

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОДЪЕМА ФАКЕЛА НАД УСТЬЕМ ГАЗООТВОДЯЩИХ ТРУБ*

Волков Э. П.

Кафедра Тепловые электрические станции Московского энергетического института

Поступило: 9 января 1979 г.

Представлено: проф. д-р. Сабо, И.

Институт тепло- и системотехники Будапештского Технического Университета

На величины приземных концентраций вредных примесей, содержащихся в продуктах сгорания, существенное влияние оказывает подъем факела над устьем газоотводящих труб. Изучение этого вопроса уделялось значительное внимание различными авторами (1 — 7), однако ряд факторов остается выясненным не полностью. Прежде всего это форма траектории движения факела, граница его подъема в атмосфере, влияние на подъем параметров факела, сносящего потока и т.д. Причем, если данные по исследованию гидродинамической составляющей подъема факела у различных авторов по характеру влияния параметров сносящего потока и движущейся в нем струи совпадают, то при изучении тепловой составляющей такое единообразие отсутствует.

Тепловой подъем над устьем подсчитывается по выражению (8):

$$\Delta h_T = B \cdot \frac{w_0^2}{u^2} \cdot \left(\frac{\Delta T}{T_r} \right)^{\alpha} \cdot D_0^2. \quad (1)$$

В таблице I. приведены показатели степеней параметров струи и потока, в эту форму, полученные разными авторами. Как видно из таблицы наибольшее влияние оказывает скорость сносящего потока, которая входит в выражение для определения Δh_T у разных авторов в различной степени: от первой до третьей. Разность температуры входит с показателем степени от 0,25 до 1, диаметр устья трубы от 0,5 до 2 и т.д.

Такое различие в значениях показателей в формуле для нахождения теплового подъема объясняется различными теоретическими предположениями при определении Δh_T ; отсутствием опытных данных по влиянию различных факторов на подъем факела; трудностями исследования теплового подъема на моделях в лабораторных условиях. Действительно, при вводе в аэродинамической трубе примеси, имитирующий факел, в

* Текст доклада, сделанного автором по поводу выставки МЭИ в ВТУ, в феврале 1978 г.

Таблица 1

Таблица показателей степеней параметров струи и потока и коэффициента пропорциональности для подсчета теплового подъема факела

Авторы, источник	B	α_1	α_2	α_3	α_4
Лукас и др. (3)	1	0,5	1	0,5	0,5
Мозес, Карсон (4)	9,4 ÷ 36,4*	0,5	1	0,5	1
Холланд (5)	2,845	1	1	1	2
Бозанке (2)	15	1	3	1	2
Данные Главной гео- физической обсер- ватории (1)	ψ				
Мортон (6)	17,9	1	3	1	2
Штюдке (3)	0,5	0,25	0	0,25	0,5
	8,3	1	1	1	2

* Коэффициенты различные для разных состояний атмосферы.

турбулентный сносящий поток перпендикулярно его движению (как это происходит в реальности) наблюдается интенсивное перемешивание двух потоков на фазе динамического подъема, в результате чего температура нагретой струи достаточно резко понижается на этом участке и эффект «всплытия» факела в модельных установках наблюдать чрезвычайно трудно, не говоря уже об исследовании влияния различных факторов на траекторию движения факела и его тепловой подъем. Например, в 7 приведены экспериментальные данные, согласно которым при изменении температуры струи от 100 °С до 200 °С траектории ее z_0/D_0 изменяется лишь на 4,1% при $x/D_0 = 4$ и на 11% при $x/D_0 = 8$, что является само по себе незначительным. Исследования в аэродинамических трубах теплового подъема струй с большой тепловой мощностью и на сравнительно далеком расстоянии от точки ввода в сносящий поток ($x/D > 10$) нам не известно.

Для выявления влияния отдельных факторов на гидродинамическую и тепловую подъем факела над устьем газоотводящей трубы в Московском энергетическом институте были проведены эксперименты как в аэродинамической трубе, так и на действующих электростанциях.

