

А.Н. Кучеров

Просветление полидисперсного водного аэрозоля при тепловом самовоздействии щелевого лазерного пучка

Центральный аэрогидродинамический институт (ЦАГИ) им. Н.Е. Жуковского,
г. Жуковский Московской обл.

Поступила в редакцию 27.12.2005 г.

Изучается просветление водного аэрозоля (туман, облака) в условиях теплового самовоздействия лазерного пучка, испаряющего частицы. Учитывались дифракционное распыливание, относительное движение пучка и среды, поглощение и рассеяние излучения, распределение частиц по размерам. Исследована функция прозрачности в зависимости от оптической толщины, параметров просветления и самовоздействия, числа Френеля для щелевого пучка. Выполнено сравнение с экспериментальными данными.

Введение

С появлением лазеров актуальной стала задача снижения оптической плотности аэрозоля путем испарения частиц в широком диапазоне плотности энергии (от солнечной до порога пробоя газа) и температур (от температуры воздуха до критической температуры воды, при которой капли взрываются) [1–4]. В зависимости от скорости пара на внешней границе слоя Кнудсена на поверхности частицы реализуются режимы испарения: диффузионный, диффузионно-конвективный, дозвуковой, звуковой, взрывной [5]. Исследуем просветление при медленных скоростях испарения: диффузионный и диффузионно-конвективный режимы. Задача включает макромасштаб порядка радиуса пучка r_0 и микромасштаб порядка радиуса капли a .

Ранее сложная многопараметрическая задача просветления решалась, как правило, при значительных упрощениях: приближение однородного оптического поля внутри частицы (применяемое и в настоящей работе), линейная зависимость факторов поглощения и ослабления излучения на отдельной капле (приближение мелкодисперсного аэрозоля), квазистационарность температуры в процессе существенного уменьшения размеров частиц за счет испарения, постоянный КПД испарения (доля поглощенной частицей энергии излучения, которая идет на испарение), приближение функции водности, при котором ослабляющее действие аэрозоля на излучение характеризуют с помощью гладкой в масштабе радиуса пучка функции.

Для оценок, приближенных и более точных расчетов важно выяснить границы справедливости принятых допущений. Это позволяют сделать решения, полученные в более строгой постановке. Физическое подобие, выделение безразмерных параметров, ответственных за тот или иной эффект, физическое явление (дифракция, поглощение и ослабление излучения, самовоздействие пучка, нагрев и испаре-

ние частиц, просветление аэрозольной среды) дают существенное сокращение количества параметров, влияющих на основные характеристики пучка и аэрозольной среды. Выполним исследование процесса просветления в условиях существенного влияния эффекта теплового самовоздействия или саморефракции.

1. Постановка задачи

1. Распространение лазерного излучения в аэрозоле в макромасштабе описывается уравнением для медленно меняющейся поперечной составляющей амплитуды электрического поля E (интенсивность $I = EE^*$) [6]:

$$-2ik_\lambda n_0 \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \left[2k_\lambda^2 n_0 (n_0 - 1) \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} E - i\alpha k_\lambda n_0 E \right] = 0, \quad (1)$$

$$E|_{z=0} = E_0(x), \quad E|_{x \rightarrow \pm\infty} \rightarrow 0;$$

$$h_0 \left[\frac{\partial(\rho - \rho_0)}{\partial t} + V_0 \frac{\partial(\rho - \rho_0)}{\partial x} \right] = -\alpha_* I, \quad (2)$$

$$\rho|_{t=0} = \rho_0, \quad \rho|_{x \rightarrow -\infty} \rightarrow \rho_0,$$

где z — продольная, x — поперечная к пучку координаты; t — время; $k_\lambda = 2\pi/\lambda$ — волновое число; n_0 — показатель преломления невозмущенного газа; ρ , ρ_0 — плотность газа и ее начальное невозмущенное значение; h_0 — энтальпия невозмущенного газа; V_0 — скорость поперечного потока; α_{ext} , α_{abs} — линейные коэффициенты ослабления и поглощения излучения аэрозодем; $\alpha_* = \alpha_{\text{abs}}\eta$ — эффективный коэффициент поглощения излучения газом; η — доля поглощенной аэрозодем энергии, которая уходит в газ. Не ограничивая общности, рассмотрим плоский пучок с гауссовым начальным распределением поля

$$E_0(x) = \sqrt{I_0} \exp[-(x/r_0)^2/2],$$

где $I_0 = P_0/\pi r_0^2$ – характерная интенсивность; P_0 – полная мощность; r_0 – экспоненциальный радиус пучка. Коэффициенты поглощения α_{abs} и ослабления α_{ext} излучения аэрозолем вычисляются на основе теории Ми [7]:

$$\alpha_i(x, z, t) = \pi N \int_0^\infty a^2 Q_i(a) f(x, z, t, a) da, \quad i = \text{abs, ext.} \quad (3)$$

