

А. ЭПШТЕЙН

О ПОДЪЕМЕ ДЫМОВОГО ФАКЕЛА В АТМОСФЕРЕ

Вопрос о высоте подъема дымовых струй из труб тепловых электростанций и промышленных предприятий представляет существенный интерес как часть общей проблемы рассеивания вредных примесей в атмосфере. Известно, что наземная концентрация этих примесей в значительной степени зависит от общего возвышения дымового факела над земной поверхностью или от так называемой «эффективной» высоты дымовой трубы H_0 , складывающейся из собственной высоты трубы H и дополнительного возвышения дымовых газов над ее устьем h (рис. 1). Наличие указанного возвышения определяется двумя основными факторами: начальной кинетической энергией струи (динамический подъем) и действием гравитационной силы за счет различной плотности струи и окружающей среды (гравитационный подъем). Их влияние на высоту подъема факела зависит как от параметров дымовой струи при истечении, основными из которых являются скорость v_0 , плотность ρ_0 или абсолютная температура T_0 , диаметр D_0 (равный внутреннему диаметру устья дымовой трубы) или приведенный объемный расход дымовых газов $Q_0 = \frac{\pi}{4} D_0^2 v_0 \frac{T_a}{T_0}$, так и от атмосферных характеристик: средней скорости ветра w , плотности ρ_a или абсолютной температуры окружающей среды T_a , ее стратификации, характеризуемой вертикальным градиентом потенциальной температуры Γ_0 , и турбулентности атмосферы.

Хотя данному вопросу и посвящено немало исследований самого различного характера [1–19], его все еще нельзя считать достаточно изученным, особенно в части учета совместного влияния динамического и гравитационного подъемов, а также атмосферной стратификации на суммарное возвышение дымового факела.

Поскольку в настоящее время еще не представляется возможным учесть все специфические особенности, присущие процессу подъема дымового факела в атмосфере, при теоретическом исследовании данной проблемы приходится прибегать к известной схематизации. Как правило, рассматривается задача о развитии неизотермической струи в свободном горизонтальном поперечном потоке того же вещества. При этом есть все основания полагать, что основные закономерности этого процесса будут действительны с определенной степенью приближения и к процессу развития дымового факела в потоке ветра.

В настоящей статье делается попытка использовать результаты аналитического и экспериментального исследования струи в поперечном потоке [20–22] для расчета высоты подъема дымовых газов в атмосфере.

Расчет возвышения дымового факела при различных условиях стратификации атмосферы

Нейтральная стратификация ($\Gamma_\theta = 0$). Многочисленные наблюдения показывают, что процесс развития дымового факела протекает неоднородно на всем его протяжении. Даже в той стадии, где практически имеет место подъем факела, можно различать по крайней мере две фазы его развития.

В первой фазе процессы смешения в струе определяются главным образом ее собственной турбулентностью. Строго говоря, именно для этой фазы можно считать справедливыми зависимости, описывающие траекторию струи в поперечном потоке, полученные в [21, 22]. Для нейтрально стратифицированной среды такую зависимость можно записать следующим образом (см. рис. 1):

$$y = k \sqrt{\frac{T_a v_0^2 D_0^2}{T_0 \omega^2} (x - x_0) + \frac{g D_0^2 v_0 \Delta T}{2 \omega^2 T_0} (x - x_0)^2 + y_0}, \quad (1)$$

где $\Delta T = T_0 - T_a$, g — ускорение силы тяжести.

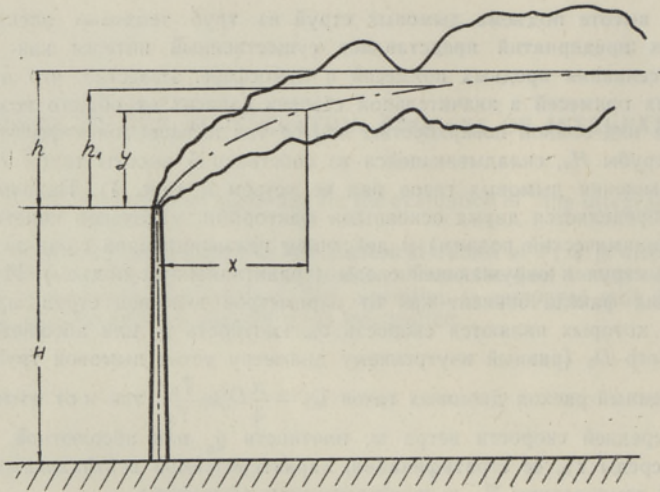


Рис. 1.

