существенного его изменения при применении сложных в плане форм воздушной щели, поскольку поток не получит благодаря этому никаких поворотов во время движения вдоль высоты колосника. Изменение формы лишь немного сказывается на условиях входа потока в решетку, определяющих теплоотдачу на торце колосника, причем, однако, неизвестно, ведет ли это изменение к увеличению теплоотдачи.

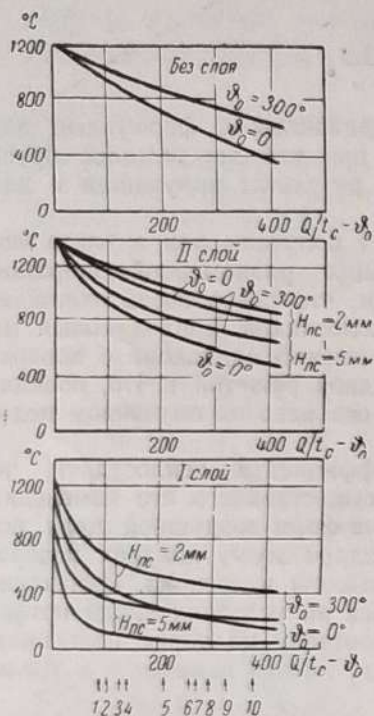
Таким образом, ожидать от сложных форм улучшений тепловой работы решетки совершенно не приходится, и необходимо отказаться от дальнейшего применения столь бесполезно сложных и дорогих конструкций.

ТЕМПЕРАТУРА ПОВЕРХНОСТИ КОЛОСНИКОВ

Как уже было сказано выше, температура решетки в первую очередь зависит от величины температурного градиента в участке слоя, лежащем непосредственно на колосниках. Величина же этого градиента в свою очередь очень резко зависит от того отвода тепла, который передается теплопроводностью и излучением от этого слоя к колосникам.

Можно схематически представить этот участок слоя также в виде решетки, имеющей свои константы, и определить, пользуясь описанным методом, температуру верха колосников t_c в зависимости от толщины и теплопроводности и размеров кусков этого слоя.

На фиг. 5 представлены результаты расчета для различных типов решеток при расходе воздуха $1000 \text{ м}^3/\text{м}^2 \text{ час}$ и его температуре $\vartheta = 0^\circ \text{ С}$ и $\vartheta = 300^\circ \text{ С}$. Расчет сделан для двух крайних случаев состояния инертного подслоя. Первый слой принят состоящим из кусков диаметром 2 мм и теплопроводностью



Фиг. 5. Зависимость температуры колосника t_c от теплосъема, свойства высоты подслоя $H_{н.с}$ и подгрева воздуха v_0

№ решетки	Характеристика решетки
1	Плиты. $d = 10$ мм; $H = 20$ мм; $\omega = 0,05$ КОН-405.
2	IX
3 КОН-409	
4	$\delta = 15$; $\omega = 0,3$; $H = 60$
5	VIII
6	
7	V
8	III
9	
10	I

слоя от решетки, составляет всего 2 мм, принимает наибольшую температуру в 850°C . В то же время для других типов она доходит до 1200°C . Еще более резка разница для случая обнаженной решетки. Таким образом, подобная решетка должна надежно работать в таких условиях, которых ряд других конструкций уже не в состоянии выдержать.

$\lambda = 0,5$ ккал/м² град час; второй слой соответственно $d = 4$ мм и $\lambda = 2,0$ ккал/м² град час. Температура топлива на верхней границе этого слоя принята равной 1400°C . На той же фигуре даны результаты расчета температуры верха колосника t_c для случая обнаженной решетки, находящейся под лучистым воздействием кирпичного свода, раскаленного до 1200°C . По оси абсцисс на графиках нанесена величина теплоотовода.

Как видно из фиг. 5 и приведенных выше графиков, для всех случаев наименьшую температуру имеет гладкая колосниковая решетка I и с брусьями толщиной 5 мм и живым сечением $\omega = 10\%$. Эта решетка, даже для наиболее опасного случая, когда подслоя, отделяющий раскаленное ядро

Весьма интересно проследить влияние свойств топливного слоя и конструкции решетки на температуру ее поверхности. По соображениям расчета мы приходим к следующим выводам: температура решетки будет низкой в том случае, когда инертный подслой имеет большую толщину, большую пористость и малую теплопроводность при развитой поверхности охлаждения, а также когда через слой проходит большой расход воздуха и имеется значительный отвод тепла в колоснике.

Сопоставим эти выводы с результатами непосредственных измерений температуры колосника. Таннер [Л. 6] в своей работе приходит к следующим выводам.

«При сжигании спекающихся углей благодаря наличию крупных кусков и малой теплопроводности наблюдаются низкие температуры решетки ($600-200^\circ\text{C}$). Горение неспекающихся углей, образующих довольно плотный и теплопроводный слой со значительно развитой реакционной поверхностью, следовательно и активным горением уже в самых нижних частях слоя, сопровождается значительно более высокими температурами решеток ($850-950^\circ\text{C}$). Особенно существенное влияние на температуру решетки оказывает расход воздуха. Увеличение расхода воздуха с 515 до 1360 м³/м² час сопровождалось ее снижением для разных углей от 250 до 100°C и от 610 до 480°C ».

Выводы Таннера, вытекающие из ряда непосредственных измерений и совпадающие с результатами опытов лаборатории физической огнетехники, подтверждают правильность результатов теоретического расчета.

Разработка ряда новых конструкций серийных топочных устройств, в том числе значительного количества слоевых топок, требует очень внимательного подхода к отдельным элементам конструкции. Результаты работы показывают, что выполнявшиеся до недавнего времени колосниковые полотна не удовлетворяют условиям рациональной тепловой работы, обладая одновременно чрезмерной высотой и, следовательно, преувеличенным весом. Некоторые полотна весят до $600-700$ кг/м². Значительно лучшей тепловой работой должна отличаться решетка, составленная из тонких брусьев с весьма малыми прозорами, при «оптимальной тепловой» высоте $20-40$ мм. Такая решетка при весе полотна порядка 150 кг/м² должна иметь значительную надежность работы. Испытание опытного образца облегченной цепной решетки беспровального типа, имеющей колосники высотой в 55 мм, уже показало возможность ее надежной работы во всяком случае на газовом угле.

Литература

1. Гребер Г., Введение в теорию теплопередачи, стр. 54, Энергоиздат, 1933.
2. Кружилин Г. Н. и Шваб В. А., ЖТФ, т. V, вып. 4, 1935.
3. Померанцев В. В., Тепловая работа и сопротивление колосниковой решетки, изд. ОБТИ. Главкотлотурбопрома 1936.
4. Bock, Forschug, Bd. VI, № 1, SS. 23—32, 1935.
5. Hilpert R., Forschung, Bd. IV, № 4, S. 24, 1933.
6. Tanner E. Berichte der Reichskohle Raht, Mai 1934.

Р. С. БЕРНШТЕЙН

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ СЛОЯ¹

(1937 г.)

ОБЩЕЕ

Для решения ряда вопросов, связанных со слоевыми процессами, должна быть известна величина коэффициента теплопроводности слоя. Совершенно очевидно, что теплопроводность слоя, представляющего совокупность кусков твердого материала и межкусковых пространств, заполненных газобразной или жидкой средой, резко отлична от теплопроводности как материала, так и среды.

Наличие двух фаз в слое приводит к неравномерной плотности теплового потока по сечению, нормальному к направлению движения тепла, что в свою очередь делает невозможным расчет точных значений приведенного коэффициента теплопроводности слоя. Кроме того, и сам механизм распространения тепла в слое несколько иной, чем при явлении чистой теплопроводности, так как последняя сопровождается в слое лучистым теплообменом в межкусковых пространствах и наличием конвективных токов, вызываемых разностью температур по высоте (свободная конвекция). Учет этих составляющих без эксперимента исключается неопределенностью геометрической структуры слоя и отсутствием данных по теплоотдаче при свободной конвекции в таких условиях.

Вместе с тем весьма широкие вариации в характере засыпок ограничивают возможности экспериментального определения $\lambda_{эkv}$ (эквивалентного по суммарному эффекту распространения тепла в слое) для всех разнообразных случаев засыпок.

Единственно возможным остается вычисление порядка величин $\lambda_{эkv}$ и выяснение влияния на них таких факторов, как межкусковый лучистый теплообмен, порозность слоя² $m = 1 - \frac{\gamma_{нас}}{\gamma_{кас}}$, теплопроводность материала частиц $\lambda_{та}$ и теплопроводность среды, заполняющей межкусковые пространства $\lambda_{жс}$.

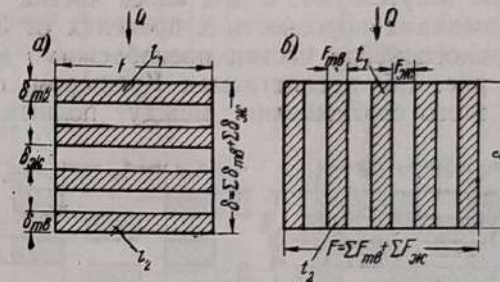
¹ Экспериментальная часть выполнялась при участии В. М. Воробьева.

² Здесь $\gamma_{нас}$ — насыпной, а $\gamma_{кас}$ — кажущийся удельные веса слоя и материала частиц.

СХЕМА РАСЧЕТА

В целях выяснения характера влияния m , $\lambda_{та}$ и $\lambda_{жс}$ целесообразно рассмотреть простейшие геометрические схемы слоя.

Кришер [Л. 3] рассматривает два предельных случая: а) когда в слое совершенно отсутствуют «тепловые мостики»



Фиг. 1. Схема слоя (по Кришеру).

(фиг. 1,а) и, следовательно, слой имеет максимальное тепловое сопротивление; б) когда слой имеет «тепловые мостики» (фиг. 1,б), т. е. обладает минимальным тепловым сопротивлением. Обычные расчеты путем суммирования в первом случае сопротивлений, а во втором — проводимостей отдельных участков слоя позволяют установить влияние порозности слоя на $\lambda_{эkv}$. Полученным при этом зависимостям можно придать следующий вид:

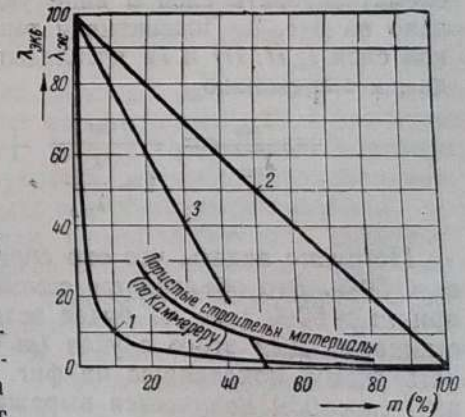
Для случая а)

$$\frac{\lambda_{эkv}}{\lambda_{жс}} = \frac{1}{\frac{\lambda_{та}}{\lambda_{жс}}(1-m) + m} \quad (1)$$

для случая б)

$$\frac{\lambda_{эkv}}{\lambda_{жс}} = \frac{\lambda_{та}}{\lambda_{жс}}(1-m) + m \quad (2)$$

Таким образом, по Кришеру область значений эквивалентного коэффициента теплопроводности лежит между кривыми 1 и 2 (фиг. 2), соответствующими уравнениям для случаев а и б.

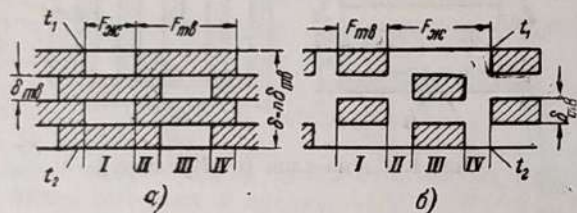


Фиг. 2. Зависимость теплопроводности слоя от порозности по расчету

(при $\frac{\lambda_{та}}{\lambda_{жс}} = 100$).

Однако, сравнение этих расчетных кривых с кривой, полученной Каммерером [Л. 2] путем обработки экспериментальных данных для различных пористых строительных материалов (известняк, бетон, кирпич и др.), у которых наличие «тепловых мостиков», несомненно, показывает, что определенная таким образом верхняя граница области чересчур завышена. В слое частиц сферической формы «тепловые мостики» совершенно отсутствуют, а для слоев частиц неправильной формы, имеющих порозность в пределах от 35 до 60%, площадь соприкосновения частиц пренебрежимо мала.

Схема на рис. 1,б, предлагаемая Кришером, совершенно не учитывает этого соотношения между полным сечением



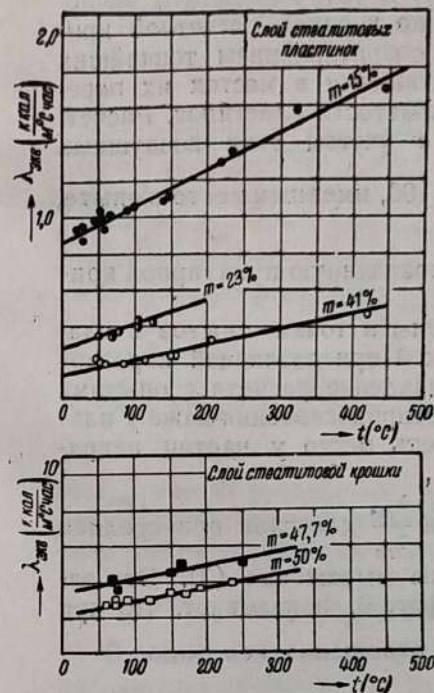
Фиг. 3. Схема слоя, составленного из пластинок.

слоя и частью, занимаемой «тепловыми мостиками». Так, для максимального значения порозности слоя $m = 60\%$, выше которой частицы уже переходят во взвешенное состояние, т. е. перестают касаться друг друга, согласно этой схеме площадь, занимаемая «тепловыми мостиками», составляет еще 40% сечения. Это несоответствие может быть устранено, если схематизировать слой в виде укладки пластинок, как показано на рис. 3. Подсчитывая тепловые сопротивления участков слоя I, II, III и IV и складывая их проводимости, приходим к выражению

$$\frac{\lambda_{\text{экв}}}{\lambda_{\text{ж}}} = \frac{4m}{1 + \frac{\lambda_{\text{ж}}}{\lambda_{\text{тв}}}} + \frac{\lambda_{\text{тв}}}{\lambda_{\text{ж}}} (1-2m). \quad (3)$$

Нетрудно видеть, что оно справедливо лишь для значения $m \leq 50\%$. Это объясняется самой схемой (фиг. 3,а), так как при $m > 50\%$ уже не будет возникать контакт между пластинками. Для этого случая ($m > 50\%$) следует рассмотреть схему, показанную на фиг. 3,б, для которой аналогичным способом получается выражение:

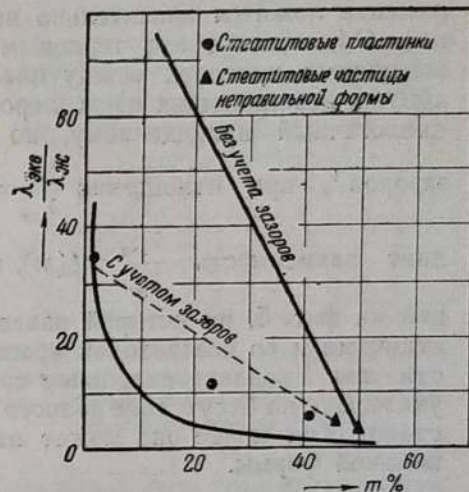
$$\frac{\lambda_{\text{экв}}}{\lambda_{\text{ж}}} = \frac{4(1-m)}{1 + \frac{\lambda_{\text{ж}}}{\lambda_{\text{тв}}}} + 2(m-1). \quad (4)$$



Фиг. 4. Зависимость теплопроводности слоя от температуры.

Вблизи значения $m = 50\%$ опытные данные могут выходить за пределы кривой 3, так как расчетная схема при этом значении m предусматривает полное отсутствие контакта между частицами, что, разумеется, не вполне справедливо. Однако, как показывает опыт, эти отклонения невелики.

Незначительность площади непосредственного соприкосновения частиц подтверждается опытом даже на слое пластинок. Опыты производились на обычном пластинчатом приборе типа Якоба для определения коэффициента теплопроводности. Были проведены три серии опытов со слоем пластинок и две серии опытов со слоем частиц неправильной формы при различных температурах и порозностях слоя. Результаты опытов представлены на фиг. 4. Испытуемым материалом служил стеатит. На фиг. 5 представлены опытные точки, полученные рассечкой кривых фиг. 4 при 20°C , и гра-



Фиг. 5. Зависимость теплопроводности слоя от порозности.

На фиг. 2 обе линии, выражающие две последние зависимости, (3) и (4), сопрягаются в точке $m = 50\%$ и дают кривую 3 (с изломом), причем ее ветвь, отвечающая выражению (4), совпадает с нижней предельной кривой Кришера (линия 1), что и понятно, так как при значении $m > 50\%$ пластины не соприкасаются. Таким образом, область значений $\lambda_{\text{экв}}$ для слоя частиц ограничивается кривыми 1 и 3 (фиг. 2).

нические кривые по выражениям (1) и (3). Результаты эксперимента ложатся значительно ниже верхней расчетной кривой. Объясняется это тепловым сопротивлением тончайших воздушных прослоек между пластинками в местах их перекрытия, возникающих из-за шероховатости пластинок. Расчет, аналогичный приведенному, но с учетом этих воздушных зазоров¹, при отношении $\frac{\lambda_{тв}}{\lambda_{жс}} = 100$, имевшем место в опыте,

дает зависимость $\frac{\lambda_{экв}}{\lambda_{жс}} = f(m)$, показанную пунктирной кривой на фиг. 5, на которой нанесены и точки опытов с пластинками и со стеатитовой крошкой при различной порозности слоя. Удовлетворительное совпадение расчета с опытами указывает на отсутствие полного соприкосновения даже у пластинок. Тем менее оно может иметь место у частиц неправильной формы.

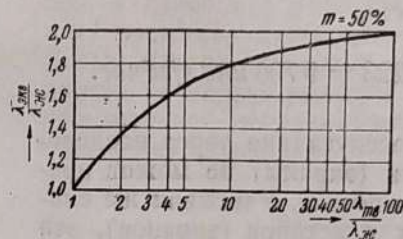
Зависимость $\lambda_{экв}$ от отношения $\frac{\lambda_{тв}}{\lambda_{жс}}$ для слоя при среднем значении $m = 50\%$ получается из выражения (3). Эта зависимость, представленная на фиг. 6, показывает, что при значениях $\frac{\lambda_{тв}}{\lambda_{жс}} > 15$ влияние этого отношения невелико.

Средой, заполняющей межкусковые пространства, обычно является воздух, поэтому выбор значения коэффициента теплопроводности воздуха с учетом влияния свободной конвекции в значительной мере определяет порядок величины $\lambda_{экв}$ всего слоя. Приводимые Каммерером данные о теплопроводности воздуха в порах различных строительных материалов недостаточны по диапазону величины поры (до 5 мм), которая в слоях достигает значительных размеров. Более правильно в этих условиях применять данные по $\lambda_{возд}$ для горизонтальных воздушных слоев при различных разностях температуры на границах слоя, полученные в достаточно чистых экспериментальных условиях Бояринцевым [Л. 1] (фиг. 7). Если даже принять максимальное значение коэффициента теплопроводности воздуха $\lambda_{возд} \approx 0,2$, то для слоя отношение

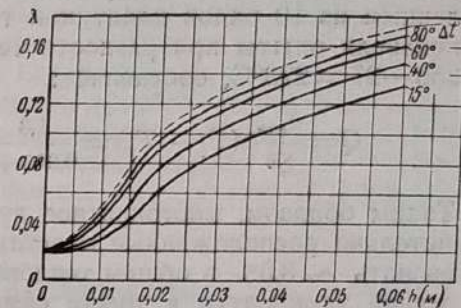
$$\frac{\lambda_{тв}}{\lambda_{жс}} > 15,$$

так как теплопроводность частиц $\lambda_{тв} = 3 \text{ ккал/м град час}$. Таким образом, влиянием теплопроводности материала частиц

¹ Величина зазора была получена тщательными промерами толщины пластинок и толщины слоя и имела значения $\delta_z = 0,05 \text{ мм}$.



Фиг. 6. Зависимость теплопроводности слоя от теплопроводности материала и среды.



Фиг. 7. Зависимость теплопроводности горизонтального воздушного слоя от его толщины и разности температур на границах (по Бояринцеву).

на $\lambda_{экв}$ можно пренебречь, в то время как теплопроводность среды, заполняющей межкусковые объемы, целиком определяет теплопроводность слоя.

ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Влияние межкускового излучения может быть оценено следующим образом. Пусть по пути движения тепла расположено n пластинок. Если представить эти пластинки абсолютно теплопроводными, то количество тепла, проходящее через слой только лучеиспусканием, может быть выражено так:

$$Q = \frac{C_{пр}}{n} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \text{ ккал/м}^2 \text{ час},$$

где T_1 и T_2 (°K) — температуры крайних поверхностей слоя; $C_{пр}$ — приведенный коэффициент взаимного излучения, который для частиц может быть оценен как

$$C_{пр} = \frac{1}{\frac{1}{4,6} + \frac{1}{4,6} - \frac{1}{4,96}} = 4,3 \text{ ккал/м}^2 \text{ час град}.$$

Температуры поверхностей слоя в интересующей нас области не превышают значений $T_1 = 523^\circ \text{ K}$ и не ниже $T_2 = 300^\circ \text{ K}$. Тогда предельно мыслимое количество тепла, передаваемого радиацией через слой, окажется равным:

$$Q = \frac{4,3}{n} \left[\left(\frac{523}{100} \right)^4 - \left(\frac{300}{100} \right)^4 \right] = \frac{2800}{n} \text{ ккал/м}^2 \text{ час}.$$

При числе рядов пластинок $n = 10$ это количество тепла составляет $280 \text{ ккал/м}^2 \text{ час}$.

Количество же тепла, реально передаваемое слоем, составленным из 10 рядов пластинок толщиной $\delta_m = 3$ мм, как это показали опыты при разности температур на границах слоя $250 - 27 = 223^\circ\text{C}$, составляет:

$$Q = \frac{\lambda_{\text{сн}}}{\Sigma \delta} (T_1 - T_2) = \frac{1,3}{0,003 \cdot 10} 223 = 9700 \text{ ккал/м}^2\text{час.}$$

Таким образом, многократное лученспускание через последовательно расположенные пластинки (экраны) не может превышать $\sim 3,0\%$ в общем тепловом потоке. Учитывая же снижение температур в толще самих пластинок (экранов), эта доля лученспускания еще меньше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ возможных расчетных схем показывает наибольшую пригодность схемы пластинок с учетом зазоров между ними. Экспериментальные данные подтверждают справедливость принятой схемы расчета, а также пренебрежимость межкускового лучистого теплообмена при не особенно высоких температурах слоя.

Литература

1. Бояринцев, ЖТФ, вып. 17, 1937.
2. Sammerer, Mitteilungen a. d. Forsch. f. Wärmewirtsch., 1925.
3. Krischer, Beihefte z. Gesundh. Ing., H. 33.

Р. С. БЕРНШТЕЙН

ТЕПЛОТДАЧА В СЛОЕ¹

(1939—1940 гг.)

ОБЩЕЕ

Во многих технических процессах теплообмен между частицами слоя твердого материала и потоком газа имеет определяющее значение. Однако, насколько широко и подробно к настоящему времени изучен теплообмен в трубах и при обтекании как единичного цилиндра, так и пучка, настолько же немногочисленны и разнородны исследования по теплоотдаче в пористых засыпках. При этом теплообмен в слое, строго говоря, нельзя отнести ни к тому, ни к другому чистому случаю: внутренней или внешней гидродинамической задачи — к обоим случаям он относится с одинаковой степенью условности.

¹ Работа выполнялась совместно с лабораторией теплофизики ЛПИ при участии И. А. Зайдеса.

Невозможность точного учета влияния таких достаточно неопределенных факторов, как фактическая теплообменная поверхность и взаиморасположение частиц в слое (находящее в известной мере свое отражение во влиянии порозности¹ засыпки) даже для частиц правильной геометрической формы (шар), приводит к запутанности задачи и вызывает противоречивость выводов различных авторов. Для частиц произвольной неправильной формы учет указанных факторов еще более затруднен.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Применяемая методика экспериментального определения коэффициентов теплоотдачи обычно сводится к измерению в стационарном режиме расхода тепла через заданную поверхность и разности температур между ней и потоком. В условиях слоя такая организация эксперимента осложнена трудностью создания стационарного теплового режима и точного измерения температур частицы и потока. Работа на нестационарном режиме с учетом расхода тепла по изменению температуры материала в слое, как это сделано, например, Фурнасом [Л. 2, 3], связана с довольно сложной экспериментальной установкой и неточностью замеров средних по объему частицы температур материала. Приходится считаться также с трудностью определения температуры потока внутри слоя. В настоящей работе, ставящей своей целью выяснение зависимости коэффициентов теплоотдачи в слое от определяющих процесс теплообмена параметров, принята методика заключается в искусственном увеличении теплоемкости частиц за счет применения влажных засыпок, что обеспечивает высокий расход тепла и приводит в начальном периоде сушки (при постоянной ее скорости) к квазистационарному режиму².

Известно, что тело, содержащее достаточное количество влаги, имеет в установившихся условиях сушки (начальный период) постоянную температуру, равную температуре мокрого термометра, если теплообмен происходит только конвекцией и поверхности теплообмена и влагообмена совпадают.

Измерения в опыте температур мокрым и сухим термометрами дают соответственно температуру материала и сушильного агента. Расход тепла определяется непосредственно количеством испарившейся влаги (по разности веса слоя до и после опыта) с учетом тепла, затраченного на изменение

¹ Под порозностью здесь и дальше понимается отношение объема всех межкусковых пространств к объему слоя. Пористость самих частиц материала не учитывалась.

² Этот метод экспериментального определения коэффициентов теплоотдачи впервые был предложен И. И. Палеевым.

температуры слоя, если оно имеет место. Таким образом, полное количество тепла, отданное газовым потоком слою, за время опыта будет:

$$Q = G(595 + 0,46t_m - t_0) + (g_1c_m + g_2)(t_m - t_0),$$

где G (кг) — количество влаги, испарившейся за время опыта;

c_m (ккал/кград) — теплоемкость материала;

t_m (°C) — температура мокрого термометра;

t_0 (°C) — начальная температура материала;

g_1 (кг) — вес сухого материала в слое;

g_2 (кг) — вес неиспарившейся влаги.

Ввиду постоянства температуры материала средняя разность температур между теплообменной поверхностью и потоком может быть вычислена, как

$$\Delta t_{cp} = \frac{\Delta t_1 - \Delta t_2}{\ln \frac{\Delta t_1}{\Delta t_2}},$$

где Δt_1 и Δt_2 (°C) — разности температур между потоком и слоем соответственно на входе и на выходе газа.

Коэффициент теплоотдачи легко находится, как

$$\alpha = \frac{Q}{NF\Delta t_{cp}\Delta\tau},$$

где N — число шаров в слое;

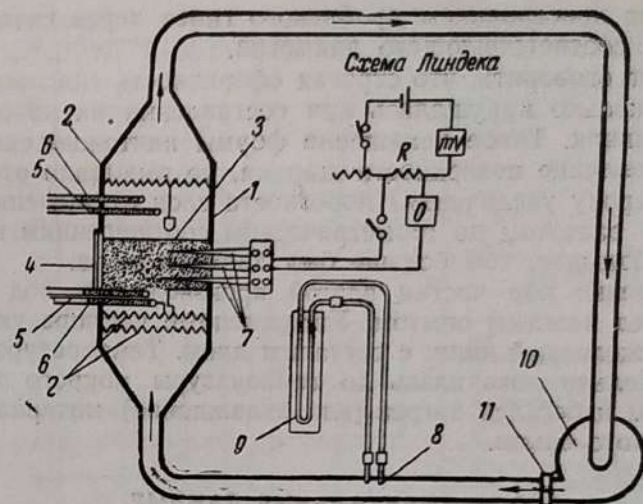
F (м²) — поверхность одного шара;

$\Delta\tau$ (часы) — продолжительность опыта.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка, схема которой дана на фиг. 1, представляла продуваемую воздухом от высоконапорного вентилятора сушильную камеру высотой 1 600 мм, имеющую квадратное сечение 345 × 345 мм.

Испытуемая засыпка вводилась через герметически закрывающуюся дверцу. Замкнутая система воздухопроводов допускала любую кратность циркуляции воздуха путем замены части его воздухом окружающей среды. Равномерность поля скоростей (а следовательно и температур) по сечению слоя достигалась выравнивающими сетками, установленными в начале и конце рабочего участка камеры. Проверка скоростного поля трубкой Прандтля в рабочем сечении (до введения слоя в камеру) показала вполне удовлетворительные результаты. Кроме того, следует заметить, что и сам слой твердых частиц



Фиг. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — сушильная камера; 2 — выравнивающие сетки; 3 — слой; 4 — герметическая дверца; 5 — „сухие“ термометры; 6 — „мокрые“ термометры; 7 — термометры; 8 — диафрагма для измерения расхода воздуха; 9 — U-образный манометр; 10 — воздухоподушка; 11 — шибер для регулировки расхода воздуха.

в значительной мере способствовал выравниванию скоростных полей по сечению. Замер расхода воздуха через слой осуществлялся сменными нормальными диафрагмами диаметром 30 и 50 мм, установленными на стандартном прямом участке воздуховода диаметром 100 мм.

Температура потока на входе в слой и на выходе из него измерялась ртутными термометрами с ценой деления 0,1°С, помещенными под и над слоем. Температура материала измерялась такими же мокрыми термометрами и контролировалась термопарами Si-K диаметром 0,1 мм, заложенными в частицы. Измерения э. д. с. производились компенсационным методом по схеме Линдека, позволявшей определять температуру с точностью 0,1°С. Расход влаги за время опыта определялся взвешиванием всего слоя до и после опыта на обычных весах с точностью до 3 г (что составляет ~ 4% от потери в весе).

Для экспериментального исследования теплоотдачи в слое указанным методом необходим пористый и, следовательно, достаточно влагопроводный материал, обладающий механической прочностью и легко формующийся. В качестве такого материала был применен гипс с присадкой 10% (по весу) цемента для предотвращения размывания частиц при заполнении пор водой. Из указанной массы были изготовлены полые шарики диаметром 16, 21 и 31 мм, а также частицы произвольной неправильной формы с размером зерна 12—18 мм.

полученные просеиванием дробленого гипса через сита с отверстиями соответствующего диаметра.

Следует оговорить, что строгая сферичность гипсовых шариков несколько нарушалась при составлении их из отдельных половинок. Такое искажение формы ничтожно сказывалось на величине поверхности шарика, но вызывало отклонения (в сторону увеличения) порозности слоя от значения, получаемого расчетом по геометрическим соотношениям и притом тем большее, чем больше был диаметр шара.

Заполнение пор частиц влагой производилось под вакуумом перед каждым опытом. Увлажненные частицы укладывались в железный ящик с сетчатым дном. Температура слоя предварительно доводилась до температуры мокрого термометра, чем избегался нагрев (или охлаждение) материала во время самого опыта.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Экспериментальные данные обрабатывались, как обычно, в виде критериальной связи

$$Nu = f(Re),$$

где

$$Nu = \frac{ad}{\lambda} \quad \text{и} \quad Re = \frac{wd}{\nu}.$$

За определяющий размер d принимался диаметр шарика; скорость w считалась на полное сечение слоя («скорость фильтрации»). Результаты трех серий опытов, проведенных в диапазоне Re от 20 до 1850 со слоями шариков диаметром 16, 21 и 31 мм и порозностями соответственно $m = 29,5; 34,0; 39,5\%$ вместе с точками опытов Фурнаса [Л. 2] на железных шарах ($d = 31,7$ мм и $m = 45\%$), представлены на фиг. 2.

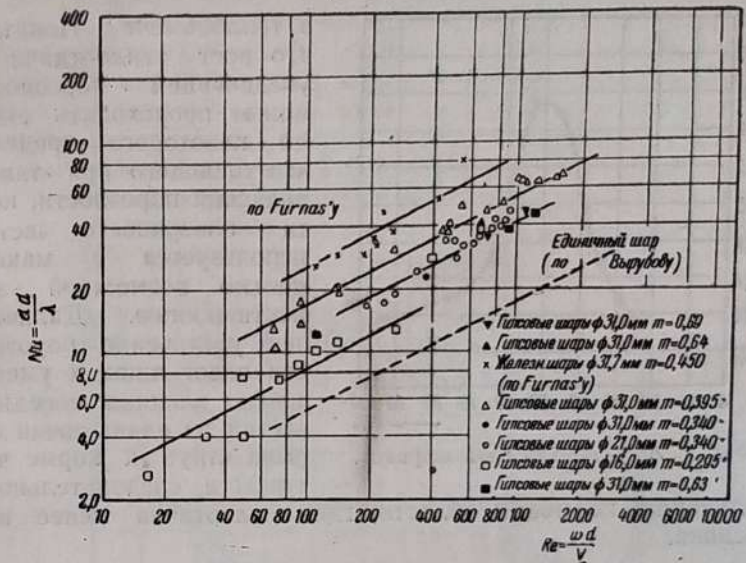
Опытные точки, соответствующие укладкам слоя с одинаковой порозностью, ложатся в логарифмической анаморфозе на прямые и определяют зависимость теплоотдачи слоя шариков от основных параметров в форме:

$$Nu = ARe^n,$$

где

$$A = f(m) \quad \text{и} \quad n = 0,6.$$

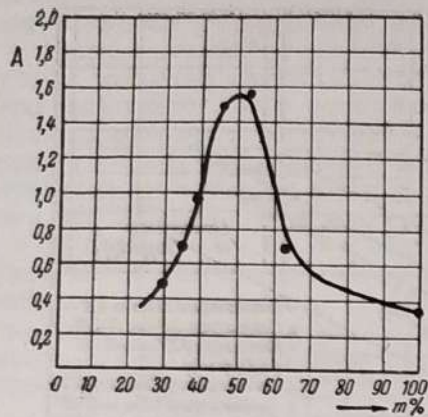
Хорошее совмещение опытов для тетраэдрической укладки шаров ($m = 34\%$) диаметром 31 и 21 мм на одну кривую, а также закономерное распределение опытов с одинаковым диаметром шаров (31 мм) по своим порозностям 39,5 и 34%, исключает влияние диаметра шара на коэффициент A , стоящий при Re .



Фиг. 2. $Nu = f(Re, m)$ для слоя шариков.

Сопоставление полученных результатов с данными Вырубова [Л. 1] по теплоотдаче от потока к единичному шару (что условно соответствует значению порозности $m = 100\%$) приводит к выводу, что по мере увеличения порозности в слое теплоотдача до некоторого предела растет, а затем падает. Для проверки этого положения были проведены специальные опыты с разреженным слоем шариков $d = 31$ мм, подвешенных на проволочных стерженьках, что позволило получить порозность 63%. Результаты этих опытов подтвердили полученную из сопоставления с данными Вырубова [Л. 1] зависимость теплоотдачи от порозности. Таким образом, величина коэффициента A в выражении $Nu = ARe^n$ является функцией порозности и описывается кривой с максимумом, которая для слоя шариков изображена на фиг. 3. Такой характер влияния порозности на теплоотдачу требует некоторого объяснения.

При одном и том же удельном расходе газа через полное сечение слоя истинная скорость омывания частиц падает по мере увеличения порозности. Казалось бы, при этом должен уменьшаться и коэффициент теплоотдачи. Но так как интенсивность теплоотдачи по поверхности частицы неодинакова, то по мере увеличения порозности влияние уменьшения скорости в значительной степени перекрывается увеличением участков поверхности частиц, более интенсивно участвующих



Фиг. 3. $A=f(m)$ для слоя шариков.

увеличению кормовой области, где теплоотдача менее интенсивна.

СЛОЙ ЧАСТИЦ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ

Для слоев из частиц произвольной неправильной формы данные по теплоотдаче (как и по сопротивлению) всегда носят более или менее условный характер, поскольку неизвестна величина поверхности частицы. При этом, выбирая метод расчета условной теплообменной поверхности, совершенно безразлично — рассматривать внутреннюю или внешнюю задачу. Наиболее просто условная теплообменная поверхность может быть вычислена по среднему диаметру частицы, определяемому по любой из многочисленных формул осреднения, так как числовое его значение лишь относительно характеризует поверхность частицы. В настоящей работе для определения величин среднего диаметра частицы в качестве расчетной принимается общеизвестная формула Андрусена:

$$d_{cp} = \sqrt[3]{\frac{2d_1^2d_2^3}{d_1+d_2}}$$

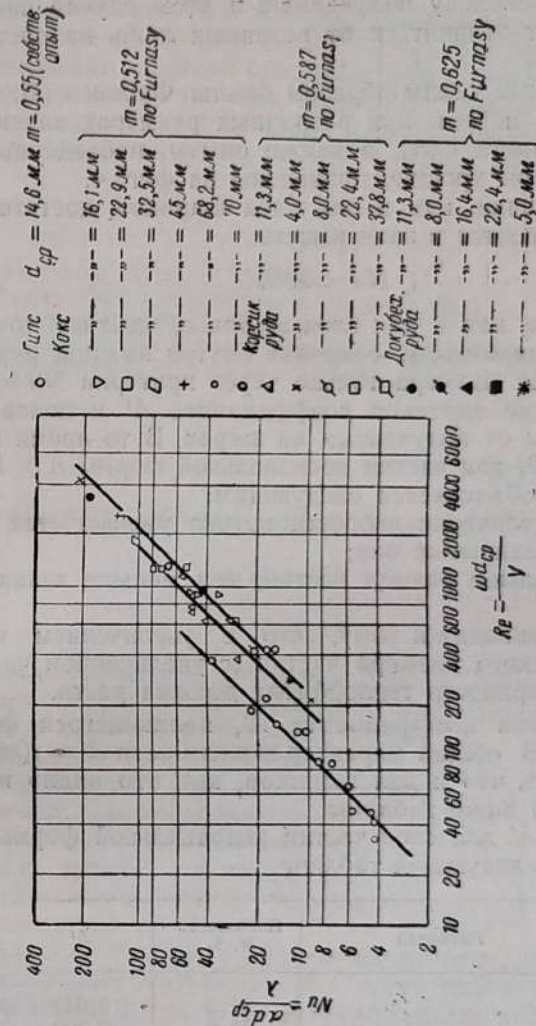
где d_1 и d_2 — соответственно наибольший и наименьший размеры частиц, отвечающие крайним размерам сит.

По среднему диаметру и порозности слоя $m = 1 - \frac{\gamma_{нас}}{\gamma_{ист}}$

(где $\gamma_{нас}$ — насыпной, а $\gamma_{ист}$ — истинный удельные веса) легко

в теплообмене¹. Понятно, что рост теплоотдачи с увеличением порозности может происходить лишь до некоторого предела, наступающего при таком значении порозности, когда поверхность частиц используется с максимально возможной эффективностью. Дальнейшее увеличение порозности ведет лишь к уменьшению влияния есседних частиц на сдвиг точки отрыва струи к корме частицы и, следовательно, к

теплоотдаче менее интенсивна.



Фиг. 4. $Nu=f(Re, m)$ для слоя частиц неправильной формы.

определяется условная поверхность частиц, приходящаяся на единицу объема слоя:

$$F = \frac{6(1-m)}{d_{cp}}$$

Дальнейшая обработка опытных данных для частиц произвольной формы совершенно аналогична предыдущей.

Указанный расчетный прием весьма прост и удобен, а в предположении постоянства среднестатистического взаиморасположения частиц в слое при данной их форме и вполне

справедлив, поскольку получаемые в этом случае численные значения могут отличаться от истинных лишь на постоянный множитель.

Обработанные таким образом опыты Фурнаса [Л. 3] с частицами кокса и руды при различных размерах зерен и различной порозности слоя, а также опыты, проведенные автором на гипсовой крошке, приведены на фиг. 4.

Опытные точки, как и для слоя шариков, достаточно хорошо укладываются в зависимость

$$Nu = A' Re^n.$$

В этом случае, как и для слоя шариков, опытные точки разделяются по порозности, сохраняя внутри каждой порозности зависимость от размера только через критерии Nu и Re . Однако численные значения коэффициента A' и показателя n резко отличны от полученных на шарах. В то время как для шаров $n = 0,6$, для частиц произвольной формы $n \cong 1,0$. Это, повидимому, объясняется следующим:

- 1) при увеличении скорости потока уменьшается количество мелких закрытых пор;
- 2) чем больше размер частиц, тем меньше таких «мертвых» пор.

Все это приводит к тому, что с увеличением скорости и геометрического размера частиц (с увеличением числа Re) активная поверхность теплообмена должна расти.

Что касается коэффициента A' , являющегося функцией порозности, то общий характер зависимости $A' = f(m)$ сохраняется тот же, что и для шариков, как это видно из фиг. 4 и приводимой ниже таблицы.

Значения A' для слоя частиц неправильной формы приводятся в нижеследующей таблице.

Материал	Порозность m , %	A'
Кокс	51,2	0,045
Гипс	55,0	0,100
Корсиканская руда	58,7	0,060
Датская руда	62,5	0,045

Различная порозность слоя в приведенных опытах отвечает одновременно и различным материалам, поэтому для получения вида функциональной связи между A' и m необходим дополнительный экспериментальный материал¹. Вместе

¹ Впоследствии были проведены дополнительные опыты с частицами неправильной формы с размером зерна 7—12 и 18—25 мм, подтвердившие наличие кривой с максимумом [Л. 5].

с тем автор считает правильным подчеркнуть, что избранная для обработки расчетная схема по шару приведенного диаметра (внешняя задача) оказалась для данного случая весьма целесообразной, так как позволила дать логическое обоснование максимума, в то время как это было бы трудно сделать при расчетной схеме «слой — канал» (внутренняя задача).

Литература

1. Вырубов, ЖТФ, в. 21, 1939.
2. Furnas, Ind. a. Eng. Chem, 1930, v. 22, № 1.
3. Furnas ibid, 1930, v. 22, № 7.
4. Schack, Archiv f. Eisenhüttenwesen, 1938, № 10—11.
5. Бернштейн и Зайдес, Отчет ЦКТИ за 1940 г. по теме № 2532.

В. В. ПОМЕРАНЦЕВ

ТЕРМИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА¹

(1935—1956 гг.)

ОБЩЕЕ

Вопросы теплового состояния частиц твердого топлива имеют достаточно важное значение при изучении как слоевых, так и факельных топочных процессов. Развитие стадий подушки и воспламенения топлива в основном определяется условиями прогрева слоя топлива и отдельных топливных частиц при факельном процессе. Немаловажное значение имеет данный вопрос и для стадии выжигания кокса и шлакообразования, для которой температурный уровень процесса в значительной степени зависит от хода охлаждения выгорающей частицы.

Тепловое состояние топлива в топочном процессе является результатом весьма сложного взаимодействия процессов внешнего теплообмена частицы с окружающим пространством процесса выделения и горения летучих и горения кокса. Кроме того, немаловажное значение имеют и тепловые свойства самого материала частиц, значения его теплоемкости и коэффициентов теплопроводности и температуропроводности.

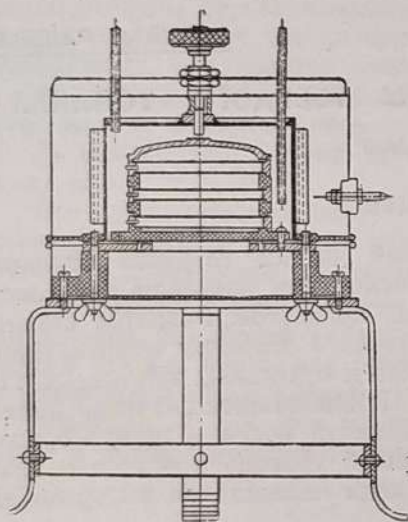
По этому вопросу имеются крайне отрывочные и несистематизированные сведения, зачастую к тому же и противоречивые.

¹ Работа проводилась совместно с лабораторией твердого тела физико-технического сектора ЦКТИ при участии инж. В. П. Кельберга и О. И. Голубевой.

В связи с этим ЛФО была намечена систематическая работа по определению тепловых констант натуральных твердых топлив различных месторождений СССР [Л. 1, 2, 3]. В задачу работы входило как определение констант исходного топлива, так и продуктов по термической обработке, что представляет особый интерес для расчета теплового состояния горящих топливных частиц. Было намечено также определение констант в условиях повышенных и высоких температур.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИИ

Определение констант в основном проводилось обычными для ЦКТИ методами «стационарного» и «регулярного» теплового режима [Л. 4], однако применявшуюся для этого аппаратуру пришлось несколько видоизменить.



Фиг. 1. Прибор для определения теплопроводности образцов углей при высокой температуре.

В частности, для получения возможности производить определения тепловых констант образцов термически обработанных углей при сравнительно малом объеме навески пришлось существенно изменить все размеры обычных приборов для уменьшения погрешностей измерения.

Для определения значений коэффициента теплопроводности образцов топлива при высоких температурах инж. В. П. Кельбергом была разработана конструкция прибора по видоизмененной схеме Якоба (фиг. 1) с заполнением измерительной камеры инерт-

ным газом в целях предотвращения воспламенения образцов. Кроме того, для определения температуропроводности при высоких температурах образцов была сделана попытка применить так называемый «метод двух точек», предложенный проф. Г. М. Кондратьевым. Однако, эта попытка не увенчалась успехом, так как погрешности при повышении температуры образца стали резко возрастать в связи с возрастанием влияния паразитных конвективных токов.

Наибольшие методические трудности вызывались малыми размерами кусков топлива, что не позволило изготовить сплошные, монолитные образцы достаточной величины даже

при приборах сокращенных размеров. Указанное затруднение особенно сказывалось при определении констант термически обработанных образцов.

В связи с этим были определены значения констант углей марок Д и А различного фрикционного состава: в порошке (в А-калориметре [Л. 6] и микрокалориметре¹, в зернах фракции 0—0,45, 0,45—1, 3—5 мм и в брикетах цилиндрической формы диаметром 30 мм и высотой 10 мм, приготавливаемых под прессом ($p=100$ атг) и склеенных по четыре. Кроме того, эти угли были испытаны в монолитах.

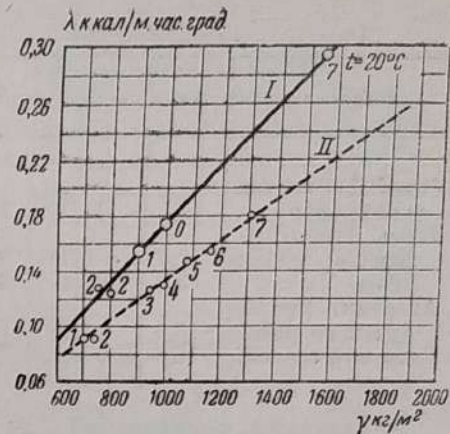
Определение коэффициента температуропроводности монолита было проведено по методу проф. В. Ф. Литвинова и В. П. Кельберга [Л. 7] путем пересчета значения А с эталонного материала (в данном случае воска), из которого посредством гипсовой формы был изготовлен слепок с куска угля. Определения эти показали четкую линейную зависимость значения λ от удельного веса засыпки (фиг. 2)².

Выявление линейной связи $\lambda = f(\gamma)$ позволило в дальнейшем проводить основные определения на молотом угле с фракцией зерен около 0,5 мм. При обработке и сравнении данных все результаты приводились к одному удельному весу (800 kg/m^3).

Термическая обработка образцов производилась путем коксования измельченного угля в трубчатой печи в атмосфере азота. В качестве опорных были взяты точки в 300, 500, 700, 900 и 1100°С. Опытами были охвачены донецкие длиннопламенный, паровично-жирный, тощий угли и антрацит, и гдовский сланец. Топливо имело состав, приведенный в табл. 1.

¹ Стеклонная колбочка объемом 9,9 см³.

² Необходимо заметить, что эта зависимость сохраняется лишь до размера зерен менее 5 мм. Уже для фракции 5—7 мм начинает сказываться влияние конвективных токов.



Фиг. 2. Зависимость коэффициента теплопроводности от насыпного веса для плотных засыпок мелкозернистых углей Д и А.

I — антрацит; $c=0,25$ кал/кг град; II — лисичанский длиннопламенный, $c=0,39$ кал/кг град; 0 — фракция 0—0,45 мм; 1 — то же 0,45—1 мм; 2 — то же 3—5 мм; 3 — пыль микрокалориметр; 4 — пыль; А — калориметр; 5 — то же; 6 — брикеты; 7 — монолит.

Таблица 1

Топливо	W _p	A _p	C ₂	H ₂	O ₂ + N ₂	S ₂	V ₂
Уголь Д Лисичанского района . .	7,1	11,0	78,5	5,5	14,6	1,4	35,9
Уголь ПЖ Горловского района	2,0	6,3	87,2	5,2	4,5	3,1	25,8
Уголь Т	3,8	8,4	90,2	4,7	3,6	1,5	13,8
Антрацит Краснолучского района	3,3	2,9	95,8	2,0	1,2	1,0	1,9
Гловский сланец .	16,0	39,0 ÷ 10,0	75,0	9,3	13,9	1,8	82

Результаты определений для различных топлив и коксов различной температуры коксования после пересчета на удельный вес $\gamma = 800 \text{ кг/м}^3$ приведены в табл. 2. Все данные относятся к температуре определения $t = 20^\circ\text{C}$.

Таблица 2

Температура термической обработки образцов	Название топлив				
	Д	ПЖ	Т	Антрацит	Сланец

Теплопроводность $\lambda \text{ кал/м час град}$

Необработанные	0,1	0,102	0,115	0,128	0,11
300°	0,109	0,110	0,135	0,14	0,12
500°	0,128	0,118	—	0,14	—
700°	0,149	0,152	0,145	0,16	0,15
900°	0,178	0,20	—	0,21	—
1100°	0,209	0,210	0,195	0,216	—

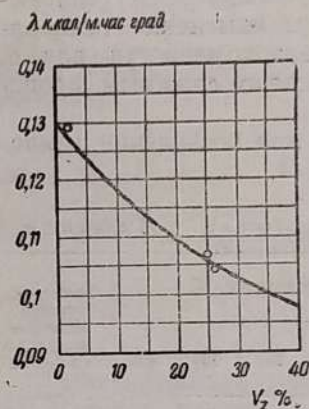
Температуропроводность $a \cdot 10^4 \text{ м}^2/\text{сек}$

Не обработанные	3,8	3,9	4,8	6,4	5,1
300°	4,31	4,2	5,8	7,0	5,5
500°	5,7	5,4	—	7,0	—
700°	7,4	6,8	7,5	8,7	7,5
900°	9,7	11,4	—	11,9	—
1100°	12,4	12,5	11,1	12,8	—

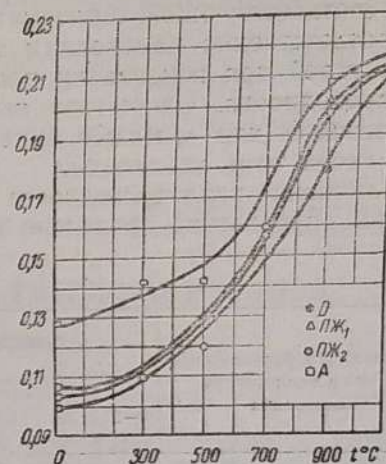
Теплоемкость $c \text{ кал/кг град}$

Необработанные	0,33	0,33	0,3	0,25	0,27
300°	0,32	0,33	0,29	0,25	0,27
500°	0,28	0,30	—	0,25	—
700°	0,25	0,28	0,24	0,23	0,25
900°	0,23	0,22	—	0,22	—
1100°	0,21	0,21	0,22	0,21	—

Как видно из этой таблицы, по мере уменьшения содержания летучих топлива наблюдается систематический рост значения коэффициента теплопроводности (фиг. 3). Особо



Фиг. 3. Зависимость теплопроводности каменных углей от содержания летучих.

 $\lambda \text{ ккал/м час град}$ 

Фиг. 4. Зависимость теплопроводности коксов каменных углей от температуры коксования.

резкий рост его происходит при снижении содержания летучих за счет коксования (фиг. 4). Теплопроводность высокотемпературных коксов разных топлив оказывается практически одинаковой. Можно предположить, что структура разных топлив по мере коксования становится все более однообразной, приближаясь к структуре графита. Об этом же говорят и результаты рентгенографических измерений величины кристаллитов коксов (табл. 3), полученные в специальной работе ЛФО и ЛХТИ по этому вопросу [Л. 8].

Таблица 3

Средний размер кристаллитов по линии hkl для графита углей марок Д и А

Марки угля	Температура коксования, °C			
	Необраб.	300	700	1100
Д	0,27	0,29	0,37	0,55
А	0,17	0,22	0,33	0,53
Графит	0,6	—	—	—

Аналогичное стремление к одной и той же величине по мере выкоксовывания топлива наблюдается и для теплоемко-

сти, значение которой постепенно снижается до величины 0,21, соответствующей теплоемкости графита.

Соответственно изменениям теплопроводности и теплоемкости углей при коксовании происходит изменение теплопроводности. Отсутствие четкой закономерности для λ , аналогичной для λ , может быть объяснено сложным происхождением этой константы.

Изменение теплопроводности углей при повышении температуры определения приведено в табл. 4.

Таблица 4

Топливо, его фракционный состав и температура коксования	Температура определения, °C							Температурный коэффициент %, на 100 °C
	0—20	50	100	150	200	300	400	
Уголь Д, 3—5 мм . . .	0,09	0,10	0,11	—	—	—	—	22
Кокс Д, $t=300^\circ$. . .	0,109	—	—	0,125	0,14	—	—	15
Кокс Т, $t=300^\circ$. . .	0,135	—	—	0,15	0,16	—	—	12
Кокс Т, $t=1100^\circ$. . .	0,195	—	—	0,21	—	0,23	0,24	6

Как видно из таблицы, значение температурного коэффициента снижается по мере перехода к более высоким температурам и особенно для высокотемпературных коксов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенный выше материал, несмотря на ограниченное количество определений, дает достаточно ясные сведения о тепловых характеристиках твердого топлива и их изменениях при нагреве и выкоксовывании, чем создается возможность проведения расчетов теплового состояния топливных частиц. Невысокая точность определений, связанная с характером исследуемого материала, не может привести к существенным отклонениям от действительности, так как разброс опытных значений для резко различных топлив оказывается весьма невелик.

Литература

1. Померанцев В. В. и Кельберг В. П., Определение тепловых констант твердого топлива, Отчет ЦКТИ, 1935.
2. Померанцев В. В. и Кельберг В. П., Анализ прогрева и воспламенения топлива в условиях работы слоя цепной решетки. Определение тепловых констант топлива, Отчет ЦКТИ, 1936.
3. Голубева О. И., Исследование тепловых констант твердого топлива, 1935.
4. Кондратьев Г. М., Теория новых методов определения коэффициентов теплопроводности, ЖТФ., т. I, вып. 4.

5. Стаценко М. П., Нормализация методов испытаний технических изоляционных материалов, Отчет ЦКТИ, 1934.

6. Кондратьев Г. М., А-калориметр системы Кондратьева, „Точная индустрия“, № 4—5, 1935.

7. Кельберг В. П., Литвинов В. Ф. и Шаукенов И. Д., Определение термических констант горных пород, Труды КФАН.

8. Сравнительное рентгенографическое исследование структуры каменных углей и ее изменение в процессе термической обработки, Отчет ЦКТИ, 1935.

М. Ф. СТРУННИКОВ

ВЫХОД ЛЕТУЧИХ ИЗ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА¹

(1935—1938 гг.)

ОБЩЕЕ

Интенсификация процессов сжигания топлива и уточнение методов расчета топок и топочных процессов требуют знания начала и конца выделения летучих веществ, распределения их по температурам и скорости их выделения во времени. В литературе имеется большое количество работ, посвященных вопросам выделения топливом летучих веществ, но во всех этих работах скорость выделения летучих освещена далеко недостаточно.

Для нахождения скоростей выделения летучих необходимо прежде всего знать, сколько летучих может отдать то или иное топливо при любой заданной температуре независимо от скорости нагрева. Лишь после этого следует попытаться установить влияние скорости повышения температуры и тем самым найти скорость выделения летучих как функцию температуры и времени.

В литературе освещена до некоторой степени только первая часть задачи. В имеющихся работах по изучению фракционного выхода летучих описываются следующие методы: 1) определение количества и в известной доле состава газа, смолы и подсмольной воды; 2) определение состава и количества газа; 3) взвешивание остатков топлива.

Первый метод является наиболее распространенным применительно к производствам химической переработки топлива, преследующим получение ряда продуктов сухой перегонки топлива. Отличительная черта этого метода — применение определенных температур, свойственных последней стадии процессов коксования, производства светильного газа, швелования, битумирования или бертинирования. Последовательное фракционное выделение всех составных частей лету-

¹ Экспериментальная часть проводилась совместно с Н. В. Боголюбовой.

чих веществ по мере повышения температуры по указанному методу применялось немногими авторами и притом в ограниченных интервалах или с ограниченным числом топлив (торф, древесное топливо).

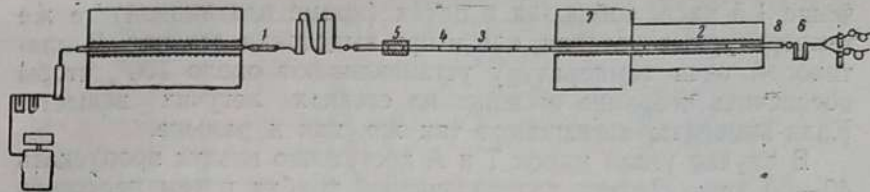
По второму методу производил исследования ряд авторов — Лебо, Агде-Линкер, Бауер и Иенкер, Катвинкель и др. Этот метод характерен фракционным выделением по мере повышения температуры одной из составляющих частей летучих веществ, а именно неконденсирующегося при комнатной температуре газа. Данные этого метода недостаточны для суждения об отделении топливом всех летучих веществ и об их составе.

По третьему методу проведены исследования Крейлена, Дамма, Гофмейстера, Питерса и др. Они дают фракционные выходы летучих веществ по мере повышения температуры или, точнее говоря, изменение веса остатка топлива после выделения из него летучих веществ. Полного состава последних в исследованиях не приводится.

При повышении температуры на известное количество градусов в единицу времени наблюдаемое выделение летучих веществ или составных их частей авторы — часто без серьезного основания — называют скоростью выделения летучих. Мало того, во всех перечисленных статьях приводятся данные без учета продолжительности, с которой само топливо может выделить каждую фракцию летучих веществ. Поэтому указанные данные в высокой степени зависят от конструкции аппаратов, от методики работы на них и от размеров навески топлива. Характеристика свойств самого топлива в известной степени затушевывается.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

При решении вопроса, на какой из характеристик, определяющих состав летучих веществ, остановиться, лаборатория физической огнетехники предпочла исходить из следующих соображений: для полной определенности надо было бы знать состав летучих по индивидуальным соединениям, однако при поставленной задаче — охватить генетический ряд твердых топлив — подобный путь вследствие его сложности едва ли позволил бы довести работы до завершения. Путь определения выхода газа, смолы, подсмольной воды и частичного их состава при всей его сложности все же не дал бы состава всех летучих по индивидуальным соединениям. Остался путь характеристики летучих по элементарному составу их, широко применяемый при теплотехнических подсчетах. Для решения первой задачи настоящей работы, т. е. для выяснения того, как распределяются летучие по температурам и каков их элементарный состав, лаборатории пришлось раз-



Фиг. 1. Схема опытной установки.

работать методику исследования и специальную аппаратуру. Схема установки приведена на фиг. 1.

К началу опыта должны быть разогреты печи: печь с восстановленной медью, назначенной для очистки азота, до 300—400°; печь 7 с окисью меди, расположенная непосредственно за первой и назначенная для сжигания в H_2O остатков H_2 после восстановления окиси меди, — до 250—300°; печь 2 для дожигания летучих веществ топлива до CO_2 и H_2O — до 600—700°. В фарфоровую лодочку 3 специальной легкой конструкции помещают навеску угля около 0,2 г. Лодочку прикрепляют к фарфоровой соломинке, заделанной другим концом в железный цилиндр, и вводят в стеклянную трубку 4. Плотнo закрыв входную пробку, начинают пропускать азот из газометра через очистительную систему со скоростью 1,0—1,5 л/час. Пропустив азот в течение 15—20 мин., берут пробу его в конце аппаратуры и определяют содержание в нем кислорода. Когда достигнуто полное отсутствие кислорода, приключают поглотительные приборы: хлоркальциевую трубку и кали-аппарат 6. Проверяют герметичность аппаратуры. Пропуская азот со скоростью 0,5 л/час, вводят электромагнитом (соленоидом) лодочку в печь так, чтобы она поместилась в зоне, температура которой впоследствии достигает температуры опыта. Постепенно повышают температуру платиновой печи 7, где находится лодочка внутри фарфоровой трубки 8, от комнатной до температуры опыта, взвешивая поочередно кали-аппараты 6 через каждые 30—60 мин. При температуре опыта лодочку с навеской выдерживают в печи 1,5 часа. Затем, пользуясь соленоидом, выдвигают лодочку обратно в стеклянную трубку, где дают остыть 15—20 мин., пропуская все время азот и взвешивая кали-аппараты. Открыв быстро входную пробку, вынимают трубку с лодочкой и пропускают для сжигания летучих веществ, осевших на стенках трубки, воздух (предварительно прошедший через очистительную систему, содержащую концентрированную серную кислоту, натронную известь и хлористый кальций) со скоростью, как при элементарном анализе.

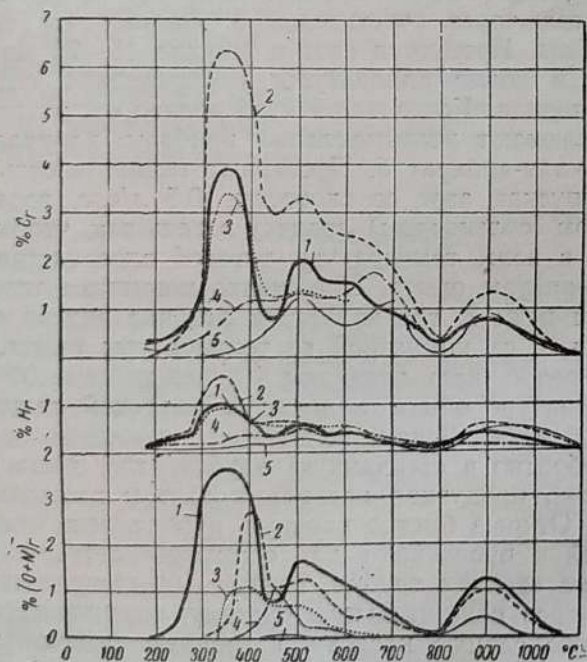
В случае топлив, отделяющих значительное количество смолообразных веществ, воздух необходимо пропускать в те-

чение 1,5 часа, соблюдая в печах (кроме платиновой) те же температурные условия, как и при выделении летучих. В платиновой печи температуру устанавливают около 700°, чтобы обеспечить сгорание осевших на стенках летучих веществ. Кали-аппараты взвешивают так же, как и раньше.