Здесь Q_{abs} , Q_{ext} – факторы поглощения и ослабления излучения на шаре радиуса a ; $f(x, z, t, a)$ – функция распределения частиц по размерам; N – число частиц в единице объема.

Отметим, что в приближении мелкодисперсного аэрозоля ($a \rightarrow 0$) обычно применяют линейную аппроксимацию для Q_{abs} , $Q_{\text{ext}}(a)$. В действительности, как показали строгие вычисления, отношение $Q_{\text{ext}}(a)/Q_{\text{abs}}(a)$ не является постоянным (см., например, [3, с. 144]).

2. В микромасштабе эволюция радиуса капли a , температуры T и функции распределения $f(x, z, t, a)$ в пространстве независимых переменных (спектр радиусов a , продольная z и поперечная x координаты, время t) описываются уравнениями [1–4]:

$$\frac{\partial a}{\partial t} + V_0 \frac{\partial a}{\partial x} = -\frac{j}{\rho_w}, \quad a|_{t=0, x \rightarrow -\infty} = a_0; \quad (4)$$

$$\rho_w C_w \left[\frac{\partial T}{\partial t} + V_0 \frac{\partial T}{\partial x} \right] = \alpha_d I(x, z, t) - \frac{3}{a} [j H_w + j_T], \quad (5)$$

$$T|_{t=0, x \rightarrow -\infty} = T_\infty;$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + V_0 \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial a} \left[f \frac{da}{dt} \right] = 0, \quad (6)$$

$$f|_{t=0, x \rightarrow -\infty} = f_0(a_0) \equiv \frac{\mu^{\mu+1} a_0^\mu}{\Gamma(\mu+1) a_m^{\mu+1}} e^{-\mu a_0/a_m}.$$

Здесь j , j_T – плотности потоков массы и тепла с поверхности капли; ρ_w , C_w , H_w – плотность, удельная теплоемкость и теплота испарения воды; a_0 , T_∞ – начальные радиус и температура капли, равная температуре окружающей среды; $\alpha_d = 3Q_{\text{abs}}/4a$ – среднеобъемный коэффициент поглощения излучения каплей; $f_0(a_0)$ – начальное двухпараметрическое гамма-распределение с параметрами μ и a_m (модальный, наиболее вероятный радиус). Плотности потоков массы и тепла с поверхности частицы имеют вид

$$j = \begin{cases} \frac{\langle \rho D \rangle}{a} \ln \left[\frac{1 - Y_\infty}{1 - Y} \right], & T < T^*, \\ \rho_K u_K, & T \geq T^* \end{cases}, \quad Y_\infty \equiv \frac{p_{s\infty} m_v}{\rho_\infty m}, \quad (7)$$

$$j_T = \begin{cases} -\langle k \rangle \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=a} = j \langle k \rangle \left\langle \frac{C_p}{k} \right\rangle \frac{T - T_\infty}{\exp(ja \langle C_p/k \rangle) - 1}, & T < T^*, \\ \rho_K u_K \left[h_K(T_K) - h_s(T) + \frac{u_K^2}{2} \right], & T \geq T^*. \end{cases} \quad (8)$$

Скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по температуре коэффициента диффузии пара D , удельной теплоемкости газа C_p , коэффициента теплопроводности воздуха k ; $Y = \rho_v/\rho$; Y_∞ – относительная массовая концентрация пара и ее значение в окружающем воздухе; ρ_v – плотность пара; ρ – плотность смеси воздуха и пара; $p_{s\infty}$, p_∞ – давление насыщенного пара и воздуха при T_∞ ; m_v , m – молярные массы пара и воздуха; ρ_K , u_K – плотность и скорость пара на внешней границе слоя Кнудсена [8]; $h_s(T)$, $h_K(T_K)$ – энтальпия пара, насыщенного при температуре поверхности капли T , и энтальпия пара на верхней границе слоя Кнудсена. Температура T^* , близкая к температуре кипения, разделяет медленные и высокоскоростные режимы испарения. Анализ изменения величин по всему температурному диапазону капли от начального T_∞ до критического значения (647,3 К) выполнен в [5]. В приближении функции водности $w = 4\pi\rho_w N \int a^3 f(a) da / 3$ [9], в котором детали микропроцессов на отдельных частицах учитываются интегрально путем решения уравнения переноса для w , просветление аэрозоля при тепловом самовоздействии исследовано ранее в стационарных [10] и нестационарных [11] условиях.