На основании опытных данных [20] подобраны численное значение эмпирического коэффициента $k = 1,25$ и формулы для определения поправок x_0 и y_0 , характеризующих особенности развития струи на ее начальном участке:

$$x_0 = \left[0,58 - 2,22 \frac{\omega}{v_0} \left(\frac{T_0}{T_a} \right)^{\frac{1}{2}} \right] D_0 \quad (2)$$

$$y_0 = \left[0,1 \left(\frac{T_a v_0^2}{T_0 \omega^2} \right)^{0,825} - 0,85 \right] D_0. \quad (3)$$

За скорость ветра ω здесь и ниже можно принимать среднюю по высоте в пределах распространения факела скорость или даже, если высота подъема факела не очень велика, скорость ветра на уровне устья дымовой трубы.

На рис. 2 приведено сравнение расчета по формуле (1) с учетом (2)

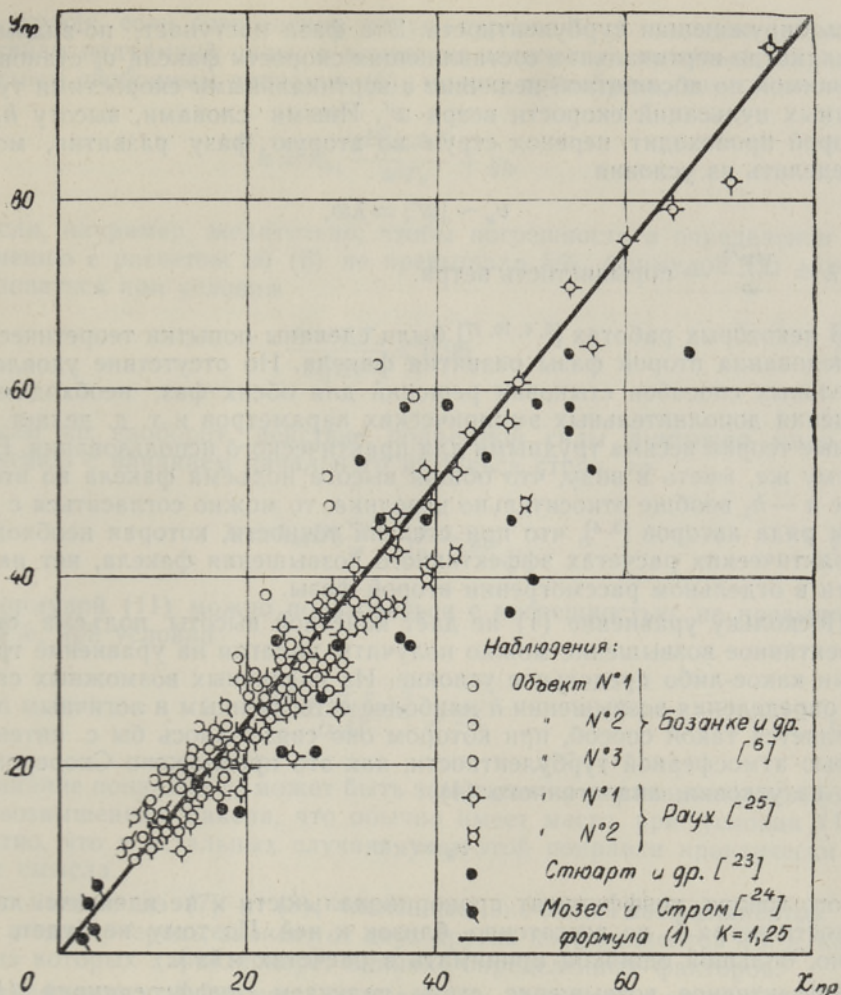


Рис. 2.

