

УДК 538.56

РАЗВИТИЕ МОНОИМПУЛЬСА В МИКРОНЕОДНОРОДНЫХ АКТИВНЫХ СРЕДАХ

В. С. Чернов

Исследуется влияние микронеоднородности активной среды лазера, связанной с наличием активных центров разных типов, на длительность и энергию генерируемого моноимпульса. Рассматриваются случаи, когда микронеоднородность связана со случайным сдвигом полос люминесценции, принадлежащих отдельным активным центрам, и с разбросом по направлениям дипольных моментов активных центров.

Расчету формы моноимпульса твердотельных ОКГ посвящено достаточно много работ (см., например, [1-4]), однако в них не учитывались эффекты, связанные с микронеоднородностью активной среды, т. е. с различием активных центров, например, по положению оптической линии или по ориентации дипольного момента. Так, влияние микронеоднородности на кинетику ОКГ исследовалось только в случае свободной генерации [5, 6]. Взаимодействие же моноимпульсного излучения с микронеоднородной активной средой рассматривалось только в режиме усиления [7].

В настоящей работе исследуется влияние микронеоднородности активной среды лазера на длительность и энергию генерируемого моноимпульса. В то же время активная среда предполагается макроскопически однородной.

В работе рассматриваются случаи, когда микронеоднородность связана со случайным сдвигом полос люминесценции, принадлежащих отдельным активным центрам, и с разбросом по направлениям дипольных моментов активных центров. При этом мы пренебрегаем безызлучательным переносом энергии между центрами свечения, пользуясь малой длительностью генерации.

Рассмотрение будет проведено для случая четырехуровневого лазера (результаты легко обобщаются на случай трехуровневой схемы [1]). Кроме того, для простоты мы ограничимся рассмотрением случая мгновенно открывающегося оптического затвора.

МИКРОНЕОДНОРОДНОСТЬ, СВЯЗАННАЯ СО СЛУЧАЙНЫМ СДВИГОМ ПОЛОС ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОТДЕЛЬНЫХ ЦЕНТРОВ

В этом разделе мы рассмотрим моноимпульс, генерируемый в активной среде с неоднородно уширенной спектральной линией люминесценции.

Обозначим через $f(\omega, t) d\omega$ число активных центров в единице объема, у которых максимум элементарной полосы люминесценции находится в пределах интервала $(\omega, \omega + d\omega)$. Полное число активных центров в единице объема равно

$$n = \int f(\omega, t) d\omega. \quad (1)$$

Кинетические уравнения в этом случае имеют вид [5]

$$J = -J(vx_1 - a_0 \int f(\omega', t) P(\omega_0 - \omega') d\omega'); \quad (2)$$

$$\frac{\partial f(\omega, t)}{\partial t} = -a_0 \underline{n} f(\omega, t) J P(\omega - \omega_0). \quad (3)$$

Здесь J — объемная плотность энергии индуцированного излучения, выраженная в единицах $\hbar \omega_0 \underline{n}$, ω_0 — рабочая частота лазера, $P(\omega - \omega')$ — форма элементарной полосы люминесценции, центр которой находится в точке ω' , v — скорость света в веществе, x_1 — коэффициент поглощения, описывающий неактивные потери света в рабочем веществе и на зеркалах резонатора, \underline{n} — пороговая объемная концентрация возбужденных центров свечения при открытом оптическом затворе, a_0 — некоторая постоянная.

В дальнейшем, для простоты, мы будем предполагать, что функции P и $f(\omega, 0)$ имеют лоренцову форму, т. е.

$$P(\omega) = \frac{\bar{\omega}^2}{\omega^2 + \bar{\omega}^2}, \quad P(0) = 1, \quad (4)$$

$$f(\omega, 0) = \frac{q\bar{\omega}}{\pi} \frac{\bar{n}}{(\omega - \omega_0)^2 + \bar{\omega}^2 q^2},$$

где $2\bar{\omega}$ — полуширина элементарной полосы люминесценции, q — отношение разброса элементарных полос по положению максимума к полуширине элементарной полосы, \bar{n} — пороговое значение при закрытом оптическом затворе. Постоянная a_0 , определяемая из условия компенсации потерь усилением при открытом оптическом затворе, равна

$$a_0 = \frac{vx_1(q+1)}{\underline{n}}. \quad (5)$$

Решая уравнение (3) относительно $f(\omega, t)$ и подставляя $f(\omega, t)$ в (2), получим уравнение с одним неизвестным

$$\frac{d^2 y}{du^2} = \frac{dy}{du} \left[\frac{pq(q+1)}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{q+1}{1+x^2} y\right)}{(x^2 + q^2)(1+x^2)} dx - 1 \right]. \quad (6)$$

Здесь введены обозначения

$$y = \int_0^u J(u') du', \quad u = tvx_1, \quad p = \bar{n}/\underline{n}, \quad (7)$$

\bar{n} — пороговое значение n при закрытом оптическом затворе.

