Физика горения и взрыва

3
1978 г.

КОНВЕКТИВНАЯ КОЛОНКА НАД ЛИНЕЙНЫМ ПОЖАРОМ В ПОЛИТРОПИЧЕСКОЙ АТМОСФЕРЕ

Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов

(Москва)

В [1, 2] исследованы вопросы аэродинамики среды над пожаром в однородной изотермической атмосфере. Использование такой идеализированной модели, предполагающей постоянство плотности и температуры по высоте окружающей среды, позволило выявить некоторые качественные закономерности формирования восходящей конвективной колонки продуктов над пожаром и ее взаимодействия с полем ветра. Полученные при этом результаты пригодны для малых по сравнению с толщиной тропосферы высот.

Известно, однако [3], что конвективная колонка над интенсивными пожарами может достигать высоты 8—10 км. В этом случае полная аэродинамическая структура движения среды над пожаром в значительной степени зависит от начального распределения температуры и плотности по высоте атмосферы. Падение температуры с удалением от поверхности земли способствует развитию колонки до более высоких слоев, так как подъемная сила, действующая на нагретые продукты, в этом случае больше, чем в изотермической окружающей среде. Увеличение же начальной температуры воздуха с высотой приводит к ухудшению условий образования развитой конвективной колонки. В реальной ситуации предельная высота подъема продуктов над пожаром известной интенсивности определяется характером термической стратификации атмосферы (величиной градиента температуры по высоте, а также наличием уровней инверсий и их мощностью).

В данной работе исследуется стационарная конвективная колонка над линейным пожаром в стратифицированной атмосфере с линейным распределением температуры по высоте (политропическая модель [4]):

$$\tilde{T}/T_0 = 1 - \Gamma x_1/T_0, \quad \Gamma = -d\tilde{T}/dx_1, \tag{1}$$

где $\tilde{T}$ и T_0— температура невозмущенной атмосферы и температура на уровне земли; x_1 — вертикальная координата. В этом случае из уравнений состояния $\tilde{p} = \tilde{\rho}R\tilde{T}$ и гидростатики $\partial\tilde{p}/\partial x_1 = -\tilde{\rho}g$ следуют зависимости

$$\tilde{p}/p_0 = (1 - \Gamma x_1/T_0)^{g/(R\Gamma)}, \quad \tilde{\rho}/\rho_0 = (1 - \Gamma x_1/T_0)^{g/(R\Gamma)-1}, \tag{2}$$

определяющие распределения давления и плотности в невозмущенной среде.

Воспользовавшись уравнениями неразрывности, движения и энергии в конвективном приближении для пограничного слоя можно получить систему уравнений, описывающих турбулентное движение конвективной струи над нагретым линейным источником в стратифицированной по законам (1), (2) атмосфере

$$\begin{gathered}
\frac{\partial u_1}{\partial x_1}+\frac{\partial u_2}{\partial x_2}=\frac{\varepsilon}{F}u_1,\\
\frac{\partial u_1^2}{\partial x_1}+\frac{\partial}{\partial x_2}(u_2u_1)=-\frac{\partial}{\partial x_2}\left(\overline{u_1'u_2'}\right)+\frac{\varepsilon}{F}u_1^2+\frac{g\beta(T-\widetilde{T})}{F},\\
\frac{\partial}{\partial x_1}u_1(T-\widetilde{T})+\frac{\partial}{\partial x_2}u_2(T-\widetilde{T})=-\frac{\partial}{\partial x_2}\left(\overline{u_2'T'}\right)+\\
+\frac{\varepsilon}{F}u_1(T-\widetilde{T})-\Gamma_{\text{ад}}(1-\widetilde{\Gamma})u_1.
\end{gathered}\tag{3}$$

Здесь x_1 и x_2 — вертикальная и горизонтальная координаты; u_1, u_1', u_2, u_2' — осредненные и пульсационные составляющие скорости вдоль x_1 и x_2; $\varepsilon=g(1-(\gamma-1)\Gamma/\gamma)/(RT_0)$, $F(x_1)=1-gx_1\widetilde{\Gamma}(\gamma-1)/(\gamma RT_0)$, $\widetilde{\Gamma}=\Gamma/\Gamma_{\text{ад}}$, $\Gamma_{\text{ад}}=g/c_p$, $\beta=1/T_0$.

