

Энергетические характеристики внутри сферического микроочага лазерной плазмы

М.В. Журавлев*

*Center for Superfunctional Materials, Department of Chemistry, POSTECH,
Pohang University of Science and Technology, San 31, Hyojadong, Namgu, Pohang 790-784, South Korea*

Поступила в редакцию 10.09.2008 г.

На основании асимптотических представлений Дебая рассмотрена сходимость амплитуд парциальных волн Ми внутри микросферы из лазерной плазмы. Рассчитаны запасенная электромагнитная энергия и распределение электромагнитной энергии в микросфере оптического пробоя. Рассчитан радиус Дебая в зависимости от температуры коллапсирующей микросферы. Асимптотические оценки для амплитуд поверхностных парциальных волн и собственных частот могут быть использованы для расчета энергетических характеристик в оптическом и СВЧ-диапазоне внутри плазменных микросфер, осциллирующих микропузырьков газа в жидкости, а также плазменных микрорезонаторов.

Ключевые слова: микросфера, микрорезонатор, лазерная плазма, оптический пробой; *microsphere, microresonator, laser plasma, optical discharge.*

Введение

Оптический пробой (ОП), инициируемый полем острогофокусированного мощного лазерного излучения, является нелинейным эффектом, который сопровождается распространением ударных волн и фронтов ионизации с перекрытием фокального объема лазерного пучка за счет сильного поглощения и нелинейного рассеяния электромагнитного излучения на образовавшемся плазменном микроочаге [1]. ОП — это взрывной во времени, пороговый по плотности энергии процесс нарастания электронной концентрации под действием сфокусированного оптического поля, приводящий к образованию плазменной неоднородности размерами, большими размера иницирующего его фокального объема лазерного луча. Известен механизм, объясняющий движение плазменного фронта, который является световой детонацией при переходе детонационной волны в ударную после прекращения действия лазерного импульса, когда в процессе расширения плазмы существенную роль может играть ионизационный ореол [1].

Процесс возникновения и развития плазменной области зависит от значительного числа параметров, описывающих как пространственно временные характеристики лазерного излучения, так и свойства газового и аэрозольного компонентов атмосферы, и может быть охарактеризован пороговой интенсивностью ОП [2]. Пороговая интенсивность формирования очага лазерной плазмы ОП и спектр нелинейного рассеяния меняются в широких пределах в зависимости

от длины волны накачки, диаметра пучка, режима генерации, наличия химических примесей и иницирующих частиц субмикронного размера в фокальном объеме лазерной накачки и тем самым определяют широкий спектр прикладного использования явления ОП для детектирования химических веществ, регистрации аэрозольных и коллоидных частиц [1–5].

Проведенные эксперименты [5–9] показали, что очаг лазерной плазмы ОП имеет сферическую симметрию. Установлено, что формирование плазмы ОП в газовой фазе идет поэтапно [1]. На первом этапе происходит ионизация области фокального объема, при этом плазменный ступок оптического не активен из-за низкой концентрации электронов и ионов. Второй этап формирования плазмы ОП — это лавинное нарастание электронной и ионной концентрации плазмы и сферически симметричное смещение фронта ионизированного газа. Сферическая симметрия позволяет исследовать энергетические характеристики внутри [10, 11] и вне плазменной микросферы ОП [12–14] в рамках стационарной теории дифракции плоской электромагнитной волны на шаре с комплексным показателем преломления, известной как теория Ми.

При воздействии мощного лазерного излучения в диапазоне от видимого до дальнего инфракрасного задача динамики самосогласованного поля ОП внутри плазменного микроочага заметно осложняется необходимостью учета быстрого изменения во времени и пространстве внутренних электромагнитных полей очага ОП и его влияния на распределение рассеянного поля [1, 2]. Поглощение энергии лазерной накачки становится определяющим за счет изменения комплексного показателя преломления очага ОП, а рассеяние энергии лазерной накачки проявляется

* Михаил Владиславович Журавлев (jouravl@ Rambler.ru).

в экранировке падающего лазерного излучения за счет поверхностного слоя, определяемого радиусом Дебая.

Цель настоящей работы состоит в исследовании запасенной электромагнитной энергии и ее распределения внутри плазменного микроочага ОП, а также в рассмотрении сходимости амплитуд поверхностных парциальных волн внутри плазменной микросферы для обоснования корректности расчетов оптических полей внутри плазменной микросферы по рекуррентным алгоритмам [15–17].

