

А.Н. Кучеров

СПРАВЕДЛИВОСТЬ ПРИБЛИЖЕНИЯ ВОДНОСТИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА ЧЕРЕЗ ПОЛИДИСПЕРСНЫЙ ВОДНЫЙ АЭРОЗОЛЬ

Рассматривается просветление полидисперсного водного аэрозоля лазерным пучком при наличии ветра, на больших высотах в атмосфере (при низких давлениях и температурах). Показано, что линейность связи скорости испарения с интенсивностью излучения нарушается в диффузионно-конвективном и дозвуковом режимах испарения. Получено решение задачи просветления аэрозоля с использованием функции распределения капель по радиусам. Выполнено сравнение с приближением водности. Расширена область справедливости приближения водности со стороны диффузионного режима испарения.

В работах [1–4] просветление описывалось с помощью гладкой функции водности $w(\mathbf{r}, t)$, где $\mathbf{r} = (x, y, z)$ – координаты. Физический смысл ее – это количество воды в единице объема, усредненное в макромасштабе поперечного размера пучка r_0 . Микромасштаб определяют радиусы капель $a \ll r_0$. Распределение капель по радиусам описывается функцией $f(\mathbf{r}, a, t)$ [4–10]. При линейной связи скорости испарения капли с интенсивностью падающего излучения из уравнения для f получено уравнение переноса для функции w [4, 5, 11–14]. Просветление водного аэрозоля в приближении водности с учетом саморефракции или теплового самовоздействия пучка, вызванного нагревом газа, исследовалось в рамках геометрической [15–18] и волновой оптики [19–23]. Варианты аналитического решения Гликлера (Glickler S.I.) [1, 4, 24] обсуждаются в [11–14], приведены обширные экспериментальные результаты.

Скорость изменения радиуса капли da/dt пропорциональна потоку пара j с поверхности и зависит от многих параметров. В [25] началось исследование режимов испарения; классификация, включая взрывные режимы разрушения [26], предпринималась в [11–14, 27]. Позже установлено, что в газодинамических режимах существенную роль играет противодействие [28–30]. В зависимости от скорости пара на внешней границе слоя Кнудсена в порядке увеличения интенсивности поглощаемого излучения можно выписать полный набор режимов испарения и разрушения: диффузионный; диффузионно-конвективный; дозвуковой; звуковой; взрывной [30]. В зависимости от скорости движения воды внутри капли в порядке возрастания интенсивности тепловыделения существуют следующие режимы нагрева капли: теплопроводный, теплопроводно-конвективный; конвективный; неизобарический; изохорический [31, 32]. Соответствие режимов испарения режимам нагрева объема капли установлено в [32, 33].

Нарушение линейности связи скорости испарения j с интенсивностью излучения I на всех режимах, кроме медленного диффузионного, ставит вопрос о справедливости приближения водности. Удовлетворительное соответствие экспериментальным данным указывает на возможно более широкую область применимости, чем в строгой постановке. Исследование границ применимости приближения водности в микромасштабе радиуса капель a является предметом настоящего исследования. Известны способы построения решения для функции f [34–41], включая аналитические связи f с начальным распределением [6, 13, 34] и использование решения для траектории капли, а также прямые численные методы [39, 40]. Последние применены здесь.

Отнесем функцию электромагнитного поля u к $\sqrt{I_0}$, где I_0 – характерная интенсивность $I = u^*u$, координату z вдоль пучка – к длине трассы L , поперечные координаты x, y – к начальному радиусу пучка r_0 . Безразмерное уравнение волновой парааксиальной оптики (нелинейное уравнение Шредингера) примет вид

$$-2iF \frac{du}{dz} + \nabla_{\perp}^2 u = F [-2iFN_T \rho_1 + iN_b \alpha/\alpha_0] u; \quad (1)$$

$$u|_{z=0} = u_0(x, y) \equiv \exp(-(x^2 + y^2)/2); \quad u|_{x,y \rightarrow \pm\infty} \rightarrow 0. \quad (2)$$