и (3) с данными наблюдений дымовых факелов, опубликованных различными авторами [6, 23-25], относящимися к условиям, близким к нейтральной стратификации. Сравнение дается в системе координат $x_{пр} - y_{пр}$,

$$\text{где } x_{пр} = \sqrt{\frac{T_a v_0^2 D_0^2}{T_0 \omega^2}} (x - x_0) + \frac{g D_0^2 v_0 \Delta T}{2 \omega^3 T_0} (x - x_0)^2, \quad y_{пр} = y - y_0.$$

Несмотря на то, что в некоторых случаях имеет место значительное расхождение расчета с данными наблюдений, основная масса опытных точек находится достаточно близко от расчетной линии. Это дает основание полагать, что формулу (1) можно использовать для приближенного расчета траектории дымовых факелов, по крайней мере, на не очень большом удалении от источника.

Вторая фаза развития дымового факела визуально характеризуется распадом первоначально сплошной струи на отдельные клубы. Доминирующим фактором, определяющим перемешивание факела, является

здесь окружающая турбулентность. Эта фаза наступает, по-видимому, тогда, когда вертикальная составляющая скорости факела v_y становится сравнимой по абсолютной величине с вертикальными скоростями турбулентных пульсаций скорости ветра w' . Иными словами, высоту h_1 , на которой происходит переход струи во вторую фазу развития, можно определить из условия

$$v_y \sim |w'| = \lambda w, \quad (4)$$

где $\lambda = \frac{\sqrt{w'^2}}{w}$ — порывистость ветра.

В некоторых работах [2, 4, 10, 17] были сделаны попытки теоретического исследования второй фазы развития факела. Но отсутствие удовлетворительных способов стыковки решений для обеих фаз, необходимость введения дополнительных эмпирических параметров и т. д. делает указанные теории весьма трудными для практического использования. Если, к тому же, иметь в виду, что общая высота подъема факела во второй фазе $h - h_1$ вообще относительно невелика, то можно согласиться с мнением ряда авторов [3, 4], что при степени точности, которая необходима в практических расчетах эффективного возвышения факела, нет надобности в отдельном рассмотрении второй фазы.

Поскольку уравнение (1) не дает конечной высоты подъема струи, эффективное возвышение можно получить, налагая на уравнение траектории какое-либо предельное условие. Из различных возможных способов определения возвышения h наиболее естественным и логичным представляется такой способ, при котором оно связывалось бы с интенсивностью атмосферной турбулентности, как это предложено Скорером [13], т. е. из условия, аналогичного (4):

$$v_y = \kappa w. \quad (5)$$

Строго говоря, коэффициент пропорциональности κ не идентичен порывистости ветра λ , но достаточно близок к ней. Поэтому не будет, очевидно, большой ошибкой принимать в расчетах $\kappa \cong \lambda$.

Эффективное возвышение струи получаем, дифференцируя (1) и полагая при этом горизонтальную составляющую скорости ветра v_x равной скорости ветра, т. е.

$$\frac{dy}{dx} = \frac{v_y}{v_x} \cong \lambda. \quad (6)$$

Эквивалентные способы определения h , помимо [13], предложены в работах [3, 5]. В общем случае получается алгебраическое уравнение четвертой степени:

$$(h - y_0)^4 - k_{h1} \frac{g D_0^2 v_0 \Delta T}{w^3 T_0} (h - y_0)^3 - k_{h2}^4 \left(\frac{T_a v_0^2 D_0^2}{T_0 w^2} \right)^2 = 0, \quad (6)$$

где

$$k_{h1} = \frac{2k^3}{9\lambda^2} \quad (7)$$

$$k_{h2} = \left(\frac{k^3}{3\lambda} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

Уравнение (6) дает связь между общей высотой подъема факела и основными характеристиками струи и атмосферы.

