«Оптика атмосферы и океана», **12,** № 11 (1999)

УДК 537.87

В.Н. Иванов, А.М. Ласица

ГЕНЕРАЦИЯ ГАРМОНИК ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В УДАРНОЙ ВОЛНЕ АНСАМБЛЕМ ТРЕХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ

Омский государственный технический университет

Поступила в редакцию 22.09.99 г.

Теоретически рассматривается один из возможных механизмов генерации гармоник рассеиваемого лазерного излучения в переднем фронте ударной волны. Интерференция верхних квантовых состояний заметно влияет на спектральный состав: в спектре рассеяния наряду с умноженными частотами появляются комбинированные частоты, близкие к ним.

Как известно [1], на переднем фронте ударной волны, возникающей при лазерном пробое, возможно возникновение гармоник лазерного излучения. Основной причиной, приводящей к возникновению у мультипольного момента ансамбля атомов, взаимодействующих с излучением, слагаемых, содержащих гармоники возбуждающего излучения, являются нелинейные эффекты, возникающие в области ударной волны. В данной статье рассматривается один из возможных способов описания этого явления.

Ситуация моделируется следующим образом. Имеется ансамбль трехуровневых атомов, движущийся в переднем фронте ударной волны. У атомов два верхних уровня близки. Предполагается, что движение этих атомов относительно среды, атомы которой еще не вовлечены в процесс, происходит с некоторой средней скоростью **V**. Из-за «трения» (взаимодействия с покоящимися атомами) эта скорость меняется с ускорением **a**. На этот ансамбль атомов падает плоская монохроматическая световая волна, частота которой совпадает с собственной частотой перехода атома с первого уровня на второй. Причем симметрия атомных состояний предполагается такой, что переход с первого уровня на второй возможен в дипольном приближении. Влияние столкновений отдельных атомов с окружающей средой, которая рассматривается как термостат, учитывается феноменологически, введением в волновое уравнение для ψ-функции параметров, связанных со свойствами термостата.

Исходным здесь является полученное методом интегралов по траекториям нелинейное уравнение Шредингера [2], описывающее поведение выделенной подсистемы большого ансамбля частиц:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=\frac{1}{1+i\alpha}\hat{T}\,\psi+U\psi\,\frac{i\alpha}{1+\alpha^2}\langle\psi\,|\,\hat{T}\,|\,\psi\rangle\,\psi, \tag{1}$$

где $\hat{T}$ – эффективный оператор кинетической энергии (его вид для рассматриваемого приближения приведен далее); U – эффективный оператор потенциальной энергии; α – параметр, связанный со свойствами среды, в которой находится исследуемая подсистема. Нелинейность этого уравнения связана с редукцией задачи для ансамбля к задаче об одной подсистеме и отражает в неявном виде реакцию неучитываемой части ансамбля на изменение выделенной подсистемы [3].

Решение этого уравнения, записанного для оптического электрона отдельного атома, взаимодействующего с окружением, можно представить в виде

$$\psi=\frac{\psi(\mathbf{r},t)}{\left[\langle\psi(\mathbf{r},t)\,|\,\psi(\mathbf{r},t)\rangle\right]^{1/2}}\,. \tag{2}$$

Величина $\psi(\mathbf{r},t)$ удовлетворяет уравнению Шредингера, моделирующему поведение электрона атома в анизотропном марковском термостате:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=\frac{1}{1+i\alpha}\left[\frac{1}{2m}\left(\overset{\frown}{\mathbf{P}}-\frac{e}{c}\mathbf{A}-(1-i\alpha)\frac{m\mathbf{V}}{2}\right)^2+\chi\right]\psi+$$
$$+\,e\left[\varphi-\frac{(\mathbf{A}\cdot\mathbf{V})}{2c}-\left(1+i\alpha\frac{m\mathbf{V}^2}{8c}\right)\right]\psi, \tag{3}$$

где e и m – заряд и масса электрона; $\overset{\frown}{\mathbf{P}}$ – оператор импульса; $\mathbf{A}$ и φ – векторный и скалярный потенциалы электромагнитного поля, в котором находится оптический электрон атома; α и χ – неотрицательные параметры, связанные с плотностью термостата (они тем больше, чем чаще происходят ударные возмущения атома).

