

Особенности формирования оптического поля прозрачной сферической частицы при облучении ее ультракоротким амплитудно-модулированным пространственно-ограниченным лазерным пучком

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов, Е.К. Панина*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 2.06.2008 г.

Рассмотрены особенности формирования оптического поля внутри микронной слабопоглощающей сферической диэлектрической частицы при освещении ее ограниченным в пространстве гауссовским пучком с временным режимом в виде одиночного моноимпульса и цуга ультракоротких лазерных импульсов. Установлено, что эффективность передачи энергии падающего излучения в заданный высокодобротный собственный резонанс частицы при освещении ее фокусированным световым пучком существенным образом зависит от скважности следования импульсов в цуге и глубины линейной частотной модуляции каждого импульса. Исследован вопрос о влиянии геометрии облучения частицы излучением и количества импульсов в цуге на временное поведение внутреннего поля частицы и его пиковой интенсивности.

Ключевые слова: микронная слабопоглощающая сферическая частица, гауссовский пучок, одиночный моноимпульс, цуг ультракоротких лазерных импульсов.

Введение

Большое число опубликованных за последнее время научных исследований, посвященных использованию прозрачных частиц микронного размера для лазерной генерации [1], оптической фильтрации излучения [2], спектроскопии аэрозолей [3], а также оптической микроэлектроники [4], указывает на неослабевающий интерес к уникальным свойствам сферических микрорезонаторов, обладающих целым спектром резонансных электромагнитных мод (моды «шепчущей галереи» – МШГ).

МШГ характеризуются чрезвычайно высокой добротностью ($> 10^5$), узким спектральным контуром, достаточно большими временами жизни (порядка наносекунд) и высокой степенью локализации оптического поля вблизи поверхности резонатора. Собственные частоты МШГ определяются размером микрочастицы и ее оптическими свойствами. При этом проблема наиболее эффективного резонансного оптического возбуждения таких микрорезонаторов по-прежнему активно обсуждается в литературе [5–7].

Известно, что для резонансного возбуждения внутреннего оптического поля в частице необходимо выполнение определенного условия, при котором частота падающей световой волны должна совпа-

дать с частотой какой-либо собственной моды частицы. При этом пространственно-временное распределение определяется полем возбужденной моды. Для повышения эффективности работы частиц-микрорезонаторов необходимо создание оптимальных условий возбуждения, что достигается, главным образом, наиболее точной настройкой на резонанс. Применение лазерных импульсов сверхкороткой длительности порядка пико- и фемтосекунд за счет их более широкого частотного спектра позволяет значительно облегчить настройку на резонанс, а следовательно, повысить эффективность возбуждения внутреннего поля частицы [8].

Вопрос об эффективном возбуждении электромагнитных резонансных мод в сферической частице рассматривался ранее как теоретически [5], так и экспериментально [6, 7]. Так, в работе [5] проведено численное моделирование резонансного возбуждения внутреннего оптического поля прозрачных сферических микрочастиц при облучении их цугом ультракоротких лазерных импульсов. Показано, что оптимальная настройка падающего излучения на заданный высокодобротный резонанс частицы может быть осуществлена с помощью варьирования скважности следования импульсов в цуге в комбинации с линейной частотной модуляцией каждого импульса (чирпирование).

Не последнюю роль в этом процессе играет и геометрия облучения частицы. Действительно, при освещении сферической частицы широким (по сравнению с ее диаметром) лазерным пучком, или

* Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Екатерина Константиновна Панина (pek@iao.ru).

плоской волной, единственным условием получения резонансных конфигураций внутреннего оптического поля является выполнение определенного соотношения между значением дифракционного параметра частицы и ее показателем преломления. Поскольку ширина идеальной плоской волны в пространстве бесконечна, в ее составе с большой долей вероятности найдутся пространственные гармоники для возбуждения в частице соответствующих мод оптического поля. Однако именно вследствие своей бесконечной протяженности плоская волна является наименее эффективным возбуждающим источником, поскольку и энергия ее бесконечна. На практике [9, 10], как правило, имеют дело не с плоскими волнами, а с сфокусированными пучками, диаметр фокальной перетяжки которых сравним или меньше размера частицы-микрорезонатора. Пространственная структура оптического поля внутри частицы в этом случае отлична от случая возбуждения ее плоской волной, особенно при использовании цуга ультракоротких импульсов.

Данные вопросы, по нашим сведениям, пока еще не рассматривались в научной литературе, и поэтому целью настоящей работы является теоретическое изучение временной динамики оптического поля внутри микронной сферической частицы малого поглощения при освещении ее ограниченным в пространстве гауссовским пучком с временным режимом в виде одиночного моноимпульса и цуга ультракоротких лазерных импульсов. Мы воспользуемся результатами обобщенной теории Ми с учетом нестационарности формирования оптических полей в окрестности частицы для исследования вопроса о наиболее эффективных режимах возбуждения резонансных электромагнитных мод частиц частотно-импульсным излучением при вариации его временных параметров и различной геометрии облучения частиц.

Структура оптических полей при облучении сферической микрочастицы монохроматическим пространственно-ограниченным световым пучком

Кратко рассмотрим основные результаты *обобщенной теории Ми* [11, 12], описывающей упругое рассеяние на сферической микрочастице монохроматического лазерного излучения, представляющего собой ограниченный в пространстве сфокусированный световой пучок с гауссовским поперечным профилем интенсивности и размером перетяжки, сравнимым с диаметром частицы.

При описании дифракции плоских электромагнитных волн на диэлектрической сфере используется, как известно, классическая теория Ми. В случае же не плоских волн, а ограниченных в пространстве световых пучков с произвольным по сечению распределением интенсивности, также можно воспользоваться результатами данной теории, если предварительно обобщить ее на данный класс пучков. Центральным моментом обобщенной теории Ми

является представление электромагнитного поля падающего на частицу светового пучка в виде разложения по парциальным волнам (сферическим гармоникам), подобно тому, как это выполняется для плоской волны. В результате возникают два набора комплексных коэффициентов $(g_n^m)_{TE}$ и $(g_n^m)_{TH}$, описывающих амплитуду и фазу каждой парциальной волны и называемых коэффициентами формы пучка (КФП) для парциальных волн TE- и TH-поляризации соответственно [13]. Значение данных коэффициентов не зависит от пространственных координат, а определяется только конкретным профилем пучка и геометрией его падения на частицу.

