УДК 537.533.7

В. Г. БАРЫШЕВСКИЙ, И. М. ГОРЧАРУК

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ КОНВЕРСИЯ γ-КВАНТОВ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗАХ

Нелинейные процессы слияния и расщепления фотонов в среде широко изучаются в оптическом диапазоне. В γ-диапазоне нелинейные эффекты весьма малы и чрезвычайно трудны для экспериментального изучения [1]. В работе [2] одним из авторов показано, что и в γ-диапазоне можно наблюдать весьма интенсивный процесс слияния γ-кванта с оптическим фотоном, если частота его близка к частоте электронного перехода в атоме или колебательного в молекуле. Указанный эффект является аналогом оптического процесса параметрической конверсии и характеризуется законами сохранения энергии и импульса вида: $\omega_\gamma + \Omega n = \omega_{\gamma'}$, $\vec{k}_\gamma + \vec{k}n = \vec{k}_{\gamma'}$, где $\vec{k}$, $\vec{k}_\gamma$ и $\vec{k}_{\gamma'}$ — волновые вектора, а Ω, ω_γ и $\omega_{\gamma'}$ — частоты оптического фотона, падающего и рассеянного γ-квантов в среде, соответственно.

В настоящей работе показано, что вследствие эффекта параметрической конверсии резонансных γ-квантов в молекулярных газах возникает эффективное преобразование частоты их на небольших (порядка 10 см) толщинах. Конверсия сопровождается также эффективным изменением сечения взаимодействия γ-квантов с ядрами, что, согласно [3], позволяет модулировать светом темп фотоядерных реакций.

Качественно причина возникновения эффекта состоит в следующем. Лазерная волна, возбуждающая, например, колебательные переходы в молекуле, заставляет ядра совершать вынужденные колебания на частоте световой волны Ω. В результате линии испускания и поглощения ядер расщепляются на ряд компонент, расстояние между которыми определяется величиной $n\hbar\Omega$ $(n = 0, 1, 2, \ldots)$. Следовательно, если в обычных условиях частота γ-кванта не находится в резонансе с частотой ядерного перехода, то в присутствии внешней лазерной волны могут быть выполнены резонансные условия и возникает сильное поглощение γ-квантов. Изменение поглощательной способности среды вследствие соотношений Крамерса — Кронига приведет к резкому изменению и преломляющих свойств среды.

Рассмотрим эффект более подробно. Предположим, что на плоскопараллельный слой молекулярного газа нормально к нему падают плоские волны γ- и оптического излучений. Оптическая волна характеризуется напряженностью электрического поля $\vec{E}(\vec{r}, t)$, а γ-волна — векторным потенциалом $\vec{A}(\vec{r}, t)$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos[\Omega(t - \vec{e}\vec{r}/c) + \delta], \quad \vec{A}(\vec{r}, t) = \vec{\xi}\,[A_0^- e^{i\omega(t - \vec{e}\vec{r}/c)} + A_0^+ e^{i\omega(t - \vec{e}\vec{r}/c)}], \tag{1}$$

где $\vec{\xi}$ и $\vec{e}$ — единичные векторы направления колебаний и нормали к слою соответственно. Поскольку обе волны имеют одинаковое направление распространения, процессы слияния (расщепления) γ- и оптических квантов при γ-рассеянии вперед происходят без отдачи молекуле. Состояния молекулы в оптическом монохроматическом поле характеризуются полным набором квазиэнергических состояний $e^{-i\mathrm{E}_s t/\hbar}\varphi_s(t)$, $\varphi_s(t + 2\pi/\Omega) = \varphi_s(t)$. В адиабатическом приближении волновые функции молекулы имеют вид: $\varphi_s(t) = e^{i\vec{p}\vec{R}/\hbar}\chi_q(\varkappa, \rho)\,\Phi_{qu\vec{p}}(\rho, \theta, t - \vec{e}\vec{R}/c)$, $\mathrm{E}_s = E_q + p^2/2M + E_{qu\vec{p}}$, где $\chi_q(\varkappa, \rho)$ — электронная, а $\Phi_{qu\vec{p}}(\rho, \theta, t - \vec{e}\vec{R}/c)$ — колебательная и вращательная волновые функции; $\varkappa$, ρ, θ — совокупность электронных, колебательных и вращательных координат; $\vec{R}$ — координата центра масс молекулы; q, u, $\vec{p}$ — квантовые числа электронного, колебательно-вращательного и поступательного движений. Волновая функция $\Phi_{qu\vec{p}}$ и квазиэнергия $E_{qu\vec{p}}$ удовлетворяют уравнению:

$$i\hbar\frac{\partial\Phi_{qu\vec{p}}(\tau)}{\partial\tau}=\{\hat{T}_{\text{к}}(\rho)+\hat{T}_{\text{в}}(\Theta,\ \rho)+W_q(\rho)+\vec{d}(\Theta,\ \rho)\vec{E}_0\cos(\Omega'\tau+\delta)-$$

$$-E_{qu\vec{p}}\}\Phi_{qu\vec{p}}(\tau),\ \Phi_{qu\vec{p}}(\tau+2\pi/\Omega')=\Phi_{qu\vec{p}}(\tau),\ \tau=(t-\vec{e}\cdot\vec{R}/\Omega)/(1-p_e/M_c),$$

$$\Omega'=\Omega(1-p_e/Mc),\ p_e=\vec{e}\cdot\vec{p}, \tag{2}$$

где $\hat{T}_{\text{к}}(\rho)$ и $\hat{T}_{\text{в}}(\Theta,\ \rho)$ — операторы кинетической энергии колебательного и вращательного движений; $W_q(\rho)$ — энергия взаимодействия ядер в электронном состоянии q; $\vec{d}(\Theta,\ \rho)$ — дипольный момент, а M — масса молекулы. Множитель $(1-p_e/Mc)$ появляется в [2] из-за эффекта Допплера.