При исследовании на моделях применен метод физического подделения с использованием аэродинамической трубы прямого действия с закрытой рабочей частью.

Опыты проводились в аэродинамической трубе сечением 650 × 650 мм ($d_3 = 732$), длиной 2000 мм (8).

При изучении подъема факела использовался изотропный изотермический поток. Правомерность такого моделирования подтверждается

следующими обстоятельствами: по имеющимся многочисленным данным (9) среднестатистические величины скорости ветра изменяются в приземном слое атмосферы по логарифмическому закону, оставаясь выше пограничного слоя земли практически постоянными, а коэффициенты турбулентной диффузии, возрастая с высотой, остаются так же практически постоянными и равными между собой. $k_y = k_z$ за пределами пограничного слоя земли (\sim выше 100 м).

Таким образом, подъем факела в реальной атмосфере, особенно в случае высотных газоотводящих труб, при моделировании можно рассматривать как движение перегретой струи в поперечном изотропном турбулентном потоке с равномерным профилем скорости. Допущение об изотермичности потока упрощает задачу, не вызывая, однако, нарушения общности выводов, которые получаются при этом для процесса развития факела. Из рассмотрения условия равновесия сил, действующих на элемент перегретой струи, движущейся в турбулентном потоке можно получить определяющие критерии. Такими критериями в нашем случае являются критерии Рейнольдса и Архимеда и

$$\text{гидродинамический параметр } I = \frac{\rho_0 \cdot w_0^2}{\rho_u \cdot u^2}.$$

Наконец, для соответствия модели натуре необходимо иметь одинаковую структуру сносящего потока, т.е. характеристики турбулентности потока или равенство критерия где характерная турбулентная энергия сносящего потока. На рассматривая полное подобие и не добиваясь одинакового масштаба вихрей (крупные вихри иметь в трубе очевидно невозможно), мы исходили из такой характеристики

структуры потока, как интенсивность турбулентности $\varepsilon = \frac{\sqrt{\bar{u}'^2}}{u}$ где u' и u

соответственно пульсации скорости ветра и его средняя скорость. Как следует из (10) интенсивность турбулентности приземного слоя атмосферы для наиболее характерных условий распространения газов из газоотводящих труб изменяется в диапазоне 0,08 + 0,27. Потoki такой структуры мы создавали, благодаря применению неподвижных турбулизирующих решеток с различными геометрическими характеристиками. Как показали исследования структуры потока, за таким решетками можно получить достаточно однородные изотропные турбулентные потоки с требуемой интенсивностью турбулентности (11). Гидродинамическая и тепловая составляющая исследовались в модельных экспериментах независимо. С этой целью при исследовании гидродинамической составляющей подъема струя, имитирующая факел, вводилась перпендикулярно сносящему потоку. При исследовании не тепловой составляющей был применен новый метод постановки опытов, при