Здесь $F = 2\pi r_0^2 / \lambda L$ – число Френеля; λ – длина волны излучения; $N_b = \alpha_0 L$ – параметр ослабления излучения каплями аэрозоля; α – коэффициент ослабления, $\alpha|_{t=0} = \alpha_0$; $N_T = Q(r_0/L)^2 (n_0 - 1)/n_0$ – параметр теплового самовоздействия, n_0 – показатель преломления невозмущенного газа; $Q = (\alpha_e I_0 t_0) / \rho_0 h_0$ – масштаб возмущения плотности газа; $\Delta\rho/\rho_0 = Q\rho_1$, ρ_1 – безразмерная функция возмущений плотности газа, ρ_0 , h_0 – плотность и энтальпия невозмущенного газа; t_0 – длительность импульса либо $t_0 = r_0/V_0$, V_0 – скорость поперечного обдува пучка. Координату x направили вдоль поперечной компоненты ветра $V(z)$ (от x , y не зависит в силу $r_0 \ll L$; здесь приняли $V(z) \equiv V_0$), продольная на просветление не влияет. Коэффициенты поглощения, ослабления, эффективного поглощения и кпд испарения аэрозоля α_a , α , $\alpha_e = \alpha_a(1 - \beta)$, β равны

$$\alpha_a(\mathbf{r}, t) = \pi N \int_0^\infty a^2 K_a(a) f(a) da; \quad (3)$$

$$\alpha(\mathbf{r}, t) = \pi N \int_0^\infty a^2 K(a) f(a) da; \quad K(a) = b(a) K_a(a); \quad (4)$$

$$\alpha_e(\mathbf{r}, t) = \pi N \int_0^\infty [1 - \beta_a(a)] a^2 K_a(a) f(a) da \equiv \alpha_a(1 - \beta); \quad (5)$$

$$\beta_a(a, \mathbf{r}, t) = \frac{jH_w}{jH_w + j_T}; \quad \beta(\mathbf{r}, t) = \pi N \int_0^\infty \beta_a a^2 K_a(a) f(a) da / \alpha_a. \quad (6)$$

Здесь $K(a)$, $K_a(a)$, $b(a)$ – факторы ослабления и поглощения излучения на одной капле и их отношение [12, 13]; N – концентрация частиц (здесь $N = N_0 = \text{const}$); j , j_T – плотности потоков массы и тепла с поверхности капли в воздух; H_w – удельная теплота испарения воды. Уравнение для функции f и ее начальное распределение имеют вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + V(z) \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial a} \left[f \frac{da}{dt} \right] = 0; \quad \int_0^\infty f(a) da = 1; \quad (7)$$

$$f_0(a_0) = \frac{n^{n+1}}{\Gamma(n+1)} \frac{a_0^n}{a_m^{n+1}} \exp\left(-n \frac{a_0}{a_m}\right), \quad (8)$$

где $\Gamma(n)$ – гамма-функция. Интеграл функции f по радиусам a нормирован к единице. Начальное распределение f_0 выбрали в форме Хргиана–Мазина [42], $n = 2$. Модальный (наивероятнейший) радиус a_m будем варьировать от 0,5 до 5 мкм. Предполагается, что справедливо условие однородности оптического поля внутри капли: $8\pi k a / \lambda \ll 1$ (где $k = 0,0662$ – показатель поглощения воды, $\lambda = 10,6$ мкм). Нагрев и испарение капли описываются следующей системой уравнений:

$$\frac{da}{dt} \equiv \frac{\partial a}{\partial t} + V(z) \frac{\partial a}{\partial x} = -\frac{j}{\rho_w}; \quad a|_{t=0; x=-\infty} = a_0; \quad (9)$$

$$\rho_w C_{pw} \frac{dT}{dt} = \alpha_d I - \frac{3}{a} \{jH_w + j_T\}; \quad T|_{t=0; x=-\infty} = T_\infty; \quad (10)$$

$$j = \begin{cases} \frac{\langle \rho D \rangle}{a} \ln \left(\frac{1 - Y_\infty}{1 - Y_c} \right), & T_d < T_*, \\ M_c p_c \sqrt{\gamma \mu / (RT_c)}, & T_d \geq T_*, \end{cases} \quad (11)$$

$$j_T = j \times \begin{cases} [(T_c - T_\infty) \langle k \rangle \langle C_p/k \rangle] / [\exp(ja \langle C_p/k \rangle) - 1], & T_d < T_*, \\ C_p(T_c - T_d) + u_c^2/2; & T_d \geq T_*. \end{cases} \quad (12)$$