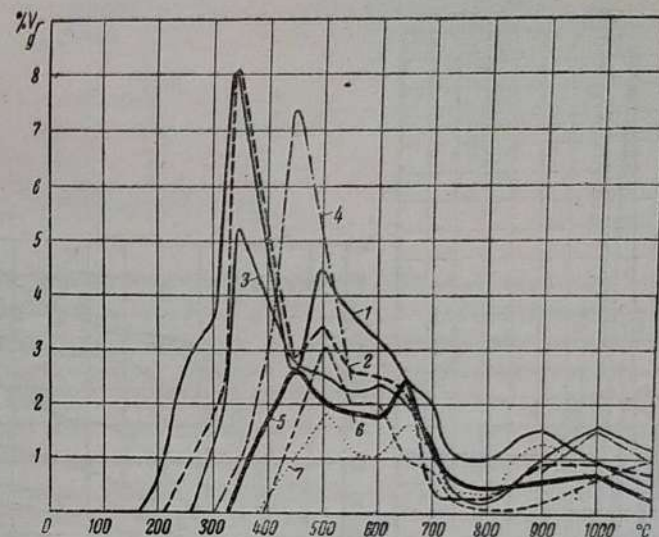
В случае углей марок Т и А достаточно воздух пропускать 40—60 мин. Привес хлоркальциевой трубки путем пересчета дает количество водорода в летучих. Сумма привесов с поправками кали-аппаратов путем пересчета дает количество углерода в летучих. Потеря веса лодочки с навеской дает сумму выделенных летучих веществ и влаги, содержащейся в навеске топлива. Для опыта берутся малые навески, поэтому средняя проба должна быть доведена до состояния пудры, зерна которой не ощущаются при растирании между пальцами. Сменные резиновые пробки должны сохраняться в эксикаторе для предупреждения абсорбции ими влаги из воздуха.

ОПЫТНЫЕ ДАННЫЕ

Изучению были подвергнуты образцы: 1) древесины (ель); 2) торфа; 3) сапропеля; 4) сланца; 5) подмосковного бурого угля; донецких углей марок: 6) Д; 7) Г; 8) ПЖ; 9) К; 10) ПС; 11) Т; 12) А; образцы углей: 13) норильского и



Фиг. 2. Выход летучих каменных углей по элементарному составу. 1 — уголь Д; 2 — уголь Г; 3 — уголь ПЖ; 4 — уголь Т; 5 — антрацит.



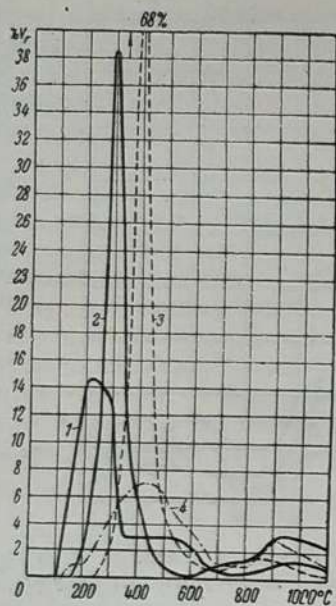
Фиг. 3. Общий выход летучих каменных углей. 1 — уголь Д; 2 — уголь Г; 3 — уголь ПЖ; 4 — уголь К; 5 — уголь ПС; 6 — уголь Т; 7 — антрацит.

14) коркинского. Результаты исследования приведены на фиг. 2.

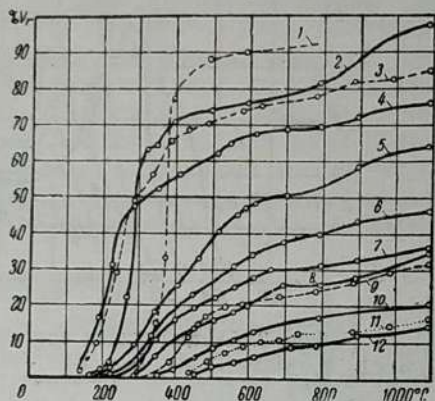
Топливо начинает отделять С и Н при температурах более низких, чем те, при которых начинается убыль веса навески угля. Объясняется это наличием трех процессов: 1) выделением окклюдированных газов; 2) поглощением вместо них азота; 3) выделением продуктов испарения составных частей угля и продуктов термического разложения. Все три процесса складываются.

Среди газов, поглощенных углем, содержатся части рудничного газа и в том числе CH_4 . Выделение CH_4 и поглощение N_2 , особенно если эти процессы происходят в эквимолекулярных отношениях, вызывают увеличение веса, так как молекулярный вес N_2 (28) больше, чем у CH_4 (16). Отсюда видно, что в ряде случаев при проведении опытов в атмосфере инертного газа N_2 вес угля по мере повышения температуры может не только не убывать, но и увеличиваться, особенно при температурах, когда еще не наступили процессы испарения битумов и разложения угля.

Теоретически процессы разложения начинаются при температурах невысоких, причем скорость процессов разложения асимптотически приближается к нулю по мере понижения температуры. Иначе говоря, понятие теоретической температуры начала разложения является неопределенным, и о ней можно говорить лишь в техническом смысле. В этом случае



Фиг. 4. Общий выход летучих древесного топлива, торфа, бурых углей и горючего сланца. 1 — торф; 2 — дерево; 3 — горючий сланец; 4 — бурый уголь.



Фиг. 5. Суммарный выход летучих различных топлив.

1 — горючий сланец; 2 — дерево; 3 — сапропель; 4 — торф; 5 — бурый уголь; 6 — уголь Д; 7 — уголь Г; 8 — уголь ПЖ; 9 — уголь К; 10 — уголь Т; 11 — уголь А; 12 — антрацит.

за начало разложения топлива можно принять температурную точку, при которой компенсируется убыль веса прибылью веса в инертной газовой среде при нормальном давлении, имеющем место в наиболее распространенных на практике случаях, и при условии, что ближайшая более высокая температура будет вызывать общую убыль веса. Ниже температура начала разложения указана с точностью около $\pm 20^\circ$.

Приведенные на фиг. 3, 4 и 5 фракционные выходы летучих веществ экспериментально получены через каждые 50° от начала выделения их до 1100°. Для углей выделение каждой фракции проводилось в среднем около 4 час.; для дерева, торфа, сланца — 1,5 часа. Эти экспериментальные данные могут быть охарактеризованы следующими температурами начала выхода летучих:

Топливо	Начало разложения
Дерево (ель)	Около 160°
Торф	Ниже 100°
Бурый уголь	Около 170°
Горючий сланец	" 250°

Топливо	Начало разложения
Уголь Д	Около 170°
" Г	210°
" ПЖ	" 260°
" К	" 300°
" ПС	" 390° ¹
" Т	" 320°
" А	" 380°
Коркинский уголь	" 250°

При фракционном выделении летучих веществ указанные топлива отличаются друг от друга местоположением максимумов выходов летучих и, естественно, их величинами. Характеристические летучие вещества у всех топлив выделяются до 700°. Далее полукоксы всех топлив начинают выделять летучие вещества по одному закону, а именно — после 700° имеется глубокий минимум, доходящий почти до нуля, после чего вновь появляются летучие, образуя максимум в интервале 900—1000°. Последний максимум связан со взаимодействием органического остатка с минеральными примесями — частично начинают восстанавливаться окислы металлов: калия, натрия, кальция и др. Вследствие сравнительно невысокой температуры их кипения металлические калий и натрий будут выделяться из куска топлива в парообразном состоянии; кальций и железо будут образовывать нелетучие карбиды. Наряду с этим в том же интервале 900—1000°, по видимому, происходит выделение остатков водорода, азота и серы.

Приведенные процессы восстановления минеральных примесей бросают свет на так называемые каталитические влияния, имеющие место при сгорании кокса. Например, при сгорании кусочка кокса из смеси угля с окислами железа — на его поверхности наблюдается переход образовавшегося карбида железа сначала в закись железа (полувосстановительная зона на поверхности куска); по мере же отступления горячей поверхности и появления окислительной атмосферы вокруг куска легкоплавкая закись железа переходит в более тугоплавкую окись железа, и наблюдается явление перехода первичного жидкоплавкого шлака в твердое состояние. Специально поставленные опыты показывают, что каталитическое влияние золы до 5—10% содержания их в топливе, по видимому, благоприятно сказывается на ускорении процесса сгорания кокса.

¹ Образец угля марки ПС по свойствам примыкает к А, тогда как по общепринятой классификации он должен был находиться между марками К и Т; это заставляет сомневаться в строгости обычных классификационных признаков.

О СКОРОСТИ ВЫХОДА ЛЕТУЧИХ ВЕЩЕСТВ ИЗ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА¹

(1938—1939 гг.)

ОБЩЕЕ

Для составления позонных материальных балансов горения твердого топлива мало знать распределение летучих веществ по температурам; необходимо еще знать скорость их выделения, т. е. выделение их в зависимости от времени пребывания топлива в той или иной зоне топочного устройства. Иначе говоря, если известен или задан режим последнего, то требуется знать функцию

$$V = f(\tau).$$

В основу настоящей работы автор положил представление об определенной «индивидуальной» фракции летучих веществ. Можно, например, продолжительным выдерживанием топлива при 500° в достаточной степени выделить летучие вещества, характерные для интервала температур до 500°. Нагрев такого 500°-го кокса при более высокой температуре вызывает отделение новых порций летучих веществ. Это позволило ввести представление о фракции. В каждом интервале температур у каждого топлива существуют свои фракции, которые продолжительным нагреванием можно изолировать. Отсюда следует, что такую фракцию можно рассматривать как «индивидуальную» со своими закономерностями отделения ее твердым топливом.

Скорость реакции для индивидуального соединения можно написать в виде функции

$$\frac{dx}{d\tau} = f(T),$$

где x — количество обращающегося вещества;

τ — время;

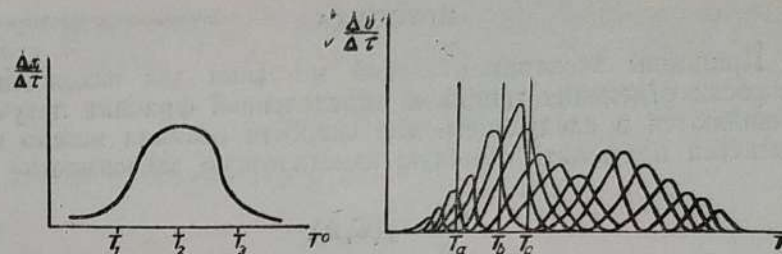
T — абсолютная температура.

В конечных интервалах нас будет интересовать функция

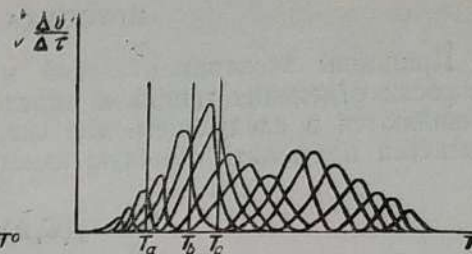
$$\frac{\Delta x}{\Delta \tau} = f_1(T).$$

На диаграмме $\frac{\Delta x}{\Delta \tau} = f_1(T)$ (фиг. 1) отрезок времени $\Delta \tau$ равен 1 часу при температурных интервалах в 50°. Как по-

¹ В экспериментальной части участвовала Н. В. Боголюбова.



Фиг. 1. Зависимость $\frac{\Delta x}{\Delta \tau} = f(T)$.



Фиг. 2. Суммирование процесса выхода летучих различных фракций.

казывает эта диаграмма, в зависимости от того, при какой температуре, T_1 , T_2 или T_3 , производить реакцию, соответственно будет захвачено только начало ее, или превращение произойдет наполовину, или закончится в главной своей части. Во всех случаях выдерживания при той же температуре больше часа реакция будет протекать или с малыми выходами продукта в единицу времени — при T_1 и T_3 , или со значительными — при T_2 .

Сказанное относится к индивидуальному химическому соединению, нас же интересует твердое топливо, представляющее смесь чрезвычайно большого количества соединений, а с рассматриваемой точки зрения — материал, отделяющий большое количество различных веществ. Скорость отделения каждого из этих веществ должна подчиняться приведенным закономерностям. Схематическое суммирование всех процессов в координатах $\frac{\Delta V}{\Delta \tau}$ и T приведено на фиг. 2.

Выдерживая топливо последовательно в течение часа при каждой из температур T_a, T_b, T_c и т. д., можно, как показывает опыт, в пределах точности метода определения летучих веществ достаточно полно выделить фракции летучих от T_a до T_b , от T_b до T_c и т. д. Диаграмма показывает, что полученные таким способом фракции условны, так как в состав их входят и те вещества, которые отделяются топливом от предыдущей и последующей фракций. Кроме того, вещество, попадающее в основном в данную фракцию, также частично входит в состав предыдущей и последующей фракций.

Для технических целей будет достаточно, если для результирующей скорости отделения топливом такой условной фракции удастся использовать закономерности, применяемые для описания скорости реакции того или иного порядка. Зная «концентрацию» такой условной фракции в топливе и характер ее выделения, можно будет производить подсчеты по скоростям выхода данной фракции. Наконец, если последнее окажется возможным для каждой из фракций, то подсчеты смогут охватить отделение и всех летучих в целом.

МЕТОДИКА

Принципы экспериментальной методики для нахождения скорости отделения топливом определенной фракции летучих выявляются в следующем: для скорости реакции можно попытаться применить обычную кинетическую зависимость

$$\frac{dV}{d\tau} = f(C, k).$$

Эта скорость является функцией от концентраций C реагирующих веществ и от константы скорости реакции k , где последняя в свою очередь является функцией предэкспоненциального множителя a , условной «энергии активации» E и температуры в абсолютной шкале, умноженной на $R = 1,985$:

$$k = ae^{-\frac{E}{RT}}. \quad (1)$$

Чтобы найти уравнение скорости реакции, прежде всего необходимо найти величину E . Определив же ее, из последнего уравнения легко найти и величину a .

Из изложенного выше следует, что для нахождения скорости выделения летучих веществ из твердого топлива следует определять эту скорость для каждой фракции летучих веществ в отдельности. Следовательно перед постановкой эксперимента необходимо предусмотреть пути, которые дали бы возможность судить о поведении данной фракции летучих, несмотря на то, что из топлива способна выделяться не только интересующая нас фракция, но и фракции как более низко-, так и более высокотемпературные.

Для выделения свойств данной фракции из свойств других фракций был избран следующий путь: кокс приготавливали продолжительным нагреванием в потоке азота практически до полного выделения летучих веществ при данной температуре: 1) приготовленный таким образом при 300° кокс выдерживали при 350° и находили убыль его веса во времени (обозначим выделенные летучие через $V_{300-350}$); 2) для кокса 350° прodelывали то же самое при 400° , т. е. находили кривую выделения во времени фракции ($V_{350-400}$); 3) для кокса 300° прodelывали то же самое при 400° , т. е. находили кривую выделения во время суммы ($V_{300-350} + V_{350-400}$). По разности ординат кривых 3 и 2 находили закономерности выделения $V_{300-350}$ при 400° . Зная данные для $V_{300-350}$ при 350° (опытная кривая $\Delta 50^\circ$) и 400° (разностная кривая $\Delta 100^\circ$), можно приступить к нахождению констант скорости для каждой кривой, а после этого — к нахождению условной

«энергии активации» E в уравнении скорости реакции выделения $V_{300-350}$

$$\frac{k_1}{k_2} = e^{-\frac{E}{R}\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)}. \quad (2)$$

Найдя E , можно найти a :

$$a = k_1 e^{+\frac{E}{RT}}. \quad (3)$$

Отсюда при условии знания концентраций и порядка скорости реакций вполне определяется уравнение скорости выделения данной фракции:

$$\frac{dV}{d\tau} = f\left(C, a e^{-\frac{E}{RT}}\right).$$

При подборе уравнений скорости реакции следует иметь в виду, что фракция неоднородна — каждое составляющее летучих веществ будет выделяться со своей константой скорости. Результаты работы показывают, что закономерности выделения фракции в целом охватываются уравнением скорости первого порядка. Найденные величины E и a приобретают соответственно значения «средней энергии активации» и средней величины предэкспоненциального множителя для реакций, вызывающих выделение данной фракции летучих веществ. Согласно закономерностям для скорости первого порядка количество выделяемых летучих известной фракции, когда температура не остается постоянной, будет:

$$V = C \left(1 - e^{-\int_0^{\tau} a e^{-\frac{E}{RT}} d\tau} \right). \quad (4)$$

Общий выход летучих будет суммой выходов всех фракций:

$$V_{\Sigma} = \Sigma C \left(1 - e^{-\int_0^{\tau} a e^{-\frac{E}{RT}} d\tau} \right). \quad (5)$$

Подставив значение $T = f(\tau)$, будем иметь:

$$V_{\Sigma} = F(\tau).$$

ДАнные Эксперимента

Экспериментальная часть работы выполнена на установке, состоящей из вертикальной трубчатой платиновой печи. На торсионных весах со шкалой, деленной на 0,001 г, подвешивали навеску полукокса и вводили ее в заданное температурное поле печи, в которой поддерживали атмосферу азота.

Потерю веса навески во времени при постоянной температуре печи фиксировали и затем наносили на диаграмму в координатах V и τ .

При расшифровке диаграмм учитывали, что при температуре печи на 50° выше температуры подготовки полукокса (полукокс готовили выдерживанием топлива при постоянной температуре в течение 1,5 часа) прогрев навески до температуры печи с точностью $1-2^\circ$ занимал 1,5 мин. За этот промежуток времени у навески успевали выделиться адсорбированные пары и газы. При температуре печи на 100° выше температуры подготовки полукокса расшифровка диаграмм показала, что за начало осей надо брать момент, отвечающий $\tau = 1,0$ мин.

Каждый опыт продолжался час. На диаграмме фиг. 3 показано, что для полукокса 400° выделение летучих при $\Delta 50^\circ$ относится к координатам y_{50} и x_{400} , а при $\Delta 100^\circ$ — к координатам y_{100} и x_{450} ; для полукокса 450° при $\Delta 50^\circ$ — к координатам y_{50} и x_{450} . Отсюда произведено построение указанной выше „разностной кривой $\Delta 100^\circ$ “. Расшифровка диаграмм показала, что для всех фракций кривые $\Delta 50^\circ$ и „разностные кривые $\Delta 100^\circ$ “ подчиняются закономерностям скорости первого порядка. Мало того, значения константы скорости для кривых $\Delta 50^\circ$ — обозначим их k_{50} — у всех фракций могут быть приняты равными 0,06. Соответственно $k_{100} = 0,3$ также для всех пятидесятиградусных фракций летучих из каменных углей — от начала выделения летучих до 100° . Некоторое отступление имеется лишь в зоне пластичности спекающихся марок углей. У древесины в зоне экзотермического разложения около $270-300^\circ$ скорость выделения летучих, естественно, не подчиняется закономерностям первого порядка. В других температурных интервалах разложение древесины подчиняется также равенством: $k_{50} = 0,06$ и $k_{100} = 0,3$.

Фракция летучих, °С	T_1	Средняя энергия активации E	a	Фракция летучих, °С	T_1	Средняя энергия активации E	a
100—150	423	12 700	$2,1 \cdot 10^5$	600—650	923	57 100	$1,7 \cdot 10^{12}$
150—200	473	15 700	$1,1 \cdot 10^6$	650—700	973	63 300	$9 \cdot 10^{13}$
200—250	523	19 100	$5 \cdot 10^6$	700—750	1 023	70 000	$4,5 \cdot 10^{13}$
250—300	573	22 700	$2,5 \cdot 10^7$	750—800	1 073	76 700	$2,2 \cdot 10^{14}$
300—350	623	26 700	$1,25 \cdot 10^8$	800—850	1 123	84 000	$1,1 \cdot 10^{15}$
350—400	673	34 000	$6 \cdot 10^8$	850—900	1 173	91 300	$5,1 \cdot 10^{15}$
400—450	723	35 600	$3 \cdot 10^9$	900—950	1 223	99 200	$2,5 \cdot 10^{16}$
450—500	773	40 500	$1,5 \cdot 10^{10}$	950—1 000	1 273	107 000	$1,2 \cdot 10^{17}$
500—550	823	45 600	$7,2 \cdot 10^{10}$	1 000—1 050	1 323	116 000	$5,9 \cdot 10^{17}$
550—600	873	51 200	$3,5 \cdot 10^{11}$	1 050—1 100	1 373	124 000	$3 \cdot 10^{18}$

Согласно уравнению (2), обозначая температуру $\Delta 50^\circ$ через T_1 и $\Delta 100^\circ$ — через T_2 , получаем:

$$\frac{0,3}{0,06} = e^{-\frac{E}{R} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)},$$

откуда „средняя энергия активации“ для любой фракции кроме экзотермических:

$$E = 0,0636 T_1 T_2. \quad (6)$$

Согласно уравнению (3) „среднее значение предэкспоненциального множителя“ будет, учитывая, что $T_2 = T_1 + 50$:

$$a = 0,06e^{\frac{0,0636 T_1 T_2}{RT_1}} = 0,06e^{\frac{0,0636(T_1 + 50)}{R}}. \quad (7)$$

Из приведенной таблицы получаем все величины, необходимые для составления уравнения (4) скорости отделения твердым топливом каждой фракции летучих веществ. Величины E и a приведены в таблице. Размер каждой фракции S можно найти по данным, полученным в предыдущей работе автора („Выход летучих веществ из твердого топлива“ [Л. 8]). Зная зависимость изменения температуры топлива от времени $T = f(\tau)$ или задавшись ею и подставив ее в уравнение (4), получаем уравнение для выхода данной фракции летучих с одной независимой переменной τ . Вместе с тем по уравнению (5) получаем выход всех летучих также лишь как функцию времени. Решение встречающихся здесь интегралов можно найти в статье Шермана¹.

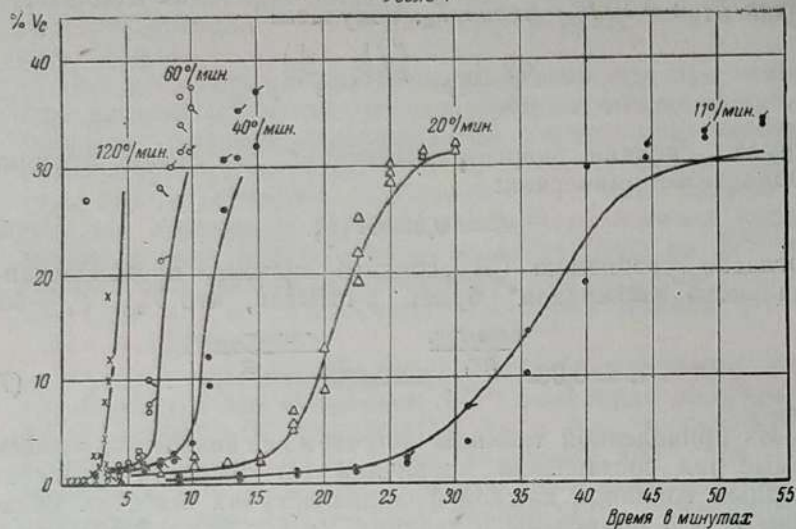
Выведенным уравнением $V_s = f(\tau)$ можно пользоваться при подсчетах и решении расчетных задач применительно к каменным углям. При древесине и торфе требуются поправки, уточнение которых намечено на ближайшее время.

Общее уравнение выведено на топливе в порошкообразном состоянии и требует проверки относительно влияния вторичных процессов внутри куска топлива в случае применения его к работе куска топлива (в слоевых процессах). Для последнего случая надо также знать законы распределения температур в куске топлива.

Результаты подсчета по приведенному уравнению, сравнительно с опытными данными для куска топлива со средним диаметром около 0,5 см, когда температура его изменялась по известной закономерности, приведены на фиг. 3.

Результаты подсчета приведены в виде сплошных линий, а экспериментальные данные — в виде точек, крестиков и звездочек.

¹ Ind. Eng. Chem., № 9, 1935.



Фиг. 3. Сопоставление опытных данных выхода летучих с расчетными кривыми.

Разница в степени разброса топлива объясняется тем, что чем быстрее оказывается нагрев топлива, тем, повидимому, большим механическим уносом он сопровождается.

Литература

1. Lebeau, Comptes rendus, 177, 1923, стр. 319.
2. Lebeau, Comptes rendus, 178, 1924, стр. 391.
3. Lebeau, Comptes rendus, Chaleur et Industrie, № 130, 1931.
4. Agde Lynker, Brennstoff Chemie, № 5, 1929, стр. 89.
5. Bauer u. Jenkner, Glückauf, № 12, 1932, стр. 274.
6. Katwinkel, Glückauf, № 68, 1932, стр. 518.
7. Робертс и Иенкнер, Коксование и полукоксование углей, 1938.
8. Струнников М. Ф., и Боголюбова Н. В., Выход летучих веществ из твердого топлива, отчеты ЦКТИ (Лаборатория физической огнетехники) за 1938, 1939 и 1941 гг.

Л. А. ВУЛИС

К ДИФфуЗИОННОЙ ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА

(1939 г.)

ОБЩЕЕ

Несмотря на несомненный успех в овладении топочными процессами, ряд существенных для техники вопросов теории

горения¹ остается все еще нерешенным и требует для своего выяснения проведения лабораторных исследований. При этом для решения ряда технических задач целесообразно отказаться от рассмотрения процесса горения твердого топлива во всей его сложности, ограничив себя одним из важнейших его звеньев — взаимодействием реагирующего газа (O_2 , CO_2 и др.) с твердой фазой.

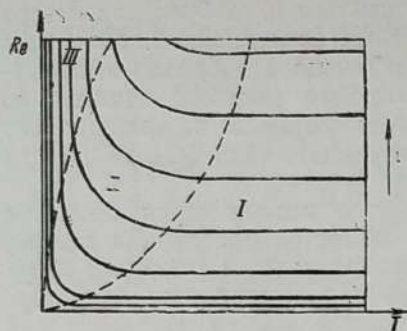
Основной задачей лабораторного исследования процесса горения являются установление областей протекания гетерогенных реакций, соответствующих различным условиям горения, и отыскание количественных закономерностей для каждой из них. В зависимости от того, какой из составляющих гетерогенную реакцию процессов — транспорт реагирующего газа к поверхности твердой фазы или химическая реакция на ней — играет лимитирующую роль, суммарный процесс горения может протекать в одной из трех областей: диффузионной, кинетической или промежуточной. Напомним вкратце основные представления, связанные с понятием о реакционных областях и вытекающие из диффузионной теории гетерогенных реакций, предложенной еще Нернстом.

В диффузионной области фактическая скорость реакции определяется скоростью диффузии (молекулярной и молярной) реагирующего газа к поверхности топлива. В этой области (при высоких температурах и малых скоростях газового потока) все реакции имеют одинаковую скорость, не зависящую от сорта топлива. Концентрация реагирующего газа на поверхности практически равна нулю. Температурная зависимость скорости реакции в этой области сравнительно невелика и определяется изменением физических констант (коэффициентов диффузии, вязкости и т. п.) с температурой. В противоположность этому зависимость скорости реакции от скорости газового потока велика и подчиняется обычным диффузионным (идентичным с теплообменными) законам.

В кинетической области (низкие температуры, большие скорости газа) процесс лимитируется скоростью самой химической реакции, резко зависящей от температуры (экспоненциально, по закону Аррениуса) и от структуры топлива, но не зависящей от скорости движения реагирующего газа. Концентрация последнего на реакционной поверхности практически не отличается от концентрации в ядре потока.

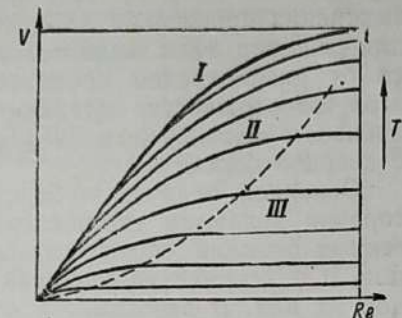
Наиболее сложны зависимости в переходной области (случай одновременно высоких или низких температур и скоростей газа), в которой соизмеримы скорости химической реакции на поверхности и транспорта газа к ней. В результате

¹ Напомним хотя бы известную дискуссию (организованную американским Обществом инженеров-механиков) о влиянии температуры на скорость горения угольной пыли.



Фиг. 1. Зависимость скорости гетерогенной реакции от температуры и числа Рейнольдса.

I — диффузионная область; II — промежуточная область; III — кинетическая область.



Фиг. 2. Зависимость скорости гетерогенной реакции от температуры и числа Рейнольдса.

I — диффузионная область; II — промежуточная область; III — кинетическая область.

наложения обоих процессов устанавливается динамически равновесное состояние, при котором удельное количество подводимого газа равно скорости реакции. Последняя представляет сложную функцию от температуры и скорости газового потока.

В этой области на поверхности топлива устанавливается некоторая постоянная (для данных конкретных условий) концентрация реагирующего газа. Определение ее (т. е. концентрации газа на поверхности) на основе разделения диффузионных и химических процессов представляет основную задачу обработки экспериментальных данных в промежуточной области, так как без этого невозможно установление истинных кинетических характеристик реакции. Метод приближенного определения поверхностной концентрации в промежуточной области для простейших случаев указан Франк-Каменецким [Л. 12], предложившим терминологию диффузионной теории горения.

Наглядной иллюстрацией обрисованной выше качественной картины могут служить кривые зависимости наблюдаемой скорости реакции от температуры T и скорости газа¹ w (фиг. 1 и 2); для большей наглядности мы пренебрегли зависимостью констант от T .

ВНУТРЕННИЕ ОБЛАСТИ ГОРЕНИЯ

Описанные области протекания гетерогенных реакций сохраняют свое значение также и в более сложных случаях горения, когда реакция протекает в объеме твердой фазы.

¹ Существенно, что увеличение скорости газа w (фиг. 1 и 2) качественно аналогично уменьшению размера частицы d , причем оба фактора приводят к затягиванию наступления диффузионной области горения.

Последнее может иметь место в двух основных случаях — при низкой температуре, когда скорость химической реакции меньше скорости диффузии газа в поры топлива, или в случае, когда активная горючая масса угля покрывается инертной золевой оболочкой, представляющей основное диффузионное сопротивление для реагирующего газа. Для систематики этих случаев целесообразно ввести дальнейшее подразделение реакционных областей на внешние (реакционная поверхность топлива совпадает с геометрической поверхностью), внутренние (реакция протекает в объеме топлива) и соответствующие промежуточные.

Не вдаваясь в подробную классификацию [Л. 6], отметим два важнейших случая внутренней области: внутреннюю диффузионную, примером которой является горение золевого угля при высоких температурах (когда реакция протекает на движущейся по мере выгорания горючей массы и нарастания золевой оболочки поверхности горения, на которой концентрация реагирующего газа близка к нулю), и внутреннюю кинетическую, когда величина реакционной поверхности пропорциональна объему куска топлива (скорость химической реакции меньше скорости диффузии газа в поры). Разумеется, все эти представления носят в некоторой мере схематический характер, однако существенным является недопустимость игнорирования различий в механизме явления и описывающих его законах для разных областей. Ряд примеров, показывающих, к каким грубым ошибкам в технических расчетах приводит физически необоснованная трактовка горения твердого топлива, как процесса «чисто-химического» или «чисто-физического», приведен в отчетах ЛПИ-ЦКТИ [Л. 5, 6].

Преобладающее значение той либо иной реакционной области для сжигания твердого топлива определяется прежде всего конкретными условиями организации процесса, в частности, как это будет показано ниже, степенью измельчения топлива, а для отдельных реакций горения связано со знаком теплового эффекта. Для эндотермических реакций углерода с углекислотой (или с водяным паром) важнейшее значение играют кинетическая и промежуточная (внешняя) области для температур порядка 900—1200° С. Выше (особенно при одновременном протекании реакции между углеродом и кислородом) эти реакции переходят в диффузионную область.

Для экзотермической реакции угля с кислородом при достаточных скоростях воздушного дутья реакция скачкообразно переходит из кинетической области в диффузионную в связи с сильным локальным разогревом поверхности¹. В об-

¹ См. Л. А. Вулис, Реакции горения в угольном канале. Теорию вопроса см. [Л. 2, 13].

ласти низкотемпературного окисления (до воспламенения, т. е. ниже 700—800° С) также велика роль промежуточной и кинетической областей. Указанные приближенные границы крайне условны и ненадежны. В отдельных технически важных случаях (например горение антрацита—штыба) реакция может находиться в промежуточной или даже кинетической области при температурах поверхности горящего угля порядка 1 500—1 600° С и выше. Именно с этим явлением следует связывать вопрос о механическом недожоге, особо существенный для тощих малоактивных углей. Роль кинетики также весьма велика и в явлениях воспламенения бедных летучими углей.

КРИТЕРИАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ

Аналитически гетерогенная химическая реакция, протекающая на поверхности твердой фазы (при пренебрежении возможным изменением объема вследствие реакции) может быть выражена следующим двойным равенством:

$$-D \frac{\partial C}{\partial y} \Big|_w = kC^n \Big|_w = \alpha_{\text{диф}}(C_0 - C_w),$$

где D — коэффициент диффузии;
 C — концентрация реагирующего газа;
 y — нормаль к поверхности;
 $\alpha_{\text{диф}}$ — коэффициент диффузионного обмена (аналог коэффициенту теплоотдачи);
 k — константа скорости химической реакции;
 n — порядок реакции.

Индексы w и 0 относятся соответственно к поверхности топлива и потоку вдаль от нее.

В приведенном равенстве первый член выражает удельный поток реагирующего газа, рассчитанный по молекулярной диффузии у поверхности; третий — ту же величину, выраженную по формуле, аналогичной закону охлаждения Ньютона, а средний — скорость химической реакции как функции температуры и сорта топлива (k) и концентрации газа у поверхности (C_w^n).

Из первого равенства, обрабатывая его методами теории подобия, мы приходим к новому определяющему критерию:

$$Arr = \frac{kd}{D} C_0^{n-1}$$

(d — характерный размер), названному нами именем Аррениуса и обозначенному Arr . Легко видеть, что Arr — критерий Аррениуса — является характеристикой соотношения между скоростями химической реакции и диффузии. Прежде чем проанализировать его подробно, дополним систему опре-

деляющих критериев подобия. Из написанного выше уравнения (приравнивая первый и третий члены) получаем обычный неопределяющий критерий Нуссельта:

$$Nu_{\text{диф}} = \frac{\alpha_{\text{диф}} d}{D}.$$

Аналогичный неопределяющий критерий¹ $Nu_{\text{кин}}$, относительная концентрация газа $\frac{C}{C_0}$ или любая другая безразмерная характеристика процесса играет роль функции в искомой критериальной связи. Для отдельных случаев в виде определяющего критерия следует пользоваться также отношением $\frac{Nu_{\text{диф}}}{Arr} = \frac{\alpha_{\text{диф}}}{k} C_0^{n-1}$, которое может быть также непосредственно получено из второго равенства.

Анализ подробной системы дифференциальных уравнений, описывающих явление, т. е. уравнений движений (для несжимаемой жидкости), уравнения теплообмена (в котором мы пренебрежем излучением и диссипацией энергии) и уравнения диффузии² (граничным условием для которого служит написанное выше равенство), приводит к необходимости ввести в число определяющих параметров общеизвестные критерии: Рейнольдса $Re = \frac{wd}{\nu}$, Пекле $Pe = \frac{wd}{a}$ и диффузионный аналог Пекле $Pe_{\text{диф}} = \frac{wd}{D}$. В большинстве

технически интересных случаев можно приближенно считать постоянными и близкими к единице оба числа Прандтля: $Pr = \frac{\nu}{a}$ и $Pr_{\text{диф}} = \frac{\nu}{D}$. При этом из трех величин (Re , Pe и $Pe_{\text{диф}}$) в системе определяющих критериев сохранится только одна, выбор которой в сущности произволен. Впро-

¹ Выражая скорость горения как произведение „видимой“ (кажущейся) константы скорости реакции первого порядка $k_{\text{каж}}$ на концентрацию газа в объеме C_0 , т. е. $v = k_{\text{каж}} C_0 = -D \frac{dc}{dy} \Big|_w$, получаем неопределяющий критерий $Nu_{\text{кин}} = \frac{k_{\text{каж}} d}{D}$, который зависит от Arr и $Pe_{\text{диф}}$, т. е. $Nu_{\text{кин}} = f(Arr, Pe_{\text{диф}})$ или, так как $Nu_{\text{диф}} = f(Pe_{\text{диф}})$, $Nu_{\text{кин}} = f(Arr, Nu_{\text{диф}})$ (в диффузионной области $Nu_{\text{кин}} \equiv Nu_{\text{диф}}$ а в кинетической $Nu_{\text{кин}} \equiv Arr$).

² При этом в соответствии с исходной предпосылкой мы отбрасываем возможные гомогенные газовые реакции.

чем, учитывая определяющую роль диффузии, логичнее сохранить критерий $Pe_{диф} = \frac{wd}{D}$, характеризующий условия подобия в потоке, омывающем твердое топливо.

Что касается граничного условия для уравнения распространения тепла, то, как это легко видеть, последнее также приводит к определяющим критериям. Одним из них является известный критерий Био $Bi = \frac{ad}{\lambda_T}$ (где λ_T — коэффициент теплопроводности твердого тела), учитывающий соотношение между теплоотдачей и кондуктивным отводом тепла в глубь куска топлива; для большинства случаев этот теплоотвод сравнительно мал.

Вторым критерием, вытекающим из граничного теплового условия и учитывающим химическое тепловыделение на реакционной поверхности, будет комплекс $\frac{qC_0}{c'T}$ (где q — удельная теплота реакции, c' — теплоемкость газа). Учет этого критерия обязателен при сопоставлении реакций с количественно разным тепловым эффектом¹.

Наконец, в качестве третьего критерия, определяющего тепловое подобие, следовало бы написать характеристику, включающую лучистый теплообмен поверхности горения с окружающей средой (например, комплекс $\frac{\sigma T^3}{\alpha}$), однако для поставленной в настоящей работе задачи нет надобности в подробном рассмотрении тепловых критериев. Основанием для этого служат следующие качественные соображения: в результате комплексного теплообменного процесса (включающего тепловыделение за счет химической реакции и все три вида отдачи тепла) поверхность топлива принимает некоторую температуру T , входящую в выражение критерия Arr . Таким образом, если в критерий Аррениуса ввести истинную температуру поверхности, то тем самым приближенно будут учтены также и требования, вытекающие из анализа условий теплообмена. Температура поверхности топлива представляет величину, входящую в состав условий однозначности для основного интересующего нас процесса — химической реакции. Вместе с тем, схематизируя явление, величину T можно рассматривать как результат теплообменного процесса. При этом, устанавливая связь между температурой и скоростью горения, мы оставляем в стороне вопрос о возможных стационарных термических режимах поверхности горящего топлива.

¹ А также при разных начальных концентрациях реагирующего газа. Этот комплекс по физическому смыслу представляет отношение теоретической температуры горения к температуре угля $\left(\frac{T_{теор}}{T}\right)$.

Наконец, имея в виду, что горение твердого топлива по сути своей является нестационарным процессом, к системе определяющих критериев необходимо добавить также вытекающий из обработки основных дифференциальных уравнений критерий гомохронности $Ho = \frac{\omega\tau}{d}$ или критерий Фурье $Fo_{диф} = \frac{D\tau}{d^2}$ (где τ — время).

КРИТЕРИИ АРРЕНИУСА

Таким образом, мы пришли к заключению, что в число критериев, определяющих протекание гетерогенных реакций горения твердого топлива, входят по меньшей мере три величины, характеризующие основные физические явления: введенный нами критерий Аррениуса (характеристика кинетики процесса), критерий Пекле (характеристика диффузии) и критерий гомохронности. Рассмотрим подробнее первый из них.

Как известно, связь между константой скорости химической реакции и температурой может быть выражена формулой:

$$k = k_0 e^{-\frac{E}{RT}}$$

(где k_0 — константа; E — теплота активации, R — газовая постоянная). Принимая для области высоких температур в соответствии с кинетической теорией зависимость коэффициента диффузии от температуры вида $D = D_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1,5}$, получаем следующее выражение для критерия Аррениуса:

$$Arr = \frac{k_0 d T_0^{1,5} e^{-\frac{E}{RT}}}{D_0 T^{1,5}} C_0^{n-1}$$

Это выражение позволяет сделать ряд технически ценных выводов. Прежде всего из условия $Arr = idem$ получаем соотношение между размером куска топлива и характерной температурой поверхности, а именно:

$$\frac{d_2}{d_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{1,5} e^{-\frac{E}{R} \frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2}} \approx e^{-\frac{E}{R} \frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2}}$$

Следовательно, при измельчении топлива характерные температурные уровни горения (а таковыми являются температуры перехода из одной области горения в другую) резко возрастают.

В частности, что практически наиболее существенно, диффузионное горение мелких частиц топлива (угольная пыль) должно протекать при значительно более высоких температурах, чем горение кускового топлива на решетке. Так, если считать, что для отдельных угольных шариков размером 10^{-2} м при энергии активации $3-4 \cdot 10^4$ кал/моль диффузионное горение может иметь место уже при температуре порядка $\sim 1200^\circ \text{K}$, то для частиц размером 10^{-4} м (т. е. крупной пыли) потребуется (при прочих равных условиях, в частности при $Re = idem$) температура порядка уже $\sim 2000^\circ \text{K}$ (т. е. $\sim 1700^\circ \text{C}$)¹.

Более общим выводом, вытекающим из рассмотрения критерия Аррениуса, является возможность моделирования процесса горения твердого топлива без соблюдения условий идентичности температуры и топлива, на обязательности которых обычно настаивают [Л. 10]. В критериальном виде связь между двумя соответствующими температурами дается формулой:

$$\frac{T_2}{T_1} = f\left(\frac{E}{RT}, \frac{k_0 d}{D}, \frac{d_2}{d_1}\right),$$

где первые два безразмерных аргумента $\frac{E}{RT}$ и $\frac{k_0 d}{D}$ указывают условия подобия в протекании гетерогенных реакций горения при разных топливах.

Строго говоря, условие $Arr = idem$ может быть использовано в расчете характерных температур только одновременно с условием $Re_{диф} = idem$. Это означает, однако, увеличение скорости w газа в то же число раз, в какое уменьшается диаметр d (и наоборот). Поэтому для расчета в широком диапазоне чисел Re следует применять указанное выше отношение критериев $Nu_{диф}$ к Arr , т. е.

$$\frac{Nu_{диф}}{Arr} = \frac{\sigma_{диф}}{k} C_0^{1-n}.$$

Подставляя сюда значение $\sigma_{диф} = Aw^m \left(\frac{D}{d}\right)^{1-m}$ (где A и m — константы в эмпирической формуле $Nu = ARe^m$), получаем для реакции первого порядка $n=1$ и

$$\frac{w^m \left(\frac{D}{d}\right)^{1-m} \frac{E}{RT}}{k_0} = idem.$$

¹ Подробно по этому поводу с применением к экспериментальным данным по горению пыли см. ниже статью А. П. Сокольского и Ф. А. Тимофеевой, О скорости горения угольной пыли.

Как известно, показатель степени $m < 1$ ¹. Для отдельных частиц (сферической формы) m меняется от нуля ($Nu = 2$ при $Re \approx 1$) до 0,5 ($Re > 30-40$). Соответственно в области малых $Re \approx 1$ (мелкая пыль) имеем, как и раньше, $\frac{kd}{D} = Arr = idem$ (автомодельность по Re). При больших Re повышение температуры диффузионного горения (и других характерных уровней T) с уменьшением размера замедляется. При $m = 0,5$ получаем $\frac{k^2 d}{wD} = idem$. Таким образом, оказывается

возможным учесть изменение в относительной роли w и d , причем качественный эффект повышения одного из них аналогичен эффекту от понижения другого.

Необходимо, впрочем, отметить, что сделанные выводы строго применимы к случаю протекания одной только реакции. В общем случае, когда при горении твердого топлива одновременно происходит несколько химических реакций, несоблюдение условия $T = idem$ приводит к нарушению соотношения в скоростях разных реакций (вследствие различия в их температурных зависимостях) [Л. 16]. В этом случае изложенные выше соображения, основывающиеся на введении критерия Аррениуса, приобретают приближенный характер.

Рассмотрение обширного экспериментального материала (по горению угольного шарика и пр.), проведенное в 1940 г. в ЛПИ-ЦКТИ [Л. 7], а также выводы, полученные в работе ЭНИИ [Л. 11], доказывают целесообразность применения критерия Arr к анализу процесса горения в целом, как к некоторой осредненной реакции между углеродом и кислородом. Что же касается приближенного подобия в горении разных сортов углей, то для горения слоя топлива наличие его показано достаточно убедительно в работе ЦКТИ по обобщенному расчету горения слоя².

Помимо величин k , d и D в критерий Arr входит также начальная концентрация реагирующего газа C_0 и порядок реакции n в виде множителя C_0^{n-1} . Этот множитель указывает условия моделирования и обобщения экспериментальных данных по горению, полученных в опытах с разными концентрациями (например при обогащенном дутье и т. п.), а также по реакциям, протекающим с различным кинетиче-

¹ $m \approx 1$ для слоя (см. статью Р. С. Бернштейна). В этом предельном случае получаем $\frac{w}{k} \approx idem$, в то время как размер частицы теряет определяющее значение.

² См. в настоящем сборнике Р. С. Бернштейн и Л. А. Вулис, Обобщенный расчет горения слоя, а также [Л. 1].

ским порядком. В частном случае гетерогенной реакции первого порядка ($n=1$) критерий Arr выражается более простой формулой¹:

$$Arr = \frac{kd}{D},$$

что свидетельствует о независимости гетерогенных реакций первого порядка от начальной концентрации. Для реакций горения твердого топлива это упрощение весьма существенно, так как при высоких температурах вероятность протекания реакций по мономолекулярному закону весьма велика.

ГОРЕНИЕ В УГОЛЬНОМ КАНАЛЕ

Введя критерий Arr , мы получаем простые количественные признаки реакционных областей. При больших числах Аррениуса (теоретически при $Arr = \infty$) наступает диффузионная область, при малых Arr (теоретически $Arr = 0$) — кинетическая. Численные граничные значения Arr , естественно, зависят от конкретной обстановки процессов, а также от величины других критериев. Так, для стационарного потока можно и ргогг утверждать, что чем больше величина $Pe_{диф}$ (т. е. скорость потока), тем при более высоких значениях критерия Arr (т. е. при более высоких температурах) состоится переход к диффузионному горению, а также выход реакций из кинетической области.

Для того, чтобы проиллюстрировать на примере взаимодействия этих двух факторов, рассмотрим вкратце задачу о горении угольного канала, имеющую техническое приложение в расчетных схемах горения слоя топлива и процессах подземной газификации. Стационарное течение изобарной гетерогенной реакции первого порядка в прямой круглой цилиндрической трубе может быть выражено следующим уравнением диффузии², написанным в безразмерных координатах:

$$\frac{\partial c}{\partial z} = \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + \frac{1}{y} \frac{\partial c}{\partial y},$$

где $c = \frac{C}{C_0}$ — безразмерная концентрация газа;

$y = \frac{r}{r_0}$ — безразмерный радиус,

$z = \frac{4}{Pe_{диф}} \frac{d}{l}$ — приведенная длина трубы.

¹ Отметим, что безразмерный комплекс $\frac{kd}{D}$ встречается в работах некоторых авторов [Л. 16, 18, 19].

² Процесс предполагается изотермическим, а скорость ламинарного потока газа постоянной, т. е. в расчет вводится средняя скорость.

При граничных условиях:

$$\left. \begin{array}{l} z=0; \quad c=1; \quad y=1 \\ z \rightarrow \infty; \quad c \rightarrow 0; \quad z > 0 \end{array} \right\} - \frac{\partial c}{\partial y} \Big|_{y=1} = \frac{kd}{D} = Arr.$$

Решение задачи для средней концентрации реагирующего газа на выходе из канала имеет вид:

$$\bar{c} = \bar{c}(Arr, z).$$

Задача эта в самом общем виде была решена в 1931 г. Паннетом и Герцфельдом [Л. 18] и изложена подробно у Дамкелера [Л. 10], а также повторена недавно Предводителевым [Л. 11].

Воспользовавшись формальной аналогией, проиллюстрируем приближенное решение с помощью известных графиков Гребера [Л. 8, 15] по охлаждению цилиндра, построенных еще в 1925 г. Основанием для такой аналогии являются следующие три условия: во-первых (как это принято в методе аналогии теплообмен — диффузия), заменим диффузионную задачу о выравнивании концентрации аналогичной тепловой; во-вторых, взамен рассмотрения задачи о стационарном потоке газа (движущемся по каналу со средней скоростью w) перейдем к нестационарному процессу, протекающему в неподвижном твердом теле¹ и, наконец, в-третьих, уподобим гетерогенную реакцию первого порядка (скорость которой пропорциональна концентрации газа у реакционной поверхности) теплоотдаче по закону Ньютона. В результате мы приходим к задаче об охлаждении твердого цилиндра, описываемой формально тождественным безразмерным дифференциальным уравнением:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial (Fo)} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2} + \frac{1}{y} \frac{\partial \Theta}{\partial y}$$

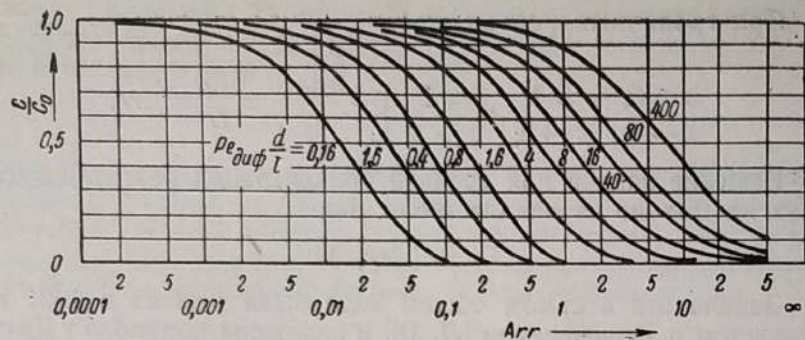
(где Θ — безразмерная температура и $Fo = \frac{a\tau}{d^2}$ — критерий Фурье).

При аналогичных граничных условиях:

$$\left. \begin{array}{l} Fo=0; \quad \Theta=1; \quad y=1 \\ Fo \rightarrow \infty; \quad \Theta \rightarrow 0; \quad Fo > 0 \end{array} \right\} - \frac{\partial \Theta}{\partial y} \Big|_{y=1} = Bi$$

(где $Bi = \frac{ad}{\lambda}$ — критерий Био).

¹ Этот прием был положен в основу изучения процессов горения слоя топлива на цепной решетке неподвижной печи ЛФО ЦКТИ (слоевом стенде). См., например, в настоящем сборнике Г. Ф., Кнорре, Схема выгорания подвижного слоя с верхним зажиганием.

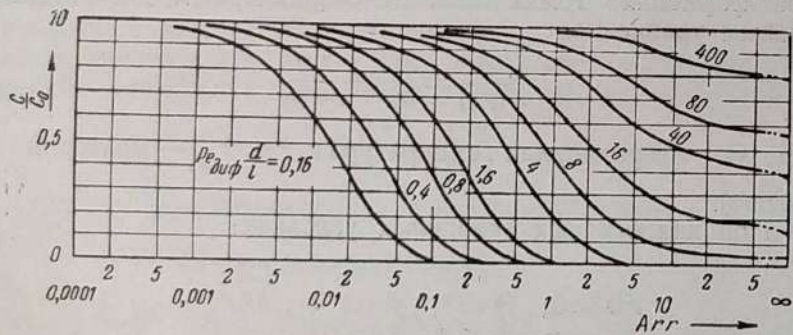


Фиг. 3. Зависимость поверхностной концентрации реагирующего газа $\frac{C_w}{C_0}$ от критерия Аррениуса и Пекле $Arr = \frac{kr_0}{d}$ и $Pe_{диф} \frac{d}{l}$.

Решение этого уравнения дано Гребером в виде графиков, причем кривые Гребера зависимости температуры на оси цилиндра и его поверхности от критериев Fo и Bi для нашей задачи идентичны кривым изменениям концентрации на оси и поверхности канала (на выходе из него) в зависимости от критериев $z = \frac{4}{Pe_{диф} \frac{d}{l}}$ и Arr . График Гребера для

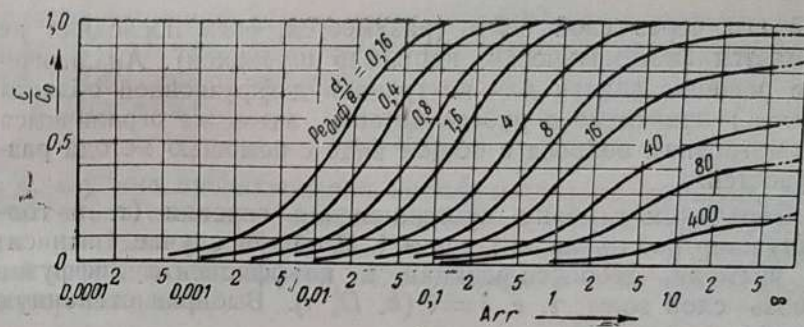
потери тепла аналогичен зависимости безразмерной скорости реакции¹ от тех же критериев и т. п.

На фиг. 3—5 представлены преобразованные указанным образом графики Гребера для поверхностной концентрации газа (фиг. 3), концентрациям на оси (фиг. 4), средней кон-



Фиг. 4. То же, что и на фиг. 3 (для концентрации на оси канала $\frac{C}{C_0}$).

¹ Определенной, как $V = 1 - \bar{c}$; при желании незатруднителен также переход к обычной теплообменной связи вида $Nu_{кин} = f(Arr, z)$, так как для внутренней задачи, очевидно, $\bar{c} = e^{-zNu}$ (при пользовании среднелогарифмической разностью концентраций).



Фиг. 5. То же, что и на фиг. 3 (для средней концентрации $\frac{\bar{c}}{C_0}$).

центрации (фиг. 5). Все они наглядно иллюстрируют применение критерия Arr и понятия о реакционных областях для гидродинамически внутренней задачи в теории горения. Как видно из фиг. 3, при $Arr = 50$ и $Pe_{диф} \frac{d}{l} \approx 100$ наступает диффузионная область ($C_w = 0$), в то время как при $Pe_{диф} \frac{d}{l} = 0,16$ она наступает уже при $Arr \approx 0,1$. Для тех же значений $Pe_{диф} \frac{d}{l}$ кинетическая область ($C_w \approx C_0$) затягивается в первом случае до значения $Arr = 0,2$, а во втором кончается уже при $Arr = 0,0002$.

В задачу настоящей статьи не входит применение изложенной методики к обработке экспериментального материала, поэтому отметим только, что введение критерия Arr и обработка опытных данных на основе решений Панета и Герцфельда вполне оправдали себя в работе Предводителя и Цухановой [Л. 11], а также в применении к опытным данным, полученным в работе ЛПИ-ЦКТИ [Л. 5] за 1940 г. (см. статью автора „Реакции горения в угольном канале“).

Пользование методом расширенной аналогии между теплоотдачей и горением, показанное здесь на кратком разборе задачи о горении в угольном канале, может дать большие преимущества при исследовании ряда сложных вопросов.

ГОРЕНИЕ ЗОЛЬНОГО УГЛЯ

В качестве другого примера применения критерия Аррениуса рассмотрим задачу о горении зольного угля. Допустим (как это имеет место для ряда углей), что по мере выгорания уголь покрывается непрерывно растущей пористой зольной оболочкой. В этом случае, как уже отмечалось, дальнейшее горение лимитируется подводом кислорода, т. е. диффу-

зией его через слой золы (разумеется, если последняя не удаляется систематически, например шуровкой). Аналитическое решение задачи для внутренней диффузионной области ($Ar = \infty$) приведено в работе автора¹, здесь же ограничимся рассмотрением вопроса в общем виде с помощью метода размерностей.

Обозначим глубину проникновения горения (т. е. толщину инертной оболочки) через ξ . В общем случае ξ зависит от времени, скорости реакции и коэффициента диффузии сквозь слой золы, т. е. $\xi = \xi(k, D, \tau)$. Выбирая степенную функцию, напишем:

$$\xi = Ak^{\alpha} D^{\beta} \tau^{\gamma},$$

где A , α , β и γ — константы.

Подставляя размерности величин (L — размер длины, T — время), получаем:

$$[L] = A \left[\frac{L}{T} \right]^{\alpha} \left[\frac{L^2}{T} \right]^{\beta} [T]^{\gamma},$$

откуда

$$\alpha + 2\beta = 1,$$

$$\alpha + \beta - \gamma = 0.$$

Как и следовало ожидать [Л. 3], мы получили два уравнения для трех чисел, связанных следующим образом:

$$\beta = \frac{1-\alpha}{2}, \quad \gamma = \frac{1+\alpha}{2}.$$

Таким образом, в общем случае

$$\xi = Ak^{\alpha} D^{\frac{1-\alpha}{2}} \tau^{\frac{1+\alpha}{2}}$$

или в безразмерном виде

$$\frac{\xi}{\sqrt{D\tau}} = A \left(\frac{k^2\tau}{D} \right)^{\frac{\alpha}{2}}, \text{ т. е. } \frac{\xi}{\sqrt{D\tau}} = f(Arr, Fo_{\text{оуф}}).$$

В предельных случаях получаем:

1. При $\alpha = 0$

$$\xi = A\sqrt{D\tau},$$

т. е. глубина проникновения (толщина золы оболочки) прямо пропорциональна, а скорость горения $v \approx \frac{d\xi}{d\tau} \approx \frac{1}{\sqrt{4D\tau}}$

¹ Л. А. Вулис, Горение золы, а также [Л. 4].

обратно пропорциональна корню квадратному из времени в полном соответствии с точным решением [Л. 4] для внутренней диффузионной области.

2. При $\alpha = 1$

$$\xi = Ak\tau,$$

т. е. глубина проникновения пропорциональна времени, следовательно скорость горения постоянна (при данном k , т. е. при данных k_0 , E и T). Этот результат, соответствующий кинетической области, легко проверить непосредственным интегрированием.

3. В промежуточной области толщина слоя золы $\xi \approx \tau^{\frac{1+\alpha}{2}}$,

скорость горения $v \approx \frac{d\xi}{d\tau} \approx \tau^{\frac{\alpha-1}{2}}$, где $0 < \alpha < 1$, и в общем виде

$$\frac{\xi}{\sqrt{D\tau}} = f(Arr, Fo),$$

Таким образом, и в этой задаче роль определяющего критерия — характеристики скорости гетерогенной реакции — играет критерий Аррениуса.

ГОРЕНИЕ В ОБЪЕМЕ ТВЕРДОЙ ФАЗЫ

Для полноты остановимся также и на протекании гетерогенных реакций в объеме твердой фазы, экспериментально указанном для реакций углерода при низких температурах Хайкиной [Л. 14] (реакция окисления) и Майерсом [Л. 17] (реакция с углекислотой) и теоретически разобранным Зельдовичем [Л. 9], а также (для случая $n=1$) Блиновым и Смирновым [Л. 2]. Зельдович в качестве определяющего течение стационарной реакции безразмерного аргумента ввел комплекс

$$\epsilon = \frac{d}{c_0^{\frac{1-n}{2}} \sqrt{\frac{D}{k's}}},$$

где k' — константа скорости реакции, отнесенная к единице истинной реакционной поверхности;

s — удельная реакционная поверхность, приходящаяся на единицу объема (у Блинова произведение $k's$ обозначено k_m).

Очевидно, что величина ϵ представляет модификацию критерия Аррениуса (так как $\epsilon^2 = \frac{k'sd^2}{D} c_0^{n-1} \approx \frac{kd}{D} c_0^{n-1} = Arr$), который и в этом случае сохраняет свое значение определяющего критерия.

Рассмотренные примеры, относящиеся к различным случаям горения, достаточно хорошо иллюстрируют целесообразность и перспективность обработки опытных данных по гетерогенным реакциям в зависимости от критерия *Arr*. Значение его особенно велико для многочисленных случаев, когда нет уверенности в наличии действительно диффузионного горения, т. е. процесса, практически не зависящего от кинетики реакций.

Литература

1. Берштейн Р. С. и Вулис Л. А., ЖТФ, т. X, вып. 8, 1940.
2. Блинов В. И. и др., Труды ВГУ, т. XI, вып., 1939.
3. Бриджмен Р., Анализ размерностей, ОНТИ, 1934.
4. Вулис Л. А., ЖТФ, т. X, вып. 21, 1940.
5. Вулис Л. А. и Витман Л. А., Изучение реакций горения в угольном канале, Отчет ЦКТИ-ЛПИ, 1940.
6. Вулис Л. А. и Полякова Т. Н., К изучению реакций $\text{CO}_2 + \text{C}$ в условиях внутренней задачи, Отчет ЦКТИ-ЛПИ, 1939.
7. Вулис Л. А., Кичкина Е. С. и Николаев В. И., Обобщение опытных данных по горению угольной частицы, Отчет ЦКТИ-ЛПИ, 1941.
8. Гребер Г. и Эрк Р., Основы учения о теплообмене, ОНТИ, 1937.
9. Зельдович Я. Б., ЖФХ., т. XIII, вып. 2, 1939.
10. Петунин А. М. и Сыркин С. М., „Советское котлотурбостроение“, № 8, 1938.
11. Предводителей А. С. и Цуханова О. А., ЖТФ., т. X, вып. 13, 1940.
12. Франк-Каменецкий Д. А., ЖФХ., т. XIII, вып. 6, 1939.
13. Франк-Каменецкий Д. А., ЖТФ, т. IX, вып. 16, 1939.
14. Хайкина С. Э., ЖТФ, т. VIII, вып. 1, 1938.
15. Wachmann H., Tabellen i. Abkühlung einfacher Körper, 1938.
16. Damköhler G., Der Chem. Ing., Bd. III, T. I, Kap. 2, 1937.
17. Mayers M., Journ. Amer. Chem. Soc., August, 1939.
18. Rapeth P. и Herzfeld K., z. Electroch., Bd. 37. S. 577, 1931.
19. Shum-ichi-Uchida, Journ. Soc. Chem. Ing., Japan, 1933—1934.

Л. А. ВУЛИС

РЕАКЦИЯ ГОРЕНИЯ В УГОЛЬНОМ КАНАЛЕ¹

(1939—1940 гг.)

ОБЩЕЕ

Подавляющее большинство лабораторных работ, посвященных изучению процессов горения твердого топлива, проводилось в условиях гидродинамически внешней задачи (сжигание угольного шарика в потоке газа). Между тем уже первая работа, выполненная по методу, близкому к внутренней задаче, — работа Майерса [Л. 13] по изучению реакций

¹ В работе этой, проведенной в 1939—1940 гг. под руководством автора, участвовали Т. Н. Полякова (наладка работы), Л. А. Витман (реакция $\text{C} + \text{CO}_2$) и В. Н. Ершов (реакция $\text{C} + \text{O}_2$).

$\text{CO}_2 + \text{C}$ при продольном обтекании угольного цилиндра потоком углекислого газа, выявила ряд существенных методических достоинств этого способа, интересного также и с технической точки зрения. В основном достоинства эти сводятся к следующему: во-первых, сравнительная четкость гидродинамической и тепловой (диффузионной) обстановки облегчает математический анализ процесса и критериальную обработку опытных данных, а во-вторых, замкнутость системы позволяет применить важнейшее экспериментальное средство изучения горения — газовый анализ. Необходимо, впрочем, отметить, что первое из этих достоинств вовсе не было использовано Майерсом, хотя полученные им кривые зависимости скорости реакции от расхода газа представляют значительный интерес в качестве иллюстрации основных положений диффузионной теории горения твердого топлива.

