Известия НАН Армении, Физика, т. 28, № 4—6, с. 111—115 (1993)

УДК 621.373.82

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ФАЗОВАЯ САМОМОДУЛЯЦИЯ В КВАЗИРЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ

Г. Г. ГРИГОРЯН, М. Л. ТЕР-МИКАЕЛЯН, Г. А. ТОРОСЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 19 августа 1993 г.)

Теоретически и экспериментально исследуется коническое излучение, возникающее на малых оптических длинах при распространении ультракоротких импульсов в двух- и трехуровневых квазирезонансных средах.

О так называемом «коническом излучении», возникающем в нелинейных средах, сообщалось во многих работах, начиная с 70-х годов. Механизмы, вызывающие это излучение, столь разнообразны, что конкретная интерпретация результатов эксперимента часто оказывается затруднительной. Причиной возникновения конического излучения могут быть процессы 4-х волнового смещения [1—3], самофокусировки [4], трехфотонного рассеяния [5], оптического черенковского излучения [6—7] и т. д. (см., например, обзор [8]).

Самый простой, но практически не исследованный механизм возникновения конического излучения обусловлен фазовой самомодуляцией [9], которая приводит к коническому излучению даже на сравнительно малых оптических длинах, когда перечисленные выше процессы еще не существенны.

Ограничимся для простоты вычислений линейно-поляризованным импульсом вида

$$E=\mathcal{E}(r,t)\exp\{i(k_0x-\omega_0t+\varphi_0)\}+\text{к.с.} \qquad (1)$$

Здесь ω_0, k_0 φ_0 — частота, волновой вектор и фаза импульса на входе в среду, $\mathcal{E}$ — действительная огибающая импульса, ось x выбрана вдоль направления вектора k_0. При прохождении в нелинейной среде импульс приобретает дополнительную фазу φ, обусловленную нелинейным показателем преломления. Это приводит как к смещению несущей частоты $\omega=\omega_0+\partial\varphi/\partial t$, так и к изменению волнового вектора $k=k_0+\partial\varphi/\partial r$. В газовых средах сравнительно простые модели двух- и трехуровневых систем дают возможность детально проанализировать этот процесс.

Для ультракороткого импульса, обладающего цилиндрической симметрией относительно оси распространения x, набег фазы в непоглощающей среде без дисперсии будет [10]:

$$\varphi=\frac{2\pi\omega_0x}{c}\mathcal{P}(\rho,\tau), \qquad (2)$$

где $\mathcal{P}$—амплитуда поляризованности среды, которая для атомарных газов может быть вычислена непосредственно из уравнения Шредингера, $\tau = t - x/c$, $\rho^2 = y^2 + z^2$. Отметим, что модель непоглощающей среды без дисперсии соответствует адиабатическому приближению.

Как видим, производная $\partial\varphi/\partial\rho$ в общем случае отлична от нуля и, следовательно, у волнового вектора $\boldsymbol{k}$ появляется поперечная компонента k_ρ, что вызывает пространственно-угловое перераспределение излучения.

Пространственно-угловое распределение импульса будет описываться Фурье-преобразованием:

$$\mathcal{E}_k = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}(\rho,\tau) e^{i(\varphi(\rho,\tau) - k_\rho \rho)} d\rho. \qquad (3)$$

Функция $\mathcal{E}_k$ существенно отлична от нуля при тех значениях k_ρ, при которых показатель экспоненты минимален, т.е. в точках перегиба функции $\varphi(\rho,\tau)$ $(\partial^2\varphi/\partial\rho^2 = 0)$ для $k_\rho = \partial\varphi/\partial\rho$ [11]. Таким образом, когда набег фазы в среде $\varphi < 2\pi$, основное излучение будет концентрироваться по образующей конуса, угол полураствора которого определяется из условия (см. рис. 1):

$$\operatorname{tg}\theta = k_\rho/k^x, \text{ где } k_x = \omega/c + \partial\varphi/\partial x. \qquad (4)$$