Величина адиабатического градиента температуры $\Gamma_{\text{ад}}=g/c_p$ определяет условие устойчивости равновесия атмосферы в отсутствие источника (для земли $\Gamma_{\text{ад}}=0{,}01$ град/м [4]). Если $\Gamma>\Gamma_{\text{ад}}$ ($\widetilde{\Gamma}>1$), то среда неустойчива и в ней существуют спонтанные конвективные потоки. Подобная ситуация не может быть рассмотрена в пределах стационарной теории, поэтому в дальнейшем везде предполагается $\widetilde{\Gamma}<1$. Предельный случай рассматриваемой здесь задачи, когда $\widetilde{\Gamma}=1$ и $\varepsilon=0$ для источника конечного размера, описан в [5].

Согласно формулам (1), (2), высота атмосферы ограничена величиной $H_\infty=T_0/\Gamma$ ($H_\infty\to\infty$ при $\Gamma\to 0$ для изотермической модели и $H_\infty\sim 50$ км для потенциальной модели, когда $\Gamma=\Gamma_{\text{ад}}$ [3]). Максимальные зафиксированные высоты развития конвективных колонок над большими пожарами составляют 8—10 км [3, 6], что существенно меньше H_∞, поэтому можно считать политропическую модель атмосферы пригодной для описания движения среды в этом случае. Проинтегрируем систему (3) поперек струи от 0 до ∞ (из-за симметрии рассматривается только правая половина плоскости $\{x_1, x_2\}$). С учетом граничных условий получим

$$\begin{gathered}
\frac{d}{dx}\int_0^\infty u_1dx_2=\frac{\varepsilon}{F}\int_0^\infty u_1dx_2-u_2(\infty),\\
\frac{d}{dx_1}\int_0^\infty u_1^2dx_2=\frac{\varepsilon}{F}\int_0^\infty u_1^2dx_2+\frac{g\beta}{F}\int_0^\infty(T-\widetilde{T})\,dx_2,\\
\frac{d}{dx_1}\int_0^\infty u_1(T-\widetilde{T})\,dx_2=\frac{\varepsilon}{F}\int_0^\infty u_1(T-\widetilde{T})\,dx_2-\Gamma_{\text{ад}}(1-\widetilde{\Gamma})\int_0^\infty u_1dx_2.
\end{gathered}\tag{4}$$

Будем искать решение (4) среди функций вида

$$u_1=U(x_1)\exp\left(-x_2^2/\Delta_1^2\right),\quad (T-\widetilde{T})=T(x_1)\exp\left(-x_2^2/\Delta_2^2\right)\tag{5}$$

в предположении, что $\Delta_2=k\Delta_1$, $k=\text{const}$ и $u_2(\infty, x_1)=-Au_1(0, x_1)$, $A=\text{const}$ [4]. Тогда из (4) и (5) имеем

$$\begin{gathered}
d/dx_1\cdot[U(x_1)\Delta_1(x_1)]=U\Delta_1\varepsilon/F+\alpha U,\\
d/dx_1\cdot(U^2\Delta_1)=U^2\Delta_1\varepsilon/F+T\Delta_1 ng\beta/F,\\
d/dx_1(U\Delta_1T)=U\Delta_1T\varepsilon/F+\Gamma_{\text{ад}}(1-\widetilde{\Gamma})\,U\Delta_1(\sqrt{n^2+2})/n,
\end{gathered}\tag{6}$$

$$\alpha=2A/\sqrt{\pi},\ n=\sqrt{2}k.$$

Перепишем (6) в безразмерном виде, более удобном для анализа

$$\begin{aligned} &s\cdot(1-t)/2\cdot d\varphi^2/dt=(1-s)\varphi^2+(1-t)\psi,\\ &s\cdot(1-t)/2\cdot d\psi^2/dt=(1-s)\psi^2+q\varphi,\\ &s(1-t)\cdot dq/dt=(1-s)q-E(1-t)\varphi[(\gamma-1)/\gamma-s]. \end{aligned}\tag{7}$$