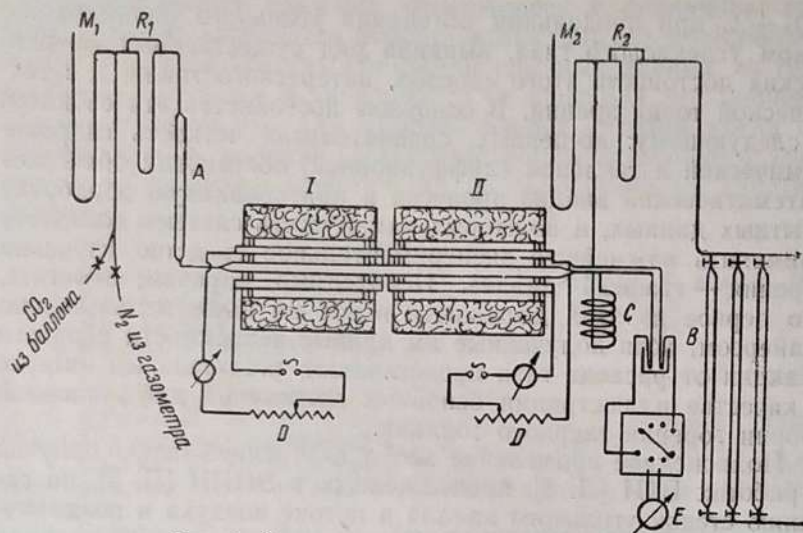
Полноценное применение метод внутренней задачи получил в работах ВТИ [Л. 8], продолженных в ЭНИН [Л. 5], по горению стенок угольного канала в потоке воздуха и позднее — в работах ЦКТИ-ЛПИ [Л. 2, 3] по изучению реакций горения в угольном канале. Настоящая статья представляет краткое изложение результатов этих работ, полученных на протяжении 1939 г. и первой половины 1940 г. В задачи последних наряду с получением количественных характеристик входило разграничение типичных областей протекания отдельных реакций в соответствии с представлениями, развитыми в статье автора «К диффузионной теории горения твердого топлива».

Экспериментальная часть работы состоит из двух неравных разделов: изучения реакции угля с углекислотой в угольном канале при ламинарном течении газа и попытки изучения термического режима поверхности угля при реакции его с кислородом воздуха, протекающего с большими скоростями через угольный канал.

РЕАКЦИЯ УГЛЯ С УГЛЕКИСЛОТОЙ

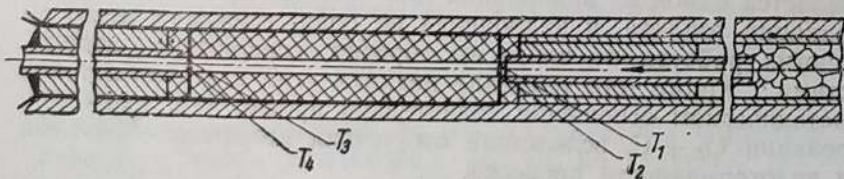
Выбор этой задачи диктовался сравнительной неизученностью реакции $\text{CO}_2 + \text{C}$ применительно к условиям, представляющим технический интерес. Между тем реакция эта является одной из важнейших для техники сжигания и газификации топлива, и недооценка ее роли, имеющая место во многих работах по вопросам горения, совершенно недопустима¹. Кроме того изучение реакции угля с углекислотой в методическом отношении значительно проще, чем, например, реакции $\text{O}_2 + \text{C}$, вследствие отсутствия вторичных эффектов и эндотермичности процесса.

¹ Подробно по этому поводу с указанием погрешностей, допущенных отдельными авторами, см. в упомянутых выше отчетах ЦКТИ-ЛПИ [Л. 2, 3].



Фиг. 1. Схема экспериментальной установки.

Экспериментальная установка, примененная в излагаемой работе, представлена на схеме фиг. 1. Угольный «канал», т. е. полый цилиндрический стержень из плотного электродного угля длиной 34, 52, 57, 85 и 95 мм и внутренним диаметром 4–6 мм, помещался в силитовую нагревательную печь системы инж. Караянопуло (Институт огнеупоров). Через канал продувался газ (CO_2), предварительно осушенный и подогретый до температуры, равной температуре внутренней поверхности угля. В опытах, проводимых в изотермических условиях, замерялись следующие величины: расход газа до и после реакции реометрами и трубками Вентури, температуры газа и стенки на входе и выходе из канала (фиг. 2) с помощью тонких ($t = 0,1-0,2$ мм) термопар из Pt и Pt—Rh и состав газав на выходе, анализируемых на приборе системы инж. Николаева¹. Перед опытом уголь предварительно разогревался в атмосфере азота для приведения реакционной поверхности его к стандартному состоянию, обеспечивающему лучшую



Фиг. 2. Расположение термопар в угольном канале.

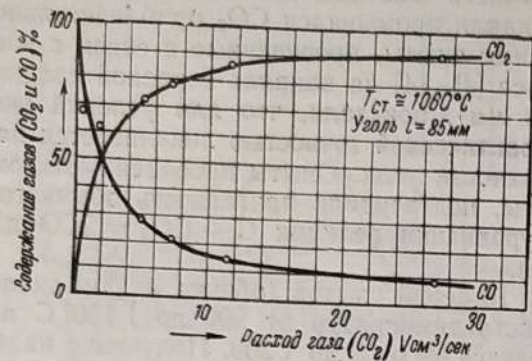
¹ См. ниже статью «Новые приборы газового анализа».

воспроизводимость опытных данных. Перед забором газа в аспираторы канал промывался CO_2 приблизительно 5 мин.

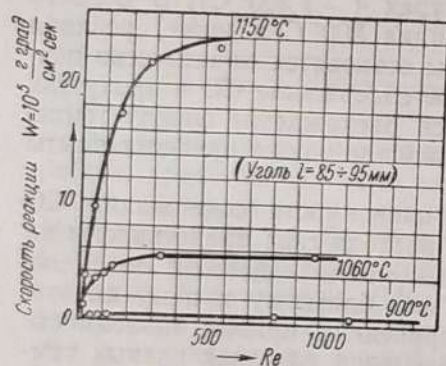
Специальные опыты, проведенные в связи с известной работой Майерса [Л. 14] на каналах с разной толщиной стенки (от 2,5 до 8 мм), показали, что для условий эксперимента реакция с практической точностью локализуется на геометрической поверхности угля. Опыты, проведенные со смесью азота и углекислоты, подтвердили пригодность обычного стехиометрического уравнения реакции $\text{C} + \text{CO}_2 = 2\text{CO}$ для условий эксперимента.

Основные 10 серий опытов (общим числом около 70) охватывают область температур от 900 до 1150°С в диапазоне чисел Рейнольдса Re от 5 до 1200. Получение надежных данных при температурах, превышающих указанный предел, оказалось крайне затруднительным вследствие быстрого разрушения тонких платино-платинородиевых термопар, происходящего при высоких температурах ($\sim 1200^\circ\text{C}$). В области более низких температур (порядка 800°С и ниже) реакция идет столь медленно, что замеры становятся практически почти неосуществимыми. Ничтожное содержание CO в продуктах реакции, а также появляющееся расхождение между температурами газа и стенки, не позволило также провести опыты при $Re > 1200$.

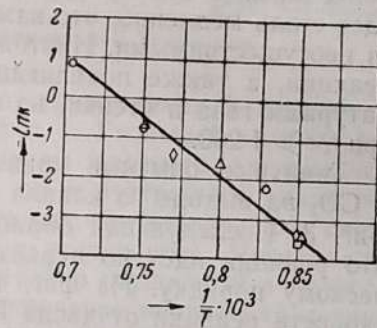
Типичные опытные кривые зависимости содержания CO и CO_2 на выходе из канала от расхода газа представлены на фиг. 3. Последующая обработка опытных данных показала, что реакция идет по первому или близкому к нему кинетическому порядку. На фиг. 4 приведены кривые зависимости скорости реакции от числа Рейнольдса для трех разных температур 900°, 1060° и 1150°С (для угля длиной 85–95 мм). Эти кривые показывают последовательную смену областей протекания реакций, происходящую при увеличении расхода газа, т. е. скорости движения его (при $t = \text{const}$), а именно — переход реакции из диффузионной в промежуточную и затем в кинетическую область. Последний переход в кинетическую область (характеризующуюся независимостью V_p от Re) происходит с увеличением температуры при возрастающем также значении числа Рейнольдса. Сопоставление данных, относящихся к углям разной длины, показывает, что переход реакции в кинетическую область наступает в коротких углях раньше, чем в длинных, в связи с уменьшением реакционного времени контакта. Эти соотношения приобретают особенно отчетливый характер на сводном обобщенном графике (фиг. 5), на котором изображена зависимость $\text{CO}_2\%$ от комплекса $Pe_{\text{диф}} \frac{d}{l}$ (иногда называемого критерием Гретца). Основной вывод, вытекающий из анализа фиг. 5, сводится к утверждению большого значения кинети-



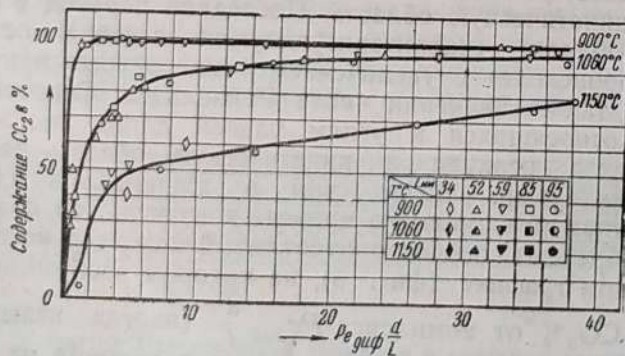
Фиг. 3. Зависимость состава газов от расхода.



Фиг. 4. Зависимость скорости реакции $\text{CO}_2 + \text{C}$ от числа Re .



Фиг. 6. Зависимость константы скорости реакции от температуры (для кинетической области).



Фиг. 5. Сводный график зависимости % CO_2 от $Re_{диф} \frac{d}{l}$.

ческой, а также промежуточной области для реакции $\text{CO}_2 + \text{C}$ при температурах 1000°C и выше.

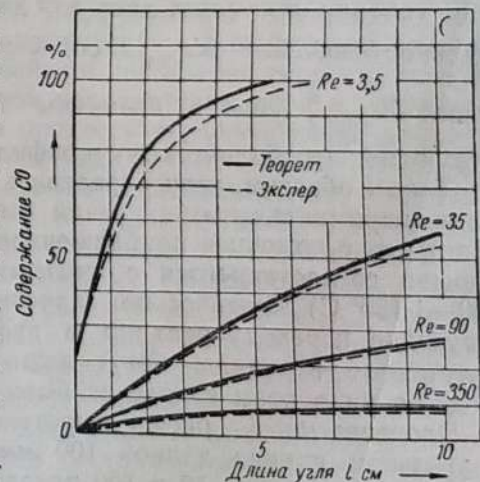
Обычная обработка (по Аррениусу) опытных данных, относящихся к кинетической области, позволила найти (фиг. 6) численные значения энергии активации реакции $E = 59 \text{ ккал/моль}$ и постоянной k_0 , входящей в выражение константы скорости

реакции $k = k_0 e^{-\frac{E}{RT}}$. Величина k_0 (при расчете в предположении реакции первого порядка) оказалась равной $1,6 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$. Эти данные, равно как и кривые фиг. 5, являются количественными характеристиками реакции. Отметим, что по абсолютной величине найденные экспериментальные значения скорости реакции оказались близкими к соответствующим данным Майерса [Л. 13].

Дополнительно к описанной обработке была произведена попытка рациональной обработки опытных данных, относящихся к промежуточной области, т. е. попытка численного разделения роли диффузии и химической реакции. В основу такого разделения было положено приближенное аналитическое решение задачи об изобарической гетерогенной реакции первого порядка, протекающей на стенках круглой цилиндрической трубы. Решение этой задачи (при пренебрежении полем скоростей, т. е. при оперировании средней скоростью газового потока) дано в общем виде в работе Панета и Герцфельда [Л. 15] по изучению проблемы долговечности радикалов и подробно изложено Дамкелером [Л. 12].

Как уже указывалось на страницах настоящего сборника, такое решение интересующей нас задачи, представленное в виде критериальной зависимости концентрации газа и скорости реакции от критерия Аррениуса $Arr = \frac{kd}{D}$ и комплекса

$Re_{диф} \frac{d}{l}$, совпадает с графиками Гребера [Л. 4] по охлаждению цилиндра¹. С помощью этих графиков был произведен следующий расчет: первоначально по экспериментально замеренному па-



Фиг. 7. Сравнение кривых опытного и расчетного содержания CO .

¹ См. на стр. 128-129 фиг. 3-5. Для большей точности расчета были использованы аналогичные графики Бахмана [Л. 9].

дению средней концентрации CO_2 и числу $Pe_{\text{диф}} \frac{d}{l}$ определялось значение критерия Аррениуса; затем по последнему и $Pe_{\text{диф}} \frac{d}{l}$ находилась концентрация CO_2 на поверхности угля.

На фиг. 7 показана хорошая согласованность рассчитанных по графикам Гребера и экспериментальных кривых, построенных для значения $Arr = 0,17$.

Возможность использования приближенного решения подтверждается также и тем, что рассчитанная указанным образом зависимость скорости реакции от концентрации углекислоты на поверхности угля привела к подтверждению первоначального допущения о первом порядке реакции. Наконец, отметим, что найденное по этому же методу обработки опытных данных (относящихся к промежуточной области) значение энергии активации (по концентрации реагирующего газа на поверхности твердой фазы) оказалось равным 58 ккал/моль , т. е. практически совпало с величиной, полученной непосредственно в кинетической области (точность определения $E \approx 5\%$, т. е. возможная ошибка порядка 3 ккал/моль).

Разумеется, не следует переоценивать численное совпадение расчетных и опытных данных, учитывая неточности, связанные с расчетом по графикам, а также с приближенностью избранного аналитического решения. Что касается искажения, вносимого отказом от рассмотрения истинного скоростного поля в канале и заменой его средней скоростью, то, как это нетрудно сообразить, его качественное значение состоит в преувеличении роли диффузии. Для грубой количественной оценки отметим, что решение задачи при условии $w = \text{const}$ дает для диффузионной области предельное значение $Nu_{\text{диф}} = \text{const} = 5,78$ (для весьма малых

чисел $Pe_{\text{диф}} \frac{d}{l}$) вместо величины $Nu_{\text{диф}} = 3,65$, соответствующей параболическому профилю скоростей.

Таким образом, если определить экстраполяцией (на основе экспериментальных значений энергии активации E и константы k_0 с помощью приближенного решения при $w = \text{const}$, хорошо согласующегося с опытными данными в интервале $900-1150^\circ \text{C}$) критические значения температуры, соответствующие переходу реакции в диффузионную область, то полученные величины могут лишь незначительно превосходить, но ни в коем случае не быть ниже истинных.

Произведенный расчет протекания реакции $\text{CO}_2 + \text{C}$ в угольном канале длиной 100 мм и диаметром 4 мм для двух значений $Re = 10$ и 100 показал, что при этих условиях диффузионная область реакции наступает соответственно при

температуре порядка $1350-1550^\circ \text{C}$. К близкому результату приводит также расчет, основанный на других предположениях (например, расчет при $\sigma_{\text{диф}} = \text{const}$ по длине канала и др.). Эти данные имеют большое принципиальное значение, так как позволяют утверждать, что в условиях технического сжигания твердого топлива при температурах, имеющих место, например, в слое топлива, реакция между углем и углекислотой находится в диффузионной или близкой к ней области. Следовательно, скорость реакции $\text{CO}_2 + \text{C}$ в этих условиях вполне соизмерима со скоростью реакции между углем и кислородом (см. [Л. 2]).

Далее, во всех случаях, когда в связи с большими скоростями воздуха, имеет место значительный локальный разогрев поверхности угля, реакция $\text{CO}_2 + \text{C}$ (равно как и реакция $\text{O}_2 + \text{C}$) переходит в диффузионную область. Именно этим, а не сложными кинетическими схемами можно объяснить наблюдавшееся многими авторами увеличение содержания окиси углерода CO в продуктах горения при больших скоростях газового потока.

РЕАКЦИЯ УГЛЯ С КИСЛОРОДОМ

Если отвлечься от вторичных реакций, сопровождающих взаимодействие угля с кислородом, то основной особенностью такой реакции является ее экзотермичность. По этой причине картина последовательной смены областей для реакции $\text{O}_2 + \text{C}$ приобретает особо сложный характер.

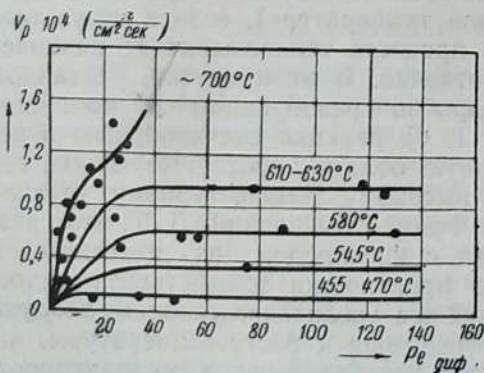
В области низких температур, обычно называемой окислением угля, при постепенном увеличении скорости воздуха при ($t = \text{const}$) реакция $\text{O}_2 + \text{C}$, аналогично реакции $\text{CO}_2 + \text{C}$, постепенно переходит из диффузионной области в промежуточную и затем в кинетическую. Существенное отличие наступает лишь при дальнейшем повышении скорости воздуха (при достаточной начальной температуре), если в результате сложного теплообменного процесса тепловыделение начинает превалировать над теплоотдачей. В этом случае, указанном еще Лангом [Л. 12] и подробно разобранным в последнее время рядом авторов [Л. 1, 6], реакция скачкообразно переходит снова в диффузионную область, соответствующую, однако, значительно более высокому температурному уровню.

Как правильно указал Франк-Каменецкий [Л. 6], этот резкий переход реакции угля с кислородом из кинетической области в диффузионную практически тождественен с воспламенением угля. Дальнейшее увеличение скорости воздуха приводит первоначально все еще к росту температуры, но, в конце концов, вследствие неограниченного роста теплоотдачи должно привести к затуханию, т. е. к обратному переходу реакции в кинетическую область с одновременным па-

дением температуры¹. Таким образом, изучение реакции $O_2 + C$ в любых условиях, в частности при протекании ее в угольном канале, содержит две более или менее независимые задачи: изучение процесса низкотемпературного окисления (принципиально мало отличающегося от эндотермической реакции $CO_2 + C$) и изучение термического режима воспламенения и горения при больших скоростях газового потока.

Первая из этих задач выполнена в широком диапазоне в упоминавшейся выше работе ЭНИН [Л. 5]. Поэтому, не описывая сколько-нибудь подробно немногочисленную серию наших опытов по окислению (проведенных в интервале температур 450—700°C и значений $Pe_{диф} \frac{d}{l} = 5 - 130$, главным образом, с методической целью), отметим только, что полученные опытные кривые зависимости скорости реакции V_p от $Pe_{диф} \frac{d}{l}$ (фиг. 8) сказались качественно сходными с соответствующими кривыми для реакции $CO_2 + C$ (фиг. 4). Обработка опытных данных, относящихся к кинетической области протекания реакции, дала значение энергии активации $E \sim 18$ ккал/моль.

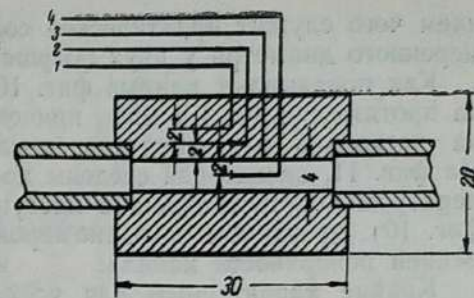
Для опытных данных, полученных в промежуточной области реакции при температурах 630—720°C, была также с успехом проведена описанная выше попытка разделения роли диффузии и химической реакции. Полученное в результате обработки с помощью преобразованных графиков Гребера значение энергии активации $E \approx 19$ ккал/моль оказалось близким к указанной выше величине. Что касается области более низких температур, то применение к ней той же аналогии также привело к согласованности результатов, однако при большем разбросе точек. Причиной этого помимо недо-



Фиг. 8. Зависимость скорости реакции $O_2 + C$ от $Pe_{диф} \frac{d}{l}$ при низких температурах.

¹ Теория вопроса подробно изложена в кандидатской диссертации автора (ЛПИ, 1942 г.).

статочности числа опытов могло явиться увеличение роли внутренней реакционной поверхности, т. е. проникновение реакции в глубь угля, а также, возможно, увеличение роли сорбционных процессов при низких температурах, приводящее к понижению наблюдаемого порядка реакции $O_2 + C$ и приближению его к нулевому.



Фиг. 9. Расположение термопар в угле.

В области температур 700°C и выше сравнительно незначительное повышение скорости воздуха (нагретого примерно до той же температуры) неизбежно приводило к нарушению изотермического режима опыта и к наступлению нестационарного состояния, соответствующего разгону реакции и переходу ее в верхнюю диффузионную область. При этом наблюдался быстрый рост показаний термопар, особенно термопары, заложенной на самой поверхности угля. Увеличение скорости реакции горения приводило к интенсивному выгоранию угля, в результате которого эта термопара вскоре оказывалась высунутой в газовый поток, и достоверность показаний ее становилась весьма проблематичной.

Рост температуры во времени, происходивший весьма интенсивно, причем разность показаний термопар, расположенных на оси канала и у поверхности угля (несмотря на выравнивающее действие излучения раскаленной угольной поверхности), достигала величины порядка 150—200°C и, наконец, неоднократные безуспешные попытки увязать данные газового анализа с показаниями термопар заставили нас организовать специальные опыты для выяснения термического режима поверхности угольного канала. С этой целью в толщу угля заделывались 4—5 термопар на близком расстоянии одна от другой (фиг. 9), после чего через канал длиной 30 мм и диаметром 4—6 мм, разогретый предварительно в атмосфере азота до температуры 700—800°C, продувался с большими скоростями воздух. Начиная от момента пуска воздуха непрерывно и одновременно (через интервал в 5 сек.) регистрировались показания всех термопар.

Полученные кривые температурного разгона приведены на фиг. 10 для одной серии опытов с последовательным увеличением скорости воздуха (для значений числа $Re = 350, 1200, 1500, 1900$ и 2600 ; эти значения являются приближенными, так как входящий в Re диаметр канала определялся по местоположению максимума температур, однако порядок Re определен, без сомнения, правильно, подтвержде-

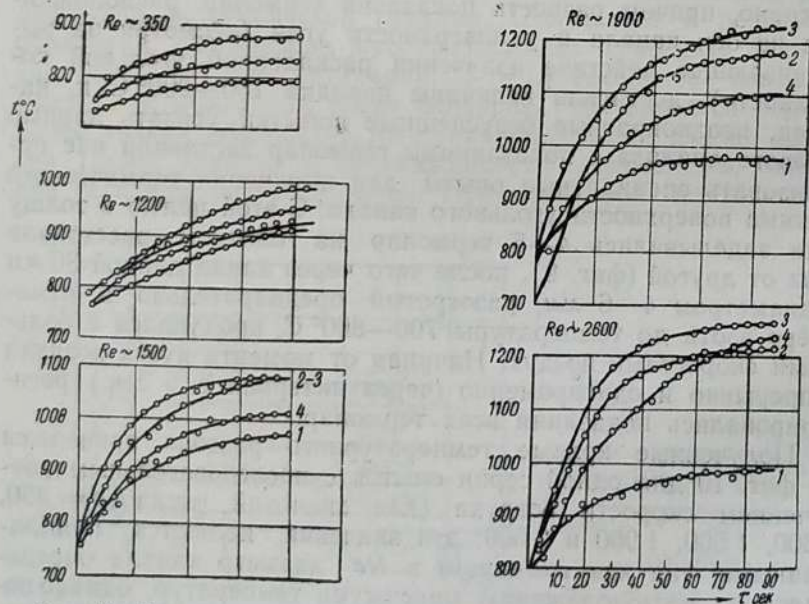
нием чего служит практическое совпадение расчетного и измеренного диаметра у двух потушенных азотом углей).

Как показывают кривые фиг. 10, а и б, разгон происходит на протяжении 1 ÷ 1,5 мин., причем температура повышается на несколько сот градусов, после чего стабилизируется. На фиг. 11, на которой сведены конечные распределения температуры (соответствующие наступлению стабилизации на фиг. 10), пунктиром показано вероятное местоположение внутренней поверхности канала.

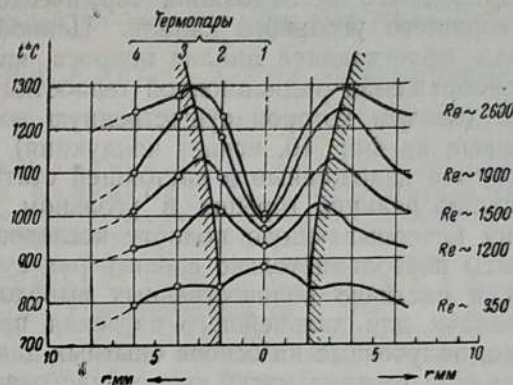
Крайне характерным для всех температурных графиков является наличие резкого градиента температуры в газовом объеме вблизи поверхности угля, причем следует иметь в виду, что наблюдавшиеся показания термопар, расположенных в газе, были несколько завышены вследствие радиации. Недостаточное количество проведенных опытов делает преждевременным расчетную обработку их, поэтому ограничимся только качественными выводами.

При повышении скорости воздушного дутья в угольном канале наблюдается резкое нестационарное увеличение температуры и скорости реакции, соответствующее термическому разгону реакции и переходу ее в диффузионную область.

Существенно, что явление разгона наступает при сравнительно малых значениях числа Рейнольдса, значительно меньших критического числа $Re_{кр} \approx 2300$. В свете описанных опытов можно предположить, что наблюдаемый в опытах



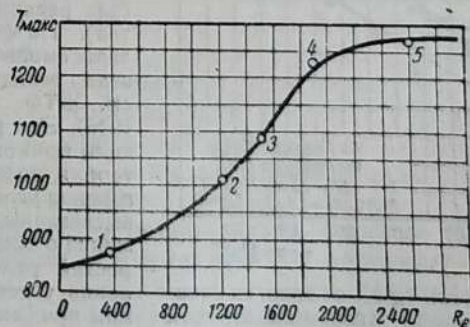
Фиг. 10. Кривые термического разгона реакции угля с кислородом.



Фиг. 11. Стационарное распределение температуры в канале при разных значениях Re .

ВТИ резкий рост скорости реакции (при увеличении расхода воздуха) связан не только с изотермической турбулизацией потока [Л. 7,11], но и с термическим разгоном реакции. Об этом же свидетельствует и рост содержания CO в продуктах горения, который, как уже отмечалось, следует в значительной степени объяснить повышением температуры и переходом реакции $CO_2 + C$ (вместе с реакцией $O_2 + C$) в диффузионную область.

Как показывает фиг. 12, на которой изображена зависимость от числа Re максимальной температуры, достигнутой при разгоне, в опытах было обнаружено явное замедление роста и тенденция к стабилизации максимальной температуры при увеличении скорости потока. Проведенные при больших значениях числа Re опыты (до $Re \approx 3500$) показали при незначительном разбросе точек стабилизацию T_{max} на уровне $\sim 1400^\circ C$. Дальнейшее увеличение скорости, по всей вероятности, должно привести к снижению температуры и переводу реакции обратно в кинетическую область. Эти вопросы являются



Фиг. Фиг. 12. Зависимость максимальной температуры от числа.

предметом дальнейшего исследования термического режима поверхности горящего угольного канала. Ценной стороной данного метода, облегчающей анализ вопроса, является возможность пренебрежения радиационной теплоотдачей поверхности горения (взамен которой существенную роль, как показывают кривые на фиг. 10, играет кондукция).

Разумеется, что изложенные в настоящей статье материалы по протеканию реакций горения в угольном канале не претендуют на исчерпывающую полноту исследования. Проведенные опыты позволили только сделать ряд существенных качественных и частично количественных выводов, а также установить задачи для дальнейшего изучения процессов горения. Однако, полученные на основе опытных данных заключения о механизме горения могут уже сейчас оказаться весьма полезными при анализе сложных случаев сжигания или газификации твердого топлива в промышленных условиях¹.

Литература

1. Блинов В. И. и др., Труды ВГУ, т. XI, вып. 1, 1939.
2. Вулис Л. А. и Полякова Т. Н., К изучению реакции $\text{CO}_2 + \text{C}$ в условиях внутренней задачи, Отчет ЦКТИ-ЛПИ, 1939.

¹ Уж после сдачи настоящей работы в печать автор совместно с Л. А. Витман провел ряд аналогичных опытов по изучению реакций $\text{C} + \text{O}_2$ и $\text{C} + \text{CO}_2$ в угольном канале на трех образцах угля. Результаты этой работы, а также обработки опытных данных различных авторов (по горению канала, частицы и пр.) привели к универсальной эмпирической формуле, связывающей энергию активации E с константой K_0 , а именно:

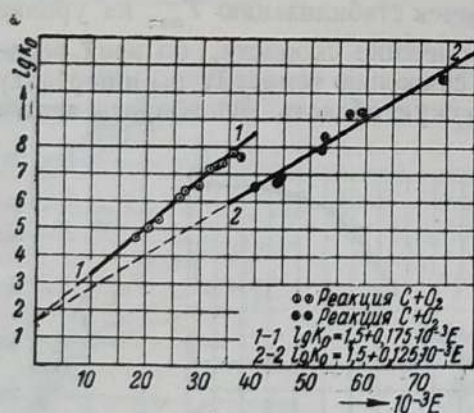
$$\lg K_0 = 1,5 + 0,175 E \text{ — для реакции } \text{C} + \text{O}_2,$$

$$\lg K_0 = 1,5 + 0,125 E \text{ — для реакции } \text{C} + \text{CO}_2.$$

При этом константа скорости реакции может быть выражена обобщенной формулой:

$$K = K_0^* e^{-\frac{E}{R} \left[\frac{1}{T} - \frac{1}{T^*} \right]}$$

где $K^* = 31,6 \text{ см/сек}$, а $T^* = 1240^\circ\text{K}$ (для реакции с кислородом) и $T^* = 1740^\circ\text{K}$ (для реакции с углекислотой). На фиг. 13 показана зависимость $\lg K_0$ от E для этих реакций (подробнее см. ЖТФ, т. XVI, вып. 1, 1946). Эти работы подтвердили применимость методов теории подобия к изучению горения угля и правильность высказанных здесь соображений о соизмерности скоростей реакций восстановления углекислоты и горения при высоких температурах.



Фиг. 13. Зависимость $\lg K_0$ от энергии активации E для реакций угля с кислородом и углекислотой.

3. Вулис Л. А. и Витман Л. А., Изучение реакций горения (внутренняя задача), Отчет ЦКТИ-ЛПИ, 1940. См. также ЖТФ, т. XI, вып. 6 и 12, 1941.

4. Гребер Г. и Эрк С., Основы учения о теплообмене, ОНТИ, 1936.

5. Предводителев А. С. и Цуханова О. А., ЖТФ, т. X, вып. 13, 1940.

6. Франк-Каменецкий Д. А., ЖТФ, т. IX, вып. 16, 1939.

7. Франк-Каменецкий Д. А., Успехи химии, вып. 9, 1938.

8. Цуханова О. А., ЖТФ, т. IX, вып. 4, 1939; также см. сборник ВТИ, Процесс горения угля, ОНТИ, 1938.

9. Bachmann, Tafeln über Abkühlungsvorg, 1938.

10. Damköhler G., Der Chem. Ing. Bd. III, T. I, Kap. 2, 1937.

11. Gumz W., Feuerungstechnik, № 2, 1939.

12. Lang M., Z. phys. Chem., Bd. II, S. 161, 1888.

13. Mayers M., Journ. Am. Chem. Soc., v. 56, p. 1879, 1934.

14. Mayers M., Journ. Am. Chem. Soc., v. 61, 1939.

15. Panneth F. u. Herfeld, Z. f. Electroch., Bd. 37, S. 577, 1931.

16. Tu C. M., Davis M. a. Hottel H., Ind. Eng. Chem., v. 26, № 7, 1934.

Л. А. ВУЛИС

ГОРЕНИЕ ЗОЛЬНОГО УГЛЯ

(1940 г.)

ОБЩЕЕ

В большинстве работ, посвященных вопросам горения, рассматривается вопрос о беззольном угле. Участие золы в процессе горения учитывается единственно с точки зрения возможного каталитического влияния ее. Между тем, несомненный практический и методический интерес представляет применение методов современной диффузионной теории гетерогенных реакций к горению зольного угля.

Как известно, наблюдаемая скорость всякой гетерогенной реакции представляет результат наложения двух составляющих процессов: транспорта газа к реакционной поверхности твердой фазы и химической реакции на ней. Развитие этих представлений, выполненное рядом авторов¹, приводит к понятиям о предельных (диффузионной и кинетической) и промежуточных областях протекания реакции. Число возможных случаев несколько возрастает при сильно пористом (или порошкообразном) строении угля. В соответствии с этим в задаче исследования процессов горения входит расчленение реакционных областей и установление важнейших количественных связей в каждой из них.

Эти зависимости, сравнительно простые для беззольного угля, значительно осложняются при переходе к горению золь-

¹ См. выше Л. А. Вулис, К диффузионной теории горения твердого топлива.

ного угля. При этом влияние золы может быть значительным не только в случае многозольного угля, но даже при относительно малом содержании ее. Решающее значение играет не столько содержание золы в угле, сколько ее свойства (спекаемость, легкоплавкость, пористость и пр.), а также в некоторой мере связь золы с горючей массой топлива и свойства последней.

Во многих случаях уголь при горении покрывается более или менее спекшейся инертной зольной оболочкой. После этого дальнейшее выгорание угля ставится в зависимость от возможности насильственного удаления зольной оболочки (шуровка и т. п.), либо же определяется в основном скоростью диффузии кислорода через слой золы. В последнем случае налицо последовательное наложение трех (минимум) сопротивлений: транспорта газа к внешней поверхности угля, диффузии его через зольную оболочку и химической реакции. Соответственно еще более возрастает число возможных предельных и промежуточных областей протекания реакций для горения зольного угля. Существенное же значение и практический интерес представляют, главным образом, три случая:

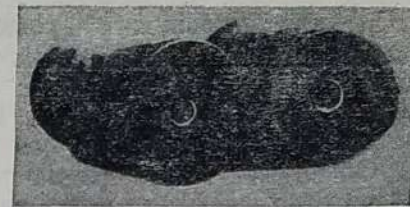
1. В области высоких температур наблюдаемая скорость реакции окажется практически совпадающей со скоростью диффузии газа через золу (при этом реакционную область естественно назвать внутренней диффузионной).

2. В начальные моменты горения, когда выгоравший слой еще очень тонок, внешнее диффузионное сопротивление может оказаться соизмеримым с сопротивлением зольной оболочки; скорость газового потока при этом будет иметь существенное значение для результирующей скорости горения, хотя зависимость эта будет слабее, чем во внешней диффузионной области.

3. При сравнительно низких температурах (имеющих место зачастую при выжиге углерода из шлаков) скорость горения определяется результатом наложения процессов диффузии газа через оболочку золы и химической реакции, протекающей с конечной скоростью. В пределе при еще более низких температурах реакция из промежуточной области может, как и во внешнем случае, перейти в кинетическую (когда самым медленным лимитирующим процессом явится скорость химической реакции) и даже в поры угля, т. е. протекать во всем объеме твердой фазы.

Чрезвычайно важным является то обстоятельство, что происходящее по мере выгорания угля увеличение толщины зольной оболочки делает процесс горения нестационарным и тем самым затрудняет сравнение и воспроизведение опытных данных. Экспериментальные данные, указывающие на роль зольной оболочки, приводятся в работах Смита и Гудмунсена [Л. 3], ВТИ [Л. 2] и др.

Характерным примером, подтверждающим существенную роль золы даже при малом ее содержании в угле, может служить отчетливо наблюдаемое образование зольной оболочки на внутренней поверхности угольного канала из электрода угля (зольностью менее 2%), имевшее место в наших опытах по изучению реакции угля с углекислотой. Образцы такой спекшейся зольной оболочки, полученной в названной работе, воспроизводятся на фиг. 1.



Фиг. 1. Образцы угольных каналов с зольной оболочкой.

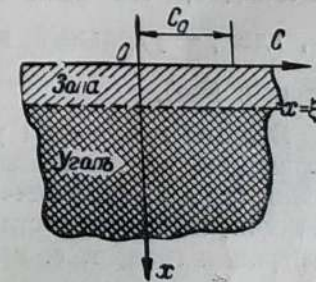
Типичными случаями горения весьма зольного угля могут служить реакции со сланцевым коксом, а также выгорание углерода при обжиге изделий из графитовой керамической массы.

Помимо горения зольного угля аналогичные случаи образования инертного отработанного слоя твердой фазы, окружающего активную реакционную поверхность, возможны в ряде случаев гетерогенных реакций.

ДИФфуЗИОННОЕ ГОРЕНИЕ ЗОЛЬНОГО УГЛЯ

В настоящей работе в качестве первой задачи будет рассмотрена практически наиболее интересная задача о диффузионном горении зольного угля. Так как при наличии зольной оболочки горение протекает сравнительно медленно, задачу можно приближенно рассматривать как одномерную, а поверхность угля считать плоской. Впрочем, распространение полученного решения на обычные случаи (горение шарика и т. п.) не связано с принципиальными трудностями.

Схематизируя задачу, представим себе (фиг. 2) поверхность угля, покрытую зольной оболочкой. Поместим начало координат на внешнюю поверхность и, направив ось x по нормали внутрь угля, примем, что в некоторый момент времени τ поверхность горения расположена на расстоянии ξ . Требуется установить зависимость между пространственно-временным полем концентрации реагирующего газа и продвижением в глубь угля поверхности горения. Как и в большинстве слу-



Фиг. 2. Схема.

чаев, для упрощения решения реакционно-кинетической задачи будем считать систему изотермической, а реакцию — изобарической (т. е. протекающей без изменения объема и связанного с этим изменения давления; примером может служить горение угля по уравнению $C + O_2 = CO_2$).

Обозначим концентрацию реагирующего газа через C , коэффициент диффузии через зольную оболочку через D_i . Дифференциальное уравнение диффузии газа для рассматриваемого случая будет:

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = D_i \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \quad (*)$$

Временным условием явится отсутствие зольной оболочки в начальный момент, т. е. при $\tau = 0$.

$$\xi = 0 \quad (1)$$

Граничное условие для внешней поверхности: при $x = 0$ ($\tau \geq 0$).

$$C|_{x=0} = C_0 \quad (2)$$

т. е. концентрация реагирующего газа на внешней поверхности равна концентрации его в объеме.

На движущейся границе между инертной зольной оболочкой и горючей массой угля граничное условие получается из рассмотрения материального баланса вещества. К поверхности горения в направлении оси x диффундирует через единицу поверхности за время $d\tau$ количество газа, равное —

$D_i \left(\frac{\partial C}{\partial x} \right)_{x=\xi} d\tau$. В результате реакции с углем и выгорания эквивалентного количества углерода граница зольной оболочки отодвигается (за тот же промежуток времени $d\tau$) на отрезок $d\xi$. Соответственно граничное условие:

$$-D_i \left(\frac{\partial C}{\partial x} \right)_{x=\xi} = \epsilon \frac{d\xi}{d\tau} \quad (3)$$

где ϵ обозначает стехиометрический коэффициент реакции (очевидно, что если C — молярная концентрация, то $\epsilon = \frac{\gamma}{\mu}$, где γ — удельный вес беззольной массы, а μ — молекулярный вес).

Вторым граничным условием на поверхности горения, вытекающим из предпосылки о диффузионном протекании горения (т. е. о теоретически бесконечной скорости химической реакции на поверхности угля) является равенство полю концентрации газа, т. е. при $x = \xi$ ($\tau > 0$).

$$C|_{x=\xi} = 0 \quad (4)$$

Таким образом, математическое содержание задачи сводится к интегрированию дифференциального уравнения диффузии (*) при граничных условиях [(1), (2), (3) и (4)].

Задача состоит в отыскании зависимости концентрации в любой момент времени и в любой точке от координат x и τ , т. е. $C = f(x, \tau, C_0)$ либо в безразмерном виде

$$\frac{C}{C_0} = f(Fo_{диф}),$$

где $Fo_{диф} = \frac{D_i \tau}{x^2}$ — диффузионный аналог критерия Фурье.

Легко видеть, что поставленная нами задача напоминает известную в теории теплообмена задачу о «распространении холода» [Л. 1] и может быть решена аналогично. Примем в качестве интеграла дифференциального уравнения диффузии выражение:

$$C = A + B \operatorname{Erf}(z),$$

где A и B — постоянные интегрирования,

$$z = \frac{x}{\sqrt{4D_i \tau}} \left(\text{очевидно, } z = \frac{1}{2} Fo_{диф}^{-\frac{1}{2}} \right).$$

Erf — символ интеграла ошибок Гаусса, т. е.

$$\operatorname{Erf}(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-t^2} dt,$$

причем $\operatorname{Erf}(0) = 0$ и $\operatorname{Erf}(\infty) = 1$.

Из первого граничного условия находим: при $x = 0$

$$C|_{x=0} = A = C_0.$$

Из второго: при $x = \xi$

$$C|_{x=\xi} = 0 = C_0 + B \cdot \operatorname{Erf} \left(\frac{\xi}{\sqrt{4D_i \tau}} \right).$$

Следовательно,

$$B = - \frac{C_0}{\operatorname{Erf} \left(\frac{\xi}{\sqrt{4D_i \tau}} \right)} = \text{const.}$$

Последнее равенство должно осуществляться в любой момент времени, что возможно единственно, если принять ξ пропорциональным $\sqrt{\tau}$.

Полагая

$$\xi = p\sqrt{\tau},$$

получаем:

$$B = - \frac{C_0}{\text{Erf}\left(\frac{p}{\sqrt{4D_i}}\right)}$$

Уравнение концентрационного поля

$$C = C_0 \left[1 - \frac{\text{Erf}(z)}{\text{Erf}\left(\frac{p}{\sqrt{4D_i}}\right)} \right]$$

либо в безразмерном виде

$$\frac{C}{C_0} = f(\text{Fo}_{\text{diff}})$$

В полученном выражении остается неопределенной одна только постоянная p , которую можно найти из второго условия на границе горения:

$$-D_i \left(\frac{\partial C}{\partial x} \right)_{x=\xi} = \varepsilon \frac{d\xi}{d\tau}$$

а так как при $x=\xi$

$$\left(\frac{\partial C}{\partial x} \right)_{x=\xi} = - \frac{C_0}{\text{Erf}\left(\frac{p}{\sqrt{4D_i}}\right)} \cdot \frac{e^{-\frac{p^2}{4D_i}}}{\sqrt{\pi D_i \tau}}$$

и, кроме того,

$$\xi = p \sqrt{\tau}$$

т. е.

$$\frac{d\xi}{d\tau} = \frac{p}{\sqrt{4\tau}}$$

то

$$\frac{p}{\sqrt{4\tau}} = \frac{D_i C_0}{\varepsilon \text{Erf}\left(\frac{p}{\sqrt{4D_i}}\right)} \cdot \frac{e^{-\frac{p^2}{4D_i}}}{\sqrt{\pi D_i \tau}}$$

Полученное трансцендентное уравнение относительно постоянной p может быть преобразовано следующим образом:

$$\frac{\sqrt{\pi \varepsilon}}{2C_0 \sqrt{D_i}} p = \frac{e^{-\frac{p^2}{4D_i}}}{\text{Erf}\left(\frac{p}{\sqrt{4D_i}}\right)}$$

т. е. написано в виде:

$$\text{const} \cdot p = f(p)$$

Легко видеть, что при изменении p от 0 до ∞ левая часть уравнения, представляющая прямую, меняется в тех же пределах, в то время как функция, стоящая справа, изменяется от ∞ до 0. В силу этого можно утверждать, что трансцендентное уравнение относительно p имеет одно решение, которое обозначим p_0 [на фиг. 3 для примера представлено графическое решение аналогичного уравнения $y = \frac{e^{-y^2}}{\text{Erf}(y)} = f(y)$].

Окончательное решение поставленной задачи имеет следующий вид:

$$\frac{C}{C_0} = 1 - \frac{\text{Erf}\left(\frac{x}{\sqrt{4D_i \tau}}\right)}{\text{Erf}\left(\frac{p_0}{\sqrt{4D_i}}\right)}$$

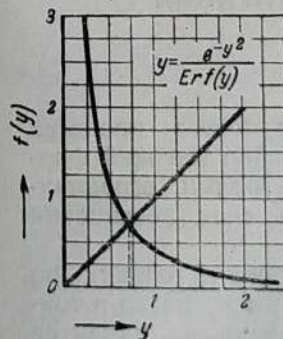
Графическое изображение безразмерного поля концентраций для разного значения комплекса $\frac{p_0}{\sqrt{4D_i}}$ представлено на фиг. 4. В случае, если $\frac{p_0}{\sqrt{4D_i}} \geq 1,7$, $\text{Erf}\left(\frac{p_0}{\sqrt{4D_i}}\right) \approx 1$ и выражение для концентраций упростится, а именно при $\frac{p_0}{\sqrt{4D_i}} \geq 1,7$

$$\frac{C}{C_0} \approx 1 - \text{Erf}(z) = \text{erf}(z),$$

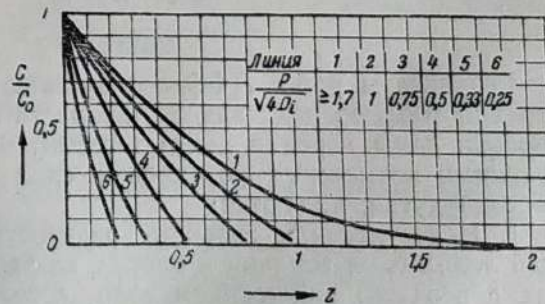
где символом erf обозначен интеграл:

$$\text{erf}(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-t^2} dt$$

Этому выражению соответствует предельная верхняя кривая 1 на фиг. 4. Для меньших значений $\frac{p_0}{\sqrt{4D_i}}$, т. е. для боль-



Фиг. 3. Зависимость $f(y)$ от y .



Фиг. 4. Концентрация реагирующего газа.

ших значений коэффициента диффузии, падение концентрации в зольном слое будет происходить резко.

Помимо этого важнейшим физическим выводом из проведенного анализа является обратная пропорциональность наблюдаемой скорости горения корню квадратному из времени. Действительно, скорость горения

$$V_p = \varepsilon \frac{d\xi}{d\tau} = \frac{\varepsilon p_0}{\sqrt{4\tau}}$$

следовательно, скорость горения теоретически бесконечно велика в начальный период времени (т. е. в это время лимитирующим суммарный процесс сопротивлением будет внешняя диффузия реагирующего газа к поверхности). С течением времени скорость горения замедляется пропорционально $\frac{1}{\sqrt{\tau}}$, а глубина инертного слоя возрастает пропорционально корню квадратному из времени.

Полученные выводы находятся в полном качественном соответствии с опытными наблюдениями. Количественное использование полученных зависимостей в настоящее время затруднено отсутствием достаточно надежного экспериментального материала, а также неизвестностью физических констант (коэффициента диффузии D_i).

Литература

1. Франк Ф. и Мизес Р., Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики, ч. II, ОНТИ, 1937.
2. Цуханова О. А. и др., Определение скорости горения угольной частицы, Отчеты ВТИ за 1937—1938 гг.
3. Smith A. a. Gudmundsen R., Ing. a. Eng. Chem., v. 23, № 23, 1931.

В. В. ПОМЕРАНЦЕВ

ПРИНЦИП СКОРОСТНОГО СЖИГАНИЯ

(1936—1939 гг.)

ОБЩЕЕ

Результаты работ ЛФО по изучению слоевого процесса горения топлива показали возможность крайне высокой форсировки зоны горения кокса топлива. Факторами, ограничивающими возможные форсировки слоя за счет повышения расхода дутья, являются:

1. Недостаточная скорость распространения горения по всей линии слоя топлива и иногда, как это имеет место в топках с верхним зажиганием слоя, «ограниченный» характер воспламенения топлива при некотором предельном расходе воздуха в зоне розжига слоя.

2. Недостаточная аэродинамическая устойчивость слоя при повышении форсировки дутья выше определенного предела, что приводит к выносу из слоя значительного количества мелких частиц топлива и к образованию крайне неравномерного кратерного горения.

3. Озоление топлива, при котором слой горящего кокса в основном превращается в массу шлаковых частиц, содержащих в своей глубине недожженный углерод. Форсировка дутья в этой части слоя приводит лишь к повышению избытка воздуха и переохлаждению слоя. Озолением топлива устанавливается конечная граница форсировок коксовой зоны.

ПУТИ ИНТЕНСИФИКАЦИИ РАБОТЫ КОКСОВОЙ ЗОНЫ

Задачей разработки нового метода слоевого сжигания топлива и является преодоление перечисленных выше препятствий, основным из которых является недостаточная аэродинамическая устойчивость слоя, свободно лежащего на решетке, как это имеет место в основной массе существующих топочных устройств.

Опыты по изучению процесса горения на цепных решетках с зонным дутьем показывают, что фактическое тепловое напряжение коксовой зоны слоя, при сжигании рядовых углей, достигающее до $2 \cdot 10^6$ ккал/м² час, доходит до $2,5 \cdot 10^6$ ккал/м² час для случая сжигания сортированного антрацита и даже до $3,5 \cdot 10^6$ ккал/м² час для крупнокускового торфа. Значение предельного теплового напряжения, целиком определяющегося еще допустимым уносом мелочи, прежде всего зависит от размера кусков топлива.

Для холодного слоя фракционированного топлива момент нарушения аэродинамической устойчивости слоя определяется критическим значением «критерия устойчивости»¹:

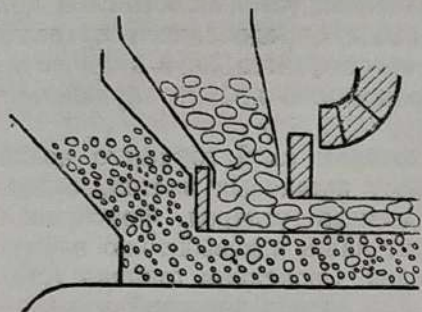
$$\frac{1}{V} = \frac{\gamma_{топл} - \gamma_{дутья}}{\gamma_{дутья}} \cdot \frac{gd}{Cw^2} \approx 25.$$

Вычисляя по этой формуле приведенный диаметр уносимых частиц, найдем следующие значения:

- рядовой уголь $d \approx 3$ мм;
- сортированный антрацит $d \approx 6$ мм;
- торф $d \approx 15$ мм.

Столь высокое абсолютное значение приведенного диаметра частиц, унос которых еще не сопровождается чрезмерным механическим недожогом, а также резкое сокращение уноса для случая сжигания крупнокускового топлива указывают, что наличие в слое более крупных кусков удерживает от

¹ См. выше С. М. Каган, Аэродинамика свободно лежащего слоя.



Фиг. 1. Схема двухфракционного слоя на цепной решетке.

ной крупности, рядовое топливо подается через первый топливный ящик и образует нижний слой. На него сверху через вторую кормушку подаются отсортированные крупные куски того же топлива. Количество этих кусков должно быть таково, чтобы образовать слой, полностью закрывающий лежащее ниже топливо.

Коксовая зона такого топочного устройства должна допускать возможность работы при форсировках дутья, значительно превышающих обычные нормы. Трудности осуществления процесса по описанной схеме заключаются в ухудшении зажигания крупнокускового топлива в головной части слоя и в недостижимости полного выжига горючих в хвосте решетки. Кроме того, подобный прием повышения устойчивости слоя отличается известной случайностью и общей неорганизованностью.

Значительно более уверенных результатов можно было ожидать при покрытии слоя топлива с поверхности выхода газов специальной «зажимающей» решеткой, играющей как бы роль сита, механически удерживающего топливную мелочь от уноса.

СХЕМА ТОПКИ СКОРОСТНОГО ГОРЕНИЯ

Именно этот принцип и лег в основу нового типа топки — «топки скоростного горения», предложенной автором настоящей статьи [Л. 1, 2] (фиг. 2). Топка эта состоит из вертикальной или коленчатой шахты, в основном образованной двумя решетками — дутьевой и «зажимающей». Топливо поступает в шахту либо самотеком, либо посредством специального подающего (и шурующего) механизма (шнеки, плунжеры). Удаление шлака происходит в гранулированном виде за счет действия дробильных валцов. Возможно применение и жидкого шлакоудаления.

Система топки предусматривает предельную интенсификацию процесса горения топлива на каждой из его стадий.

уноса и мелкие частицы. В данном случае наблюдается «зажимающий эффект» крупных кусков по отношению к мелким.

Отсюда сразу вытекает гипотетически возможная конструктивная схема слоевого процесса, допускающая работу при повышенных форсировках коксовой зоны (фиг. 1).

Обычная цепная решетка питается топливом различной

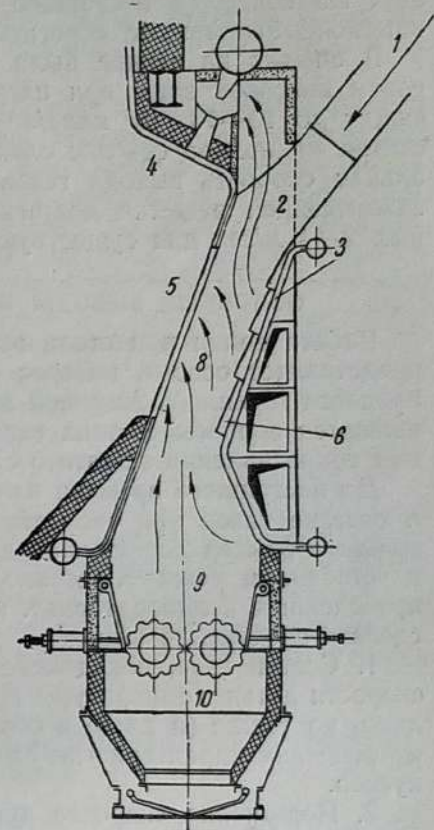
Интенсификация подготовки топлива — подсушки и воспламенения — обеспечивается встречным движением свежего топлива и части горячих газов активной зоны. Благодаря этому создается «неограниченное» воспламенение слоя даже в случае сжигания многовлажных топлив. Форсировка активной зоны горения обеспечивается наличием «зажимающей» трубной решетки, позволяющей резко повышать нагрузку этой зоны без нарушения устойчивости слоя топлива при весьма малом уносе мелочи.

Интенсификация выжига шлака и, главное, достижение полного выгорания углерода обеспечены созданием в основании топливной шахты шлаковыжигательной камеры достаточной высоты со встречным движением шлака и воздуха. Значительное время пребывания шлака в зажигательной камере (порядка 6—12 час.) и возможность его выжига при малых избытках воздуха создают предпосылки для успешного сжигания в топке и многозольных топлив.

Образующиеся в верхней части шахты газы швелевания топлива могут быть либо возвращены в топочную камеру для непосредственного сжигания, либо же (при сжигании топлив, богатых летучими) использованы в виде химического сырья¹ или горячего газа вне котельного агрегата. Тем самым намечается новое направление в решении проблемы комплексного энергохимического использования топлива путем создания комбинированного агрегата «топка—генератор».

Основные положения работы новой топки были проверены на опытном стенде для древесных сортов топлива, исключая

¹ См. ниже И. И. Палеев, К вопросу о комплексном использовании топлива.



Фиг. 2. Схема топки скоростного горения системы В. В. Померанцева. 1 — топливо; 2 — зона сушки и подготовки; 3 — дутьевая решетка; 4 — эжекторное устройство для отсоса шведьгаза; 5 — «зеркало горения», выход газов; 6 — шурующие плунжеры; 7 — «зажимающая» решетка; 8 — зона активного горения; 9 — зона выжига шлаков; 10 — шлакодробильные валцы.

щих шлаковку (в настоящее время уже работают первые опытнопромышленные агрегаты).

В опытах на стенде была доказана возможность форсировки коксовой зоны при нагрузках зеркала горения, доходящих до $10-13 \cdot 10^6$ ккал/м² час. Скорость дутья при этом, считая на полное сечение слоя, доходит до 4 м/сек, а актуальная скорость выхода газов с поверхности слоя в щелях зажимающей решетки достигала до 75 м/сек вместо обычных 2-4 м/сек для существующих топков.

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ ИЗ ОПЫТНЫХ ДАННЫХ

Работа топки при столь высоких скоростях дутья и газа представляет особый интерес с точки зрения характеристик процесса горения в коксовой зоне слоя. Основными при этом являются вопросы состава газа, покидающего слой, и значения сопротивления зажатого слоя.

До настоящего времени имеется еще весьма мало данных о составе газов при скоростном горении, полученных в результате опытов достаточной длительности при однообразном и устойчивом режиме. Однако, все же на основании опытов, проведенных в лабораторных и стендовых условиях¹, можно сделать следующие выводы:

1. Состав газа, покидающего слой, зависит не только от скорости дутья, температуры процесса и характера кокса топлива, но также (и даже в очень сильной степени) и от геометрических характеристик слоя — его пористости и размера кусков.

2. Повышение скорости дутья в случае сжигания активных и малозольных коксов (древесный, торфяной) в плотном и мелкозернистом слое, повидимому, приводит к повышению содержания СО в продуктах горения. Возможны случаи даже почти полного отсутствия в них продуктов полного горения.

3. При сжигании топлив с малоактивным коксом (антрацит) в пористом слое крупнозернистого топлива слой выдает в основном продукты полного горения.

4. Природа образования СО и СО₂ в условиях скоростного процесса не установлена до настоящего времени. Несомненно лишь, что образующееся СО является результатом как первичных реакций горения углерода, так и вторичных — восстановления СО₂. В свою очередь СО₂, выдаваемое слоем, также является смесью СО₂ первичного происхождения и СО₂, образовавшегося в результате догорания окиси углерода в порах слоя.

Вопрос сопротивления слоя топлива также еще далек от окончательного разрешения. Однако, можно с уверенностью

¹ Опыты ЦКТИ и ЛИИ по совместной разработке новой топки; опыты ВТИ, также ведущего работу по изучению скоростного горения.

постулировать; что основным фактором, определяющим аэродинамическое сопротивление слоя, также является геометрическая структура слоя: его пористость, величина кусков и их взаимное расположение.

Сопоставление результатов опытов, проведенных в разных условиях, указывает на наличие закономерной связи между полнотой выгорания в слое и его аэродинамическим сопротивлением: случаям горения в СО (в основном) отвечает весьма значительное сопротивление слоя, достигающее 800 и более мм вод. ст. при тепловой нагрузке зеркала горения в $4-5 \cdot 10^6$ ккал/м² час и толщине слоя 200-250 мм. Наоборот, для пористого слоя, выдающего в основном СО₂, сопротивление значительно ниже и составляет 200-300 мм вод. ст. (при тех же условиях по толщине слоя и тепловой нагрузке).

Уточнение этого вопроса является одной из основных задач, которые должны быть решены в специальных опытах на первых промышленных топках этого нового типа.

Литература

1. Померанцев В. В., „Советское Котлотурбостроение“, № 10, 1936.
2. Померанцев В. В., то же, № 71, 1940.

И. И. ПАЛЕЕВ

К ВОПРОСУ О КОМПЛЕКСНОМ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ТОПЛИВА¹

(1939 г.)

ОБЩЕЕ

Как известно, молодые виды топлива (древесина, торф, бурые угли) могут служить сырьем для получения целого ряда таких весьма ценных и нужных химических продуктов, как смолы, жирные кислоты, метиловый спирт, аммиак и т. п.

При обычных условиях сжигания топлив в топках для получения энергии указанные продукты также сжигаются, причем тепловой эффект, развиваемый за счет горения, ни в какой мере не компенсирует по ценности потерю этих продуктов. В табл. 1 приведены с известным приближением данные о выходах химических продуктов при разложении некоторых видов топлива (в процентах на абсолютно сухое топливо).

В плане роста производства электроэнергии намечается максимально высокое использование местных молодых видов

¹ Работа возникла по инициативе В. В. Померанцева и проводилась при его непосредственном участии. В экспериментальной части участвовали А. П. Сокольский, Н. Н. Синельников и И. П. Король.

Таблица 1

Продукты термического разложения	Древесина	Торф	Подмосковный уголь	Челябинский уголь
Смола	13—14	10—11	5—7	3—5
Уксусная кислота	2—3	1,5	—	—
Метиловый спирт	0,5	—	—	—

топлив. Поэтому, очевидно, какое значение имела бы такая организация использования топлива, которая дала бы практически возможное разрешение проблемы получения из сжигаемого топлива ценных химических продуктов без чрезмерного усложнения соответствующих установок и эксплуатационных условий.

Задача комплексного энергохимического использования топлива не решается методами, применяемыми в настоящее время, при которых химические продукты улавливаются полукоксованием и газификацией с очисткой газа. Весьма дорогие полукоксовальные установки, дающие незначительную производительность, могут иметь рентабельное применение только при специальных условиях.

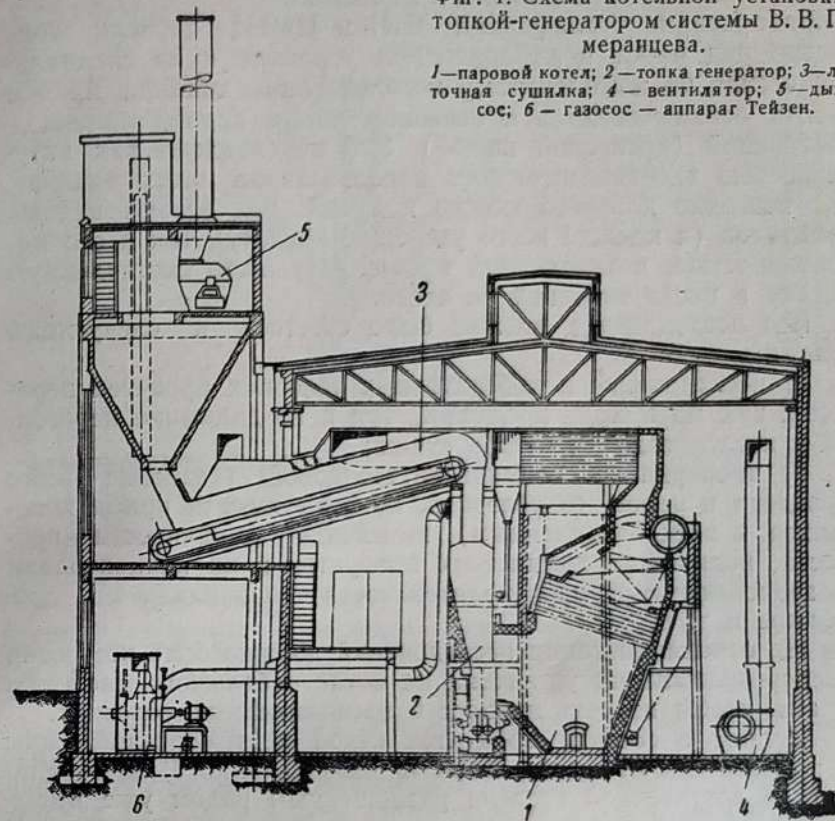
Газификация топлива в обычных газогенераторах, улавливание из газа химических продуктов и дальнейшее сжигание газа в топках паровых котлов также может найти оправданное применение лишь в отдельных случаях. Широкому же внедрению этого метода препятствует низкая калорийность газа (небольшая концентрация химических продуктов) и соответственно большие расходы, связанные с транспортом газа и его очисткой, а также малая производительность газогенераторов по сравнению с практикуемыми расходами топлива на электростанциях.

Наибольший интерес представила бы такая организация процесса, при которой в одной установке, являющейся одновременно топкой котла, происходила бы и предварительная перегонка топлива (с отводом швельгаза для очистки) и сжигание полученного при этом кокса непосредственно в топке парового котла в качестве энергетического топлива.

На фиг. 1 представлена схема такого решения задачи: схема котельной установки с топкой-генератором ЦКТИ системы инж. В. В. Померанцева. Перегонка топлива осуществляется за счет прососа через шахту части газов из зоны горения кокса. За счет тепла этих газов происходит предварительная подготовка топлива для горения, при которой и происходит выделение летучих. Получаемый при этом швельгаз отсасывается для очистки и улавливания химических продуктов

Фиг. 1. Схема котельной установки с топкой-генератором системы В. В. Померанцева.

1—паровой котел; 2—топка генератора; 3—ленточная сушилка; 4—вентилятор; 5—дымосос; 6—газосос — аппарат Тейзен.