Распределение энергии внутри плазменной сферы

Распределение электромагнитной энергии внутри сферического сгустка имеет вид [17–19]:

$$\langle B(r) \rangle = \frac{1}{8\pi(kr)^2} \sum_{n=1, \infty} \left\{ |d_n(\rho)|^2 \Psi_n^2(kr) + |c_n(\rho)|^2 \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{n(n+1)}{(kr)^2} \Psi_n^2(kr) + \Psi_n'^2(kr) \right] \right\}, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны падающего излучения; r – координата на радиальной оси сферы; $\Psi_n(kr)$ – функция Риккати–Бесселя первого рода (ФРБ); $c_n(\rho)$, $d_n(\rho)$ – амплитуды парциальных волн [15], которые рассмотрены ниже; $\rho = kr_0$ – параметр дифракции; r_0 – радиус сферы. Усредненная по времени и в объеме электромагнитная энергия, запасенная внутри сферического плазменного микроочага, имеет вид [20]:

$$W_a = \frac{3}{4} W_0 \sum_{n=1, \infty} \frac{2n+1}{(m\rho)^2 - (m\rho)^{*2}} \times \\ \times \left\{ \alpha_n \left[\frac{D_n^*(m\rho)}{(m\rho)} - \frac{D_n(m\rho)}{(m\rho)^*} \right] + \beta_n \left[\frac{D_n^*(m\rho)}{(m\rho)^*} - \frac{D_n(m\rho)}{(m\rho)} \right] \right\}, \quad (2)$$

где $W_0 = \frac{2}{3} \pi r_0^3 E_0^2 \varepsilon$, ε – диэлектрическая проницаемость среды; m – комплексный показатель преломления плазменной микросферы; E_0 – амплитуда падающей электромагнитной волны; $D_n(m\rho)$ – логарифмическая производная ФРБ, которая рассмотрена ниже; «*» – комплексное сопряжение. Коэффициенты α_n , β_n при логарифмических производных имеют вид

$$\alpha_n = \frac{m^2 + m^{*2}}{2} [md_n \Psi_n(m\rho)] [md_n \Psi_n(m\rho)]^* + \\ + mm^* [mc_n \Psi_n(m\rho)] [mc_n \Psi_n(m\rho)]^*; \quad (3)$$

$$\beta_n = \frac{m^2 + m^{*2}}{2} [mc_n \Psi_n(m\rho)] [mc_n \Psi_n(m\rho)]^* + \\ + mm^* [md_n \Psi_n(m\rho)] [md_n \Psi_n(m\rho)]^*. \quad (4)$$

Принимая во внимание сходимость амплитуд парциальных волн $c_n(\rho)$ и $d_n(\rho)$, по формулам (1)–(4)

можно вычислить пространственное распределение энергии и запасенную энергию в микросфере ОП.

Асимптотические оценки амплитуд парциальных волн

В монографиях [15, 16, 21, 22] были отмечены трудности вычислительного характера, связанные с неустойчивостью вычислений амплитуд парциальных волн Ми рекуррентными методами, в переходном интервале номеров парциальных мод и параметра дифракции ($m\rho \leq n \leq \rho$). При этом отмечалась необходимость построения асимптотических приближений для амплитуд парциальных волн для различных областей параметра дифракции и разных индексов парциальных волн [21–26]. Таким образом, для проведения корректных расчетов по формулам (1)–(4) необходимо получить асимптотические представления для амплитуд парциальных волн внутри плазменной микросферы ($|m| \leq 1$).

Амплитуды парциальных волн известны из теории Ми и имеют вид [15]:

$$c_n = m \frac{\Psi_n(\rho)}{\Psi_n(m\rho)} \left\{ \frac{D_n(\rho) - C_n(\rho)}{D_n(m\rho) - mC_n(\rho)} \right\}; \quad (5)$$

$$d_n = m \frac{\Psi_n(\rho)}{\Psi_n(m\rho)} \left\{ \frac{D_n(\rho) - C_n(\rho)}{mD_n(m\rho) - C_n(\rho)} \right\}, \quad (6)$$

где $D_n(\rho)$ и $C_n(\rho)$ – логарифмические производные ФРБ и ФРХ соответственно [15]:

$$D_n(\rho) = \frac{\Psi_n'(\rho)}{\Psi_n(\rho)}; \quad (7)$$

$$C_n(\rho) = \frac{\zeta_n'(\rho)}{\zeta_n(\rho)}, \quad (8)$$

$\zeta_n(\rho)$ – функция Риккати–Ханкеля (ФРХ).

Используем, в свою очередь, асимптотические приближения Дебая для ФРБ и ФРХ и их производных в интервале индексов амплитуд парциальных волн $n + 1/2 > \rho$, которые имеют вид [21, 23]:

$$\Psi_n(\rho) = \frac{1}{2} \frac{\exp(ipf_0)}{(i \sin \tau_0)^{1/2}}, \quad (9)$$