В случае, если возвышение струи определяется главным образом действием подъемной силы, а влиянием начального импульса, характеризующим свободным членом в (6), можно пренебречь, то

$$h = k_{h1} \frac{g D_0^2 v_0 \Delta T}{\omega^2 T_0} + y_0. \quad (9)$$

Если, например, желательно, чтобы погрешность в определении по сравнению с расчетом по (6) не превышала 5%, формулой (9) можно пользоваться при условии

$$\frac{\lambda^3 \omega^4 T_0 T_a}{D_0^2 \Delta T^2} \leq 6,95. \quad (10)$$

Если же, наоборот, действие подъемной силы ничтожно мало по сравнению с влиянием начального импульса струи, то

$$h = k_{h2} D_0 \frac{v_0}{\omega} \sqrt{\frac{T_a}{T_0}} + y_0. \quad (11)$$

Формулой (11) можно пользоваться с погрешностью, не превышающей 5%, при условии

$$\frac{\lambda^{\frac{3}{2}} \omega^2 (T_0 T_a)^{\frac{1}{2}}}{D_0 \Delta T} \geq 28. \quad (12)$$

Влияние поправки y_0 может быть заметным при сравнительно небольших возвышениях факела, что обычно имеет место при условии (12). Понятно, что в остальных случаях учет этой поправки практически не имеет смысла.

Как видно из (7) и (8), численные значения коэффициентов k_{h1} и k_{h2} , в свою очередь, зависят от двух других коэффициентов k и λ , каждый из которых характеризует влияние определенных факторов.

Коэффициент k может, по-видимому, меняться в сравнительно небольших пределах и связан главным образом с начальной турбулентностью струи, зависящей от условий до и при истечении из дымовой трубы. Пока эта зависимость не изучена, для k целесообразно принимать какое-то среднее значение, например 1,25.

Порывистость ветра λ , как уже было сказано, характеризует интенсивность атмосферной турбулентности и зависит от целого ряда факторов: стратификации атмосферы, характера окружающей местности, высоты над земной поверхностью и т. д.

Как показано в [30], можно считать

$$\lambda = \frac{\omega^*}{\omega} f(\text{Ri}), \quad (13)$$

где ω^* — так наз. динамическая скорость, зависящая главным образом от шероховатости земной поверхности и высоты;

$\text{Ri} = \frac{g \Gamma_{\Theta}}{\Theta_a} / \left(\frac{\partial \omega}{\partial y} \right)^2$ — число Ричардсона, где Θ_a — потенциальная температура окружающей среды.

Зависимость (13), строго говоря, относится к приземному слою

атмосферы (примерно до 100 м), но может приближенно считаться справедливой и на больших высотах, где w^* , а следовательно и λ уже слабо зависят от высоты. Как видно из приведенных в работе [30] результатов измерений Смита, Дикона и др., в условиях нейтральной стратификации λ может лежать в пределах 0,05—0,12, а если сюда добавить еще условия слабо устойчивой стратификации, то этот диапазон расширяется до 0,04—0,23. При этом отмечается некоторая зависимость λ от скорости ветра w , причем λ увеличивается с уменьшением w , что особенно заметно с ростом неустойчивости атмосферы.

Таким образом, как явствует из (7) и (8), численные значения k_{h2} и, особенно, k_{h1} могут изменяться в весьма широких пределах. Отчасти этим можно объяснить существенно различающиеся численные величины указанных коэффициентов в зависимостях, аналогичных по своей структуре (9) и (11), полученных для соответствующих частных случаев в работах [1, 3, 6, 11, 13, 17—19, 26—28]

Следовательно, для более или менее уверенного расчета эффективного возвышения дымового факела необходимо знать вид функции $f(Ri)$, а также динамическую скорость на любых высотах и, наконец, зависимость λ от w . Известная зависимость

$$w^* = Ky \frac{\partial w}{\partial y} \quad (14)$$

(где K — постоянная Кармана, равная примерно 0,4) действительна, строго говоря, лишь для приземного слоя и при нейтральной стратификации его.