Анализ показывает, что строгий учет потоков массы и тепла с поверхности капли заметно влияет на физические характеристики, описывающие процесс просветления аэрозольной среды – на коэффициенты поглощения и ослабления излучения, на оптическую толщину аэрозольного слоя и на функцию прозрачности.

2. Параметры подобия

Задача включает около полусотни физических размерных величин, безразмерные уравнения – существенно меньшее число параметров подобия, среди которых выделим основные, отвечающие за конкретные физические эффекты: число Френеля $F = k_\lambda n_0 r_0^2 / L$, параметр ослабления излучения аэрозолем

$$N_\alpha = \alpha_0 L,$$

где L – длина трассы;

$$\alpha_0 = \pi N a_m^2 Q_{\text{ext}}(a_m);$$

параметр самовоздействия

$$N_T = \alpha_{*0} I_0 L^2 (n_0 - 1) / n_0 \rho_0 h_0 r_0 V_0,$$

где

$$\alpha_{*0} = \eta_0 \pi N a_m^2 Q_{\text{abs}}(a_m), \quad \eta_0 = 1 - \eta_{v0}.$$

В результате просветления уменьшается оптическая толщина аэрозоля $\tau(x, z, t) = \int \alpha_{\text{ext}} dz$.

Вместо параметра N_α можно использовать эквивалентный параметр – начальную оптическую толщину $\tau_0 = \tau(x=0, L; t=0)$. Важную роль играет параметр испарения $\eta_v = j H_w / (j H_w + j_T)$, который в нижнем пределе диффузионного режима равен:

$$\eta_v = \eta_{v,\min} \equiv 1 / [1 + k_x T_\infty^2 m p_\infty R / \rho_0 D_x H_\infty^2 m_v^2 p_{s\infty}]$$

(согласно (7), (8)) [1, 12]. Параметр η_{v0} (и η_v) зависит существенно от T_∞ и p_∞ , резко падает при переходе от уровня моря к высотам $h \geq 10$ км (рис. 1) [13].

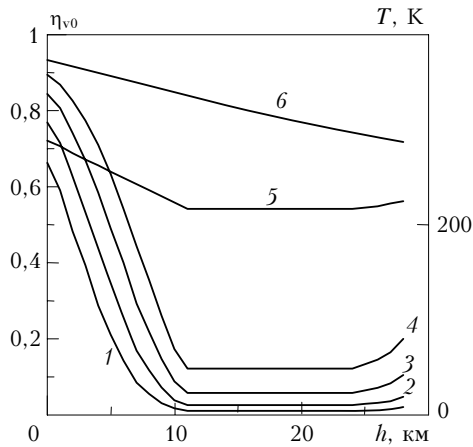


Рис. 1. Зависимости минимального значения параметра испарения η_{v0} от высоты над уровнем моря в стандартной атмосфере: кривая 1 – температура окружающего каплю воздуха равна среднегодовой T_∞ ; 2 – $T_\infty + 10$ К; 3 – $T_\infty + 20$ К; 4 – $T_\infty + 30$ К; 5 – среднегодовая температура в стандартной атмосфере T_∞ , К; 6 – температура кипения T_b , К

При нагреве частицы от начальной температуры T_∞ до температуры T^* коэффициент испарения η_v возрастает от минимального значения η_{v0} до единицы. Обычно нагрев капли осуществляется за более короткое время, чем время ее испарения, т.е. $dT/dt \approx 0$ в процессе просветления, при этом параметр η_v есть кд излучения [3, 13] и $\eta = 1 - \eta_v$.