$$\Psi_n'(\rho) = \frac{1}{2} \exp(ipf_0) (i \sin \tau_0)^{1/2}; \quad (10)$$

$$\zeta_n(\rho) = i \frac{\exp(-ipf_0)}{(i \sin \tau_0)^{1/2}}, \quad (11)$$

$$\zeta_n'(\rho) = -i \exp(-ipf_0) (i \sin \tau_0)^{1/2}, \quad (12)$$

где

$$f_0 = \sin(\tau_0) - \tau_0 \cos(\tau_0), \quad (13)$$

а τ_0 – корень трансцендентного уравнения

$$\cos(\tau_0) = \frac{n + 1/2}{\rho}. \quad (14)$$

В интервале индексов парциальных волн $n + 1/2 < \rho$ асимптотические представления Дебая для ФРБ и ФРХ имеют вид [21, 23]:

$$\Psi_n(\rho) = \frac{\cos(\rho f_1 - \pi/4)}{(\sin \tau_1)^{1/2}}, \quad (15)$$

$$\Psi'_n(\rho) = \cos(\rho f_1 + \pi/4)(\sin \tau_1)^{1/2}; \quad (16)$$

$$\zeta_n(\rho) = \frac{\exp[-i(\rho f_1 - \pi/4)]}{(\sin \tau_1)^{1/2}}, \quad (17)$$

$$\zeta'_n(\rho) = \exp[-i(\rho f_1 + \pi/4)](\sin \tau_1)^{1/2}, \quad (18)$$

где

$$f_1 = \sin(\tau_1) - \tau_1 \cos(\tau_1), \quad (19)$$

τ_1 — корень трансцендентного уравнения

$$\cos(\tau_1) = \frac{n + 1/2}{m\rho}. \quad (20)$$

Представленные функции f_0 , f_1 , τ_0 , τ_1 являются неявными функциями от n на оси ρ . Рассматривая интервал $n < m\rho$ и выбирая соответствующие функции, получаем

$$\frac{\Psi_n(\rho)}{\Psi_n(m\rho)} = \frac{\cos(\rho f_0 - \pi/4)}{\cos(\rho f_1 - \pi/4)} \alpha^{-1/2}, \quad (21)$$

где

$$\alpha = \frac{\sin(\tau_0)}{\sin(\tau_1)}. \quad (22)$$

Логарифмические производные ФРБ и ФРХ имеют вид

$$C_n(\rho) = -i \sin(\tau_0); \quad (23)$$

$$D_n(\rho) = \frac{\cos(\rho f_0 + \pi/4)}{\cos(\rho f_0 - \pi/4)} \sin(\tau_0), \quad (24)$$

$$D_n(m\rho) = \frac{\cos(\rho f_1 + \pi/4)}{\cos(\rho f_1 - \pi/4)} \sin(\tau_1). \quad (25)$$

Подставляя формулы (21)–(25) в (5), (6), получаем асимптотический вид амплитуд парциальных волн внутри плазменной микросферы:

$$c_n = \alpha^{-1/2} m \times \frac{\cos(\rho f_0 + \pi/4) \sin(\tau_0) + i \sin(\tau_0) \cos(\rho f_0 - \pi/4)}{\cos(\rho f_1 + \pi/4) \sin(\tau_1) + i m \sin(\tau_0) \cos(\rho f_1 - \pi/4)}; \quad (26)$$

$$d_n = \alpha^{-1/2} m \times \frac{\cos(\rho f_0 + \pi/4) \sin(\tau_0) + i \sin(\tau_0) \cos(\rho f_0 - \pi/4)}{m \cos(\rho f_1 + \pi/4) \sin(\tau_1) + i \sin(\tau_0) \cos(\rho f_1 - \pi/4)}. \quad (27)$$

При этом следует отметить, что зависимость амплитуд парциальных волн (26), (27) от номера и параметра дифракции носит осциллирующий характер без характерного затухания. Приравнивая знаменатели в (26), (27) к нулю, получаем характеристиче-

ские уравнения для определения собственных частот амплитуд парциальных волн в виде

$$\cos(\rho f_1 + \pi/4) \sin(\tau_1) + i m \sin(\tau_0) \cos(\rho f_1 - \pi/4) = 0 \quad (28)$$

для ТЕ (transverse electric) парциальной волны и

$$m \cos(\rho f_1 + \pi/4) \sin(\tau_1) + i \sin(\tau_0) \cos(\rho f_1 - \pi/4) = 0 \quad (29)$$

для ТМ (transverse magnetic) парциальной волны.