К сожалению, имеющихся в настоящее время данных [30, 31] явно недостаточно, чтобы выявить надежную количественную связь между λ и w , хотя бы в условиях нейтральной стратификации.

Приведенную в [30] на графике зависимость λ от Ri , полученную Дикомом из наблюдений в Брукхевене на высоте 91 м, можно аппроксимировать формулой

$$\lambda = 0,085 \pm 0,14\sqrt{|Ri|}, \quad (15)$$

причем знак «+» относится к значениям $Ri < 0$.

В случае нейтральной стратификации $Ri = 0$ и $\lambda = 0,085$. Соответствующие значения эмпирических коэффициентов будут тогда $k_{h1} = 60$ и $k_{h2} = 2,8$. Это значение λ наиболее вероятно для умеренных скоростей ветра $w = 6 \div 8$ м/сек. Дальнейшее накопление соответствующих экспериментальных данных позволит существенно повысить надежность определения эффективного возвышения дымового факела.

Следует отметить, что полученные выше зависимости приходится рекомендовать для расчета эффективного возвышения дымовых факелов лишь на основе положительных результатов сравнения данных наблюдений с расчетом траектории факела по формуле (1), на основе которой и были получены зависимости (6), (9), (11). К сожалению, не представляется возможным непосредственно сопоставить расчет по этим формулам с имеющимися данными наблюдений подъема реальных дымовых факелов [6, 16, 23—25, 29, 32], так как эти наблюдения в большинстве случаев не были доведены до места, где подъем факела можно было бы считать практически прекратившимся. Это обстоятельство заставляет прибегать к довольно ненадежной экстраполяции замеренных траекторий факелов или же принимать в качестве максимальной высоты факела

на каком-то определенном удалении от дымовой трубы. Кроме того, как правило, отсутствуют необходимые данные по интенсивности, атмосферной турбулентности, а в ряде случаев не измерялся и градиент потенциальной температуры окружающей среды Γ_θ . Для окончательной оценки пригодности предлагаемых формул необходимы более многочисленные, полные и систематические наблюдения над развитием дымовых факелов в атмосфере.

Здесь не рассматривается движение струй, имеющих большую, чем у окружающей среды плотность, т. е. отрицательную плавучесть, что имеет место, например, у выбросов из труб некоторых химических предприятий. За соответствующей информацией отсылаем читателя к работе [21].

Устойчивая стратификация ($\Gamma_\theta > 0$). Полученную в [22] связь между высотой подъема струи и горизонтальным расстоянием от источника можно записать в следующем виде:

$$y = k_1 \sqrt[3]{\frac{D_0^2 v_0 \Theta_a \Delta \Theta}{w \Theta_0 \Gamma_\theta} \left\{ 1 - \left[A \sin \left(\arcsin \frac{1}{A} - \frac{x - x_0}{w} \sqrt{\frac{k^3 g \Gamma_\theta}{k_1^3 \Theta_a}} \right) \right] \right\}} + y_0, \quad (16)$$

$$\text{где } A = \sqrt{1 + \frac{k^3 \Theta_a v_0^2 \Gamma_\theta}{k_1^3 g \Delta \Theta^2}}.$$

Здесь под Θ понимается потенциальная температура, которая равна абсолютной температуре лишь при $\Gamma_\theta = 0$. Однако в расчетах по (16) и ниже приведенным формулам можно без заметной погрешности принимать $\Theta \cong T$. Температура Θ_a отнесена здесь к уровню среза дымовой трубы.