В терминологии Дэвиса (см., например, [11, 14]) электромагнитное поле сфокусированного гауссовского светового пучка (монохроматическое излучение) записывается в виде разложения по ортогональной системе пространственных функций в сферической системе координат – векторным сферическим гармоникам. Введем декартовую систему координат $(x'y'z')$, центр которой расположим в середине фокальной перетяжки пучка с полушириной ω_0 (рис. 1).

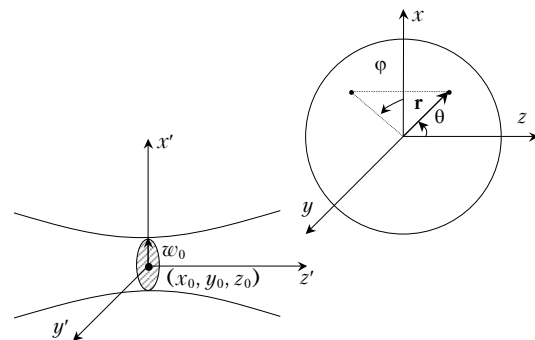


Рис. 1. Схема расположения координатных систем в задаче о дифракции сфокусированного светового пучка на сферической частице

Предположим, что линейно поляризованный (вдоль оси x) гауссовский пучок распространяется вдоль оси z' . Вторая система координат (xyz) обычно связывается с центром сферической частицы и используется для проведения разложения по парциальным волнам. Положение начала координатной системы $(x'y'z')$ относительно центра координат (xyz) характеризуется набором координат (x_0, y_0, z_0) .

Выражение для внутреннего электрического поля частицы в этом случае представляет собой обобщенный аналог соответствующей записи для поля рассеянной на частице плоской волны [15] с учетом модификации амплитудных коэффициентов c_n, d_n соответствующими КФП и записывается следующим образом:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = E_0 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n R_n \{ C_{nm} \mathbf{M}_{nm}^{(1)}(\mathbf{r}) - i D_{nm} \mathbf{N}_{nm}^{(1)}(\mathbf{r}) \}, \quad (1)$$

где

$$R_n = i^n \frac{2n+1}{n(n+1)}, \quad \mathbf{M}_{nm}^{(1)}(\mathbf{r}), \quad \mathbf{N}_{nm}^{(1)}(\mathbf{r})$$

– сферические вектор-гармоники;

$$\mathbf{r} = (\mathbf{e}_r r + \mathbf{e}_\theta \theta + \mathbf{e}_\varphi \varphi)$$

— радиус-вектор в сферической системе координат (см. рис. 1);

$$C_{nm} = c_n (g_n^m)_{\text{ТН}}, \quad D_{nm} = d_n (g_n^m)_{\text{ТЕ}}$$

— обобщенные амплитуды парциальных волн, связанные с коэффициентами Ми для плоской волны c_n , d_n (здесь используются обозначения из работы [15]).

В свою очередь, коэффициенты формы пучка $(g_n^m)_{\text{ТЕ}}$ и $(g_n^m)_{\text{ТН}}$ находятся как двумерные интегралы от радиальных составляющих электрического $E_r = (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{E})$ и магнитного $H_r = (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{H})$ полей исходного светового пучка:

$$\begin{aligned} (g_n^m)_{\text{ТЕ}} &= -\frac{c}{4\pi E_0} (i^{n-1}) \frac{(kr)^2 (n-|m|)!}{\psi_n(kr) (n+|m|)!} \times \\ &\times \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi F_n^{|m|}(\cos\theta) e^{-im\varphi} H_r(\theta, \varphi), \\ (g_n^m)_{\text{ТН}} &= -\frac{c}{4\pi E_0} (i^{n-1}) \frac{(kr)^2 (n-|m|)!}{\psi_n(kr) (n+|m|)!} \times \\ &\times \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi F_n^{|m|}(\cos\theta) e^{-im\varphi} E_r(\theta, \varphi), \end{aligned} \quad (2)$$

где c — скорость света в вакууме.

Отметим, что вычисление КФП для конкретного типа пучков представляет собой самостоятельную задачу и рассматривается, например, в работах [13, 16–18]. Для справки приведем выражения для КФП в случае падения на частицу слабофокусированного пучка гауссовского поперечного профиля, электрическое поле которого в области фокальной перетяжки имеет следующий вид:

$$\mathbf{E}(x, y, z) = E_0 \mathbf{e}_x \exp\left\{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{w_0^2} - ik(z-z_0)\right\}. \quad (3)$$

В рамках 1-го порядка (по параметру $s = w_0/L_D$) аппроксимации Дэвиса [19] получим выражение для радиальной составляющей электрического поля гауссовского пучка:

$$\begin{aligned} E_r &= E_0 i Q_\zeta \exp(ikz_0) \exp(-ikr \cos\theta) \times \\ &\times \exp(-s k r \sin\theta)^2 i Q_\zeta \exp(-i Q_\zeta (\xi_0^2 + \eta_0^2)) \times \\ &\times \exp(2s i Q_\zeta k r \sin\theta (\xi_0 \cos\varphi + \eta_0 \sin\varphi)) \times \\ &\times [\sin\theta \cos\varphi (1 - 2s^2 k r Q_\zeta \cos\theta) + 2s \xi_0 Q_\zeta \cos\theta]. \end{aligned} \quad (4)$$

Выражение для H_r имеет аналогичный вид при следующих заменах в последней строчке формулы (4): $\cos\varphi \rightarrow \sin\varphi$ и $\xi_0 \rightarrow \eta_0$. Тогда КФП выражаются как

$$\begin{aligned} (g_{nm})_{\text{ТН}} &= \frac{1}{2} (-is)^{|m|-1} \exp\{-\xi_0^2 + \eta_0^2\} \times \\ &\times \frac{(\xi_0 - i\eta_0)^{|m|-1}}{(m-1)!} \left[1 - 2iskr_0 \zeta_0 \left(m - (\xi_0^2 + \eta_0^2)\right)\right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь введены безразмерные переменные:

$$\xi_0 = x_0/w_0, \quad \eta_0 = y_0/w_0, \quad \zeta_0 = z_0/L_D; \quad L_D = kw_0^2$$