Решение приведенных трансцендентных уравнений, не содержащих специальные функции, дает первое приближение корня, значение которого уточняется с помощью методов дихотомии, Ньютона или золотого сечения. Рассматривая интервал для номеров амплитуд парциальных волн в переходной области $m\rho < n < \rho$, имеем

$$\frac{\Psi_n(\rho)}{\Psi_n(m\rho)} = 2 \frac{\cos(\rho f_0 - \pi/4)}{\exp(i\rho f_1)} \left(\frac{i \sin(\tau_1)}{\sin(\tau_0)} \right)^{1/2}; \quad (30)$$

$$c_n = 2 \frac{\cos(\rho f_0 + \pi/4) \sin(\tau_0) + i \sin(\tau_0) \cos(\rho f_0 - \pi/4)}{i(\sin(\tau_1) + m \sin(\tau_0))} \times \left(\frac{i \sin(\tau_1)}{\sin(\tau_0)} \right)^{1/2} \exp(-i\rho f_1); \quad (31)$$

$$d_n = 2 \frac{\cos(\rho f_0 + \pi/4) \sin(\tau_0) + i \sin(\tau_0) \cos(\rho f_0 - \pi/4)}{i(m \sin(\tau_1) + \sin(\tau_0))} \times \left(\frac{i \sin(\tau_1)}{\sin(\tau_0)} \right)^{1/2} \exp(-i\rho f_1). \quad (32)$$

Далее, полагая $\cos(\tau_1) = \text{ch}\theta_1$ и $\sin(\tau_1) = -i \text{sh}\theta_1$, показатель экспоненты в амплитудах парциальных волн оказывается вещественным, больше нуля:

$$-i\rho f_1 = \rho(\theta_1 \text{ch}\theta_1 - \text{sh}\theta_1) = \eta_1 > 0,$$

что соответствует расходимости ряда. Следует отметить, что рассматриваемый интервал соответствует амплитудам парциальных волн с локализацией в поверхностном слое микросферы (поверхностный плазмон или моды Фрелиха [12, 14], поверхностные волны [15]). Для более точного представления о поведении парциальных амплитуд поверхностных волн необходимо использовать несколько членов асимптотического ряда Дебая [27, 28], либо асимптотические приближения для бесселевых функций, полученные В.А. Фоком [29], либо равномерные разложения Эйри. Собственные частоты для поверхностных парциальных волн определяются из следующих трансцендентных уравнений:

$$\sin(\tau_1) + m \sin(\tau_0) = 0 \quad (33)$$

для ТЕ парциальной волны,

$$m \sin(\tau_1) + \sin(\tau_0) = 0 \quad (34)$$

для ТМ парциальной волны и

$$\sin(\tau_0) = 0. \quad (35)$$

Рассматривая интервал $n > \rho$, имеем

$$\frac{\psi_n(\rho)}{\psi_n(m\rho)} = \left(\frac{\sin(\tau_1)}{\sin(\tau_0)} \right)^{1/2} \exp[ip(f_0 - f_1)]. \quad (36)$$

Далее логарифмические производные ФРБ и ФРХ можно записать в виде

$$D_n(\rho) = i \sin(\tau_0); \quad (37)$$

$$C_n(\rho) = -i \sin(\tau_0) \quad (38)$$

и амплитуды парциальных волн в виде

$$c_n = m \left(\frac{\sin(\tau_1)}{\sin(\tau_0)} \right)^{1/2} \frac{2 \sin(\tau_0)}{\sin(\tau_1) + m \sin(\tau_0)} \exp[ip(f_0 - f_1)]; \quad (39)$$

$$d_n = m \left(\frac{\sin(\tau_1)}{\sin(\tau_0)} \right)^{1/2} \frac{2 \sin(\tau_0)}{m \sin(\tau_1) + \sin(\tau_0)} \exp[ip(f_0 - f_1)]. \quad (40)$$

В результате получаем

$$ipf_0 = \rho(\theta_0 \operatorname{ch} \theta_0 - \operatorname{sh} \theta_0) = \eta_0 < 0 \text{ и } \eta_1 - \eta_0 > 0,$$

что показывает расходимость и в этом интервале номеров амплитуд парциальных волн и параметра дифракции. Таким образом, показана расходимость ряда Ми при $|m| \leq 1$ в интервалах $m\rho < n < \rho$ и $n > \rho$. Амплитуды парциальных волн (31), (32), (39), (40), при вычислении распределения энергии и запасенной энергии по формулам (1)–(4), домножаются на функцию Риккати–Бесселя, что и обеспечивает сходимость сумм (1)–(4).

Радиус Дебая в микросфере из лазерной плазмы

Формирование сферического плазменного очага ОП определяется присутствием субмикронных аэрозольных частиц или ионов (ядер конденсации) во взвешенном состоянии в газовой фазе [1, 2]. Под воздействием лазерного излучения они формируют первичные, или затравочные, электроны для образования облака ионизации в фокальном объеме лазерной накачки. Поэтому можем пренебречь малой пространственной неоднородностью в центре сферического плазменного микроочага. Поверхностная пространственная оптическая неоднородность микроочага ОП будет определяться радиусом Дебая или радиусом экранирующего слоя плазменной микросферы, имеющим вид [30]:

$$R_D = \left(\frac{k_B T}{m_e \omega_p^2} \right)^{1/2}, \quad (41)$$

где m_e – масса электрона; k_B – постоянная Больцмана; T – температура, К. Для вычисления радиуса Дебая использована модель Лоренца, в которой плазменная частота имеет вид [30]:

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi N_e e^2}{m_e}, \quad (42)$$