Здесь $s=\widetilde{\Gamma}(\gamma-1)/\gamma$; $t=s\xi$; $\xi=gx_1/RT_0$; $\varphi=\widetilde{U}\widetilde{\Delta}$; $\psi=\widetilde{U}^2\widetilde{\Delta}$; $q=\widetilde{U}\widetilde{\Delta}\vartheta$; $\widetilde{U}=$ $=U(ng\beta q_0/\alpha)^{-1/3}$; $\widetilde{\Delta}=\Delta_1 g(\alpha RT_0)^{-1}$; $\vartheta=(T-\widetilde{T})\left(\alpha^2 ng\beta/q_0^2\right)^{1/3}RT_0/g$; $E=\Gamma_{\text{ад}}(RT_0/g)^2\left(\alpha^2 ng\beta/q_0^2\right)^{1/3}\gamma(n^2+2)^{1/2}/[n(\gamma-1)]$. По физическому смыслу функции φ, ψ и q — безразмерные потоки массы, импульса и тепла в струе; s — безразмерный градиент температуры в атмосфере; E — отношение поперечного потока тепла через боковую поверхность колонки $(RT_0/g)\rho_0c_pT_0\alpha Ul\sim H_\infty lU_\infty c_p\rho_0T_0$ ккал/с, переносимого с захватываемым струей воздухом в изотермической атмосфере, к вертикальному потоку тепла $\rho_0c_pU(T_\text{г}-T_0)\Delta_0 l$, генерируемому пожаром в единицу времени ($T_\text{г}$ — температура горения; Δ_0 и l — характерная ширина и единичная длина линейного очага).

Получим аналитическое решение (7) при малых t. Для этого представим искомые функции разложениями

$$\varphi=s^{-1}(t+\alpha_2t^2\alpha_3t^3),\ \psi=s^{-1}(t+\beta_2t^2+\beta_3t^3),\ q=1+\gamma_1t+\gamma_2t^2+\gamma_3t^3,\tag{8}$$

где α_i, β_i, γ_i — постоянные, подлежащие определению. При написании (8) использовано следующее обстоятельство: на небольших удалениях от источников ($\xi\to 0$) влияние структуры атмосферы на аэродинамику конвективной струи несущественно, и поэтому решение (8) должно асимптотически совпадать с решением для струи в изотермической однородной среде, полученным в [1], т. е.

$$\begin{aligned} &\lim_{\xi\to0}\widetilde{U}=\lim\psi/\varphi\to1 && U\to(ng\beta q_0/\alpha)^{1/3},\\ &\lim_{\xi\to0}\widetilde{\Delta}=\lim\varphi^2/\psi\to\xi && \Delta_1\to x_1,\\ &\lim_{\xi\to0}\vartheta=\lim q/\varphi\to\xi^{-1} && T\to x_1^{-1}\left(\alpha^2ng\beta/q_0^2\right)^{-1/3}. \end{aligned}$$

Выполняя стандартную методику отыскания коэффициентов разложения в (8), удовлетворяющих (7), найдем

$$\begin{aligned} &\alpha_2=s^{-1}(5/8-s/2),\ \beta_2=s^{-1}(7/8-s/2),\ \gamma_1=(1-s)/s,\\ &\gamma_2=\{1-s-[\gamma-1)/\gamma-s]E\}(2s^2)^{-1},\\ &\alpha_3=\{103/32-5s^2/2-[(\gamma-1)/\gamma-s]E/2\}(15s^2)^{-1},\\ &\beta_3=\{187/32-s^2/2-2E[(\gamma-1)/\gamma-s]\}(15s^2)^{-1},\\ &\gamma_3=\{1-s^2-E[(\gamma-1)/\gamma-s](9/4-2s)\{(6s^3)^{-1}. \end{aligned}\tag{9}$$

Безразмерные выражения для вертикальной скорости газа $\widetilde{U}$, эффективной толщины струи $\widetilde{\Delta}$ и избыточной температуры ϑ имеют вид

$$\begin{aligned} &\widetilde{U}=1+(\beta_2-\alpha_2)t+\left(\alpha_2^2+\beta_3-\alpha_3+\alpha_2\beta_2\right)t^2+\\ &\qquad+\left(\alpha_2^2\beta_2+2\alpha_2\alpha_3-\alpha_2^3-\alpha_2\beta_3-\alpha_3\beta_2\right)t^3,\\ &\widetilde{\Delta}=ts^{-1}\{1+(2\alpha_2-\beta_2)t+\left(\alpha_2^2+\beta_2^2-2\alpha_2\beta_2-\beta_3+2\alpha_3\right)t^2\},\\ &\vartheta=st^{-1}\{1+(\gamma_1-\alpha_2)t+\left(\gamma_2-\alpha_3+\alpha_2^2-\alpha_2\gamma_1\right)t^2+\\ &\qquad+\left(2\alpha_2\alpha_3-\alpha_2^3+\alpha_2^2\gamma_1-\gamma_1\alpha_3-\gamma_1\alpha_2+\gamma_3\right)t^3\}. \end{aligned}\tag{10}$$