Эффект просветления характеризует параметр $N_{v0} = \alpha_{dm} I_0 \eta_{v0} r_0 / 3 \rho_w H_\infty V_0$, входящий в обезразмеренные уравнения (4), (6). Здесь $\alpha_{dm} = \alpha_d(a_m)$ – характерное значение среднеобъемного коэффициента поглощения излучения внутри капли. Использование характерных потоков массы и энергии $j_0 = \alpha_{dm} I_0 a_m \eta_{v0} / 3 H_\infty$, $j_{T0} = j_0 H_\infty (1 - \eta_{v0}) / \eta_{v0}$ дало вид параметра просветления, такой же, как в приближении водности [10, 11].

3. Результаты

Система уравнений (1), (4)–(6) с учетом связей (3), (7), (8) решалась численно конечно-разностными методами с применением метода преобразования Фурье. Число узлов расчетной сетки по координате a составило 40 (минимальные радиусы равны $0,1 a_m = \Delta a$, максимальные – $39 \Delta a$), по координате z – 25, по x – от 64 до 1024. Решения получены в диапазоне параметров подобия $0,5 < F \leq \infty$, $0,1 \leq N_{v0} \leq 3$, $0,283 \leq \tau_0 \leq 3$, $0,5 \leq N_\tau \leq 2$.

Рассмотрим результаты. На рис. 2 построены распределения интенсивности в конце трассы пучка в стационарном пределе процесса просветления.

Физические параметры равны: $P_0 = 1$ кВт, $\lambda = 10,6$ мкм, $a_m = 5$ мкм, $\mu = 2$, число частиц в еди-

нице объема $N = 10^8 \text{ м}^{-3}$, $r_0 = 0,0076\text{--}0,015$ м, $V_0 = 0,148\text{--}0,296$ м/с, $L = 26,2$ м, $p_\infty = 1$ атм, $T_\infty = 288,15$ К, $p_{s\infty} = 1704$ Па, $Y_\infty = 0,0104$. Параметры подобия приведены в подписи к рис. 2. Дифракция приводит лишь к расширению пучка (кривая 5), просветление дает увеличение пика интенсивности и смещение пика вниз по потоку (кривая 4). Самовоздействие (в конвективном режиме [14]) слабо дефокусирует пучок и смещает его навстречу потоку, причем оба эффекта возрастают с ростом параметра N_τ .

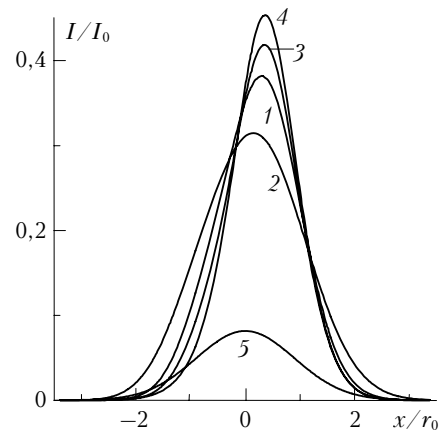


Рис. 2. Поперечные распределения интенсивности лазерного пучка в конце трассы при $N_\alpha = 0,2$ ($\tau_0 = 1,133$), $N_{v0} = 1$: 1 – $N_\tau = 1$, $F = 2,59$; 2 – $N_\tau = 2$, $F = 1,29$; 3 – $N_\tau = 0,5$, $F = 5,18$; 4 – $N_\tau = 0$, $F = 5,18$; 5 – $N_\tau = 0$, $N_{v0} = 0$, $\tau_0 = 1,133$, $F = 1,29$

Уровень уменьшения оптической толщины в результате процесса просветления в рассматриваемых условиях слабо зависит от параметра теплового самовоздействия, как показывают результаты, представленные на рис. 3.

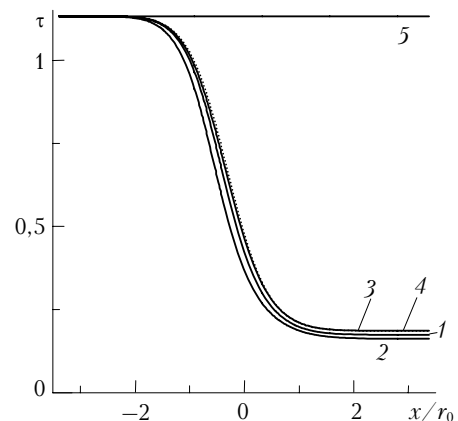


Рис. 3. Распределения оптической толщины aerosольного слоя в конце трассы при $N_\alpha = 0,2$ ($\tau_0 = 1,133$), $N_{v0} = 1$: 1 – $N_\tau = 1$, $F = 2,59$; 2 – $N_\tau = 2$, $F = 1,29$; 3 – $N_\tau = 0,5$, $F = 5,18$; 4 – $N_\tau = 0$, $F = 5,18$; 5 – $N_\tau = 0$, $N_{v0} = 0$, $F = 1,29$

Функция прозрачности $Tr(x, z = L) = I(x, L) / I(x, 0)$ существенно меняется с усилением эффекта теплового самовоздействия (рис. 4).

