

А.Н. Кучеров

## Зависимость характеристик канала просветления в следе сверхзвукового пассажирского самолета от длины волны излучения

Центральный аэродинамический институт им. Н.Е. Жуковского (ЦАГИ), г. Москва

Поступила в редакцию 29.04.2005 г.

Выполнены оценки и расчеты характеристик канала просветления (испарения) в следе перспективного сверхзвукового пассажирского самолета в сечении максимальной оптической толщины. Рассмотрен инфракрасный диапазон длин волн испаряющего водный аэрозоль лазера.

### Введение

Проблема поглощения и рассеивания света малыми аэрозольными частицами [1–3] играет существенную роль в экологических задачах дистанционного зондирования вредных выбросов авиатранспорта [4–6], в частности в задаче о создании канала просветления в конденсационном следе [7]. Крейсерский полет больших пассажирских дозвуковых самолетов, которые дают максимальный вклад в загрязнение, выполняется на высотах 10–13 км. Полет проектируемых сверхзвуковых пассажирских самолетов 2-го поколения, отечественного СПС-2 [8] и американского HSCT [9] (High Speed Civil Transport), планируется осуществлять на высотах около 18 км. На таких высотах облака и конденсационный след (контрэйл) состоят преимущественно из льда. Кристаллические ледяные частицы водного аэрозоля в облаках, туманах и в конденсационном следе можно объединить в три группы: 1) сферы, шары (объемные частицы); 2) цилиндры, иглы; 3) пластины, диски [10, 11]. Размеры частиц в следе могут достигать по порядку величины 10 мкм [12]. Лазерное излучение инфракрасного диапазона имеет набор (спектр) длин волн  $\lambda = 2,91; 3,80; 5,058; 10,6$  мкм, для которых атмосфера наиболее прозрачна [13–15]. В данной статье рассмотрены оптические характеристики канала просветления (испарения) в следе выхлопной струи двигателя большого сверхзвукового пассажирского самолета. Канал необходим для инспекции центральной части струи с максимальной концентрацией вредных выбросов – окислов азота, соединений серы и хлора. Рассмотрим частицы в виде сфер моно- и полидисперсного аэрозоля.

### 1. Оптические характеристики ледяных сфер (шаров)

Процесс нагрева, сублимации, плавления и испарения частиц трех типичных форм (сферы, цилиндры, диски) исследовался ранее в [11] при длине

волны излучения 10,6 мкм. Комплексный коэффициент преломления воды и льда в инфракрасном диапазоне  $m = n_{i,w} + ik_{i,w}$  ( $n_{i,w}$  – действительный показатель преломления;  $k_{i,w}$  – индекс поглощения;  $i$  – лед;  $w$  – вода) приведен, например, в [16–18].

Теория Ми [3, 19] дает решения внутри и вне сферической частицы, а также позволяет рассчитывать факторы и сечения поглощения, рассеяния, ослабления излучения на отдельной частице. Интенсивность тепловыделения  $q$  поглощенной энергии излучения  $W_{abs}$  характеризуют среднеобъемным коэффициентом поглощения  $\alpha_{abs}$ , сечением  $\sigma_{abs}$  и фактором эффективности поглощения излучения на одной частице  $Q_{abs}$  [3]:

$$q = \frac{W_{abs}}{V} = \frac{\int \alpha_{i,w} IdV}{V} = \alpha_{abs} I_0;$$

$$Q_{abs} = \frac{W_{abs}}{SI_0} = \frac{\alpha_{abs} V}{S} = \frac{\sigma_{abs}}{S}, \quad (1)$$

где  $V$  – объем частицы ( $V = 4\pi a^3/3$  – для шара радиуса  $a$ );  $\alpha_{i,w} = 4\pi k_{i,w}/\lambda$  – коэффициент поглощения излучения;  $I_0$  – интенсивность падающего излучения;  $S = \pi a^2$  – площадь сечения частицы плоскостью, перпендикулярной к оси падающего пучка.

В случае непоглощающей окружающей среды убыль (ослабление) энергии  $W_{ext}$  есть поглощенная  $W_{abs}$  (в единицу времени в объеме  $V$ ) плюс рассеянная  $W_{sca}$ :  $W_{ext} = W_{abs} + W_{sca}$ . Следовательно,  $\sigma_{ext} = \sigma_{abs} + \sigma_{sca}$ . Факторы, сечения и коэффициенты рассеяния и ослабления есть  $Q_{sca} = \sigma_{sca}/\pi a^2$ ;  $Q_{ext} = \sigma_{ext}/\pi a^2$ ;  $\alpha_{sca} = 3Q_{sca}/4a$ ;  $\alpha_{ext} = 3Q_{ext}/4a$  и вычисляются по известным формулам и алгоритмам [1–3]. Оптические характеристики частицы зависят от радиуса  $a$ , длины волны излучения  $\lambda$ , а также от вещества частицы и окружающей среды (от комплексных показателей преломления  $m = n + ik$ ). Для воздуха вне частицы примем  $n = 1$ ,  $k = 0$ . Удельные на единицу массы коэффициенты поглощения, рассеяния и ослабления есть  $b_{abs,sca,ext} = \alpha_{abs,sca,ext}/\rho_{ice}$ ,

где  $\rho_{ice}$  — плотность вещества частицы (здесь  $\rho_{ice} = 900 \text{ кг/м}^3$  — плотность льда). В аэрозоле коэффициенты поглощения, рассеяния и ослабления определяются как произведение

$$\beta_{abs,sca,ext} = b_{abs,sca,ext} \rho_{i,w},$$

где  $\rho_{i,w}$  ( $\text{кг/м}^3$ ) — ледность или водность аэрозоля — масса конденсата (льда или воды) в единице объема.