— длина дифракции пучка радиуса w_0 ;

$$Q_\zeta^{-1} = (i + 2(\zeta - \zeta_0)).$$

При этом справедливы соотношения взаимности между коэффициентами [19]:

$$\begin{aligned} (g_{nm}(\xi_0, \eta_0))_{\text{ТЕ}} &= (-i)^m (g_{nm}(\eta_0, -\xi_0))_{\text{ТН}}, \quad m \geq 0; \\ (g_{n(-m)}(\xi_0, \eta_0))_{\text{ТЕ}} &= -(g_{nm}(\xi_0, -\eta_0))_{\text{ТЕ}}. \end{aligned}$$

Соответственно для плоской волны (линейно поляризованной вдоль оси x), поскольку $E_r = E_x \sin\theta \cos\varphi$ и $H_r = H_y \sin\theta \sin\varphi$, все КФП равны нулю, кроме двух пар:

$$(g_{n(\pm 1)})_{\text{ТЕ}} = 1/2 \quad \text{и} \quad (g_{n(\pm 1)})_{\text{ТН}} = \mp(i/2).$$

В качестве примера использования обобщенной теории Ми на рис. 2 показано рассчитанное по выражениям (1)–(5) пространственное распределение относительной интенсивности оптического поля

$$B(\mathbf{r}) = (\mathbf{E}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}^*(\mathbf{r}))/E_0^2$$

(фактор неоднородности поля) в окрестности прозрачной водной капли радиусом $a_0 = 10$ мкм при падении на нее монохроматического гауссовского пучка, имеющего радиус перетяжки $w_0 = a_0/4$ и направленного в центр $\xi_0 = 0$ и в край частицы $\xi_0 = 1$. Коэффициент преломления воды n_a был выбран равным 1,33, что при длине волны излучения $\lambda_0 = 800$ нм дало значение параметра дифракции (параметра Ми) частицы

$$x_a = 2\pi a_0/\lambda_0 = 78,5.$$

Профили интенсивности приведены в плоскости xz , проходящей через центр капли (экваториальная плоскость частицы).

Из рис. 2 видно, что в зависимости от геометрии освещения капли лазерным пучком изменяется и сам характер пространственного распределения оптического поля. Если говорить о поле внутри капли, которое и будет рассматриваться в дальнейшем, то увеличение прицельного параметра пучка (в данной конфигурации — это параметр ξ_0) приводит, прежде всего, к скользящему распространению части светового пучка в частице и формированию ярко выраженного приповерхностного поля. При этом центральная область капли остается «темной». В отличие от этого случая, центральное падение излучения (когда $\xi_0 = 0$) демонстрирует существенно более слабую модификацию пространственного профиля интенсивности пучка внутри капли, изменяя только его амплитуду, но не формируя никаких поверхностных мод.

Таким образом, подчеркнем еще раз, что при направлении пространственно-ограниченного пучка в область, близкую к краю частицы, происходит наиболее эффективное возбуждение высокодобротных резонансов внутреннего поля (МШГ) [12, 20–22].

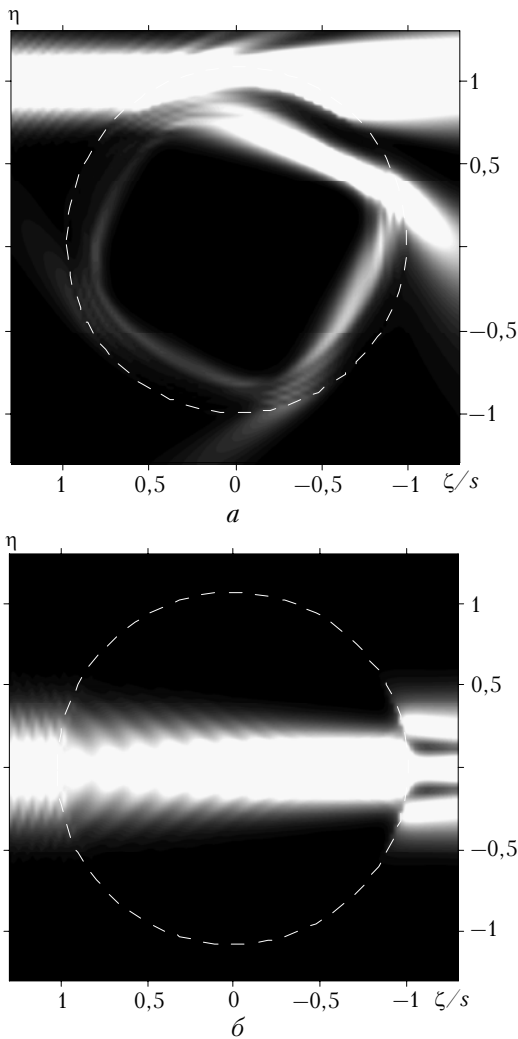


Рис. 2. Относительная интенсивность оптического поля в окрестности водной капли при краевом (а) и центральном (б) падении узкого гауссовского светового пучка. Направление падения излучения слева направо, контур частицы показан штриховой линией

Это является следствием специфического пространственного распределения оптического поля таких мод, которое локализовано преимущественно в кольцевой зоне у поверхности частицы. Последнее обстоятельство приводит к тому, что, как будет показано ниже, подобное краевое освещение частицы оказывается более эффективным в смысле накопления световой энергии пучка внутри частицы при рассеянии на ней цуга импульсов и достижения более высоких значений интенсивности (фактора B), чем, например, ситуация с освещением центра частицы.

Нестационарное рассеяние излучения на сферической частице. Спектральный подход

Преыдущее рассмотрение светорассеяния на частицах касалось случая их освещения монохроматической волной, когда пространственная карти-

на распределения интенсивности дифрагированного на частице излучения стационарна. В данном разделе будет рассмотрен более общий случай данного процесса, а именно: рассеяние на сферической частице лазерного импульса, частотный спектр которого имеет конечную ширину. Это приводит к появлению наряду с пространственной также и временной изменчивости оптических полей внутри и вне частицы и возникновению динамического характера рассеяния.