Уравнение (6), описывающее форму моноимпульса при заданных значениях параметров p и q , легко интегрируется в квадратурах. Окончательно имеем

$$J = p \left(1 - \frac{2q}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{q+1}{1+x^2} y\right)}{x^2 + q^2} dx \right) - y; \quad (8)$$

$$u - u^* = \int_{y_{\max}}^y (dz) \left[p \left(1 - \frac{2q}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{q+1}{1+x^2}z\right)}{x^2+q^2} dx \right) - z \right]^{-1}, \quad (9)$$

где u^* — положение максимума интенсивности, $y_{\max} \equiv y(u^*)$.

В момент максимума интенсивности $u = u^*$, $\frac{dJ}{du} \equiv \frac{d^2y}{du^2} = 0$. Полагая в уравнении (6) $u = u^*$, $\frac{dJ}{du} = 0$, $y(u^*) = y_{\max}$, получим уравнение для y_{\max} :

$$\frac{2pq(q+1)}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{q+1}{1+x^2}y_{\max}\right)}{(x^2+q^2)(1+x^2)} dx = 1. \quad (10)$$

Используя (7), представим интегральную энергию моноимпульса в виде $\mathcal{E} = \int_0^{\infty} J(u) du = y(\infty)$. Из формулы (8) при $u \rightarrow \infty$ с учетом того, что при этом $J \rightarrow 0$, $y \rightarrow y(\infty) = \mathcal{E}$, приходим к уравнению для \mathcal{E} :

$$\mathcal{E} = p \left(1 - \frac{2q}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{q+1}{1+x^2}\mathcal{E}\right)}{x^2+q^2} dx \right). \quad (11)$$

Асимптотический вид решения этого уравнения таков:

$$\mathcal{E} \approx \frac{4}{q+2} (p-1) - \frac{4}{3} \frac{(3q+4)}{(q+2)^3} (p-1)^2 \quad \left(p-1 \ll \frac{(q+2)^3}{3q+4} \right); \quad (12)$$

$$\mathcal{E} \approx p \left(1 - \frac{q}{\sqrt{\pi p(q+1)}} \right) \quad \left(p \gg \frac{q^2}{q+1} \right). \quad (13)$$

Формулы (8), (9) определяют в параметрическом виде временную зависимость J , которая, будучи протабулированной при различных значениях параметров p и q , представлена на рис. 1. На рис. 2 представлено изменение \mathcal{E} как функции p при различных значениях параметра q , на рис. 3 — зависимость полуширины моноимпульса δt от q при различных значениях p . Случай $q = 0$ соответствует отсутствию микронеоднородности; этот случай исследован в [1-4].

Из рис. 1-3 видно, что учет микронеоднородности, связанной со случайным сдвигом полос люминесценции, принадлежащих отдельным центрам, приводит к отклонению формы моноимпульса от обычной и к существенному изменению зависимости $\mathcal{E}(p)$. Физически это связано с тем, что в генерации участвуют не все активные центры, а только некоторая их доля, которая растет с увеличением параметра p .

Если величина p незначительно превышает единицу, т. е. интенсивность излучения невелика, то в генерации участвует только малая доля активных центров, максимумы элементарных полос которых близки к частоте генерации ω_0 . В этом случае микронеоднородность практически не оказывает влияния на форму моноимпульса, энергия же в моноимпульсе, пропорциональная числу активных центров, участвующих в генерации, существенно уменьшается с увеличением q . С увеличением

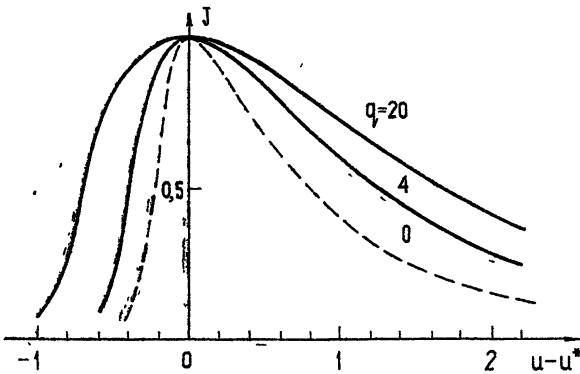


Рис. 1.