В реальности аэрозоль является полидисперсным, частицы различаются размерами. Типичной функцией распределения  $f(a)$  аэрозольных частиц в облаках по размерам  $a$  является гамма-распределение с двумя параметрами — модальным радиусом  $a_{mod}$  и параметром  $\mu$ , например распределение Хргиана—Мазина,  $\mu = 2$  [10]. В полидисперсном аэрозоле из сфер удельные коэффициенты можно усреднить по размерам согласно следующим формулам [20, 21]:

$$b = \frac{\alpha}{\rho_{i,w}} = \frac{\pi N_d \int_0^\infty a^2 Q(a) f(a) da}{\frac{4}{3} \pi N_d \rho_{ice} \int_0^\infty a^3 f(a) da};$$

$$f(a) = \frac{\mu^{\mu+1}}{\Gamma(\mu+1)} \frac{a^\mu}{a_{mod}^{\mu+1}} e^{-\mu \frac{a}{a_{mod}}}; \quad \int_0^\infty f(a) da = 1. \quad (2)$$

Здесь  $\Gamma(\mu)$  — гамма-функция;  $N_d$  — число частиц в единице объема.

На рис. 1 представлены зависимости удельного коэффициента ослабления  $b_{ext} = \alpha_{ext}/\rho_{ice}$  ( $\text{м}^2/\text{кг}$ ) от радиуса  $a$  при различных длинах волн, для монодисперсного (рис. 1, а) и полидисперсного аэрозоля (рис. 1, б, штриховые). На рис. 1, б удельные коэффициенты в полидисперсном аэрозоле из сфер приведены как функции модального радиуса  $a_{mod}$ . Учет распределения частиц по размерам приводит к уменьшению максимума и к его смещению в область малых радиусов.

В табл. 1 представлены зависимости от длины волны  $\lambda$  инфракрасного диапазона 1–10 мкм для факторов поглощения  $Q_{abs}$  и ослабления  $Q_{ext}$ , а также для удельных коэффициентов поглощения  $b_{abs}$  и ослабления  $b_{ext}$  на одной частице (шары радиуса 0,1; 1,5 и 10 мкм). На длине волны 1,06 мкм удель-

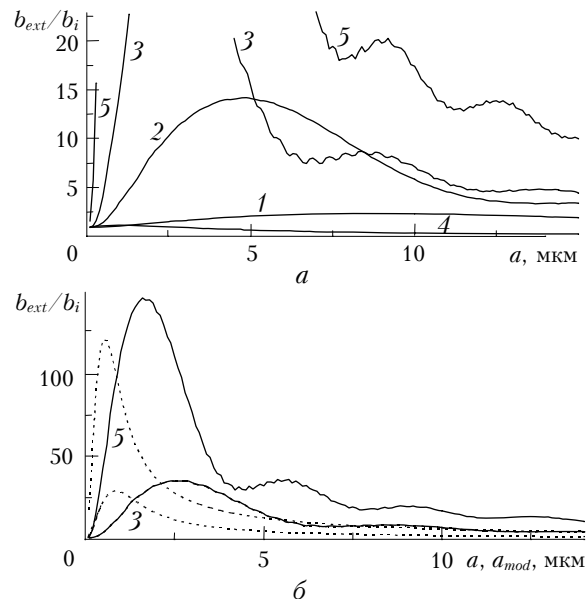


Рис. 1. Сфера (шар). Коэффициенты ослабления  $b_{ext}/b_i = \alpha_{ext}/\alpha_i$  в зависимости от радиуса частицы:  $a$  — монодисперсный аэрозоль; 1 —  $\lambda = 10,6$  мкм; 2 — 5,058; 3 — 3,80; 4 — 2,91; 5 — 2,0 мкм; б — штриховые кривые — полидисперсный аэрозоль

ные коэффициенты рассеяния  $b_{sca}$  и ослабления  $b_{ext}$  в  $10^3$ – $10^5$  раз больше удельного коэффициента поглощения льда  $b_i = \alpha_i/\rho_{ice}$ . Для следа СПС-2, рассматриваемого в настоящей статье, характерная ледность в сечении максимальной оптической толщины составляет  $\rho_i \sim 10^{-5} \text{ кг/м}^3$  (см. разд. 2). Характерные (экспоненциальные) длины поглощения  $L_{abs} = 1/(\rho_i b_{abs})$  и ослабления  $L_{ext} = 1/(\rho_i b_{ext})$  составляют: при  $\lambda = 10,6$  мкм  $L_{abs} = 1370, 1251, 1538$  м ( $a = 0,1; 1,5, 10$  мкм) и  $L_{ext} = 1376, 1080, 552,4$  м; при  $\lambda = 1,06$  мкм  $L_{abs} = 3,33 \cdot 10^6; 2,0 \cdot 10^6, 2,24 \cdot 10^6$  м ( $a = 0,1; 1,5, 10$  мкм) и  $L_{ext} = 1080, 5,676 \cdot 10^5, 526,8$  м. В области  $\lambda \leq 2$  мкм рассеивается существенно больше энергии, чем поглощается. Просветление за счет испарения будет неэффективным, так как интенсивность излучения по ходу лазерного пучка ослабевает за счет рассеяния раньше, чем поглощенная энергия испарит аэрозоль.