Для исследования временной эволюции электромагнитного поля при рассеянии спектральноограниченного импульса излучения на сферической микрочастице воспользуемся результатами нестационарной теории Ми [23], заключающейся в комбинации спектрального представления исходного излучения с линейной теорией дифракции плоской монохроматической световой волны на частице. Исходная нестационарная задача дифракции широкополосного излучения в этом случае сводится к стационарной задаче рассеяния на сферической частице семейства монохроматических Фурье-гармоник. Рассеивающие свойства частицы характеризуются функцией спектрального отклика $\mathbf{E}_\delta(\mathbf{r}; \omega)$, представляющей собой традиционные ряды Ми, записанные для всех частот из спектра исходного импульса.

Зададим временной профиль напряженности электрического поля падающего линейно поляризованного излучения в гармоническом виде с центральной частотой ω_0 и медленно изменяющейся огибающей $f(t)$:

$$\mathbf{E}^i(\mathbf{r}; t) = \mathbf{E}^i(\mathbf{r})f(t)e^{i\omega_0 t},$$

где t — время. Для того чтобы рассчитать распределение внутреннего оптического поля частицы и применить результаты стационарной теории Ми, необходимо сначала перейти из временных координат в область спектральных частот, представив исходный световой импульс его Фурье-образом:

$$\mathbf{E}_\omega^i(\mathbf{r}, \omega) = \mathfrak{F}[\mathbf{E}^i(\mathbf{r}, t)] = \mathbf{E}^i(\mathbf{r})G(\omega - \omega_0), \quad (6)$$

где \mathfrak{F} — оператор временного Фурье-преобразования; $G = \mathfrak{F}[f(t)e^{i\omega_0 t}]$ — частотный спектр исходного импульса. Каждая спектральная составляющая, таким образом, формально эквивалентна монохроматической волне с частотой ω и амплитудой, задаваемой выражением (6). Дифракция такой волны на сферической частице описывается в рамках стационарной теории Ми и приводит к следующему представлению, например, внутреннего электрического поля частицы:

$$\mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}; \omega) = E_0 G(\omega - \omega_0) \mathbf{E}_\delta(\mathbf{r}; \omega).$$

Здесь введена функция спектрального отклика частицы:

$$\mathbf{E}_\delta(\mathbf{r}; \omega) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n R_n(C_{nm}(n_a x_a) \cdot \mathbf{M}_{nm}^{(1)}(n_a k r, \theta, \varphi) - i D_{nm}(n_a x_a) \cdot \mathbf{N}_{nm}^{(1)}(n_a k r, \theta, \varphi)), \quad (7)$$

причем коэффициент преломления $n_a(\omega)$ и параметр Ми частицы $x_a(\omega)$ должны выбираться в соответствии со значением текущей частоты.

Наконец, зависящее от времени внутреннее электрическое поле частицы записывается в виде интеграла свертки от спектра исходного лазерного импульса и функции спектрального отклика частицы:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}; t) = E_0 \mathfrak{F}^{-1} [G(\omega - \omega_0) \mathbf{E}_\delta(\mathbf{r}; \omega)]. \quad (8)$$

Заметим, что аналогичным образом выражается и поле рассеянной волны вне частицы при замене спектрального отклика (7) соответствующими рядами для внешнего поля.

Модель лазерного излучения. Постановка задачи

Рассмотрим следующую задачу. Пусть диэлектрическая сферическая частица радиуса a_0 , характеризующаяся показателем преломления n_a , освещается ограниченным в пространстве лазерным пучком с поперечным профилем напряженности поля (3) и радиусом фокальной перетяжки w_0 . Временную зависимость падающего излучения зададим в виде последовательности (цуга) из N_p равноотстоящих частотно-модулированных импульсов, следующих с временным интервалом T . Временной профиль огибающей каждого импульса в цуге будем считать гауссовским с длительностью t_p (по уровню e^{-1} от максимума интенсивности). Таким образом, примем:

$$f(t) = \sum_{j=1}^{N_p} f_j(t) = \sum_{j=1}^{N_p} \exp \left[-\frac{(t-t_j)^2}{2t_p^2} (1-ib) \right], \quad j = 1 \dots N_p. \quad (9)$$

Здесь $t_j = t_0 + (j-1)T$, параметр t_0 задает положение максимума первого импульса в цуге по шкале времен, а b — параметр глубины линейной частотной модуляции (линейный чирпинг). Мгновенная частота такого излучения в пределах каждого импульса линейно изменяется с течением времени по закону: $\omega(t) = \omega_0 + bt/2t_p^2$, причем комбинация параметров $(b/2t_p^2)$ по смыслу является скоростью модуляции. Чирпированное излучение широко применяется в оптике и спектроскопии сверхбыстрых полей (см., например, [24]), поскольку позволяет управлять временной длительностью и спектральным наполнением лазерного импульса при его распространении в диспергирующей среде.

Следует подчеркнуть, что здесь использована широко применяемая в научной литературе [24] модель линейно чирпированного излучения, которая оперирует только параметром частотного чирпинга b . Эта модель полагает временную длительность импульса t_p неизменной вне зависимости от глубины чирпинга. Параметр чирпинга, таким образом, является мерой уширения только частотного спектра импульса, но не его длительности. Не вдаваясь в детали технической стороны получения такого излучения, отметим, что подобному преобра-

зованию спектрально-временной формы лазерного импульса на практике соответствует, например, ситуация нелинейного распространения импульса через стеклянное волокно при одновременном проявлении хроматической дисперсии групповой скорости светового пакета и керровской самофокусировки. Эффект Керра приводит к квазилинейной частотной самомодуляции волны и уширению ее спектра [25]. Сопровождающая этот процесс временная компрессия импульса частично или полностью может быть скомпенсирована хроматической дисперсией волокна, обеспечивая таким образом квазипостоянство длительности частотно-модулированного импульса.

Фурье-спектр временного профиля (9), описывающий спектральный контур излучения, дается следующей функцией:

$$\begin{aligned} G(\omega - \omega_0) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i(\omega - \omega_0)t} dt = \\ &= G_0(\omega - \omega_0) \sum_{j=1}^{N_p} e^{-i(\omega - \omega_0)t_j}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} G_0(\omega - \omega_0) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f_0(t) e^{-i(\omega - \omega_0)t} dt = \\ &= \frac{2\pi \sqrt{1+b^2}}{\Delta\omega_p} \exp \left[\frac{4\pi^2(\omega - \omega_0)^2(1+ib)}{2(\Delta\omega_p)^2} \right] \end{aligned}$$

— огибающая спектрального контура всего цуга с полушириной $\Delta\omega_p = 2\pi\sqrt{1+b^2}/t_p$, пропорциональной глубине чирпинга.