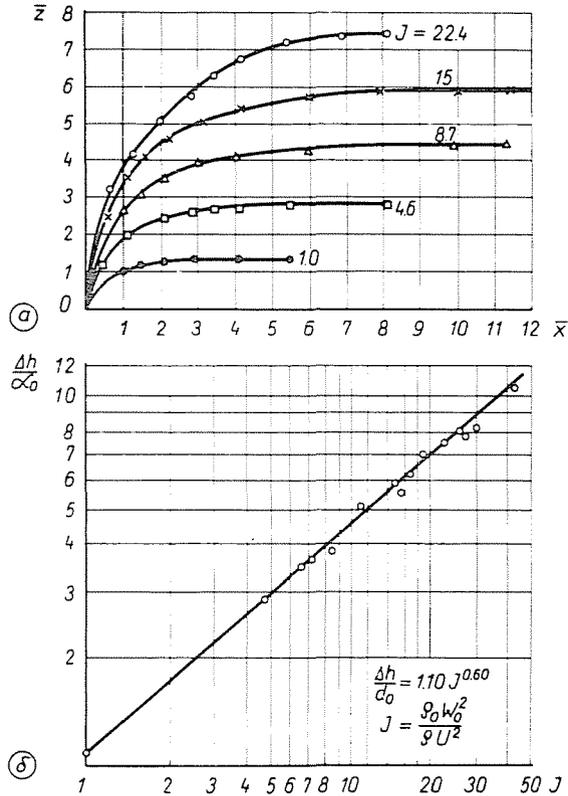


Рис. 1. Экспериментальные зависимости гидродинамического подъема факела от различных параметров. а) Экспериментальные траектории гидродинамического подъема факела в турбулентном сносящем потоке; б) Зависимость относительной высоты подъема факела от гидродинамического параметра

котором и тепловой подъем исследовался в «чистом» виде. Для этого в аэродинамической трубе модель дымовой трубы располагалась не вертикально, а горизонтально по ходу движения воздушного потока и нагретый воздух, имитирующий дымовой факел, вводился коаксиально сносящему потоку, со скоростью равной скорости сносящего потока и с той же интенсивностью турбулентности, благодаря встроенному в трубку ввода сменному турбулизатору.

Обобщенные результаты гидродинамической и тепловой составляющих подъема факела представлены на рис. 1а.

В зависимости от величины гидродинамического параметра экспериментальные траектории подъема факела как это видно из рис. 1а развиваются идентично, величины подъема факела при этом изменяется. Если за окончание гидродинамического подъема принять его величину

при угле наклона касательной к траектории $\beta = 10$, то в безразмерных логарифмических координатах относительную высоту подъема $\frac{\Delta h_r}{D_0}$ от гидродинамического параметра можно представить в виде прямой (рис. 16).

$$\frac{\Delta h_r}{D_0} = 1,1 \cdot T^{0,6} \quad \text{или} \quad \Delta h_r = 1,1 D_0 \left(\frac{w_0}{u} \right)^{0,6} \cdot \left(\frac{T_B}{T_r} \right)^{0,6}. \quad (2)$$

Для теплового подъема факела при достаточно широком диапазоне изменения входных параметров $u = 0,7 - 3$ м/с, $\Delta T = 70 - 200^\circ$ К, $\varepsilon = 0,05 - 0,17$, $D_0 = 0,03 - 0,08$ м траектории движения факела представлены на рис. 2а (рис. 2б в критериальной обработке), а обобщенная зависимость величины подъема в функции от введенного нами критерия теплового подъема $K_{T,п}$ на рис. 2б. Экспериментальное и расчетное исследование влияния отдельных параметров струи и сносящего потока на тепловую составляющую подъема факела позволило определить показатели степеней и коэффициент пропорциональности в формуле (1) и в итоге записать эту формулу в виде:

$$\Delta h_r = \frac{g D_0^2 w}{4c \varepsilon u^3} \cdot \frac{\Delta T}{T_r} \cdot \frac{1}{\operatorname{tg} \beta} = B D_0 K_{T,п},$$

где

$$B = \frac{1}{4c \operatorname{tg} \beta}$$

коэффициент пропорциональности,

$$K_{T,п} = \frac{g D_0 w_0}{\varepsilon u^3} \cdot \frac{\Delta T}{T_r}$$

критерий теплового подъема, который в отличие от критерия Архимеда учитывает влияние на подъем нагретых газов скорости сносящего потока в третьей степени, а скорости выхода факела из устья газоотводящей трубы в первой и интенсивности турбулентности потока; c — коэффициент сопротивления конического элемента, движущегося вверх со скоростью w . По экспериментальным данным $C = 1,6$; β — угол наклона касательной к траектории, когда подъем факела считается законченным.