где e – заряд электрона; N_e – плотность свободных электронов в плазменной сфере, определяемая следующей оценкой [30]:

$$N_e^2 = 2N_0^2 \left(\frac{2\pi m_e k_B}{h^2} \right)^{3/2} T^{3/2} \exp\left(-\frac{I}{k_B T}\right). \quad (43)$$

Здесь h – постоянная Планка; N_0 – число затравочных электронов; I – энергия ионизации (в случае существования в фокальном объеме лазерной накачки затравочных субмикронных металлических частиц I – работа выхода). Начальное число $N_0 \geq N_{\min}$, где N_{\min} – минимальная пороговая плотность электронов; $N_{\min} \cong 1/V_f$, где V_f – фокальный объем лазерной накачки. При $V_f \cong 10^{-7} \text{ см}^3$ соответствующая величина составляет 10^7 см^{-3} [3–5].

Обсуждение результатов и выводы

На рис. 1 представлена зависимость относительной энергии W_a/W_0 , запасенной в плазменной микросфере, от параметра дифракции, рассчитанная по формулам (2)–(4).

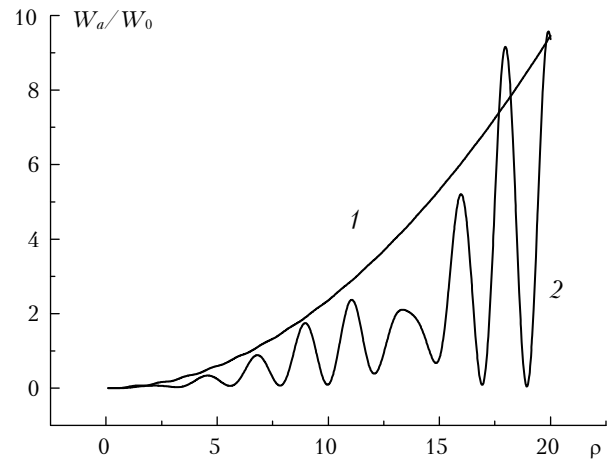


Рис. 1. Зависимость относительной энергии W_a/W_0 , запасенной внутри плазменной сферы, от параметра дифракции, $m = 0,7 - i \cdot 0,45$ (кривая 1), $m = 0,7 - i \cdot 10^{-3}$ (2)

Расчеты произведены для $m = 0,7 - i \cdot 0,45$ (кривая 1) и для $m = 0,7 - i \cdot 10^{-3}$ (кривая 2), длина волны накачки $\lambda = 0,532 \text{ мкм}$ [6]. Кривая 2 показывает, что при коллапсе или сжатии плазменной микросферы ОП энергия, запасенная внутри, испытывает осцилляции и может существенно возрастать при уменьшении параметра дифракции. Таким образом, показано существование экстремумов запасенной энергии в плазменной микросфере в зависимости от параметра дифракции.

Уменьшение относительной энергии W_a/W_0 плазменной микросферы при уменьшении параметра дифракции (в свою очередь радиуса микросферы) приводит к переизлучению запасенной энергии в объеме микросферы ОП в видимом и ИК участках спектра, которое может быть индикационной характеристикой процесса взаимодействия лазерного излучения с веществом.

На рис. 2 представлены зависимости распределения энергии $\langle B(r) \rangle$ внутри плазменной сферы вдоль радиуса, вычисленные по формулам (1), (5), (6).

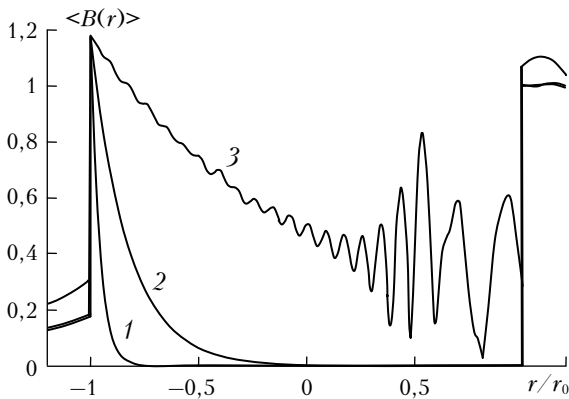


Рис. 2. Распределение энергии $\langle B(r) \rangle$ внутри плазменной микросферы вдоль радиальной оси для: $m = 0,7 - i \cdot 0,45$ (кривая 1), $m = 0,7 - i \cdot 0,1$ (2), $m = 0,7 - i \cdot 10^{-3}$ (3), радиус плазменной сферы $r_0 = 4,6$ мкм, длина волны накачки $\lambda = 0,532$ мкм