Таблица 1

**Факторы поглощения  $Q_{abs}$  и ослабления  $Q_{ext}$ , удельные коэффициенты поглощения  $b_{abs}$  и ослабления  $b_{ext}$  в зависимости от длины волны  $\lambda$  и радиуса  $a$  (мкм) ледяной аэрозольной частицы. Монодисперсный аэрозоль**

Длина волны $\lambda$ , мкм	10,6	5,058	3,80	2,91	2,0	1,06
$n_i$	1,195	1,243	1,356	1,131	1,291	1,301
$k_i$	0,0602	0,0131	0,0082	0,12	0,00161	$2,4 \cdot 10^{-6}$
$Q_{abs}, a = 0,1$	$8,719 \cdot 10^{-3}$	$3,879 \cdot 10^{-3}$	$3,03 \cdot 10^{-3}$	0,06593	$1,20 \cdot 10^{-3}$	$3,6 \cdot 10^{-6}$
1,5	0,1439	0,0778	0,0770	0,7706	0,0307	$9,08 \cdot 10^{-5}$
10	0,780	0,496	0,468	1,106	0,191	$5,36 \cdot 10^{-4}$
$Q_{ext}, a = 0,1$	$8,719 \cdot 10^{-3}$	$3,89 \cdot 10^{-3}$	$3,12 \cdot 10^{-3}$	0,0660	$2,05 \cdot 10^{-3}$	0,01107
1,5	0,1667	0,3696	1,407	1,108	2,896	3,172
10	2,282	2,514	2,566	2,166	2,350	2,278
$b_i, \text{м}^2/\text{кг}$	79,3	36,2	30,1	576	11,2	0,0316
$b_{abs}, a = 0,1$	72,66	32,36	25,2	549,5	10,0	0,030
1,5	79,9	43,2	42,7	428,5	17,0	0,050
10	65,0	43,3	39,0	92,2	15,9	0,0446
$b_{ext}, a = 0,1$	72,66	32,49	26,0	550,03	17,1	92,2
1,5	92,62	205,6	781,1	615,7	1609	1762
10	181,0	209,6	213,6	180,6	195,8	189,8

## 2. Эволюция выхлопной струи

Рассмотрим эволюцию выхлопной струи от двигателя сверхзвукового пассажирского самолета второго поколения СПС-2. Примем модель стандартной атмосферы [22]. Диффузионное смешение с атмосферой будем описывать уравнениями типа пограничного слоя Прандтля в рамках однопараметрической модели турбулентности Коважного–Секундова [21, 23, 24]. Изобарическая стационарная осесимметричная струя описывается системой уравнений сохранения массы, импульса, энергии, уравнением диффузии пара, а также уравнением для коэффициента турбулентной кинематической вязкости  $\nu$  и уравнением для числовой плотности  $N_d$  сажистых центров конденсации [21, 25]:

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \rho \nu \frac{\partial v}{\partial r} \right\} + A_T \rho \nu \left| \frac{\partial u}{\partial r} \right|, \quad (3)$$

$$\left( \rho u \frac{\partial}{\partial x} + \rho v \frac{\partial}{\partial r} \right) \frac{N_d}{\rho} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \rho D \frac{\partial N_d}{\partial r} \right) - 2\sqrt{2}\pi V_T N_d^2 a_{mod}^2 B_2 \eta_{cg}. \quad (4)$$

Здесь  $\rho$  – плотность смеси;  $u$ ,  $v$  – компоненты скорости;  $A_T$  – постоянная;  $D$  – коэффициент диффузии частиц в смеси газа; в полидисперсном аэрозоле постоянная

$$B_k = \int_0^{\infty} \left( \frac{a}{a_{mod}} \right)^k f da = \frac{(\mu + 1)(\mu + 2) \dots (\mu + k)}{\mu^k}$$

( $k$ ,  $\mu$  – целые,  $\mu = 2$  – распределение Хргиана–Мазина,  $B_2 = 3$ ), в монодисперсном –  $B_2 = 1$ ;  $V_T = C_{VT} \sqrt{(vu(r=0)/r_j)}$  – скорость турбулентных пульсаций;  $C_{VT}$  – постоянная;  $r_j$  – радиус струи;  $\eta_{cg}$  – коэффициент коагуляции частиц (далее примем  $\eta_{cg} = 0,5$ );  $\rho_i$  – концентрация конденсата  $\rho_i = \rho - \rho_{vs}$ , где  $\rho_{vs}(T, p)$  – концентрация насыщенного над льдом пара при температуре  $T$  и давлении  $p$ . Размеры частиц монодисперсного аэрозоля  $a_w$  и модальные (наиболее вероятные) размеры полидисперсного аэрозоля  $a_{mod}$  находим из соотношений:

$$\rho_i = \frac{4}{3} \pi \rho_{ice} N_d \int_0^{\infty} a^3 f da \equiv \frac{4}{3} \pi \rho_{ice} N_d a_w^3, \quad (5)$$

$$a_w = a_{mod} (B_3)^{1/3}.$$

Для численного решения задачи использовалась неявная конечно-разностная схема [26]. В крейсерском полете СПС-2 имеем [8]: высота  $h = 18$  км; давление  $p_{\infty} = 0,0756$  Н/м<sup>2</sup>, температура атмосферы  $T_{\infty} = 216,66$  К, скорость полета  $u_{\infty} = 590$  м/с. Примем относительную массовую концентрацию пара  $Y_{\infty}$  равной 0. Параметры на срезе выхлопного сопла двигателя: температура выхлопного газа  $T_a = 407$  К, скорость  $u_a = 1000$  м/с, концентрация пара  $Y_a = 0,0157$ , углекислого газа  $Y_{aCO_2} = 0,0480$ , радиус сопла  $r_a = 0,87$  м. Далее рассмотрим два ва-

рианта турбулентного смешения: I)  $A_T = 0,2$ ,  $C_{VT} = 1$ ,  $\eta_{cg} = 0,5$ ; II)  $A_T = 0,4$ ,  $C_{VT} = 5$ ,  $\eta_{cg} = 1$ . Начальную числовую плотность сажистых центров конденсации  $N_{da}$  примем равной  $10^{13}$  м<sup>-3</sup> (вариант I),  $10^{10}$  м<sup>-3</sup> (II),  $10^7$  м<sup>-3</sup> (вариант IIa).