Выражение для спектральной интенсивности излучения следует из (10) и записывается в виде

$$|G(\omega - \omega_0)|^2 = |G_0(\omega - \omega_0)|^2 \frac{\sin^2(N_p K/2)}{\sin^2(K/2)}, \quad (11)$$

где

$$K = (\omega - \omega_0)T = (\omega - \omega_0)s_p t_p,$$

а параметр $s_p = T/t_p$ задает скважность следования импульсов. Согласно (11) спектральный контур цуга представляет собой пульсирующую по частоте функцию и имеет эквидистантно расположенные по оси частот главные максимумы, возникающие при конструктивном сложении экспонент в (10). Координаты данных максимумов ω_m находятся из условия $K = 2\pi m$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), что приводит к следующему соотношению на относительную частотную отстройку положения максимумов:

$$\delta\bar{\omega}_m = \frac{\omega_m - \omega_0}{\omega_0} = \frac{2\pi m}{s_p t_p \omega_0}. \quad (12)$$

Для примера на рис. 3 показан профиль спектральной интенсивности цуга из десяти гауссовских во времени импульсов ($t_p = 1$ пс) с фазовой модуляцией различной глубины b и различной скважностью следования s_p .

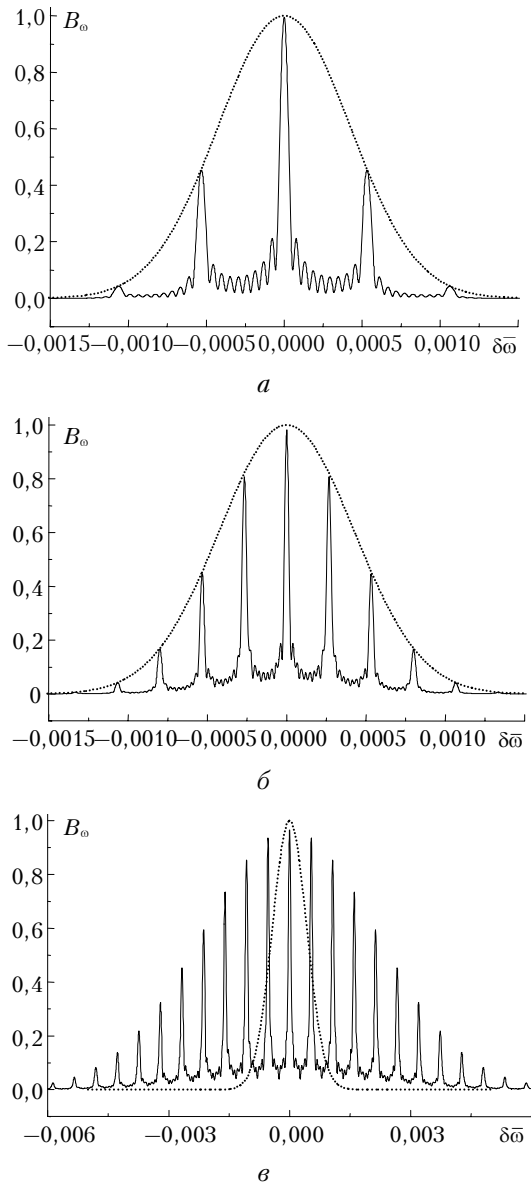


Рис. 3. Нормированная на максимальное значение спектральная интенсивность излучения в зависимости от относительной частотной расстройки при различных временных режимах: нечирпированный моноимпульс (пунктирные линии); цуг из 10 нечирпированных импульсов при $s_p = 5$ (а) и 10 (б); цуг из 10 чирпированных импульсов при $s_p = 5$ (а) и $b = 6$ (в)

Число импульсов в цуге выбрано произвольно, поскольку при другом значении N_p картина качественно не изменится. Из рис. 3 следует, что увеличению параметра s_p соответствует более плотная частотная гребенка спектра оптического сигнала. Повышение глубины чирпирования b приводит к уширению спектрального контура всего цуга импульсов (увеличение $\Delta\omega_p$) и более равномерному распределению величин главных максимумов спектральной интенсивности в частотной гребенке. Действительно, отношение максимумов спектральной интенсивности на частоте m -го бокового лепестка и в центре контура определяется как

$$B_\omega(\omega_m) = \frac{|G(\omega_m - \omega_0)|^2}{|G(0)|^2} = \exp\left[-\frac{4\pi^2 m^2}{s_p^2(1+b^2)}\right] \quad (13)$$

и, следовательно, растет с увеличением глубины модуляции b .

Для наиболее эффективного оптического возбуждения микрорезонатора необходимо выполнить резонансное условие на длину волны (частоту) падающего излучения и радиус частицы. Это не всегда легко реализовать практически, поскольку спектральная ширина возбуждаемой моды резонатора может быть значительно меньше ширины линии излучения лазера. Кроме того, использование для накачки микрочастицы ультракоротких импульсов с шириной спектрального контура порядка несущей частоты приводит к множественному возбуждению сразу широкого набора собственных мод, частоты которых попадают в контур излучения и соседствуют с требуемой модой, что не всегда желательно. Цуг импульсов, как видно из рис. 3, обладает квазилинейчатым спектром, что позволяет концентрировать энергию излучения в заданных спектральных интервалах.

Таким образом, цуг импульсов при варьировании скважности их следования предоставляет большие возможности для манипулирования спектральным составом оптического сигнала по сравнению с одиночным импульсом. Чирпирование излучения позволяет, кроме того, контролировать наполненность заданного частотного интервала спектра. Данные аргументы и обусловили выбор воздействующего на частицу излучения в форме (10).