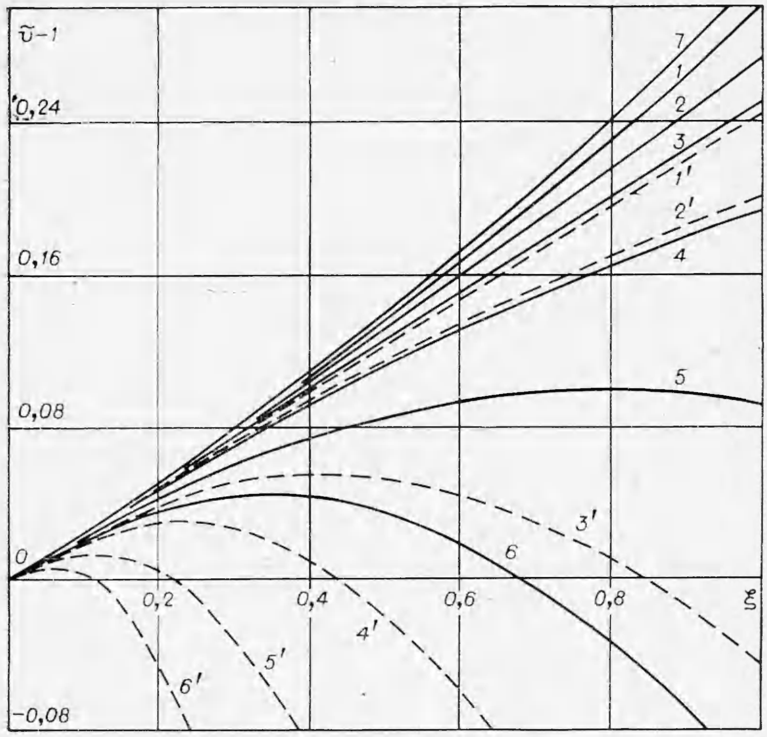

Рис. 1. Зависимость $\tilde U(\xi)$ для политропической атмосферы. 1—6 — $E=0$; 2,85; 5,70; 12; 24; 48; 1'—6' — $E=0$; 1,0; 6,0; 12; 24; 48; 7 — $s=(\gamma-1)/\gamma$.

Вводя понятие функции тока, из уравнения неразрывности можно получить

$$\tilde u = (1-s\xi)^{(s-1)/s}\partial\tilde\Psi/\partial\zeta, \quad \tilde v = -(1-s\xi)^{(s-1)/s}\partial\tilde\Psi/\partial\xi,$$

где $\tilde v = v(ng\beta\alpha^2 q_0)^{-1/3}$, $\zeta = gx_2/(\alpha R T_0)$ — поперечная скорость и координата; $\tilde\Psi = \Psi g(ng\beta\alpha^2 q_0)^{-1/3}/(RT_0)$ — безразмерная функция тока. Отсюда с учетом (5) и (10) следует

$$\tilde\Psi = \sqrt{\pi}/2\,\tilde U(\xi)\,\tilde\Delta(\xi)\,(1-s\xi)^{(1-s)/s}\operatorname{erf}(\zeta/\tilde\Delta),$$
$$\tilde v = -\sqrt{\pi}/2\,\tilde U\operatorname{erf}(\zeta/\tilde\Delta) + \zeta\tilde\Delta^{-1}\tilde U\exp(-\zeta^2/\tilde\Delta^2)\,d\tilde\Delta/d\xi. \qquad (11)$$

Качественный анализ полученных решений показывает, что аэродинамика конвективной струи над линейным пожаром в политропической атмосфере определяется соотношением между двумя безразмерными параметрами: s, определяющим термическую стратификацию окружающей среды, и E, характеризующим запас энергии в источнике. При $(\gamma-1)/\gamma \geqslant s > 0$ имеет место падение температуры атмосферы с удалением от поверхности земли, способствующее развитию конвективной колонки до больших высот; при $s=0$ среда изотермическая, но неоднородная ($\rho=\rho_0\exp(-gx_1/RT_0)$); при $s<0$ рост температуры воздуха с высотой препятствует подъему нагретого источником газа. Величина $E \sim Q^{-2/3}$ ($Q=c_p\rho_0 q_0$ ккал/(м·с) — тепловая мощность линейного источника) уменьшается с повышением интенсивности пожара.