Отбрасывая слагаемые второго порядка малости как в самом уравнении, так и в его решении, волновую функцию, удовлетворяющую (3), можно представить в виде произведения

$$\psi(\mathbf{r},t)=\exp\left[\alpha\,(\mathbf{m}/(2\hbar))\,(\mathbf{V}\cdot\mathbf{r})\right]\tilde{\psi}(\mathbf{r},t), \tag{4}$$

где $\tilde{\psi}(\mathbf{r},t)$ является решением уравнения

$$i\hbar\frac{\partial\tilde{\psi}}{\partial t}=\frac{1}{1+i\alpha}(\hat{H}-U)\,\tilde{\psi}+U\,\tilde{\psi}+(\mathbf{E}\cdot\mathbf{d})\,\tilde{\psi}-\frac{m}{2e}(\mathbf{a}\cdot\mathbf{d})\,\tilde{\psi}. \tag{5}$$

В (5) введены стандартные обозначения: $\hat{H}$ – гамильтониан невозмущенного атома; U – оператор его потенциальной энергии; $\mathbf{d}$ – оператор дипольного момента; $\mathbf{E}$ – напряженность электрической составляющей внешнего электромагнитного поля.

Используя в качестве базиса собственные функции $\psi_k(\mathbf{r})$ невозмущенного гамильтониана, решение уравнения (5) можно представить в виде

$$\tilde{\psi} = \sum_{k=1}^{3} C_k \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_k t - \gamma_k t\right) \psi_k(\mathbf{r}), \tag{6}$$

$\gamma_k = \alpha\,(E_k - U_{kk})/\hbar$,

где U_{kk} – диагональные матричные элементы оператора потенциальной энергии.

Коэффициенты C_k удовлетворяют следующим системам уравнений, справедливым в приближении вращающихся волн:

$$i\hbar\frac{\partial C_1}{\partial t} = C_2\frac{(\mathbf{E}_0\cdot\mathbf{d}_{12})}{2}\exp\,[-i\,(\mathbf{K}\cdot\mathbf{R}) - (\gamma_2-\gamma_1)t] +$$

$$+\, bC_3\frac{(\mathbf{E}_0\cdot\mathbf{d}_{13})}{2}\exp\,[-i\omega_{32}t - i(\mathbf{K}\cdot\mathbf{R}) - (\gamma_3-\gamma_1)t]; \tag{7}$$

$$i\hbar\frac{\partial C_2}{\partial t} = C_1\frac{(\mathbf{E}_0\cdot\mathbf{d}_{21})}{2}\exp\,[i\,(\mathbf{K}\cdot\mathbf{R}) +$$

$$+\,(\gamma_2-\gamma_1)t] - (1-b)C_3\frac{m}{2e}(\mathbf{a}\cdot\mathbf{d}_{23})\times$$

$$\times\exp\,[-i\omega_{32}t - i(\mathbf{K}\cdot\mathbf{R}) - (\gamma_2-\gamma_1)t]; \tag{8}$$

$$i\hbar\frac{\partial C_3}{\partial t} = bC_1\frac{(\mathbf{E}_0\cdot\mathbf{d}_{31})}{2}\exp\,[i\omega_{32}t + i\,(\mathbf{K}\cdot\mathbf{R}) + (\gamma_3-\gamma_1)t] -$$

$$-\,(1-b)C_2\frac{m}{2e}(\mathbf{a}\cdot\mathbf{d}_{32})\exp\,[i\omega_{32}t - (\gamma_3-\gamma_1)t]. \tag{9}$$

В (7)–(9) $\mathbf{E}_0$ – амплитуда внешней электромагнитной волны, резонансной частоте перехода атома со второго уровня на первый; $\mathbf{R}$ – радиус-вектор точки, где находится атом; $\mathbf{d}_{ij}$ – матричные элементы дипольного момента; b – параметр, равный единице, если переходы между первым и третьим уровнями разрешены в дипольном приближении, и нулю в противном случае (предполагается, что тогда становятся разрешенными в дипольном приближении переходы между вторым и третьим уровнями). При построении этой системы уравнений предполагалось, что константы затухания значительно меньше частоты ω_{32}, а та, в свою очередь, значительно меньше частоты электромагнитного излучения.