На расстоянии  $x \geq 10r_a$  заканчивается начальный участок выхлопной струи с однородными постоянными значениями скорости, температуры, концентрации пара и других примесей. Далее в переходном интервале струи избыточные скорость  $u_1 = u - u_{\infty}$ , температура  $T_1 = T - T_{\infty}$ , концентрация пара  $Y_1 = Y - Y_{\infty}$  быстро убывают. Коэффициент кинематической вязкости сначала быстро возрастает до некоторого значения  $\nu_m$  (10,9 м<sup>2</sup>/с, вариант I; 21,5 м<sup>2</sup>/с – II) в сечениях  $x_{\nu m}$  (49,6 м – I; 26,4 м – II), затем медленно убывает. Конденсация начинается в холодных удаленных от оси областях следа. В сечении  $x_* = 344$  м (I), 175,2 м (II) аэрозоль смыкается на оси; в сечении  $x_{\tau m} = 466$  м (I), 237 м (II) поперечная оптическая толщина  $\tau(x) = \int \beta_{ext}(r, x = \text{const}) dr$  достигает максимального значения  $\tau_m = 0,00217$  (I), 0,0608 (II).

Эти значения соответствуют монодисперсному аэрозолю, длина волны  $\lambda = 3,80$  мкм. В сечении  $x_{Y_m} = 568$  м (I), 287 м (II) массовая концентрация конденсата  $Y_i$  достигает максимума –  $Y_{im} = 9,11 \cdot 10^{-5}$  (I),  $9,11 \cdot 10^{-5}$  (II); в сечении  $x_{\rho m} = 572$  м (I), 289 м (II) плотность конденсата  $\rho_i$  принимает максимальные значения  $\rho_{im} = 1,06 \cdot 10^{-3}$  кг/м<sup>3</sup>. В сечении  $x_{am} = 720$  м (I), 364 м (II) радиус частиц достигает максимального значения  $a_{max} = 0,1725$  мкм (I), 1,689 мкм (II).

На рис. 2 приведены распределения вдоль оси струи радиусов частиц  $a(x)$  и оптической плотности  $\tau(x)$  для вариантов I и II монодисперсного аэрозоля при  $\lambda = 3,80$  мкм.

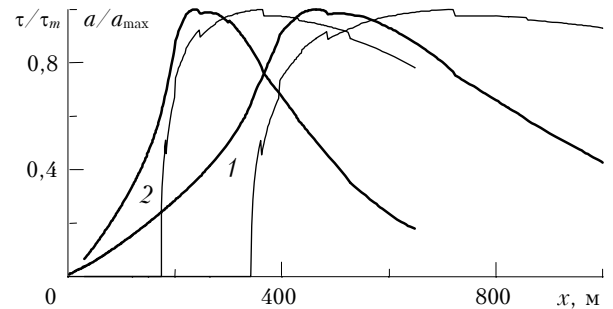


Рис. 2. Радиусы частиц  $a(r=0, x)$  (тонкие кривые) и оптическая толщина следа  $\tau(x)$  (жирные кривые) в зависимости от расстояния  $x$ , от среза сопла двигателя СПС-2. Вариант I (кривые 1) – коэффициент коагуляции частиц  $\eta_{cg} = 0,5$ , коэффициент  $A_T = 0,2$ , постоянная  $C_{VT} = 1$ , начальная концентрация сажистых ядер частиц водного аэрозоля  $N_{da} = 10^{13}$  м<sup>-3</sup>,  $\tau_m = 0,00217$  ( $x_{\tau m} = 466$  м),  $a_{max} = 0,173$  мкм ( $x_{am} = 720$  м); вариант II (кривые 2) –  $\eta_{cg} = 1$ ,  $A_T = 0,4$ ,  $C_{VT} = 5$ ,  $N_{da} = 10^{10}$  м<sup>-3</sup>,  $\tau_m = 0,0608$  ( $x_{\tau m} = 237$  м),  $a_{max} = 1,69$  мкм ( $x_{am} = 364$  м). Монодисперсный аэрозоль

Если в варианте II принять  $N_{da} = 10^7$  м<sup>-3</sup> (вариант IIa), то максимальные размеры частиц достигают значений  $a_{max} = 16,255$  мкм ( $x_{am} = 364$  м). Максимальная оптическая толщина  $\tau_m$  равна 0,00123 ( $x_{\tau m} = 180,6$  м) и 0,00324 ( $x_{\tau m} = 180,6$  м) при  $\lambda = 3,80$ ; 10,6 мкм.