Таким образом, проведенные модельные исследования в аэродинамической трубе позволяют установить форму траектории движения факела при его динамическом и тепловом подъеме и определить величину этого подъема. Если говорить о форме траектории, то на основном участке гидродинамического подъема (7) и особенно на

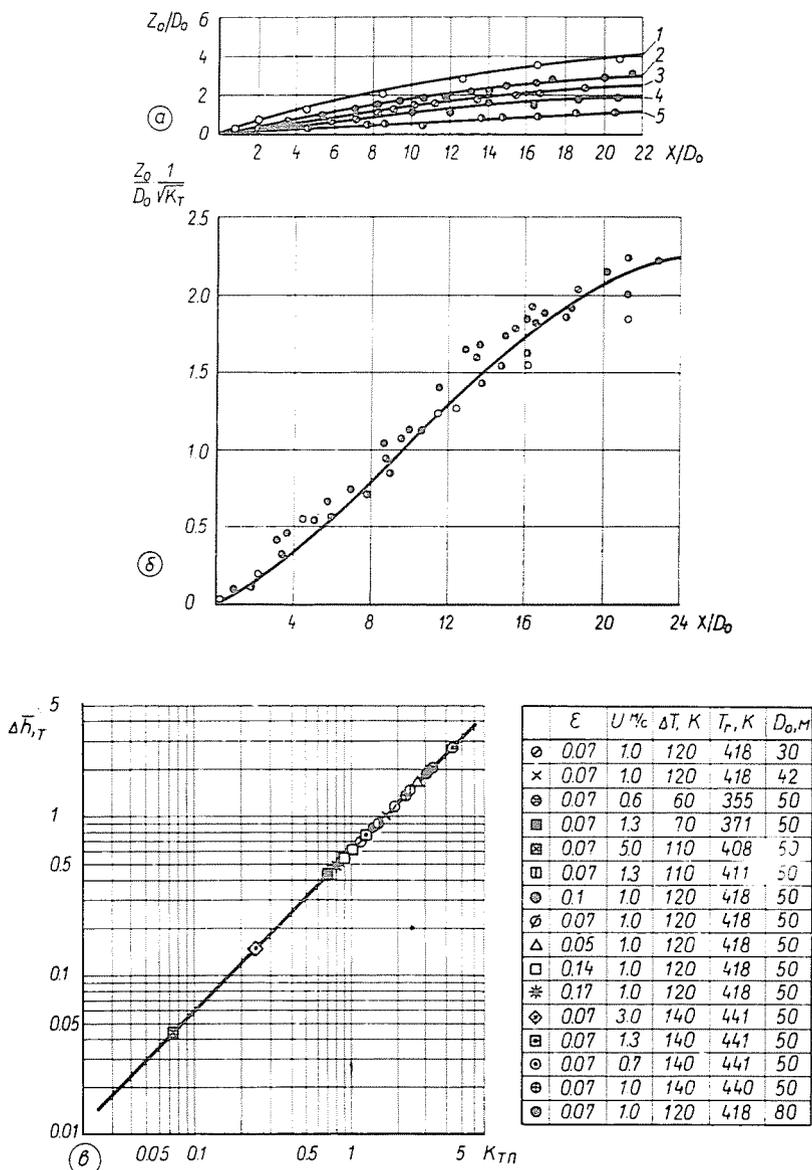


Рис. 2. Экспериментальные зависимости теплового подъема факела от различных параметров. а) Траектории теплового подъема факела в турбулентном сносимом потоке. 1 — $D_0=0.050$ м, $T_s=441$ К, $\Delta T=140$ К, $u=1.0$ м/с, $\epsilon=0.07$; 2 — $D_0=0.042$ м, $T_s=418$ К, $\Delta T=120$ К, $u=1.0$ м/с, $\epsilon=0.07$; 3 — $D_0=0.030$ м, $T_s=418$ К, $\Delta T=120$ К, $u=1.0$ м/с, $\epsilon=0.07$; 4 — $D_0=0.050$ м, $T_s=418$ К, $\Delta T=120$ К, $u=1.0$ м/с, $\epsilon=0.17$; 5 — $D_0=0.050$ м, $T_s=441$ К. Траектории теплового подъема в обобщенном виде. в) Зависимость теплового подъема от критерия теплового подъема