Здесь ρ_w, C_{pw} – плотность и теплоемкость воды; $\alpha_d = 3K_a(a)/4a$ – среднеобъемный коэффициент поглощения излучения капель; T – среднеобъемная температура капли; T_∞, T_d, T_c – температуры воздуха, поверхности капли и пара на внешней границе слоя Кнудсена; $T_* = 381\text{--}375\text{ K}$ ($a = 1\text{--}10\text{ мкм}$) – температура, разделяющая диффузионно-конвективный и дозвуковой режимы испарения [30]; Y_c, Y_∞ – массовые концентрации пара на слое Кнудсена и в окружающем воздухе; $\langle \rho D \rangle \langle k \rangle \langle C_p/k \rangle$ – средние по температуре величины произведения плотности смеси пара и воздуха на коэффициент диффузии пара в воздухе, коэффициент теплопроводности смеси и отношения теплоемкости к коэффициенту теплопроводности; γ, μ – постоянная адиабаты и молярная масса пара; $u_c, c, M_c = u_c/c$ – скорости пара и звука, число Маха на внешней границе слоя Кнудсена; R – универсальная газовая постоянная. Вычисление величин j, j_T описано в [30–33].

Испарение капли, как правило, происходит медленнее, чем нагрев; $dT/dt \approx 0$ в масштабе времени испарения. В приближении монодисперсного аэрозоля полагают $a = \text{const} = a_m$, $\beta_a(a) \approx \text{const} = \beta_d$. Из (9), (6) следует

$$\frac{da}{dt} \approx \frac{K_a(a) \beta_d I}{4\rho_w H_w}. \quad (13)$$

Домножим уравнение (9) на $4\pi N\rho_w a^3/3$ и проинтегрируем его по радиусам a (учитывая $a^4 f(a)|_{a \rightarrow \infty} \rightarrow 0$). Получим уравнение переноса для функции водности w :

$$w = \frac{4}{3} \pi N \rho_w \int_0^\infty a^3 f(a) da; \quad (14)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + V(z) \frac{\partial w}{\partial x} = -wI \frac{\alpha_d \beta_d}{\rho_w H_w}; \quad w|_{t=0; x \rightarrow \infty} = w_0(z). \quad (15)$$

Таким образом, приближение водности строго справедливо для монодисперсного аэрозоля, при постоянном кпд испарения капли и при линейной зависимости (13). Обезразмеренное уравнение (15) содержит параметр просветления $N_{vw} = t_0/t_v$, равный отношению характерного времени нагрева аэрозоля t_0 к характерному времени испарения $t_v = H_w \rho_w / (\alpha_d I_0 \beta_d)$. В приближении водности параметры ослабления и теплового самовоздействия в (1) равны $N_{bw} = \alpha_d \beta(a_m) L$, $N_T = \alpha_d I_0 t_0 (1 - \beta_d) (r_0/L)^2 (n_0 - 1) / (n_0 \rho_0 h_0)$. В обезразмеренное уравнение (7) входит параметр испарения отдельной капли $N_{va} = K_a(a) \beta_a(a) I_0 t_0 / (4\rho_w H_w a_m)$, $N_{va}(a_m) = N_{vw}/3$. Введем по аналогии с приближением водности интегральный параметр просветления полидисперсного аэрозоля

$$N_v = \int_0^\infty N_{va}(a) f(a) da. \quad (16)$$

В полидисперсном аэрозоле все величины $a, j, I, \beta_a, T_d, M_c$ изменяются и взаимосвязаны между собой. Интенсивность спадает к краям и по ходу пучка, радиусы капель убывают с течением времени, температура поверхности капли растет при нагреве, изменяется с течением времени кпд испарения капли даже в модели монодисперсного аэрозоля. Используя одну из величин как параметр, например скорость пара (число Маха M_c , интенсивность I , поток пара j), можно выделить в порядке возрастания локальной интенсивности I следующие режимы испарения: диффузионный, диффузионно-конвективный, дозвуковой, звуковой.

Предположение о независимости параметра β_a от интенсивности I и предположение о линейной связи (13) выполняются строго только при малых интенсивностях I в нижнем пределе диффузионного режима испарения и при больших интенсивностях в дозвуковом и звуковом режимах. На больших высотах в атмосфере при низких температурах T_∞ и давлениях p_∞ воздуха в процессе просветления возникают условия, при которых относительно небольшие изменения радиуса капли a или интенсивности I в 1,5–2 раза могут изменить значения параметра β_a на порядок. Эффективность просветления аэрозоля значительно снизится. Исследование просветления конденсационных следов разрабатываемых стратосферных сверхзвуковых самолетов [43–45], связанное с проблемой загрязнения атмосферы и влиянием авиации на озоновый слой, сталкивается с вышеназванным фактом.