Очевидно, в данном случае возвышение струи имеет «потолок», определяемый из условия $\frac{dy}{dx} = 0$:

$$h = k_1 \sqrt[3]{\frac{D_0^2 v_0 \Theta_a \Delta \Theta}{w \Theta_0 \Gamma_\theta} (1 + A)} + y_0. \quad (17)$$

Как правило, параметры, характеризующие развитие дымового факела, таковы, что величина второго члена в подкоренном выражении для A мала по сравнению с единицей, так что им можно пренебречь. Тогда (17) упрощается:

$$h = 1,26 k_1 \sqrt[3]{\frac{D_0^2 v_0 \Theta_a \Delta \Theta}{w \Theta_0 \Gamma_\theta}} + y_0. \quad (18)$$

Численное значение опытного коэффициента k_1 , вычисленное на основе экспериментальных данных [20], может находиться в пределах 1,3—1,45. Бриггс [19], получивший с помощью анализа размерностей формулу, аналогичную (18), из сравнения расчета с данными натуральных наблюдений Гартрелла, Томаса и Карпентера нашел для k_1 величину, равную нижнему пределу указанных значений. Поэтому за отсутствием других данных можно пока принимать в расчетах $k_1 = 1,3$.

Очевидно, что в формулах (17)—(18) не учтено влияние окружающей турбулентности на подъем факела. Это можно было бы сделать тем же способом, что и в случае нейтральной стратификации окру-

жающей среды (т. е. из условия $\frac{dy}{dx} = \lambda$). Если в исходном уравнении (16) пренебречь членом, учитывающим влияние начального импульса струи, то искомая высота подъема факела получается как вещественный положительный корень кубического уравнения

$$(h - y_0)^3 - \frac{9k_1^3 \lambda^2 \Theta_a \omega^2}{k^3 g \Gamma_\Theta} (h - y_0) - \frac{2k_1^3 D_0^2 v_0 \Theta_a \Delta \Theta}{\omega \Theta_0 \Gamma_\Theta} = 0, \quad (19)$$

равный

$$h = 3,46 \lambda \left(\frac{k_1}{k}\right)^{\frac{3}{2}} \omega \left(\frac{\Theta_a}{g \Gamma_\Theta}\right)^{\frac{1}{2}} \operatorname{sh} \frac{\Phi}{3} + y_0, \quad (20)$$

где

$$\Phi = \operatorname{Ar sh} \left(0,19 \frac{k^{\frac{9}{2}} g^{\frac{3}{2}} D_0^2 v_0 \Delta \Theta \Gamma_\Theta^{\frac{1}{2}}}{k_1^{\frac{3}{2}} \lambda^3 \omega^4 \Theta_a \Theta_a^{\frac{1}{2}}} \right). \quad (21)$$

Следует, однако, иметь в виду, что интенсивность турбулентности атмосферы уменьшается с увеличением устойчивости ее стратификации (т. е. с увеличением Γ_Θ). Поэтому, если величина λ мала, то формула (20) не будет давать результатов, заметно отличающихся от результатов расчета по гораздо более простой формуле (18). Следовательно, для расчетов эффективного возвышения дымового факела в условиях развитой устойчивости окружающей среды ($\Gamma_\Theta > 0,005$ град/м) можно рекомендовать формулы (17) или (18).

При слабо устойчивой стратификации ($0 < \Gamma_\Theta \leq 0,005$ град/м) предпочтительней, по-видимому, воспользоваться формулой (20) или даже выражениями, полученными для нейтрально стратифицированной среды (6) или (9). При этом, однако, необходимо уточнить численное значение коэффициента λ в зависимости от состояния атмосферы. Для устойчиво стратифицированной среды это значение может находиться в пределах 0,01—0,05.

Неустойчивая стратификация ($\Gamma_\Theta < 0$). Условие $\frac{dy}{dx} = \lambda$ применительно к полученному в [22] уравнению траектории перегретой струи в условиях неустойчивой стратификации приводит к кубическому уравнению (19) (в пренебрежении влиянием начального импульса струи).