Проиллюстрируем графически влияние s и E на характеристики конвективной колонки. На рис. 1 представлена зависимость безразмерной скорости газа вдоль оси струи от высоты подъема для различных интенсивностей источника в стратифицированной атмосфере с $s = 0{,}2$ (сплошные линии) и $s = -0{,}2$ (штриховые линии). Линия 7 изображает максимально возможную скорость подъема газа в конвективной колонке в среде с адиабатическим градиентом температуры $s = (\gamma - 1)/\gamma$. Такая скорость не зависит от мощности источника. Видно, что увеличение s способствует разгону нагретого газа в восходящей струе до более высоких скоростей. При этом для каждого s существует некоторое критическое значение параметра E_* такого, что при $E < E_*$ скорость на оси струи возрастает вплоть до границы тропосферы ($\xi \sim 1{,}0$). Зависимость $E_*(s)$ во втором приближении имеет вид

$$E_* = (0{,}187 + 1{,}25s + 1{,}33s^2) \cdot [(\gamma - 1)/\gamma - s]^{-1}. \quad (12)$$

Рис. 2 иллюстрирует изменение полуширины $\tilde{\Delta}$ конвективной колонки над линейным пожаром с удалением от источника для $s = 0{,}2$ (сплошные линии) и $s = -0{,}2$ (штриховые линии). Чем мощнее очаг пожара, тем тоньше струя. На начальном участке $\tilde{\Delta} \sim \xi$ (как и в случае изотермической однородной среды [1] и не зависит от E). Кривая *6* соответствует границе струи при адиабатическом градиенте температуры в среде (на пределе конвективной устойчивости атмосферы). Видно, что уменьшение s (рост температуры воздуха с высотой) приводит к более быстрому разбуханию восходящей над пожаром колонки продуктов.

На рис. 3 показано изменение безразмерной избыточной температуры ϑ на оси струи с удалением от источника в атмосфере. Видно, что в практически интересном диапазоне изменения величин повышение температуры атмосферы с высотой (уменьшение s) и умень-

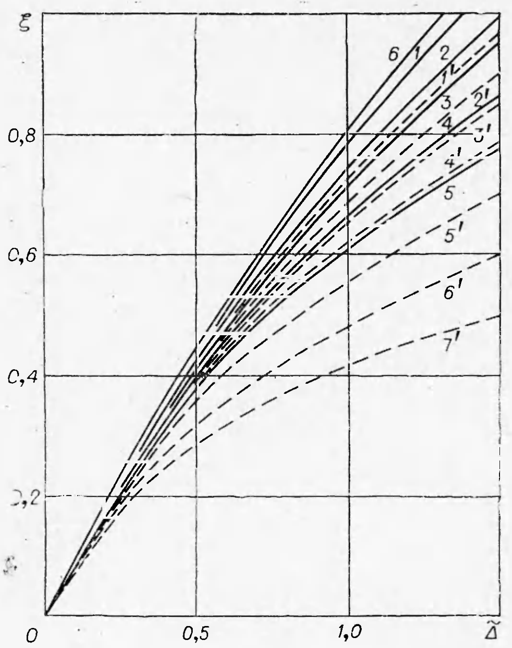

Рис. 2. Зависимость $\tilde{\Delta}(\xi)$ для политропической среды.
1—5 — $E = 0{,}24$; 48; 100; 200; *1'—7'* — $E = 0{,}6$; 12; 24; 48; 100; 200; *6* — $s = (\gamma - 1)/\gamma$.

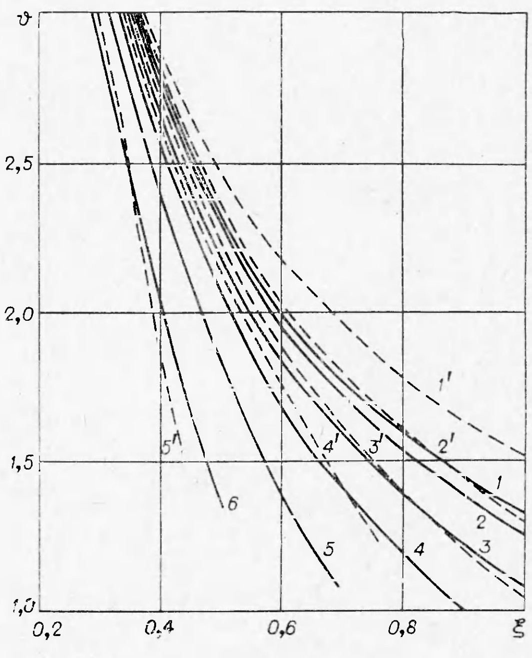

Рис. 3. Зависимость безразмерной избыточной температуры на оси струи от высоты подъема в политропической атмосфере.
1—6 — $E = 0{,}1$; 6; 12; 24; 48, *1'—5'* — $E = 0{,}1$; 2; 3; 6.