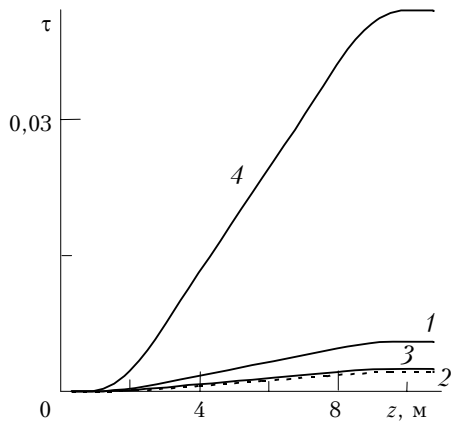


Рис. 3. Поперечные распределения оптической толщины следа в сечении максимума: 1 –  $\lambda = 10,6$  мкм ( $x_{tm} = 462$  м); 2 – 5,058 (458); 3 – 3,80 (466); 4 – 2,91 мкм (458 м)

Для варианта I (монодисперсный аэрозоль) на рис. 3 приведены поперечные к оси струи распределения оптической толщины  $\tau(z)$ , где  $z = r - r_j$  – координата вдоль направления распространения лазерного пучка, в сечении ее максимального значения при  $\lambda = 10,6; 5,058; 3,80; 2,91$  мкм ( $\tau_m = 0,0055; 0,00249; 0,00217; 0,0420$ ).

### 3. Канал просветления

Постановка задачи образования канала просветления лазерным пучком формулируется следующим образом [20]. Пучок, сканирующий относительно струи со скоростью полета самолета  $u_\infty$  (неподвижный относительно атмосферы), направим поперек струи (вдоль оси  $z = r - r_j$ ) в сечение максимальной оптической толщины. В приближении водности распространение лазерного пучка описывается следующими уравнениями в масштабе радиуса пучка ( $r_0$ ), который меньше по порядку величины радиуса струи  $r_j$  и контрэяла  $r_c$  ( $r_0 \ll r_c \sim r_j$ ):

$$-2iF \frac{\partial E}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 E = F[-2FN_T \rho_1 + i(N_\alpha + \omega N_b)]E; \quad (6)$$

$$E|_{z=0} = e^{-(x^2+y^2)/2}; \quad E|_{x,y \rightarrow \pm\infty} \rightarrow 0;$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + V(z) \frac{\partial \omega}{\partial x} = -\omega I N_v; \quad (7)$$

$$\omega|_{t=0; x \rightarrow -\infty} = \omega_0(z);$$

$$N_v = \frac{b_{abs} I_0 \eta r_0}{H_{i,w} V_0}; \quad (8)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + V(z) \frac{\partial}{\partial x} \right) \rho_1 = -I[N_{rel} + \omega];$$

$$\rho_1|_{t=0; x \rightarrow -\infty} = 0; \quad N_{rel} = \frac{\alpha_{gas}}{\alpha_*}.$$

Координата  $x$  (в масштабе пучка  $r_0$ ) направлена по-прежнему вдоль поперечной компоненты скорости относительного движения пучка и среды  $V_0 V(z)$ , т.е. вдоль оси струи. Здесь  $E$  – волновая

функция электромагнитного поля;  $I = EE^*$  – интенсивность излучения. Все величины являются безразмерными. Функцию поля  $E$  отнесли к  $\sqrt{I_0}$ , поперечные координаты  $x, y$  – к радиусу пучка  $r_0$ . Направленную вдоль пучка координату  $z$  отнесли к длине трассы  $L \sim 2r_c$ , плотность смеси газов  $\rho$  – к ее невозмущенному значению на оси  $\rho_0 = \rho(r = 0, x_{tm})$ . Параметры подобия:  $F = 2\pi r_0^2 n_0 / \lambda L$  – число Френеля;  $r_0$  – радиус пучка;  $L$  – характерная длина трассы;  $N_b = b_{ext} \rho_{i0} L$  – параметр ослабления излучения частицами аэрозоля;  $\rho_{i0} = \rho_i(x_{tm}, 0)$  – характерная водность (ледность) аэрозоля;  $N_\alpha = \alpha_{gas} L$ ,  $\alpha_{gas}$  – параметр ослабления и коэффициент поглощения излучения смесью газа;  $N_T = Q(r_0/L)^2 (n_0 - 1)/n_0$  – параметр теплового самовоздействия;  $n_0$  – показатель преломления невозмущенного газа;  $Q = (\alpha_* I_0 r_0) / (\rho_0 h_0 V_0)$  – масштаб возмущения плотности газа, связанный с относительным возмущением плотности  $\Delta\rho/\rho_0$  соотношением  $\Delta\rho/\rho_0 = Q\rho_1$ ;  $\rho_1$  – безразмерная функция возмущений плотности газа;  $I_0 = P_0/\pi r_0^2$  – характерная интенсивность излучения;  $P_0$  – начальная мощность пучка;  $\alpha_* = (1 - \eta)\beta_{abs}$  – эффективный коэффициент поглощения излучения аэрозолем;  $\eta$  – кпд испарения отдельной частицы;  $\beta_{abs} = b_{abs} \rho_{i0}$  – коэффициент поглощения излучения аэрозолем;  $h_0 = C_p T_0$ ,  $T_0$  – энтальпия и температура невозмущенного газа;  $C_p$  – теплоемкость при постоянном давлении;  $V_0 = u(r = 0, x_{tm}) - u_\infty$  – избыточная скорость струи на оси (характерная скорость поперечного обдува пучка);  $N_v = b_{abs} I_0 \eta t_0 / H_{i,w}$  – параметр испарения (просветления);  $H_{i,w}$  – удельная теплота испарения воды или сублимации льда;  $t_0 = r_0/V_0$  – характерное аэродинамическое время;  $N_{rel}$  – отношение энергии, поглощенной газом, к энергии, поглощенной аэрозолем;  $\omega_0(z)$  – начальное распределение безразмерной функции ледности  $w = \rho_i/\rho_{i0}$ .