В данном случае уравнение (19) имеет вещественные и положительные корни лишь при условии

$$\left(\frac{D_0^2 v_0 \Delta \Theta}{\omega \Theta_0}\right)^2 + \left(\frac{3k_1 \lambda^2 \omega^2}{k^3 g}\right)^3 \frac{\Theta_a}{\Gamma_\Theta} \leq 0. \quad (22)$$

Очевидно, что при двух таких корнях физический смысл имеет меньший из них, равный

$$h = 3,46 \lambda \left(\frac{k_1}{k}\right)^{\frac{3}{2}} \omega \left(\frac{\Theta_a}{g |\Gamma_\Theta|}\right)^{\frac{1}{2}} \cos \frac{\pi - \Phi}{3} + y_0, \quad (23)$$

где

$$\Phi = \operatorname{arc cos} \left(0,19 \frac{k^{\frac{9}{2}} g^{\frac{3}{2}} D_0^2 v_0 \Delta \Theta \Gamma_\Theta^{\frac{1}{2}}}{k_1^{\frac{3}{2}} \lambda^3 \omega^4 \Theta_a \Theta_a^{\frac{1}{2}}} \right). \quad (24)$$

Величина λ в условиях неустойчивой стратификации атмосферы может достигать величин порядка 0,3 и более.

Влияние основных параметров атмосферы и дымовой струи на возвышение факела

Из полученных выше формул (6)—(9), (11), (17), (18), (20), (21), (23), (24) вытекает весьма существенная зависимость эффективного возвышения факела от скорости ветра w и, особенно, интенсивности атмосферной турбулентности λ .

Особенно чувствителен к ним гравитационный подъем струи, который составляет основную долю общего подъема факела для тепловых электростанций и крупных промышленных предприятий. Влияние λ на подъем факела обратно непосредственному влиянию температурного градиента G_0 (так как с увеличением устойчивости атмосферы ее турбулентность уменьшается) и, как это можно видеть из (20), (21), (23) и (24), значительно сильнее последнего. Поэтому, вопреки распространенному мнению, эффективное возвышение дымового факела в условиях устойчивой стратификации атмосферы может оказаться в большинстве случаев большим, чем при неустойчивой стратификации.

Влияние начальных параметров дымового факела на его возвышение также связано с атмосферными условиями.

Так, при данном объеме расхода дымовых газов через трубу Q_0 (который зависит только от режима работы котельной установки и числа труб) изменение начальной скорости v_0 влияет лишь на динамический подъем факела, в то время как изменение начального перегрева ΔT сказывается в основном на гравитационном подъеме струи. Соотношение между динамическим и общим подъемом факела в условиях нейтральной стратификации атмосферы можно получить из формулы (6), представленной в такой форме, что в нее входит в явном виде Q_0 :

$$\frac{m}{(1-m)^4} = 28,4 \left(\frac{\lambda^3 w^4 v_0 T_a^2}{k^3 g^2 Q_0 \Delta T^2} \right)^2, \quad (25)$$

где m — относительная доля общего возвышения факела за счет влияния начального импульса струи.

Как явствует из (25), m увеличивается с увеличением λ и w . Следовательно, выбор оптимальных значений начальных параметров дымового факела с точки зрения достижения возможно большего эффективного его возвышения при наименьших потерях в экономичности работы теплосилового устройства представляет собой весьма сложную задачу, зависящую, помимо прочего, от характера местности, на которой расположен данный объект, его геометрической конфигурации и преобладающих атмосферных условий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев П. И., Рассеяние в воздухе газов, выбрасываемых промышленными предприятиями, М., 1952.
2. Данович А. М., Зейгер С. Г., Тр. ЛГМИ, вып. 18, 55—69 (1963).
3. Берлянд М. Е., Генихович Е. Л., Оникул Р. И., Тр. ГГО им. Воейкова, вып. 158, 3—21 (1964).
4. Качурин Л. Г., Бекряев В. И., Дыдина Г. П., Изв. АН СССР. Сер. геофиз., № 12, 1859—1868 (1964).