На рис. 1 на плоскости «радиус капли – интенсивность излучения» построены границы области нелинейности связи $j(I)$ при $T_\infty = 253$ К и давлениях, соответствующих высотам 0 и 18 км. В теплой выхлопной струе от двигателя самолета температура T_∞ выше атмосферной. Нижняя сплошная кривая построена при отклонении на 3% зависимости $j(I)$ от линейного закона в диффузионном режиме. От давления, т.е. от высоты над уровнем моря, расположение этой границы не зависит. Верхние границы (штриховые линии) построены в дозвуковом режиме при $j_T = 0$ и противодавлении воздуха p_∞ , соответствующем высотам 0 и 18 км. Между нижней и верхними границами расположена область, для которой несправедливо предположение (13), при котором получено уравнение нагрева среды (15) в приближении водности. Эта область (рис. 2) относительно невелика при $T_\infty = 293$ К (составляет $10^6 \text{ Вт/м}^2 \leq I \leq 3 \cdot 10^7 \text{ Вт/м}^2$, $a = 5$ мкм) и возрастает в несколько раз при $T_\infty = 253$ К ($6 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2 \leq I \leq 7 \cdot 10^7 \text{ Вт/м}^2$; $a = 5$ мкм), слабо увеличивается при дальнейшем уменьшении температуры T_∞ .

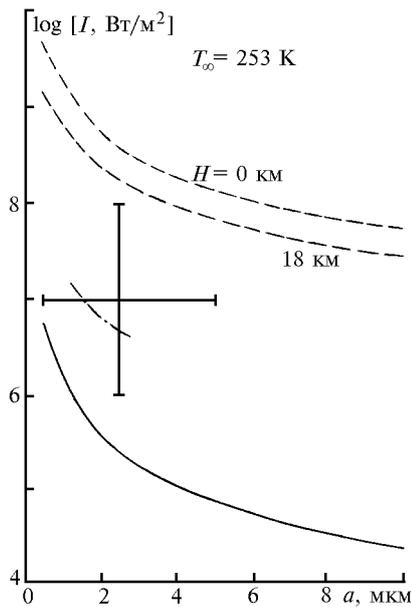


Рис. 1. Границы нарушения линейности связи $j(I)$ (скорости испарения с интенсивностью излучения I) в координатах «интенсивность I – радиус капли a ». Сплошная кривая – 3%-е отклонение в диффузионном режиме (высота 0–18 км); штриховая – дозвуковой режим ($j_T = 0$, $\beta_a = 1$; 0 и 18 км); штрихпунктир – нижняя граница справедливости приближения водности; «крест» – область проведенных исследований. Температура воздуха $T_\infty = 253$ К

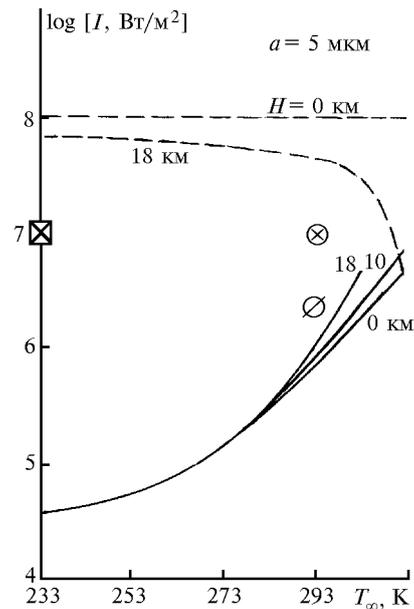


Рис. 2. Границы нарушения линейности связи $j(I)$ в координатах «интенсивность излучения I – температура воздуха T_∞ ». Радиус капли $a = 5$ мкм. Сплошные кривые – 3%-е отклонение в диффузионном режиме (высота 0; 10 и 18 км); штриховые – дозвуковой режим (0 и 18 км). Значки \boxtimes , \otimes , \odot – области проведенных исследований

Указанный диапазон параметров соответствует условиям, при которых желательно создать канал просветления в выхлопной конденсационной струе. В указанных интервалах интенсивности реализуются диффузионно-конвективный и дозвуковой режимы испарения [30].