Обсуждение результатов

Перейдем к результатам численного решения задачи о линейном нестационарном рассеянии цуга модулированных ультракоротких лазерных импульсов, представляющих собой в пространстве узкий световой пучок, на сферической микрочастице. Для определенности была выбрана капля воды с $a_0 = 10$ мкм, размер фокальной перетяжки пучка $\omega_0 = a_0/2$, а несущая длина волны лазерного излучения составляла $\lambda_0 = 800$ нм. При таких условиях вода имеет показатель преломления $n_a = 1,33$ и практически не поглощает излучение [26]. Длительность каждого из импульсов в цуге равнялась $t_p = 200$ фс ($t_0 = 4t_p$). Это соответствует ширине спектрального контура нечирпированного излучения ~ 10 нм, которая увеличивалась почти на порядок при изменении параметра чирпинга b от нуля до десяти. При расчетах не учитывалась частотная дисперсия показателя преломления воды в пределах исследуемого спектрального интервала. В численных экспериментах световой пучок перемещался только вдоль оси x ($\xi_0 \geq 0, \eta_0 = \zeta_0 = 0$) и направлялся в различные зоны водной капли.

Сначала проиллюстрируем сделанный ранее вывод (см. рис. 2) о влиянии взаимного расположения лазерного пучка и частицы на характер формирующегося внутри нее оптического поля. На

рис. 4 приведена функция спектральной передачи водной капли

$$K(\mathbf{r}; \omega) = (\mathbf{E}_\delta(\mathbf{r}; \omega) \cdot \mathbf{E}_\delta^*(\mathbf{r}; \omega))$$

при трех прицельных параметрах падения светового пучка.

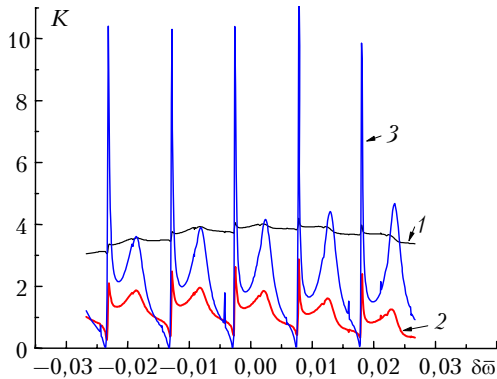


Рис. 4. Функция передачи водной капли K в зависимости от относительной частотной расстройки $\delta\bar{\omega}$ при различном вертикальном смещении светового пучка: $\xi_0 = 0$ (1); 0,5 (2) и 1 (3)

Значения функции спектрального отклика (7) здесь и в дальнейшем были вычислены в определенной точке внутри частицы \mathbf{r}_m , соответствующей пространственной координате абсолютного (во времени) максимума интенсивности оптического поля. Для водной капли радиусом 10 мкм расчеты профиля внутреннего поля показывают, что точка \mathbf{r}_m находится на главном диаметре в теневой полусфере частицы и имеет следующие сферические координаты: $\mathbf{r}_m = (r/a_0, \theta, \phi)_m = (0,845; 0,0; 0,0)$.

Из рис. 4 следует, что центральная геометрия освещения частицы характеризуется слабой, практически нейтральной спектральной зависимостью функции передачи. Возбуждение резонансов поля в этом случае не происходит. Перемещение лазерного пучка в направлении края капли приводит к постепенному «проявлению» резонансной структуры спектрального отклика, которая становится наиболее выраженной при $\xi_0 \approx 1$. Знак примерного равенства здесь означает зависимость точного значения прицельного параметра ξ_0 , при котором реализуется максимальное значение параметра K , от морфологии возбуждаемой резонансной моды частицы. Как показано в [13, 27], для оптимальной настройки на резонанс с повышением номера возбуждаемой МШГ должен увеличиваться и параметр ξ_0 . В настоящей статье не ставилась цель подробного исследования поведения функции передачи частицы от геометрии ее освещения пучком, и поэтому в дальнейшем все представленные результаты будут касаться случая точного краевого падения излучения $\xi_0 = 1$.

Временной профиль интенсивности оптического поля $B(t)$ (фактора неоднородности) в выбранной точке \mathbf{r}_m внутри капли в поле цуга из 15 фем-

тосекундных лазерных импульсов представлен на рис. 5, а. Рис. 5, б в относительных единицах показывает спектральный ход функции передачи капли и исходного излучения для этого случая.

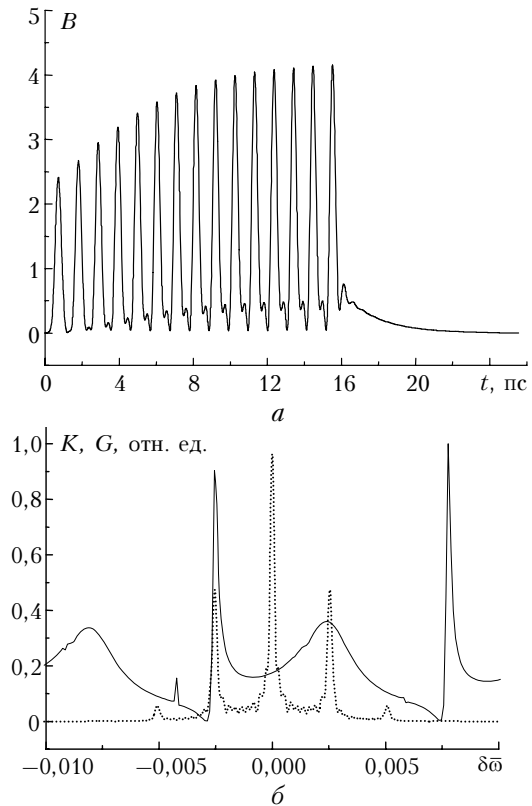


Рис. 5. Временной ход относительной интенсивности внутреннего оптического поля $B(r_m)$ водной капли (а) и ее спектральная функция передачи K (б) при освещении цугом фемтосекундных импульсов с $s_p = 5,25$ и $b = 0$. Штриховой линией показан профиль спектральной интенсивности излучения

Частота следования импульсов в цуге специально подобрана [в соответствии с условием (12)] для резонансного возбуждения первым главным боковым лепестком спектра излучения с отстройкой $\delta\bar{\omega}_1 = 2,5 \cdot 10^{-3}$ собственной моды TE_{85}^3 , добротность которой составляет $Q_R \sim 7 \cdot 10^3$.