участке теплового подъема движения факела может быть описана параболическая зависимость (8). Безусловно такая форма записи обусловлена и теми приближениями, которые мы использовали (изотропный изотермический поток) и границами применимости расчетных зависимостей, в частности для гидродинамической составляющей. Из рассмотрения рис. 1. видно, что степенной зависимостью можно описать кривую гидродинамического подъема только на начальном участке (на расстоянии 6—8 калибров от устья трубы по оси x). Затем кривая переходит почти в горизонтальную прямую и угол наклона касательной, при котором подъем считается законченным практически не играет роли. Поэтому при нахождении полного подъема факела над устьем труб можно обойтись простым сложением гидродинамической и тепловой составляющей подъемов факела и для определения подъема факела записать формулу, полученную на основе экспериментов на модели в виде

$$\Delta h = \Delta h_r + \Delta h_T = 1,2 \frac{w_0 \cdot D_0}{u} + 0,15 \frac{g \cdot w_0 \cdot D_0^2 \cdot \Delta T}{T_r \cdot u^3 \cdot \varepsilon_y \cdot \operatorname{tg} \beta}, \quad (4)$$

где коэффициент пропорциональности 1,2 получен T из формулы (2) для условий тепловых электростанций.

В натуре мы имеем одновременно проявление как гидродинамического, так и теплового подъема. поэтому разделение подъема наподобные составляющие условно. Однако, используя данные модельных испытаний и ход траектории гидродинамической и тепловой составляющих подъема с учетом отклонений условий реальных процессов от лабораторных, правомочно описание траектории подъема факела в натуре искать в виде

$$z = K \cdot x^n,$$

где

$$K = \sqrt{K_r \frac{w_0 D_0}{u} + K_T \frac{g \cdot w_0 D_0^2 \Delta T}{u^3 \cdot \varepsilon_y \cdot T_r}}. \quad (5)$$

Отсюда следует, что при обработке траектории движения дымового облака, полученных в результате натуральных экспериментов их удобно строить в логарифмических координатах. В этом случае легко определить показатель степени по двум произвольным точкам траектории, а величину коэффициента K по координатам любой точки.

С целью проверки полученных с помощью модельных экспериментов расчетных соотношений и установленных границ подъема факела, а так же выявления воздействия на него реальных параметров атмосферы в 1974—1977 г. г. Московским энергетическим институтом в содружестве

с Новосибирским институтом прикладной геодезии и Украинским научно-исследовательским институтом гидрометеорологии были проведены натурные исследования подъема факела над устьем газоотводящих труб. Такие исследования проводились на Каширской Костромской и Запорожской ГРЭС при выходе факела различной тепловой мощности, с различными скоростями и в различные слои атмосферы. Высоты труб, на которых проводились исследования изменялись от 150 до 320 м. При проведении опытов осуществлялась регистрация траектории движения дымового облака с помощью теодолита, путем определения и вертикальных углов при наведении на границы факела (10–15 точек по длине траектории).

Одновременно с замерами теодолитом проводились самолетные зондировки, фотографирование дымового факела и стереофотограмметрическая съемка, позволяющая с помощью ЭВМ рассчитывать с большой степенью точности любую траекторию факела (12). Различные способы фиксации траектории понадобились для их сопоставления и разработки наиболее простой и дешевой методики проведения натурных наблюдений.

По данным, полученным в натурных экспериментах, в логарифмических координатах было построено более 500 траекторий, которые наблюдались на расстояниях от 300–700 м до 5–6 км от устья газоотводящей трубы. Примерно 85% траекторий довольно хорошо ложатся на прямые линии около 150 траекторий имеют излом, который находится в основном в конце полученной траектории, что может быть связано, как с неравномерностью профиля скорости ветра, так и, в случае большой протяженности и значительной интенсивности турбулентности атмосферы, с фактором разрыва факела на отдельные клубы дыма и нарушения предположения об отсутствии теплообмена между факелом и атмосферой.