Многочисленные экспериментальные результаты показывают, что приближение водности удовлетворительно описывает процесс просветления в более широкой области, чем область линейной связи $j(I)$. С целью более точного определения области применимости приближения водности, выявления ограничений и погрешности вычисления отдельных физических параметров в рамках этой эффективной модели описания просветления разработан алгоритм, создана вычислительная программа, получены решения в рамках более строгой физико-математической модели (1)–(12) с учетом распределения капель по размерам и нелинейных связей всех параметров $a, j, I, \beta_a, T_b, M_c$. Эти решения сравниваются с решениями в приближении водности (1), (15). Подробности алгоритма расчета и детальное описание отдельных параметров, включая пространственно-временные распределения и зависимости от спектра радиусов частиц a , приведены в [46]. Решается 4-мерная эволюционная задача в пространстве x, z, a и t на сетке $64 \times 25 \times 40$ с относительными шагами $\Delta x = 0,1$; $\Delta z = 0,04$; $\Delta a = 0,1$ и $\Delta t = 0,001$ – $0,01$.

Основная трудность при расчетах заключается в сопряжении величин j, j_T при переходе от диффузионно-конвективного режима к дозвуковому, который происходит при температуре поверхности, близкой к температуре кипения воды.

Построены решения и проведено сравнение решений в приближении водности и с учетом функции распределения капель по размерам в диапазоне значений модального радиуса $a_m = 0,5-5$ мкм (при $I_0 = 10^7$ Вт/м²) и в диапазоне интенсивностей $I_0 = 10^6-10^8$ Вт/м² ($a_m = 2,5$ мкм) при давлении $p_\infty = 0,0756 \cdot 10^5$ Па (высота – 18 км) и температуре $T_\infty = 233$ К (диапазон отмечен в виде креста на рис. 1 и крестиком в квадрате на рис. 2). Отдельные расчеты, выполненные при 0 км и $T_\infty = 293$ К, отмечены значками \otimes, \oslash на рис. 2.

Начальная функция водности в двух подходах задавалась одинаковой $w_0 = 3,14 \cdot 10^{-4}$ кг/м³ и постоянной в вышеназванных сериях расчетов (концентрация $N_0 = 10^8-10^{13}$ м⁻³ при $a_m = 5-0,5$ мкм). Коэффициент ослабления α , параметры ослабления, просветления и теплового самовоздействия N_{bw}, N_{vw}, N_T , величину β_d для приближения водности вычисляли при $a = a_m$. Параметр теплового самовоздействия оказался мал. Приняли: $\rho_1 = 0$ (хотя программа позволяет учитывать тепловую саморефракцию), скорость обдува $V_0 = 1,5$ м/с, радиус пучка $r_0 = 0,05$ м, длину трассы $L = 20$ м. Дифракционное расширение на таких трассах пренебрежимо мало.

Отметим общие тенденции изменения величин f, β . Максимум функции f возрастает и смещается в сторону малых радиусов a с течением времени, при перемещении от края к оси пучка и от конца трассы к началу, т.е. при возрастании локального значения интенсивности во всех случаях. Параметр β резко убывает к краям пучка до значений β_{\min} и более плавно убывает с течением времени и по ходу пучка.

Проанализированы распределения величин $a, f, \beta, \beta_a, \alpha, \alpha_a, \alpha_e$, параметров подобия N_b, N_v (N_T – чтобы проследить тенденции изменения) и выходных величин – интенсивности излучения I и оптической толщины среды: $\tau = \int_0^L \alpha dz$. Интегральные (по радиусам капель)

параметры β, N_b, N_v убывают с течением времени и вдоль трассы, параметр N_T растет вдоль координаты z . Уменьшение радиусов капель значительно для спектра радиусов $a_0 > 2$ мкм и несущественно для малых капель $a_0 < 1$ мкм.