Из рис. 5 можно заключить, что цуг импульсов обеспечивает резонансный характер рассеяния излучения на частице. Это выражается в росте максимума интенсивности внутреннего поля частицы от импульса к импульсу почти вдвое и соответствующем накоплении энергии излучения в возбужденной моде резонатора. После окончания цуга частица высвечивает аккумулированную энергию за характерное время жизни моды $\tau_R = Q_R/\omega_1 \sim 3$ пс и интенсивность поля в частице экспоненциально спадает. На рис. 5, а, кроме того, отчетливо видны биения интенсивности, которые связаны с возбуждением еще одной собственной моды капли (см. рис. 5, б), а именно TE_{81}^4 , со значительно более низкой добротностью ($\sim 10^2$).

Число импульсов в цуге, необходимое для обеспечения максимального уровня интенсивности внутреннего поля $B_m = \max_t \{B(\mathbf{r}_m, t)\}$ в процессе их рассеяния на частице, определяется резонансными свойствами возбуждаемой МШГ. На рис. 6 представлены результаты исследования величины B_m от количества импульсов, которые показывают, что максимальное значение интенсивности поля устанавливается при $N_p = 10 \div 15$ и в дальнейшем уже не изменяется при удлинении цуга.

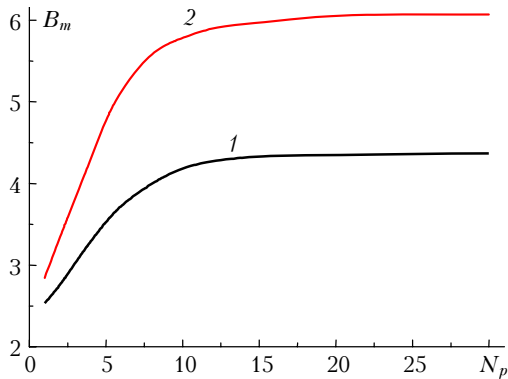


Рис. 6. Зависимость максимального значения функции неоднородности капли B_m в поле цуга лазерных импульсов от их числа N_p при $s_p = 5,25$ и $b = 0$ (1); 3 (2)

Поскольку, как следует из (11), характерная ширина любого из главных максимумов спектра цуга обратно пропорциональна N_p , то существование оптимального количества импульсов связано с достижением равенства ширины спектрального лепестка с шириной МШГ. Чем острее спектральный резонанс, возбуждаемый в частице, тем длиннее при прочих равных условиях должен быть цуг импульсов, чтобы наиболее эффективно передавать свою энергию в частицу.

Еще один вопрос, который мы рассмотрим в рамках данной статьи, связан с влиянием частотной модуляции излучения на величину достижимого уровня интенсивности оптического поля. Чирпирование, как было показано выше, расширяет спектральный контур всего цуга импульсов $\Delta\omega_p \sim b$, что при сохранении частотного положения спектральных максимумов ω_m повышает их относительную величину по сравнению с абсолютным максимумом интенсивности в центре [см. выражение (13)]. Более эффективное возбуждение резонанса поля чирпированным излучением видно на рис. 6 (кривая 2), где при значении параметра $b = 3$ максимум интенсивности поля увеличивается в 1,5 раза в сравнении с максимумом немодулированного цуга.

С другой стороны, частотная модуляция излучения имеет и негативное влияние на эффективность резонансного возбуждения поля, поскольку при общем уширении спектра одновременно снижается и абсолютное значение максимума интенсивности лепестков. Действительно, из (10) следует, что для 1-го лепестка

$$|G(\omega_1)|^2 \sim \frac{1}{\sqrt{1+b^2}} \exp\left[-\frac{t_p^2(\omega_1 - \omega_0)^2}{(1+b^2)}\right].$$

Данная функция имеет максимум при значении фактора $b_1 = \sqrt{|2(\omega_1 - \omega_0)^2 t_p^2 - 1|}$, что при выбранных в численных экспериментах параметрах цуга дает величину оптимального чирпирования: $b_1 \approx 2,3$.

Результаты расчетов функции $B_m(b)$ показаны на рис. 7.

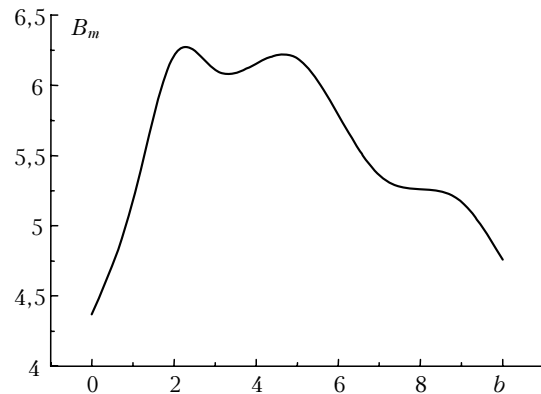


Рис. 7. Максимум интенсивности внутреннего поля капли B_m при облучении ее цугом лазерных импульсов при $N_p = 15$ и $s_p = 5,25$ в зависимости от глубины линейного чирпинга b

Видно, что данная зависимость действительно имеет максимум при $b = b_1$. Вторым, несколько меньшим, максимумом наблюдается при $b \approx 5$, что мы связываем с возбуждением кроме моды TE_{85}^3 еще целого ряда высокочастотных МШГ широким спектральным контуром чирпированного излучения.

Заключение

Таким образом, исследования нестационарного рассеяния на прозрачной сферической частице цуга частотно-модулированных фемтосекундных лазерных импульсов, имеющего пространственную конфигурацию в форме ограниченного узкого пучка гауссовского поперечного профиля интенсивности, а также временной динамики формирования и особенностей резонансного возбуждения внутреннего оптического поля частицы таким излучением позволили сделать следующие выводы:

1. Эффективность передачи энергии падающего излучения в заданный высокочастотный собственный резонанс частицы (МШГ) при освещении ее ограниченным в пространстве фокусированным световым пучком существенным образом зависит от комбинации таких параметров, как скважность следования импульсов в цуге, а также глубина линейной частотной модуляции каждого импульса.

2. Существенное влияние на значения относительной интенсивности внутреннего оптического поля оказывает и геометрия облучения частицы. Возбуждение слабопоглощающей сферической частицы узким лазерным пучком наиболее эффективно

при его фокусировке на край частицы, поскольку только при этом становится возможным возбуждение высокодобротных МШГ в отличие от случая направления светового пучка в центр капли.