и в дальнейшем может быть использован либо в том же котле, либо для других целей. Очевидно, что при такой организации процесса теплотворная способность газа и концентрация в нем химических продуктов больше, чем в обычных газогенераторах. Кроме того, поскольку через шахту, в которой происходит перегонка топлива, просасывается только часть всего газа, скорости газового потока будут меньше, чем в газогенераторах, что значительно повысит форсировку шахты без повышения уноса. По организации процесса топка-генератор ближе всего подходит к газогенератору с двумя отборами газа. Количество просасываемых в швельшахту газов (и соответственно теплотворная способность швельгаза, его концентрации и допустимая по уносу производительность установки) в значительной степени зависит от влажности подаваемого в топку топлива. Для уменьшения расхода газа намечается предварительная подсушка топлива за счет тепла газов, отбираемых из котла при несколько более высокой температуре, чем обычно (за счет сокращения поверхности нагрева).

ОПЫТНАЯ УСТАНОВКА

Лаборатории теплофизики ЛПИ и ЦКТИ провели совместно ряд работ в лабораторных условиях и на специальном стенде по комплексному использованию топлива, причем работа ограничивалась в основном одним видом топлива — древесиной (древесной щепой). Это обусловлено как актуальностью энергохимического использования этого топлива, при возгонке которого можно получить ряд весьма ценных продуктов (и прежде всего уксусную кислоту), так и его малозольностью, позволяющей проще разрешать поставленную задачу в чисто топочной ее части.

Все исследование должно было свестись к следующим этапам:

1) исследование в лабораторных условиях процесса перегонки как по выходу продуктов, так и по динамике перегонки и исследование процесса сушки;

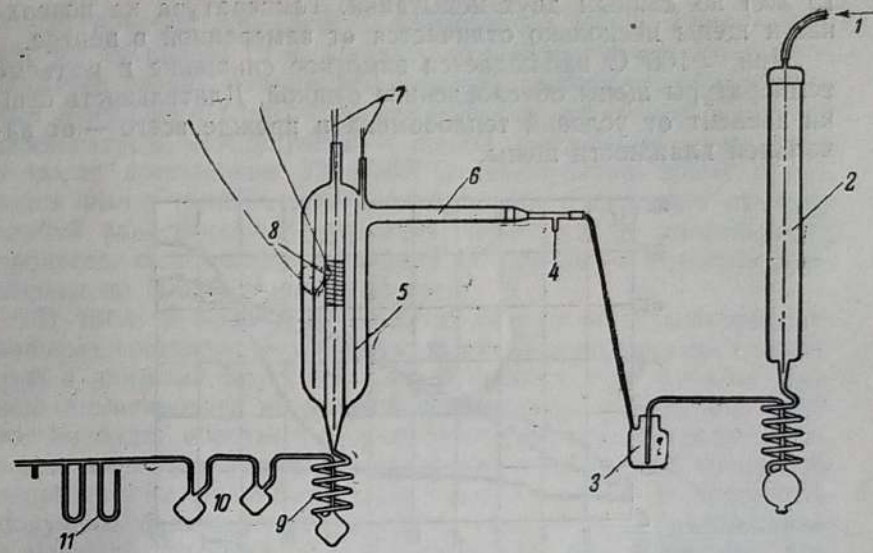
2) проверка на специальной стендовой установке всего процесса в целом (в условиях, по возможности приближающихся к эксплуатационным), выяснение устойчивости процесса, количества химических продуктов и их концентрации в зависимости от производительности топки, влажности древесины и т. д.

На основании таких исследований должна быть построена экспериментальная установка на котле небольшого масштаба с тем, чтобы изучить процесс в промышленных условиях.

Вопрос о составе продуктов сухой перегонки древесины в зависимости от температуры процесса можно было бы считать в достаточной степени разрешенным рядом уже имеющихся работ и прежде всего данными Классона. Однако, при разработке установки для комплексного использования топлива имеет особое значение динамика процесса. Действительно, в условиях топки-генератора котельной установки время, какое возможно отвести для перегонки древесины, не может быть таким же большим, как при обработке топлива в реторте или даже в генераторе. Длительность процесса практически должна уложиться в 25—50 мин. Перегонка происходит в потоке газа, что улучшает по сравнению с ретортной условия теплообмена между поверхностью древесной щепы и газами. Однако, ход процесса в этих условиях следовало специально исследовать.

Опыты производились в установке, схематически представленной на фиг. 2. Газы из топки (или реактора) поступали в ряд холодильников, охлаждаемых охлаждающей смесью и жидкой углекислотой для конденсации воды, кислот и смол.

Температура реактора и газа, поступающего в процессе опыта, должна была меняться по той же кривой, какая должна иметь место в действительных условиях. В первом приближении в опытах эта температура изменялась по зако-



Фиг. 2. Схема установки экспериментального реактора.

1 — воздух; 2 — топка; 3 — сушка газа; 4 — газ на анализ; 5 — реактор; 6 — нагревание газа; 7 — термопара; 8 — навеска топлива; 9 — охлаждаемый змеевик; 10 — охлаждаемые циклоны; 11 — изменение расхода газа.

ну прямой линии от 100°C (что приблизительно соответствует температуре отходящих из швельшахты газов) до $400\text{—}500^{\circ}\text{C}$, причем время опытов менялось в пределах от 15 до 25 мин. Жижка из холодильника взвешивалась и определялся ее состав. По начальному весу древесины, весу полученного кокса и весу жижки можно определить количество газа, полученное при перегонке. Разница между количеством воды в жижке и весом воды в топливе дает возможность определить количество воды разложения. Погрешность опыта может быть обусловлена наличием некоторого количества водяного пара в газе после очистки и неполным улавливанием продуктов перегонки. Это прежде всего может привести к неточности в определении количества газов в продуктах перегонки, но не сказывается на решении основной задачи опытов — определении влияния времени перегонки на результаты процесса.

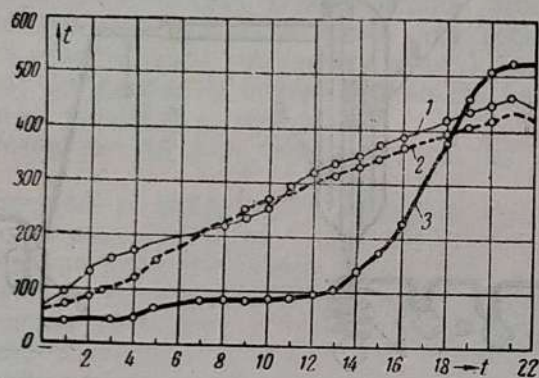
ОПЫТНЫЕ ДАННЫЕ

Опыты показали, что время, необходимое для перегонки, практически определяется длительностью нагрева щепы до температуры порядка 300°C , т. е. в основном условиями теплообмена в слое и подсушки топлива.

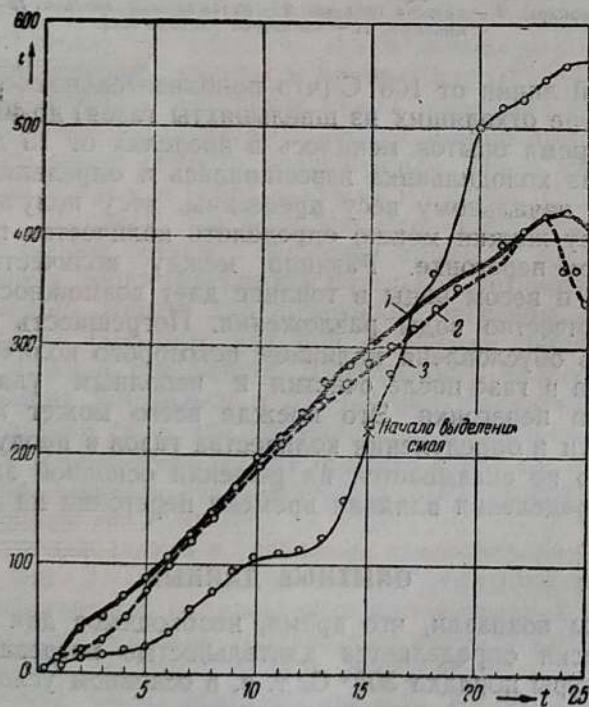
На фиг. 3 приведены характерные для всех опытов кривые температуры газов и топлива (в центре куска толщиной

15 мм) по данным двух испытаний. Температура на поверхности щепы несколько отличается от замеренной в центре.

При $\sim 100^\circ\text{C}$ наблюдается заметное снижение в подъеме температуры щепы обусловленное сушкой. Длительность сушки зависит от условий теплообмена и прежде всего — от начальной влажности щепы.



Фиг. 3. Кривые температуры для щепы. Влажность щепы 28,6%.
1 — температура нагревателя; 2 — температура трубки реактора; 3 — температуры щепы.



Фиг. 3а. Кривые температуры для щепы. Влажность щепы 8%.
1 — температура нагревателя; 2 — температура трубки реактора; 3 — температура щепы.

До предела $320\text{--}360^\circ\text{C}$ температура щепы ниже температуры греющего газа. Однако, еще значительно раньше начинается резкий подъем температуры древесины, обусловленный имеющимися место экзотермическими реакциями. Перепад температуры между газом и щепой постепенно снижается, и после достижения $320\text{--}360^\circ\text{C}$ температура щепы становится выше температуры реактора. Это и поясняет причину слабой зависимости результатов перегонки от длительности процесса, если только последняя обеспечивает подогрев древесины до 300°C в короткий срок.

В табл. 2 приведены средние данные по количеству отдельных составляющих продуктов сухой перегонки по сравнению с данными Классона. Самый процесс перегонки не должен лимитировать возможной форсировки установки, если только будет обеспечен соответствующий подвод тепла от газов к щепе. По отдельным составляющим выходы продуктов перегонки не совпадают с данными Классона. В частности, получены большие выходы газов, смол и воды разложения и меньший коксовый остаток, чем у Классона. Возможно, что преувеличенное количество воды разложения обусловлено недостаточной осушкой газа.

Таблица 2

Усредненные показатели процесса разложения древесины (березы) (в % от сухого топлива)

№ по пор.	Наименование	В опытном реакторе	Данные Классона
1	Влажность топлива, %	8,5—11,5	—
2	Кол.с	21,0	34,5
3	Кислоты	7,3	7,7
4	Смолы	22,0	17,5
5	Вода разлож ния	25,2	21,55
6	Прочие химикаты	31	3
7	Газы + потери + неточности баланса	25,2	21,55

Опыты по скорости сушки древесной щепы еще не проводились¹. Пока проведен только ряд исследований для определения максимально допустимой температуры газа в той части сушильной установки, где находится уже подсушен-

¹ В В 1941 г. были произведены опыты по изучению динамики сушки щепы в слое на движущейся решетке. В этом случае устраняется опасность задержки отдельных кусков топлива, так как одинаковое время пребывания материала обеспечивается самой схемой установки. Опыты показали, что при таком условии температура газа на входе в слой может быть доведена до 250°C . В нижеследующей таблице даются значения средней влажности щепы в зависимости от высоты слоя и времени

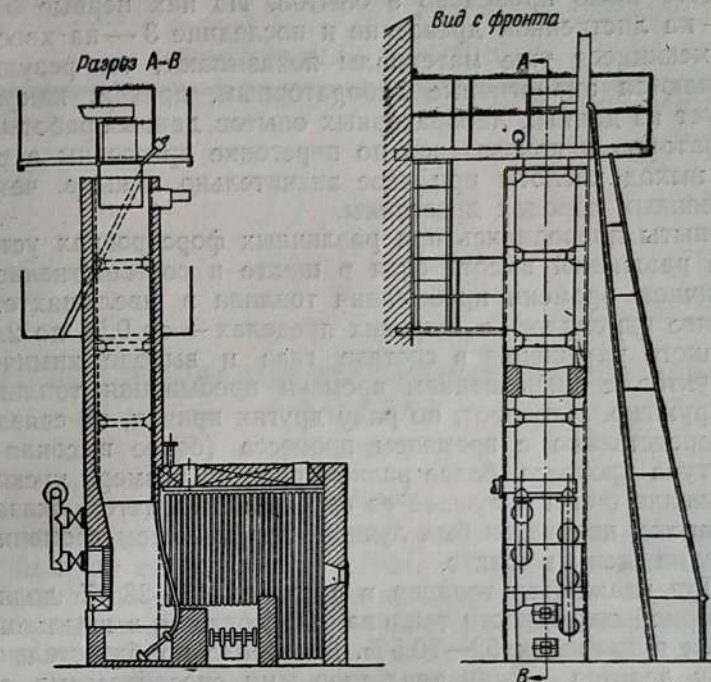
ный материал. Это имеет значение в том случае, если сушило полностью или в сухой его части будет работать как противоточное. Опыты проводились в описанном выше реакторе.

Считая, что из-за неравномерности хода щепы или по другим причинам отдельные куски топлива могут задержаться в установке в течение 10—12 мин., нужно было проверить при какой температуре газов при этих условиях не будет происходить заметной перегонки. Для этого щепы толщиной 10 мм с разной влажностью (от 20 до 30%) загружалась в реактор, через который пропусклся воздух различных температур в пределах 170—300°С при длительности процесса 8—15 мин. Из данных по определению конечной влажности щепы, потери веса и кислотности полученной жижки следует, что допустимая температура составляет 200—220°С. В опытах длительностью 10 мин. и выше во всех случаях щепы высушивалась до абсолютно сухого состояния, что указывает на возможность организации сушки и практически допустимые сроки.

Опыты по исследованию процесса в полупромышленных условиях производились на специальном стенде, показанном на фиг. 4. Топка представляет вертикальную шахту высотой 7 м и сечением 700 × 955 мм², в нижней части которой с фронта воздух подается через дутьевую решетку. С противоположной стороны находится зажимающая слой решетка из охлаждаемых водой труб. Часть продуктов горения проходит через эту решетку в топочную камеру, другая же часть направляется вверх через слой топлива, отсасывается инжектором и направляется вместе с инжектирующим воздухом в ту же топочную камеру, где происходит сжигание полученных при перегонке и газификации продуктов. Отбор газов для подсушки и перегонки топлива регулируется работой инжектора.

Сушки. Щепы имела начальную абсолютную влажность в 83,5% (относительная влажность около 45%) и размеры кусков в среднем 11,6 × 27,5 × 53,5 мм³. Сушка производилась при температуре газа на входе в слой 250°С и скорости фильтрации в пересчете на 0°С в 0,55 м/сек. Средняя влажность слоя в % (абсолютная):

Высота слоя, мм	Время, минут							
	0	4	6	8	10	12	16	20
450	83,5	63,5	56	49	43	51,5	38,5	35
900	83,5	73,0	66	61	56	36,0	23,5	13



Фиг. 4. Схема стенда для изучения выхода швельгаза.

- При испытаниях и обработке их результатов определялись:
- 1) количество сжигаемого топлива (взвешиванием);
 - 2) количество швельгаза и его состав (по замеру скоростей в трубе отсоса швельгаза и по анализу газа);
 - 3) количество дутьевого воздуха, вошедшее в состав швельгаза и позволяющее выявить распределение воздуха между собственно топочной частью (горение полукокса) и шахтой для технологической обработки; это количество воздуха в швельгазе определялось по расходу последнего и его составу;
 - 4) распределение тепла топлива между газами, выходящими из трубной решетки, и швельгазом;
 - 5) количество смолы и кислоты в швельгазе, для чего в трубе швельгаза производился трубкой (типа трубки Альнера) отбор части швельгаза, который затем охлаждался по такой же схеме, как и при опытах на лабораторном реакторе, но в аппаратах соответственно большего размера; анализ жижки и данные по расходу швельгаза и топлива позволяют определить и выход отдельных продуктов на 1 кг древесины и на 1 м³ швельгаза;
 - 6) время пребывания щепы в швельшахте (определяется по объему шахты и расходу топлива).

Всего было проведено 9 опытов. Из них первые 5 опытов — на лиственной древесине и последние 3 — на хвое.

Имеющиеся уже материалы показывают, что результаты получаются аналогичные лабораторным, причем, как это и следует из данных лабораторных опытов, данных работы газогенераторов и показателей по перегонке древесины в ретортах, выход кислоты при хвое значительно меньше, чем при лиственных породах древесины.

Опыты проводились при различных форсировках установки и различной высоте слоя в шахте и соответственно при различном времени пребывания топлива в швельшахте. Последнее изменялось в широких пределах — от 0,58 до 2,6 час. Никакого ухудшения в составе газа и выходе химических продуктов с уменьшением времени пребывания топлива не обнаружено. Наоборот, по ряду других причин, не связанных непосредственно с временем процесса (более высокая температура процесса, более равномерное по размеру кусков измельчение щепы и лучшее ее опускание в шахте), оказалось, что выход продуктов был лучшим при меньшем времени пребывания щепы в шахте.

При влажности топлива в пределах 18—28,5% доля теплотворной способности топлива, переходящая в швельгаз, меняется в пределах 52—70,5%. Это тепло приблизительно поровну делится между теплотворными способностями сухого газа и химпродуктов.

Швелование в шахте топки генератора дает достаточно полную возгонку древесины. Количество уксусной кислоты (при лиственной древесине) составляет 3,5—4%, смолы 14—16% от веса сухой древесины, т. е. примерно столько же сколько в газогенераторе. Концентрация же кислоты и смолы в газе из-за меньшего выхода газов оказывается выше, чем в газогенераторе, и составляет в среднем 20 г/м³ кислоты и 90 г/м³ смолы. Расход рабочего топлива во время опытов изменялся в пределах 250—650 кг/час.

В пересчете на форсировку на 1 пог. м фронта котла это составляет до $2,8 \cdot 10^6$ ккал, т. е. значительно меньше, чем на цепной решетке. Однако, это не являлось в опытах пределом и определяется рядом причин, не связанных с самим процессом в топке, и прежде всего техническими затруднениями с подачей в топку больших количеств древесины, которые не удалось устранить на стендовой установке.

В. К. ЧЕРНЫШЕВ

ОПЫТ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫГОРАНИЯ ПЫЛЕУГОЛЬНОГО ФАКЕЛА¹

(1939 г.)

ОБЩЕЕ

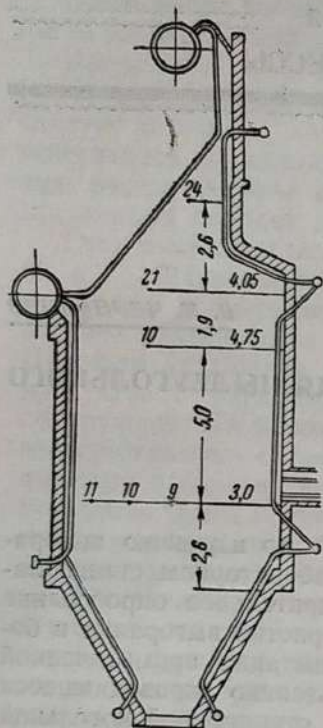
В порядке подготовительных работ по изучению выгорания пыли на сооружаемом в ЛФО лабораторном стенде лабораторией было предпринято предварительное опробование некоторых методов выявления характеристик выгорания в более сложных и грубых условиях испытания промышленной топки. Для этой цели было использовано проводившееся ЦКТИ балансное испытание большой стационарной котельной установки с пылеугольной топкой. Испытывалась топка системы ЦКТИ с подвесным сводом и холодной шлаковой воронкой, характеризующаяся следующими конструктивными размерами:

полный топочный объем	945 м ³
активный объем (по нормам ГЭП)	893 "
эффективная поверхность всех экранов	304 м ²

Все стены топочной камеры покрыты гладкотрубными экранами. Топливо — пыль антрацитового штыба. Сжигание осуществляется четырьмя фронтальными круглыми горелками типа Бабкок с однорядным расположением. На известной высоте над горелками устроен сброс из пылеприготовительной системы.

Для попытки исследования выгорания пыли в промышленном факеле был избран наиболее доступный крайний левый факел. По техническим местным причинам пришлось отказаться от ряда ценных замеров и обратить основное внимание на изучение газового поля со стороны боковой стены топки. От фронтальных измерений пришлось отказаться. Местоположение точек отбора газового анализа, замера температур

¹ В экспериментальной части принимали участие З. И. Панова и Р. З. Герчикова.



Фиг. 1. Расположение точек замера в топочной камере.

Основной из них явилась попытка выяснения применимости в промышленных условиях определения механического недожога методом газового анализа, предложенным в свое время проф. Г. Ф. Кнорре¹.

В качестве вспомогательной, но весьма интересной задачи ставился вопрос о возможности выявления хода кривой выгорания углерода по движению газов в топке и первых дымоходах. Дело сильно затруднялось тем, что в последовательном выгорании факела приходилось предвидеть неизбежное местное вмешательство сбросного воздуха (в районе точки 21). Однако, в ряде опытов влияния сбросов удалось избежать (при малых выходных скоростях сбросного воздуха).

Освещение некоторых наиболее существенных деталей проведенного опытного исследования и составляет задачу настоящей статьи.

и пр. показано на масштабной схеме фиг. 1. Они были избраны после тщательного визуального обследования работы факела и положения его оси при типичных эксплуатационных режимах. Из этих точек основными были приняты точки 9, 15, 21 и 24, наиболее удовлетворительно отвечавшие нормальному расположению центральной оси факела.

Для большей надежности сопоставления при использовании данных общего балансного испытания во всех случаях, когда это сопоставление имело место, избирались те опыты, при которых средние данные по изучавшемуся факелу соответствовали средним данным по всей топке при видимой равномерности работы всех четырех факелов.

Об установлении полной объемной картины работы факела не могло быть и речи. Невозможность осуществления достаточно полного исследования в данном конкретном случае заставила ограничиться постановкой ряда задач, главным образом, методического значения.

НЕКОТОРЫЕ ДЕТАЛИ МЕТОДИКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКОГО НЕДОЖОГА

Определение полного механического недожога методом газового анализа сулило значительные упрощения по сравнению с обычно применяющимся определением этого недожога по запыленности потока и данным золотого баланса. Как известно, золотой баланс содержит немало условностей при определении концентрации горючего в летучей золе, а самое определение запыленности потока требует особой тщательности и больших навыков, без которых трудно избежать явлений сепарации при взятии пробы из газового потока.

Принцип определения механического недожога по составу газа весьма прост, особенно если применить метод предварительного дожигания пробы до введения ее в газоанализатор¹. Для этого достаточно воспользоваться соотношениями

$$\beta_{\text{газ}} = \frac{21 - (\text{CO}_2_{\text{полн}} + \text{O}_2_{\text{ост}})}{\text{CO}_2_{\text{полн}}}, \quad (1)$$

где $\beta_{\text{газ}}$ — известный коэффициент Бунте, примененный для газифицировавшейся части топлива;

$\text{CO}_2_{\text{полн}}$ — концентрация углекислоты в газе при полном сгорании;

$\text{O}_2_{\text{ост}}$ — остаточный кислород.

Принимая с достаточной для технических целей точностью, что коэффициент β обратно пропорционален концентрации углерода в газе, и обозначая через $\beta_{\text{топл}}$ коэффициент Бунте, подсчитанный по начальному составу топлива, имеем:

$$C_{\text{газ}} = C_{\text{топл}} \cdot \frac{\beta_{\text{топл}}}{\beta_{\text{газ}}}, \quad (2)$$

откуда углерод механического недожога

$$C_{\text{м. н.}} = C_{\text{топл}} - C_{\text{газ}} = C_{\text{топл}} \left(1 - \frac{\beta_{\text{топл}}}{\beta_{\text{газ}}} \right). \quad (3)$$

При всей простоте принципиальной стороны этого косвенного метода определения механического недожога реализация его вызывает на первый взгляд немало трудностей.

Во-первых, самое определение $\beta_{\text{газ}}$ с достаточной надежностью ограничивается рядом условий: 1) топливо должно характеризоваться достаточно большим численным значением величины $\beta_{\text{топл}}$. По отношению к таким тощим сортам горючего, каким является пыль АШ, это как раз не имеет

¹ См. Г. Ф. Кнорре, Тепловые расчеты по газовому анализу, гл. XII, изд. 2-е, 1932.

¹ Г. Ф. Кнорре, *ibid.*, стр. 41.

места: $\beta_{\text{АШ}} = 0,045 \div 0,05$; 2) ошибка в определении $\beta_{\text{газ}}$ становится тем большей, чем меньше значение CO_2 полн в газе. Однако, как показывают подсчеты возможной максимальной ошибки, даже в таком неблагоприятном случае можно поручиться за достаточную техническую точность определения еще при концентрациях CO_2 полн не ниже 10%¹. Это во всяком случае позволяет полностью применить указанный метод к определению механического недожога в конце топочного объема, где концентрации CO_2 полн значительно превышают указанный предел.

К сожалению, именно эти соображения заставили автора отказаться от определений механического недожога по газовому анализу за дымососом, где определения этого недожога проводились по запыленности потока и где влияние присосов снижало содержание CO_2 полн нередко ниже допустимого предела.

Второй трудностью методического порядка, характерной, впрочем, для любых точных измерений в газовом потоке, являлась неуверенность в возможности достаточно надежного осреднения пробы по поперечному сечению топки.

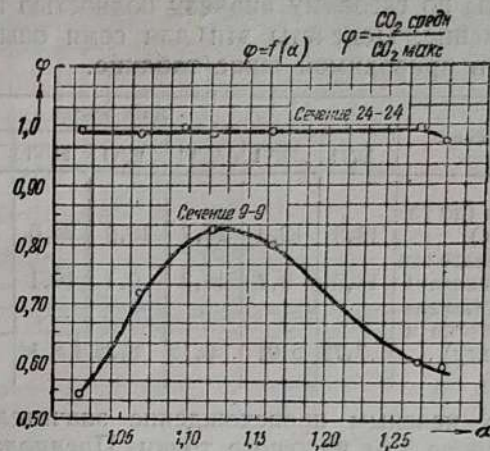
Мы исходили здесь из следующих соображений:

1. Исследования аэродинамики пылеугольного факела на холодных моделях, проведенные в модельной лаборатории ЦКТИ, показали, что в конце топки перед первым трубным пучком всегда имеет место практически полное выравнивание скоростного поля. То же подтвердилось и в данном конкретном случае — при проведении на самой топке холодных аэродинамических испытаний.

Что касается картины горячей аэродинамики топки, весьма трудно, вообще говоря, фиксируемой, то ряд ориентировочных замеров показал, что выравнивание поля скоростей, как и следовало ожидать, идет еще быстрее и обеспечивает полную равномерность в сечениях, близких к первому пучку.

2. Надлежало еще убедиться в степени равномерности концентрационного поля по углекислоте. Как показали наши исследования, и в этом смысле достигается технически полная равномерность. По всей ширине исследованного факела коэффициент неравномерности практически равен единице (фиг. 2). Это дает право считать, что при уверенности в однородности поля концентраций, повидимому, практически имеющей место в подавляющем большинстве случаев работы пылеугольных топок, метод определения механического недожога по газовому анализу должен обеспечивать достаточную

¹ Г. Ф. Кнорре, Тепловые расчеты по газовому анализу, III издание, 1947 г.



Фиг. 2. Коэффициент неравномерности концентрации CO_2 в сечениях факела 9—9 и 24—24.

техническую точность при одновременной технической простоте его осуществления.

Одновременный отбор пробы из ряда точек выполнялся с помощью особых охлаждаемых газозаборных трубок, через которые газы отводились в батарейные аспираторы, что не вызвало никаких затруднений.

Анализ газов велся методом предварительного дожигания. Газ проводился через трубку с платиновым катализатором, подогреваемую электропечью до 450°C . Несмотря на исследованную в ЛФО достаточную надежность применявшегося катализатора при данном времени протекания через него пробы газа, все же для предосторожности применялось двойное дожигание. После введения дозированной пробы газа в измерительную бюретку газ анализировался на содержание углекислоты, после чего еще раз дожигался уже в дожигательной трубке прибора. Затем выяснялись добавочное содержание CO_2 и остаточный кислород.

Все это позволяло считать, что определение механического недожога в конце топочного процесса проводилось с достаточной технической точностью. Однако, сопоставление с данными механического недожога, полученными в конце котельной установки (за дымососом) по запыленности потока и золотовому балансу, показали, что механический недожог в конце топки значительно выше, чем за всей установкой. Это заставило в дальнейшем провести определения механического недожога по газовому анализу за первым пучком, так как имелись все основания ожидать значительного догорания пыли в первом дымоходе.

Все подсчеты по газовому анализу полностью подтвердили это предположение. Подсчеты эти для семи опытов (в процентах) даны в приводимой ниже таблице.

Механический недожог	Дата опытов						
	10/VI	12/VI	16/VI	18/VI	21/VI	22/VI	25/VI
1. В конце топки (по газовому анализу)	18,3	12,4	24,7	13,6	25,0	24,5	24,7
2. Перед перегревателем (по газовому анализу)	16,9	8,7	14,3	9,1	10,1	—	15,8
3. За дымососом (по запыленности потока и золовому балансу)	7,72	5,01	6,15	8,26	8,14	5,92	7,86

Оставалось неясным происхождение значительных колебаний в механическом недожоге топки. Предполагалось, что они вызываются воздействием сбросного воздуха. Так как это воздействие должно быть двухсторонним (с одной стороны — местное влияние более холодного сбросного потока, несущего добавочную пыль, с другой — увеличение равномерности концентрации кислорода по сечению факела), то нельзя было быть уверенным даже в знаке итогового результата: при одном режиме сброса можно было ожидать временного (местного) затормаживания процесса догорания, при другом режиме — ускорения этого процесса.

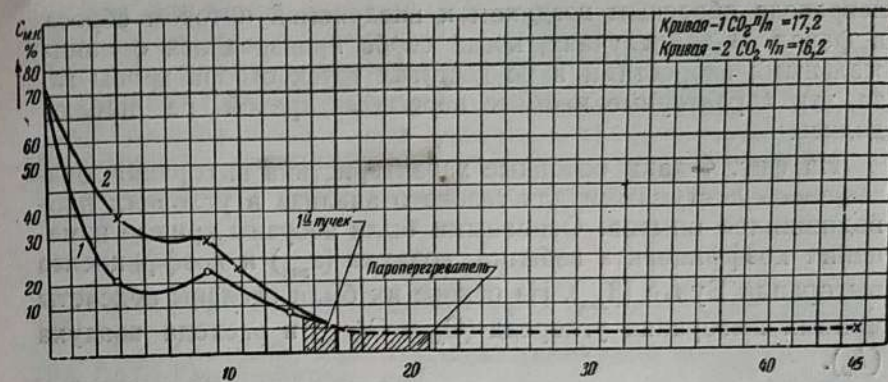
НЕКОТОРЫЕ ДАННЫЕ ПО ВЫГОРАНИЮ ФАКЕЛА

Все изложенное заставило проявить особый интерес к попытке выявления характера выгорания пыли в самом факеле, несмотря на техническое несовершенство и неполноту проводившихся пробных опытов.

Наибольшие затруднения возникали из-за неустойчивости режима факела при необходимости затрачивать много времени на проведение всех измерений. Приводимые далее иллюстрации удалось получить для одинаковых режимов, что обеспечивает в известной мере объективность сопоставления.

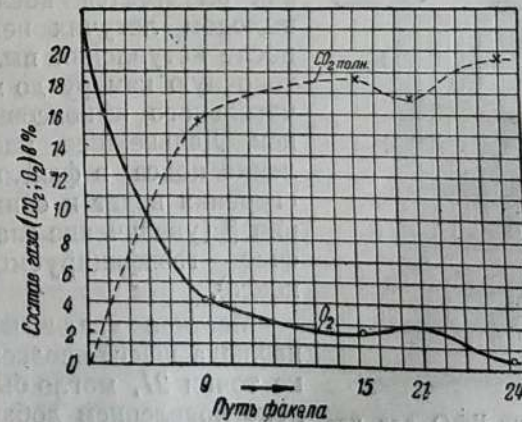
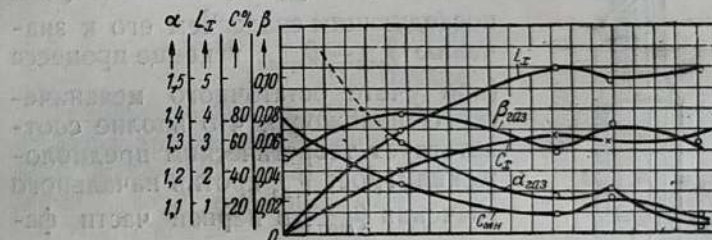
Определение среднего остатка углерода в потоке велось методом, аналогичным предыдущему. Потребовалось, однако, тщательное усреднение данных газового анализа по сечению факела.

Во всех достаточно полновесных опытах картина выгорания оказалась вполне закономерной. На фиг. 3 показано убывание углерода в газе по всей длине пути газов от начала топки до дымососа. Как видно из графика, остаток (механический недожог) имеет тенденцию к переходу на горизонталь уже перед перегревателем, несмотря на разницу двух наблюдавшихся режимов в работе топки. Однако, как пока-



Фиг. 3. Убывание взвешенного углерода в газе по длине пути газов.

зывает приведенная выше таблица, в отдельных случаях значительное догорание, видимо, имело место и в дымоходе перегревателя, что подтверждалось в отдельных случаях и визуальными наблюдениями. Местные максимумы в районе точки 21 легко объясняются временным увеличением концентрации несгоревшего углерода за счет пыли, уносимой из пы-



Фиг. 4. Основные характеристики выгорания по газовому анализу.

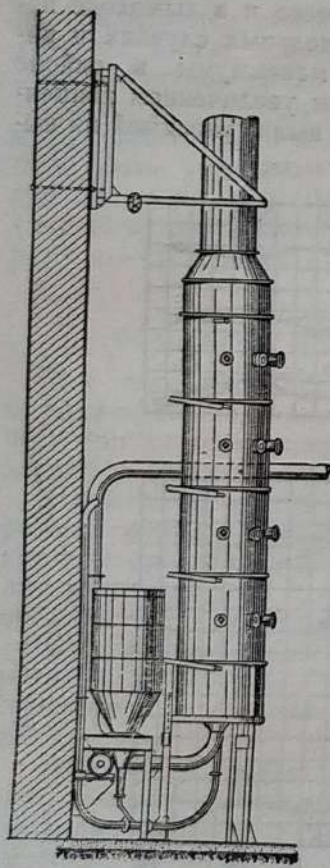
лепровода сбросным воздухом и внедряемой потоком сброса в факел. В тех случаях, когда сброс производился с минимальными скоростями и не достигал точек отбора пробы газа, эти характерные местные перегибы кривой не наблюдались.

На фиг. 4 даны основные характеристики выгорания, оказавшиеся доступными для газового анализа в условиях проведенных опытов. Основными были избраны кривые изменения коэффициента избытка воздуха ($\alpha_{газ}$) и коэффициента выгорания Бунте ($\beta_{газ}$). На основе их были сделаны подсчеты кривых выгорания углерода (C_x и $C_{м. н.}$) и расхода воздуха (L_x).

Как видно, обе опорные характеристики α и β легли вполне закономерно. Это имело место для всех проведенных опытов. На фиг. 4 приведены данные для опыта, в котором явно чувствовалось вмешательство сбросного воздуха в факел, вызвавшее местное увеличение избытка воздуха (по газу).

Для всех опытов характерен последующим спаданием его к значению $\beta_{газ} = \beta_{топл}$ в конце процесса (при учете остаточного механического недожога), что вполне соответствует теоретическим предположениям: рост $\beta_{газ}$ против начального значения $\beta_{топл}$ в первой части факельного процесса обязателен, так как вызывается последовательным выходом летучих непосредственно после вступления пыли в горячую топочную камеру до момента окончательного выкоксовывания пылинки. Дальнейшее массовое вступление кокса в факельный процесс сгорания ведет к снижению значения β (увеличение знаменателя β за счет газифицируемого углерода кокса).

Местное увеличение значения β , наблюдавшееся неоднократно в районе точки 21, могло бы быть объяснено появлением добавочных летучих из сбросной пыли.



Фиг. 5. Стенд ЛФО для изучения пылеугольного факела.

Все эти интересные, но еще недостаточно полные и надежные наблюдения требуют тщательной проверки и подтверждения в более строгой лабораторной обстановке.

Можно, однако, утверждать, что разработанная методика газового анализа уже и сейчас, в грубых условиях промышленного опыта, оказалась достаточно чувствительной для фиксации ряда тонких деталей пылеугольного топочного процесса.

Литература

1. Кнорре Г. Ф., Тепловые расчеты по газовому анализу, изд. 2-е, 1932.
2. Кнорре Г. Ф., Характеристики горючей массы твердого топлива. Изд. ОБТИ Главэнергопрома, 1937.
3. Кнорре Г. Ф., Наджаров М. А., Чернышев В. К., Стенд для изучения общих характеристик пылеугольного факела, „Советское Котлотурбостроение“, № 9 — 10, 1937.

А. П. СОКОЛЬСКИЙ и **Ф. А. ТИМОФЕЕВА**

О СКОРОСТИ СГОРАНИЯ ПЫЛИ

(1939—1940 гг.)

ОБЩЕЕ

Результаты ряда работ, посвященных углубленному исследованию процессов горения в лабораторных условиях, позволили выработать вполне отчетливые представления о поведении в ходе топочного процесса как индивидуальной частицы, так и комплекса таких частиц — горящего слоя топлива. К сожалению, для всех этих экспериментальных работ (за немногими исключениями) объектом исследования является случай горения частиц топлива достаточно крупных размеров 6—25 мм, т. е. размеров, характерных только для слоевого горения. Причину недостаточности экспериментальных работ, посвященных исследованию сгорания частиц размеров, применяемых при пылевидном сжигании, можно объяснить только трудностями эксперимента с частицами порядка сотни микронов в диаметре.

Горение угольной пылинки имеет некоторые особенности по сравнению с горением в слое более крупных частиц. Анализ этих особенностей, как будет показано ниже, в сопоставлении с результатами проведенных экспериментов позволяет получить некоторые существенные выводы.

Одним из наиболее интересных и спорных является вопрос о влиянии температуры среды на скорость горения частиц топлива. Если для слоевого горения этот вопрос не мо-

жет считаться первостепенным, то для сжигания в факеле, где процесс горения частиц может протекать в условиях сильно меняющегося теплообмена (лучистого), совершенно необходима оценка влияния указанного фактора на скорость горения.

Среди части теплотехников [Л. 1] нашло широкое распространение мнение, что скорость горения пылеугольных частиц падает с ростом температуры среды. В основном это положение базируется на результатах интересной экспериментальной работы, проведенной в 1929 г. Гриффином и Адамсом [Л. 2]. Особенности методики этой работы заставили авторов сделать вывод, что при температурах среды до 1 000° С и свободном падении частиц пыли скорость горения падает с увеличением окружающей температуры. Пеккер [Л. 3] достаточно убедительно показал недостатки методики упомянутой работы, повлекшие неправильные выводы, однако автор не дает последовательно развитого представления о механизме процесса, что не позволяет ему сделать достаточно четкие заключения.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОБОСНОВАНИЯ

Известно, что скорость горения частицы зависит от скорости протекания двух процессов: 1) гетерогенной реакции между кислородом и топливом и 2) подвода кислорода к горячей частице. Первый процесс весьма сильно (по закону Аррениуса) зависит от температуры; второй определяется в основном аэродинамическими условиями, и влияние на него температуры проявляется лишь в меру зависимости от последней физических констант. Вследствие этого влияние обоих процессов на скорость горения соизмеримо не при всех температурах. При низких температурах поверхности частицы — в кинетической области — скорость горения определяется скоростью реакции. При высоких температурах процесс определяется как молярной, так и молекулярной диффузией кислорода, и горение переходит в диффузионную область, где скорость химической реакции перестает ограничивать процесс горения. Между кинетической и диффузионной лежит промежуточная область¹.

Для изучавшихся до настоящего времени случаев горения частиц значительных размеров экспериментально было получено, что процесс переходит в чисто диффузионную область (для значений Re , соответствующих свободному падению частиц пыли) уже при температурах порядка 1 000—1 100° С, т. е. более низких, чем температуры, характеризующие тепличные условия. Отсутствие соответствующих экспери-

¹ Подробнее см. статью Л. А. Вулиса в настоящем сборнике

ментов для пылеугольных частиц позволило распространиться ни на чем не обоснованному убеждению, что и для скорости сгорания угольной пыли определяющим является только фактор подвода кислорода к частице диффузией. На самом деле переход к сжиганию диспергированного топлива означает сильное изменение механизма горения, насколько нам известно, никем не отмеченное до настоящего времени.

Для уравнения диффузии к поверхности частицы:

$$\frac{\partial c}{\partial x} = \frac{D}{wd} \Delta^2 c$$

при граничном условии, соответствующем сгоранию кислорода на поверхности:

$$-D \frac{\partial c}{\partial n} \Big|_s = kc_w^n$$

получаем решение в критериальной форме в виде

$$Nu_{кин} = f(Re_{диф}, Arr),$$

где

$$Nu_{кин} = \frac{k_{каж} d}{D} = \frac{k_s \beta d}{C_0 D};$$

C — концентрация кислорода;

k_s кг/м²час — поверхностная скорость горения;

β — стехиометрический коэффициент;

$k = k_0 e^{-\frac{E}{RT}}$ — константа скорости реакции;

$$Arr = \frac{kd}{D} c^{n-1};$$

n — порядок реакции, который можно считать приближенно равным единице для реакции горения угля.

Из вида полученного решения следует, что подобие явлений горения определяется условиями:

$$Pe_{диф} \text{ (или } Re) = idem, Arr = idem.$$

Только с учетом этого требования можно переносить результаты экспериментов с крупными частицами на процесс горения угольной пыли.

Рассмотрим условия перехода горения пыли в диффузионную область. Из равенства критериев Arr получаем:

$$\frac{k_0 e^{-\frac{E}{RT_1}} d_1}{D_1} = \frac{k_0 e^{-\frac{E}{RT_2}} d_2}{D_2},$$

где значок 1 относится к упомянутым экспериментам, а значок 2 — к горению пыли.

Полагая зависимость коэффициента диффузии от температуры в виде

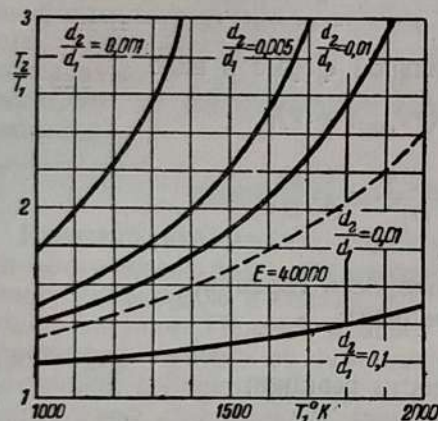
$$D = D_0 \left(\frac{T}{273} \right)^{1,5},$$

получаем:

$$\frac{E}{R} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) = 1,5 \ln \left(\frac{T_1}{T_2} \right) + \ln \left(\frac{d_1}{d_2} \right).$$

Решая это уравнение, можно определить:

$$\frac{T_2}{T_1} = f \left(\frac{d_2}{d_1}, \frac{E}{RT_1} \right).$$



Фиг. 1. Зависимость $\frac{T_2}{T_1} = f \left(\frac{d_2}{d_1}, \frac{Q}{RT_1} \right)$.

пылеугольных частиц началу диффузионного процесса соответствует температура 1 600—2 200° С. Действительно: если для частиц $d_1 = 15\text{--}25$ мм переход в диффузионную область наступает при 1 000—1 100° С или $T_1 = 1\,270\text{--}1\,370$ К, то для угольной пыли обычного размола, т. е. $d_2 \leq 100$ мк получаем по графику значение $\frac{T_2}{T_1} = 1,5\text{--}1,8$.

Это означает, что область чисто диффузионного горения угольной пыли в топочных условиях весьма ограничена и имеет место лишь для наиболее крупных частиц, при грубом размоле, в условиях мало охлажденного топочного объема и для углей с высокой теоретической температурой горения. В зависимости от этих условий вплоть до самых высоких температур могут иметь место либо кинетическая, либо промежуточная области горения, характеризующиеся сильной зависимостью скорости горения от температуры.

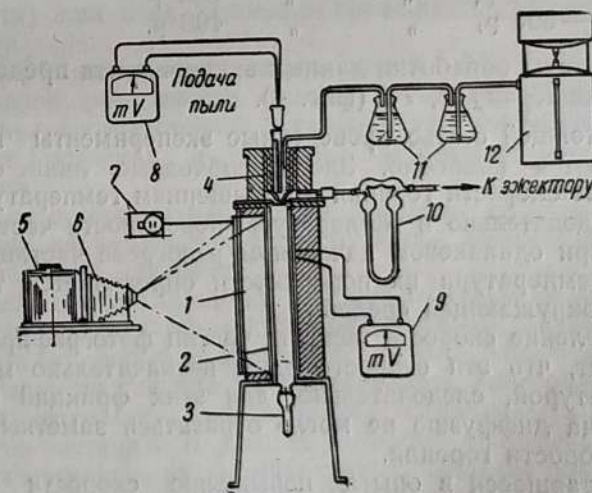
На фиг. 1 даны значения этой зависимости.

Из рассмотрения полученного решения следует, что при сравнении процесса горения частиц, диаметры которых отличаются во много раз, подобие процессов будет иметь место при сильно различающихся значениях температуры. Если значением T определить температурный уровень перехода горения в диффузионную область, то оказывается, что для мелких

ОПЫТНЫЕ ДАННЫЕ

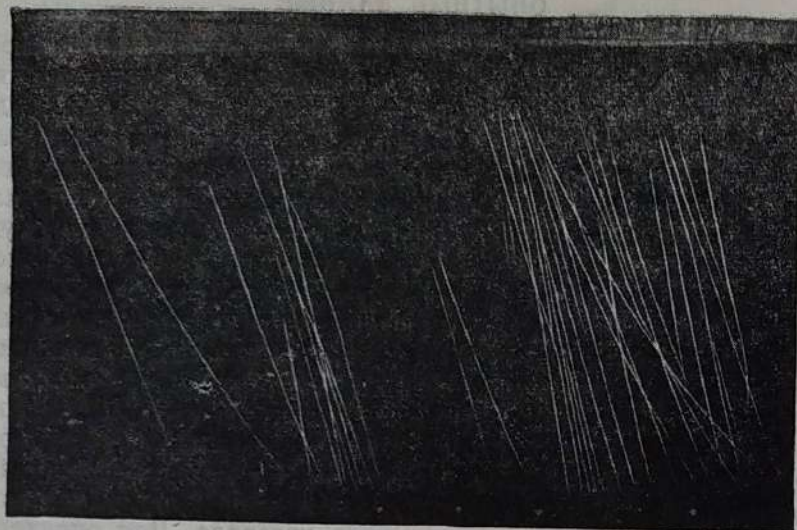
Полученные выводы были в первичном порядке проверены на экспериментальной установке (фиг. 2), состоящей из двух печей. В верхней печи порция пыли нагревалась до температуры 1 150° С в атмосфере азота. После нагрева пыль через отверстие пропусклась в нижнюю печь, причем подъемом стержня пропуск пыли регулировался так, чтобы частицы падали поодиночке, не группируясь по несколько штук. Стержень, запиравший отверстие для выхода пыли, имел внутри термопару для измерения температуры в печи. Нагрев нижней печи обеспечивал определенную температуру среды в камере горения. За время падения по этой камере частица успевала частично выгореть, после чего попадала в подвешенную под камерой холодную пробирку, где мгновенно охлаждалась. Перед опытом в нагреватель загружалась определенная навеска пыли порядка 1—1,5 г. После опыта «недожог», собранный в пробирку, взвешивался, и по разности весов определялся вес выгоревшего углерода. Для определения времени падения частиц по камере применялся метод фотографирования частиц на движущуюся с определенной скоростью пленку (фиг. 3).

По весу сгоревшего углерода и времени пребывания частицы определялась поверхностная скорость горения



Фиг. 2. Экспериментальная установка.

1 — электропечь 600 ат; 2 — цилиндр из стекла «Пирокс»; 3 — сборники пыли; 4 — нагреватель пыли; 5 — кассета с вращающимся барабаном; 6 — фотоустановка; 7 — регистрация времени неоновой лампы; 8 — измерение температуры в нагревателе; 9 — измерение температуры стенок; 10 — измерение расхода воздуха; 11 — колбы с пирогаллом; 12 — газометр с азотом.



Фиг. 3. Индицирование полета горящих частиц на движущейся пленке.

K_s , кг/м² час. В опытах применялся электродный уголь, размолотый и рассеянный для получения следующих фракций:

- 1) 210—297 μ , средний диаметр 250 μ
- 2) 297—420 μ , " " 354 μ
- 3) 420—590 μ , " " 498 μ .

Результаты обработки данных эксперимента представлены на графике $K_s = f(d, T_0)$ (фиг. 4).

В настоящей статье проведенные эксперименты не рассматриваются подробно. Здесь необходимо лишь отметить явный рост скорости горения с повышением температуры среды, а следовательно и температуры поверхности частицы, поскольку при одинаковом начальном разогреве частиц, в дальнейшем температура их поверхности определяется теплообменом с окружающей средой.

Определение скорости падения частиц фотографированием показывает, что эти скорости лишь незначительно менялись с температурой, следовательно, для этих фракций влияние скорости на диффузию не могло отразиться заметным образом на скорости горения.

Наблюдавшееся в опытах повышение скорости горения с ростом диаметра также свидетельствует о прямой зависимости скорости горения от температуры. Меньшее значение коэффициента теплоотдачи для крупных частиц обуславливает установление более высокой температуры последних в период падения их в объеме камеры горения, что приводит

к получению для крупных частиц более высоких скоростей горения.

Проведенный анализ явления и данные эксперимента позволяют сформулировать следующие выводы:

1. С уменьшением размера горящих частиц повышается температурный уровень перехода процесса в диффузионную область, вследствие чего кинетическая и промежуточная области горения для угольной пыли могут наблюдаться до весьма высоких температур (близких к теоретическим температурам горения углей) порядка 1 500—1 800° С в зависимости от размера частицы.

2. Вплоть до этих пределов скорость горения растет с температурой частицы тем сильнее, чем ниже область температур, в которой протекает процесс.

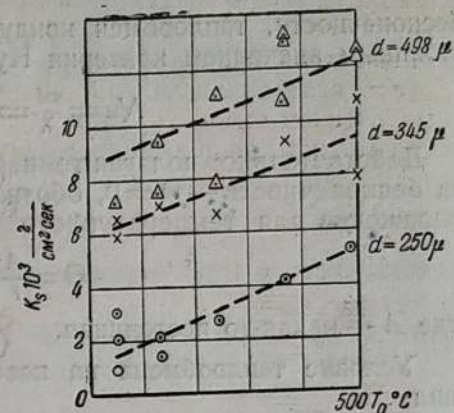
3. Удельная скорость сгорания частицы (на единицу поверхности) при этих условиях уменьшается с уменьшением диаметра.

4. Необходимо пересмотреть выводы Крейзингера об отрицательной зависимости скорости горения от температуры в условиях промышленных установок, как сделанные на основе работ Гриффина и Адамса, требующих значительного уточнения.

Вопрос о механизме горения угольной пыли и факторах, влияющих на него в топочных условиях, требует дальнейшего тщательного изучения.

В исследовании процесса горения угольной пыли большим препятствием является отсутствие надежных данных как по теплообмену свободно падающих частиц, так и вообще по теплообмену частиц при малых значениях критерия Re . Имеющиеся в литературе данные весьма ограничены и противоречивы, что заставило одного из авторов¹ поставить специальные эксперименты, на которые можно было бы опираться при расчете диффузии и теплообмена для частиц.

Нуссельтом было показано, что для частицы, имеющей форму шара и покоящейся в неподвижной среде, при заданных постоянных температурах на поверхности шара и на



Фиг. 4. Изменение скорости горения с повышением температуры при разной толщине пыли.

¹ А. П. Сокольский.

бесконечности, теплообмен кондукцией характеризуется постоянным значением критерия Нуссельта:

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda} = 2.$$

Действительно: полагая температуру на поверхности — Θ_0 на бесконечности — $\Theta = 0$, обозначая радиус шара r_0 , имеем выражение для температурного поля в неподвижной среде:

$$\Theta = \frac{A}{r},$$

где A — какая-то постоянная.

Условие теплообмена на поверхности шара будет иметь вид:

$$\alpha \cdot \Theta = -\lambda \left. \frac{\partial \Theta}{\partial r} \right|_{r=r_0}$$

или

$$\alpha \frac{A}{r_0} = \lambda \frac{A}{r_0^2},$$

откуда $\alpha = \frac{\lambda}{r_0}$, что дает значение

$$Nu = \frac{\alpha 2 r_0}{\lambda} = 2.$$

Исходя из общих соображений о механизме процесса, можно ожидать, что это значение критерия Нуссельта является для шара минимальным, и может лишь увеличиваться при движении шара в среде.

Для определения связи между критериями Nu и Re в области ниже $Re = 200$ был применен метод аналогии теплообмена и диффузии. Наблюдалось изменение диаметра водяных капель, подвешенных на стеклянном волоске и обтекаемых потоком сухого воздуха. Капля располагалась в поле зрения микроскопа с увеличением 37:1, в окуляре которого находилась сетка, позволявшая измерять два перпендикулярных диаметра капли с точностью 0,03 мм.

При диаметре капель 1,0—2 мм, меняя скорость воздуха от 0,66 до 170 см/сек, оказалось возможным пройти интервал значений

$$Re = 0,76 \div 256.$$

Из соотношения

$$Nu_{диф} = \frac{\alpha_{диф} \cdot \delta}{D_0} \cdot \frac{p_{возд}}{760},$$

зная, что убыль веса капли

$$\frac{dG}{d\tau} = \gamma \frac{d}{d\tau} \left(\frac{\pi \delta^3}{6} \right) = \alpha_{диф} \cdot \Delta C \cdot F,$$

получаем:

$$\alpha_{диф} = \frac{\gamma}{\Delta C \cdot \pi \delta^2} \cdot \frac{3 \pi \delta^2 d\delta}{6 d\tau} = \frac{1}{2} \frac{\gamma}{\Delta C} \cdot \frac{d\delta}{d\tau}$$

и

$$Nu_{диф} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\gamma \delta}{D_0 \cdot \Delta C} \cdot \frac{p_{возд}}{760} \cdot \frac{d\delta}{d\tau},$$

где δ — диаметр капли;

τ — время;

ΔC — разность концентраций водяного пара на поверхности капли и в потоке;

$p_{возд}$ — среднее парциальное давление воздуха в паровоздушной смеси близ поверхности капли;

γ — удельный вес воды;

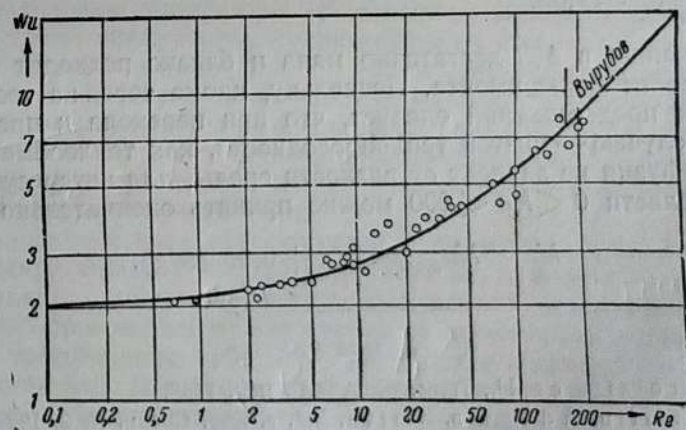
D_0 — коэффициент диффузии при давлении 760 мм рт. ст. и данной температуре;

$\alpha_{диф}$ — коэффициент испарения.

Получая в опытах изменение диаметра капли со временем, при разных скоростях обтекания, получаем значения величины $Nu_{диф}$ при различных значениях Re .

Результаты экспериментов приведены на графике фиг. 5. Характеризуемая опытными данными зависимость достаточно хорошо описывается выражением

$$Nu_{диф} = 2(1 + 0,08 Re^{2/3}).$$



Фиг. 5. Теплоотдача шара при малых значениях Re . Кривая построена по уравнению $Nu = 2(1 + 0,08 Re)$.

¹ Концентрация водяных паров на поверхности определялась по обычным психрометрическим соотношениям.

При значениях $Re \geq 200$ точки ложатся на экспериментальную кривую Вырубова [Л. 4], который рекомендует при значениях числа $Re \geq 200$ зависимость

$$Nu_{\text{диф}} = 0,52 Re^{0,5}.$$

Согласно полученным результатам при уменьшении числа Re ниже 200 наклон кривой $Nu = f(Re)$ уменьшается и при $Re \approx 1$ критерий Nu практически не зависит от числа Re и стремится к значению $Nu = 2$.

На основании аналогии процессов диффузии и теплообмена, полученная зависимость решает задачу расчета теплоотдачи шара при малых значениях $Re = 0 \dots 200$. Обычно считается, что для случая теплообмена [Л. 5]

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda} = Nu_{\text{диф}} \left(\frac{Pr}{Pr_{\text{диф}}} \right)^m,$$

где α — коэффициент теплоотдачи;

λ — коэффициент теплопроводности среды;

$Pr = \frac{\nu}{a}$ — критерий Прандтля;

$Pr_{\text{диф}} = \frac{\gamma}{D}$ — диффузионный аналог критерия Прандтля.

Для нашего случая испарения воды в воздух будем иметь $\left(\frac{Pr}{Pr_{\text{диф}}} \right)^{0,3} = 1,04$.

Разница в 4% достаточно мала и близко подходит к погрешности эксперимента. Поскольку, кроме того, из теоретических представлений следует, что при переходе к предельному случаю — чистой теплопроводности, как теплообмен, так и диффузия не зависят от вязкости среды, для интересующей нас области $0 < Re < 200$ можно принять окончательно

$$Nu = Nu_{\text{диф}} = 2(1 + 0,08 Re^{1/2}).$$

Литература

1. Kreislinger H., Trans. of ASME, may, 1938.
3. Griffin, Adams a. Smith, Ind. a. Eng. Chem., № 9, 1929.
3. Пеккер, „Советское Котлотурбостроение“, № 5—6, 1940.
4. Вырубов Д. Н., Теплоотдача и испарение капель, ЖТФ, т. 9, в. 21, 1939.
5. Рубинштейн Я. М., Метод аналогии с диффузией. Сборник „Исследование процессов регулирования, теплопередачи и обратного охлаждения“, ОНТИ, 1938.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЗРЫВАЕМОСТИ ПЫЛИ НЕКОТОРЫХ УГЛЕЙ

(1936—1937 гг.)

ОБЩЕЕ

Трудность создания в больших объемах пылевоздушной смеси одинаковой концентрации и сохранения ее в этом состоянии длительной время явилась причиной того, что основные характеристики взрываемости пыли, как, например, пределы взрываемости, воспламеняемость, давление взрыва и его изменение по времени, изучались почти исключительно на небольших экспериментальных установках лабораторного типа. Известно только небольшое число опытных исследований, проведенных в условиях, приближающихся к эксплуатационным (рудничным), с целью изучения взрываемости угольной пыли. Опытов большого масштаба с другой пылью до сих пор не ставилось.

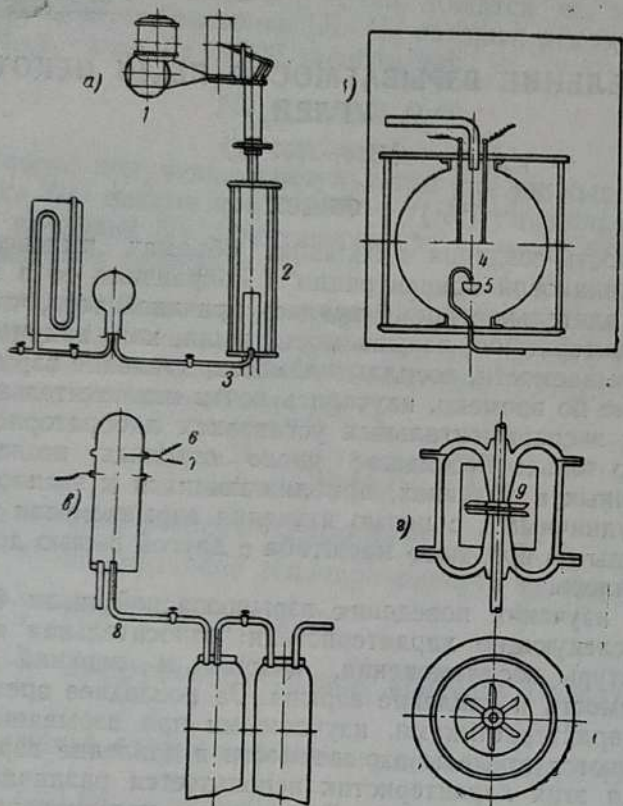
При изучении поведения взрывоопасной пыли были выбраны следующие характеристики: относительная и низшая температуры воспламенения, низший и верхний пределы взрываемости и давление взрыва. За последнее время основными характеристиками, изучаемыми при взрываемости пыли, являются пределы взрываемости и давление взрыва. Для изучения этих характеристик используется различная экспериментальная аппаратура. В основном применяются четыре типа такой аппаратуры, приведенные на фиг. 1.

В первом из них (фиг. 1,а — тип лабораторной установки Мезона и Тейлора) пыль трясушками подается на сито, а затем в экспериментальный цилиндр, где создается пылевоздушный поток соответственной концентрации. Концентрация пылевоздушного потока может изменяться в зависимости от числа и силы толчков сита.

Во втором типе лабораторной установки (фиг. 1,б — по Клементу Фразеру и Эдвардсу) заранее отвешенная навеска помещается в чашечке, откуда выдувается сжатым воздухом. Таким образом, здесь концентрация переменная во времени.

В третьем типе лабораторной установки (фиг. 1,в — по типу установки Штейнбрехера) пыль, покоящаяся в подводящей к установке воздух трубке, с помощью сжатого воздуха взвешивается в объеме, в котором располагается зажигательное устройство.

В четвертом типе лабораторных установок (фиг. 1,г — установка Гливитцкого) для изучения взрываемости пыли взрывной объем установки разделен на две части. Постоянный пылевоздушный поток поддерживается установленным



Фиг. 1. Основные схемы лабораторных установок для изучения взрываемости пыли.

a — установка Mason and Taylor; *b* — установка Steinbrecher'a; *c* — установка Gliwizki; *d* — установка Clement Fraser-Edwards; *e* — установка Steinbrecher'a; *f* — установка Gliwizki; *g* — установка Gliwizki; *h* — установка Gliwizki; *i* — установка Gliwizki; *j* — установка Gliwizki; *k* — установка Gliwizki; *l* — установка Gliwizki.

внутри вентилятором с двумя рядами лопаток, направленными в обратные стороны.

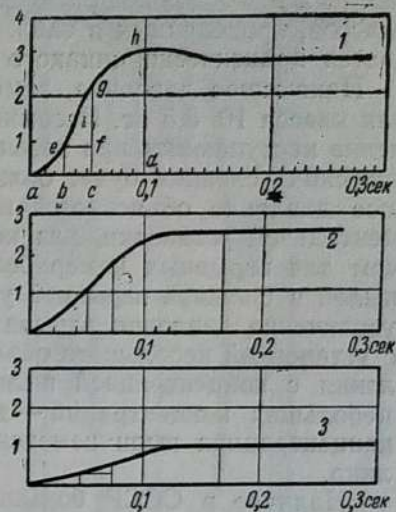
Основные недостатки всех указанных лабораторных установок заключаются, во-первых, в невозможности создания равномерной пылевоздушной смеси, а тем самым в неизвестности действительной концентрации пылевоздушного потока или облака. Во-вторых, даже при наиболее удачных случаях поддержания в некоторых пределах постоянной концентрации пылевоздушного потока (у Gliwizckого) неизвестным является распределение частиц в объеме по величине, имеющее (особенно при наличии очень тонких фракций) исключительное значение в начальных стадиях взрыва.