Результаты рис. 4 показывают снижение эффекта просветления с ростом начальной оптической толщины τ_0 и усиление эффекта просветления с ростом N_{v0} .

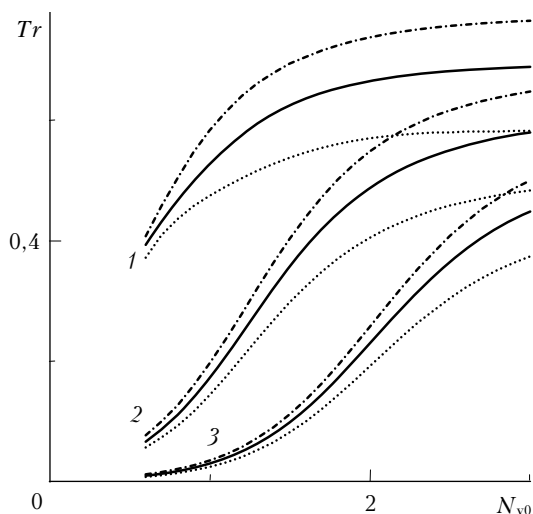


Рис. 4. Прозрачность просветляемого аэрозоля $Tr = I(x = r_0, z = L)/I(r_0, 0)$ в зависимости от параметра просветления N_{v0} . Начальная оптическая толщина $\tau_0 = 1$ (кривая 1), 2 (2), 3 (3); параметр самовоздействия $N_T = 1$ (сплошные кривые), 2 (пунктирные), 0,5 (штрихпунктирные)

Рост параметра самовоздействия N_T и уменьшение числа Френеля ослабляют эффект просветления. Один и тот же уровень прозрачности достигается при постоянном N_{v0} в более плотной оптической среде при меньших значениях параметра самовоздействия.

4. Сравнение с экспериментом

Для неустановившегося и стационарного просветления получено удовлетворительное соответствие с экспериментальными результатами [3, 15]. В эксперименте $P_0 = 800$ Вт, $\lambda = 10,6$ и $0,57$ мкм для просветляющего и зондирующего излучения, $\tau_0 = 0,206$ (1,02 при $\lambda = 0,57$ мкм), 0,445 (1,91), 0,814 (2,95), 1,413 (4,27), 2,8 (6,57) (что соответствует $a_m = 1,75$; 1,75; 2,0; 2,5; 3 мкм, $\mu = 5, 4, 4, 5, 5$) и $r_0 = 0,02$ м, $V_0 = 0,3$ м/с, $L = 4$ м, $p_\infty = 1$ атм, $T_\infty = 293,15$ К. Параметры подобия $N_{v0} \approx 0,316$; $F = 59,2$; $N_T \approx 0,012 \div 0,140$. Вычисленные уровни прозрачности $Tr(x = r_0, z = L) = I(r_0, L)/I(r_0, 0)$, например, в стационарном пределе процесса просветления составили: $Tr(r_0) \approx 0,890$; 0,750; 0,526; 0,232 (при $\tau_0 = 0,206$; 0,445; 0,814; 1,413) и удовлетворительно соответствуют экспериментально полученным значениям [3, 15]: $Tr(r_0) \approx 0,924$; 0,829; 0,627; 0,365.

Развитый подход позволяет предсказывать и улучшать результаты. Например, при $\tau_0 = 1,413$ ($\tau_{0,57} = 4,27$) увеличение параметра просветления N_{v0} от 0,316 до 0,662 и 1,234 (при $P_0 = 800$ Вт, только за счет изменения радиуса пучка и скорости обдува от $r_0 = 0,02$ м, $V_0 = 0,30$ до значений 0,0289; 0,0409 м и 0,0994; 0,0351 м/с) в эксперименте дает возможность добиться существенного увеличения функции

прозрачности просветленной зоны от значений $Tr_0(r_0) = 0,232$, $Tr_{0,57}(r_0) = 0,0586$ до $Tr_0(r_0) = 0,523$; 0,811, $Tr_{0,57}(r_0) = 0,17$; 0,387 на длинах волн 10,6 и 0,57 мкм соответственно.