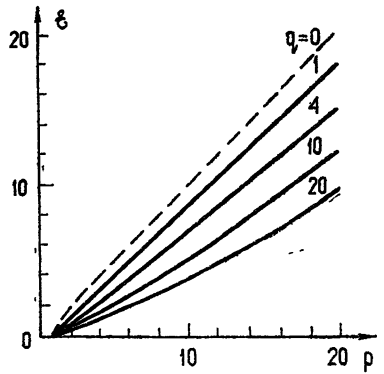


Рис. 2.

Рис. 1. Форма моноимпульса в случае лазера с неоднородно уширенной полосой люминесценции при различных значениях параметра q ($p = 15$).

Рис. 2. Зависимость интегральной энергии моноимпульса от p в случае лазера с неоднородно уширенной полосой люминесценции.

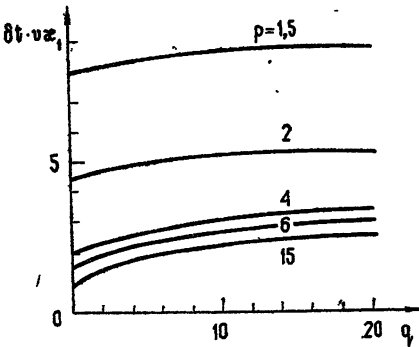


Рис. 3. Зависимость полуширины моноимпульса δt от q при различных значениях параметра p .

параметра p доля центров, вовлекаемых в генерацию, растет, и при достаточно больших p практически все центры участвуют в генерации. В этом случае наличие микронеоднородности практически не сказывается на интегральной энергии в моноимпульсе. Форма же моноимпульса существенно меняется благодаря тому, что в генерации участвуют активные центры, максимумы элементарных полос которых значительно удалены от частоты ω_0 .

МИКРОНЕОДНОРОДНОСТЬ, СВЯЗАННАЯ С РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ДИПОЛЬНЫХ МОМЕНТОВ ОТДЕЛЬНЫХ ЦЕНТРОВ ПО НАПРАВЛЕНИЯМ

В случае микронеоднородности, связанной с распределением активных центров по направлениям дипольных моментов (активная среда предполагается изотропной), кинетические уравнения можно записать в виде [8]

$$j = -v_{x1} J \left(1 - \frac{6\pi}{n} \int_0^\pi f(\vartheta, t) \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta \right); \quad (14)$$

$$\frac{\partial f(\vartheta, t)}{\partial t} = -3v_{x1} J f(\vartheta, t) \cos^2 \vartheta, \quad (15)$$

где $f(\vartheta, t) d\vartheta$ — число активных центров в единице объема, дипольные моменты которых ориентированы в элементе телесного угла $d\vartheta$ под углом ϑ к направлению поляризации. Мы рассматриваем случай полностью поляризованного света. В случае неполяризованного света, как показывает расчет, микронеоднородность практически не оказывает влияния на характеристики моноимпульса.

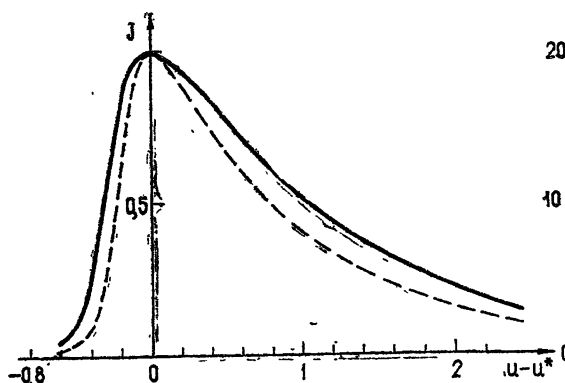


Рис. 3.

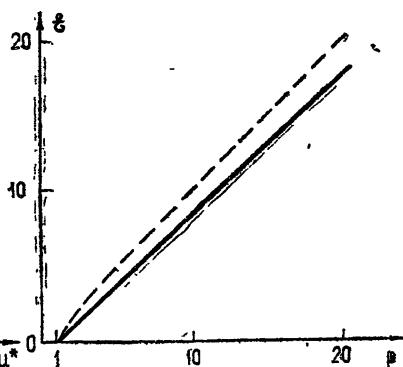


Рис. 4.