На основании полученных результатов можно сделать вывод, что форма траектории может быть описана зависимостью в виде (5). Показатель степени « n » колеблется в пределах 0,4–0,7. Большая часть значений находится в интервале « n » равном 0,45–0,65 и в среднем составляет величину 0,52, что практически не отличается от расчетных значений, заложенных при получении выражений (2), (3), (4).

Если известна траектория движения факела, его подъем определяется той точкой, в которой угол между касательной к оси траектории и горизонталью достигает сравнительно небольшого заданного значения. Причем до настоящего времени сохраняется неопределенность в выборе степени горизонтальности факела, т. е. величины этого угла. Не всегда имеются и достаточно точные определения самого понятия подъема факела. Например, в некоторых работах за такую высоту принимается

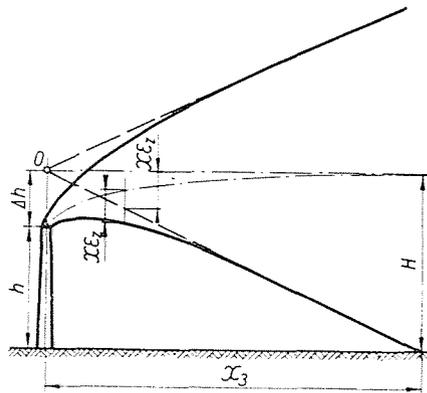


Рис. 3. Расчетная модель для определения высоты подъема факела

подъем факела, когда угол касательной к траектории движения факела $\beta = 10^\circ$, в других — подъем на фиксированном расстоянии от трубы или подъем факела за фиксированное время и т. д. Обзор этих работ (9).

Для выяснения вопроса с границе подъема факела заменим реальную картину распространения факела в атмосфере расчетной. Для этого трубу высотой h заменим точечным источником, выбрасывающим дымовые газы, не обладающие начальным тепловым и инерционным импульсом и приподнятым над трубой на такую высоту Δh , чтобы приземные поля концентраций от реального и условного источников оказались примерно одинаковыми (рис. 3). Из рисунка следует, что за подъем Δh нужно принимать положение средней линии дымового факела над точкой касания земли его нижней границей. Уравнения нижней границы траектории факела в случае изотропного сносящего потока может быть записано из (5) в виде

$$z = h + Kx^n - \varepsilon_z \cdot x, \quad (6)$$

где ε_z — интенсивность турбулентности атмосферы в вертикальной плоскости. При условии $z=0$ получаем точку касания земли нижней границей факела.

В случае параболы, т. е. $n=0,5$

$$x_z = \frac{K^2 + 2h\varepsilon_z + K\sqrt{K^2 + 4h\varepsilon_z}}{2\varepsilon_z^2}. \quad (7)$$

Как показал анализ траекторий показатель степени $n=0,5$ (в среднем $n=0,4+0,65$) характерен для траекторий длиной до $x/D_0=100$.

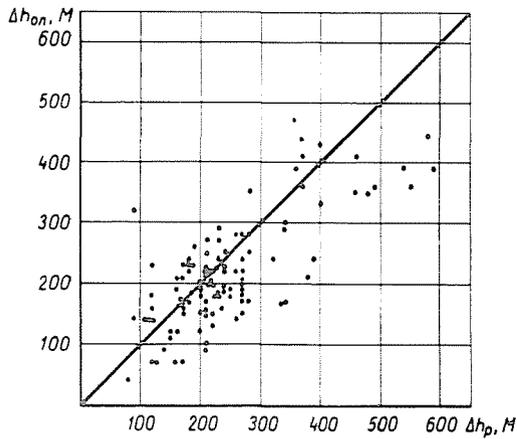


Рис. 4. Сравнение экспериментального и расчетного подъемов факела

При изучении более длинных траекторий имеется тенденция к снижению величины показателя степени n . На основании анализа, полученных в экспериментах траекторий для упрощенных расчетов можно предложить показатель степени траектории на участке до $x/D_0 = 100$, $n = 0,5$ и после $n = 0,35$. Точка касания нижней границы факела в случае $x/D_0 > 100$ определяется методом последовательных приближений с учетом разного характера подъема факела.