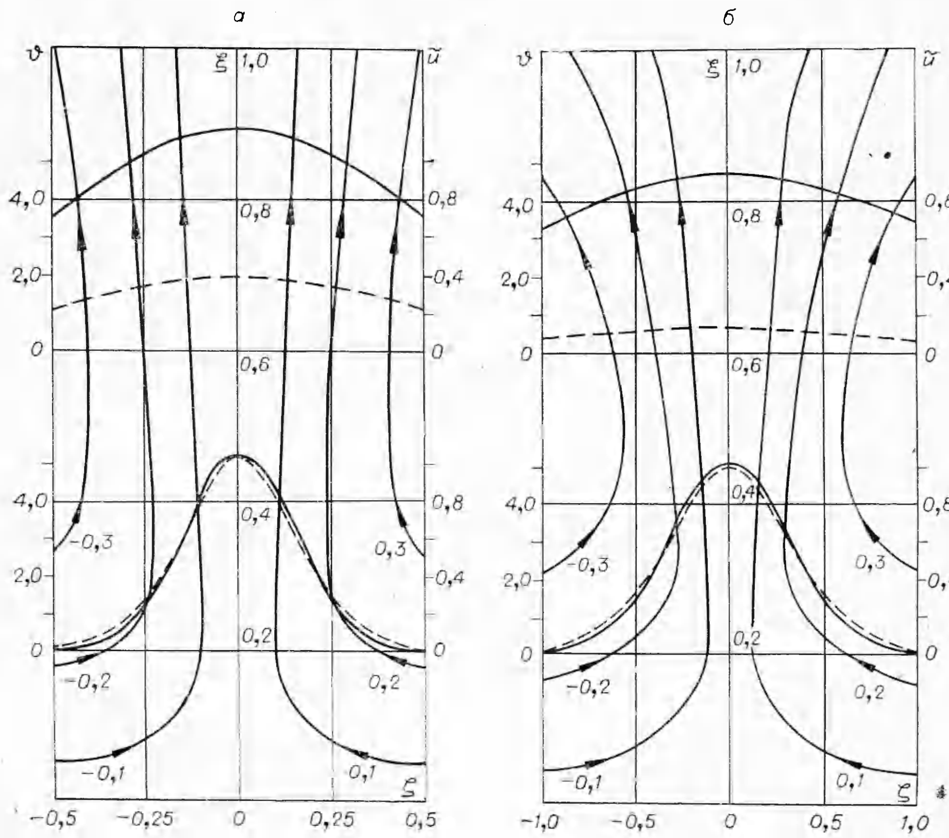

Рис. 4. Распределение линий тока $\tilde{\Psi}$ над линейным источником в потенциальной атмосфере. Для сечений $\xi=0{,}2$ и 0,6 приведены профили $\tilde{u}$ (сплошные кривые) и ϑ (штриховые кривые).

шение тепловой мощности пожара (увеличение E) приводит к более быстрому падению избыточной температуры в струе.

Рис. 4, *а* иллюстрирует картину распределения линий тока над линейным пожаром в атмосфере с адиабатическим градиентом температуры $s=(\gamma-1)/\gamma$. Там же даны графики скорости $\tilde{u}$ и температуры ϑ. На рис. 4, *б* приведены линии тока и профили $\tilde{u}, \vartheta$ для конвективной колонки при $s=-0{,}2$ и $E=12$. Уменьшение s приводит к заметному искривлению линий тока (колонка стремится принять грибовидную форму). Резюмируя, можно утверждать, что уменьшение запаса термической устойчивости политропической атмосферы (уменьшение температуры среды с удалением от поверхности земли) существенно облегчает условия развития больших пожаров.

Поступила в редакцию
8/II 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов. ФГВ 1977, **13**, 5.
2. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов. ФГВ, 1978, **14**, 1.
3. K. Davis, G. Byram, W. Krumm. Forest Fire: Control and Use. Mc Grow — Hill, N. Y.— Toronto — London. 1959.
4. Н. Е. Кочин. Собрание сочинений. Т. 1. Изд-во АН СССР, 1949.
5. M. Murgai, H. Emmons. Fluid-Mech. 8, 4, 1960.
6. H. Anderson. Sundance Fire: An Analysis of Fire Phenomena. U. S. D. A. Forest Servise Research Paper. INT — 56, 1968.