Погрешность приближения водности в рассмотренном диапазоне интенсивностей и модальных радиусов показана на рис. 3, 4. На рис. 3,а построены значения интенсивности пучка I и оптической толщины τ в зависимости от наиболее вероятного значения радиуса капель a_m в диапазоне 0,5–5 мкм при начальной интенсивности $I_0 = 10^7$ Вт/м² в момент установления процесса просветления при $t/t_0 = 1-2$ ($t_{\text{физ}} = 0,033-0,0667$ с). Штриховая линия – приближение водности, штрихпунктирная, $\Delta\tau/\tau = (\tau - \tau_w)/\tau$, – относительная погрешность вычисления оптической толщины τ_w в приближении водности. Значения параметров ослабления близки: $N_b = 0,741-0,654$; $N_{bw} = 0,728-0,802$ при $a_m = 0,5-5$ мкм. Значения параметров испарения N_v и N_{vw} (штриховая) приведены на рис. 3,б. В области $a_m > 2$ мкм параметр N_{vw} завышен для приближения водности. Просветление аэрозоля происходит практически до нулевой оптической толщины τ , в то время как более строгое решение выходит на некоторый постоянный ненулевой уровень $\tau \approx 0,1$. Это объясняется значительным уменьшением кпд испарения капель при уменьшении их радиусов, процесс просветления затормаживается. Относительная ошибка $|\Delta\tau|/\tau$ вычисления оптической толщины τ_w в приближении водности при $a_m < 1,5$ мкм близка к нулю, при $a_m > 2,5$ мкм увеличивается до 85–95% (отчасти это вызвано неправомерностью выбора β_d равным $\beta_d(a_m)$ в этом диапазоне радиусов).

В диапазоне интенсивностей $I_0 = 10^6-10^8$ Вт/м² ($a_m = 2,5$ мкм, рис. 4,а) погрешность приближения водности $|\Delta\tau|/\tau$ доходит до 100% при $I_0 > 2 \cdot 10^7$ Вт/м². В области $I_0 < 5 \cdot 10^6$ Вт/м² величина $|\Delta\tau|/\tau$ уменьшается до нуля. Приближение водности дает удовлетворительное соответствие с более точным решением, учитывающим распределение капель по размерам, при $a_m < 1,5$ мкм ($I_0 = 10^7$ Вт/м²) и при $I_0 < 5 \cdot 10^6$ Вт/м² ($a_m = 2,5$ мкм).

Выполненное исследование расширяет область справедливости приближения водности от нижнего предела диффузионного режима испарения ($\beta_w \approx \beta_{\min}$, сплошная кривая на рис. 1) до новой границы ($|\Delta\tau|/\tau \ll 1$, штрихпунктир на рис. 1). На этой границе параметр испарения значительен: $N_v = 2,2$ ($a_m = 1,5$ мкм; $I_0 = 10^7$ Вт/м²); $1,09$ ($I_0 = 5 \cdot 10^6$ Вт/м²; $a_m = 2,5$ мкм). Количественное со-

ответствие параметров испарения N_v и N_{vw} в области малых погрешностей приближения водности и значительное расхождение в области больших погрешностей $|\Delta\tau|/\tau$ свидетельствуют о том, что в полидисперсном аэрозоле параметр N_v можно использовать в качестве аналога параметра N_{vw} .

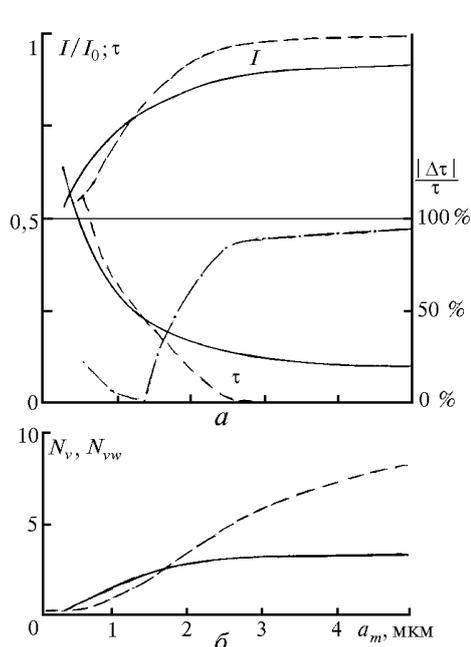


Рис. 3. Сравнение интенсивностей I/I_0 и оптических толщин τ в конце трассы $z=L=20$ м в полидисперсном водном аэрозоле начальной водностью $w_0=3\cdot 10^{-4}$ кг/м³, вычисленных с учетом распределения капель по размерам (сплошные кривые) и в приближении водности в зависимости от модального радиуса a_m . Штрихпунктир – относительная погрешность $\Delta\tau/\tau=(\tau-\tau_w)/\tau$ оптической толщины τ_w в приближении водности. Температура воздуха $T_\infty=233$ К, характерная интенсивность $I_0=10^7$ Вт/м² (а). Изменения параметров испарения (просветления) N_v и N_{vw} в зависимости от a_m (б)