Вследствие трудности достаточно строгого разделения частиц пыли по фракциям совершенно отсутствуют эксперимен-

тальные данные о зависимости критического предела взрываемости от величины частиц. Этим и вызываются противоречивые данные по нижнему пределу взрываемости для одной и той же пыли. Для пылей органических, сложных по качественному составу (как, например, угольная пыль), такие отклонения оказываются еще большими. Содержание влаги и золы, химический состав летучих являются дополнительными факторами, усложняющими начальную и последующую фазы взрывного процесса. Так, известно, что для бурого угольной пыли различного происхождения нижний предел взрываемости колеблется в пределах нескольких сотен граммов на 1 м^3 .

Самым важным критерием для определения взрывоопасности пыли в настоящее время принято считать давление взрыва, на определении которого основан американский метод классификации пыли. В 1935 г. Эдвардсом и Лембахом по заданию департамента сельского хозяйства США были проведены многочисленные опыты со 133 различными пылями. Опыты проводились на несколько видоизмененном приборе Клемента-Фразера. Определялось давление при двух концентрациях пыли, а именно при 100 и при 500 г/м^3 , а также наивысшая и средняя величины подъема давления для обеих концентраций пыли. Последние измерения проводились на том основании, что динамическое действие давления, возникающего при взрыве пылевоздушной смеси, при равной абсолютной величине будет тем больше, чем короче время, в течение которого давление достигает своего максимального значения. Примерные кривые хода давления приведены на фиг. 2. Здесь dh — абсолютная величина максимального значения давления. Отношение dh к соответствующему времени ad будет средней величиной подъема давления, а отношение Jg к соответствующему времени bc — соответственно максимальной величиной подъема давления.

Для каждой пыли, таким образом, Эдвардс и Лембах получили шесть данных: давление при двух концентрациях и при этих же концентрациях средний и максимальный подъем давления. Эти данные, определенные для 133 различ-



Фиг. 2. Кривые давления (по Edwards и Lembach).

1 — взрыв; 2 — взрыв желтой муки 500 г/м^3 ; 3 — взрыв желтой муки 100 г/м^3 .

ных пылей, позволили распределить последние на одиннадцать классов, приведенных в табл. 1. У пылей класса 0 не наблюдается практически никакого воспламенения.

Наивысшее давление, замеренное Эдвардсом и Лембахом для класса 10, 3,5 ат. Несомненно, это не действительное давление наступающее при взрыве данной пыли, которое в практических условиях будет больше. Такое сравнительно небольшое давление объясняется небольшими размерами экспериментальной установки, для которой тепловые потери больше, чем для взрывных камер большого объема. Опыты с рядом пылей в большой взрывной установке (объем 43 л) показали увеличение давления взрыва в несколько раз по сравнению с установкой небольшого объема. Изменение наивысшего давления с концентрацией пыли значительно только в области небольших концентраций — до 400 г/м³. При более высоких концентрациях пыли изменение давления относительно невелико.

Наличие в СССР большого числа пылеугольных установок и установленная отдельными случаями промышленной практики взрывоспособность пыли некоторых углей привели и у нас к постановке лабораторного определения взрываемости пыли каменных углей. Частично этот вопрос был затронут и работами ЛФО.

Таблица 1

Американская классификация пыли по ее опасности

Группа пыли		Группа пыли	
0	Антрацит, графит	6	Резина, древесная пыль, чай
1	Золотая бронза, индиго	7	Алюминий, магний, рисовый крахмал, шеллак, мыльный порошок
2	Железо, цинк	8	Овсяная пыль, ликоподий
3	Порошок сухого молока, табачная пыль	9	Желатин, торф
4	Сера	10	Щелочный крахмал, целлюлоза
5	Пыль древесной коры, какао, зерновой крахмал		

ЛАБОРАТОРНАЯ УСТАНОВКА

Опыты проводились в специальной взрывной бомбе, сконструированной автором по схеме проф. Г. Ф. Кнорре. Взрывная бомба (фиг. 3) представляет стальной цилиндр, ограниченный с обоих концов усеченными конусами. Бомба разборная, отдельные ее части соединяются посредством фланцев.

Устанавливается бомба на нижнее эбонитовое основание на резиновой прокладке и зажимается сверху эбонитовой крышкой и стальной прокладкой посредством гаек на стой-

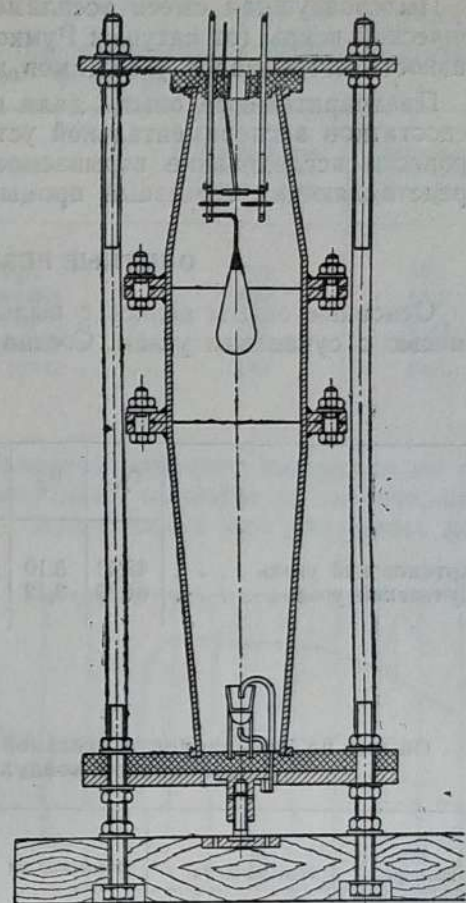
ках. Эбонитовое основание опирается на стальную опорную плиту. В верхней части взрывной бомбы расположены зажигательное устройство и клеммы для подвода тока. Кроме того, в верхней части имеется индикатор для регистрации давления внутри бомбы. В нижней ее части находится воронка с навеской пыли, из которой пыль толчком воздуха выбрасывается в бомбу.

В опытах в качестве прибора, регистрирующего взрыв, применялся индикатор со специально приспособленным барабаном диаметром 100 мм, вращающимся с постоянной скоростью (2 об/мин).

Для предварительного изучения условий воспламенения и взрыва пылевоздушной смеси (также в случаях, когда индикатором не был зарегистрирован взрыв) служила стеклянная модель взрывной бомбы, а регистрация вспышки заменялась непосредственными наблюдениями экспериментатора.

В качестве первичных (при разработке методики) были проведены опыты по определению взрываемости угольной пыли различных сортов угля: подмосковного, газового, тощего и горючего сланца. Исследование взрываемости проводилось для угольной пыли, просеянной через сито № 100 по DIN (фракции от 0 до 60 м) и высушенной в термостате при 105° до постоянной веса. Навески пыли брались в пределах от 300 до 5 000 мг.

Воздух подавался компрессором при среднем расходе около 750 см³/сек и напоре $\Delta p = 15$ мм вод. ст. Предварительно воздух подогревался, и температура его перед входом во взрывную бомбу достигала 110° С.



Фиг. 3. Схема бомбы для определения взрываемости пыли.

Пылевоздушная смесь воспламенялась посредством электрической искры (от катушек Румкорфа) мощностью ~ 800 вт. Разность потенциалов у зажимов достигала 40 000—50 000 в.

Предварительные опыты дали возможность выявить ряд недостатков экспериментальной установки и, устранив их, провести исследование взрываемости некоторых объектов, представляющих серьезный промышленный интерес.

ОПЫТНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Основные опыты велись с пылью артемовского угля и его смесью с сучанским углем. Состав углей приведен в табл. 2.

Таблица 2

	C_p	H_p	S_p	W_p	A_p	K_p^x	V_2
Артемовский уголь	42,43	3,10	0,24	25,55	18,52	3495	45,1
Сучанский уголь	64,19	3,12	0,38	4,56	23,92	5780	12,5

Таблица 3

Опыты по взрываемости угольной пыли артемовского угля на холодном воздухе ($t = 20^\circ \text{C}$)

№ по пор.	№ эксперимента	Навеска, мг	Концентрация, $г/м^3$	Давление, ат
1	14/173	800	233	0,4
2	7/104	1 000	355	0,4
3	25/203	1 200	425	0,085
4	26/204	1 400	495	—
5	10/107	1 500	530	1,085
6	6/184	1 600	565	1,74
7	6/103	2 000	710	1,6
8	7/185	2 000	710	1,57
9	8/186	2 500	885	1,6
10	3/100	3 000	1 060	1,6
11	5/153	3 000	1 060	0,715
12	7/176	3 000	1 060	1,42
13	4/101	4 000	1 420	1,71
14	6/154	4 000	1 420	—
15	18/176	4 000	1 420	1,17
16	1/98	5 000	1 770	1,86
17	7/155	5 000	1 770	1,00
18	19/176	5 000	1 770	1,00

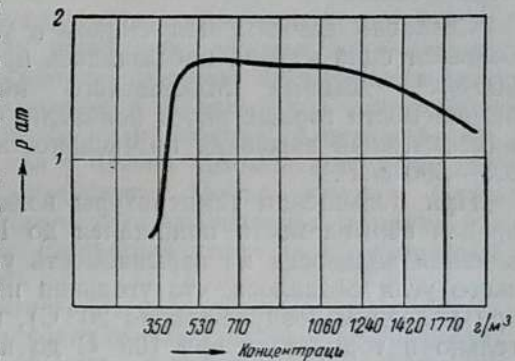
Таблица 4

Минимальная концентрация для взрываемости различной угольной пыли (по Штейнбрехеру)

№ по пор.	Наименование угля	Нижний предел взрываемости, $г/м^3$	Летучие не органические массы, %
1	Бурый уголь из Оссегера	280	59,1
2	„ „ Гейзенталя	300	48,5
3	Лигнитовый бурый уголь	360	67,5
4	Каменный уголь из Цвикау	370	44,5
5	Бурый уголь из Хебустадта	590	48,6

В дальнейшем не приводится опытного материала по сучанскому углю, так как последний, несмотря на значительное количество опытов (~ 30), проведенных при различных концентрациях (от 150 до 2 100 $г/м^3$), склонности к взрываемости не показал. Такой же результат дали смеси 40% пыли артемовского.

Изучение взрываемости артемовского угля показало, что этот уголь является взрывоопасным. В табл. 3 приведены результаты опытов для артемовского угля с холодным воздухом ($t = 20^\circ \text{C}$). Как видно из таблицы, первые заметные по индикатору взрывы начинаются при концентрации угольной пыли ~ 280 $г/м^3$. Затем с увеличением концентрации мощность взрыва увеличивается, достигая максимума при 565 $г/м^3$. Дальнейшее увеличение концентрации до 1 060 $г/м^3$ не дает увеличения давления, которое остается почти постоянным. Дальнейшее увеличение концентрации приводит к уменьшению давления. На фиг. 4 эти данные приведены в виде графика. (Опыты 4/101 и 1/98 для концентрации в 1 420 и 1 770 $г/м^3$ выпадают. Неоднократно повторенные опыты не подтвердили этих высоких давлений, и объяснить их можно только наличием в этих навесках большего количества тончайших фракций.)



Фиг. 4. Характеристика взрываемости пыли артемовского угля.

450—2

Низшим пределом взрываемости артемовского угля является концентрация в 280 г/м^3 . Этот предел взрываемости хорошо согласуется с данными Штейнбрехера (табл. 4) и достаточно удовлетворительно с данными МГУ (табл. 5).

Таблица 5

Минимальные концентрации угольной пыли различных углей, способные дать взрыв (по данным Физического института МГУ)

№ по пор.	Наименование угля	Запыленность потока г/м^3	Выход летучих, %
1	Украинский бурый уголь (Александровских разработок)	124	57
2	Ткварчельский промпродукт	155	37
3	Ткварчельский уголь	245	37
4	Кизеловский уголь	245	41
5	Донецкий газовый уголь	385	29

Согласно данным, полученным в указанных опытах, наибольшая сила взрыва наблюдалась при концентрациях около 600 г/м^3 . Данные Макеевского института ВЦСПС по безопасности горных работ показали, что для донецких углей максимальная взрывная интенсивность лежит в пределах $300\text{—}600 \text{ г/м}^3$.

При повышении температуры воздуха до 200°C низший предел взрываемости понижался до 180 г/м^3 . При изучении влияния зольности на взрываемость угольной пыли артемовского угля оказалось, что угольная пыль размером $0\text{—}60 \mu$ при холодном воздухе (около 20°C), подсушенная предварительно в термостате при 105°C до постоянного веса, понижает свою взрывоопасность. Данные для артемовского угля с $A = 25\%$ показывают более высокое значение низшего предела взрываемости, равного в этом случае 425 г/м^3 .

Исследования взрывоспособности смесей угольной пыли артемовского и сучанского углей показали, что опасность взрыва уменьшается с увеличением содержания в смеси пыли сучанского угля. Были исследованы несколько весовых соотношений смесей пыли (табл. 6).

Типичные взрывы были получены из смесей $75\% \text{ A}$ и $25\% \text{ C}$. Взрывы были средней интенсивности при концентрациях $600\text{—}700 \text{ г/м}^3$.

В смесях с $60\% \text{ A}$ и $40\% \text{ C}$, а также $50\% \text{ A}$ и $50\% \text{ C}$ взрывов не наблюдалось. Наблюдения за поведением этих смесей в стеклянной бомбе показали, что около электродов иногда развивается энергичное горение, которое, однако, в пределах опытов, никогда не переходило во взрыв.

Таблица 6

Артемовский уголь весовой, %	Сучанский уголь весовой, %	Диапазон концентраций, г/м^3	Число опытов
75	25	34—1 770	20
60	40	283—1 770	10
50	50	300—1 420	9

В настоящее время можно считать установленным влияние содержания летучих на взрывоопасность угольной пыли. Окончательная расшифровка механизма взрываемости угольной пыли, повидимому, и должна вестись в направлении изучения роли летучих. Вопрос о влиянии поверхностных сил до сих пор совершенно не освещен и требует соответствующей разработки.

Микроскопические наблюдения пыли артемовского и сучанского углей (проход через сито $100\text{—}DIN$ и сушка в термостате до постоянного веса) дают различную характеристику состояния поверхности отдельных пылинок артемовского и сучанского углей. Поверхность пылинок артемовского угля неровная с раковистым изломом, в то время как поверхность отдельных частиц сучанского угля плоская, блестящая. Активность поверхностных сил у частиц артемовского угля значительно больше, чем у сучанского. Почти каждая более круглая частица артемовского угля «облеплена» мелкими частицами порядка $3\text{—}7 \mu$. Сучанский уголь таких скоплений показывает очень немного.

Наконец, требует тщательного исследования самая обстановка, при которой происходят взрывы пыли в промышленных агрегатах (главным образом, в пылепроводах). Хотя такое исследование и крайне сложно, но без него вопрос о нахождении рациональных методов лабораторного исследования и соответствии лабораторных данных эксплуатационным опытам не будет решен до конца.

Г. Ф. КНОРРЕ и З. И. ПАНОВА

ХАРАКТЕРИСТИКА ТЕКУЧЕСТИ ЖИДКОГО ТОПОЧНОГО ШЛАКА¹

(1939—1940 гг.)

ОБЩЕЕ

Удаление шлаков из топочного процесса без систематического засорения этими шлаками самого топочного устройства

¹ Экспериментальная часть работы проводилась бригадой в следующем составе: З. И. Панова, М. Е. Ремпель, **Н. П. Баратынский.**

является задачей, успешно разрешенной далеко не для всех случаев современной топочной техники. Особенно тяжелой эта задача становится при сжигании в виде пыли каменных углей, обладающих значительным количеством легко шлакующей золы. За последнее время американская и европейская практика часто переходит от топок с сильно охлажденным топочным низом для «сухого шлакоудаления» к топкам с горячими подами (ядро факела располагается непосредственно над подом) для жидкого шлакоудаления. Успех дела в этом случае в основном определяется текучестью шлаков (величина, обратная их вязкости) и необходимой для этого температурой шлаковой ванны. Таким образом, предсказать поведение шлака какого-нибудь топлива при жидком шлакоудалении без изучения вязкости этих шлаков как функции температуры оказывается невозможным.

Было бы, однако, ошибочно думать, что для изучения физических свойств шлаков достаточно лабораторное изучение свойств первичной золы исходного топлива.

В топочном процессе — особенно в пылеугольном, в котором вся зола проносится по топочному объему и в основном удаляется через дымоходную систему, — неизбежна не только механическая (по составу фракции), но и весьма существенная химическая (по химическому составу) сепарация. Если не учесть этого обстоятельства, можно при изучении свойства только исходной золы придти к совершенно неверным техническим выводам. Изучение свойств шлака и самого процесса шлакообразования должно поэтому вестись не только на основе свойств золы исходного топлива, но и с учетом местных условий шлакообразования в топочной камере.

ТЕХНИЧЕСКАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ ТОПОЧНЫХ ШЛАКОВ

Мы придерживаемся простейшего классификационного признака технических свойств любого шлака в зависимости от места его возникновения (накопления) в топке. По нашему мнению, следует четко различать шлаки камерные (витающие в топочной камере), натрубные (осаждающиеся на трубках котла), настенные (прилипающие к стенкам топки), дымоходные (увлекаемые газом в дымоходы) и, наконец, подовые (падающие на под топки).

Происходящий в топочной камере (в факеле) процесс сепарации имеет не только количественный, но и качественный характер. Как показывают наши исследования, и сами подовые шлаки химически весьма отличны друг от друга при одной и той же исходной золе в зависимости от способа удаления — «сухого» или «жидкого». Объясняется это в основном тем, что при жидком шлакоудалении шлаки известное время выдерживаются в шлаковой ванне, в которой они по-

степенно выгорают и вывариваются, выделяя газы разложения и меняя медленно свой состав, чего нет при сухом шлакоудалении, где шлаки, выпадая вниз, закаляются в холодной зоне шлаковой воронки. В подавляющем большинстве случаев шлаки представляют стекловидные массы (перехлажденные жидкие растворы с громадной вязкостью при обычной комнатной температуре, что делает их только внешне схожими с твердыми кристаллическими веществами).

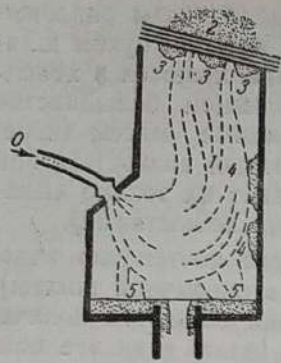
Хорошо известно, что стекло при варке постепенно видоизменяет свой химический состав (состав первичной шихты), выделяя газ (CO_2) и требуя для доварки большого количества времени. При недоваренном стекле (даже если все компоненты находятся в жидком, вязком состоянии) наблюдается свиливатость, т. е. наличие в нем застывших неоднородных масс, не успевших вследствие своей малой подвижности хорошо перемещаться и прореагировать друг с другом. При жидких топочных шлаках такая неоднородность должна увеличиваться за счет непрерывного попадания в ванну новых частиц как золы, так и самого топлива, а также и материала топочной кладки. Все это приводит к значительному усилению неоднородности и к тому, что при жидком шлакоудалении топочная техника вынуждена иметь дело, в сущности, с недоваренными стекольными массами, которые при дальнейшей термической обработке еще меняли бы свой состав и свойства.

Не менее сложные химические процессы происходят и при образовании настенных топочных шлаков, когда они начинают химически взаимодействовать с кладкой¹, и даже при образовании натрубных шлаков — процесс, которому уже приписывается определенный сложный механизм с начальной конденсацией щелочей на холодных поверхностях котельных труб и который требует специального тщательного экспериментального изучения².

Указанная сложность химического взаимодействия минеральных компонентов топлива, которые еще недавно принимались теплотехникой за «инертный» балласт и характеризовались одной величиной: процентным весовым содержанием (A_p), заставляет переходить на тонко дифференцированные методы изучения этих явлений с тщательным учетом не только свойств первичной золы и общих режимных условий, но и условий, специфически характеризующих место шлакообразования в топке.

¹ Лабораторные исследования, на основе которых может развиваться изучение этого явления, ведутся в настоящее время обычно в виде испытаний различных огнеупоров на шлакоустойчивость.

² P. Rosin Braunkohle, № 31, 1931. Г. Ф. Кнорре, Курс топочных процессов, ч. 1.



Фиг. 1. Схема дифференциации шлаков в топочном объеме.

1 — шлак в объеме; 2 — шлак уноса; 3 — шлак нагрубный; 4 — шлак настенный; 5 — шлак подовый.

показать истинную температуру жидкоплавкого состояния, если бы методы ее определения не были так эмпиричны и ненадежны.

Фиг. 1 иллюстрирует ту дифференцировку шлаков, которой придерживаются авторы для случая жидкого шлакоудаления. Аналогичный прием должен иметь место и при других способах сжигания¹.

Глубину происходящей в топочном объеме химической сепарации шлаков показывает табл. 1, в которой приводятся наши данные по трем углям, испытанным на топке с жидким шлакоудалением Казанской ТЭЦ. Существенность этой сепарации в значительной мере изменяет физические свойства шлаков, образовавшихся в различных местах топочного процесса. Последняя графа ($t_{нд}$ — температура начала деформации) отражает это довольно слабо, существеннее было бы

Таблица 1

Название угля	SiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	CaO	MgO	SO ₃	(щелочи)	$t_{нд}$, °C
I. Кизеловский уголь								
1. Исходная зола . . .	48,6	34,0	15,0	0,5	1,4	0,5	—	1370
2. Дымоходные шлаки (унос)	48,3	36,4	12,5	1,0	1,3	0,9	—	1370
6. Подовый шлак . . .	54,0	32,1	10,4	2,0	1,0	0,7	—	1220
II. Антрацитовый штыб								
1. Исходная зола . . .	48,4	43,3	—	4,8	2,0	1,9	—	1210
2. Дымоходные шлаки (унос)	53,3	41,1	—	2,3	2,4	1,6	—	1300
6. Подовые шлаки . . .	56,3	39,0	—	2,7	1,0	0,9	0,1	1200
III. Араличевский уголь								
1) Проба № 1	51,4	34,7	6,4	2,5	1,5	1,3	2,1	1220
2) Проба № 1	51,3	35,4	4,5	3,2	1,8	1,0	2,8	1230
0) Проба № 1	55,2	33,2	7,0	3,0	1,5	1,1	—	1180
2) Проба № 2	54,6	30,1	6,3	3,9	1,5	1,8	2,0	1240
6) Проба № 2	55,7	31,4	5,6	3,0	0,7	1,5	2,0	1275
6) (другая партия) . . .	57,8	30,7	6,5	3,7	1,3	0,8	—	1190

¹ Аналогичными соображениями руководствовался и Феллинг в своей работе.

ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ШЛАКОВ

Топливные шлаки представляют собой многокомпонентные системы с ярко выраженной силикатной основой. За основу эту можно было бы принять четверную систему SiO₂—Al₂O₃—FeO—CaO, однако и она является весьма сложной для изучения. Наиболее тщательно изучена по своим свойствам тройная система SiO₂—Al₂O₃—CaO. На фиг. 2 дается диаграмма Ренкина, построенная по принципу треугольника Гиббса.

Такая диаграмма представляет лишь проекцию пространственной диаграммы на горизонтальной плоскости. Жирными линиями нанесены проекции эвтектик, тонкими — температурный рельеф. Из этой диаграммы явствует, что наиболее интересующая нас область (половина муллита и ²/₃ корунда) топливных шлаков (~60% SiO₂, 30—40% Al₂O₃, 2—10% CaO) еще не исследована. Объясняется это, во-первых, тем, что подобные исследования велись до сего времени лишь в области технических стекол и за последнее десятилетие — в области металлургических шлаков. Обе эти области для постановки исследований по плавкости и вязкости требуют сравнительно невысоких температур (до 1500°С). Область же топливных шлаков для тех же исследований требует лабораторных приборов с температурами до 2000°С, что значительно отяжеляет технику экспериментирования (огнеупорность и шлакоупорность применяемых деталей, техника измерения температур и др.).

Следует также иметь в виду, что натуральные топливные шлаки благодаря наличию в них некоторого количества железа довольно далеки по своим свойствам от чисто силикатной тройной системы (SiO₂—Al₂O₃—CaO). Изучение физико-химических свойств таких сложных систем, какими являются топливные шлаки, представляет весьма длительную и трудоемкую задачу, к сожалению, нигде еще не поставленную в достаточно развернутом виде.

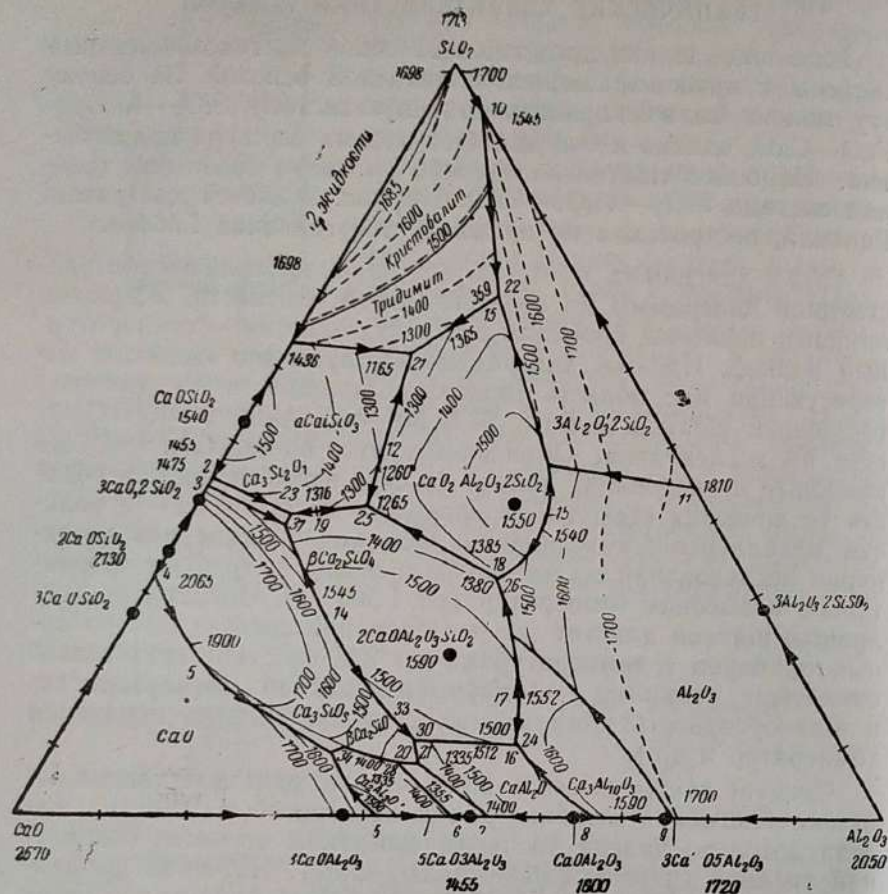
Для дальнейшего нами избран следующий путь исследования:

а) исследуются натуральные шлаки технически наиболее существенных и типичных сортов каменных углей;

б) исследование ведется с натуральными шлаками, отобранными в соответствующих местах топки, в данном случае — в шлаковой ванне топки с жидким шлакоудалением;

в) параллельно с этим изучаются свойства синтетически созданных смесей (тройных и четверных), представляющих типичные силикатные основы указанных натуральных шлаков.

Конечной целью намеченного исследования явилось бы установление таких технических характеристик топочных шлаков, которые на основе внутренних свойств этих шлаков



Фиг. 2. Система $\text{SiO}_2 - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{CaO}$ (по Rankin'у, исправленная Greig'ом).

позволяли бы определить необходимые внешние, режимные условия технически осуществимого жидкого шлакоудаления. При необходимости работы с весьма вязкими шлаками в состав исследования пришлось бы включить и изучение влияния флюсуемых компонентов, могущих получить техническое применение в топочной технике. В этом случае исследования синтетических смесей приобретают особо существенное значение.

Основой всякого исследования должно явиться изучение такого физического свойства, которое доступно для лабораторных определений, имеет достаточно разработанную теорию, обосновывающую выбор этого свойства, и которое возможно в дальнейшем достаточно четко увязать с химическим составом изучаемых шлаков.

Состав шлаков определяется уже достаточно выработавшимся силикатным анализом. Однако, для топочных шлаков является особенно важным надежное количественное определение тех примесей, которым приписывается в настоящее время наиболее эффективное воздействие на изучаемое свойство. На первых этапах исследования нам представлялось особенно существенным овладеть количественным расчленением основных железных окислов Fe_2O_3 и FeO (что и было проделано нашей лабораторией в 1939 г.), влияние которых на свойства шлаков весьма различно. В дальнейшем пришлось бы учитывать и наличие незначительных примесей некоторых окислов (например, TiO_2 , MgO , щелочи), которые и в ничтожных количествах оказывают, по видимому, достаточно сильное влияние на поведение шлаков.

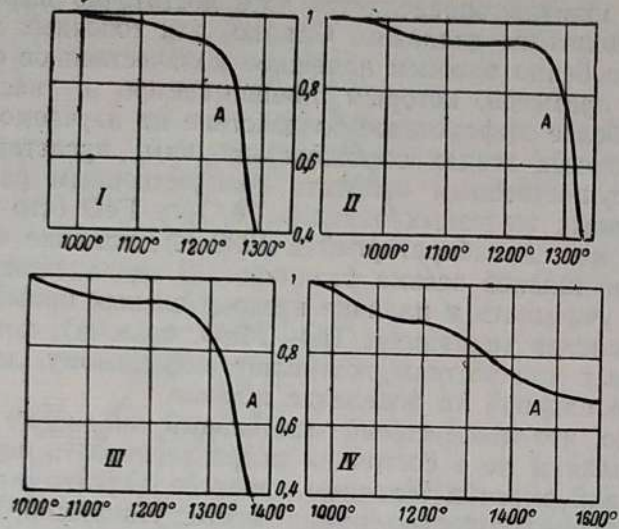
Понятно, что даже самый тщательный анализ по составляющим шлакам не в состоянии охарактеризовать поведение этой сложной смеси в топочном процессе. Однако, попытки такого рода неоднократно имели место. Например, хорошо известна характеристика плавкости (и ее многочисленные варианты), характеризующая степень кислотности шлаков:

$$\alpha = \frac{\text{SiO}_2 + \text{Al}_2\text{O}_3}{\text{FeO} + \text{Ca} + \text{MgO}}$$

Предполагается, что характеристика эта в самых общих чертах чисто качественно дает представление о плавкости шлака (шлак с уменьшением этой величины становится более легкоплавким), хотя известны многие исключения. Грубо эмпирический характер указанной характеристики ясно виден из самой ее структуры.

Среди физических свойств шлака в современной топочной технике наиболее существенной до настоящего времени считалась плавкость. Неоднократно делалась попытка классификации шлаков по степени плавкости (температура плавления). В настоящее время в технических данных различают три температурные точки: температуру начала деформации ($t_{н.д}$), температуру размягчения ($t_{разм}$), температуру жидкоплавкого состояния ($t_{жс}$).

Лабораторные определения ведутся по американскому методу (метод трех конусов): за начало деформации принимается температура, при которой углы таких шлаковых конусов теряют свою четкую форму. Температурой плавления (размягчения) считается температура, соответствующая моменту, когда испытываемый шлаковый конус, изогнувшись, коснется вершиной своего основания или сплавится в каплю. Температурой жидкоплавкого состояния считается та температура, при которой конус растекается на подставке, теряя всякую форму.



Фиг. 3. Кривые деформации золы (по Бунте-Баум).
I и II - каменные угли; III и IV —бурые угли.

Условность и эмпиричность метода очевидны, даже если признать, что плавкость данного образца шлака целиком определяется единственным режимным фактором — температурой. Условен и самый способ изготовления образцовых конусов, формируемых из измельченной пробы шлака. В силикатном деле известно, что плавкость материала в значительной мере зависит от величины зерна. Нами изготовлялись образцы двумя способами: выпиливанием конусов из цельного куска шлака и формированием из измельченного шлака. Опыт показал, что образцы из цельного куска начинали плавиться заметно раньше образцов из измельченного шлака.

Некоторым шагом вперед является определение плавкости по способу Бунте-Баума. Взамен определения трех температурных точек в этом способе определяется «кривая плавкости» в координатах «высота образца—температура». Получаемые на аппарате Бунте-Баума кривые изменения высоты образца, т. е., по существу, кривые деформации в зависимости от температуры, приведены в качестве примера на фиг. 3. Несмотря на значительный интерес такого метода изучения, нельзя все же забывать, что большинство условностей метода конусов сохраняется и здесь даже в лучших вариантах¹: зависимость поведения образца от его размеров (отношение поверхности к объему), от размеров зерна, из которого изго-

¹ Новый прибор Бунте-Баума, фиксирующий изменение высоты образца без искусственного нажатия на него с помощью подвижной фото-

товлен образец, от газовой среды, заполняющей рабочую полость прибора, и т. п.

Мы не говорим уже об основном вопросе для всякого технически приемлемого лабораторного определения — о необходимости соблюдения сходственности режимных условий (в данном случае хотя бы тепловых) обработки образца в лабораторном приборе и в промышленном аппарате (в данном случае в топке). Нередко (когда этим вопросом не хотят пренебречь) он является основным техническим затруднением при организации лабораторных определений. Об остальных методах определения плавкости, имеющих меньшее техническое значение, мы не упоминаем.

В заключение следует указать, что плавкость не является той универсальной физической характеристикой, которая в состоянии помочь расшифровать ряд сложных и своеобразных явлений, имеющих место при шлакообразовании в топке. Самое понятие плавкости, примененное к стекловидным массам (переохлажденным смесям), теряет в этом случае свою определенность. Эмпирические же методы наблюдения над плавкостью образцов нередко дают повод к неверным выводам, противоречащим данным топочной техники.

Изучение физико-химических свойств золы и шлака, само по себе весьма важное и необходимое, еще недостаточно для объяснения происходящих в топках процессов шлакообразования, так как на последние помимо исходных свойств минеральных остатков топлива решительное влияние оказывают и те условия, в которых он протекает. Условия эти кроме способа сжигания топлива в значительной мере зависят от свойств горючей массы топлива, являющейся носителем минеральных примесей.

Так, когда говорят о легкоплавкой или тугоплавкой золе, эти понятия еще не определяют поведение ее в топочном процессе. Например, легкоплавкая зола северных сланцев не шлакуется (или почти не шлакуется) в слоевых процессах, так как бедная коксовая основа горючего не в состоянии развигивать в кусках топлива (слое) высоких температур. То же явление имеет место и при древесном топливе, но в этом случае благоприятным добавочным фактором является малое относительное содержание золы. Наоборот, донецкие антрациты, как правило, сильно шлакуются не только при содержании легкоплавких зол (некоторые сорта Боковских антра-

ленты; метод М. П. Ланской (Харьковский институт железнодорожного транспорта), фиксирующий изменение высоты образца с помощью катетометра. Имеющиеся в литературе попытки сочетания метода конусов с методом Бунте-Баума кажутся нам ненужным шагом назад к наиболее грубым формам эмпирики.

цитов), но и при сравнительно тугоплавких золах, так как при пренебрежимо малом количестве летучих, свойственных этой «старой» горючей массе, почти все тепловыделение сосредоточивается на поверхности куска топлива (в слое).

Мало уделяется внимания и ряду режимных факторов за исключением температурного, которому и приписывается целиком определяющее воздействие на поведение шлака. Так, например, при проектировании пылеугольных топок стараются соблюсти условие $t_{\text{топ}} < t_{\text{разм}}$, понимая под $t_{\text{топ}}$ температуру уходящих из топки газов, несущих распыленные шлаки при вступлении их в первый трубный пучок котла. Между тем, обычные лабораторные определения $t_{\text{разм}}$ ведутся в так называемой полувосстановительной среде (криптоловые печи), при которой сильно снижается температура плавления.

Объясняется это, главным образом, тем, что при чисто восстановительной среде закись железа (FeO) восстанавливается до чистого металла и не участвует в дальнейшем шлакообразовании, а при чисто окислительной атмосфере FeO переходит в более прочное соединение — окись железа Fe_2O_3 , которая также значительно менее активна, чем FeO, в отношении взаимодействия с силикатной основой шлаков (SiO_2 , Al_2O_3), с которой FeO при соответствующих температурных условиях легко образует легкоплавкие силикаты.

В это же самое время в промышленных топках в конце пылеугольных факелов всегда имеет место окислительная среда (избыток воздуха $\alpha > 1$), и можно, повидимому утверждать, что если только в золе топлива не присутствуют в заметном количестве щелочи (K_2O , Na_2O), условие $t_{\text{топ}} < t_{\text{разм}}$ не является решающим ограничением для повышения теплового напряжения топочного объема без риска зашлаковки котельного трубного пучка.

Прямой технический смысл температурные характеристики имеют в отношении оценки поведения самого шлака в топочном процессе. Однако, не следует забывать, что чисто статистические характеристики далеко не достаточны для полноценной технической оценки (например, суждение о свойстве шлаков или золы по одной температурной точке). Г. Ф. Кнорре предложена техническая характеристика шлака в виде отношения:

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{t_{\text{ж}} - t_{\text{разм}}}{t_{\text{разм}}}$$

где числитель представляет интервал температур, необходимый для перевода жидких шлаков в гранулированное состоя-

ние, а знаменатель отражает общий температурный уровень протекающего процесса грануляции топочных шлаков. Такая характеристика при достаточно надежных определениях входящих в нее температурных показателей могла бы в значительной степени облегчить разъяснение ряда явлений, происходящих в топочных условиях. Последнее иллюстрируется, например, следующими соображениями:

а) Указанный критерий весьма велик. Это может быть свойственно либо легкоплавким шлакам, либо шлакам с сильно вытянутым интервалом грануляции. Такие шлаки в слоевом процессе могут легко привести к зашлакованию решетки, так как чем больше температурный интервал, тем большее количество тепла должно быть отнято от шлаков; тем больше вероятности, что предоставленного времени не хватит для их остывания в идущем навстречу потоке воздуха и они достигнут колосниковой решетки в жидком виде. В таких случаях потребовалось бы решительное усиление охлаждения. При переходе же на большие форсировки последнее может получиться само собой за счет увеличения скорости движения охлаждающего воздуха. В самом деле, в ряде случаев зашлакование решетки происходит легче при малых нагрузках слоя. Возможны и искусственные мероприятия — вдувание в воздух пара, водяной пыли, частичная регенерация дымовых газов и т. п.

б) Большие значения критерия в одинаковой мере неблагоприятны и для пылеугольных топок, так как означали бы необходимость устройства хорошо развитой грануляционной зоны (нижний и особенно верхний гранулятор, далеко не всегда удобный в эксплуатации).

в) Указанный критерий очень мал. Случай, нередко встречающийся при бурых углях: грануляционный интервал температур невелик, зола тугоплавкая. В этом случае при слоевых способах сжигания наблюдается так называемое «озоление» кусков топлива. Температуры на поверхности куска топлива невелики, зола спекается, но не стекает с кусков, постепенно образуя вокруг них воздухо непроницаемую изолирующую оболочку. В результате — значительный недожог топлива, если не принять мер к энергичному разрушению золой корки (механическая топка с принудительным относительным перемещением частиц).

В тех случаях, когда за основной показатель берется вязкость, упомянутый ранее критерий может быть написан в следующем виде:

$$\frac{\Delta \eta}{\eta} = \frac{\eta_1 - \eta_2}{\eta_2}$$

где η_1 и η_2 — верхний и нижний пределы желательного температурного интервала. Например, при жидком шлакоудале-

нии t_1 — температура, соответствующая той наименьшей вязкости (верхний предел текучести), выше которой нет смысла прогревать шлаки, а t_2 соответствует предельно допустимой повышенной вязкости (нижний предел текучести), при которой еще возможно бесперебойно жидкое шлакоудаление.

ВЯЗКОСТЬ

Все изложенное заставляет считать, что принятые в лабораторной технике определения плавкости могут иметь лишь качественное и вспомогательное значение. Более универсальным физическим свойством шлаков, но пока мало доступным для лабораторных определений, является их вязкость, имеющая к тому же хорошо разработанную теорию.

Что же касается жидкого шлакоудаления, то вязкость подового шлака является той прямой характеристикой, которой должен определяться технический эффект самого метода отвода шлаков. Поэтому надо рассчитывать, что овладение методом определения вязкости топочных шлаков окажет рациональную помощь топочной технике во всех тех случаях, когда шлакоудаление становится серьезной задачей, обеспечивающей бесперебойный ход топочного агрегата.

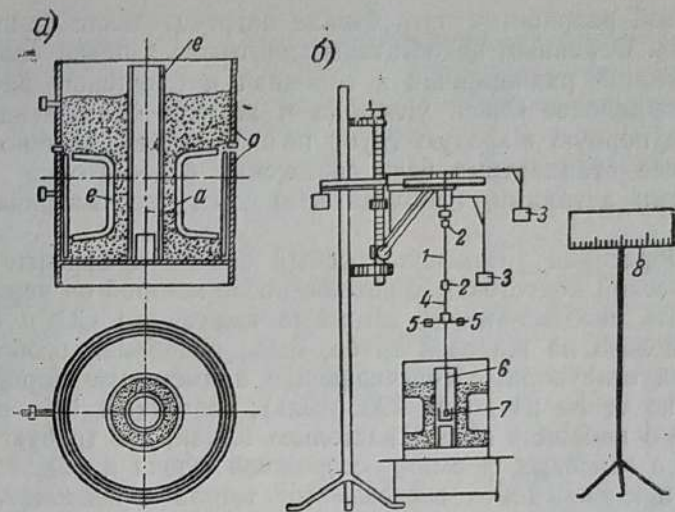
Основными трудностями, как уже отчасти упоминалось, здесь являются:

- 1) высокий диапазон температур, который необходимо соблюдать для постановки таких определений;
- 2) необходимость применения особо огнеупорных и шлакоупорных материалов;
- 3) технические трудности определения температуры внутри шлаковых образцов;
- 4) сравнительная сложность аппаратуры.

Наиболее простыми и заманчивыми могли бы оказаться косвенные методы определения вязкости (например, связь между электропроводностью и вязкостью шлаков). Однако, эти методы сами потребовали бы тщательной проверки прямыми методами.

Из последних наиболее простым по аппаратуре и надежным по результатам определения является метод двух коаксиальных цилиндров, широко применяемый для жидкостей и пыли, освоенный также для определения вязкости стекол и металлургических шлаков. Метод этот разрабатывался и осваивался в лаборатории в 1939 г. для топочных шлаков. Впервые были получены кривые «вязкость—температура» для шести различных топочных шлаков и притом в довольно широком, технически важном диапазоне температур.

Стекольным массам свойственен (в отличие от твердых кристаллических тел) плавный переход от жидкого к твердому состоянию, почему им обычно и приписывается на-



Фиг. 4. Схема криптоловой печи (а) и вискозиметра (б).

2 — криптол; б — железный кожух; 2 — жаровая труба; е — огнеупорная труба; г — нить; 2, 2 — зеркала; 3, 3 — лампочки; 4 — стеклянная палочка; 5, 5 — балансиры; б — подвеска; 7 — шпindel; 8 — шкала.

личие областей: «истинно жидкой», «вязкой» (в которой идет частичная ассоциация молекул) и «хрупкой» (полная кристаллизация). Прямыми экспериментальными определениями удается захватить обе высокотемпературные зоны — «истинно жидкую» и «вязкую».

Для определения вязкости исследуемых шлаков нами был сооружен вискозиметр типа проф. Селиванова. После весьма многочисленных опробований пришлось остановиться на корундизовых тиглях и корундизовых головках шпинделей, насаженных на силитовые стержни. Многочисленные другие материалы не давали ни достаточной огнеупорности, ни достаточной шлакоупорности и не обеспечивали проведения даже единичных опытов. Размеры избранных рабочих органов см. фиг. 4.

Корундизовый материал для тиглей и шпинделей (изготовлен заводом им. Ломоносова в Ленинграде) при осторожном обращении обеспечивает необходимую работоспособность прибора при шлаках, не слишком богатых железными окислами. Шлаки с малым содержанием железа почти не действуют на корундиз (проникновение шлака в материал стенок становится заметным при наличии 6% окиси железа). Шлаки с 25—30% Fe_2O_3 (торф) разъедают корундиз уже при сравнительно низкой температуре ~ 1250° С. Повидимому, здесь требуется переход на кварцевые тигли. Тигли, употребляемые в металлургической практике (жароупорные стали для легкоплавких шлаков и графит) совершенно неприменимы при богатых железом топочных шлаках.

Особой разработки потребовала нагревательная криптоловая печь. Основным недостатком криптоловых печей является недостаточно равномерная и склонная к смещению рабочая зона, выделение окиси углерода и железа, осаждающегося на огнеупорную жаровую трубу печи. Наконец, обычно применяемые стандартные печи снабжены недостаточно огнеупорными деталями, необходимыми для рассматриваемых целей.

Лаборатория установила особый способ предварительной термической подготовки криптола, после которой он перестает выделять сколько-нибудь заметные количества СО и осаждавать железо на жаровой трубе. Была подобрана особая рецептура огнеупора, обеспечивающая наименьшую пористость [корракс от № 24 до № 220 (пыль), связанный 10% просяновского каолина]. Масса настолько тощая, что требует формовки в гипсовых формах, осторожной сушки и обжига.

В применявшемся вискозиметре тигель неподвижен, вращение получает шпindel, подвешенный на металлической струне, по углу закручивания которой и определяется вязкость (угол разбега двух световых зайчиков, отражающихся на шкале от двух зеркал, подвешенных к струне).

Основной недостаток прибора — трудность надежного определения температуры шлаковой массы, заставлявшая отказываться от применения термопар как основного метода и пользоваться оптическими методами. Исследования показали, что измеряемая оптикой температура поверхности шлаков может в соответствующих случаях отличаться от температуры внутри массы на 40—60° С. Во избежание этого принимались различные меры по предохранению поверхности шлака от излишнего остывания, и во время определений шлак выдерживался при данной температуре некоторое время. После того как шлаки предварительно расплавились при повышенной температуре, затем остужались до начальной максимальной вязкости, еще доступной для определения на применявшемся приборе (400—500 пуаз при ~ 1450° С), печи задавался медленный режим прогрева с остановками через каждые 20—30° С для производства измерений.

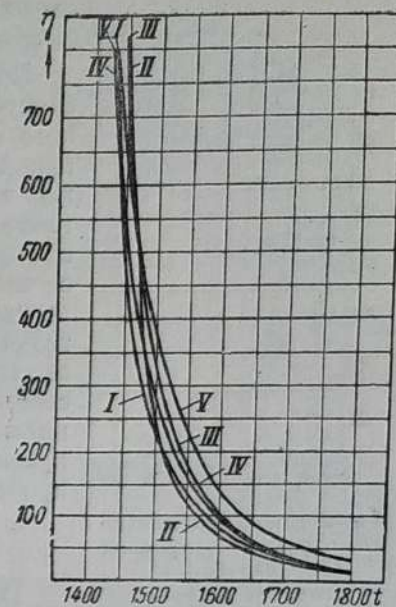
ОПЫТНЫЕ ДАННЫЕ

Полученные данные позволили получить кривые «вязкость — температура» для пяти различных проб (фиг. 5). Как и ожидалось, они дали совершенно закономерную связь между вязкостью и температурой. Применяя употребительный в стекловидной вискозиметрии прием двойного логарифмирования, дающий линейную связь „lg lg η — t“ с обязательным переломом на границе «истинно жидкого» и «вязкого» состояния стекла вследствие начала частичной кристаллизации

смеси, мы получили (фиг. 6) в двух случаях перелом в пределах исследованного интервала вязкости (араличевский и кизеловский угли). Специально проведенный петрографический анализ показал, что именно шлаки этих углей имеют наибольшую склонность к кристаллизации.

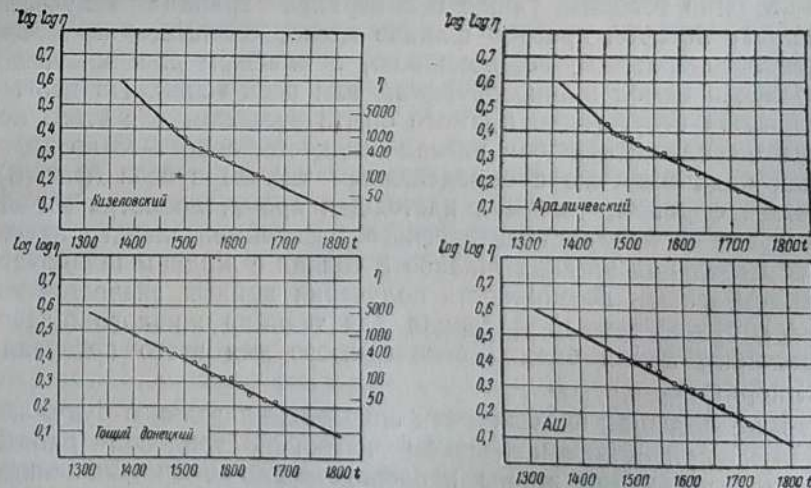
Интересно отметить, что вязкость всех испытанных шлаков оказалась в общем одного порядка. Однако, скорость изменения текучести $\frac{1}{\eta}$ от температуры для всех шлаков весьма различна, что должно серьезным образом учитываться в технике жидкого шлакоудаления.

Наиболее стекловидные шлаки (шлаки углей АШ, тощего донецкого, смеси тощего с газовым) имеют менее крутое падение вязкости (η), чем шлаки, склонные к кристаллизации (угли араличевский, кизеловский) при температурах ниже начальной кристаллизации последних. Шлак смеси тощего с газовым на всем ис-



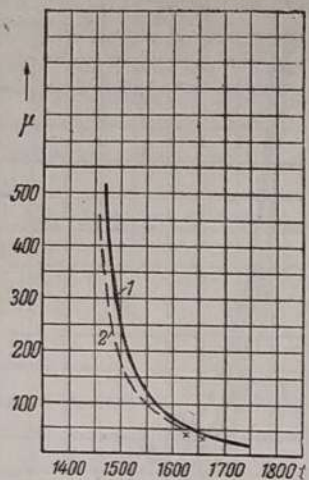
Фиг. 5. Зависимость вязкости от температуры.

I — артемовский уголь; II — кизеловский уголь; III — АШ; IV — тощий донецкий; V — смесь тощего с газовым.



Фиг. 6. Зависимость $\lg \lg \eta$ от температуры.

а — артемовский уголь; б — кизеловский уголь; в — АШ; г — тощий донецкий.



Фиг. 7. Кривые вязкостей для разного времени варки.

1—вязкость на режиме нагревания; 2—вязкость на режиме охлаждения.

удаления является, по нашему мнению, возможность определения необходимого предела температур в шлаковой ванне, ниже которого жидкое шлакоудаление уже технически невозможно вследствие малой подвижности (текучести $= \frac{1}{\eta}$) шлаков.

Можно говорить также и о верхней границе текучести, дальше которой прогрев шлаков может оказаться не только нецелесообразным, но, возможно, и опасным для жизнеспособности самой шлаковой ванны или всей топки. На первых порах за отсутствием прямого опыта эталоном для этого могла бы служить любая вязкая жидкость, с достаточно хорошей подвижностью с определенным числом пузырей (фиг. 8). Таким образом, уже и в настоящее время, несмотря на отсутствие у нас систематического экспериментального изучения поведения жидких шлаков в топках с жидким шлакоудалением, самая возможность получения кривых вязкостей создает существенный материал для техники жидкого шлакоудаления, давая оценку необходимого для этого интервала температур.

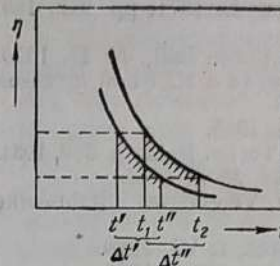
Еще большее значение эти определения должны будут получить при систематическом изучении тепловой работы жидкой шлаковой ванны непосредственно в промышленных топках, и, вероятно, на стендах. Наиболее существенным представляется изучение фактического распределения темпе-

следованном диапазоне вязкостей дал самую пологую кривую.

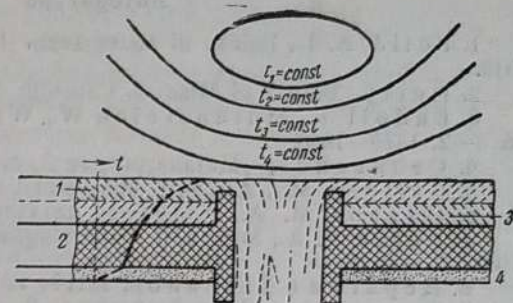
При получении кривых вязкости не следует забывать указания, сделанного нами ранее о медленности проварки стекла. Время пребывания шлаков в шлаковой ванне явно недостаточно для окончания такого процесса, и топочникам приходится иметь дело с «недоваренными» шлаками, физические свойства которых, а следовательно и текучесть, могут оказаться заметно отличными от тех, какие свойственны «доваренным» шлакам. Фиг. 7 иллюстрирует возможную разницу, полученную при двойном прохождении пробы через рабочие режимы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основным техническим значением применения кривых «вязкость—температура» шлаков для жидкого шлако-



Фиг. 8. Схема нахождения температурных интервалов оптимальных вязкостей для жидкого шлакоудаления.



Фиг. 9. Распределение температур в топке с жидким шлакоудалением.

1—стекающий слой шлака; 2—шамотный кирпич; 3—защитный шлаковый слой; 4—асбест.

ратур в шлаковой ванне (фиг. 9), которое могло бы обеспечить две необходимые зоны: 1) зону верхнего жидкого слоя, обладающего достаточной текучестью для бесперебойного жидкого удаления шлаков, и 2) зону нижнего, защитного слоя шлака, обладающего достаточно малой подвижностью, т. е. несменяемостью и малой активностью воздействия на керамический под шлаковой ванны (наличие его обеспечивается достаточной глубиной ванны).

Здесь опять уместно вспомнить, что хотя на первый взгляд в данном случае шлаки организуются в ванне как бы независимо от работы горючей массы в факеле, однако тип горючей массы топлива оказывает, правда, косвенное, но весьма существенное влияние на поведение шлака в ванне. Это объясняется тем, что при любом данном режиме топки распределение температурных зон в факеле, а следовательно и местоположение наиболее горячего ядра его, зависит от типа горючей массы топлива (молодая или тощая горючая масса). Подбор такого режима топки (а также и конфигурации топочного пространства), который при данной горючей массе обеспечивал бы правильное расположение ядра над шлаковой ванной, а тем самым и необходимый ее прогрев, и является основной задачей топочной техники при жидком удалении шлаков, характеризующихся определенной кривой вязкости.

К сожалению, теплообмен между факелом и ванной достаточно сложен и не изучен и требует накопления значительного числа экспериментальных систематических данных по распределению температур в топочном объеме и в ванне. Наибольшим затруднением может явиться техника измерения температур непосредственно в шлаковой массе. Вместе с тем такой эксперимент представляется совершенно необходимым для разъяснения ряда вопросов, указанных выше.

Литература

1. Feild A. L., Bureau of Mines Tech. Papers, № 1871, pp. 918, 189, 1918.
2. Herty, Bureau of Mines a. Carnegie Inst. Coop. Bull., № 47, 1930.
3. Endoll K., Müllensiefen W., Wagemann K., Stahl u. Eisen № 5—2, 1879—1880.
4. Селиванов, „Металлург“, № 3, стр. 86, 1935.
5. Caffery Mc., Am. Inst. Min., Metal Eng. Techn. Publ., p. 328, 1931.
6. Павлов М. А., „Советская металлургия“, № 3, 1932.
7. Pohle K. A., Mitt. a. d. Forschungsinst. d. Vereinigten Stahlwerke 1932.
8. Дерягини Хассанов, ЖПФ, т. V, 1928, т. VI, 1929.
9. Воларович М. и Зверева Л., „Домез“, № 5, 1934.
10. Hartmann F., Stahl u. Eisen, № 22, 1934.
11. Рулла, „Теория и практика металлургии“, № 11, 1937.
12. Гатчек, Вязкость жидкостей.
13. Эйтель, Физическая химия силикатов.

Б. Д. КАЦНЬЛЬСОН и Г. Ф. КНОРРЕ

ГОРЕНИЕ МАЗУТА С ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ГАЗИФИКАЦИЕЙ¹

(1938 — 1940 гг.)

ОБЩЕЕ

Современные тенденции топочной техники направлены в основном к значительному повышению интенсификации и к расширению диапазона эксплуатационной регулировки процесса. Сравнительная простота процесса в чисто газовом факеле позволила технике овладеть всей гаммой степеней интенсификации: медленным, так называемым «диффузионным», горением с вытянутым пламенем и быстрым, так называемым «беспламенным» горением. Эти достижения базируются на том, что при чисто газовом горении вопрос практически сводится в основном к степени интенсификации перемешивания двух газовых потоков — горючего и сжигающего. Скорость самой реакции в газовом факеле не лимитирует процесса в целом.

Несколько иное положение создается при сжигании жидкого углеводородного топлива, каким является имеющий широкое техническое применение мазут. Сжигание его во взвешенном состоянии в потоке воздуха требует прохождения ряда последовательных стадий: испарения, пирогенетического разложения (газификации), идущего в центральных частях факела с обильным выделением сажеобразного кокса

¹ В экспериментальной части принимали участие М. М. Вировлянская, Н. А. Добронравова и Н. Н. Дорватовская. Консультировал проф. А. Ф. Добрянский.

(если не предусмотрен специальный подвод первичного воздуха), перемешивания с воздухом и в результате — горения.

По современным представлениям процесс горения происходит лишь в периферийной зоне факела, представляющей как бы огневую, достаточно тонкую оболочку, в которой процесс идет по законам гомогенного горения. Эта «поверхность горения» характеризуется, как и в газовом факеле, теоретическим избытком воздуха ($\alpha \approx 1$) и максимальной температурой во всем газовом поле $T_{\max} = \mu T_{\text{теор}}$, где $\mu < 1$ — коэффициент эмиссии факела. Таким образом, итоговая скорость процесса сгорания в известной мере становится зависимой от скорости протекания предварительных стадий: испарения и пирогенетического разложения.

Процесс испарения помимо тепловых условий в значительной степени зависит от степени диспергирования (распыления) мазута. Этот вопрос за последнее время привлекал достаточное внимание и в техническом отношении неоднократно освещался в литературе. Некоторые изыскания были в свое время проведены в этой области и в ЛФО и частично освещены в специальной статье¹. Все же надо сказать, что и до настоящего времени применяемые в технике сжигания распылители не предусматривают серьезных мероприятий для достаточной регулировки, и процесс испарения мазута в факеле протекает стихийно.

Так же стихийно, т. е. практически неуправляемо — протекает не менее важная предварительная стадия пирогенетического разложения. Не говоря уже о том, что термические условия, создаваемые в корне факела за счет обратного излучения пламени, обычно предоставлены самим себе, не делается никаких попыток для введения физико-химических факторов, применяемых, например, при крекинг-процессах (введение воздуха или водяного пара), воздействие которых на ход процесса могло бы значительно усилить средства регулировки работы факела.

Если же учесть специальные технические цели, при которых приходится мириться с чрезвычайно тяжелыми условиями работы мазутного факела [тесные, сильно охлажденные объемы топочных пространств, характеризующиеся большим значением отношения экранных поверхностей к объему камеры горения $\frac{H_r}{V_{\text{мон}}}$; значительные пределы колебаний удельной тепловой нагрузки $\left(\frac{Q}{V_{\text{мон}}}\right)$ и др.], умение овладеть в порядке эксплуатационной регулировки этой обычно достаточно растянутой частью процесса является достаточно важ-

¹ См. ниже статью „Исследование распыливания мазута“.

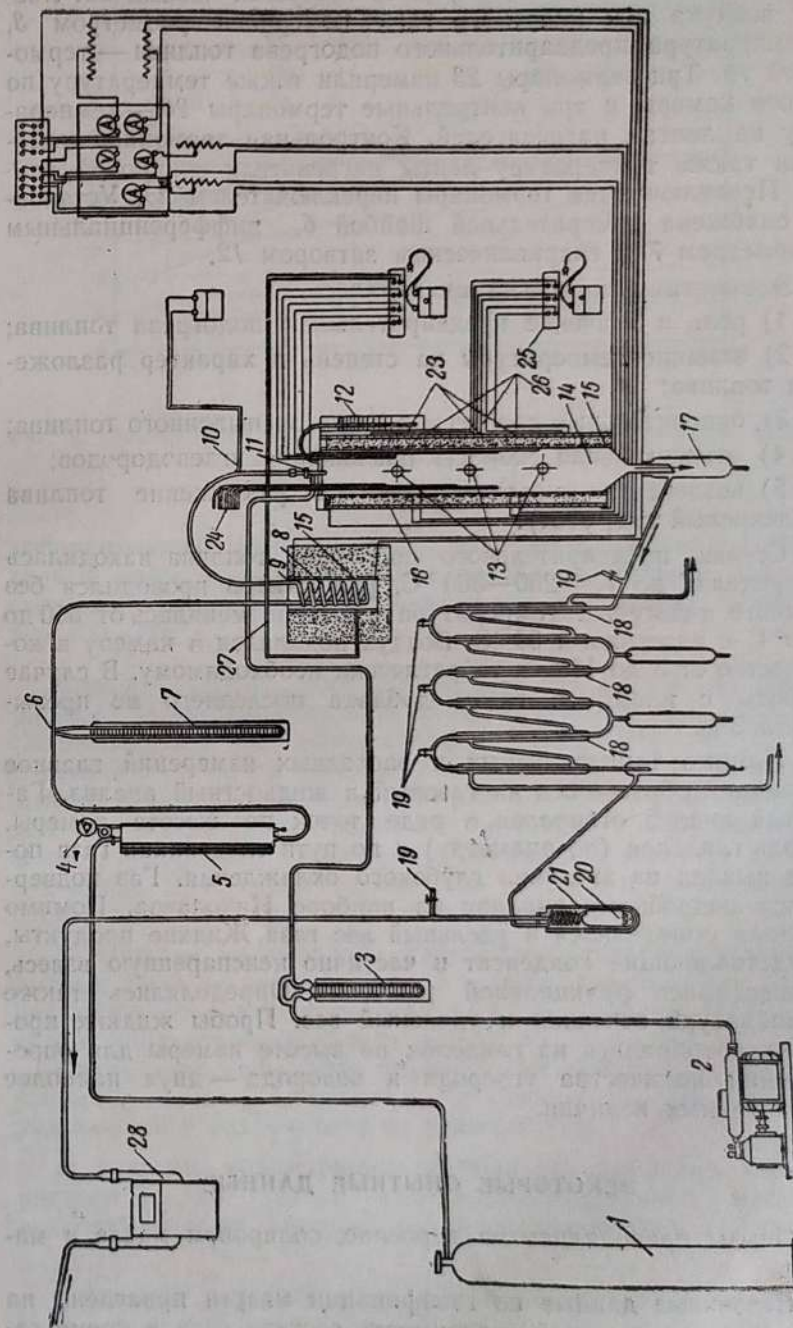
ным. В самом деле, если, например, при наличии жестко заданного топочного объема удалось бы овладеть регулировкой степени предварительного разложения, то можно было бы добиться наилучшего использования этого объема за счет ослабления или усиления предварительной газификации.

Однако, наши сведения о ходе процесса пиролиза в мазутном факеле настолько общи и неконкретны, что прежде чем попытаться овладеть регулировкой такого процесса, надлежало бы предпринять достаточно сложное исследование в обстановке, реально осуществимой в факельном процессе.

ТЕПЛОВОЙ СТЕНД

Для указанной цели ЛФО предприняла устройство двух параллельных стендов: 1) «теплого» стенда для изучения хода промежуточных процессов разложения в зависимости от температуры и наличия добавочных реагентов (воздуха или пара) и 2) «огневого» стенда, в котором повторением тех же режимов предварительной газификации предположено установить результирующий эффект всего процесса в целом. В обоих стендах предусмотрена возможность осуществления одинаковых режимных условий проведения опытов для сопоставления и получения окончательных выводов по условиям организации работы факела для подготовки топлива к воспламенению и горению.