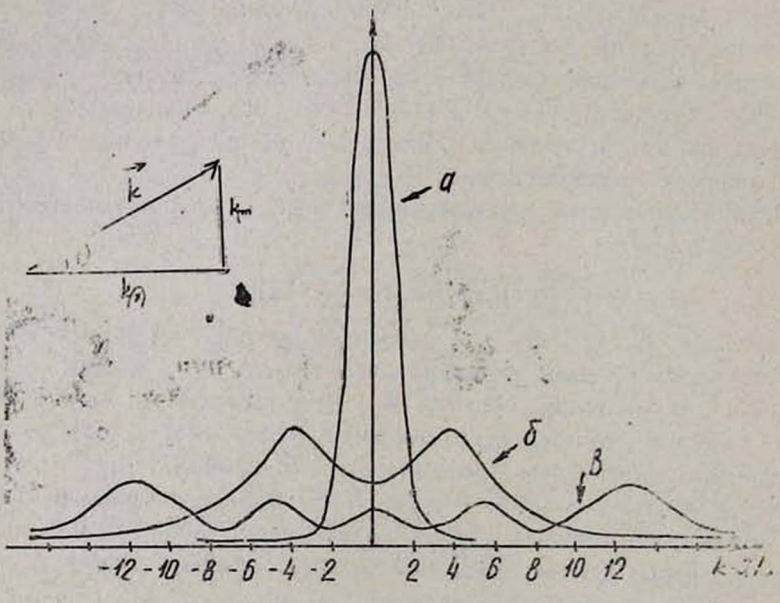

Рис. 1 Угловое распределение $|E(k)|^2$ гауссовского импульса. а) на входе в среду; б) набег фазы $= 0{,}8 \cdot 2\pi$; в) набег фазы $= 1{,}6 \cdot 2\pi$.

Максимум спектрального распределения излучения, идущего по образующей конуса, будет смещен от начального значения ω_0 на величину $\partial\varphi/\partial\tau(\tau = \tau_0)$, где τ_0—точка перегиба функции $\varphi(\tau)$.

Ситуация усложняется, если набег фазы в среде превосходит 2π. На огибающей импульса всегда существуют точки, в которых $\partial\varphi/\partial\rho$ одинаковы, т. е. одинаковы k_ρ. Если разность фаз между этими точками кратна π, то внутри основного конуса излучения возникает интерференционная картина, число колец которой может быть оценено из соотношения $N\sim\varphi/2\pi$. Подобная четкая интерференционная картина наблюдалась в жидких кристаллах [9].

Для двухуровневой среды угол полураствора конуса, вычисленный согласно (2)—(4), будет:

$$\theta=\frac{2\pi Nd^2x}{\hbar(\delta^2+4d^2\mathscr{E}^2/\hbar^2)^{3/2}}\frac{\partial}{\partial\rho}\frac{4d^2\mathscr{E}^2}{\hbar^2}(\rho=\rho_0). \tag{5}$$

Здесь N—плотность атомов, d—модуль дипольного момента атома, δ—расстройка резонанса, ρ_0—точка перегиба функции $\mathscr{E}$.

Таким образом, величина угла не зависит от знака расстройки резонанса, но увеличивается с её уменьшением или с увеличением оптической длины Nd^2x и напряженности поля $\mathscr{E}$. В то же время, при больших нелинейностях $\alpha=(2\mathscr{E}d/\hbar\delta)^2>2$, величина угла θ начинает убывать с ростом α, стремясь к нулю при $\alpha\to\infty$ (самопросветление среды).

В трехуровневой среде при распространении двух импульсов, частоты которых связаны условием двухфотонного резонанса, на каждой из накачек будут формироваться свои конусы излучения, углы полурастворов которых будут определяться следующими выражениями:

$$\theta_1=\left|\frac{2\pi Nd_1^2x}{\hbar\delta_1R^{3/2}}\left[(1+I_1-I_2)\frac{\partial I_2}{\partial\rho}-2I_2\frac{\partial I_1}{\partial\rho}\right]\right|, \tag{5}$$

$$\theta_2=\left|\frac{2\pi Nd_2^2x}{\hbar\delta_1R^{3/2}}\left[(1+I_1-I_2)\frac{\partial I_1}{\partial\rho}+2I_1\frac{\partial I_2}{\partial\rho}\right]\right|, \tag{6}$$