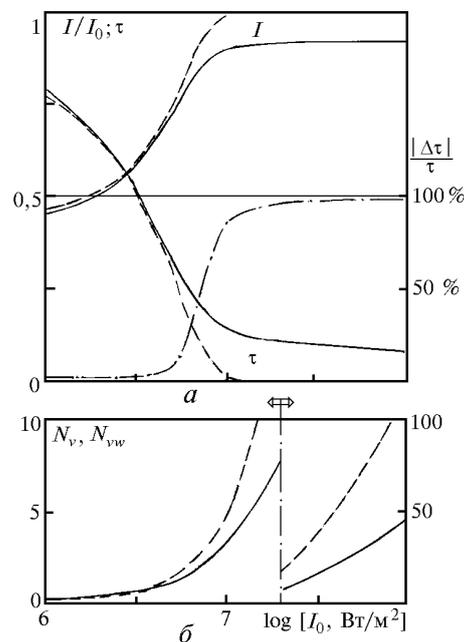


Рис. 4. Величины I/I_0 , τ , $\Delta\tau/\tau$ (см. рис. 3,а) в зависимости от характерной интенсивности I_0 . Модальный радиус капель $a_m=2,5$ мкм (а). Параметры просветления N_v и N_{vw} в зависимости от I_0 (б)

Отметим, что единственная функция $w(x, z, t)$ в приближении водности не способна передать все многообразие пространственно-временных распределений коэффициентов ослабления и поглощения, параметра β , параметров испарения и теплового самовоздействия, входящих в уравнения. Приближение водности завышает ширину и глубину канала просветления. Применение приближения водности в ситуациях, в которых не требуется знание деталей микрофизики просветления, необходимо сопровождать тестовыми сравнениями с более строгим решением, учитывающим распределение капель по размерам и нелинейные связи между параметрами. Наличие существенных расхождений двух решений в области диффузионно-конвективного и дозвукового режимов испарения в рассмотренных условиях показывает, что необходима проверка применимости приближения водности и в других ситуациях, при дифракционном расширении пучка, тепловом самовоздействии, вариациях начальных оптических толщин аэрозоля и т.д.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и МНТЦ (проект N 200).

1. Lamb G. L., Kinney R. B. // J. of Appl. Physics. 1969. V. 40. N 1. P. 416–417.
2. Sutton G. W. // AIAA J. 1970. V. 8. N 10. P. 1907–1910.
3. Сухоруков А. П., Хохлов Р. В., Шумилов Э. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. N 4. С. 145–150.
4. Glickler S. I. // Appl. Optics. 1971. V. 10. N 3. P. 644–650.
5. Светогоров Д. Е. // Квантовая электроника. 1973. N 1(13). С. 63–69.
6. Сухоруков А. П., Шумилов Э. Н. // ЖТФ. 1973. Т. 43. В. 5. С. 1029–1041.
7. Букатый В. И., Зуев В. Е., Кузиковский А. В., Хмелевцов С. С. // Доклады АН СССР. 1974. Т. 217. N 1. С. 52–55.