На фиг. 1 изображена схема установки по изучению физико-химических процессов, протекающих в начальных зонах мазутного факела. Центральной частью установки является герметически уплотненная вертикальная камера 14, обогреваемая по высоте тремя электрическими нагревателями 15. Под давлением газа из баллона 1 топливо из измерительного бака 5 проходит через обогреваемый в расплавленной свинцовой ванне 8 змеевик 9. После подогрева в змеевике топливо попадает в форсунку 11 грубого распыливания в газификационной камере 14, где испаряется и подвергается пирогенетическому разложению. Из камеры парогазовая смесь попадает в систему холодильников с нормальным 18 и глубоким охлаждением 20, где конденсирующиеся пары скапливаются в сосудах 17 и 21, а газы выбрасываются наружу. Компрессором 2 в камеру нагнетается воздух, участвующий в процессе пирогенетического разложения. В серии опытов вместо воздуха подавался инертный газ (CO_2 и азот). Полученный жидкий продукт, как и пробы газа, отбираемые по высоте камеры трубкой 24 и по пути движения газа 19, подвергались подробному анализу. По высоте камеры имеются три сквозных отверстия-гляделки 13 для наблюдения и отбо-



Фиг. 1. Схема экспериментальной установки.

ра жидких и газообразных проб по высоте и диаметру камеры. Количество газа измерялось газовыми часами 22. Расход воздуха или инертного газа измерялся реометром 3, а температура предварительного подогрева топлива — термометром 10. Три термопары 23 измеряли также температуру по высоте камеры и три контрольные термопары 26 — температуру на лентах нагревателей. Контрольная термопара измеряла также температуру ленты нагревателя свинцовой ванны. Переключаются термопары переключателем 25. Установка снабжена измерительной шайбой 6, дифференциальным манометром 7 и гидравлическим затвором 12.

Элементами исследования являлись:

- 1) роль и значение предварительного подогрева топлива;
- 2) влияние температуры на степень и характер разложения топлива;
- 3) окислительные процессы в струе распыленного топлива;
- 4) относительная скорость разложения углеводородов;
- 5) воздействие инертной среды на разложение топлива (углекислый газ, азот).

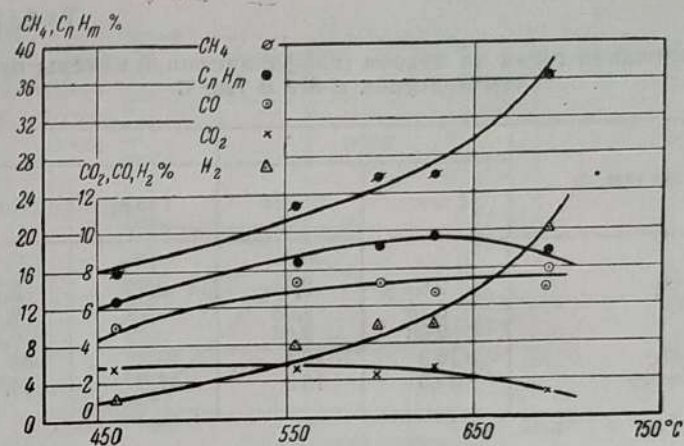
Степень предварительного подогрева топлива находилась в пределах до $t = 250\text{--}300^\circ\text{C}$, ряд опытов проводился без всякого подогрева. Температура в камере менялась от 550 до 700°C с интервалом 50°C . Воздух подавался в камеру в количестве от 3 до 11% к теоретически необходимому. В случае работы с инертным газом добавка последнего не превышала 5%.

Помимо температурных и расходных измерений главное внимание обращалось на газовый и жидкостный анализ. Газовый анализ отбирался в ряде точек по высоте камеры, вдоль гляделок (по диаметру) и по пути следования газа после выхода из змеевика глубокого охлаждения. Газ подвергался подробному анализу на приборе Николаева. Помимо состава определялся и удельный вес газа. Жидкие продукты, представляющие конденсат и частично неиспаренную взвесь, подвергались фракционной разгонке. Определялись также температура вспышки и удельный вес. Пробы жидких продуктов отбирались из гляделок по высоте камеры для определения количества углерода и водорода — двух наиболее характерных величин.

НЕКОТОРЫЕ ОПЫТНЫЕ ДАННЫЕ

Опыты проводились на керосине, соляровом масле и мазуте.

Первичные данные по газификации мазута приведены на фиг. 2, показывающей зависимость состава газа в конце га-



Фиг. 2. Зависимость состава газа в конце газификационной камеры от температуры.

зификационной камеры от температурного режима. Приведенные здесь кривые оказались характеристичными для нескольких серий опытов, проведенных в интервалах температур $450\text{--}700^\circ\text{C}$.

Следует отметить рост выхода CH_4 с повышением температуры¹. Заметное ускорение роста H_2 наблюдалось лишь после повышения температуры камеры свыше $550\text{--}600^\circ\text{C}$. Характерен и устойчив максимум C_nH_m (группа непредельных углеводородов в интервале $550\text{--}650^\circ\text{C}$). Понижение содержания CO_2 и замедление роста CO , начиная с определенной температуры, идет, по видимому, за счет образования кислот и спиртов. Изменение состава газа по пути прохождения по последовательным зонам характеризуется табл. 1.

В качестве иллюстрации дается распределение углеводородных газов по сечению потока в конце камеры (фиг. 3) при различных отношениях воздуха (L) и топлива (G). Как видно, характер зависимости весьма закономерен.

Очень интересны сопоставления материального баланса жидкости и газа, выходящих из камеры пирогенетического разложения в зависимости от температуры.

В качестве иллюстрации проводится изменение характеристики β для газа и для конденсированной жидкости в зависимости от температуры разложения (фиг. 4). Замеча-

¹ Показан „условный“ метан (пересчет предельных углеводородов $\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$).

Таблица 1

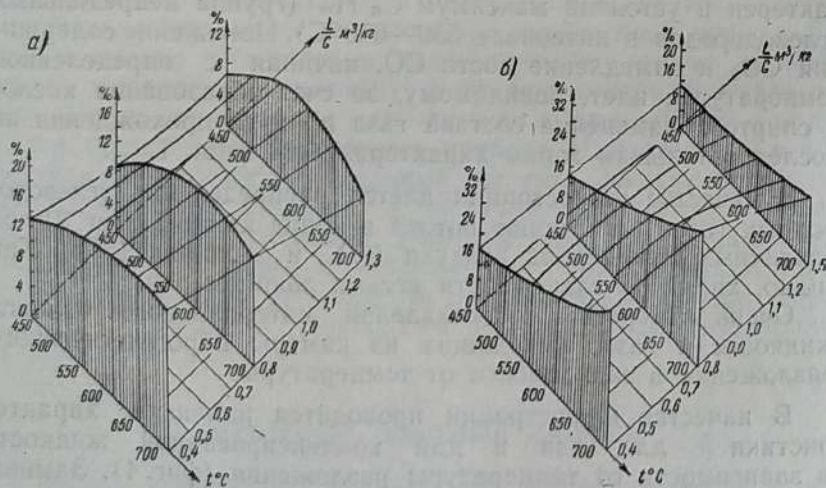
Содержание газов по поясам газификационной камеры при температурах в 600 и 700° С

Состав газа, %	600°С		700°С	
	I пояс	II пояс	I пояс	II пояс
CO ₂	2,83	2,6	3,25	2,76
CO	6,18	7,08	8,23	8,15
H ₂	2,88	2,96	5,43	6,16
CH ₄	16,3	20,4	28,3	38
C _n H _m	15,5	15,3	17,8	14,8

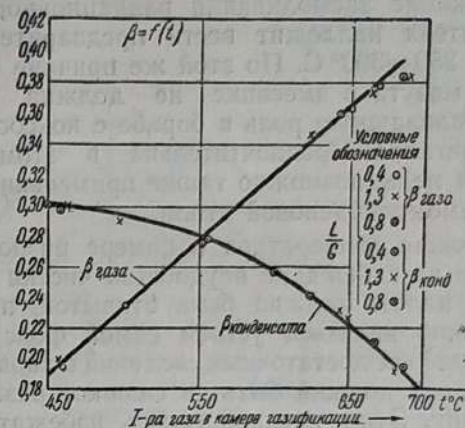
телен линейный характер зависимости β газа от этой температуры.

Можно только указать, что значительная газификация, обещающая решающее влияние на работу факела, вполне укладывается в исследованные интервалы температур.

Наилучшие результаты воздействия присадки воздуха как фактора пиролиза были получены в интервалах 8—11% воздуха от теоретически необходимого для горения.



Фиг. 3. Содержание C_nH_m в газе в зависимости от t и $\frac{L}{G}$ (конец камеры)



Фиг. 4. Зависимость коэффициента β от температуры разложения.

ОПЫТНАЯ ФОРСУНКА С ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ГАЗИФИКАЦИЕЙ

Вопрос об огневом стенде для изучения роли пирогенетики в мазутном факеле фактически привел к необходимости иметь форсунку особого типа. Следовало создать устройство, допускающее высокие напряжения, широкий диапазон регулировки и обладающее малой инерционностью. Техническая идея сводилась к тому, чтобы подчинить регулировке степень подготовленности мазута к горению в факеле. В случае успеха это позволяло рассчитывать на возможность усиления предварительной подготовки (частичной газификации мазута) при форсировочных нагрузках и ослабления ее при недогрузках с одинаковой степенью заполнения активным процессом рабочего точечного объема, следовательно, и с минимальным развитием последнего.

Имея перед собой вполне очерченные цели и принципы их осуществления, конструктор вместе с тем был лишен возможности в конструктивных размерах опытной форсунки исходить из твердого расчетного основания. Отсутствовали достаточные данные по локальному излучению факела для определения необходимой радиационной поверхности предварительного подогрева мазута, степени разложения его в зависимости от температурных и других условий, по которым можно было бы четко определить объем газификационной камеры, входящей в состав форсунки. Все же ряд проведенных предварительных расчетов заставил, например, отказаться от применения принципа конвективного теплообмена и дал возможность определить желательные пределы регулировки радиационного подогревателя.

Кроме того, на основе некоторых опытных данных удалось остановиться на следующих исходных положениях:

1. Во избежание засмоливания радиационного змеевикового подогревателя надлежит вести предварительный подогрев не свыше 250—300° С. По этой же причине средняя скорость течения мазута в змеевике не должна быть менее 0,5 м/сек. Немаловажную роль в борьбе с коксообразованием имеет выбор металла. Предпочтительна в этом отношении хромированная медь, возможно также применение хромоникелевой или хромомолибденовой стали.

2. Желательная температура в камере разложения 600—700° С. Камера во избежание неудобства чистки при возможном коксовом налете должна быть открытой, прямого типа; устье ее должно являться устьем самой форсунки. Вместе с тем до накопления достаточных сведений о характере работы такой камеры она должна быть не слишком развитой в ширину и в глубину. Этим предполагалось избежать неоднородность ее работы, если учесть, что тепловой поток, обеспечивающий температурный уровень процесса пиролиза, может быть получен, в основном, за счет обратного излучения факела.

3. Кроме температурного фактора регулировки степени предварительного разложения мазута надлежит ввести добавочный, весьма эффективный фактор пиролиза — примесь воздуха (около 10% от теоретически необходимого) или водяного пара. Введение этого реагента, несколько рискованное в начальной стадии подогрева, легко осуществимо в начале камеры разложения, но требует равномерного распределения данного реагента по сечению.

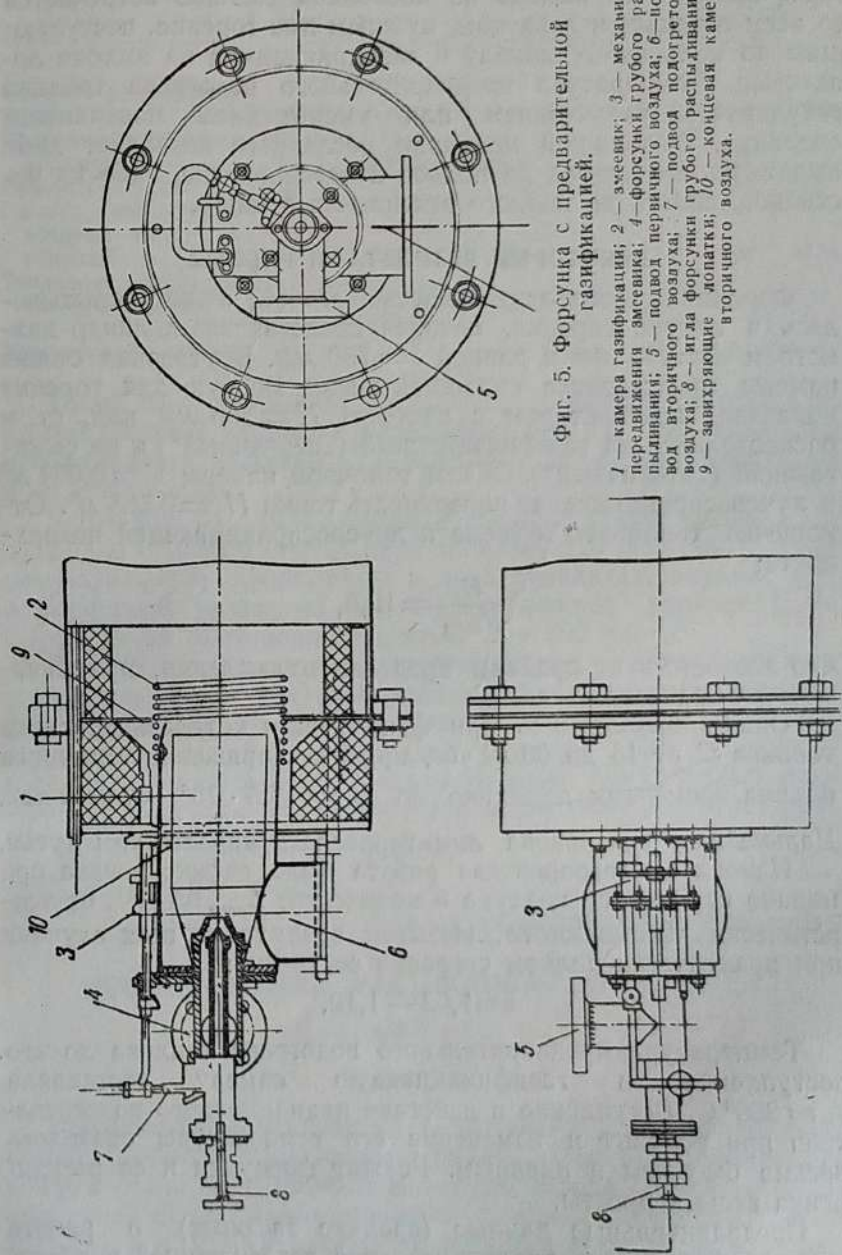
4. Наличие достаточно сильного предварительного подогрева мазута позволяет отказаться от установки специального тонкого распылителя. Во всяком случае прямой необходимости в применении специальных распылителей не ощущалось.

5. Регулировка предварительного подогрева может быть легко осуществлена подвижным устройством радиационного змеевика, обеспечивающим необходимое изменение его поверхности тепловосприятости.

6. Остальной необходимый для горения воздух должен подаваться у устья газификационной камеры средствами, обычными для рационально построенных форсунок (достаточная скорость выхода, регулировка направления, обеспечивающие хорошее перемешивание потока горючего и воздуха).

Исходя из этих соображений, одним из авторов этой статьи, Б. Д. Кацнельсоном, была разработана и осуществлена первая опытная форсунка с нормальной производительностью $V = 40 \text{ кг/час}$, показанная на фиг. 5.

По трубопроводу топливо поступает в радиационный змеевик. Из змеевика парожидкая топливная смесь поступает в форсунку грубого распыливания, по которой попадает в



Фиг. 5. Форсунка с предварительной газификацией.

1 — камера газификации; 2 — змеевик; 3 — механизм передвижения змеевика; 4 — форсунка грубого распыливания; 5 — подвод первичного воздуха; 6 — подвод вторичного воздуха; 7 — подвод подогретого воздуха; 8 — игла форсунки грубого распыливания; 9 — завихряющие доплатки; 10 — концевая камера вторичного воздуха.

газификационную камеру. По внешнему каналу, заменяющему грубый распылитель, подается известное количество воздуха (от 3 до 10% от теоретически необходимого) в камеру газификации. По выходе из последней топливо встречается со всем остальным воздухом, нужным для горения, поступающим по кольцевому каналу и завихряющимся на выходе лопатками. Температура предварительного подогрева топлива регулируется увеличением или уменьшением поверхности змеевика. Выдвижной механизм последнего позволяет либо выдвинуть его вперед на полное лучевосприятие, либо на частичное, вплоть до полного втягивания в нишу.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

Форсунка производительностью $G = 40$ кг/час испытывалась в камере горения, которая представляла цилиндр диаметром $d = 240$ мм и длиной $l = 750$ мм. Внутренняя стенка камеры представляла сплошной экран. Воздух для горения подавался вентилятором с напором $H = 200$ мм вод. ст. и распределялся на газификационный („первичный“) и на сжигающий („вторичный“). Объем топочной камеры $V = 0,034$ м³ и лучевоспринимающая поверхность топки $H_r = 0,565$ м². Отношение топочного объема к лучевоспринимающей поверхности:

$$\frac{H_r}{V_{\text{топ}}} = 16,6,$$

что соответствует крайним пределам охлаждения, применяемым на практике.

Опыты проводились при фактическом колебании расхода топлива G от 15 до 60 кг/час, причем напряжение топочного объема временами доходило до $\frac{Q}{V} = 17,5 \cdot 10^6$ ккал/м час.

Дальнейшая форсировка лимитировалась недостатком дутья.

Наиболее благоприятная работа была зафиксирована при подаче первичного воздуха в количестве $L_{\text{перв}} = 11\%$ от теоретически необходимого. Избыток воздуха во всех случаях при практически полном сгорании составлял:

$$\alpha \approx 1,03 - 1,10.$$

Температура предварительного подогрева топлива до его поступления в газификационную камеру составляла $t_n \approx 300^\circ \text{C}$. Вступление в действие радиационного подогревателя при розжиге и изменение его температуры сказались весьма быстрым и плавным. Розжиг форсунки и ее регулировка весьма просты.

Предварительные данные (средние за опыт) о работе опытной форсунки с предварительной газификацией приведены в табл. 2.

Наименование	Обозначения	Размерность	№ опыта				
			1	2	3	4	5
Часовой расход топлива	G	кг/час	19,8	20,2	20,2	34,0	36,0
Расход первичного воздуха	L_1	нм ³ /час	23,9	23,6	23,6	30,3	27,2
Избыток воздуха	α	—	1,03	1,035	1,05	1,07	1,06
Расход первичного воздуха на 1 кг топлива	—	нм ³ /кг	1,21	1,17	1,17	0,89	0,75
Тепловая нагрузка камеры горения	—	$\frac{\text{ккал} \cdot 10^6}{\text{м}^3/\text{час}}$	5,8	6,0	6,0	10,0	10,8
Химический недожог	—	—	Нет	Нет	Нет	Следы	Следы

Такой же благоприятный результат удалось получить и на второй опытной форсунке производительностью 200 кг/час без необходимости внесения каких-либо существенных изменений в ее устройство.

Успешное окончание предварительной стадии работы по созданию огневого стенда дало возможность приступить к его окончательному оформлению в двух вариантах: вариант I — с форсункой указанной производительности; вариант II — с форсункой производительностью $B = 500$ кг/час.

Предполагалось, что исследовательская работа должна установить такую систему опытных данных, которая позволила бы создать уверенную расчетную базу для форсунки с предварительной газификацией. Однако, уже и сейчас в пределах полученного предварительного опыта предложенный тип форсунки может получить достаточно широкое практическое применение.

Б. Д. КАЦНЕЛЬСОН и В. А. ШВАБ

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПЫЛИВАНИЯ МАЗУТА

(1936 г.)

ОБЩЕЕ

Распыливанию жидкости, в частности жидкого топлива, посвящены немногочисленные работы. Наиболее интересные в этом отношении наблюдения проводились, главным образом, для целей дизелестроения (работы Трюбинга, Засса, Вельтгена и др.). Попытки нахождения общих закономерностей весьма немногочисленны. Из советских исследований

можно указать на работу В. И. Блинова. Между тем, при организации факельного процесса сжигания мазута, широко применяемого в топочной технике, от предварительной стадии в значительной мере зависит дальнейшее протекание процесса. Особенно существенным становится вопрос в тех случаях, когда к распылению предъявляются специальные повышенные требования, все чаще встречающиеся в современной топочной практике (главным образом, обеспечение предельно-возможных форсировок процесса). Нередко ставится задача о расширении диапазона эксплуатационной регулировки.

Во всех этих случаях оказывается весьма важной возможность сопоставления работы распылительного устройства в качественном и количественном отношении. Особенно необходимой становится возможность нахождения количественных связей между геометрическими размерами устройства, его режимом и эффектом работы (пределы нагрузок, равномерность разнота диспергированного вещества, степень диспергирования).

В свое время перед ЛФО стал вопрос о нахождении критериев распыливания воздушных мазутных распылителей. Основное сравнение надо было провести между распылителем эжекционного типа и распылителем, работающим по принципу центробежного эффекта (типа Бабкок-Вилькокс). В настоящей статье дается краткое содержание проведенной работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ ТЕОРИИ ПОДОБИЯ К ЯВЛЕНИЯМ РАСПЫЛИВАНИЯ

Детальная физическая схема процесса распыливания топлива в устье воздушной форсунки крайне сложна. Однако, основные моменты процесса распыливания, необходимые для оценки явления в критериях подобия, могут быть указаны.

Процесс распыливания топлива в рассматриваемых форсунках осуществляется в результате взаимодействия струи газового потока (воздуха, пара) с жидким топливом. В различных конструкциях форсунок способы подачи топлива и газовой среды различны, но общей идеей всех конструкций является создание такого взаимодействия топлива и газообразной среды, когда последняя при своем достаточно быстром движении способна наиболее сильно разбивать струю жидкого топлива на мельчайшие капли. Получение максимального по тонкости распыливания является обязательной целью любой конструкции топливной форсунки. Различные способы закручивания (завихрения) как газовой среды, так и топлива, часто применяющиеся при проектировании форсунок, способствуют той же цели, одновременно определяя размеры обра-

зующейся струи и усиливая перемешивание топлива с воздухом. Воздушный регистр, которым обычно снабжаются форсунки, подает дополнительное количество воздуха (вторичный воздух), необходимое для горения, причем этот воздух, как правило, не имеет существенного значения для процесса распыливания.

Распыливание топлива осуществляется в узком месте форсуночного канала, где поток газовой среды встречается с жидким топливом. При столкновении газового потока с жидкостью на поверхность капель топлива воздействуют инерционные силы газовой среды, двигающейся с большей скоростью. В результате происходит распад крупных капель на мелкие, причем полученные размеры последних зависят от интенсивности ударного воздействия на капли со стороны газового потока.

Перейдем теперь к установлению основных безразмерных параметров, от которых зависит явление распыливания. Совершенно очевидно, что величина относительной скорости газового потока и капель жидкости в месте встречи определяет силу удара газового потока по каплям топлива, поэтому тонкость распыливания должна явиться функцией динамического напора $\left(\frac{\rho w^2}{2}\right)$ газового потока в зоне распыливания.

Гидродинамика потока — перепад давления и скорости в канале форсунки — определяется связью известных безразмерных критериев:

$$Eu = f(Re, Ba, K), \quad (1)$$

где

$$Eu = \frac{\Delta p}{\rho w^2} \text{ и } Re = \frac{wd}{\nu}, \quad Ba = \frac{a}{w'} \text{ и } K = \sqrt{\frac{w'^2}{w^2}};$$

Δp — перепад давления в канале форсунки между некоторыми сходственными точками;

w — скорость газового потока в сходственных точках;

ρ — плотность;

ν — кинематический коэффициент вязкости в сходственных точках;

d — сходственный геометрический размер канала форсунки (например, диаметр канала в сходственных точках);

a — скорость звука;

w' — пульсационная составляющая скорости.

Силы ударного воздействия на капли топлива являются функцией перепада давления в канале (сопле) форсунки, и для подобных форсунок отношение силы ударного воздействия P на каплю топлива к перепаду давления в форсуночном канале для сходственных точек должно быть постоянным.

Размеры капель способных выдержать воздействие силы P , зависят от величины поверхностного натяжения и определяются уравнением равновесия сил давления и поверхностного натяжения (уравнение Лапласа):

$$\Delta p = \alpha \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right). \quad (2)$$

Безразмерный критерий, получающийся из уравнения (2) и характеризующий соотношение сил поверхности и силы давления, должен быть величиной постоянной для сходственных точек объема, в котором происходит распыливание, т. е.

$$\frac{\Delta p \cdot r}{\alpha} = idem.$$

Смысл полученного соотношения будет ясен, если учесть, что силы воздействия газового потока на капли топлива в сходственных точках подобны. В результате этих воздействий образуются эквивалентные им капли топлива, следовательно отношение поверхностных сил давления к силам поверхностного натяжения должно быть одинаково для сходственных точек, что выражается условием (3).

$$\frac{r \cdot \rho \cdot \omega^2}{\alpha} = idem. \quad (3)$$

Полученный критерий представляет отношение динамического напора газового потока к силам поверхностного натяжения капель топлива. Учитывая, что этот критерий получается из уравнения Лапласа, в дальнейшем будем называть его критерием Лапласа и обозначать:

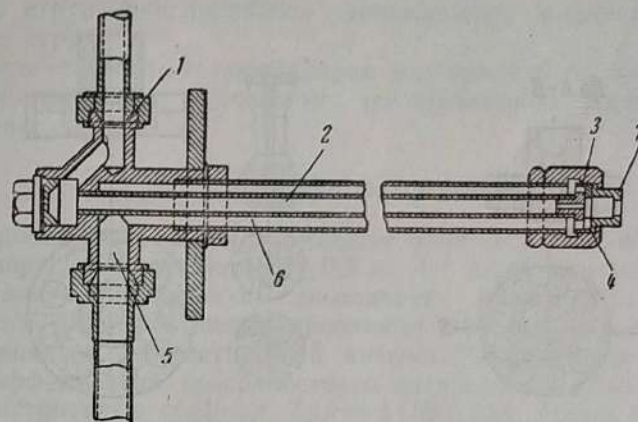
$$L_{ap} = \frac{r \rho \omega^2}{\alpha}.$$

Критерий Лапласа содержит радиус капли топлива, значение которого определяется гидродинамическими параметрами потока и конструкцией форсуночного канала.

Как следует из приведенного выше анализа, экспериментальная зависимость должна однозначным образом определять средний размер капель топлива для подобных конструкций форсунок, по значениям скорости газовой среды ω , коэффициента кинематической вязкости газа ν , плотности газа ρ и коэффициента поверхностного натяжения жидкости α .

ПОСТАНОВКА ОПЫТА И ИЗМЕРЕНИЯ

Для экспериментального исследования форсунок воздушного распыливания был сооружен стенд, представлявший деревянную камеру площадью $3\,000 \times 3\,000 \text{ мм}^2$ при высоте в $4\,500 \text{ мм}$. Сверху над будкой был установлен регистр, через



Фиг. 1. Форсунка типа Бабкок.

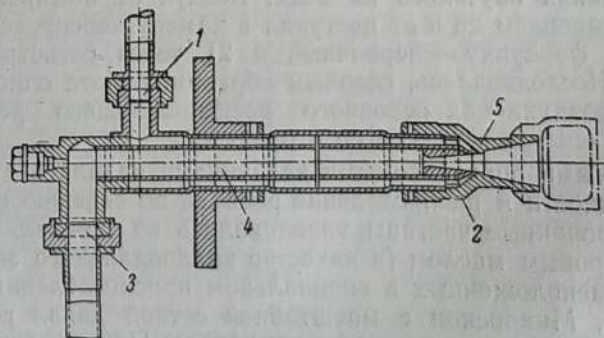
корпус которого вставлялись форсунки вертикально вниз, чем создавалась ось симметрии факела и получались некоторые удобства при проведении опытов.

Основными задачами являлись:

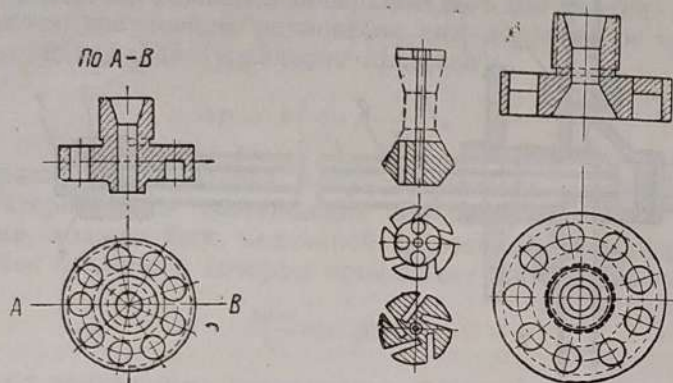
- 1) установление методики сравнительного изучения работы мазутных форсунок при распыливании топлива воздухом;
- 2) исследование форсунок на качество распыливания.

Для исследования были взяты две форсунки производительностью 600 кг/час каждая, из которых одна типа Бабкок, а другая эжекционная.

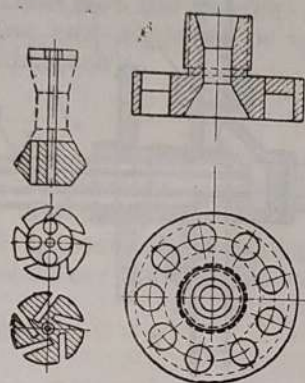
В форсунке типа Бабкок (фиг. 1) топливо поступает через штуцер 1 во внутреннюю трубку 2, из которой оно попадает через вставку 3 в завихряющую шайбу 4, где происходит встреча с воздухом. Последний через штуцер 5 поступает в кольцевой канал 6, из него через сквозные отверстия



Фиг. 2. Эжекционная форсунка.



Фиг. 3. Штуцер с бортиком.



Фиг. 4. Штуцер для завихрения струи.

вставки 3 в завихряющую шайбу, а оттуда вместе с топливом выбрасывается в топку через сопло 7.

В эжекционной форсунке (фиг. 2) топливо поступает через штуцер 1 в кольцевую камеру, откуда вдоль сопла 2 проходит в диффузор. Воздух через штуцер 3 поступает во внутреннюю трубу 4, а из нее через сопло 2 и диффузор 5 выбрасывается в топку.

В форсунке типа Бабкок менялись детали головки, и несколько серий опытов были проведены с тремя различными насадками, из которых один (фиг. 3; схема Г. Ф. Кнорре) отличался от указанного на общем чертеже (фиг. 1) тем, что имел на выходе, т. е. в месте встречи с воздухом, небольшой бортик для некоторого отклонения воздушного потока, а второй насадок (фиг. 4) служил для завихрения топливной струи.

Для удобства организации опытов относительное качество распыливания изучалось на воде. Воздух от компрессорной линии давлением до 6 ат поступал в камеру непосредственно: 1) через форсунку — первичный и 2) через регистр — вторичный. Исследовалась, главным образом, работа одного первичного воздуха как основного распыливающего реагента, а в ряде опытов — вместе со вторичным.

Основными определяемыми величинами являлись дисперсность жидкости и распределение расхода по сечению факела. Диспергированные частицы улавливались на стеклах, покрытых касторовым маслом (в качестве коллоидального закрепителя) и расположенных в специальном приспособлении поперек струи. Микроскоп с масштабной сеткой давал возможность определить число и величину капель. При помощи рамы с 18 отградуированными сосудами, расположенными по диа-

метру струи, фиксировалось распределение жидкости по сечению струи.

Радиус капель r определялся как средний по массе и по соответствующему кольцевому распределению жидкости по сечению струи.

ОПЫТНЫЕ ДАННЫЕ

Проведенные опыты с расходом воды от 200 до 800 кг/час и с первичным воздухом от 0,5 до 1,7 кг/кг полностью подтвердили существующую однозначную зависимость между средним размером диспергированных капель, скоростью, коэффициентом кинематической вязкости, плотностью воздуха и коэффициентом поверхностного натяжения жидкости.

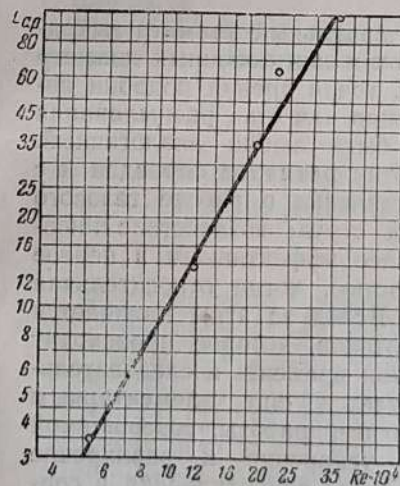
Построенные графики $Lap = \psi(Re)$ для обеих форсунок вне зависимости от характера вставок (форсунка типа Бабкок) при разнообразной комбинации режимов давали в логарифмической анаморфозе в пределах полученных Re прямую линию, вследствие чего уравнение (8) может быть представлено следующим образом:

$$Lap = A Re^n \quad (9)$$

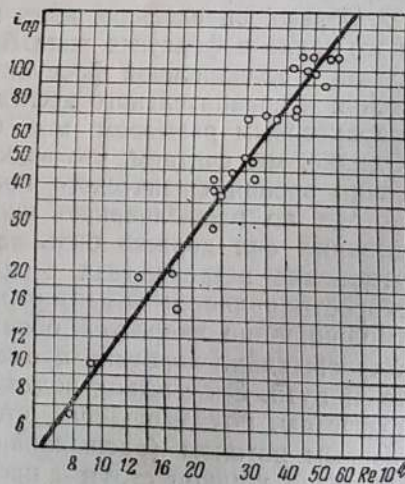
или

$$\frac{v r \omega^2}{\alpha} = A \left(\frac{w d}{v} \right)^n.$$

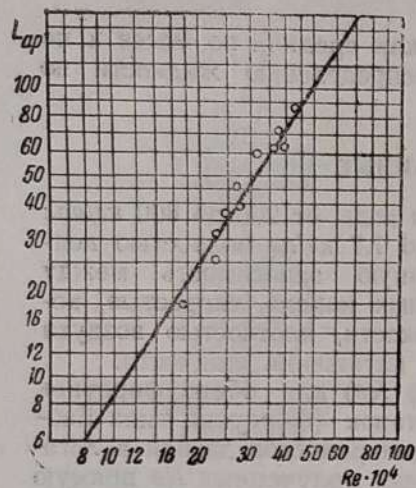
На фиг. 5, 6, 7 построены функциональные зависимости уравнения (9) для форсунки типа Бабкок с обычным насад-



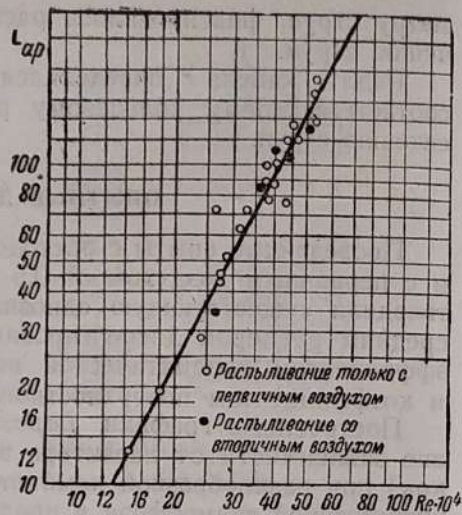
Фиг. 5. Зависимость $Lap = \psi(Re)$ для центробежной форсунки типа Бабкок с обычным штуцером.



Фиг. 6. То же, что и на фиг. 5, для форсунки типа Бабкок со штуцером с бортиком.



Фиг. 7. То же, что и на фиг. 5, для форсунки типа Бабкок с завихрителем.

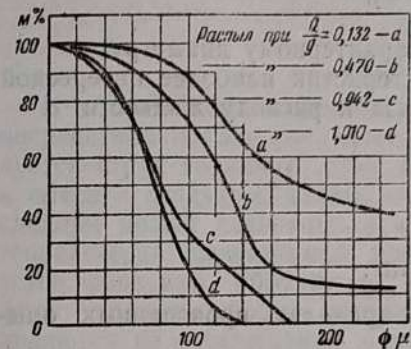


Фиг. 8. Зависимость $Lap = f(Re)$ для эжекционной форсунки.

ком (фиг. 5), с насадком с бортиком (фиг. 6) и с завихрителем (фиг. 7), а на фиг. 8 — то же для эжекционной форсунки.

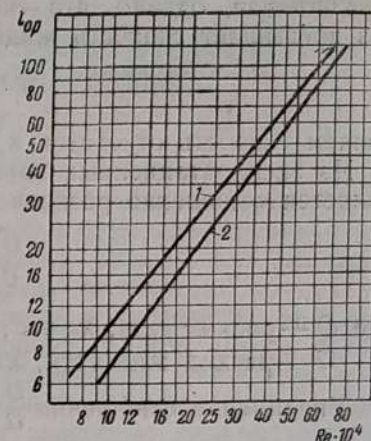
Из величин, входящих в уравнение (9), следует еще остановиться на определении характерного геометрического размера d и скорости w .

Первый определялся нами как начальный диаметр выходного сопла в форсунке типа Бабкок и как конечный диаметр сопла в эжекционной форсунке. С точки зрения подбора явления и сравнительного исследования качества распыливания характерным размером мог бы быть любой аналогичный. Однако, мы считаем, что выбор этих размеров оправдан и с точки зрения физического представления о работе газового потока по распыливанию жидкой струи; воздействие инерционных сил должно быть наиболее эффективным в первое мгновение встречи газа с жидкостью, когда относительная скорость является максимальной. Вслед за этим начинается выравнивание скоростей обоих потоков, которое происходит в чрезвычайно короткий промежуток времени, а следовательно, и пути. Этот вывод подтверждается еще элементарным подсчетом, показывающим, что из всей работы, совершаемой газовым потоком (распыливание, ускорение и завихрение движения жидкой струи и преодоление сопротивления в сопле), лишь крайне незначительная доля падает на работу распыливания, на что, вероятно, используются наиболее высокие соотношения скоростей, существующие в момент пер-



Фиг. 9. Зависимость $\frac{Q}{G} = \varphi(d)$.

a — распыливание при $\frac{Q}{G} = 0,132$; b — то же при $\frac{Q}{G} = 0,470$; c — то же при $\frac{Q}{G} = 0,942$; d — то же при $\frac{Q}{G} = 1,010$.



Фиг. 11. Зависимость $Lap = \varphi(Re)$ для центробежной форсунки (типа Бабкок).

1 — распыливание первичным воздухом; 2 — распыливание с участием вторичного воздуха.

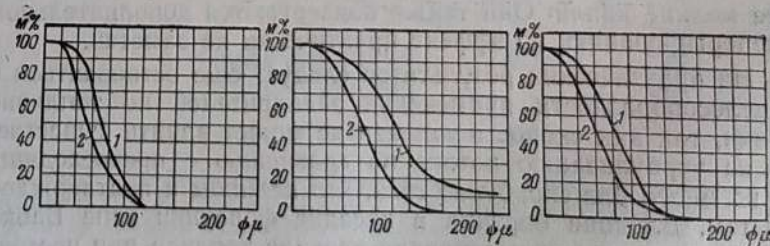
вого столкновения газа с жидкостью. Вследствие этого надо считать наиболее целесообразным подстановку в уравнение (9) размера, определяющего место столкновения газа с топливом.

Что касается величины скорости w , то под этим обычно понимается относительная скорость:

$$w = w_2 - w_{жс},$$

где w_2 — скорость газа;

$w_{жс}$ — скорость жидкости.



Фиг. 10. Влияние вторичного воздуха на распыливание топлива. 1 — распыливание первичным воздухом; 2 — распыливание с участием вторичного воздуха.

Учитывая, однако, что скорость газа во много десятков раз превышает скорость жидкости, можно полагать:

$$w = w_2,$$

причем скорость относится к характерному диаметру.

Из эксплуатационных характеристик наиболее интересной является отношение расхода газа к расходу жидкости:

$$\frac{Q}{G},$$

где Q — расход газа, кг/час;

G — расход жидкости, кг/час.

Увеличение отношения $\frac{Q}{G}$ в пределах проведенных опытов улучшает качество распыливания, что наглядно показывает фиг. 9, где по оси абсцисс отложены диаметры капель в микронах, а по оси ординат — количество жидкости в процентах при разных отношениях $\frac{Q}{G}$, причем улучшение идет не только за счет уменьшения размера капель, но и за счет их большей однородности. Эксплуатационно выгодное соотношение $\frac{Q}{G}$ находится в пределах около единицы.

Небезынтересным представляется влияние вторичного воздуха на распыливание. На эжекционной форсунке никакого распыливающего эффекта от действия вторичного воздуха не наблюдалось (фиг. 8), но на форсунке типа Бабкок имело место некоторое, хоть и небольшое, улучшение, что показано на фиг. 10 и 11. Это объясняется завихрением потока (форсунка типа Бабкок), в котором под влиянием центробежных сил более тяжелые капли отбрасываются на периферию, где подвергаются влиянию дополнительно разрушающих их инерционных сил вторичного воздуха, не потерявшего еще своей относительной скорости. При прямом вытекании струи из сопла (эжекционная форсунка) на периферии оказываются более мелкие капли. Они также подвергаются дополнительному диспергированию, но эффект практически не заметен.

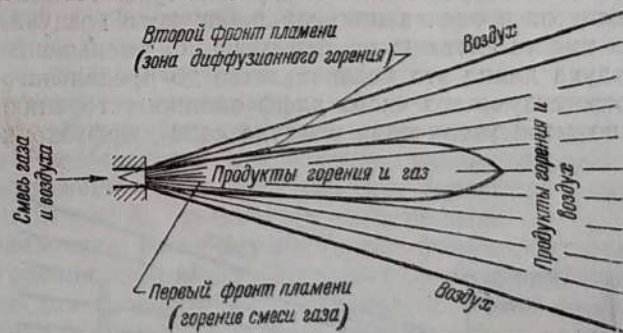
Из практических результатов следует еще остановиться на нецелесообразности применения завихрителей по топливной линии, так как скорость топлива не может влиять существенно на турбулизацию потока по сравнению с превосходящей ее во много раз скоростью газа, что целиком и подтверждено опытом. Влияние бортика в насадке форсунки типа Бабкок имеет значение для увеличения расхода топлива при постоянном давлении, так как отклонение струи создает некоторую эжекцию,

СВЯЗЬ МЕЖДУ ТЕМПЕРАТУРНЫМИ И СКОРОСТНЫМИ ПОЛЯМИ ГАЗОВОГО ФАКЕЛА¹

(1940 г.)

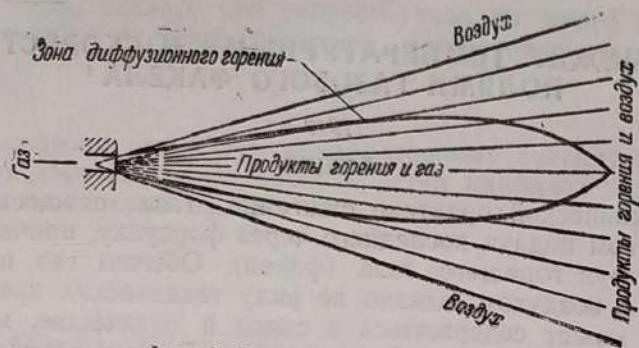
ОБЩЕЕ

В технической практике сжигание газа осуществляется посредством подачи последнего через форсунку, причем образуется струя горящего газа (факел). Обычно газ подается в смеси с воздухом, однако по ряду технических причин последний может содержаться в смеси в количестве, меньшем теоретически необходимой пропорции. В этом случае около устья форсунки образуется стационарный конусообразный фронт пламени, форма которого и положение в струе определяются из соотношения между скоростью распространения пламени и скоростью движения газа. Вследствие же недостатка воздуха через фронт пламени проходит вместе с продуктами горения остаток несгоревшего газа. Догорание этого газа может произойти только при наличии диффузии воздуха из окружающей факел среды. Окончательное выгорание газа происходит в пределах зоны диффузионного горения, расположенной на некотором удалении от первого фронта пламени. Она представляет сравнительно узкую область, приближающуюся к искривленной поверхности (фиг. 1). Положение и форма этой поверхности зависят уже не от скорости распространения пламени, а от диффузионных явлений перемешивания газа и воздуха и, как будет показано ниже (см. также [Л. 6]), эта поверхность находится в зоне, где дости-



Фиг. 1. Схема газового факела.

¹ Работа проведена по согласованному плану ЛФО и модельной лаборатории ЦКТИ. Статья явилась в свое время первой работой, в которой автор пытался дать теорию горящего факела. В настоящее время ряд положений статьи, трактующих механизм турбулентного горения, уже не соответствуют современным представлениям о горении в турбулентном потоке.

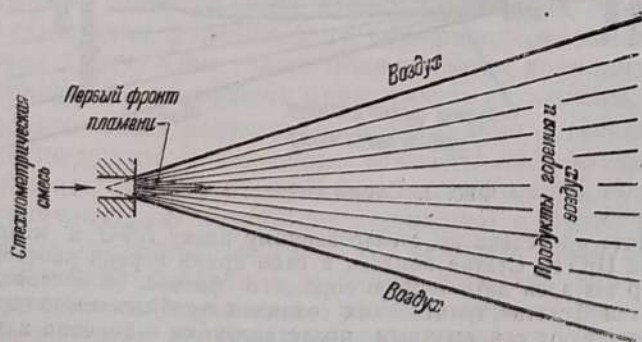


Фиг. 2. Горение чистого газа.

гается теоретическое соотношение между несгоревшим еще газом и воздухом.

Таким образом пространство, занимаемое факелом, делится двумя зонами горения на три области. В первой области факела, расположенной между форсункой и первым фронтом пламени, движется еще не начавшая гореть смесь газа и воздуха. Во второй области — между первым фронтом пламени и зоной диффузионного горения — находится еще несгоревший в первой зоне горения газ в смеси с продуктами горения. Наконец, во внешней по отношению к поверхности диффузионного горения области находится смесь продуктов горения с воздухом. Непрерывная диффузия воздуха в эту последнюю область факела является причиной постепенного охлаждения смеси продуктов горения и воздуха.

Длина зоны диффузионного горения существенным образом зависит от процента примеси первичного воздуха, поступающего вместе с газом из форсунки. С уменьшением примеси воздуха длина эта увеличивается до предельного значения, соответствующего чисто диффузионному горению, и наоборот, по мере увеличения воздуха зона диффузионного го-



Фиг. 3. Горение стехиометрической смеси.

рения сокращается и при наличии стехиометрической смеси совсем исчезает (предполагается отсутствие диссоциации в первой зоне горения). На фиг. 2 и 3 показаны предельные случаи подачи газа совсем без примеси воздуха и при стехиометрической смеси. Следует отметить также, что длина зоны диффузионного горения зависит от процента содержания CO_2 в газе, окружающем факел, и чем выше содержание CO_2 , тем короче длина диффузионной зоны горения. В тех случаях, когда окружающая среда загрязнена балластными газами (например CO_2), длина диффузионной зоны горения увеличивается.

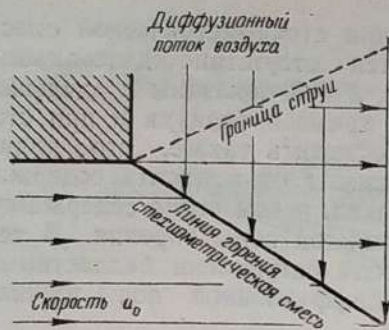
СХЕМА ГАЗОВОГО ФАКЕЛА ПРИ ГОТОВОЙ СМЕСИ И ПРИ НАЛИЧИИ ДИФФУЗИОННОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ

Как уже указывалось, процесс горения газа в факеле протекает двумя с физической точки зрения различными путями: а) горение готовой смеси газов, которое осуществляется в первой зоне вблизи форсунки; б) горение газа, характерное тем, что теоретически необходимая для горения смесь достигается в результате диффузионного (турбулентного) перемешивания.

В литературе достаточно подробно освещается случай горения готовой газовой смеси, когда сгорание газа происходит в результате движения фронта пламени через объем, заполненный смесью. Теоретический анализ вопроса о распространении пламени в смеси газа впервые был выполнен Нуссельтом [Л. 4]. Не касаясь вопроса о возникновении пламени и предполагая, что существует некоторый фронт пламени в неподвижной газообразной среде, можно механизм распространения этого фронта представить следующим образом.

Тепло, выделяющееся в результате горения газа, через теплопроводность проникает из зоны горения в свежий (еще несгоревший) газ. Это обстоятельство является причиной повышения температуры газа в слоях, расположенных впереди фронта пламени. Когда эти слои газа достигают температуры воспламенения T_z начинается горение газа.

Приведенная выше элементарная физическая схема процесса горения позволила Нуссельту дать аналитическое выражение для скорости распространения фронта пламени. Теоретические выводы, сделанные Нуссельтом и развивавшиеся затем другими авторами, были опробованы на различных газовых смесях и качественно подтвердились, обнаружив, однако, количественные отклонения. Последнее объясняется условностью понятия температуры воспламенения, введенного в теоретический анализ, а также наличием турбулентного переноса тепла от фронта пламени, который обычно не учитывается, и некоторыми другими факторами. В работе Зельдо-



Фиг. 4. Схема диффузионного перемешивания газа и воздуха.

чем глубина зоны горения составляет десятые доли миллиметра.

Рассмотрим теперь другой случай горения газа — при одновременно протекающем диффузионном процессе перемешивания составных частей газа. Для этого обратимся к схеме на фиг. 4. Струя газа со скоростью u_0 поступает в пространство, заполненное воздухом или кислородом. Вследствие диффузионного процесса в струю движущегося газа проникает воздух (кислород) из окружающего пространства, причем образуется смесь, имеющая различную концентрацию по ширине струи.

Составим теперь представление о механизме горения газа при наличии диффузионного процесса перемешивания. Необходимым условием существования процесса горения газообразного топлива является предварительное перемешивание газа в некоторой определенной пропорции. Покажем, что процесс горения идет устойчиво в том месте струи, где пропорция составляющих смеси соответствует теоретически необходимому для горения составу. Предположим, что процесс горения установился в зоне, соответствующей составу, отличному от теоретического соотношения. Тогда через зону горения должна проходить часть одной компоненты смеси, которая не могла принять участия в реакции. Пройдя через фронт горения, эта составляющая смеси встречается со второй компонентой, воспламеняется за счет тепловой энергии, распространяющейся от фронта пламени, и сгорает.

Такое течение процесса ведет к уменьшению количества второй компоненты газа на фронте пламени, поэтому он должен переместиться к месту полного выгорания первой компоненты. Но полное выгорание составляющих смеси возможно только при их теоретическом соотношении. Отсюда следует, что горение газа при наличии диффузионного процесса оказывается устойчивым только тогда, когда зона горения соответствует теоретической пропорции составляющих газа

вича и Франк-Каменецкого [Л. 1] сделана попытка исключить температуру воспламенения на том основании, что практически реакция протекает при температуре, близкой к максимальной температуре горения.

Как показывает опыт, для целого ряда смесей скорость распространения пламени не превышает величины, измеряемой десятками сантиметров в секунду, при-

в смеси. При этом под зоной горения понимается место газовой струи, в которой вследствие турбулентной диффузии происходит соприкосновение газообразного топлива и кислорода воздуха и вслед затем выгорание смеси¹. Дополнительным условием является наличие достаточной скорости распространения пламени в месте горения, так как только в этом случае возможно стационарное положение фронта пламени. В противном случае, т. е. при недостаточной скорости распространения пламени, происходит отрыв пламени.

Таким образом, можно констатировать, что между схемой горения подготовленной смеси и горения газа, сопровождающимся процессом диффузии, имеется существенное различие. В то время как в готовой смеси газов закон распространения пламени не зависит от процесса диффузионного перемешивания составных частей газа, во втором случае диффузионный процесс приобретает первостепенное значение. Именно процесс диффузии определяет место, где достигается теоретическая смесь и где, следовательно, устанавливается зона горения газа. Скорость распространения пламени является лишь ограничивающим условием. Если в месте установившейся по диффузионным признакам зоны горения скорость распространения пламени имеет недостаточную величину, происходит срыв пламени, и процесс горения оказывается невозможным.

Во избежание недоразумения следует особо отметить, что под диффузионным горением понимается горение, сопровождающееся перемешиванием частей, из которых складывается горючая смесь. Горение же готовой смеси сопровождается явлением диффузионного перемешивания продуктов горения и готовой смеси, причем это явление имеет совсем другое физическое значение, а именно является причиной зажигания готовой горючей смеси и обуславливает величину скорости распространения пламени.

СЛУЧАЙ ИСКЛЮЧИТЕЛЬНО ДИФфуЗИОННОГО ГОРЕНИЯ ГАЗА В ФАКЕЛЕ²

Основной предпосылкой количественного анализа в случае диффузионного горения газа при турбулентном движении последнего является допущение подобия между полем скорости турбулентной струи и газа и концентрацией последнего

¹ Следует отметить, что процесс турбулентного перемешивания газов завершается молекулярным перемешиванием между элементарными объемами жидкости. Процесс молекулярного перемешивания является причиной замедления горения и расширения его на некоторую зону (см. работу Руммеля [Л. 5]).

² В работе рассматривается горение газа при турбулентном течении последнего. Случай диффузионного горения при ламинарном течении рассмотрен в работе Бурке и Шумаца [Л. 3].

в струе. Основанием для такого допущения является полное тождество уравнений, определяющих поле скоростей и поле концентраций. При наличии двухразмерного турбулентного течения в плоской струе будем иметь:

$$\rho \frac{du_i}{d\vartheta} = \frac{\partial}{\partial x} \left(A \frac{\partial u_i}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A \frac{\partial u_i}{\partial y} \right) \quad (1)$$

(где $i = 1, 2, \dots$),

$$\rho \frac{da}{d\vartheta} = \frac{\partial}{\partial x} \left(A \frac{\partial a}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A \frac{\partial a}{\partial y} \right), \quad (2)$$

где ρ — плотность;

u_i — составляющая скорости;

a — концентрация газообразного топлива;

A — коэффициент турбулентного переноса. Значение коэффициента A определяется в соответствии с полуэмпирической теорией турбулентности Прандтля и является величиной, одинаковой в обоих уравнениях.

Граничные условия для этих уравнений в случае движения газа в струе одинаковые и сводятся к утверждению, что вне струи

$$u_i = 0, \quad a = 0.$$

Полная тождественность дифференциальных уравнений и одинаковые граничные условия позволяют утверждать, что поля скорости и концентрации газа в сходственных сечениях подобны между собой, т. е.

$$a : a_m = u : u_m, \quad (3)$$

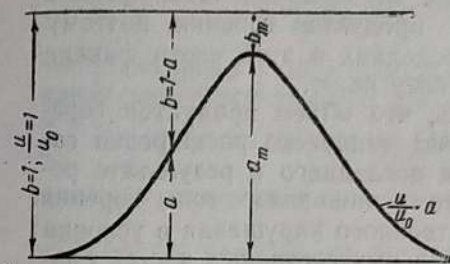
где a_m и u_m — максимальное значение концентрации газа и скорости в данном сечении струи.

Как следует из дифференциальных уравнений, полученное соотношение остается верным и при наличии переменного значения плотности ρ , так как изменения последней влияют одинаковым образом, как на поле скоростей, так и на поля концентрации газа¹. Таким образом, значительные изменения плотности при наличии горения газа не могут вызвать существенных отклонений от соотношения (3).

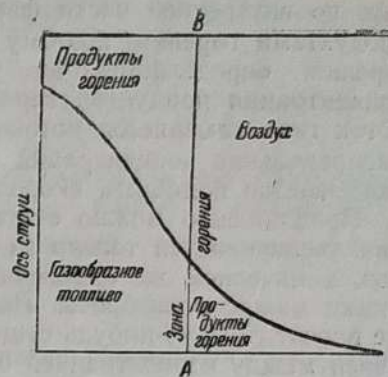
При наличии известного поля концентраций газа может быть как дополнение до единицы найдено значение концентрации воздуха в любой точке струи (фиг. 5):

$$b = 1 - a. \quad (4)$$

¹ Предполагается, что изменение плотности газа вследствие тепловых явлений не вызывает образования сколько-нибудь существенной неравномерности поля давления.



Фиг. 5. Связь между полями концентрации газа и воздуха и скоростным полем



Фиг. 6. Распределение концентрации газа, воздуха и продуктов горения по поперечному сечению струи.

Отсюда следует, что концентрация воздуха в некотором сочетании струи связана с полем скоростей соотношением

$$(1 - b) : (1 - b_m) = u : u_m, \quad (5)$$

где b_m — концентрация воздуха на оси струи, соответствующая минимальному значению в данном сечении.

При наличии известного поля скорости формулы (4) и (5) позволяют для любого сечения струи определить места, в которых соотношение между концентрацией воздуха b и концентрацией газа a имеет величину, соответствующую теоретически необходимой для горения. В случае круглой струи в каждом сечении может быть выделена окружность, удовлетворяющая указанному условию, причем окружности, проведенные в каждом сечении, образуют искривленную конусообразную поверхность, которая выше была названа поверхностью горения.

На фиг. 6 показано распределение концентрации газа по радиусу некоторого поперечного сечения струи. Предположим, что теоретически необходимое соотношение достигается по линии AB , следовательно, в окружности найденной точки образуется зона диффузионного горения. В зоне горения газ и воздух вступают в реакцию, в результате чего из зоны горения диффундируют только продукты горения. Отсюда следует, что диффузионный поток воздуха от зоны горения во внутреннюю часть факела заменяется при горении диффузионным потоком продуктов горения. Точно так же диффузионный поток газообразного топлива во внешнюю часть факела заменяется диффузионным потоком продуктов горения. В резуль-

тате во внутренней части факела имеет место смесь газа с продуктами горения, поэтому здесь концентрация продуктов горения определяется из условия $c = 1 - a$, где c — концентрация продуктов горения. Во внешней части факела поток газа заменяется потоком продуктов горения, поэтому распределение концентрации последних в этой части факела оказывается подобным скоростному полю.

Приближенно можно считать, что объем продуктов горения увеличивается только за счет теплового расширения газов, химическим же изменением последнего в результате реакции можно пренебречь. Поэтому появление зоны горения не вносит сколько-нибудь существенного нарушения в условия связи между концентрацией отдельных составных частей смеси газа, так как изменение плотности влияет одинаково как на поле скоростей, так и на поле концентраций.

На основании сказанного для любого сечения внутренней части факела получим:

$$(1 - c):(1 - c_\varphi) = u : u_\varphi. \quad (6)$$

Для каждого сечения во внешней части факела будем иметь:

$$c : c_\varphi = u : u_\varphi, \quad (7)$$

где c_φ — концентрация продуктов горения в зоне горения.

Координаты, определяющие положение центра зоны горения, могут быть выражены через скоростное поле.

Пусть теоретически необходимое соотношение между концентрациями воздуха и газа определяется выражением:

$$b_\varphi : a_\varphi = m \text{ или } \frac{1 - a_\varphi}{a_\varphi} = m, \quad (8)$$

где индекс φ указывает, что данное значение концентраций относится к зоне горения.

Это выражение эквивалентно соотношению:

$$\frac{u_0 - u_\varphi}{u_\varphi} = m \text{ или } \frac{u_0}{m + 1} = u_\varphi, \quad (9)$$

где u_0 и u_φ — скорости соответственно в устье форсунки и в зоне горения.

Зона горения заканчивается острием на оси струи, где значение скорости определяется из условия:

$$\frac{u_m}{u_0} = \frac{1}{m + 1}. \quad (10)$$

Если поле скоростей факела известно, т. е. может быть выражено как функция $\frac{x}{d}$,

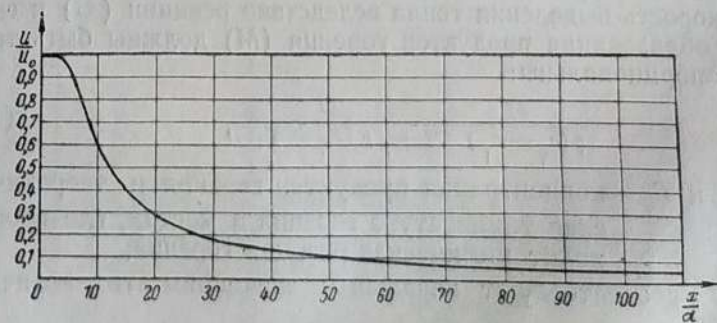
$$u_m : u_0 = f\left(\frac{x}{d}\right), \quad (11)$$

то длина факела определяется из равенства (10). Функция f характеризуется тем, что значение ее убывает с возрастанием $\frac{x}{d}$. Поэтому из формулы (10) следует, что с увеличением

числа m возрастает относительная длина факела $\frac{x}{d}$.

Так как величина m представляет теоретически необходимое отношение концентрации воздуха и газа, то ясно, что с увеличением теплотворной способности газа увеличивается значение m . Поэтому чем выше теплотворная способность газа, тем больше длина факела (сказанное относится только к случаю диффузионного горения). Другим фактором, который может влиять на длину факела, является состав среды, окружающей факел. Например, в том случае, когда воздух, окружающий факел, загрязнен продуктами горения, содержание кислорода в нем уменьшается, следовательно, значение m увеличивается и длина факела возрастает. Наоборот, при повышенном содержании кислорода в окружающей среде значение m уменьшается, следовательно, уменьшается и длина факела.

Для того, чтобы оценить длину той части факела, в которой заканчивается процесс горения газа, воспользуемся хорошо известной зависимостью $\frac{u_m}{u_0} = f\left(\frac{x}{d}\right)$ для изотермической струи (фиг. 7). В приведенной ниже таблице даны результаты вычислений для ряда технических газов. Однако, следует иметь в виду, что скоростное поле в результате горения газа изменяется, так как плотность газа уменьшается.



Фиг. 7. Зависимость $\frac{u_m}{u_0} = f\left(\frac{x}{d}\right)$ для изотермической струи.

ется пропорционально отношению температур $\frac{T_0}{T}$. Уменьшение плотности ведет к увеличению объема газа, причем приближенно можно считать, что связанное с расширением газа увеличение скорости пропорционально $\left(\frac{T}{T_0}\right)^{1/2}$, а увеличение сечения пропорционально $\left(\frac{T}{T_0}\right)^{2/3}$. Это соображение позволяет ввести поправку, имеющую только ориентировочный характер. Основываясь на зависимости (11), будем иметь:

$$\left| \frac{u_m}{u_0} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-1/2} \right|_{x=L} = \left| f \left(\frac{x}{d} \right) \right|_{x=L},$$

где L — длина той части факела, где протекает процесс горения.

В помещенной таблице (стр. 241) приведены относительные длины факела, полученные в результате учета указанной поправки. Длины эти надо рассматривать как ориентировочные, так как для более точного расчета их нужны более достоверные сведения о скоростном поле горящего факела.