$$R^{3/2}=(1+I_1-I_2)^2+4I_1I_2.$$

(Для вычисления амплитуды поляризованности среды были использованы результаты работы [12]). Здесь δ_1, δ_2—однофотонная и двухфотонная расстройки резонансов, $\delta_1=\omega_{21}-\omega_1$, $\delta_2=\omega_{31}-\omega_1-\omega_2$, d_i—модули дипольных моментов переходов между уровнями 1—2, 2—3 соответственно, $I_i=\mathscr{E}_i^2d_i^2/\hbar^2\delta_1\delta_2$. Производные по ρ берутся в точках перегибов функций $\mathscr{E}_1(\rho)$, $\mathscr{E}_2(\rho)$.

В случае вырожденной накачки, когда $\mathscr{E}_1=\mathscr{E}_2=\mathscr{E}$, $\omega_1=\omega_2=\omega$, имеем один конус, угол которого равен

$$\theta=\left|\frac{4\pi Nd_1^2d_2^2x}{\hbar^3\delta_1^2\delta_2R^{3/2}}\frac{\partial\mathscr{E}^2}{\partial\rho}(\rho=\rho_0)\right|. \tag{7}$$

Экспериментально исследовалось распространение пикосекундных импульсов вблизи двухфотонного резонанса в парах атомов цезия (вырожденная накачка) и бария (невырожденная накачка). В случае вырожденной накачки (переход $6S_{1/2}$—$7S_{1/2}$ в атомах цезия,

$\lambda \sim$ 1,0796 мкм) использовался лазер на $Nd^{3+}:YAlO_3$. Одиночный импульс длительностью 25±5 псек и спектральной шириной ~ 2 $см^{-1}$ телескопировался до диаметра 1 мм и направлялся в Т-образную кювету с парами цезия. Длина кюветы составляла 25 см, а окна были изготовлены из кристаллического лейкосапфира и ориентированы так, чтобы избежать двулучепреломления. Энергия импульсов ставляла 3 мдж. В эксперименте изменялось давление паров цезия, начиная с 10^{16} ат/см^3 и выше. Однофотонная расстройка резонанса составляла $\delta_1 = 2500$ см$^{-1}$, а двухфотонная—$\delta_2 = 15$ см$^{-1}$. При плотности атомов $N \sim 10^{16}$ ат/см^3 основная часть излучения, покидающего кювету, распространялась по конусу, угол полураствора которого составлял 1,8±0,1 мрад (начальная расходимость пучка была 0,9±0,1 мрад). В центре конуса при этом наблюдался провал. Набег фазы при этих значениях параметров, вычисленный согласно формуле (2), будет $0{,}8 \cdot 2\pi$. При увеличении плотности паров до $2 \cdot 10^{16}$ат/см^3 угол полураствора конуса увеличивается вдвое, кольцо четко вырисовывалось, а внутри конуса появлялось центральное пятно (набег фазы при этом составляет $1{,}6 \cdot 2\pi$). Дальнейшее увеличение приводило к возникновению второго кольца, а максимальное число колец, зарегистрированное в этом эксперименте, было 4 (рис. 2). При этом угловые размеры внешнего кольца превосходили 5 мрад.

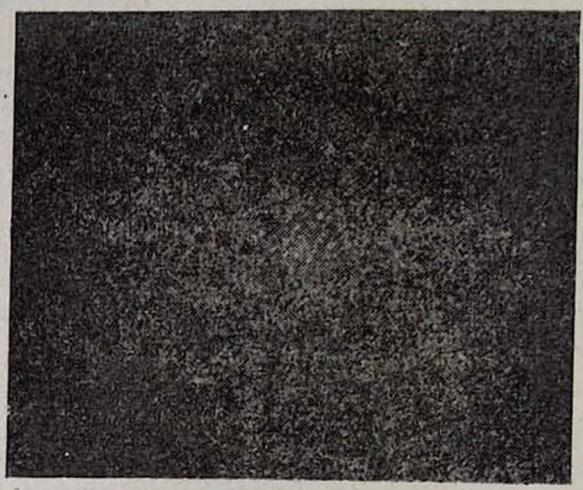

Рис. 2. Поперечное сечение гауссовского пучка после прохождения кюветы с парами атомов цезия, $N > 2 \cdot 10^{16}$ ат/см^3.