Расчеты произведены для $m = 0,7 - i \cdot 0,45$ (кривая 1), $m = 0,7 - i \cdot 0,1$ (кривая 2), $m = 0,7 - i \cdot 10^{-3}$ (кривая 3), радиус плазменной сферы $r_0 = 4,6$ мкм, длина волны накачки $\lambda = 0,532$ мкм [6]. Кривые 1 и 2 показывают, что энергия в плазменной микросфере концентрируется в тонком поверхностном слое в освещенной полусфере, а кривая 3 демонстрирует осцилляции распределения энергии вдоль главного диаметра микросферы. Для кривой 3 на рис. 3 построено пространственное распределение $\langle B(r) \rangle$, которое показывает, что пространственные осцилляции энергии располагаются в теневой полусфере, при этом существуют пространственные поверхностные максимумы распределения энергии, определяемые

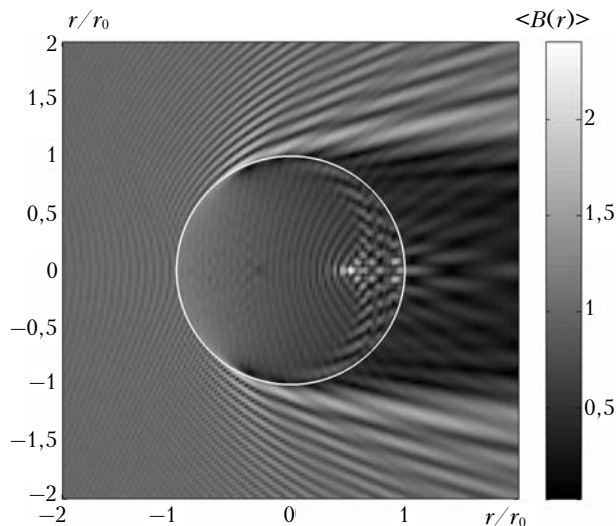


Рис. 3. Пространственное распределение энергии $\langle B(r) \rangle$ внутри плазменной микросферы, вычисленное по теории Ми [15]; расчеты произведены для $m = 0,7 - i \cdot 10^{-3}$; радиус плазменной сферы $r_0 = 4,6$ мкм, длина волны накачки $\lambda = 0,532$ мкм

распределением амплитуд парциальных волн (5), (6), (26), (27), (31), (32) внутри плазменной микросферы ОП и резонансными значениями параметра дифракции, определяемыми по формулам (28), (29), (33), (34).

На рис. 3 показана концентрация энергии в приповерхностном слое микросферы в виде «photonic jet». Поверхностная концентрация энергии, показанная на кривых 1 и 2 на рис. 2 и 3, является весьма важной для практического использования измеренных характеристик светорассеяния и энергетических характеристик внутри плазменной сферы, поскольку затрагивает физически важный случай существования слоя Дебая, экранирующего лазерное излучение [30].

На рис. 4 и 5 показаны зависимости радиуса Дебая R_D (41) и электронной плотности N_e (43) от температуры плазменной микросферы соответственно.

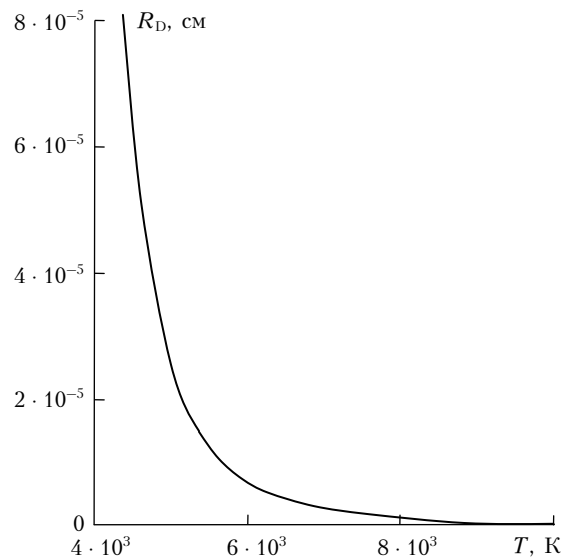


Рис. 4. Зависимость радиуса Дебая R_D от температуры T расширяющейся плазменной микросферы ОП

Для оценок R_D и N_e использованы следующие параметры [6]: $Z = 1$ (однократная ионизация), энергия ионизации $I = 13,6$ эВ, $N_0 = 3 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$. При росте температуры, которая определяет рост электронной концентрации до $N_e \approx 7 \cdot 10^{20}$ см $^{-3}$, радиус Дебая для плазменной сферы быстро уменьшается. Следовательно, при возрастании температуры на конечном этапе расширения плазменной сферы радиусом Дебая можно пренебречь, хотя на начальных этапах развития микроочага ОП, как показывает расчет (рис. 4), его необходимо учитывать.