Рис. 4. Форма моноимпульса в случае микронеоднородности, связанной с распределением по направлениям дипольных моментов активных центров (пунктирная кривая соответствует случаю отсутствия микронеоднородности); $p = 15$.

Рис. 5. Зависимость интегральной энергии моноимпульса от p в случае микронеоднородности, связанной с распределением по направлениям дипольных моментов активных центров (пунктирная кривая соответствует случаю отсутствия микронеоднородности).

В результате несложных вычислений, аналогичных проведенным в предыдущем разделе, получаем временную зависимость интенсивности индуцированного излучения в параметрическом виде

$$J = p \left[1 - \left(\int_0^{\sqrt{3y}} \exp(-x^2) dx \right) (\sqrt{3y})^{-1} \right] - y; \quad (16)$$

$$u - u^* = \int_{y_{\max}}^y (dz) \left[p \left(1 - \frac{\int_0^{\sqrt{3z}} \exp(-x^2) dx}{\sqrt{3z}} \right) - z \right]^{-1}, \quad (17)$$

где u^* — положение максимума моноимпульса. Величина $y_{\max} \equiv y(u^*)$ определяется из уравнения

$$3p \int_0^1 x^2 \exp(-3y_{\max} x^2) dx = 1. \quad (18)$$

Уравнение для интегральной энергии моноимпульса имеет вид

$$\mathcal{E} = p \left\{ 1 - \left[\int_0^{\sqrt{3\mathcal{E}}} \exp(-x^2) dx \right] (\sqrt{3\mathcal{E}})^{-1} \right\}. \quad (19)$$

Приведем асимптотическое решение этого уравнения:

$$\mathcal{E} \approx 1,11(p-1) - 1,99(p-1)^2 \quad (p-1 \ll 1); \quad (20)$$

$$\mathcal{E} \approx p \left(1 - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{3p}} \right) \quad (p \gg 1). \quad (21)$$

Временная зависимость J при различных значениях параметра p , которая задается формулами (16), (17), изображена на рис. 4. На рис. 5 представлена зависимость \mathcal{E} от p . На этих же рисунках приведены аналогичные зависимости без учета пространственной ориентации дипольных моментов активных центров.

Как видно из рис. 4, 5, учет микронеоднородности, связанной с распределением активных центров по направлениям дипольных моментов, приводит к некоторому отклонению формы моноимпульса и зависимости $\xi(p)$ от обычного случая. Однако это отклонение меньше, чем в случае микронеоднородности, связанной со случайным сдвигом полос люминесценции отдельных активных центров.

В заключение автор благодарит А. М. Ратнера за полезное обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Ратнер, В. С. Чернов, ЖТФ, 38, 77 (1968).
2. А. Л. Микаэлян, Ю. Г. Турков, Радиотехника и электроника, 9, 743 (1964).
3. W. A. Wagner, V. A. Lenguel, J. Appl. Phys., 34, 2040 (1963).
4. C. C. Wang, Proc. IEEE, 51, 1736 (1963).
5. А. М. Ратнер, ЖТФ, 38, 1377 (1968).
6. В. С. Машкевич, УФЖ, 12, 1711 (1967).
7. А. А. Мак, Д. С. Прилетаев, В. И. Устюгов, Б. М. Седов, В. А. Фромзель, сб. Труды Всесоюзного семинара по вопросам природы уширения спектральных линий излучения конденсированных активных сред ОКГ, Киев, 1969.
8. А. М. Ратнер, сб. Квантовая электроника, вып. 2, изд. Наукова думка, Киев, 1967, стр. 91.

Физико-технический институт низких температур
АН УССР

Поступила в редакцию
17 декабря 1971 г.

MONOPULSE DEVELOPMENT IN MICRO-INHOMOGENEOUS ACTIVE MEDIA

V. S. Chernov

The influence of the laser active medium micro-inhomogeneity due to the presence of the active centers of different types on the duration and energy of the generated monopulse is investigated. The cases are considered when the micro-inhomogeneity is connected with a random shift of the luminescence bands adjacent to individual active centers and with the scatter in the directions of the dipole moments of the active centers.