В этом эксперименте было зарегистрировано уширение спектра накачки, обусловленное фазовой самомодуляцией, которое составляло более 8 см$^{-1}$.

В эксперименте с парами атомов бария в качестве накачек использовались первая и вторая гармоники пикосекундного перестраиваемого лазера на фосфатном стекле с неодимом, настроенного вблизи $\lambda = 1{,}062$ мкм. Энергии импульсов составляли ~ 1 мдж (первая гармоника) и $\sim 0{,}06$ мдж (вторая гармоника). Длительности импульсов

были порядка 15±3 псек, а спектральная ширина ~2 см$^{-1}$. Оба излучения были поляризованы в одной плоскости и линзой с F=1 м фокусировались в кювету с охлаждаемыми окнами. Эффективная длина нагреваемой зоны, вдоль которой обеспечивалась плотность атомов бария 10^{16} ат/см^2, составляла 20 см. В эксперименте изменялась расстройка резонанса варьированием длины волны лазерного излучения.

Кольцевая структура импульсов стабильно наблюдалась как на первой, так и на второй гармонике при значениях двухфотонной расстройки резонанса, лежащих в диапазоне от +30 см$^{-1}$ до —30 см$^{-1}$, независимо от знака расстройки. Радиусы колец возрастали с уменьшением расстройки двухфотонного резонанса, а при расстройках, больших, чем 30 см$^{-1}$, кольцевая структура пропадала. Уширение частотного спектра накачки в этом эксперименте составляло ~5 см$^{-1}$.

В заключение авторы выражают благодарность Д. Г. Саркисяну за полезные дискуссии и помощь, оказанную в постановке эксперимента.

Частичное финансирование работы было выполнено за счет Американского физического общества.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A. C. Tam.** Phys. Rev., **A19**, 1971 (1979).
2. **D. Kleiber, K. Burnett, J. Cooper.** Phys. Rev., **A25**, 1188 (1982).
3. **A. Plekhanov, S. Rautian et all.** Sov. Phys.—JETP, **61**, 249 (1985).
4. **D. Grishkowsky.** Phys. Rev. Lett., **24**, 866 (1970).
5. **M. Rosenbluk, J. Shevy.** J. Opt. Soc. Am., **85**, 116 (1988).
6. **I. Golub, R. Shuker, G. Erez.** J. Phys., **B19**, 115 (1988).
7. *Г. Г. Григорян, Б. В. Крыжановский.* Оптика и спектроскопия, **67**, 435 (1987).
8. **M. Grenshaw, C. Cantrell.** Phys. Rev., **A39**. 126 (1989).
9. **S. Durbin, S. Arakelian, J. Shen.** Opt. Lett., **6**, 411 (1981).
10. *В. М. Арутюнян, Н. Н. Бадалян* и др. ЖЭТФ, **58**, 37 (1970).
11. *А.Эрдейи.* Асимптотические разложения. М., Мир, 1974.
12. *Г. Г. Григорян, Д. Ю. Меликджанов, М. Л. Тер-Микаелян.* Оптика и спектроскопия, **69**, 998 (1989).

ՏԱՐԱԾԱԿԱՆ ՖԱԶԱՅԻՆ ԻՆՔՆԱՄՈԴՈՒԼՈՒՄԸ ՔՎԱԶԻՐԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Գ. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Մ. Լ. ՏԵՐ-ՄԻՔԱՅԵԼՅԱՆ, Գ. Ա. ԹՈՐՈՍՅԱՆ

Դիտարկվում է կոնային ճառագայթումը, որը առաջանում է երկու և երեք մակարդակային միջավայրերով զերկարճ իմպուլսների տարածման ընթացքում։

SPACE PHASE SELF-MODULATION IN QUAZIRESONANT MEDIUM

G. G. GRIGORIAN, M. L. TER-MIKAELIAN, G. A. TOROSIAN

The conical emission appearing on short optical lenghts during nearly resonant laser pulse propagation through the atomic vapor is studied both theoretically and experimentally.