Таким образом, принимая во внимание рис. 2 (кривые 1, 2) и рис. 4, можно полагать, что для описания процесса рассеяния лазерного излучения на плазменной микросфере необходимо учитывать поверхностный внешний слой. При этом необходимо учитывать толщину внешнего слоя, определяемую распределением внутренней энергии (см. рис. 2, кривая 1), радиус Дебая экранирующего слоя и соответствующую плазменную частоту ω_p или критическую плотность N_0 . При возбуждении парциальных

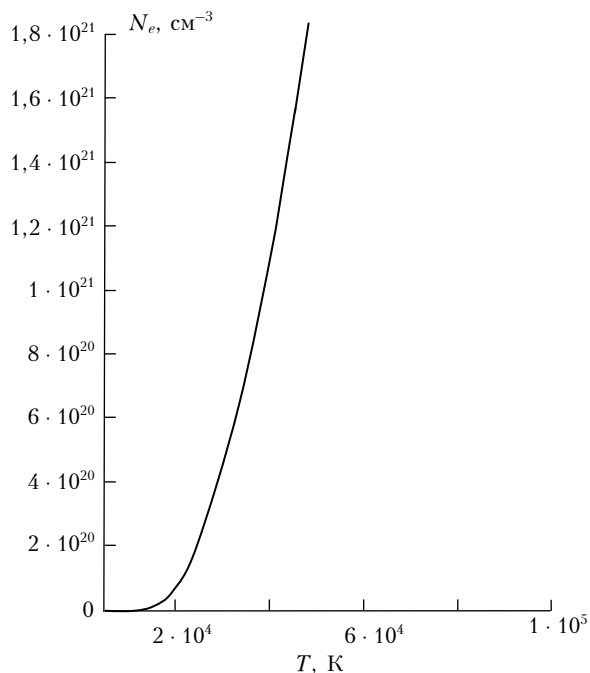


Рис. 5. Зависимость электронной концентрации N_e от температуры T расширяющейся плазменной микросферы ОП

волн с собственными частотами $\omega \leq \omega_p$ энергия будет концентрироваться внутри сферы, а уменьшение запасенной энергии, в результате коллапса плазменной микросферы, происходит за счет переизлучения. Повышением добротности поверхностных парциальных волн микросферы за счет отражающего поверхностного слоя Дебая можно объяснить появление сильных пиков и модуляцию отраженного лазерного излучения [1]. Приведенные формулы (41)–(43) позволяют определить критическую концентрацию электронов N_0 и температуру в микроочаге ОП, определяющую условие экранирования падающего лазерного излучения.

Следует отметить, что формулы (32)–(40) могут быть использованы для описания ОП в плазменных микрорезонаторах, поверхность которых составляет экранирующий слой Дебая, запирающий внутри микросферы излучение с частотами $\omega \leq \omega_p$, что существенно расширяет область приложения данного исследования.

Примечательным обстоятельством является то, что полученные асимптотические представления амплитуд парциальных волн внутри сферы (26), (27), (31), (32), (39), (40) позволяют вычислять и производить тестовые оценки интегральных коэффициентов перекрытия парциальных волн и собственных частот внутри нелинейных микросфер, которые играют основную роль в решении многочисленных задач нелинейной оптики аэрозоля, микрорезонаторов и распределенных плазменных сред (комбинационное рассеяние, лазерная генерация), поскольку они входят в интегральные коэффициенты взаимодействия волн, вычисление которых особенно затруднительно без упрощения вида амплитуд и собственных мод [18].

Асимптотические оценки собственных частот и амплитуд парциальных поверхностных волн можно применить в методах по определению радиуса и газового состава плазменной микросферы по спектру рассеяния лазерной накачки [15]. Результаты работы могут быть использованы для развития методов дистанционного спектроскопического анализа аэрозольного и газового компонентов атмосферы, при исследовании крупных сферических областей ОП, формирующихся в окрестности каждой затравочной субмикронной аэрозольной частицы, и для повышения чувствительности оптических методов визуализации при подсчете субмикронных и микронных частиц.

Приведенные в статье численные расчеты выполнены по разработанным автором программам на FORTRAN и «Matlab».