Перейдем теперь к рассмотрению температурного поля факела. Условие распространения тепла в турбулентном потоке в наиболее общем случае при наличии внутренних источников тепла подчиняется такому уравнению:

$$\rho c_p g \frac{dT}{dx} = \frac{\partial}{\partial x} \left(A c_p g \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A c_p g \frac{\partial T}{\partial y} \right) + Q. \quad (12)$$

Концентрация продуктов горения (c) в турбулентном потоке при наличии процесса горения определяется уравнением:

$$\rho \frac{dc}{dx} = \frac{\partial}{\partial x} \left(A \frac{dc}{dx} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A \frac{dc}{dy} \right) + M. \quad (13)$$

Приведенные уравнения справедливы для зоны горения, причем скорость выделения тепла вследствие реакции (Q) и скорость образования продуктов горения (M) должны быть точно пропорциональны:

$$\frac{M}{\rho(c_\varphi - c_1)} = \frac{Q}{\rho c_p g (T_\varphi - T_1)}, \quad (14)$$

где c_φ и T_φ — концентрация продуктов горения и теоретическая температура горения в местах, где происходит химическая реакция горения;

c_1 и T_1 соответствуют начальным значениям этих величин. Полагая

$$\theta = \frac{T - T_1}{T_\varphi - T_1} \quad \text{и} \quad \psi = \frac{c - c_1}{c_\varphi - c_1},$$

Название состава и теплотворная способность газа	O_{\min}	Теоретическое количество воздуха m	$\frac{u_m}{u_0} = \frac{1}{m+1}$	$\frac{x}{d}$ (изот.)	Теоретическая температура горения T	$\frac{u_m}{u_0} \left(\frac{T}{T_0} \right)$	$\frac{1}{3}$	$\frac{x}{d}$
1. Доменный газ $h_0 = 880$ кал/н.м. ³ 0,03 H ₂ 0,29 CO 0,08 CO ₂ 0,60 N ₂	0,16	0,76	0,568	10,5	1 565°C	0,818	18	18
2. Воздушный газ из каменного угля $h_0 = 1130$ кал/н.м. ³ 0,11 H ₂ 0,07 CO ₂ 0,25 CO 0,57 N ₂	0,18	0,86	0,54	11,5	1 700°C	0,294	19	19
3. Водяной газ $h_0 = 2150$ кал/н.м. ³ 0,40 CO 0,45 H ₂ 0,15 (CO ₂ + N ₂)	0,425	2,02	0,381	17	2 150°C	0,167	33	33
4. Светильный газ $h_0 = 5010$ кал/н.м. ³ 0,09 CO + 0,49 H ₂ + 0,04 C _n H _m + 0,04 N ₂ + 0,34 CH ₄	1,09	5,2	0,161	34	2 100°C	0,082	58	58
5. Ацетилен $h_0 = 13500$ кал/н.м. ³	2,5	11,9	0,077	60	2 650°C	0,636	135	135

получим:

$$\frac{d\theta}{d\vartheta} = \frac{1}{\rho c_p g} \frac{\partial}{\partial x} \left(A \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{1}{\rho c_p g} \frac{\partial}{\partial y} \left(A c_p g \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) + \frac{\theta}{\rho c_p g (T_\varphi - T_1)},$$

$$\frac{d\psi}{d\vartheta} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(A \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) + \frac{M}{\rho (c_\varphi - c_1)}.$$

Учитывая равенство (14) и полагая $c_p = \text{const}$, можно констатировать, что эти уравнения одинаковы. Граничные условия для θ и ψ также одинаковы, ибо на границе струи

$$\theta = 0 \text{ и } \psi = 0,$$

а в зоне горения

$$\theta = 1 \text{ и } \psi = 1.$$

Сказанное является достаточным основанием для утверждения подобия между температурными полями и полями концентрации продуктов горения.

Будем иметь:

$$\frac{T - T_1}{T_\varphi - T_1} = \frac{c - c_1}{c_\varphi - c_1}. \quad (15)$$

Следует отметить, что это равенство, верное в областях выделения тепла, безусловно распространяется и на области струи, не имеющие источников тепла, так как дифференциальные уравнения и граничные условия и в этом случае остаются одинаковыми. Полученные выше формулы, выражающие соотношения между концентрацией продуктов горения c и скоростью u , дают возможность установить связь между температурными полями и полями скоростей.

Заменяя в формуле (15) величину относительного изменения концентрации продуктов горения величиной относительного изменения скорости, получим для области факела, внешней по отношению к зоне горения:

$$\frac{T - T_1}{T_\varphi - T_1} = \frac{u}{u_\varphi}, \quad (16)$$

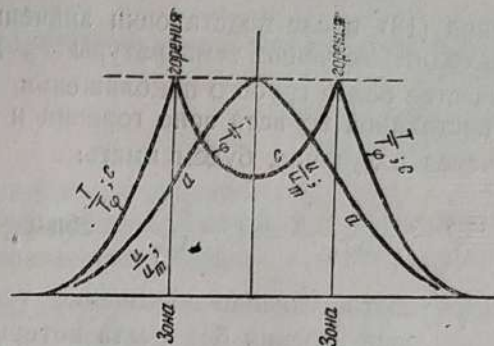
где T_1 — температура среды, окружающей факел.

В области факела, внутренней по отношению к зоне горения, будем иметь:

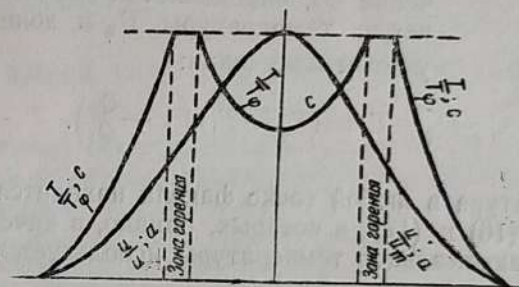
$$\frac{T - T_0}{T_\varphi - T_0} = \frac{u_0 - u}{u_0 - u_\varphi}, \quad (17)$$

где T_0 и u_0 — температура и скорость газа в устье форсунки¹. Максимальная величина температуры T_φ в зоне горения имеет постоянное значение для всей зоны. Это заключение следует непосредственно из равенства (14), если учесть, что величина c_φ остается постоянной во всей зоне горения.

¹ Предполагается, что значение T_0 мало отличается от T_1 .



Фиг. 8. Поля температуры, скорости и концентрации (при бесконечной скорости горения).



Фиг. 9. Поля температуры, скорости и концентрации (при конечной ширине зоны горения).

На фиг. 8 и 9 приведены расчетные кривые, характеризующие температурное поле факела.

Полученные выше результаты основывались на предположении, что влияние излучения на температурные поля ничтожно мало. Однако, это предположение может быть устранено, если, допуская найденный выше закон распределения температур, искать абсолютные значения, учитывая потери тепла через излучение. Для этого следует воспользоваться уравнением теплового баланса, которое может быть отнесено к любому поперечному сечению факела:

$$h_0 \int_{r_0}^{r_\varphi} \frac{\rho}{\rho_0} a_0 \frac{u^2}{u_m} \frac{u_m}{u_0} 2\pi r dr = \int_{r_0}^{r_\varphi} c_p (T - T_1) u 2\pi r dr +$$

$$+ \int_{r_\varphi}^{\infty} c_p (T - T_1) u 2\pi r dr + Q_3, \quad (18)$$

где h_0 — теплотворная способность 1 м³ газообразного топлива при нормальных условиях;

Q_3 — количество тепла, потерянное на излучение.

Из уравнения (18) после подстановки значения T и интегрирования находим значение температуры T_φ для каждого сечения. В качестве более грубого приближения, полагая температуру T_φ постоянной во всей зоне горения и при наличии охлаждения через излучение, будем иметь:

$$\frac{Q_3}{Q_1} = \frac{\Delta T_\varphi - \Delta T'_\varphi}{\Delta T_\varphi} = 1 - \frac{\Delta T'_\varphi}{\Delta T_\varphi} = \text{const}, \quad (19)$$

где ΔT_φ и $\Delta T'_\varphi$ — соответственно повышение температуры в зоне горения без учета потерь на излучение и с учетом последних. Отсюда, если известно тепло, теряемое вследствие излучения Q_3 , определяется максимальное значение температуры T'_φ в зоне горения с учетом излучения:

$$T'_\varphi - T_1 = (T_\varphi - T_1) \left(1 - \frac{Q_3}{Q_1} \right).$$

Температура в любой точке факела находится затем по формулам (16) и (17), в которых, однако, в качестве определяющей максимальной температуры используется температура T_φ .

ГОРЕНИЕ СТЕХИОМЕТРИЧЕСКОЙ СМЕСИ

При подаче из форсунки готовой стехиометрической смеси газа процесс перемешивания, развивающийся в струе, не определяет процесса горения. Зона горения, или фронт пламени, в струе стехиометрической смеси газа представляет очень узкую область (порядка 0,2 мм), образуя конусообразную поверхность относительно очень небольших размеров. Форма конуса и его размеры зависят от соотношения скорости пламени и скорости потока в отдельных точках струи. Стационарное положение фронта пламени получается в том случае, если проекция скорости потока на нормаль к фронту пламени равняется скорости распространения пламени

$$U = u \cos(u, n),$$

где U — скорость распространения пламени;

u — скорость потока в данной точке;

n — направление внешней нормали к фронту пламени (фиг. 10).

Поле температур и скоростей вне поверхности горения можно рассматривать как поле струи горячего газа, вытекающего непосредственно из форсунки. Поле температур факела при слабом влиянии подъемной силы можно считать вполне

подобным скоростному полю, поэтому для любой точки струи будем иметь:

$$T - T_1 = (T_\varphi - T_1) \frac{u}{u_m} \cdot \frac{u_m}{u_0}, \quad (20)$$

где T_1 — температура окружающей среды;

T_φ — теоретическая температура горения смеси;

u_0 — исправленная скорость выхода газа из форсунки.

Неизотермическая струя в случае охлаждения, как показывает опыт [Л. 2], характеризуется более интенсивным падением скорости, чем в случае изотермического течения, вследствие уменьшения объема движущегося газа по мере его охлаждения.

ГОРЕНИЕ СМЕСИ ГАЗА С НЕДОСТАТОЧНЫМ КОЛИЧЕСТВОМ ВОЗДУХА

При наличии некоторого недостатка воздуха в смеси, подаваемой из форсунки, процесс горения, частично протекающий как процесс горения смеси в первой зоне горения, а частично — во второй зоне, характеризуется наличием диффузионных процессов. Количество газа, реагирующего в первой зоне горения, находится в стехиометрической пропорции с количеством воздуха, находящемся в смеси. Остаток газа вместе с продуктами горения проникает через первую зону горения и сгорает только после смешения (путем турбулентной диффузии) с теоретически необходимым количеством воздуха. В том месте, где достигается теоретическая смесь газа и воздуха при наличии в качестве балласта продуктов горения, возникших в первой зоне, образуется вторая диффузионная зона горения. Указанная выше схема горения газообразного топлива является обобщением двух первых крайних случаев и позволяет произвести расчет факела в этом более сложном случае.

Предположим, что в смеси, подаваемой непосредственно из форсунки, имеется соотношение между концентрациями воздуха b_1 и газа a_1 , равное $\frac{b_1}{a_1} = n$.

В первой зоне горения сгорает часть топлива, обеспеченная кислородом и наиболее интенсивно реагирующая с последним. Если теоретическое соотношение сгоравшего газа и воздуха равно $\frac{b}{a} = m$, то количество газа, поступающего ко второй зоне горения, будет $a_1 - \frac{b_1}{m}$. Положение зоны диффузионного горения определяется из условия, что остатки

газообразного топлива и воздуха находятся в теоретически необходимом соотношении. Будем иметь:

$$\frac{u_0 - u_\varphi}{u_\varphi} = \frac{m \left(a_1 - \frac{b_1}{m} \right)}{\left(a_1 - \frac{b_1}{m} \right) + \left(\frac{b_1}{m} + b_1 \right)} = \frac{m \left(1 - \frac{n}{m} \right)}{\left(1 - \frac{n}{m} \right) + n \left(1 + \frac{1}{m} \right)},$$

отсюда

$$u_\varphi = \frac{u_0}{\frac{m \left(1 - \frac{n}{m} \right)}{\left(1 - \frac{n}{m} \right) + n \left(1 + \frac{1}{m} \right)} + 1} = \text{const}, \quad (21)$$

Место пересечения диффузионной зоны горения с осью факела определяется из условия:

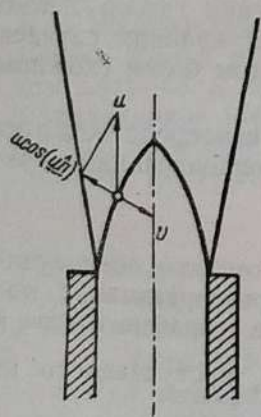
$$\frac{u_m}{u_0} = \frac{1}{\frac{m \left(1 - \frac{n}{m} \right)}{\left(1 - \frac{n}{m} \right) + n \left(1 + \frac{1}{m} \right)} + 1}, \quad (22)$$

откуда, пользуясь соотношением

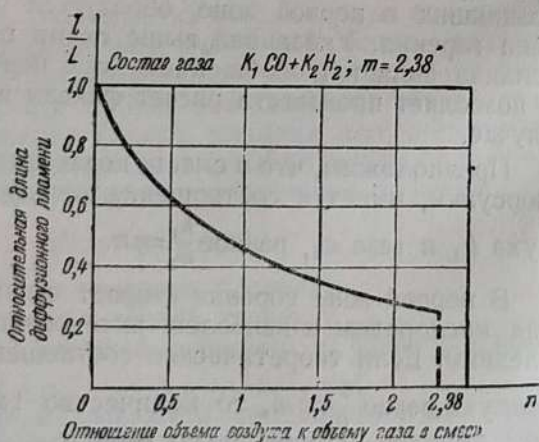
$$\frac{u_m}{u_0} = f\left(\frac{x}{d}\right),$$

находится длина факела, занятая диффузионным горением.

Из приведенных формул следует, что с увеличением n , т. е. с возрастанием количества воздуха в смеси, подаваемой из



Фиг. 10. Схема конуса стехиометрического горения.



Фиг. 11. Длина диффузионной зоны для смеси H_2 и CO_2 .

форсунки, длина факела уменьшается. Наконец, при выходе из форсунки стехиометрической смеси будем иметь $n = m$.

Из формулы (22) следует $u_m = u_0$. В этом случае зона диффузионного горения совпадает с гидродинамическим конусом турбулентной струи, и значение ее в этом предельном случае сводится к нулю, так как все горение завершается в пределах первого фронта пламени, размеры которого подчиняются совсем иным закономерностям. Фиг. 11 дает представление об относительном изменении длины диффузионной зоны горения для смеси H_2 и CO в зависимости от процента примеси первичного воздуха, поступающего в форсунку.

Перейдем теперь к определению температурных полей факела в рассматриваемом случае. Основанием для вывода формул попрежнему должно служить предположение, что поле концентрации продуктов горения, поле температур и скоростей во внешней части факела подобны между собой. Обозначим повышение температуры в первой зоне горения через ΔT_{φ_1} , а во второй диффузионной зоне горения — через ΔT_{φ_2} . Учитывая, что повышение температуры во внешней части факела, вызванное горением в первой и второй зоне, будет соответственно:

$$\Delta T_1 = \Delta T_{\varphi_1} \frac{u}{u_0} \quad \text{и} \quad \Delta T_2 = \Delta T_{\varphi_2} \frac{u}{u_\varphi}.$$

В результате суммирования найдем температурное поле во внешней части факела:

$$\Delta T = \Delta T_1 + \Delta T_2 = \frac{u}{u_\varphi} \left(\Delta T_{\varphi_1} \frac{u_\varphi}{u_0} + \Delta T_{\varphi_2} \right). \quad (23)$$

Полученное распределение температур, как видно из формулы (23), является подобным скоростному полю.

Аналогичным путем получим приближенную формулу для температурного поля в пространстве между первой и второй зоной горения:

$$\Delta T = \Delta T_{\varphi_1} \frac{u}{u_0} + \Delta T_{\varphi_2} \frac{u_0 - u_1}{u_0 - u_\varphi}. \quad (24)$$

Влияние излучения на температуру может быть учтено методом, рассмотренным выше. Проведенный теоретический анализ явлений, происходящих в факеле, относится к вполне развитому турбулентному режиму течения газа, который имеет место при $Re > 3000$.

Следует также указать, что в расчете не учитывалось влияние подъемной силы, следовательно, наилучшее совпадение с опытом возможно при относительно больших скоростях выхода газа из форсунки, когда влияние подъемной силы сказывается наименьшим образом.

Литература

1. Зельдович Я. Б. и Франк-Каменецкий Д. А., ЖФХ, т. XII, вып. 1, 1938.
2. Ляховский Д. Н. и Сыркин С. Н., СКТС, № 3, 1938.
3. Burke a. Shuman, Ind. Eng. Chem., 20, 998, 1928.
4. Nusselt, Z. VDI, 59, S. 872, 1915.
5. Rummel R., Archiv Eisenhütt., 1938.
6. Кацнельсон Б. Д. и Киорре Г. Ф. «Горение мазута с предварительной газификацией». См. стр. 213 этого сборника.

А. М. ГУРВИЧ

АНАЛИЗ ЛУЧИСТОЙ ТЕПЛООТДАЧИ ФАКЕЛА¹

(1940 г.)

ОБЩЕЕ

Теплообмен в топочной камере представляет случай теплопередачи в движущейся лучепоглощающей и рассеивающей неоднородной среде, внутри которой расположены источники тепловыделения. Сложность явления заставляла до настоящего времени базироваться на чисто эмпирических приемах решения задачи о расчете теплообмена в топках [Л. 1], причем предложенные эмпирические формулы позволяли с большей или меньшей точностью рассчитывать температуру газов, покидающих топку.

Некоторые опубликованные попытки применения к топкам общих законов лучистого теплообмена [Л. 2] натолкнулись на недостаточность данных, касающихся горения и теплообмена в лучепоглощающей и рассеивающей среде. Вследствие этих трудностей результаты попыток теоретического решения задачи оказались неудовлетворительными.

Сравнительно большие успехи были достигнуты на пути экспериментального изучения горения и теплоотдачи от пламени и газов к тепловоспринимающим поверхностям. Однако, отсутствие теоретической базы не давало возможности обобщить этот богатый опытный материал для получения физически обоснованных закономерностей, описывающих процесс теплообмена в топках. В настоящей работе сделана попытка восполнения этого пробела, для чего использована теория подобия.

ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Топочный процесс описывается некоторой системой алгебраических, дифференциальных и интегральных уравнений, дающих связи между переменными величинами. Связями

¹ Настоящая работа является кратким резюме по диссертации автора: «Принцип подобия и радиационный теплообмен в промышленных топках».

между плотностью, давлением, температурой и скоростью являются уравнение неразрывности и уравнение состояния. Кинематическая и динамическая картина движения основного газового потока описывается уравнением движения сжимаемой вязкой жидкости (уравнение Навье-Стокса); для движения твердых частиц может быть составлено уравнение равновесия между внешними и инерционными силами. Энергетические соотношения в потоке подчиняются уравнению сохранения энергии (уравнение Фурье-Кирхгоффа). Процесс горения описывается уравнениями сгорания, охватывающими гомогенные реакции в топочном объеме и гетерогенные реакции на поверхностях твердых горящих частиц. Наконец, радиационный обмен между лучепоглощающей и рассеивающей средой, заполняющей топку, и тепловоспринимающими поверхностями, расположенными на ее границах, подчиняется системе уравнений, связывающих эмиссионные характеристики и температурное поле среды с возникающими в этой среде радиационными потоками тепла.

Перечисленные уравнения имеют вид:
уравнение неразрывности

$$\operatorname{div} \rho \vec{w} = 0; \quad (1)$$

уравнение состояния

$$p = \rho R \vartheta; \quad (2)$$

уравнение движения среды

$$(\vec{w} \operatorname{grad}) \vec{w} = -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p + \nu \left(\nabla^2 \vec{w} + \frac{1}{3} \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{w} \right); \quad (3)$$

уравнения движения частиц

$$\rho_0 V_0 \frac{d \vec{w}_0}{dz} = \rho_0 V_0 \vec{g} - C f_0 \rho \frac{v_0 \vec{v}_0}{2}; \quad (4)$$

уравнение энергии

$$uq = -\operatorname{div} \lambda \operatorname{grad} \vartheta - \sum + \operatorname{div} \vec{w} c_p \gamma \vartheta; \quad (5)$$

уравнение гомогенного горения [Л. 3]

$$nu = -\operatorname{div} (\vec{w} x) + \operatorname{div} D \operatorname{grad} x; \quad (6)$$

уравнение гетерогенного горения для диффузионной области

$$-B dF_0 dz = \gamma_0 dV_0; \quad (7)$$

то же для промежуточной области

$$-D_0 \operatorname{grad} x dF_0 = K x dF_0; \quad (8)$$

уравнения радиационного обмена [Л. 4]

$$\frac{s}{A} - \int_{(2\pi)} m \cos \varphi d\omega = \int_{(2\pi)} l \cos \varphi d\omega - J_{oc} \quad (9)$$

$$\frac{\sigma}{\alpha} - \int_{(4\pi)} m d\omega = \int_{(4\pi)} l d\omega - \eta_0; \quad (10)$$

где m и l — коэффициенты, имеющие вид:

$$m = \frac{1}{\pi} \frac{s^*}{A^*} (1 - A^*) e^{-\int_0^r k^* dr^*} + \frac{1}{4\pi} \int_0^r \frac{\sigma^*}{\alpha^*} \beta^* e^{-\int_{r^*}^r k^* dr^*} dr^*;$$

$$l = \frac{1}{\pi} J_{oc}^* e^{-\int_0^r k^* dr^*} + \frac{1}{4\pi} \int_{r^*}^r \eta_0^* k^* e^{-\int_{r^*}^r k^* dr^*} dr^*.$$

В уравнениях обозначают: \vec{w} — скорость в рассматриваемой точке; p — давление; ϑ — температура; τ — время; ρ — плотность; R — газовая постоянная; ν — кинематическая вязкость; \vec{w}_0 — скорость движения частицы пыли; \vec{v}_0 — ее относительная скорость, равная $\vec{w} - \vec{w}_0$; ρ_0 — ее плотность; V_0 — ее объем; f_0 — площадь миделева сечения; C — коэффициент сопротивления; u — объемная скорость сгорания; q — теплота реакции; λ — теплопроводность; c_p — теплоемкость при постоянном давлении; $\gamma = \rho g$; Σ — результирующее интегральное излучение единицы объема, связанное с результирующим спектральным из-

лучением σ соотношением: $\Sigma = \int_0^\infty \sigma d\lambda_w$, где λ_w — длина волны;

x — концентрация; D — коэффициент диффузии; n — стехиометрическое число; B — коэффициент выгорания поверхности частицы; F_0 — поверхность частицы; $\gamma_0 = \rho_0 g$; D_0 — коэффициент диффузии к горячей поверхности; K — константа скорости реакции; s — результирующий спектральный поток через единицу поверхности тела; σ — результирующий спектральный поток через единицу объема среды; A — поглощательная способность поверхности; α — поглощательная способность среды; φ — угол между направлением излучения и нормалью к элементу поверхности; ω — элементарный телесный угол, вершина которого лежит на расстоянии r от граничной поверхности; J_{oc} — спектральное полусферическое излучение абсолютно черного тела при температуре поверх-

ности стенки, связанное с поверхностной плотностью собственного лучистого потока, отнесенной к единице длины волны J_{cob} соотношением: $J_{oc} = \frac{J_{cob}}{A}$, при тепловом излучении

$J_{oc} = J_{oc}(\lambda_w, \vartheta)$, а в случае серого излучения: $J_{oc} = E_{oc} = 10^{-8} c_s \vartheta_{cm}^4$, где c_s — коэффициент излучения абсолютно черного тела, а ϑ_{cm} — температура стенки; η_0 — учетверенное спектральное полусферическое излучение абсолютно черного тела при температуре выделенного элемента среды, связанное с собственным излучением единицы объема соот-

ношением: $\eta_0 = \frac{\eta_{cob}}{\alpha}$ и в случае серого излучения выражае-

мое: $\eta_0 = 4E_0 = 4 \cdot 10^{-8} c_s \vartheta^4$; β — коэффициент рассеяния среды; $k = \alpha + \beta$ — коэффициент ослабления среды; r — расстояние между границей среды и рассматриваемой точкой. Звездочкой отмечены текущие значения величин, относящиеся к текущему расстоянию r^* от границы до выделенного элемента.

В дальнейшем предполагается, что при некоторых заданных граничных условиях система уравнений (1) — (10) имеет единственное решение.

КРИТЕРИИ ПОДОБИЯ И ОБЩИЙ ИНТЕГРАЛ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ

Анализ уравнений (1) — (10) с точки зрения теории подобия [Л. 5] приводит к заключению, что в подобных системах имеют место равенства:

$$Re = \frac{wl}{\nu} = \text{idem}; \quad Eu = \frac{p}{\rho w^2} = \text{idem};$$

$$Fr = \frac{gl}{w_0^2} = \text{idem}; \quad Stk = Re_0^m \frac{\delta}{l} \frac{\rho_0}{\rho} = \text{idem};$$

$$Pe = \frac{wl}{\alpha} = \text{idem}; \quad \pi_6 = \frac{F_{cm}}{F_\phi} = \text{idem}; \quad \pi_7 = \frac{l\Sigma}{w c_p \gamma \delta} = \text{idem};$$

$$\pi_8 = \frac{nul}{wx} = \text{idem}; \quad \pi_9 = \frac{wl}{D} = \text{idem};$$

$$\pi_{10}' = \frac{Bl}{w_0 \gamma_0 \delta} = \text{idem} \text{ или } \pi_{10}'' = \frac{K\delta}{D_0} = \text{idem}^1;$$

$$Bu = kl = \text{idem}; \quad \pi_{12} = \frac{\beta}{\alpha} = \text{idem}; \quad \pi_{13} = \frac{l\Sigma}{c_s \vartheta^4} = \text{idem}.$$

В последних равенствах, дополнительно к прежним обозначениям, принято Re — число Рейнольдса; Eu — число

¹ Критерий π_{10} введен в работах ЛФО и назван критерием Аррениуса (см. статью Л. А. Вулса, стр. 118).

Эйлера; Fr — число Фруда; Stk — число Стокса, в котором $\frac{4}{3}\pi d^3 = V_0$; $Re_0 = \frac{w_0 d}{\nu}$ — число Рейнольдса для частицы; Bu — число Буге. Эти равенства получены при следующих предположениях: а) движение потока является чисто напорным; б) архимедова сила, действующая на частицы, пренебрежимо мала; в) для частиц справедлив закон сопротивления $C = \frac{C_0}{Re_0^m}$; г) диссипация энергии отсутствует; д) влияние гетерогенных реакций на горение газов учитывается соответствующим выбором величин u , w и D , входящих в уравнение гомогенного горения и, наконец, е) излучение является серым, причем люминесценции отсутствуют.

Если учесть, что при скоростях движения, малых по сравнению со скоростью звука, $Eu = Eu(Re)$; что в случае газов: $Pe = Pe(Re)$ и $\pi_9 = \pi_9(Re)$, так как: $Pr = \frac{\nu}{a} = \text{const}$ и $\frac{\nu}{D} = \text{const}$; что $\pi_5 = \pi_5(Re, Re_0, \pi_{10})$, то число определяющих критериев оказывается равным девяти. Пренебрегая влиянием силы тяжести на траектории движения частиц (число Фруда) и влиянием рассеяния лучей на температурное поле (число π_{12}), можно ограничиться рассмотрением только семи критериев, из числа которых π_7 и π_{13} могут быть заменены более удобными для расчетов:

$$\frac{\pi_{13}}{\pi_7} = \frac{w c_p \gamma}{c_s \vartheta^3} = Bo \quad (\text{число Больцмана}) \quad (12)$$

и

$$\theta_i = \frac{\vartheta_i}{\vartheta} \quad (\text{безразмерная температура}). \quad (13)$$

Можно показать, что если выбрать \bar{c}_p в соответствии с правилом:

$$\bar{c}_p = \frac{c_{p1} t_1 - c_{p2} t_2}{\vartheta_1 - \vartheta_2},$$

где \bar{c}_p — средняя теплоемкость;
 t_1 и t_2 — начальная и конечная температуры, °С;
 ϑ_1 и ϑ_2 — те же величины в градусах абс.;
 c_{p1} и c_{p2} — теплоемкости, соответствующие этим температурам,
 то

$$\pi_{13} = Bo(1 - \theta_i). \quad (14)$$

Согласно теории подобия для сходственных точек подобных систем интеграл системы уравнений (1) — (10) может быть представлен функцией:

$$\theta_i = \psi(Re, Stk, Bo, \pi_8, Bu, \pi_{10}), \quad (15)$$

где θ_i — безразмерная температура в рассматриваемой паре сходственных точек подобных систем.

Для однозначности решения необходимо задание граничных условий, которые для рассматриваемого случая могут быть сформулированы в следующем виде: 1) кинематические условия движения потока на границах; 2) кинематические условия движения твердых частиц на границах; 3) условия воспламенения топлива на границах, касающиеся также и каталитических влияний; 4) условия охлаждения на границах, касающиеся распределения поглотительных способностей по ограничивающей поверхности, граничного поля температур и граничных полей результирующего излучения и собственного излучения ограничивающих поверхностей.

Условия охлаждения на границах содержатся в интегральных уравнениях радиационного обмена и выявляются при анализе условий инвариантности этих уравнений.

Помимо граничных условий должны быть заданы физико-химические характеристики среды, заполняющей топочную камеру, и физико-химические характеристики, размеры и концентрация взвешенных твердых частиц.

Сформулированные условия в соответствии со сделанным выше предположением о единственности решения однозначно определяют температурное поле топки, причем функции θ_i тождественно одинаковы для подобных систем.

Применяя функцию (15) к обработке опытных данных по суммарному эффекту теплообмена в топках, можно за счет ограничения области применения получаемых результатов внести некоторые дополнительные упрощения.

Для случая развитого турбулентного движения потока ($Re \gg 2300$), в результате автомодельности смешения, число Рейнольдса перестает быть определяющим критерием. Ограничивая рассматриваемую область случаями, в которых конвективная передача тепла мала по сравнению с излучением, можно отказаться от учета влияния (на величину θ_i) чисел Pe и π_9 . Далее, можно пренебречь ролью числа Стокса Stk и числа π_{10} , характеризующих условия движения и условия выгорания твердых частиц, взвешенных в потоке, и определяющих величину механической неполноты сгорания. Исключение этих характеристик из числа аргументов функции θ_i заставляет ограничиться анализом топочных устройств, в которых твердые частицы, горящие во взвешенном состоянии, достаточно малы (их относительные скорости движения близки к нулю), и горение полностью завершается в пределах топочной камеры.

Наконец, сравнительно малая роль числа π_8 , учитывающего влияние сгорания на кинематическую картину движения потока, позволяет учесть влияние π_8 параметрически путем введения в функцию θ_i коэффициента, изменяющегося лишь при переходе от одного топлива к другому. Такая форма уче-

та влияния π_8 заставляет вести обработку опытных данных по каждому роду топлива отдельно.

После всех этих упрощений интеграл уравнений (1) — (10) для данного рода топлива принимает вид:

$$\theta_i = \theta \left(Bo, Bu, \frac{F_1}{F_0}, \frac{F_2}{F_0}, \dots \right), \quad (16)$$

где $\frac{F_1}{F_0}, \frac{F_2}{F_0}, \dots$ — некоторые геометрические симплексы, вводимые под знак функции с целью учета влияния (на температурное поле топки) отклонений от геометрического подобия.

Для топок больших размеров при значении $Bu = kl$, большем некоторой величины a_0 , влияние числа Буге оказывается пренебрежимо малым. Действительно, величина $1 - e^{-kl}$, выражающая влияние этой характеристики, сохраняет постоянное близкое к единице значение при любых больших k' . Это обстоятельство позволяет принять для больших топок:

$$\theta_i = \theta \left(Bo, \frac{F_1}{F_0}, \frac{F_2}{F_0}, \dots \right). \quad (17)$$

ПРИМЕНЕНИЕ К ОБРАБОТКЕ ОПЫТНЫХ ДАННЫХ

При обработке экспериментальных данных по теплообмену в топках было принято:

$$\theta_0 = \frac{\vartheta_0}{\vartheta_{теор}}, \quad (18)$$

где θ_0 — температура газов на выходе из топки;

$\vartheta_{теор}$ — теоретическая температура сгорания топлива, выбранная в качестве определяющей:

$$\vartheta_{теор} = 273 + t_{теор} = 273 + \frac{Q_m}{(\Sigma vc)_{t_{теор}}} \quad (19)$$

и

$$Q_m = Q_p^n + Q_{ф.т} + Q_s + Q_p - Q_{м.н} - Q_{х.н}. \quad (20)$$

В последних равенствах:

$t_{теор}$ — теоретическая температура сгорания, °С;

Q_m — полезное тепловыделение на 1 кг топлива;

Q_p^n — низшая теплотворная способность топлива;

$Q_{ф.т}$ — физическое тепло топлива;

Q_s и Q_p — количества тепла, вносимые с воздухом и рециркулируемым дымовым газом;

$Q_{х.н}$ и $Q_{м.н}$ — количества тепла, теряемые от химической и механической неполноты горения;

$(\Sigma vc)_{t_{теор}}$ — суммарная теплоемкость продуктов сгорания при температуре $t_{теор}$.

Величинам, входящим в число Больцмана,

$$Bo = \frac{w c_p \gamma}{c_s \vartheta^3} \quad (12)$$

были даны следующие определения: скорость w была отнесена к характерной площади, в качестве которой была выбрана площадь тепловоспринимающих поверхностей нагрева H_p :

$$w = \frac{B \Sigma v}{H_p} \quad (21)$$

Средняя теплоемкость в соответствии с данным выше определением:

$$\bar{c}_p = \frac{c_{p_{теор}} t_{теор} - c_{p0} t_0}{\vartheta_{теор} - \vartheta_0}, \quad (22)$$

где $c_{p_{теор}}$ и c_{p0} — теплоемкости при температурах $t_{теор}$ и t_0 .

Определяющая температура, как при вычислении θ_0 , была принята равной теоретической температуре сгорания $\vartheta_{теор}$. Тогда

$$Bo = \frac{B \Sigma v \gamma}{H_p} \frac{1}{c_s \vartheta_{теор}^3} \cdot \frac{c_{p_{теор}} t_{теор} - c_{p0} t_0}{\vartheta_{теор} - \vartheta_0}$$

или после преобразований

$$Bo = \frac{B Q_m}{H_p} \frac{1}{c_s \vartheta_{теор}^4} \frac{\mu}{1 - \theta_0}, \quad (23)$$

где $\mu = 1 - \frac{c_{p0} t_0}{c_{p_{теор}} t_{теор}}$ — доля тепла, переданная в топке, отне-

сенная к полезному тепловыделению на 1 кг топлива Q_m .

Для установления вида зависимости (17) были использованы результаты более чем 400 опытов, обработка которых показала, что весь экспериментальный материал удовлетворительно объединяется приближенной формулой¹:

$$\theta_0 = \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{\varepsilon}{Bo}}} \quad (24)$$

¹ Более позднюю и совершенную модификацию формулы (без изменения ее принципиального содержания) см. в дальнейших работах автора.

Смысл величины ε устанавливается из соотношения:

$$\frac{Bo}{\varepsilon} \sim Bo_m$$

или

$$\frac{\varepsilon c_s^{\theta_0} \text{теор}}{w c_p \gamma} \sim \frac{c_{\phi}^{\theta_0} \text{теор}}{w c_p \gamma} \quad (25)$$

В последнем c_{ϕ} — условный коэффициент излучения факела, отнесенный к теоретической температуре сгорания топлива.

Из выражения (25) имеем:

$$\varepsilon = p_0 \left(\frac{c_{\phi}}{c_s} \right), \quad (26)$$

где p_0 — постоянный коэффициент.

Следовательно, ε определяется как фактор черноты факела, пропорциональный его степени черноты.

Влияние геометрических симплексов $\frac{F_1}{F_0}, \frac{F_2}{F_0}, \dots$ устанавливалось в виде зависимости

$$\varepsilon = \varepsilon \left(\frac{F_1}{F_0}, \frac{F_2}{F_0}, \dots \right). \quad (27)$$

В первом приближении¹ величина ε может быть принята постоянной для каждого сорта топлива.

Для мазутных топок ε равен 0,140, для газовых и слоевых топок 0,115, для пылеугольных топок при сжигании пламенных углей 0,110 и при сжигании антрацитов 0,100. Загрязнение поверхностей нагрева золой и шлаками учитывается умножением фактора черноты на фактор загрязнения χ :

$$\varepsilon_{\chi} = \chi \varepsilon. \quad (28)$$

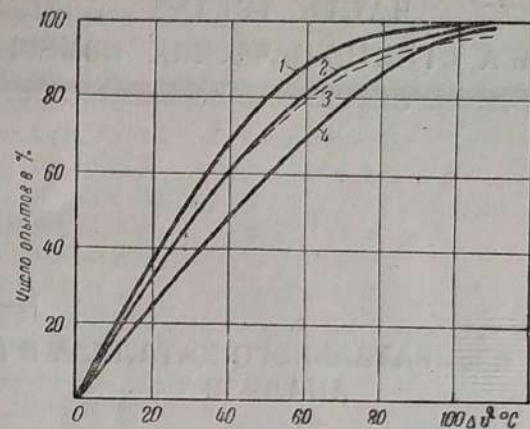
Для средних условий эксплуатации пылеугольных топок $\chi = 0,8-0,85$. Для мазутных, газовых и слоевых топок $\chi = 1,0-0,95$.

Для сильно экранированных мазутных топок малых размеров на основании более чем 200 опытов была получена приближенная формула для ε , имеющая вид:

$$\varepsilon = 0,13 \left| 1 - e^{-0,75l} \right|; \quad (29)$$

где $l = \frac{2}{3} \sqrt{V V_m}$ для призматических топок и $l \approx D_m$ для цилиндрических топок с диаметром D_m .

¹ Дальнейшие уточнения позволили связать фактор черноты факела со степенью черноты пламени и степенью экранирования топки, что несколько улучшило согласование опытных данных.



Отклонение расчетной температуры θ_0' от измененной θ_0 в опытах $\Delta\theta_0 = \theta_0' - \theta_0$.

1 — мазут и газ; 2 — твердое топливо (чистые поверхности); 3 — твердое топливо (загрязненные поверхности); 4 — малые топки.

Отклонения опытных данных от полученных зависимостей приведены на прилагаемом графике, на котором по оси абсцисс отложена величина отклонения, а по оси ординат — число расчетов (в процентах от общего числа обработанных опытов), отклоняющихся от опыта на величину, не большую $\Delta\theta_0$ °С.

Литература

1. Hoodson, Engineer, v. 12, 1890; Orrok, Trans. ASME, v. 48, 1926; Wilson, Lobo & Hottel, Ind. & Eng. Chem, 24, № 5, 1932; Гурвич, Сборн. мат. и-техн. Советские котлогурбины, в. 2, 1932; Гурвич и Кендысь, „Советское Котлогурбостроение“, № 7, 1935 и № 8 1940; Тимофеев, „Известия ВТИ“, № 9, 1933.
2. Wollenberg & Morrow, Trans. ASME, v. 47, 1925; Haslam & Hottel, Trans. ASME, v. 50, 1928; Gumz, Feuerungstechnik, № 4, 1932; Eckert, Wärme, № 50, 1931; Rosin u. Fehling, Wärme, № 3, 1931; Wollenberg & Milliken, Trans. ASME, v. 57, 1935; Wollenberg & Wise, там же, v. 60, 1938.
3. Damköhler, Усп. химии, в. 5 1937; Chem Fabrik, № 43/44, 1939.
4. Поляк, Докл. Академии наук СССР. нов. серия, т. XXVII, в. 1, 1940.
5. Кирпичев и Гухман, Тр. гос. физ.-техн. лаб., вып. 9, 1928; Тр. лен. и-и. теплотехн. ин-та, вып. 1, 1931.

Г. Ф. КНОРРЕ

ПРИНЦИП ИЗБИРАТЕЛЬНОГО КАТАЛИЗА В ГАЗОВОМ АНАЛИЗЕ

(1936 г.)

ОБЩЕЕ

Необходимость развития прямых методов определения горючих составляющих газовой смеси для исследования процессов горения заставила ЛФО поставить ряд работ по изучению возможности применения избирательного катализа для целей анализа газов. Единичные попытки такого рода освещались в литературе, но дело практически не доводилось до той достаточной четкости и ясности, которая позволила бы с уверенностью применить этот принцип к измерительным целям.

Задача формулировалась следующим образом: 1) найти такой катализатор, который оказался бы способным при разных достаточно далеких друг от друга температурных уровнях вести раздельное дожигание отдельных горючих газовой смеси (имелись в виду горючие газы H_2 , CO и CH_4); 2) если первый путь окажется недоступным, найти такую систему катализаторов, каждый из которых при известной температуре проводил бы дожигание одного из упомянутых горючих газов.

Изыскания начаты были с окисными катализаторами типа «гопкалит» (сложная смесь металлических окислов) и с другими более однородными металлическими окислами, имеющими применение в промышленной и специальной практике. Эта трудоемкая и длительная работа не привела в свое время к положительным результатам. Хотя среди многочисленных катализаторов, испытанных на строгих синтетических газовых смесях, и были найдены такие, которые проводили избирательное дожигание полностью и в достаточно короткие сроки, но наблюдавшиеся при этом явления адсорбции (например, углекислоты при дожигании CO или CH_4) не позволили считать эти катализаторы вполне пригодными для строгих условий объемных измерений при газовом анализе.

После тщательного анализа полученных (в общем отрицательных) результатов ЛФО перешла на изучение возможности применения для указанных целей активных платиновых и палладиевых катализаторов¹. Платина и палладий наносились химическим путем в тонкодиспергированном виде на специальный пористый силикатный трегер. Испытывались двух-, шести и десятипроцентные катализаторы (процент веса платины или палладия к общему весу катализатора).

Попутно был разработан и применен метод гидрирования CO (с переходом в CH_4) над никелевой чернью (при $\sim 270^\circ C$), давший впервые надежный независимый метод прямого определения концентрации CO в газовой смеси². Однако, быстро и успешно продвинувшееся развитие метода избирательного дожигания с помощью указанных выше платиновых и палладиевых катализаторов заставило отказаться от дальнейшего внедрения метода гидрирования, усложнявшего аппарат и удлинявшего производство анализа.

ПЛАТИНОВЫЕ И ПАЛЛАДИЕВЫЕ КАТАЛИЗАТОРЫ

Работа с платиновыми и палладиевыми катализаторами на строгих синтетических смесях (простых и сложных) в условиях, удобно осуществляемых при обычных газоанализаторах с дожиганием, показала следующее:

1) находящийся в анализируемой смеси водород при отсутствии в ней окиси углерода дожигается полностью в кратчайшие сроки при комнатной температуре (т. е. без специального прогрева катализаторной трубки);

2) находящаяся в смеси окись углерода дожигается этими же катализаторами полностью и в кратчайшие сроки при $150^\circ C$;

3) водород, находящийся в газовой смеси совместно с окисью углерода, дожигается полностью и в кратчайшие сроки также лишь при $150^\circ C$, что объясняется, по видимому, известным отравляющим действием CO на платину, которое прекращается лишь с полным исчезновением окиси углерода (переход в CO_2);

4) метан, находящийся в газовой смеси, дожигается полностью, в кратчайшие сроки лишь при $450^\circ C$ и выше.

Тщательная проверка в лабораторных условиях сложных синтетических смесей, содержащих CO , H_2 и CH_4 , показала, что при не слишком богатых горючими смесях ($CO \leq 5$; $H_2 \leq 2$) температурный интервал $450 - 150 = 300^\circ C$ вполне достато-

¹ Лабораторная разработка метода велась инж. О. В. Некрасовой.

² Метод и видоизмененный аппарат Норзе с гидрированием описан в «Журнале прикладной химии», № 9 стр. 389 за 1936 г., статья Кнорре, Некрасовой и Платонова (см. также Труды Лен. хим. техн. ин-та, в. 5, 1937).

чен, чтобы предохранить от возможности зацепления при низкотемпературном дожигании (150°C) хотя бы части метана и делает осуществимым и вполне надежным раздельное дожигание ($\text{CO} + \text{H}_2$) и CH_4 на одном и том же катализаторе. Идущая при этом экзотермическая реакция при не слишком больших концентрациях CO и H_2 не развивает местной температуры (внутри катализатора) выше допустимого предела.

Это привело к реализации следующего метода газового анализа, с успехом и широко применяемого ныне в исследованиях ЛФО и ряда других лабораторий.

1. К обычному (любому) газоанализатору присоединяется взамен нормальной дожигательной петли катализаторная трубка из термостойкого стекла (например, пиракс), наполненная указанным выше платиновым или палладиевым катализатором (обычно шестипроцентным). Катализаторная трубка, снабженная по концам холодильником с проточной водой, обогревается двумя съемными (подвижными) электропечами, обеспечивающими нагрев на $\sim 170^{\circ}\text{C}$ и на $\sim 500^{\circ}\text{C}$. Если при этом катализаторная трубка принимает форму обычной дожигательной петли, то не требуется, по существу, никаких изменений в обычной конструкции газоанализатора.

Предпочтительно, однако, в некоторых случаях иметь дело с двумя прямыми, вертикальными катализаторными трубками, включенными в трубопровод газоанализатора параллельно и снабженными каждая своей независимой электропечью (одна на $\sim 170^{\circ}\text{C}$, другая на $\sim 500^{\circ}\text{C}$). Такой сдвоенный дожигатель неоднократно применялся в практике лаборатории физической огнетехники и оказался весьма удобным¹. Вертикальное расположение катализаторных трубок обеспечивает их наилучшее заполнение катализатором по всему сечению.

2. Самый анализ проводится в следующей последовательности:

1) определяются содержания CO_2 , $C_m \text{H}_n$, O_2 обычным избирательным поглощением;

2) остаток смеси разбавляется воздухом, после чего определяется совместно содержание CO и H_2 дожиганием при 170°C ; отмечается полученное сокращение объема смеси после дожигания CO и H_2 ; образовавшееся количество CO_2 от сгорания CO поглощается в сосуде со щелочью; количество (объем) поглощенного CO_2 прочитывается как объемное содержание CO ; по разности в сокращении объема смеси определяется содержание H_2 ;

3) после этого газ проводится снова через катализатор, нагретый до 500°C , для определения содержания CH_4 ; здесь

имеются две независимые возможности определения: первое—по сокращению объема остатка смеси; второе—по объему поглощенной углекислоты, образовавшейся при сгорании CH_4 .

Сходимость этих определений прямо показывает, что ничего кроме метана при вторичном высокотемпературном дожигании из горючих газов в смеси не содержалось. Наоборот, наличие невязки в обоих определениях прямо указывает, что в этом случае кроме метана в газовой смеси находились и другие горючие (более тяжелые гомологи метана).

УСЛОВИЯ ПРИМЕНИМОСТИ

Таким образом разработанный метод дает способ независимого определения основных горючих составляющих газа (CO , H_2 и CH_4), значительно уточняющий определения газового анализа при применении достаточно точных измерительных бюреток (например, микробюретки Кнорре-Зимины) против определений обычного косвенного метода (совместное дожигание и определение тех же газов совместным решением системы трех уравнений, приводящим к увеличению максимально возможной ошибки).

Кроме того, указанный метод позволяет проводить если не количественный, то качественный контроль возможности содержания в газе тяжелых углеводородов предельного (метанового) ряда.

К числу ограничений метода приходится отнести:

1. Возможность применения его лишь к небогатым смесям, так как при слишком больших содержаниях CO и H_2 в исследуемом газе неизбежен перегрев катализатора за счет тепловыделения идущей на нем экзотермической реакции, что за известным пределом привело бы к возможности частичного совместного дожигания CH_4 .

Единственным средством в этом случае явилось бы сильное предварительное разбавление смеси воздухом (большое сокращение остатка смеси после поглощения CO_2 , $C_m \text{H}_n$ и O_2 ; при обычных бедных смесях искусственного сокращения вообще не требуется). Воздух для дожигания вводится дополнением остатка смеси до первоначального объема пробы, т. е. в объемном количестве, равном $100 - (\text{CO}_2 + C_m \text{H}_n + \text{O}_2)$, что чаще всего и удовлетворяет условиям дожигания.

Однако, применение искусственного предварительного сокращения остатка смеси приводит к соответствующему снижению точности определений.

2. Следует остерегаться проведения дожигания без некоторого избыткажигающего воздуха. Если в смеси окажется

¹ См. „Новые приборы для газового анализа“, стр. 277.

недостаточно воздуха, то возможно закоксовывание (отравление, т. е. потеря активности) катализатора. Это становится заметно по замедлению окончания дожигания (сокращение пробы до постоянного объема). В таких случаях для регенерации катализатор следует при сильном нагреве ($\geq 500^\circ\text{C}$) продуть воздухом для выжига образовавшегося кокса. Желательно держаться избытка воздуха при дожигании в размере $\alpha \geq 1,2$.

Желателен также температурный контроль над работой печей и соответствующая регулировка нагрева катализаторной трубки.

3. Наконец, следует указать, что наличие в газе большого количества «тяжелых» углеводородов и их соединений (особенно сернистых) также может привести к явлениям отравления, причем при сильных отравлениях катализатор даже при длительной регенерации под током воздуха не восстанавливает своей активности достаточно полно.

Это обстоятельство заставляет в необходимых случаях принять меры к тому, чтобы легко конденсирующиеся тяжелые углеводороды, а особенно их сернистые соединения, вообще не попадали в пробу газа, т. е. обеспечивать тщательное фильтрование газа, например путем предварительного вымораживания.

В сущности это условие справедливо и логично для любой формы газового анализа, если помнить, что всякий газоанализатор приспособлен лишь для анализа чисто газовых смесей. Все легко конденсирующиеся примеси приводят к неправильным, «кажущимся» определениям, так как выходят из области газового анализа и требуют специальных методов (вымораживание и последующая фракционная разгонка и др.). Это особенно существенно помнить при исследованиях нефтяных топочных газов в областях явно неполного горения (например, исследование нефтяного факела).

Что касается обычных сернистых соединений (SO_2 , H_2S), то при применении избирательного катализа их не приходится особенно опасаться, так как даже в случае их присутствия в анализируемой пробе они нацело поглощаются еще при избирательном поглощении.

Описанный здесь метод совместного применения принципа избирательного поглощения и избирательного катализа обладает рядом настолько существенных преимуществ в практике уточненного газового анализа (бедных газов), что ставит вопрос о желательности дальнейших изысканий в области наиболее стойких к отравлению катализаторов, так как это привело бы к возможности распространения метода в еще более широкой технической практике.

РАБОТА КАТАЛИЗАТОРОВ В ГАЗОВОМ АНАЛИЗЕ

(1936—1939 гг.)

ОБЩЕЕ

В данной статье дается сводка результатов, полученных в ЛФО при разработке каталитических методов определения водорода, окиси углерода, метана и кислорода. Постановка этих исследований была обусловлена тем, что для метана мы вообще не имели поглотителей, а для водорода Паалем был предложен очень дорогой и малодоступный поглотитель [Л. 1].

Поглощение окиси углерода растворами полухлористой меди часто не доходит до конца. Кроме того, оба типа растворов — солянокислый и аммиачный — легко дают обратное выделение газа (первый—СО, второй—аммиака). Аммиачный раствор полухлористой меди также способен поглощать некоторые количества водорода [Л. 2] и, возможно, метана [Л. 3]. Успешность работы поглотителей для СО, содержащих сульфат закиси меди и β -нафтол, к моменту проведения наших работ не была достаточно проверенной и установленной.

Все указанные обстоятельства приводили к необходимости определять горючие составляющие (H_2 , СО и CH_4) путем дожигания. При этом нас не мог удовлетворить метод одновременного сжигания всех указанных горючих газов в раскаленной петле или в специальном сосуде с электрозапалом, так как в данном случае содержание H_2 , СО и CH_4 определяется лишь косвенным, расчетным путем.

Необходимость нахождения более прямых методов определения горючих составляющих смеси привела к работам по избирательному катализу. Каталитическим определением кислорода мы занялись потому, что обычно применяемый поглотитель кислорода — раствор пирогаллола — обладает рядом недостатков и в частности, непригоден для определения кислорода в газоанализаторах—автоматах¹.

ГИДРИРОВАНИЕ ОКИСИ УГЛЕРОДА

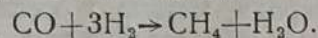
Первые наши попытки раздельного сжигания H_2 , СО и CH_4 над различными окисными катализаторами не дали удовлетворительных результатов [Л. 5]. Эта задача, видимо, еще не разрешена и американскими химиками [Л. 6]. В процессе дальнейшего исследования удалось разработать вариант каталитического определения H_2 , СО и CH_4 помощью каталитического гидрирования СО, после чего водород и метан

¹ Сравнительная оценка различных поглотителей для кислорода дается в следующей статье.

определяются путем раздельного сжигания. Схема анализа такова:

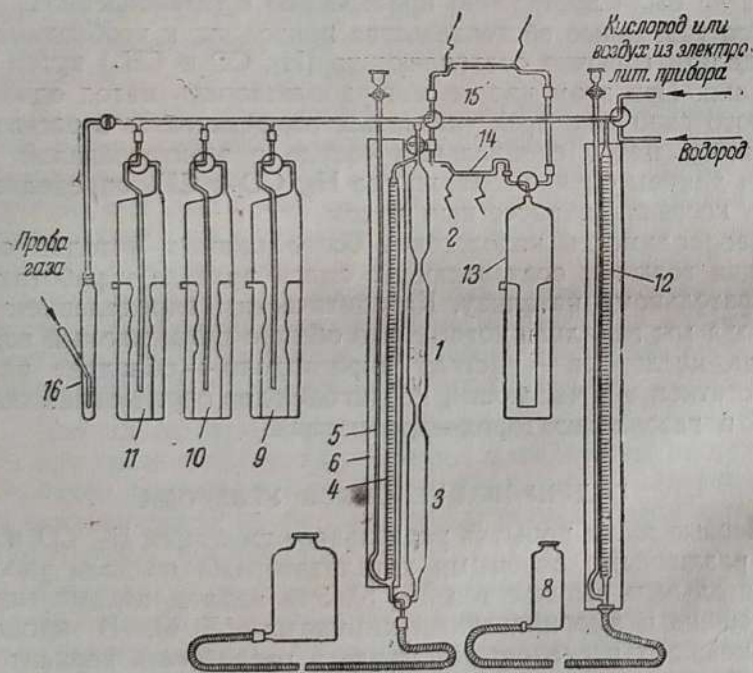
1. Смесь газов освобождают от двуокиси углерода, кислорода и непредельных углеводородов, а также от сероводорода, сернистого газа и других примесей, которые могут отравить катализатор.

2. К остатку анализируемой смеси (состоящему из CO, H₂, CH₄ и N₂) добавляют отмеренный избыток чистого водорода, после чего окись углерода гидрируют до метана:



Эта реакция, исследованная Сабатье [Л. 7] и другими исследователями, была предложена Шуфтаном [Л. 8] для определения окиси углерода в смесях ее с азотом, водородом и некоторыми другими газами.

В интервале 200—275° реакция легко идет над никелевым катализатором и, как показывает уравнение реакции, сопровождается сокращением объема, равным тройному объему исходной окиси углерода, что увеличивает точность определения. Зная объем анализируемой смеси, объем добавленного



Фиг. 1. Газоанализатор Норзе с гидрированием.

1, 2, 3 — рабочие бюретки; 4 — микробюретка; 5 — манометр; 6 — зеркало; 7 и 8 — водяные затворы; 9, 10, 11 — сосуды для поглощения; 12 — микробюретка для водорода; 13 — сосуд для перекачивания; 14 — катализатор для гидрирования; 15 — катализатор для дожигания; 16 — водяной затвор.

перед гидрированием водорода и сокращение объема после гидрирования, легко можно вычислить:

- содержание CO в исходной смеси;
- объем полученного при гидрировании CH₄;
- объем H₂, затраченного на гидрирование.

Анализ легко осуществим в газоанализаторе Норзе системы Кнорре-Зимина [Л. 5]. Видоизмененная система Норзе с гидрированием показана на фиг. 1.

Точность определения CO методом гидрирования показывают данные табл. 1.

Таблица 1

№ опыта	Содержание CO в смеси, мл	Найдено CO, мл	Примечание
1	1,60	1,53	Над ртутью
2	2,76	2,73	
3	3,00	3,03	
4	5,5	6,07	Над водой
5	10,4	10,27	
6	6,13	6,07	Над ртутью
8	5,00	5,10	
11	5,65	5,27	
15	6,20	6,16	Над ртутью
16	5,80	5,73	
17	6,00	6,10	
18	6,00	5,80	

РАЗДЕЛЬНОЕ СЖИГАНИЕ

Второй вариант раздельного определения H₂, CO и CH₄ более прост и основан на непосредственном раздельном сжигании этих горючих составляющих над особыми высокоактивными катализаторами, состоящими из платины или палладия, нанесенных на керамические носители [Л. 5, 8]. Эти катализаторы получают по способу, сходному со способом проф. Е. В. Алексеевского [Л. 9]. Эти катализаторы готовятся путем пропитывания пористых керамических носителей, степень пористости которых известна, растворами платино-хлористоводородной кислоты или хлористого палладия соответствующей концентрации с последующей сушкой при 80—100° и восстановлением в токе чистого водорода при 120—150°.

В табл. 2 приведены результаты, полученные с воздушно-водородной смесью, содержавшей 3,34% водорода.

В табл. 3 приведены данные определения кислорода с платиновым катализатором.

Таблица 2
Воздушно-водородная смесь с 3,31% H₂

№ опыта	Объем смеси, мл	Найдено в %	Примечание
1	52,0	3,33	Катализатор с 10% платины
2	82,0	3,41	
3	62,2	3,34	
4	50,0	3,20	
5	56,8	3,30	
6	70,7	3,30	
7	61,4	3,26	Катализатор с 2% платины
8	47,5	3,23	
9	47,1	3,26	
10	61,4	3,26	
11	50,5	3,17	

Таблица 3
Смесь с 3,5% O₂, 14,4% H₂ и 82,1% N₂

№ опыта	Объем смеси, мл	Найдено, %	Примечание
1	52,0	3,46	Катализатор с 10% платины
2	53,2	3,51	
3	51,0	3,53	
4	51,3	3,50	
5	52,4	3,55	
6	51,5	3,61	
7	50,0	3,52	Катализатор с 2% платины
8	51,3	3,62	
9	50,6	3,55	
10	51,6	3,64	
11	50,8	3,54	

Необходимо заметить, что в присутствии СО имеет место частичное отравление указанных платиновых или палладиевых катализаторов, благодаря которому сжечь водород при комнатной температуре не удастся. Смесь H₂ и СО надо сжигать в интервале 150—200°, и после сжигания содержание H₂ и СО в анализируемой смеси определяется по количеству образовавшейся СО₂ и по сокращению объема смеси. Метан по-прежнему сжигается отдельно, при 450—500°. Такой метод определения H₂, СО и СН₄, называемый «двухступенчатым дожиганием», дает очень точные и четкие результаты. Нами обычно применялись катализаторы, содержавшие от 2 до 10% платины или же 2% палладия: Для определения H₂, СО и СН₄ платиновые и палладиевые катализаторы практически равноценны. Те и другие очень устойчивы (при пра-

вильном с ними обращении) и обладают большим сроком службы (свыше года).

В табл. 4 и 5 приведены данные по сжиганию смесей H₂, СО и СН₄ с воздухом.

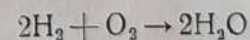
Таблица 4
Исходная смесь содержала 4,24% СО и 4,15% H₂

№ опыта	Температура	Найдено, %	
		СО	H ₂
1	140—150°	4,40	4,20
2		4,22	4,07
3		4,29	4,14
4		4,30	4,13
5		4,27	4,30

Таблица 5

№ опыта	Температура	Состав исходной смеси, %			Найдено, %			Примечание
		СО	H ₂	СН ₄	СО	H ₂	СН ₄	
1	15°	—	5,00	1,95	—	4,94	2,09	Во всех опытах СН ₄ сжигался при ~ 450°
2		—	5,00	1,95	—	5,04	1,89	
3		—	5,00	1,95	—	4,98	2,02	
4		—	5,00	1,95	—	5,04	1,89	
5		5,05	4,15	1,75	5,08	4,27	1,73	
6	5,05	4,15	1,75	5,19	4,09	1,77		
7	140—150°	5,05	4,15	1,75	5,00	4,07	1,71	
8		5,05	4,15	1,75	5,02	4,05	1,73	
9		5,05	4,15	1,75	5,00	4,18	1,75	
10		5,05	4,15	1,75	5,00	4,05	1,62	

Предложенные нами высокоактивные платиновые и палладиевые катализаторы могут дать отличные результаты при каталитическом определении кислорода. Способ основан на добавлении избытка водорода к анализируемой смеси с последующим пропусканием над катализатором. При этом согласно уравнению реакции



третья часть от наблюдаемой убыли объема отвечает содержанию кислорода в исследуемой газовой смеси. Этот способ определения кислорода обычно используется в автоматических газоанализаторах (в частности в приборах «Ados»).

В результате специально проведенного исследования было выяснено [Л. 11], что катализатор с 2% палладия дает отличные результаты при анализе смесей газов, содержащих O₂,

H_2 , CO , CO_2 и N_2 . Устойчивость и эффективность данного катализатора выше, чем у импортного катализатора «Ados», содержащего до 60% палладия. Результаты опытов с двухпроцентным палладиевым катализатором сведены в табл. 6, 7, 8, 9 и 10.

Таблица 6

Воздушно-водородная смесь с 5,43% H_2 ; $t^\circ = 15^\circ$

№ опыта	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Найдено H_2 %	5,42	5,36	5,35	5,46	5,49	5,50	5,40	5,40	5,44	5,44

Таблица 7

Смесь 2,40% H_2 и 4,00% CO с воздухом; $t^\circ = 140 - 150^\circ$

№ опыта	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Найдено H_2 %	2,32	2,33	2,41	2,32	2,35	2,33	2,37	2,35	2,38
CO %	4,17	4,04	4,03	4,02	4,00	4,04	4,12	4,08	4,10

Таблица 8

Смесь 4,85% H_2 и 1,85% CH_4 с воздухом; $t^\circ = 15^\circ$ для H_2 и 450° для CH_4

№ опыта	1	2	3	4	5	6	7
Найдено H_2 %	5,00	4,98	4,84	4,86	5,00	4,73	4,82
CH_4 %	1,89	2,02	1,81	1,97	1,71	1,79	1,86

Таблица 9

Смесь 1,30% CH_4 с воздухом; $t^\circ = \sim 450^\circ$

№ опыта	1	2	3	4	5
Найдено CH_4 %	1,23	1,27	1,88	1,30	1,32

Таблица 10

Смесь 4,95% H_2 , 4,84% CO и 2,80% CH_4 ; $t^\circ = 150^\circ$ для H_2 и CO , $t^\circ = 450^\circ$ для CH_4

№ опыта	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Найдено H_2 %	4,87	4,95	4,95	4,96	4,80	4,95	4,95	4,91	5,00	4,95
CO %	4,95	4,84	4,87	4,96	4,93	4,84	4,98	4,95	4,84	4,85
CH_4 %	2,75	2,95	2,84	2,74	2,80	2,72	2,79	2,72	2,75	2,71

Таблица 11

Температура 150° . Катализатор с 2% палладия

№ опыта	Время дожига- ния 100 мл газа, секунд	Уменьшение объема газа после дожига- ния, мл	Получено, мл		Примечание
			CO_2	CO	
1	50	11,6	4,0	—	Исходная смесь содержала: O_2 3,8% H_2 58,3% CO 2,4% CO_2 4,0% N_2 31,4% Теоретическое сокращение объема газа после дожига- ния должно быть равно 11,4 мл. Газ не должен содержать O_2 ; количе- ство CO_2 в каждой пробе должно быть 4 мл.
2	60	11,6	4,0	—	
3	59	11,6	4,0	—	
4	70	11,6	4,0	—	
5	65	11,4	4,0	—	
6	65	11,6	4,0	—	
7	41	14,0	13,6	—	Исходящая смесь содержала: O_2 4,0% H_2 51,1% CO 4,1% CO_2 13,8% N_2 26,4% После дожига- ния сокращения объема должно быть равно 13,8 мл. Содержание CO_2 в каждой пробе должно быть 13,8 мл. Газ не должен содержать O_2 . Как видно, присутствие в газе CO не сказывается на точ- ности определения кислорода при данных режимах.
8	70	14,0	13,8	—	
9	70	14,0	13,8	—	
10	67	14,0	13,8	—	
11	60	13,8	13,8	—	
12	68	13,6	13,8	—	
13	65	13,8	13,8	—	
14	60	13,8	13,8	—	
15	67	13,8	13,8	—	
16	65	13,8	13,8	—	

Наконец, в табл. 11 показаны результаты работы двухпроцентного палладиевого катализатора при определении кислорода в смеси с другими газами.