Имея точку касания факела земли, просто определить его подъем и перейти к расчету полей концентраций вредных ингредиентов. На основании статической обработки данных натуральных экспериментов коэффициенты K_G и K_T в формуле (5) равны соответственно 0,42 и 0,3.

На рис. 4 приведено сравнение натуральных подъемов (Δh_H) и рассчитанных по формуле (5) при $x/D_0 = 100$. Как видно из графика между натурными и расчетными величинами довольно отчетливо прослеживается взаимосвязь. Коэффициент корреляции $r_{xy} = 0,8$.

На основании этого можно сделать вывод, что рассчитанные значения Δh удовлетворительно согласуются с натурными.

Резюме

Проведено экспериментальное исследование гидродинамической и тепловой составляющей подъема факела над устьем газоотводящих труб. Получены расчетные соотношения для определения подъема факела.

Обозначения

B — коэффициент пропорциональности; w_0 — скорость факела на выходе из трубы, м/с; u — средняя скорость сносящего потока (ветра), м/с; ΔT — разница средних температур факела дымовых газов на выходе из трубы с и сносящего потока; K ; T_G — температура газов на выходе из трубы. K (в выражениях Бозанке, Мортон и ГГО вместо T_G фигурирует величина T_B — температура воздуха на уровне флюгера). D_0 — диаметр устья, м; $\alpha_1 - \alpha_4$ — показатели степени. ρ_0 , w_0 — соответственно плотность и скорость струи; ρ_u , w_u — те же характеристики сносящего потока; ε_x , ε_z , ε_y — интенсивности турбулентности, соответственно изотропного потока, в вертикальной и горизонтальной плоскостях.

x , z — координаты точки траектории;

K_T , K_G — коэффициенты пропорциональности гидродинамической и тепловой составляющих подъема факела.

Список литературы

1. Берлянд, М. Е.—Генихович, Е. Л.—Оникул, Р. И.: О расчете загрязнения атмосферы выбородами из дымовых труб электростанций. Тр ГГО, вып. 158. Л. 1964 с. 3—21.
2. BOSANQUET, C. H.: The Rise a Hot Waste Gas Plume. Journal of the Institute of Fuel, 1957, LXXX, 197. pp. 322—328.
3. SÜMKE, H.: Vorschlag einer empirischen Formel für die Schornsteinüberhöhung, Staub, Bd. 23, N 12. 1963. pp. 549—556.
4. MOSES, H.—CARSON, I.: Stack Design Parameters Influencing Plume Rise. Journal of the Air Pollution Control Assotiation. 1968. Vol. 18. M 7. pp. 454—457.
5. Метеорология и атомная энергия. Под ред. Е. К. Федорова, М. Изд-во иност. литературы, 1959.
6. MORTON, V. R.: The ascent of turbulent forced plumes in a calm atmosphere. Int. J. Air Poll. Vol. 1. N. 3, 1959.
7. Иванов, Ю. В.—Эпштейн, А. М.: Экспериментальное исследование перегретой круглой струи в свободном поперечном потоке.
8. Рихтер, Л. А.—Волков, Э. П.—Кормилицын, В. И.: Тепловой подъем газов из дымовых труб ТЭС. Теплоэнергетика, 1973, № 2, с. 52—57.
9. Берлянд, М. Е.: Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнения атмосферы. Л. Гидрометеонд. 1975, с. 448.
10. Рихтер, Л. А.: Тепловые электрические станции и защита атмосферы. «Энергия». 1975, с. 310.
11. Кормилицын, В. И.: Формирование в аэродинамической трубе потока воздуха разной интенсивности турбулентности. Труды МЭИ, вып. 184. М. 1974. с. 28—32.
12. Елисеев, В. С.: Стерефотограмметрическое исследование структуры воздушного потока в нижней части пограничного слоя атмосферы. Тр. ГГО, вып. 352, с. 47—57.

Волков, Э. П.

Московский энергетический институт
Москва Е-250
Красноказарменная 14
СССР