1. Копытин Ю.Д., Сорокин Ю.М., Скрипкин А.М., Белов Н.Н., Букатый В.И. Оптический разряд в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1990. 159 с.
2. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. Новосибирск: Наука. 1984. 185 с.
3. Белов Н.Н. Энергия импульса излучения ($\lambda = 1,06$ мкм), пороговая для развития оптического разряда в аэрозоле из частиц корунда // Ж. техн. физ. 1989. Т. 59. Вып. 9. С. 191–193.
4. Белов Н.Н., Дубровский В.Ю., Косырев Ф.К., Мотыгин В.А., Негин А.Е., Иорданский М.А., Костролин В.Е. Нелинейное рассеяние и самофокусировка лазерного излучения в аэрозоле // Квант. электрон. 1985. Т. 12. № 8. С. 1741–1743.
5. Белов Н.Н. Оптический пробой в острофокусированных пучках // Квант. электрон. АН Украинской ССР, Ин-т полупроводников. 1990. Вып. 39. С. 33–38.
6. Wang C.C., Davis L.I. New observation of Dielectric breakdown in air induced by a focused Nd³⁺-glass laser with various pulse widths // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 26. N 14. P. 822.
7. Korobkin V.V., Alcock A.J. Self-focusing effects associated with laser-induced air breakdown // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 21. N 21. P. 1433–1436.
8. Hsieh W.-F., Zheng J.-B., Chang R.K. Transmission through plasma created by laser-induced breakdown of water droplets // Opt. Lett. 1989. V. 14. N 18. P. 1014–1016.
9. Parfeniuk D., Ng A., Dasilva L., Celliers P. Reflectivity of shocked solid surface // Opt. Commun. 1986. V. 56. N 6. P. 425–429.
10. Баев С.Ю., Белов Н.Н. Индикатриса рассеяния и распределения оптического поля в объеме расширяющегося сгустка лазерной плазмы // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 76. № 1. С. 30–32.
11. Ruppin R. Electromagnetic energy in dispersive spheres // J. Opt. Soc. Amer. A. 1998. V. 15. N 2. P. 524–527.
12. Frolich H., Pelzer H. Plasma oscillation and energy loss of charged particles in solids // Proc. Phys. Soc. Lond. A. 1955. V. 68. P. 525–529.
13. Yildiz A. Scattering of plane plasma waves from a plasma sphere // Nuovo cim. 1963. V. 30. N 10. P. 1182–1207.
14. Fuchs R., Kliewer K.L. Optical modes of vibration in an ionic crystals sphere // J. Opt. Soc. Amer. 1968. V. 58. N 3. P. 319–330.
15. Bohren C.F., Huffman D.R. Absorption and scattering of light by small particles. A Wiley-Interscience Publication. Singapore: John Wiley&Sons, 1983. P. 530.

16. Дейрменджан Д. Рассеяние света электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 164 с.
17. Пришивалко А.П. Оптические и тепловые поля внутри светорассеивающих частиц. Минск: Наука и техника, 1983. 190 с.
18. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Зуев В.Е., Кабанов А.М., Погодаев В.А. Нелинейная оптика атмосферного аэрозоля. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 260 с.
19. Lai H.M., Leung P.O., Poon K.L., Young K. Characterization of the internal energy density in Mie scattering // J. Opt. Soc. Amer. A. 1991. V. 8. N 10. P. 1553–1558.
20. Bott A., Zdunkowski W. Electromagnetic energy within dielectric spheres // J. Opt. Soc. Amer. A. 1987. V. 4. N 8. P. 1361–1365.
21. Шифрин К.С. Рассеяние света в мутной среде. М.; Л., 1951. 272 с.
22. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1961. 536 с.
23. Roll G., Kaiser T., Schweiger G. Eigenmodes of spherical dielectric cavities: coupling of internal and external rays // J. Opt. Soc. Amer. A. 1999. V. 16. N 4. P. 882–895.
24. Barton J.P. Electromagnetic-field calculations for a sphere illuminated by a higher-order Gaussian beam. I. Internal and near-field effects // Appl. Opt. 1997. V. 36. N 6. P. 1303–1311.
25. Benincasa D.S., Barber P.W., Zhang J.-Z., Hsieh W.-F., Chang R.K. Spatial distribution of the internal and near-field intensities of large cylindrical and spherical scatterers // Appl. Opt. 1987. V. 26. N 7. P. 1348–1356.
26. Chang S. Internal electromagnetic energy within a dielectric sphere in a plane-polarized TEM₀₀ laser beam // J. Opt. Soc. Amer. B. 1989. V. 6. N 7. P. 1332–1338.
27. Макаров Г.И., Осипов А.В. Об асимптотических представлениях Дебая для цилиндрических функций // Вестн. ЛГУ. 1987. Сер. 4. Вып. 2. № 11. С. 47–52.
28. Li R., Han X., Jiang H., Ren K.F. Debye series of normally incident plane-wave scattering by an infinite multilayered cylinder // Appl. Opt. 2006. V. 45. N 24. P. 6255–6261.
29. Фок В.А. Новое асимптотическое выражение для Бесселевых функций // Докл. АН СССР. 1934. Т. 1. № 3. С. 97–99.
30. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Физматгиз, 1960. 539 с.

M.V. Jouravlev. Energy characteristics of discharge in laser plasma microsphere.

On the basis of Debye's asymptotic representation of the spherical eigenmodes in the Mie theory of scattering by a plasma microsphere, the electromagnetic energy characteristics of the laser plasma discharge in microsphere are considered. In this representation, the stored electromagnetic energy and the spatial energy distribution inside the laser plasma microspheres are calculated, and the dependence of Debye's radius of the plasma microsphere on the temperature is determined. The results can be employed for the determination of energy characteristics of oscillating gas bubbles in liquids, collapsed plasma microspheres and laser plasma microresonators.