3. Сравнительный анализ временной динамики формирования внутреннего оптического поля частицы при облучении ее одиночным и цугом лазерных импульсов показал, что увеличение количества импульсов в цуге приводит к изменению временного поведения внутреннего поля частицы и его пиковой интенсивности. При этом существует оптимальное количество импульсов в цуге, превышение которого не приводит к дальнейшему увеличению максимума интенсивности внутреннего оптического поля частицы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы 2.9 ОФН РАН.

1. Волощенко Ю.И., Джамалов А.Ш., Коваль А.И., Реутов А.Т. Автоволны в многозвенной оптической линии передачи на основе связанных двухсекционных лазеров // Изв. вузов. Радиоэлектрон. 1991. Т. 34. № 7. С. 6–12.
2. Little B.E., Chu S.T., Haus H.A., Foresi J., Laine J.-P. Microring resonator channel dropping filters // J. Lightwave Technol. 1997. V. 15. N 6. P. 998–1005.
3. Symes R., Sayer R.M., Reid J.P. Cavity enhanced droplet spectroscopy: principles, perspectives and prospects // Phys. Chem. Chem. Phys. 2004. V. 6. P. 474–487.
4. Fu J., Fhe S., Xiao S. Analysis of channel-dropping tunneling processes in photonic crystals with multiple vertical multi-mode cavities // J. Phys. A. 2000. V. 33. N 43. P. 7761–7771.
5. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э., Алексимов Д.В. Частотно-импульсный режим возбуждения сферического микрорезонатора chirпированным ультракоротким лазерным излучением // Оптика атмосф. и океана. 2007. Т. 20. № 12. С. 1092–1095.
6. Dubreuil N., Knight J.C., Leventhal D.K., Sandoghdar V., Hare L., Lefevre-Sequin V. Eroded mono-mode optical fiber for whispering-gallery mode excitation in fused-silica microspheres // Opt. Lett. 1995. V. 20. N 8. P. 813–815.
7. Kieu K., Mansuripur M. Active Q switching of a fiber laser with a microsphere resonator // Opt. Lett. 2006. V. 31. N 24. P. 3568–3570.
8. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Резонансное возбуждение светового поля в слабопоглощающих сферических частицах фемтосекундным лазерным импульсом. Особенности нелинейно-оптических взаимодействий // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 5. С. 349–359.
9. 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. Iss. 6. P. 1303–1311.

10. Maheu B., Grehan G., Gouesbet G. Laser beam scattering by individual sphere particles: numerical results and application to optical sizing // Part. Charact. 1987. V. 4. Iss. 1–4. P. 141–146.
11. Gouesbet G., Lock J.A., Grehan G. Partial-wave representations of laser beams for use in light-scattering calculations // Appl. Opt. 1995. V. 34. N 12. P. 2133–2143.
12. Khaled E.E., Hill S.C., Barber P.W. Internal electric energy in a spherical particle illuminated with a plane wave or off-axis Gaussian beam // Appl. Opt. 1994. V. 33. Iss. 3. P. 524–532.
13. Gouesbet G., Maheu B., Grehan G. Light scattering from a sphere arbitrarily located in a Gaussian beam, using a Bromwich formulation // J. Opt. Soc. Amer. A. 1988. V. 5. N 9. P. 1427–1443.
14. Davis L.W. Theory of electromagnetic beams // Phys. Rev. A. 1979. V. 19. Iss. 3. P. 1177–1179.
15. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с.
16. Gouesbet G., Letellier C., Ren K.F. Discussion of two quadrature methods of evaluating beam-shape coefficients in generalized Lorenz–Mie theory // Appl. Opt. 1996. V. 35. N 9. P. 1537–1542.
17. Gouesbet G., Grehan G., Maheu B. Localized interpretation to compute all the coefficients g_n^m in the generalized Lorenz–Mie theory // J. Opt. Soc. Amer. A. 1990. V. 7. N 9. P. 998–1007.
18. Ren K.F., Gouesbet G., Grehan G. Integral localized approximation in generalized Lorenz–Mie theory // Appl. Opt. 1998. V. 37. N 19. P. 4218–4225.
19. Lock J.A., Gouesbet G. Rigorous justification of the localized approximation to the beam-shape coefficients in generalized Lorenz–Mie theory. I. On-axis beams // J. Opt. Soc. Amer. A. 1994. V. 11. N 9. P. 2503–2515.
20. Baer T. Continuous-wave laser oscillation in a Nd:YAG sphere // Opt. Lett. 1987. V. 12. P. 392–394.
21. Zhang J.-Z., Leach D.H., Chang R.K. Photon lifetime within a droplet: temporal determination of elastic and stimulated Raman scattering // Opt. Lett. 1988. V. 13. Iss. 4. P. 270–272.
22. Lock J.A. Improved Gaussian beam-scattering algorithm // Appl. Opt. 1995. V. 34. N 3. P. 559–570.
23. Shifrin K.S., Zolotov I.G. Nonstationary scattering of electromagnetic pulses by spherical particles // Appl. Opt. 1995. V. 34. N 3. P. 552–558.
24. Алмазов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
25. Шен И.П. Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989. 560 с.
26. Kou L., Labrie D., Chylek P. Refractive indices of water and ice in the 0.65 to 2.5 μm spectral range // Appl. Opt. 1993. V. 32. Iss. 19. P. 3531–3540.
27. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Эффективность возбуждения резонансных пространственных конфигураций внутреннего оптического поля сферических микрочастиц фокусированными лазерными пучками // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 5. С. 447–456.

Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov, E.K. Panina. Peculiarities of formation of the transparent spherical particle optical field at irradiation by ultrashort amplitude-modulated spatially-limited laser beam.

Peculiarities of optical field formation inside micron-sized weakly absorbing spherical particle upon illumination by focused Gaussian laser beam with a time regime in the form of a single monopulse and a train of ultrashort laser pulses are considered. It is established that energy transfer efficiency of falling radiation in selected high quality resonance mode of particle upon its illumination by focused light beam significantly depends on train interpulse interval and depth of linear frequency modulation of each pulse. The influence of irradiation geometry of a particle by laser and pulse number in the train on time behavior of internal optical field and its peak intensity is investigated.