5. Сэттон О., Микрометеорология, М., 1957.
6. Bosanquet C. H., Carey W. F., Halton E. M., Proc. Inst. Mech. Eng., **162**, No. 1—4, 355—365 (1950).
7. Holland J. Z., A meteorological survey of the Oak Ridge area, U. S. Atomic Energy Comm., Rept. ORO—99 (1953).
8. Bryant L. W., Cowdrey C. F., Proc. Inst. Mech. Eng., **169**, No. 23, 371—399 (1955).
9. Csanady G., Austr. J. Appl. sci., **7**, No. 1, 23—28 (1956).
10. Priestley C. H. B., Quart. J. Roy. Met. Soc., **82**, No. 352, 165—176 (1956).
11. Bosanquet C. H., J. Inst. Fuel, **30**, No. 197, 333—338 (1957).
12. Schmidt F. H., On the diffusion of stack gases in the atmosphere, Koninkl. Ned. Met. Inst., Med. en Verh., Ser. 102, No. 68 (1957).
13. Scorer R. S., Int. J. Air Poll., **1**, No. 3, 198—220 (1959).
14. Stümke H., VDI-Forsch., **483**, 38—49 (1961).
15. Stümke H., Staub, **23**, Nr. 12, 549—556 (1963).
16. Lucas D. H., Moore D. J., Spurr G., Int. J. Air Poll., **7**, No. 6/7, 473—500 (1963).
17. Csanady G. F., J. Fluid Mech., **22**, No. 2, 225—239 (1965).
18. Schmidt F. H., Int. J. Air Poll., **9**, No. 4, 175—198 (1965).
19. Briggs G. A., J. Air Poll. Cont. Ass., **15**, No. 9, 433—438 (1965).
20. Иванов Ю., Эпштейн А., Изв. АН ЭССР. Сер. физ.-матем. и техн. наук, **14**, № 4, 588—595 (1965).
21. Эпштейн А., Изв. АН ЭССР. Сер. физ.-матем. и техн. наук, **15**, № 2, 196—206 (1966).
22. Эпштейн А., Изв. АН ЭССР. Сер. физ.-матем. и техн. наук, **15**, № 3, 408—415 (1966).
23. Stewart N. G., Gale H. J., Crooks R. W., The atmospheric diffusion from the chimney of the Harwellpile (BEPO) AERE, HP/R 1452 (1957).
24. Moses H., Strom G. J., Air Poll. Cont. Ass., **11**, No. 10, 455—466 (1961).
25. Rauch H., Beitr. Phys. Atmos., **37**, No. 132—158 (1964).
26. Иванов Ю. В., Эффективное сжигание надслойных горючих газов в топках, Таллин, 1959.
27. Дергачев Н. Ф., Гигиена и санитария, № 5, 10—15 (1953).
28. Rupp A. F., Beall S. E., Wornwasser L. F., Johnson D. F., Dilution of stack gases in cross-winds, U. S. Atomic Energy Comm., Rept., AECD-1811 (1944).
29. Данович А. М., Пашковский А. С., Тр. ЛГМИ, вып. 18, 181—183 (1963).
30. Ламли Дж., Пановский Г., Структура атмосферной турбулентности, М., 1966.
31. Воронцов П. А., Тр. ГГО им. Воейкова, вып. 172, 122—141 (1965).
32. Csanady G. T., Int. J. Air Poll., **4**, No. 1/2, 47—51 (1961).

*Институт термодинамики и электрофизики
Академии наук Эстонской ССР*

Поступила в редакцию
6/IV 1967

A. EPSTEIN

SUITSUJUGADE TÕUSUST ATMOSFAARIS

Artiklis esitatakse suitsujoja tõusu arvutamiseks erinevais atmosfäärilise stratifikatsiooni tingimustes uued sõltuvused, mis on arvatatud ristvooluses levivate tõusvate jugade teoreetilise ja eksperimentaalse uurimise alusel [20—22]. Märgitakse atmosfääri turbulentsuse tunduvat mõju suitsujoja tõusu efektiivsusele.

A. EPSTEIN

ON THE RISE OF A SMOKE PLUME IN THE ATMOSPHERE

The author proposes new relations for calculating the height of a smoke plume for various cases of atmospheric stratification, on the basis of theoretical and experimental investigations of buoyant plumes in cross-wind [20—22]. An essential influence of atmospheric turbulence intensity on the effective height of the plume is emphasized.