В дальнейшем были сделаны попытки использовать наши высокоактивные платиновые и палладиевые катализаторы для раздельного сжигания углеводородов. Систематические опыты, проведенные со смесями метана и этана, не дали пока четких и надежных результатов. Смесь метана с этиленом удалось

раздельно сжечь очень легко, так как этилен быстро сгорает при 180°, а метан—лишь при ~450°.

Последним этапом работы с платиновыми катализаторами на керамических трегерах явилось изучение причин отравления этих катализаторов и разработка методов регенерации отравленных катализаторов [Л. 12].

Как указывалось выше, эти катализаторы вообще очень устойчивы. Они выдерживают действие ртутных паров, а также не теряют активности после попадания на них соляного раствора (при неправильной работе аналитика). Даже попадание капель ртути в катализационную трубку мало снижает активность катализаторов.

Отравление катализаторов наблюдается при насыщении их парами пентана, гексана или бензина, а также при сжигании над ними указанных веществ или светильного газа в случае недостатка воздуха или наличия лишь теоретического его количества. При подобных сжиганиях можно считать, что на поверхности катализаторов образуется слой сажи (или продуктов осмоления). Во всех случаях катализаторы можно регенерировать путем продувания воздуха при 450° в течение 30 мин. При избытке воздуха (или кислорода) отравлений не наблюдалось.

В некоторых случаях было отмечено частичное отравление катализаторов парами брома, после чего наблюдалось снижение активности катализаторов при сжигании метана (температуру приходилось поднимать до 550°), но не при сжигании H₂ и СО. Небольшое влияние паров брома на катализаторы наблюдалось лишь в редких случаях и никакой определенной закономерности здесь обнаружено не было.

В заключение этого краткого обзора работ ЛФО по применению катализаторов в газовом анализе можно утверждать, что использование предложенных нами высокоактивных платиновых и палладиевых катализаторов является серьезным шагом вперед в данной области.

Литература

1. Денис и Никольс. Газовый анализ.
2. Черняева Ю. И., Заводская лаборатория, № 8, в. 10/11, стр. 1095, 1939.
3. Жданов В. В., Зелавянская Р. Б., Заводская лаборатория, № 8, в. 10/11, стр. 1088, 1939.
4. Некрасова О. В., Платонов М. С., „Советское котлотурбостроение“, № 7, стр. 18, 1935; Труды ЛХТИ, в. 5, 1937.
5. Кнорре Г. Ф., Некрасова О. В., Платонов М. С., Журнал прикладной химии, № 9, стр. 389, 1936; Труды ЛХТИ, в. 5, 1937.
6. Lockwood W., Trazer J., J. Phys. Chemie, v. 38, p. 735 (1934).
7. Sabatier P., C. r., 134, 514 (1902); Катализ в органической химии, стр. 95.
8. Некрасова О. В., Платонов М. С., „Журнал прикладной химии“, № 9, стр. 1150, 1936; Z. anal. Chemie, 106, S. 416, 1936.

9. „Журнал прикладной химии“, в. 3, стр. 857 (1930).

10. Кнорре Г. Ф., Платонов М. С., „Советское котлотурбостроение“, № 8, стр. 27, 1936.

11. Некрасова О. В., Платонов М. С., „Журнал прикладной химии“, в. 9., стр. 1529, 1936.

12. Отчет ЦКТИ за 1939 г.

О. В. НЕКРАСОВА

ПОДБОР НОВЫХ ПОГЛОТИТЕЛЕЙ ГАЗОВОГО АНАЛИЗА¹

(1938—1939 гг.)

ОБЩЕЕ

В 1938 и 1939 гг. ЛФО вела работы по подбору новых поглотителей для кислорода, способных с успехом заменить обычно применяемый поглотитель — пирогаллол. Этот вопрос представляется весьма важным, так как щелочные растворы пирогаллола обладают рядом недостатков, важнейшие из которых:

1) резкое понижение скорости абсорбции кислорода при понижении температуры;

2) отмечаемая многими авторами возможность выделения окиси углерода щелочными растворами пирогаллола [Л. 1, 2, 3, 4];

3) невозможность определения кислорода в присутствии газов кислотного характера (CO₂, SO₂, H₂S и т. п.), так как щелочные растворы пирогаллола все эти газы поглощают;

4) невозможность регенерировать отработанные растворы пирогаллола;

5) стносительная дороговизна пирогаллола и нежелательность использования импортных продуктов.

В качестве заменителей пирогаллола чаще всего предлагают белый фосфор, который ядовит и огнеопасен, растворы гидросульфита натрия [Л. 1, 2, 3, 5, 6] или растворы солей двухвалентного хрома [Л. 1, 7].

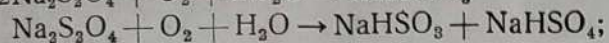
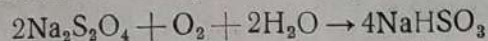
ГИДРОСУЛЬФИТ НАТРИЯ

В ЛФО было произведено систематическое исследование работы растворов гидросульфита натрия и хлористого хрома (CrCl₂), так как оба реактива представляются доступными и безопасными, а литературные данные о них в достаточной мере противоречивы. Работа обоих реактивов непрерывно сравнивалась с работой щелочных растворов пирогаллола, приготовленных по обычной рецептуре. В первую очередь были исследованы растворы гидросульфита [Л. 8]. Эта соль состава

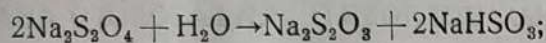
¹ В экспериментальной части принимали участие Н. А. Горюнова и Н. М. Давыдова.

$\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_4$ сравнительно устойчива в сухом виде¹, но малоустойчива в растворах², где испытывает разложение по следующим направлениям:

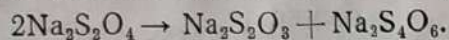
1) окисление кислородом воздуха



2) расщепление гидросульфита водой



3) одновременно идет и внутреннее разложение



Следовательно, трудно ожидать устойчивости растворов гидросульфита во времени. Кроме того продажный гидросульфит не является стандартным продуктом, так как содержание в нем $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_4$ обычно не превосходит 70—80%. Точный состав примесей неизвестен, и современные способы анализа вряд ли могут решить этот вопрос.

Нами было испробовано несколько образцов гидросульфита. В проведенной работе изучались:

1) влияние нагревания при растворении гидросульфита и продолжительности нагревания на срок службы получаемых растворов и на скорость растворения гидросульфита;

2) влияние метода хранения на срок службы растворов гидросульфита;

3) устойчивость данных растворов во времени;

4) зависимость скорости поглощения кислорода растворами гидросульфита от формы сосуда.

Поглотительные растворы содержали 10% едкого кали и 20% гидросульфита [Л. 2]. Результаты опытов привели к следующим выводам:

1. Растворы гидросульфита малоустойчивы при хранении, особенно при повышенной температуре. В отношении устойчивости эти растворы сильно уступают растворам пирогаллола. При хранении растворов гидросульфита при комнатной температуре в герметически закрытых сосудах (без всякого доступа кислорода) мы неоднократно наблюдали, что в течение двух дней скорость поглощения кислорода этими растворами падает в 1,5—2 раза. Соответственно падает и емкость растворов гидросульфита по отношению к кислороду. Хранение растворов гидросульфита под слоем вазелинового масла, рекомендуемое некоторыми авторами, по нашим данным не

¹ Следует заметить, что за последние годы на нескольких текстильных фабриках наблюдались случаи бурного саморазложения сухого гидросульфита.

² Гидрат состава $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ практически неустойчив.

дает хороших результатов. Присутствие масла вызывает лишь излишнее загрязнение приборов.

2. В отношении поглотительной способности растворы гидросульфита не имеют преимуществ перед растворами пирогаллола и часто уступают последним из-за малой устойчивости гидросульфита. Для различно приготовленных растворов пирогаллола мы имеем поглощение кислорода от 12 до 13 мл O_2 на 1 мл раствора [Л. 9, 10], тогда как емкость растворов гидросульфита не превышала в наших опытах 5—6 мл O_2 на 1 мл раствора.

3. Скорость поглощения кислорода растворами гидросульфита обычно ниже, чем для растворов пирогаллола, так как свежий раствор гидросульфита поглощает кислород из пробы в 100 мл воздуха за 6—8 прокачиваний, а для свежего раствора пирогаллола достаточно 3—5 прокачиваний.

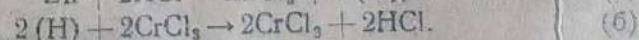
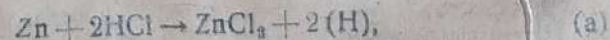
4. В противоположность раствору пирогаллола растворы гидросульфита поглощают кислород в приборе Орса несколько быстрее, чем в приборе Норзе.

5. Растворы гидросульфита (при стоянии или при поглощении кислорода) выделяют сернистые газы, что не только затрудняет работу сотрудников (неприятный запах), но может также явиться причиной отравления применяемых нами в газовом анализе платиновых или палладиевых катализаторов.

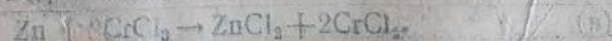
Полученные нами данные говорят за то, что все исследованные образцы гидросульфита являются малоприспособными для целей газового анализа.

ХЛОРИСТЫЙ ХРОМ

Значительно лучшие результаты были нами получены при исследовании поглотительной способности растворов хлористого хрома. Этот поглотитель представлял для нас особый интерес, так как обычно предполагается в кислых растворах и потому, как можно предполагать, не должен поглощать газы кислотного характера (CO_2 , SO_2 , H_2S и т. п.), что дает возможность в случае необходимости изменить весь ход газового анализа. Несомненным достоинством хлористого хрома является простота получения его растворов путем восстановления цинком кислых растворов хлорного хрома (CrCl_3). Ход реакции таков:



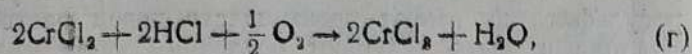
Суммируя оба уравнения, получаем:



Необходимо заметить, что реакция (а) всегда преобладает над реакцией (б), поэтому лишняя затрата цинка и выделение свободного водорода являются неизбежными.

Весьма интересны следующие обстоятельства:

1. Поглощение кислорода растворами CrCl_2 идет по реакции:



которая вызывает понижение кислотности раствора, пропорциональное количеству поглощенного кислорода. Поэтому, определяя P_n работающего раствора CrCl_2 , можно, казалось бы, определить количество поглощенного кислорода. Такое определение дало бы возможность применять растворы CrCl_2 в автоматических газоанализаторах. Равным образом для автоматических приборов можно попробовать применить прием, основанный на том, что синие растворы CrCl_2 по мере поглощения кислорода переходят в зеленые растворы CrCl_3 . Такое изменение цвета, вероятно, можно зарегистрировать с помощью фотоэлементов или другими аналогичными приемами. Возможно наметить регенерацию отработанных растворов хлористого хрома с помощью цинка [см. уравнения (r) и (в)].

Отрицательной характеристикой для растворов является указываемая некоторыми авторами возможность выделения водорода, обусловленная непрерывным самоокислением хлористого хрома. Необходимо заметить, что в условиях наших опытов подобное явление обнаружено не было (см. ниже).

Исходными веществами для получения растворов CrCl_2 служили хлорный хром ($\text{CrCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ —зеленая модификация), гранулированный цинк или амальгама цинка и соляная кислота¹. Испытывались растворы двух различных концентраций; рецептура получения указана в таблице.

№ раствора	Количество реагентов, г			
	$\text{CrCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$	HCl уд. в. 1,19	Zn	H_2O
1	60	31	30	150
2	225 — 250	36	40 — 45	150

Восстановление цинком велось в круглодонных полбах, закрытых клапанами Бунзена. Конец реакции восстановления довольно точно определяется по переходу зеленого цвета раствора в синий (голубой) цвет. Растворы испытывались затем в сосудах Орса. Перед этим необходимо тщательно отфильтровать растворы CrCl_2 от взвешенных частиц цинка; остающихся после восстановления. Истатки цинка неизбежно

¹ Можно пользоваться технической соляной кислотой.

вызывают выделение водорода из кислых растворов CrCl_2 , что исказит все результаты испытаний растворов. Фильтрация растворов и переливание их из одного сосуда в другой необходимо вести без доступа воздуха. Хорошим фильтрующим средством является обычная фильтровальная бумага; с успехом можно применить тигли Шотта № 3. Аккуратно профильтрованные растворы CrCl_2 не выделяли водорода. Фильтрация через стеклянную вату или кварцевый песок дает неудовлетворительные результаты, так как частицы цинка проскакивают в фильтрат. Неудачными по той же причине были попытки сифонирования растворов CrCl_2 .

Амальгама цинка является более удобным реагентом, чем цинк. Мы применяли жидкую амальгаму с 3% Zn. Она готовится следующим путем: ртуть нагревается в фарфоровой чашке на водяной бане, гранулированный цинк вводится в нагретую ртуть при перемешивании стеклянной палочкой и легко растворяется. Готовую амальгаму промывают очень разбавленной серной или соляной кислотой (примерно 1%-ной). Одна и та же порция ртути может служить неограниченное число раз, так как по мере расходования цинка на восстановление хлорного хрома в отработанной амальгаме растворяют новые порции цинка. Количество амальгамы должно отвечать тем количествам металлического цинка, какие указаны в таблице. При восстановлении с помощью амальгамы получаемые растворы CrCl_2 не нуждаются в фильтрации, так как избыток амальгамы можно слить через особый кран, находящийся в нижней или в боковой части сосуда, в котором велось восстановление. Цинк при этом чисто отделяется от растворов CrCl_2 . Поэтому получение растворов и их испытание можно вести в одном и том же сосуде.

Результаты испытаний растворов CrCl_2 (параллельно велись аналогичные опыты с импортным пирогаллолом) в основном сводятся к следующему:

1. Растворы устойчивы при хранении в герметических сосудах. В течение 20 дней их абсорбционная емкость и скорость поглощения ими кислорода практически не меняются.

2. Абсорбционная емкость растворов CrCl_2 по отношению к кислороду и скорость поглощения O_2 во всяком случае не уступает емкости растворов пирогаллола¹. Обычно принято считать, что 100 мл раствора пирогаллола могут поглотить до 1200 мл O_2 . Практически же, после поглощения 800 мл O_2 дальнейшее поглощение замедляется, и для полного поглощения кислорода из пробы в 100 мл воздуха требуется 6—8 прокачиваний. У растворов CrCl_2 после поглощения 800 мл O_2 на 100 мл раствора дальнейшее поглоще-

¹ Речь идет о концентрированных растворах CrCl_2 , полученных по рецепту № 2 (табл. 1).

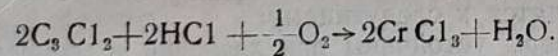
ние кислорода идет быстро: для поглощения кислорода из пробы в 100 мл воздуха требуется около 4 прокачиваний. Для свежих растворов пирогаллола и CrCl_2 количества прокачиваний, необходимых при анализе 100 мл воздуха, соответственно равны 3—5 и 3—4. В пределе 100 мл раствора CrCl_2 могут поглотить до 1 500 мл O_2 .

3. Работа растворов CrCl_2 была исследована при 5°, при 15—17° и при 70°. Во всех случаях поглотитель работал отлично. Даже при 5° для поглощения свежим раствором CrCl_2 всего кислорода из 100 мл воздуха достаточно 4—5 прокачиваний. При 70° поглотитель работает еще лучше. Эти испытания показали несомненное преимущество сравнительно с пирогаллолом и гидросульфитом, так как скорость поглощения кислорода растворами пирогаллола быстро падает с понижением температуры, а растворы гидросульфита неустойчивы при 70°.

4. Было установлено, что растворы CrCl_2 практически не поглощают водород, окись углерода и этилен. Двуокись углерода, к сожалению, заметно поглощается; точных количественных данных пока не получено.

5. Первые опыты по регенерации отработанных растворов путем повторного восстановления их цинком (или амальгамой цинка) дали довольно благоприятные результаты; 100 мл регенерированного раствора CrCl_2 поглощают кислород из 100 мл воздуха за 6 прокачиваний. Вопрос о возможности полной регенерации отработанных растворов еще не решен.

6. Был разработан метод анализа растворов хлористого хрома. В этих растворах достаточно определить содержание двухвалентного хрома (Cr^{2+}) и кислотность, так как содержание в них Cr^{3+} и соляной кислоты падает пропорционально количеству поглощенного кислорода:



Таким путем легко установить степень истощения раствора и количество поглощенного им кислорода. Содержание двухвалентного хрома можно определить путем бромирования бромидброматной смесью; избыток брома определяется путем вытеснения им иода из раствора иодистого калия с последующим титрованием иода раствором тиосульфата; возможны и другие методы [Л. 11, 12]. Свободная кислота в растворах хлористого хрома определялась по способу Толкачева и Титовой [Л. 13].

Результаты всей проведенной работы заставляют считать, что гидросульфит натрия уступает пирогаллолу в качестве поглотителя кислорода, а хлористый хром имеет перед пирогаллолом ряд преимуществ.

Литература

1. Деннис и Никольс, Газовый анализ.
2. Зиккеев Т. А. Микулина Н. В., Химия твердого топлива, 8, стр. 5/7, 1937.
3. Clowes, Chem. News, 288, 1895; 199, 1896 Soc. Chem. Ind., 170, 1896.
4. Черняева, Заводская лаборатория, № 8, стр. 1092, 1939.
5. Hartshore, Spencer-Chem. Zbl., 1927, I, 1201.
6. Quiggle Ind. Eng. Chem. An. Ed., 8, 363 (1936).
7. Anderson, Ind. Eng. Chem., 8, 24 (1916).
8. Отчет ЛФО ЦКТИ за 1938 г.
9. Тредвелл, Курс аналитической химии, т. II.
10. Берль-Лунге, Химико-технические методы исследования.
11. Кольтгоф, Объемный анализ, т. II.
12. Z. allg. anorg. Ch., 160, 335, 1927.
13. „Журнал прикладной химии“, 8, 1271, 1935.

В. И. НИКОЛАЕВ

НОВЫЕ ПРИБОРЫ ГАЗОВОГО АНАЛИЗА

(1933—1939 гг.)

ОБЩЕЕ

Рассматривая цели и назначение газового анализа, необходимо дифференцировать последний на лабораторный и промышленный типы. Лабораторный анализ находит применение, главным образом, при исследовательских работах. Методы его в общем значительно шире и разнообразнее, чем промышленного анализа, результаты подробнее и точнее. Это достигается за счет применения более громоздких приемов анализа, связанной с этим более сложной и тонкой аппаратурой и — более значительного времени, необходимого для его проведения. Как правило, установки для подобных работ являются стационарными; всякое передвижение их сопряжено с большими неудобствами, что касается промышленного газового анализа, то он является средством контроля за качеством горения в различных топочных установках, служащего как для наладочных и эксплуатационных надобностей, так и для производства периодических испытаний. В этих случаях приходится переходить к менее громоздким и достаточно быстрым методам. Однако, анализ ошибок заставляет и здесь стремиться к максимально возможной в условиях промышленной практики точности определений.

Работы ЛФО по усовершенствованию химического газового анализа заключались как в разработке новых приемов, так называемого подробного анализа дымовых газов, содержащих горючие компоненты (раздельное дожигание на катализаторах, подбор катализаторов, метод гидрирования и т. д.)¹, так

¹ См. об этом более подробно статью в настоящем сборнике (стр. 261)

и в создании новых моделей газоанализаторов. Попутно с этим частично разрабатывались и вспомогательные приборы, необходимые при работе с газообразными продуктами.

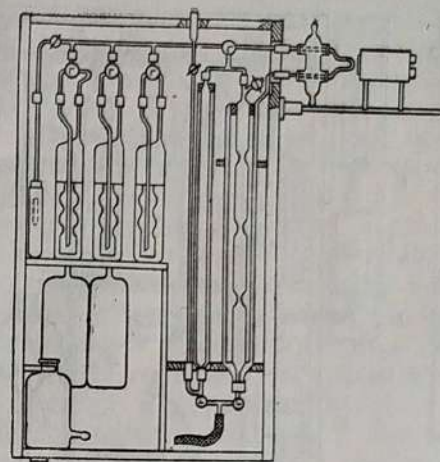
ГАЗОАНАЛИЗАТОР НОРЗЕ

Исходным типом газоанализатора явился прибор Норзе системы Г. Ф. Кнорре и В. Н. Зимина (1926 г.). Как известно, этот промышленный прибор был в свое время предназначен для подробного анализа топочных газов распространенным в практике комбинированным способом абсорбции и дожигания. Последнее осуществлялось в указанном приборе пропусканьем исследуемого газа через раскаленную кварцевую трубку, согнутую в виде петли и заполненную платинированным асбестом. Содержание горючих компонентов в газе (CO , H_2 и условно CH_4) определялось расчетным путем посредством общеизвестных уравнений на основании измерения количества CO_2 , образовавшейся при совместном дожигании газа, а также происшедшего при этом сокращения первоначального объема газа и израсходованного кислорода.

Этот весьма распространенный метод обладал рядом недостатков, из которых главнейшим следует считать то обстоятельство, что косвенное (расчетное) определение горючих компонентов при неточных замерах объемов газа в приборе и при наличии в газах, кроме метана, также и других углеводородов приводило к ненадежным результатам, иногда явно неправдоподобным (например, отрицательное содержание водорода). Во избежание этого проф. Г. Ф. Кнорре было предложено применение отдельного дожигания горючих газов на соответственных катализаторах. Применение этого принципа в сочетании с усовершенствованием бюретки привело к созданию улучшенной конструкции прибора Норзе.

Сущность новой измерительной бюретки¹ заключается в том, что в приборе установлены параллельно две бюретки: одна емкостью 100 см^3 , разделенная пережимками с нанесенными на них рисками на равные объемы по 25 см^3 каждый; другая бюретка при той же высоте, что и первая, имеет емкость всего 25 см^3 . Цена деления второй бюретки $0,05 \text{ см}^3$. Соответственными манипуляциями напорной флягой и кранами в первой бюретке отмеряются объемы газа, кратные 25 см^3 . Остальная (любая в пределах 25 см^3) часть газа измеряется в дополнительной бюретке с повышенной точностью ($0,05 \text{ см}^3$ против $0,2 \text{ см}^3$ в обычных бюретках). Раздельное дожигание горючих компонентов газовой пробы осуществляется пропуском ее через трубочку с платиновым катализатором на керамической основе, нагреваемую до разной температуры. При

¹ Так называемая „микробюретка“ Кнорре-Зимина (1929 г.).



Фиг. 1. Прибор Норзе с микробюреткой.

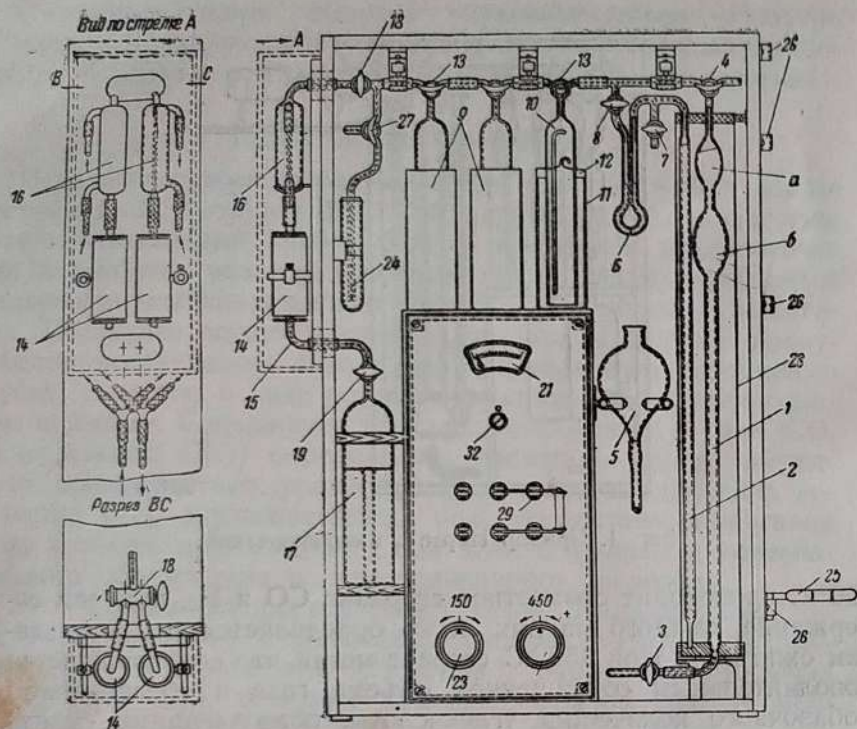
150°C происходит совместное сгорание CO и H_2 , при чем содержание каждого из них легко определяется по результатам сжигания. При 450°C сгорает метан, что сопровождается дополнительным сокращением объема газа и образованием добавочного количества углекислоты, позволяющими судить о количестве присутствующего в пробе метана.

В поглотительной части новый прибор не подвергся сколько-нибудь существенным изменениям по сравнению с первоначальной моделью прибора Норзе. Общий вид описанной улучшенной конструкции прибора представлен на фиг. 1.

Дальнейшая работа по улучшению методики газового анализа, проводившаяся лабораторией, коснулась также и разработки новых моделей газоанализаторов. Основываясь на предшествующем опыте, автором настоящей статьи были созданы образцы газоанализаторов как для обслуживания промышленных испытаний, так и для лабораторных надобностей. Попутно лабораторией проводились некоторые мероприятия по улучшению конструкции аспираторов для отбора проб газа.

ГАЗОАНАЛИЗАТОР СИСТЕМЫ В. И. НИКОЛАЕВА

Промышленная модель газоанализатора системы автора представлена на фиг. 2. Прибор предназначен для анализа газа по принципу Кнорре комбинированным методом абсорбции и раздельного дожигания. В рассматриваемой модели бюретка своеобразной формы общей емкостью 100 см^3 имеет нижнюю тонкую градуированную часть емкостью 25 см^3 с ценой деления $0,05 \text{ см}^3$. Пережим между расширениями также градуирован для быстрого определения остатка газа, подде-



Фиг. 2. Газоанализатор системы В. И. Николаева.

жащего сжиганию. Бюретка снабжена компенсатором типа Петерсона, автоматически приводящим объем измеряемого газа к постоянным давлению и температуре. Измерения объема газа проводятся при одинаковой высоте стояния жидкости в обоих коленях U-образного манометра и при закрытом нижнем кране бюретки, вследствие чего значительно улучшается точность отсчетов газовых объемов. Равным образом повышается и удобство работы, так как в данной конструкции нет надобности приводить на-глаз к одному уровню запирающую жидкость в напорной фляге и в бюретке. При этом перед отсчетом возможно выждать некоторое время, давая возможность хорошо стечь жидкости со стенок бюретки. Последнее обстоятельство редко учитывается в практике работы с газоанализаторами и может служить источником заметных погрешностей, если только не применять для затворов жидкость, не смачивающую стекло, например, ртуть.

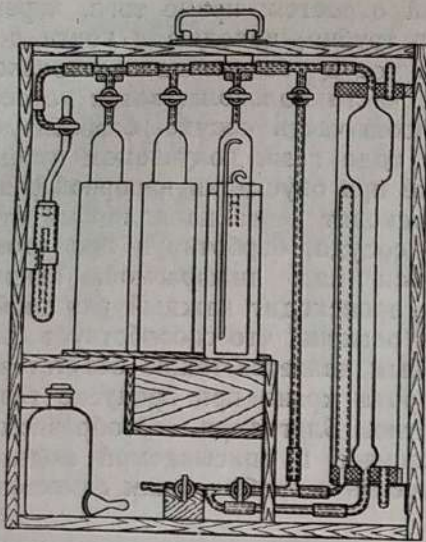
В описываемом приборе применены поглотительные сосуды типа Шмитца, конструктивно несколько видоизмененные. Каждый сосуд состоит из внутренней части (колокол) и наружного стакана. Колокол на высоте разделен впаянной диафрагмой на две неравные части. Диафрагма в центре имеет

сверху изогнутый капиллярный отросток; кроме того, через нее пропущена более широкая трубка, доходящая почти до низа колокола. Подаваемый в сосуд газ сначала несколько вытесняет реактив из верхней части колокола, затем устремляется через трубку в нижнюю часть сосуда, барботируя через реактив. При обратном ходе газа, получаемом путем создания разрежения в бюретке при опускании напорной фляги, газ из-под диафрагмы переходит через капиллярный отросток в верхнюю половину сосуда, барботируя при этом через слой реактива, оставшийся над диафрагмой. Таким образом, в указанных сосудах происходит каждый раз двойное барботирование газа через реактив, что способствует быстрейшему поглощению. Удобным является также отсутствие необходимости двойного поворота крана при пропуске газа из бюретки в сосуд и обратно. Благодаря своеобразному устройству поглотительных сосудов в описываемой модели прибора отсутствует необходимость в гребенке как самостоятельной детали.

Дожигательное устройство состоит из двух параллельно включенных трубок с платиновым катализатором, обогреваемых каждая отдельной электрической печью. Газ по желанию может пропускаться через одну из трубок простым поворотом двухканального косопроходного крана типа Фридрикса. Температура одной из трубок поддерживается постоянно равной 150°C , а другой — 450°C . Для контроля за температурой дожигательного устройства катализационные трубки снабжены термопарами, присоединяемыми через переключатель к гальванометру, вмонтированному в панель прибора. Небольшие реостаты позволяют поддерживать нагрев дожигательного устройства на заданном уровне.

В ряде случаев теплотехнической практики вполне достаточным является определение содержания в газах только CO_2 и O_2 (полное горение). Равным образом практикуется метод, при котором из последовательных проб газа поглощаются CO_2 и O_2 , а остатки сбрасываются в аспиратор, где получается усредненный из многих анализов остаток, подвергаемый исследованию на содержание несгоревших газов. При этом обычно пользуются широко известным прибором Орса. Некоторые недостатки последнего побудили автора разработать улучшенную конструкцию аппарата, пригодного для описанного выше сокращенного анализа топочных газов.

Устройство аппарата ясно из проводимого на фиг. 3 общего его вида. Измерительная бюретка прибора — обычного типа с ценой деления $0,1\text{ см}^3$, отличающаяся лишь наличием расширения в нижней своей части. Назначение последнего — иметь добавочный объем к основной емкости бюретки и тем препятствовать уходу запорной жидкости в соединительный шланг



Фиг. 3. Простой промышленный газоанализатор.

при заборе в прибор газа из пространств с давлением несколько пониженным против атмосферного.

В конструкции прибора применена полукompенсационная система автоматического приведения объемов газа в бюретке к постоянным давлению и температуре. Воздушная камера компенсатора находится слева от бюретки и вместе с последней заключена в водяную рубашку. Манометрическая трубка выполнена прямой и верхним концом, снабженным риской и краном, присоединяется к газовому пространству бюретки. Манометрической жидкостью является запирающая жидкость,

которой путем открытия нижнего крана вводится в манометрическую трубку. В указанной схеме нет полного приведения газа к начальным давлению и температуре в случае изменения внешних условий, почему она и названа нами полукompенсационной. Однако, как показывает расчет, получающаяся ошибка очень невелика и обычно лежит за пределами точности прибора, будучи приблизительно в 30 раз меньше таковой для обычных приборов без компенсации, поставленных в аналогичные условия.

Поглотительные сосуды по конструкции одинаковы с применяемыми в описанном выше приборе для подробного анализа топочных газов. Некоторое упрощение введено лишь в конструкцию верхнего тройника с краном. Наличие в приборе трех поглотительных сосудов позволяет вести поглощение кислорода последовательно в двух сосудах, из которых в первом поглощается основная масса присутствующего в газе кислорода, а в другом он поглощается окончательно. При возможности работы с надежными быстро действующими реактивами для кислорода число сосудов может быть уменьшено до двух, что будет также способствовать большой компактности всего прибора.

ЛАБОРАТОРНЫЕ ГАЗОАНАЛИЗАТОРЫ

Лабораторные приборы для анализа газов, как уже было отмечено, используют самые различные принципы и порой превращаются в весьма сложные агрегаты, позволяющие ис-

следовать сложные газовые смеси с высокой степенью точности. Однако, в ряде случаев потребности лаборатории являются более скромными, и менее точный, но более простой и удобный в обращении прибор окажется значительно полезнее. В период последних нескольких лет в ЛФО проводились работы по лабораторному изучению процессов горения твердого топлива, предъявившие к газовому анализу более строгие требования, чем их могли удовлетворить обычные газоанализаторы. Это и послужило для автора настоящей статьи побудительной причиной к созданию лабораторной модели газоанализатора, в основном построенного на тех же принципах, что и прибор Норзе с отдельным дожиганием, в конструктивном же отношении обладавшего рядом видоизменений.

Аппарат смонтирован на открытой раме и состоит из измерительной, абсорбционной и дожигательной частей. Измерительная часть выполнена в виде тройной бюретки, присоединенной к общей напорной фляге. Первая бюретка емкостью 100 см^3 разделена на 5 объемов по 20 см^3 каждый. Вторая бюретка имеет два объема по 10 см^3 . Наконец, третья бюретка емкостью 10 см^3 представляет цилиндрическую трубку, градуированную по всей длине. Цена одного деления равна $0,02 \text{ см}^3$. Рядом с последней бюреткой расположена манометрическая трубка. Благодаря такому устройству бюретки можно легко измерять самые различные объемы газа с достаточно высокой точностью.

Абсорбционная часть прибора состоит из трех сосудов, в принципе не отличающихся по способу действия от применяемых в промышленном типе газоанализатора системы автора.

Дожигательное устройство представлено двумя электрическими печами с катализаторными трубками. Температура их контролируется термопарами и гальванометром, присоединяемым к прибору. Газ, прошедший через катализатор, охлаждается в холодильниках с проточной водой. В качестве запирающей жидкости применяется ртуть.

Отличительной особенностью прибора является отсутствие в нем вредных пространств (объемы соединительных капилляров, проходов в кранах). Это достигнуто соответственным устройством всех газовых коммуникаций прибора. Капилляры, соединяющие отдельные детали прибора, а также газоприемный капилляр, могут заливаться ртутью, вытесняющей оттуда весь газ в измерительную бюретку. Потребная для этого ртуть содержится в небольших дополнительных резервуарах в верхней части прибора. При переводе газа в поглотительные сосуды в них неизбежно попадает и несколько капель ртути. Во избежание скапливания ее над диафрагмой сосудов последние в отличие от нормальных сосудов этого

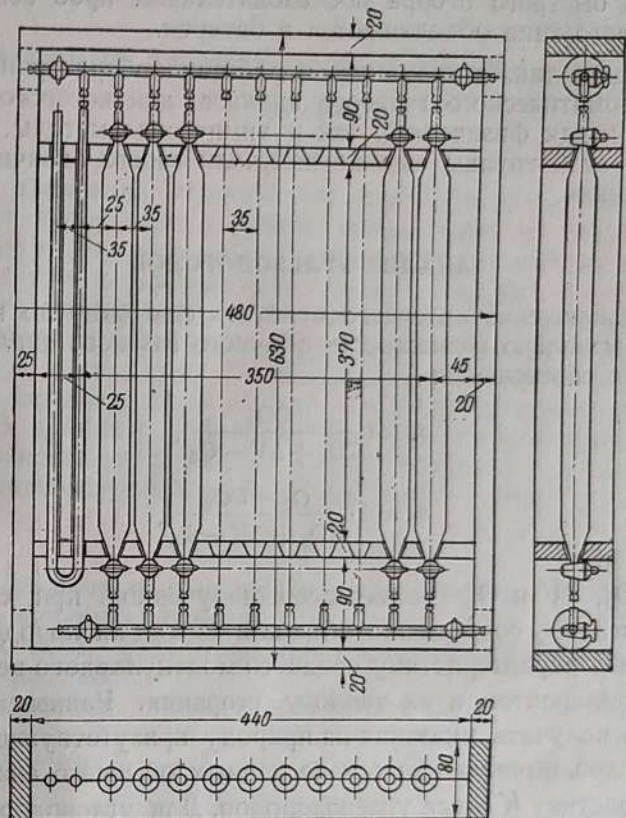
типа имеют впаянную в диафрагму дополнительную сливную трубку. По ней ртуть автоматически отводится в небольшие приемники в дне наружных стаканов, откуда может быть периодически удаляема по спускной трубке.

Порядок работы на лабораторном приборе такой же, как и на описанной выше модели промышленного газоанализатора.

АСПИРАТОРЫ ЛФО

В практике газового анализа весьма существенное значение имеет вопрос об отборе и хранении газовых проб. Обычно для указанной цели пользуются аспираторами различных типов. Одним из распространенных аппаратов этого рода является известный аспиратор Коро системы Г. Ф. Кнорре (1928 г.) с жидкостным затвором (обычно — вода, в практике ЛФО — насыщенный раствор хлористого кальция). Наличие воды в аспираторах вообще нужно считать мало желательным, так как компоненты газовой пробы частично растворяются в ней при долгом соприкосновении. Особенно это относится к углекислому газу. В связи с этим в практике работ лаборатории по исследованию горения получили применение аспираторы сухого типа и вакуумные. Сухие аспираторы представляют батарею сравнительно узких и высоких трубок, оканчивающихся кранами. Надлежащим присоединением к водоструйному насосу и газозаборным трубкам через аспираторы создается непрерывный поток газа. Для получения пробы газа в нужный момент достаточно закрыть краны аспиратора. Вытесняется газ в газоанализатор водным раствором хлористого кальция. На фиг. 4 показана батарея подобных аспираторов.

Вакуумные аспираторы применялись ЛФО при отборе проб газа из небольших лабораторных установок, где процесс горения топлива весьма непродолжителен и его характеристики меняются чрезвычайно быстро. Сосуд аспиратора, снабженный вакуумными кранами с ртутным уплотнением, откачивается помощью масляного насоса до достижения вакуума порядка 600—650 мм рт. ст., отмечаемого на шкале прибора, после чего краны закрываются. Для отбора пробы газа достаточно на момент открыть верхний кран аспиратора. Для последующего анализа газ переводится в газоанализатор лабораторного типа путем вытеснения его ртутью. Так как в газоанализатор поступает из аспиратора смесь из остаточного воздуха и анализируемого газа, то непосредственные результаты анализа должны быть соответственно пересчитаны, что не составляет особых затруднений. В принципе возможно применить механизацию отбора пробы (механизированное открытие кранов в нужной последовательности и с желательными интервалами).



Фиг. 4. Сухие аспираторы.

Так, например, если по анализу смеси найдено содержание в ней углекислоты $[CO_2]\%$, то процентное содержание ее в газе подсчитывается по выражению:

$$CO_2 = \frac{[CO_2] - xm}{1 - m},$$

где x — % CO_2 в воздухе помещения, в котором производилась предварительная продувка и зарядка аспираторов.

Через m обозначена величина

$$\frac{\Delta H \cdot T'}{\Delta H' \cdot T};$$

здесь ΔH и $\Delta H'$ — разности отсчетов по шкалам барометра и прибора при зарядке аспиратора и при анализе;

T и T' — абсолютная температура аспиратора (помещения) при зарядке и при анализе.

Для быстрого отбора последовательных проб аспираторы описанного типа объединяются в батареи.

Следует также упомянуть о работах лаборатории в области автоматического газового анализа, для которого использовались как физические, так и химические методы. Однако, работы этой группы еще не получили своего окончательного завершения.

АНАЛИЗ УГЛЕВОДОРОДОВ

В заключение интересно отметить еще одну до конца не использованную возможность обычного газового анализа. Используя соотношения

$$m = \frac{CO_2}{CO_2 + \Delta V - O_2},$$

$$n = 4 \cdot \frac{O_2 - CO_2}{CO_2 + \Delta V - O_2},$$

где CO_2 , ΔV и O_2 — количество полученной при сжигании углекислоты, сокращение объема и расход кислорода, можно получить характеристику среднего молекулярного веса горючих компонентов и их теплоту сгорания. Равным образом можно получить указания на природу присутствующих углеводородов, вычисляя на основе данных обычного анализа характеристику K смеси углеводородов. Для углеводородов метанового ряда $K=1$, этиленового — $K=1,5$ и ацетиленового — $K=3$. Для смеси в целом величина K имеет значение:

$$K = \frac{3V}{2\Delta V - CO_2}.$$

При этом зависимость между величиной K для смеси и характеристиками отдельных компонентов определяется соотношением:

$$\frac{V}{K} = \frac{V'}{K'} + \frac{V''}{K''} + \frac{V'''}{K'''} + \dots,$$

где V, V', V'', \dots — объемы смеси и отдельных компонентов.

В этом соотношении какой-либо углеводородный ряд может рассматриваться как один компонент, даже если он составлен из нескольких представителей данного ряда.

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗОВОГО ПОТОКА¹

(1939—1940 гг.)

ОБЩЕЕ

При измерении температуры газа пирометр любой конструкции испытывает тепловое воздействие не только газа, температуру которого следует определить, на измеритель действуют также и окружающие газ тела. Так как эти тела могут иметь температуру, отличающуюся от температуры газа, то пирометр примет температуру среднюю между температурами газа и этих тел. Например, термопара, помещенная в топку парового котла близко к первому пучку, будет подвергаться действию отходящих из топки газов, пламени, «холодных» поверхностей пучка, стенок кладки и т. д. Тепловой баланс такой термопары складывается из теплот

$$Q_1 + Q_2 + Q_3 = 0, \quad (1)$$

где Q_1 — теплота конвективного теплообмена;

Q_2 — лучистая теплота;

Q_3 — тепло, отданное (или полученное) теплопроводностью.

Как известно, равенство (1) может быть переписано так:

$$\lambda f \frac{d^2 T_{мер}}{dr^2} + \alpha u (T_{газ} - T_{мер}) - \varphi C u \left[\left(\frac{T_{мер}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{ст}}{100} \right)^4 \right] = 0, \quad (2)$$

Все существующие² до сих пор методы измерения температур газов учитывают влияние указанных факторов на показание прибора. Большинство из них пренебрегает явлением теплопроводности, так как конструкция термопары дает возможность считать эту потерю незначительной. В так называемых отсосных термопарах с защитными экранами предполагается достаточное уменьшение влияния излучения и увеличение конвективного теплообмена. При больших скоростях отсоса (мы не рассматриваем здесь очень большие скорости, при которых $Ва > 0,5$) и нескольких экранах влияние излучения на термопару достаточно мало, и конвективный теплообмен между газом и спаем термопары является доминирующим в установлении температуры спая. Поэтому отсосные термопары, как технически наиболее точные, имеют широкое распространение. Однако, необходимость создания скоростей порядка 120—150 м/сек требует достаточно мощных и гро-

¹ Работу консультировал В. Н. Зимин.

² С подробной классификацией существующих методов измерения температур газов можно познакомиться в статье Д. Л. Оршанского и Н. Н. Шумиловского [Л. 4].

моздких конструкций отсасывающих устройств. Кроме того, присутствие в газах взвешенных частиц (пыль, зола, шлак и т. п.) сильно затрудняет отсос, вызывая загрязнение отсосных каналов. В пылеугольной топке, например, отсос работает явно неудовлетворительно из-за зашлакования отсосных каналов.

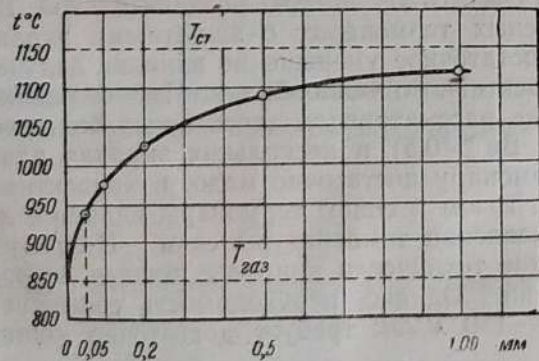
ЭКСТРАПОЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД

Среди существующих методов нам представляется необходимым особо отметить экстраполяционный метод измерения температур несколькими термопарами (метод Ваггенера).

Сущность его заключается в том, что показания термопар, отличающихся друг от друга диаметрами, вследствие неодинакового восприятия лучистой теплоты окажутся различными при измерении температуры газа в одной и той же точке. При этом чем меньше диаметр термопары, тем показание ее ближе к действительной температуре газа вследствие меньшего лучистого теплообмена. Полное отсутствие лучистого теплообмена следует считать у термопары, имеющей нулевой диаметр. Отсюда возможность графического определения действительной температуры газа при помощи замеров несколькими термопарами различных диаметров, если экстраполировать на диаметр, равный нулю. Показание термопары в зависимости от ее диаметра дано на прилагаемом графике фигуры.

Случай, когда газ имеет более высокую температуру, чем температура стенок, приведет к тому, что более толстые термопары показывают меньше (больше влияние «холодных стенок»). Обратный случай дает противоположную картину: чем толще термопара, тем больше ее показание.

Произведенная в ЛФО¹ проверка возможности использования экстраполяционного метода показала малоприспособность



Показание термопары в зависимости от ее диаметра.

¹ Нами применялись Pt—Pt, Rh термопары диаметрами 0,1; 0,05; 0,03; 0,02 мм.

его для измерения высоких температур газа не только в промышленных, но и в лабораторных условиях:

1) показания термопар все время «пульсируют» вследствие большой чувствительности тонких термопар (трудно провести одновременный правильный замер);

2) для надежности экстраполяции необходимо применение очень тонких термопар (чем крайняя ордината ближе к оси t , тем точнее экстраполяция на нуль). Но такие термопары очень хрупки, особенно при высокой температуре и больших скоростях потока, и выходят из строя еще при градуировке.

ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДА ДВУХ ТЕРМОПАР

Исследуемый нами метод измерения температур¹ основан на том, что для технически точного измерения температуры газового потока достаточно воспользоваться показаниями двух термопар различных, но заранее известных диаметров.

Пренебрегая ввиду малости в уравнении (2) первым членом (отток тепла по проволочкам термопар), получаем равенство:

$$\varphi C \left[\left(\frac{T_{me}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{cm}}{100} \right)^4 \right] = a (T_{газ} - T_{me}). \quad (3)$$

Если считать, что коэффициент теплоотдачи a может быть найден по формуле

$$Nu = c Re^m, \quad (4)$$

то из равенств (3) и (4) можно написать:

$$\varphi C \left[\left(\frac{T_{me}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{cm}}{100} \right)^4 \right] = c \left(\frac{w}{v} \right)^m \lambda d^{m-1} (T_{газ} - T_{me}). \quad (5)$$

Соответственно для первой и второй термопар из уравнения (5) имеем:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 C \left[\left(\frac{T_{me_1}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{cm}}{100} \right)^4 \right] &= c \left(\frac{w}{v} \right)^m \lambda d_1^{m-1} (T_{газ} - T_{me_1}), \\ \varphi_2 C \left[\left(\frac{T_{me_2}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{cm}}{100} \right)^4 \right] &= c \left(\frac{w}{v} \right)^m \lambda d_2^{m-1} (T_{газ} - T_{me_2}). \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

¹ Частичное обоснование возможности осуществления данного метода приведено впервые в литературе О. В. Власовым, см. русское изд. Гребера, Введение в теорию теплопередачи, стр. 212, 1929.

В. Н. Зимин, основываясь на проделанных им экспериментах в 1938 г., высказал аналогичную мысль, что можно вычислить температуру газа по формуле

$$T_{газ} = T_1 + 3(T_2 - T_1),$$

где T_1 и T_2 — показания термопар диаметрами соответственно d_1 и d_2 , причем наиболее верные результаты имеют место, если термопары взяты следующих диаметров: $d_1 = 0,5$ мм и $d_2 = 0,2$ мм. Как видно из дальнейшего, этот метод можно значительно обобщить.

Ввиду малого диаметра спаев термопар углы видения φ_1 и φ_2 можно считать равными единице.

Решение системы уравнений (6) относительно $T_{газ}$ дает следующее:

$$T_{газ} = \left\{ \frac{C \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]}{c \left(\frac{w}{v} \right)^m \lambda} + T_1 d_1^{m-1} - T_2 d_2^{m-1} \right\} \frac{1}{d_1^{m-1} - d_2^{m-1}} \quad (7)$$

Уравнение (7) показывает, что для вычисления действительной температуры газа ($T_{газ}$) помощью двух термопар различных диаметров нужно определить их показания (T_1 и T_2) состав газа (v и λ) и скорость последнего по отношению к спаю термопар (w) (предполагаются при этом известными оба диаметра и константа излучения материала термопар). Все эти величины поддаются определению.

Устанавливая принципиальную возможность пользования уравнением (7), приходится, однако, отметить некоторую громоздкость определения, вследствие большого количества величин, входящих в это уравнение.

Анализируя цифры, получающиеся при вычислении по уравнению (7), мы получили возможность утверждать, что первый член этого уравнения

$$\frac{C \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]}{c \left(\frac{w}{v} \right)^m \lambda}$$

по сравнению с другими членами достаточно мал и им можно пренебречь, оставаясь в пределах технической точности. В этом случае

$$T_{газ} \approx (T_1 d_1^{m-1} - T_2 d_2^{m-1}) \frac{1}{d_1^{m-1} - d_2^{m-1}} \quad (8)$$

или

$$T_{газ} \approx T_1 + \varepsilon (T_2 - T_1), \quad (9)$$

где

$$\varepsilon = \frac{1}{1 - k^{1-m}} \text{ и } k = \frac{d_2}{d_1}.$$

Простота формулы (9) очевидна.

Показания каждой из двух термопар T_1 и T_2 могут быть определены обычным способом. Значение величины m для тонких проволок Тен-Бош [Л. 3] советует брать по табл. 1.

Таблиц 1

Re	c	m
0,4 - 4	0,891	0,33
4 - 40	0,821	0,385
40 - 400	0,615	0,461

Если взять термопары диаметрами $d_1 = 0,5 \text{ мм}$ и $d_2 = 0,2 \text{ мм}$ и значение $m = 0,461$, то $\varepsilon = 2,566$. В этом частном случае формула (9) принимает следующий вид:

$$T_{газ} \approx T_1 + 2,566 (T_2 - T_1)^1.$$

Формула (9) дает приближенные значения для $T_{газ}$. Задавшись целью определить действительную температуру газа в соответствии с более точной формулой (7), но по формуле, имеющей вид, аналогичный (9), получаем:

$$T_{газ} = T_1 + n (T_2 - T_1), \quad (10)$$

при этом, очевидно,

$$n \neq \varepsilon.$$

Разность между ε и n обуславливается величиной отброшенного нами члена в уравнении (7).

Пользование формулой (10) затрудняется определением коэффициента n . Вот почему приходится ограничиться приближенной формулой (9) для нахождения температуры газа при помощи показаний двух термопар различных диаметров.

Полная ошибка при определении действительной температуры газа получается следующим образом:

$$\Delta T_{газ} = (2\varepsilon + 1) \Delta T + (T_2 - T_1) \Delta \varepsilon.$$

На основе проведенных ориентировочных подсчетов автор считает возможным оценить ошибку в определении ε :

$$\Delta \varepsilon = n - \varepsilon = \pm 0,25.$$

Приняв $\varepsilon \approx 2,5$, имеем:

$$\Delta T_{газ} = \pm [6\Delta T + 0,25 (T_2 - T_1)].$$

Чем больше разность между температурой газа и температурой окружающих стенок, тем больше разность $T_2 - T_1$. При измерении в топке парового котла эта разность может для термопар диаметрами 0,5 и 0,2 мм достигнуть величины 100°C. Поэтому $\Delta T_{газ} = \pm (6\Delta T + 25)$.

¹ Что очень близко к утверждению В. Н. Зимина, см. примечание на стр. 289.

Если ошибку в показании каждой термопары считать 3°C , то

$$\Delta T_{газ} = \pm 43^\circ\text{C},$$

что составляет для определения температуры (порядка 1500°C) около 3%.

Таким образом, мы приходим к выводу, что метод двух термопар не требует специального подбора их диаметров как по абсолютным величинам, так и по отношению $\frac{d_1}{d_2}$ и является обоснованным в самом широком смысле. Не говоря уже о применимости его в лабораторной практике, независимость в выборе диаметров обеих термопар делает этот метод вполне доступным и для любых технических измерений, при которых желательно избегать употребление тонких термопар.

ОПЫТНЫЕ ДАННЫЕ

Проведенные в ЛФО опыты¹ полностью подтверждают возможность применения двух термопар для определения действительной температуры газа. Были проведены две серии опытов.

Серия I. Замер температуры холодного газа при горячей стенке: через охлаждаемую водой трубку продувался воздух — обе термопары Cu-Constantan диаметрами 0,5 мм и 0,23 мм показывали 10°C . Затем показания термопар изменялись вследствие того, что вблизи их помещался нагретый до $t = 600^\circ\text{C}$ открытый муфель. Термопары показывали: первая 131°C , вторая 90°C , а по формуле

$$T_{газ} = T_1 + 2,92(T_2 - T_1)$$

мы имеем:

$$T_{газ} = 11,3^\circ\text{C}.$$

Серия II опытов проводилась с горячим газом, протекающим в охлаждаемой трубе. В этом случае температура контролировалась отсосным пирометром Шмидта.

Результаты второй серии опытов приведены в табл. 2 (показания пирометров в градусах Цельсия).

Таблица 2

Показание пирометра Шмидта	Показание пирометра $d_1 = 0,2 \text{ мм}$	Показание пирометра $d_2 = 0,5 \text{ мм}$	Температура, вычисленная по формуле (9) $^\circ\text{C}$	Расхождение с пирометром Шмидта, %
960	910	890	941,3	2
975	925	900	954	2,2

¹В экспериментальной части участвовали С. М. Коган и З. М. Святский.

Литература

1. Гребер Г., Введение в теорию теплопередачи.
2. Теи-Бош, Теплопередача.
3. Антуфьев и Блинов, Экспериментальное исследование работы отсасывающих пирометров. Известия ВТИ*, № 11, стр. 40—44, 1935.
4. Оршанский Д. Л. и Шумиловский Н. Н., Контроль технологического процесса подземной газификации угля, Автоматика и телемеханика*, № 4, стр. 91—116, 1939.
5. Ribaud G., La mesure des temperatures des gaz dans laboratoire et dans l'industrie. Techn. Mod., № 8, p. 1—12, 15/IV 1939.
6. Tewes W., Temperaturmessfehler in strömenden Gasen durch Wärmeabteilung und Wärmeabstrahlung von der Messtelle, Arch. f. Wärmewirt., 29, № 7, ss 189—191, 1938.
7. Fevris J., The principles and practice of pirometry modern, Engineering, t. 10, № 11, pp. 568—572, 1936.

С. М. ВОЛОСОВ и З. И. ПАНОВА

ТЕРМОПАРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУР ВЫШЕ 1500°C

(1939 г.)

ОБЩЕЕ

Для измерения температуры выше 1500°C обычными $t-Pt$, Rh -термопарами пользоваться нельзя (практически пределы измерения такими термопарами еще ниже), в связи с чем было предложено несколько термопар различного состава. Из этих предложений наибольший интерес представляют следующие:

1. Платиновые термопары с различными к платине присадками. Проведенные нами опыты с термопарами Pt , Rh 20% — Pt , Rh 40% показывают, что температуростойкость термопары увеличивается только на 20—30 $^\circ\text{C}$.

2. Термопара $Mo-W$ [Л. 4]. Пользование этой термопарой затруднено вследствие большой окисляемости как молибдена, так и вольфрама. Без специальной защиты такая термопара гибнет. Защитные газонепроницаемые трубки советуют изготовлять из BeO . Самое изготовление термопары затруднительно, так как при образовании спая проволоки окисляются и становятся весьма хрупкими. Все это заставляет считать, что $Mo-W$ -термопара еще не вышла за пределы лабораторного опыта.

3. Термопара уголь-вольфрам [Л. 2]. Ее устройство таково: в угольном стержне внутри просверлен канал, в который вставлена вольфрамовая проволока; контакт между углем и вольфрамом осуществляется простым соприкосновением. Так как угольный стержень сильно выгорает, то для достаточного числа часов работы стержень приходится делать весьма большого диаметра (не менее 30 мм).

4. Термопара силит-углерод [Л. 1]. Эта термопара сконструирована весьма просто. В силитовой трубке, являющейся защитным кожухом, находится угольный стержень. Так называемый «горячий спай» организован здесь «намертво», так как конец угольного стержня непосредственно переходит в силитовую трубку. Размеры этой термопары также лимитируются необходимостью применения угольных стержней значительных диаметров.

ТЕРМОПАРА СИЛИТ-ВОЛЬФРАМ

При опробовании работы описанных термопар и сравнении результатов их работы у авторов возникла мысль о конструировании термопары силит-вольфрам, в которой отсутствует угольный стержень (очень быстро сгорающий). Что же касается окисляемости вольфрама, то, как показали наши исследования, предлагаемая конструкция термопары, в которой силитовая трубка является защитной для вольфрама, дает достаточно положительные результаты. Изготовленная в ЛФО силит-вольфрамовая термопара имеет следующие основные элементы:

а) силитовую трубку внешним диаметром 12 мм, внутренним 7—8 мм, с одного конца заделанную наглухо силитовым торцом; длина трубки 300 мм; б) вольфрамовый стержень диаметром 3 мм, длиной 350 мм¹; в) медное кольцо — хомут, надевающийся на силитовую трубку на холодном ее конце.

Для изготовления термопары необходимо еще иметь:

1) 100—150 г корракса (Al_2O_3) № 160—200; 2) молибденовую проволоку диаметром 0,5 мм и длиной около 100 мм, из которой делается плотная спираль по диаметру вольфрамового стержня; 3) немного измельченного в порошок карбида вольфрама или силита.

Изготовление термопары. На один из концов вольфрамового стержня надевается плотная спираль из молибденовой проволоки (предварительно и стержень, и проволока зачищаются). Затем вольфрамовый стержень покрывается путем опрыскивания корраксовым порошком, который предварительно смешивают с какой-нибудь связующей жидкостью (например с раствором нитроклетчатки в ацетоне). Опрыскивается только вольфрам, а навивка из молибдена должна быть защищена от опрыскиваемой смеси. Для равномерного покрытия стержень при опрыскивании следует вращать.

Стержень с высохшим на нем корраксом вставляется в силитовую трубку, куда предварительно засыпается около 1 г

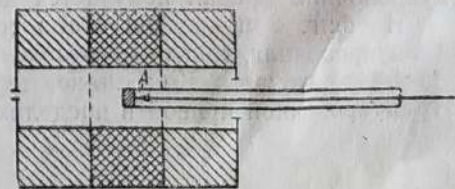
¹ Длину силитовой трубки и вольфрамового стержня можно брать другими в зависимости от обстоятельств. Необходимо только, чтобы вольфрам был длиннее силита на 15—20 мм для возможности изготовления контакта с проводом от вольфрама к милливольтметру.

измельченного карбида вольфрама или силита. При этом конец вольфрамового стержня, на который навита молибденовая спираль, должен упереться в заделанный торец силитовой трубки. Таким образом, создается «горячий спай» термопары. Затем свободное пространство внутри силитовой трубки засыпается корраксовым порошком (следует обратить внимание на центровку вольфрамового стержня внутри силитовой трубки с тем, чтобы он не касался стенок). Засыпку необходимо вести маленькими порциями при одновременном встряхивании, чтобы обеспечить наилучшую плотность засыпки.

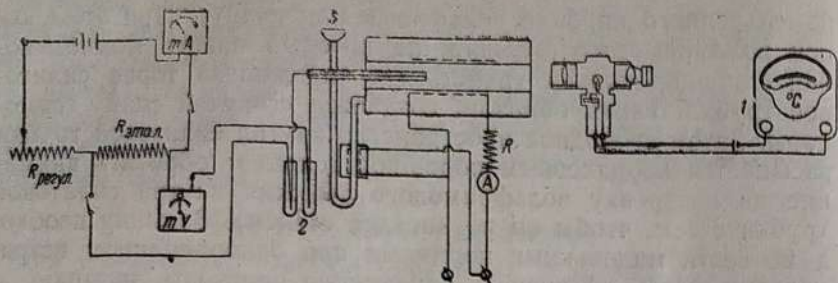
Открытый конец силитовой трубки после засыпки ее корраксом следует замазать корраксовой замазкой (на каолине). На силитовую трубку плотно надевается металлическое (медное кольцо) или хомут, к которому предварительно припаивается проволока, ведущая к измерительному прибору. На конец вольфрамового стержня, выступающий из силитовой трубки, плотно навивается медная проволока, и конец ее заливается расплавленным оловом. Предварительно армированный конец до заливки оловом следует промыть соляной кислотой.

Градуировка термопары. Градуировка термопары велась нами в молибденовой печи, в которой жаровая трубка была изготовлена из ZrO_2 . Конец термопары, представляющий горячий спай, помещался вдоль оси циркониевой жаровой трубки. Измерение э. д. с. производилось посредством компенсационной схемы, а температура фиксировалась оптическим пирометром, установленным так, чтобы им непосредственно замерялась температура торца термопары (до 1500°С можно пользоваться платиновой эталонной термопарой). Для получения меньшей ошибки при измерении оптическим пирометром следует жаровую трубку снабдить крышкой с небольшим отверстием, через которое и измеряется температура (этим в известной мере достигается приближение к абсолютно черному излучению). Термопару надо установить так, чтобы зона наибольшего нагрева жаровой трубки печи находилась перед термопарой и охватывала ее немного больше, чем на толщину силитового торца (фиг. 1).

Такая установка термопары в печи диктуется следующими соображениями: при нагревании торец термопары имеет большую температуру спаев силит-вольфрам (фиг. 1, точка А).

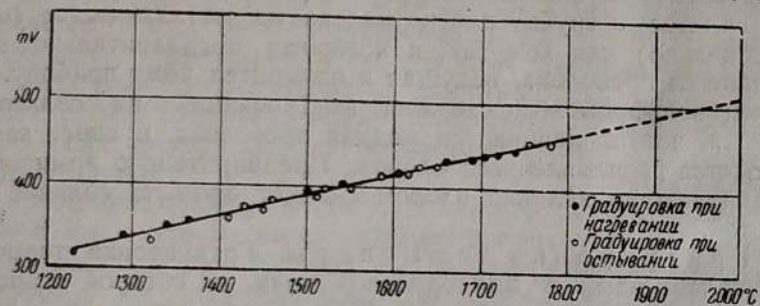


Фиг. 1. Схема установки термопары в градуировочной печи (заштрихована зона наибольшего нагрева).



Фиг. 2. Полная схема градуировочной установки.

1 — оптический пирометр; 2 — холодный спай; 3 — воронки для метилового спирта.



Фиг. 3. Градуировочная кривая термопары силит-вольфрам.

Наоборот, при остывании торец термопары имеет меньшую температуру:

$$\begin{array}{ccc}
 \text{нагрев} & & \text{остыв} \\
 t & > & t \\
 \text{торец} & > & \text{спай} > & \text{торец}
 \end{array}$$

При этих условиях градуировочная кривая лежит между кривыми режимов подогрева и остывания.

Замеры э. д. с. и температуры следует производить одновременно через равные промежутки времени, следя за тем, чтобы повышение температуры по мере возможности было равномерным и достаточно медленным (не более 1°C в минуту). Градуировку необходимо вести как на режиме подогрева, так и на режиме остывания. При медленной градуировке практически эти две кривые сливаются, а потому градуировочная кривая получается достаточно надежной.

На фиг. 2 приведена схема градуировки, а на фиг. 3 — градуировочная кривая изготовленной в ЛФО силит-вольфрамовой термопары. Как видно, термопара обладает хорошей градуировочной кривой в пределах $1200 \div 1800^\circ\text{C}$.