Начальный волновой фронт пучка – плоский. Начальное поперечное распределение интенсивности – гауссово. Функция ледности  $w$  описывается уравнением переноса (7). Нагрев газа описывается уравнением (8). Локально в масштабе радиуса пучка  $r_0$  скорость  $V$  от координат  $x, y$  не зависит в силу  $r_0 \ll L$ . Продольная по лучу компонента скорости, которая возникает неизбежно, если луч сканирует относительно атмосферы, на пучок в первом приближении не влияет.

Рассмотрим конкретные примеры. Самолет СПС-2 в крейсерском режиме полета на высоте 18 км, вариант I турбулентного смешения в выхлопной струе. След в сечении максимальной оптической толщины  $x_{tm} \approx 460$  м, в котором радиус контрэяла  $r_c$  равен 4,51 м. Примем  $r_0 = 0,05$  м,  $L = 10,4$  м,  $I_0 = 1,27 \cdot 10^4$  кВт/м<sup>2</sup>.

На рис. 4 приведены поперечные к лучу распределения функции ледности струи  $\rho_i(x)$  и оптической толщины  $\tau(x)$  в различные моменты времени. Показано формирование области пониженных на порядок значений функции ледности и оптической толщины – канала просветления.

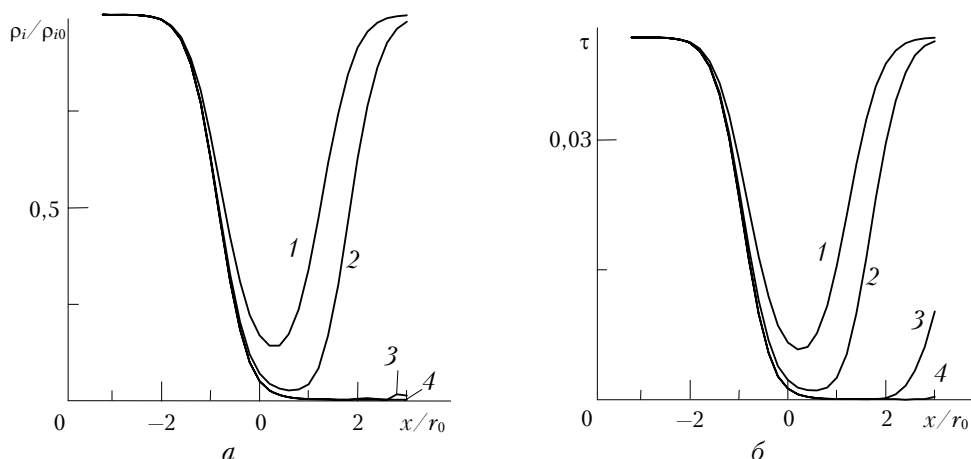


Рис. 4. Динамика образования канала просветления: *a* – поперечные к лазерному пучку распределения функции ледности на оси струи  $\omega(x) = \rho_i(x)/\rho_{i0}$ ; *b* – поперечные распределения оптической толщины  $\tau(x)$  в канале, длина волны  $\lambda = 2,91$  мкм; 1 – момент времени  $t/t_0 = 0,5$ , 2 – 1, 3 – 3, 4 – 5. Самолет СПС-2. Характерная избыточная скорость  $V_0 = u(r = 0, x_{cm}) - u_\infty = 18$  м/с, радиус пучка  $r_0 = 0,05$  м, характерное аэродинамическое время  $t_0 = r_0/V_0 = 2,78 \cdot 10^{-3}$  с, ледность на оси струи  $\rho_{i0} = 1,01 \cdot 10^{-5}$  кг/м<sup>3</sup>

Таблица 2

**Параметры подобия и характеристики среды (следа) и пучка в канале просветления:**  
**параметр ослабления  $N_b$ , параметр просветления  $N_v$ , начальная ледность  $\rho_{i0} = \rho_i(z = L/2)$ ; минимальная относительная ледность  $\rho_{i,\min}(L/2)/\rho_{i0}$  на оси струи в канале; начальная оптическая полутолщина  $\tau_{m2} = \tau(L/2)$ , минимальная оптическая полутолщина в канале  $\tau_{\min}(L/2)$ ; относительное изменение оптической полутолщины  $\Delta\tau(L/2)/\tau_{m2}$ ; начальная оптическая толщина  $\tau_m = \tau(L)$ , минимальная оптическая толщина в канале  $\tau_{\min}(L)$ ; относительное изменение оптической толщины  $\Delta\tau(L)/\tau_m$ . Момент времени  $t = 5t_0$ , координаты  $x = 0 = y$**