8. Букатый В.И., Зуев В.Е., Кузиковский А.В., Небольсин М.Ф., Хмелевцов С.С. // Доклады АН СССР. 1974. Т. 218. № 3. С. 558–561.
9. Коротин А.В., Светогоров Д.Е., Седунов Ю.С., Семенов Л.П. // Доклады АН СССР. 1975. Т. 220. № 4. С. 829–832.
10. Гордин М.П., Стрелков Г.П. // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. № 11. С. 2427–2432.
11. Зуев В.Е., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1980. 116 с.
12. Волковицкий О.А., Седунов Ю.С., Семенов Л.П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 312 с.
13. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. Новосибирск: Наука, 1984. 223 с.
14. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 256 с.
15. Букатый В.И., Копытин Ю.Д., Хмелевцов С.С. // Квантовая электроника. 1973. № 1(13). С. 70–74.
16. Арманд С.А. // Радиотехника и электроника. 1976. Т. 21. В. 6. С. 1162–1169.
17. Нерушев А.Ф., Семенов Л.П. // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. № 6. С. 1226–1232.
18. Землянов А.А., Колосов В.В., Кузиковский А.В. // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. № 6. С. 1148–1154.
19. Егоров К.Д., Кандидов В.П., Прахов М.С. // Квантовая электроника. 1979. Т. 6. № 12. С. 2562–2566.
20. Арманд С.А., Попов А.П. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25. В. 9. С. 1793–1800.
21. Гордин М.П., Стрелков Г.М. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27. В. 8. С. 1457–1461.
22. Кучеров А.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. № 10. С. 1379–1387.
23. Кучеров А.Н. // Квантовая электроника. 1995. Т. 22. № 3. С. 253–257.
24. Arnold W.H. // Nuclear Science and Engineering. 1959. V. 5. N 2. P. 137.
25. Williams F.A. // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. 1965. V. 8. № 4. P. 575–587.
26. Кузиковский А.В. // Известия вузов. Физика. 1970. № 5. С. 89–94.
27. Зуев В.Е., Кузиковский А.В., Погодаев В.А., Хмелевцов С.С., Чистякова Л.К. // Доклады АН СССР. 1972. Т. 205. № 5. С. 1069–1072.
28. Knight C.J. // AIAA J. 1979. V. 17. N 5. P. 519–523.
29. Бутковский А.В. // ИФЖ. 1990. Т. 58. № 2. С. 318 (Деп. ВИНТИ № 6023–В89).
30. Кучеров А.Н. // Теплофизика высоких температур. 1991. Т. 29. № 1. С. 144–152.
31. Кучеров А.Н. // ИФЖ. 1991. Т. 61. № 2. С. 253–261.
32. Кучеров А.Н. // ИФЖ. 1993. Т. 64. № 1. С. 29–34.
33. Кучеров А.Н. // ТВТ. 1992. Т. 30. № 4. С. 761–768.
34. Буйков М.В. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. Сер. геофизическая. 1961. № 7. С. 1058–1065.
35. Гордин М.П., Стрелков Г.М. Об ослаблении излучения CO₂-лазера диффузионно испаряющимся водным аэрозоле. Ч. I. М., 1974. (Препринт/Институт радиоэлектроники (ИРЭ) АН СССР, № 22(171)).
36. Гордин М.П., Соколов А.В., Стрелков Г.М. Об ослаблении излучения CO₂-лазера диффузионно испаряющимся водным аэрозоле. Ч. II. М., 1974. (Препринт/ИРЭ АН СССР, № 28(178)).
37. Свиркунов П.Н., Седунов Ю.С., Семенов Л.П. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1980. Т. 16. № 5. С. 483–489.
38. Almaev R.Kh., Volkovitsky O.A., Sedunov Yu.S., Semenov L.P., Slesarev A.G. // Infrared Phys. 1985. V. 25. № 1/2. P. 475–478.
39. Коган Е.Л., Мазин И.П., Сергеев Б.Н., Хворостьянов В.И. Численное моделирование облаков. М.: Гидрометеиздат, 1984. 280 с.
40. Хворостьянов В.И. // Метеорология и гидрология. 1986. № 3. С. 30–37.
41. Алмаев Р.Х., Волковицкий О.А., Семенов Л.П., Слесарев А.Г. // Метеорология и гидрология. 1995. № 4. С. 22–40.
42. Облака и облачная атмосфера: Справочник / Под ред. И.П. Мазина, А.Х. Хргиана. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 647 с.
43. Miake-Lye R.C., Martinez-Sanchez M., Brown R.C., and Kolb C.E. // J. of Aircraft. 1993. V. 30. N 4. P. 467–479.
44. Fahey D.W., Keim E.R. et. al. // Science. 1995. V. 270. N 5232. P. 70–74.
45. Мазин И.П. // Известия РАН. Сер. ФАО. 1996. Т. 32. № 1. С. 5–18.
46. Кучеров А.Н. Нелинейное взаимодействие лазерного пучка с полидисперсным водным аэрозоле. М.: Изд-во ЦАГИ, 1996. 20 с. (Препринт/Центральный аэро-гидродинамический ин-т (ЦАГИ) им. проф. Н.Е. Жуковского, № 91).

Центральный аэро-гидродинамический институт
им. проф. Н.Е. Жуковского, Москва

Поступила в редакцию
6 августа 1997 г.

A. N. Kucherov. Moisture Approximation Validity for Laser Beam Propagation through the Polydisperse Water Aerosol.

The clearing of polydisperse water aerosol by laser beam is considered for the case of high altitude in the atmosphere (at low pressure and temperature) and wind existence. It is shown that the linear relation of the evaporation rate with the intensity of radiation is broken for diffusive-convective and subsonic regimes. An aerosol clearing problem is solved with the use of droplet radius distribution function. This solution is compared with the moisture approximation. The region of moisture approximation validity is enlarged from the side of diffusive regime of evaporation.