Решение системы (7) – (9) независимо от значения параметра b с точностью до членов большего порядка малости имеет вид

$$C_1 = \left\{A_1\exp\left[\frac{(\gamma_1-\gamma_2)}{2}t + i\Omega t\right] + A_2\exp\left[\frac{(\gamma_1-\gamma_2)}{2}t - i\Omega t\right] +\right.$$

$$\left.+\,A_3\exp\,[(\gamma_1-\gamma_3-i\omega_{32})t]\right\}\exp\,[i(\mathbf{K}\cdot\mathbf{R})], \tag{10}$$

$$C_2 = B_1\exp\left[\frac{(\gamma_2-\gamma_1)}{2}t + i\,\Omega t\right] + B_2\exp\left[\frac{(\gamma_2-\gamma_1)}{2}t - i\,\Omega t\right] +$$

$$+\,B_3\exp\,[(\gamma_2-\gamma_3-i\omega_{32})\,t], \tag{11}$$

$$C_3 = D_1\exp\left[\left(\gamma_3 - \frac{(\gamma_1+\gamma_2)}{2} + i\Omega + i\omega_{32}\right)t\right] +$$

$$+\,D_2\exp\left[\left(\gamma_3 - \frac{(\gamma_1+\gamma_2)}{2} - i\Omega - i\omega_{32}\right)t\right] + D_3. \tag{12}$$

Здесь Ω – частота Раби:

$$\Omega = \sqrt{\frac{(\gamma_1-\gamma_2)^2}{4} - \frac{|(\mathbf{E}_0\cdot\mathbf{d}_{12})|^2}{\hbar^2}}. \tag{13}$$

Константы A_i, B_i и D_i определяются начальными условиями.

Наличие в (10)–(12) слагаемых, обусловленных интерференцией квантовых состояний, приводит при вычислении с помощью $\tilde{\psi}(\mathbf{r}, t)$ дипольного момента выделенного атома

$$\langle\mathbf{d}(t)\rangle \approx \tilde{\mathbf{d}}\,[1 - \alpha m/(e\hbar)\,(\mathbf{V}\cdot\tilde{\mathbf{d}}) + ...], \tag{14}$$

где

$$\tilde{\mathbf{d}} = \frac{\langle C_1\psi_1(\mathbf{r},t) + C_2\psi_2(\mathbf{r},t) + C_3\psi_3(\mathbf{r},t)\,|\,\mathbf{d}\,|\,C_1\psi_1(\mathbf{r},t) + C_2\psi_2(\mathbf{r},t) + C_3\psi_3(\mathbf{r},t)\rangle}{\langle C_1\psi_1(\mathbf{r},t) + C_2\psi_2(\mathbf{r},t) + C_3\psi_3(\mathbf{r},t)\,|\,C_1\psi_1(\mathbf{r},t) + C_2\psi_2(\mathbf{r},t) + C_3\psi_3(\mathbf{r},t)\rangle}; \tag{15}$$

$$\psi_k(\mathbf{r}, t) = \exp\left(-i\frac{E_k}{\hbar}t - \gamma_k t\right)\psi_k(\mathbf{r}),$$

к возникновению у него слагаемых, осциллирующих не только на частоте внешнего излучения и его гармониках, но и на комбинационных частотах. Эти осцилляции, очевидно, должны индуцировать электромагнитные волны, распространяющиеся преимущественно в том же направлении, что и внешнее лазерное излучение.

1. *Burnett N.H., Baldes H.A., Richardson M.C., Engright G.D.* Harmonic generation in CO_2-laser target interaction //Appl. Phys. Lett. 1977. V. 31. № 3. P. 172.
2. *Иванов В.Н.* Эвристический способ описания релаксации квантовых систем // Изв. вузов. Физика. 1996. Т. 39. № 2. С. 7–13.
3. *Surjan P.R., Angyan J.* Pertubation theory for nonlinear time-independent Schrodinger equations // Phys. Rev. A. 1983. V. 28. № 1. P. 45–48.

V.N. Ivanov, A.M. Lasitsa. **Laser Harmonic Generation in a Shock Wave by an Ensemble of Three-Level Atoms.**

One of possible mechanisms of generation of harmonicses of a dispersed laser radiation harmonics generation in forward front of a shock wave is considered theoretically. The interference of the upper quantum states noticeably influences the spectral structure: together with the multiplied frequencies there appear combination frequencies, close to them in the scattering spectrum.