Длина волны излучения $\lambda$ , мкм	10,6	5,058	3,80	2,91
<i>Вариант I</i>				
$N_b = b_{ext}\rho_{i0}L$ , поли-, монодисперсный аэрозоль	0,00871	–	–	0,0632
$N_v = \beta_{abs}I_0\eta t_0/H_i$ , поли- монодисперсный аэрозоль	0,471	–	–	3,420
$\rho_{i0} = \rho_i(z = L/2)$ , кг/м <sup>3</sup> , поли-, монодисперсный аэрозоль	$1,01 \cdot 10^{-5}$	–	–	$1,01 \cdot 10^{-5}$
$\rho_{i,\min}(L/2)/\rho_{i0}$ , поли-, монодисперсный аэрозоль	$1,02 \cdot 10^{-5}$	$1,01 \cdot 10^{-5}$	$1,03 \cdot 10^{-5}$	$1,02 \cdot 10^{-5}$
$\tau_{m2} = \tau(L/2)$ , поли-, монодисперсный аэрозоль	0,663	–	–	0,0523
$\tau_{\min}(L/2)$ , поли-, монодисперсный аэрозоль	0,672	0,838	0,868	0,0513
$\Delta\tau(L/2)/\tau_{m2}$ поли-, монодисперсный аэрозоль	0,00324	–	–	0,0236
$\tau_m = \tau(L)$ , поли-, монодисперсный аэрозоль	0,00275	0,00130	$1,12 \cdot 10^{-3}$	0,0218
$\tau_{\min}(L)$ , поли-, монодисперсный аэрозоль	0,00194	–	–	0,000740
$\Delta\tau(L)/\tau_m$ поли-, монодисперсный аэрозоль	0,00174	0,00104	$9,4 \cdot 10^{-4}$	0,000665
$\tau_{\min}(L/2)$ , поли-, монодисперсный аэрозоль	0,402	–	–	0,969
$\tau_m = \tau(L)$ , поли-, монодисперсный аэрозоль	0,367	0,20	0,042	0,969
$\tau_{\min}(L)$ , поли-, монодисперсный аэрозоль	0,00625	–	–	0,0453
$\Delta\tau(L)/\tau_m$ поли-, монодисперсный аэрозоль	0,00549	0,00249	0,002152	0,042
$\tau_{\min}(L)$ , поли-, монодисперсный аэрозоль	0,00372	–	–	0,001426
$\Delta\tau(L)/\tau_m$ поли-, монодисперсный аэрозоль	0,00333	0,0020	0,001801	0,001299
$\tau_{\min}(L)$ , поли-, монодисперсный аэрозоль	0,404	–	–	0,969
$\Delta\tau(L)/\tau_m$ поли-, монодисперсный аэрозоль	0,393	0,20	0,163	0,970
<i>Вариант II, монодисперсный аэрозоль</i>				
$N_b$	0,010	0,0235	0,0861	0,0722
$N_v$	0,505	0,279	0,272	3,643
$\rho_{i0} = \rho_i(z = L/2)$ , кг/м <sup>3</sup>	$1,03 \cdot 10^{-5}$	$1,05 \cdot 10^{-5}$	$1,04 \cdot 10^{-5}$	$1,02 \cdot 10^{-5}$
$\rho_{i,\min}(L/2)/\rho_{i0}$	0,644	0,786	0,80	0,0435
$\tau_{m2} = \tau(L/2)$	0,00367	0,00850	0,0314	0,02687
$\tau_{\min}(L/2)$	0,00212	0,00268	0,0234	0,00068
$\Delta\tau(L/2)/\tau_{m2}$	0,423	0,261	0,254	0,747
$\tau_m = \tau(L)$	0,00704	0,0163	0,0603	0,05162
$\tau_{\min}(L)$	0,00406	0,0121	0,0452	0,00131
$\Delta\tau(L)/\tau_m$	0,423	0,260	0,249	0,746

**Зависимость характеристик канала просветления в следе сверхзвукового пассажирского самолета...**

В табл. 2 приведены максимальные значения поперечных оптических толщин  $\tau_m$  и относительные уменьшения оптической плотности в канале на оси струи при  $z = L/2$  и в конце трассы пучка при  $z = L$  для контрэйла (следа за СПС-2) в двух вариантах турбулентного смешения газа в струе, для четырех длин волн излучения, для моно- и полидисперсного аэрозоля.

Отметим, что дифракционное расширение и тепловое самовоздействие пучка пренебрежимо малы в рассматриваемых примерах:  $F \gg 1$ ,  $N_T \ll 1$ . Анализ результатов показывает следующее. На длине волны  $\lambda = 2,91$  мкм процесс просветления является наиболее эффективным – параметр просветления  $N_v$  принимает наиболее высокие значения, относительные уменьшения оптической полутолщины  $\Delta\tau(L/2)/\tau_{m2}$  и полной толщины струи  $\Delta\tau(L)/\tau_m$  наибольшие. Причина этого, в первую очередь, – высокие значения индекса ( $\kappa_i = 0,12$ ) и коэффициента поглощения ( $b_i = 576$  м<sup>2</sup>/кг) по сравнению с другими длинами волн. Удельные коэффициенты рассеяния и ослабления не превышают по порядку соответствующие значения для удельных коэффициентов поглощения. Следующей причиной, влияющей на эффективность процесса просветления, является длина волны  $\lambda = 10,6$  мкм.

Усиление турбулентности выхлопной струи (переход от варианта I к варианту II) приводит к увеличению максимальных размеров частиц на порядок (в варианте Па – на два порядка).

Учет полидисперсности аэрозоля в рассматриваемом следе за СПС-2 не приводит к существенному изменению оптических толщин  $\tau_m$  и величин их уменьшения в канале просветления  $\Delta\tau/\tau_m$ . Аналогичный результат получен в [21] для больших дозвуковых пассажирских самолетов (аэробусов) ИЛ-86 и ИЛ-96.

### Заключение

Исследование влияния длины волны излучения лазера в инфракрасном диапазоне на процесс просветления выхлопной струи (конденсационного следа) показало, что в области малых длин волн ( $\lambda < 2$  мкм) рассеяние преобладает над поглощением и препятствует испарению водных частиц.

Из рассмотренных в задаче образования канала просветления длин волн (10,6; 5,058; 3,80 и 2,91 мкм), подходящихся на окна прозрачности атмосферы, наиболее пригодными для процесса просветления являются  $\lambda = 2,91$  и 10,6 мкм. Полидисперсность аэрозоля не влияет существенно на процесс просветления.

Работа выполнена при финансовой поддержке МНТЦ, грант № 2249, и Государственной программы поддержки ведущих научных школ НШ-1984.2003.

1. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1961. 536 с. / *Van de Hulst, H.C. Light Scattering by Small Particles*. New York: Wiley, J., & Sons, Inc., 1957.
2. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.:

Мир, 1971. 165 с. / *Deirmendjian D. Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersions*. New York: Elsevier, 1969.

3. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с. / *Bohren C.F., Huffman D.R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. New York: Wiley, 1983.
4. *Proceedings of International Colloquium «Impact of Aircraft Emissions upon the Atmosphere»*, Paris, 15–18 October 1996. V. I. P. 1–378; V. II. P. 379–667.
5. *Pollutants from Air Traffic (Results of Atmospheric Research in 1992–1997 years)* / Ed. U. Schumann. Oberpfafenhofen: German Aerospace Center, 1997. 290 p.
6. Поповичева О.Б., Старик А.М., Фаворский О.Н. Проблемы влияния авиации на газовый и аэрозольный состав атмосферы // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2000. Т. 36. № 2. С. 163–176.
7. Кучеров А.Н. Канал просветления в контрэйле // Оптика атмосфер. и океана. 2000. Т. 13. № 5. С. 521–528. / Перевод: *Kuchеров А.Н.* // *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2000. V. 13. N 5. P. 484–491.
8. Васильев Л.Е., Попов С.И., Сеицев Г.П. Сверхзвуковой пассажирский самолет второго поколения // Техника воздушного флота (ТВФ). 1994. № 1–2. С. 14–17.
9. Mlake-Lye R.C., Martinez-Sanchez M., Brown R.C., Kolb C.E. // *J. of Aircraft*. 1993. V. 30. N 4. P. 469–479.
10. Облака и облачная атмосфера: Справочник / Ред. И.П. Мазин, А.Х. Хргиан. Л.: Гидрометеониздат, 1989. 647 с.
11. Kuchеров A.N. Sublimation and vaporization of an ice aerosol particle in the form of thin cylinder by laser radiation // *Int. J. Heat and Mass Transfer*. 2000. V. 43. N 15. P. 2793–2806.
12. Poellot M.R., Arnott W.P., Hallett J. In situ observation of contrail microphysics and implications for their radiative impact // *J. Geophys. Res. D*. 1999. V. 104. N 10. P. 12077–12084.
13. Wang Y.T. Infrared atmospheric transmission of laser radiation // *Appl. Opt.* 1974. V. 13. N 1. P. 56–62.
14. Справочник по лазерам. Т. I. Ч. III / Ред. А.М. Прохоров. М.: Сов. радио, 1978. 504 с. / *Handbook of lasers with selected data on optical technology* / Edited by R.J. Pressley. Cleveland: Chemical Rubber Co, 1971.
15. *Обзоры ЦАГИ. № 577. Газодинамические проблемы в лазерной технике* / Ред. М.Н. Коган. М.: Изд. отдел ЦАГИ, 1980. 243 с.
16. Irvine W.M., Pollack J.B. Infrared optical properties of water and ice spheres // *Icarus*. 1968. V. 8. N 2. P. 324–360.
17. Schaaf J.W., Williams D. Optical constants of ice in the infrared // *J. Opt. Soc. Amer.* 1973. V. 63. N 6. P. 726–732.
18. Hale G.M., Querry M.R. Optical constants of water in the 200 nm to 200  $\mu$ m wavelength region // *Appl. Opt.* 1973. V. 12. N 3. P. 555–563.
19. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 720 с. / *Born M., Volf E. Principles of Optics*. Oxford: Pergamon Press (Fourth Edition), 1968.
20. Kuchеров A.N. Clearing of ice aerosol in clouds and in condensation trails of aircraft // *Proc. of SOQUE. Int. Conf. «LASERS'99»*, 13–17 December, 1999, Quebec, Canada / Ed. V.J. and T.A. Corcoran. USA: STS Press, 2000. V. 22. P. 143–150.
21. Kuchеров A.N. A clearing channel in a condensation trail in the frame of a turbulence model with one differential equation. International Quantum Electronics Conference / *Laser, Applications and Technologies (IQEC/LAT 2002)*, Moscow, 22–27 June, 2002 // *Proc. SPIE*. 2003. V. 5149. P. 273–282.

22. *Глаголев Ю.А.* Справочник по физическим параметрам атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1970. 212 с.
23. *Nee V.M., Kovasznay L.S.G.* Simple phenomenological theory of turbulent shear flows // The Physics of Fluids. 1969. V. 12. N 3. P. 473–484.
24. *Секундов А.Н.* Применение дифференциальных уравнений для турбулентной вязкости к анализу плоских неавтомодельных течений // Изв. АН СССР. Мех. жидкости и газа. 1971. № 5. С. 114–127.
25. *Кашеваров А.В., Коган М.Н., Кучеров А.Н., Стасенко А.Л.* Создание канала просветления лазерным пучком в конденсационной струе высотного самолета // Оптика атмосф. и океана. 1997. Т. 10. № 12. С. 1568–1577.
26. *Рускол В.А., Пирумов У.Г.* Изобарическая турбулентная реагирующая струя, истекающая в спутный поток // Докл. АН СССР. 1977. Т. 246. № 2. С. 321–324.

*A.N. Kuchеров.* **Radiation wavelength dependence of characteristics of clearing channel at condensation trail behind supersonic civil aircraft.**

Estimations and calculations of vaporization channel characteristics at the trail behind advanced civil supersonic aircraft are made for the section of maximal optical thickness. Infrared wavelength range of laser vaporizing water aerosol, is considered.