Заключение

Просветление полидисперсного водного аэрозоля усиливается с ростом безразмерного параметра просветления N_{v0} при вариации физических параметров задачи (оптических, механических, геометрических, энергетических) и постоянных других параметрах подобия.

Дифракция приводит к расширению пучка, просветление увеличивает пик интенсивности в конце трассы и смещает пик вниз по потоку. Тепловое самовоздействие дефокусирует пучок и смещает навстречу потоку. Эффекты смещения и увеличения пика возрастают с ростом параметра N_T . Тепловое самовоздействие существенно влияет на функцию прозрачности и слабо влияет на относительные изменения оптической толщины.

В рассмотренных условиях при относительно медленном диффузионном и диффузионно-конвективном испарении капель увеличение параметра самовоздействия N_T и уменьшение числа Френеля ослабляют эффект просветления. Один и тот же уровень прозрачности достигается при постоянном N_{v0} в более плотной оптической среде при меньших значениях параметра самовоздействия.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ (грант № 2249) и гранта по научным школам НШ-1984.2003.

1. Williams F.A. On vaporization of mist by radiation // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1965. V. 8. N 4. P. 575–590.
2. Зуев В.Е., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1980. 116 с.
3. Волковицкий О.А., Седунов Ю.С., Семенов Л.П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. Л.: Гидрометеоздат, 1982. 312 с.
4. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. Новосибирск: Наука, 1984. 224 с. / Zuev V.E., Zemlyanov A.A., Kopytin Yu.D., and Kuzikovskiy A.V. High-Power Laser Radiation in Atmospheric Aerosols (Holland, Amsterdam: D.Reidel, 1985).
5. Кучеров А.Н. Режимы испарения капли водного аэрозоля // Теплофиз. высок. температур. 1991. Т. 29. № 1. С. 144–152.
6. Луговой В.Н., Прохоров А.М. Теория распространения мощного лазерного излучения в нелинейной среде // Успехи физ. наук. 1973. Т. 111. Вып. 2. С. 203–247.
7. Bohren C.F., Huffman D.R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. New York: Wiley, 1983 / Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с.
8. Knight J. Theoretical modeling of rapid surface vaporization with back pressure // AIAA Journal. 1979. V. 17. N 5. P. 519–523.
9. Сухоруков А.П., Шумилов Э.Н. Просветление полидисперсного тумана // Ж. техн. физ. 1973. Т. 43. Вып. 5. С. 1029–1041.

10. *Кучеров А.Н.* Просветление водного аэрозоля при поперечном ветре, тепловом самовоздействии и дифракционном расплывании оптического пучка // Оптика атмосф. и океана. 1994. Т. 7. № 10. С. 1379–1387.
11. *Кучеров А.Н.* Неустановившееся просветление водного аэрозоля при тепловом самовоздействии оптического пучка // Квант. электрон. 1995. Т. 22. № 3. С. 253–257.
12. *Armstrong R.L.* Aerosol heating and vaporization by pulsed light beams // Appl. Opt. 1984. V. 23. N 1. P. 148–155.
13. *Kuchеров А.Н.* 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.
14. *Козан М.Н., Кучеров А.Н.* Газодинамические режимы для эффекта теплового самовоздействия // Докл. АН СССР. 1980. Т. 253. № 3. С. 575–577.
15. *Волковицкий О.А., Мамонов В.К.* Кинетика просветления движущегося аэрозоля пучком CO₂-лазера // Квант. электрон. 1977. Т. 4. № 5. С. 1113–1117.

A.N. Kuchеров. **Clearing of polydisperse water aerosol under thermal blooming effect of a slit laser beam.**

Clearing of water aerosol (fogs and clouds) is studied under the thermal blooming of a laser beam, vaporizing particles. Diffraction spreading, relative motion of the beam and medium, absorption and scattering of radiation, and particle size distribution were taken into account. Transparency function of medium was investigated as dependent on initial optical thickness and clearing number, thermal blooming number, Fresnel number for two-dimensional beam. Comparison was made with experimental data.