Предположим, что γ-квант взаимодействует резонансным образом с некоторым одним ядром 1 в молекуле, взаимодействием с другими ядрами и электронами пренебрегаем. Состояние этого ядра характеризуется стационарными волновыми функциями $|\alpha jm\rangle$, где j — спин ядра, m — его проекция, α — остальные квантовые числа. Взаимодействие γ-кванта с ядром 1 смешивает начальное состояние αj с возбужденным $\alpha' j'$ и индуцирует в нем ток $\vec{j}(\vec{r},\ t)$, который модулируется оптической волной. Ток $\vec{j}(\vec{r},\ t)$ является источником вторичной волны, векторный потенциал которой на расстоянии r от ядра, значительно превосходящем его характерные размеры, при рассеянии вперед равен:

$$\vec{A}_{\text{рас}}(\vec{r},\ t)=-\frac{1}{c^2r}\sum_{\substack{m,\ u\\ n',\ n}}\frac{e^{-i[\omega+(n+n')\Omega]t'}A_0^-\langle\alpha'j'm'|\hat{j}+(\vec{k}_0)|\alpha jm\rangle\times\langle\alpha jm|\hat{j}-(\vec{k}_0)|\alpha'j'm'\rangle}{\mathrm{E}_{\alpha j}-\mathrm{E}_{\alpha'j'}+E_{qup}-E_{qu'p}-\hbar(\omega+n\Omega)(1-p_e|Mc)+i\Gamma^{\alpha j}_{qu'u}}\times$$

$$\times F_{uu'}(n,\ \vec{k}_0)F_{u'u}(n',\ -\vec{k}_{n+n'})+\text{к. с.}, \tag{3}$$

где $\vec{k}_{n+n'}=[\omega+(n+n')\Omega/c]\vec{e}$; $t'=t-r/c$; $\hat{j}\pm(\vec{k}_0)=\int\hat{\vec{j}}(\vec{r})e^{\mp i\vec{k}_0\vec{r}}d^3r$; $\hat{j}(\vec{r})$ — оператор тока ядра 1 в системе его центра масс; q, u', $\vec{p}$ — значения квантовых чисел электронного, колебательно-вращательного и поступательного движений в начальном состоянии, $\mathrm{E}_{\alpha'j}$, $\mathrm{E}_{\alpha j}$ — энергии возбужденного и начального состояний ядра. $\Gamma^{\alpha j}_{qu'u}=\Gamma^{\alpha j}+\Gamma_{qu}+\Gamma_{qu'}$ — сумма ширин возбужденного ядерного и молекулярных квазиэнергетических уровней, величина $F_{uu'}(n,\ \vec{k}_{n'})$ определяется равенством:

$$\langle\Phi_{qu\vec{p}}(\rho,\ \Theta,\ t)|e^{i\vec{k}_{n'}\vec{R}_1}|\Phi_{qu'\vec{p}}(\rho,\ \Theta,\ t)\rangle=\sum_{n=-\infty}^{+\infty}e^{-in\Omega t}F_{uu'}(n,\ \vec{k}_{n'});$$

$\vec{R}_1$ — радиус-вектор ядра 1 в системе центра масс молекулы. Считаем, что начальное состояние ядра 1 неполяризовано и молекулы газа имеют максвеловское распределение по проекции импульса $P(p_e)$. Тогда, усредняя (3) по m' с весом $(2j'+1)$ и по p_e с весом $P(p_e)$, для волны, рассеянной вперед, получим:

$$\vec{A}_{\text{рас}}(\vec{r},\ t)=\frac{\vec{\xi}A_0^-}{r}\sum_n f_n e^{-i[\omega+n\Omega]t'}+\text{к. с.}, \tag{4}$$

где амплитуды рассеяния вперед f_n равны:

$$f_n=-\frac{1}{c^2}\sum_{\substack{u,\ n'',\ n',\\ n''+n'=n}}\frac{(-1)^{j-j'}}{3(2j'+1)}\langle\alpha'j'\|\hat{j}+(\vec{k}_0)\|\alpha j\rangle\langle\alpha j\|\hat{j}^-(\vec{k}_0)\|\alpha'j'\rangle\times$$

$$\times \int \frac{dp_e P(p_e) F_{uu'}(n', \vec{k}_0) F_{u'u}(n'', -\vec{k}_n)}{\mathrm{E}_{\alpha j} - \mathrm{E}_{\alpha' j'} + E_{qu\vec{p}} - E_{qu'\vec{p}} - \hbar(\omega + n'\Omega)(1 - p_e/Mc) + i\Gamma^{\alpha j}_{qu'u}}.$$

Для очень большой однородной ширины $\Gamma^{\alpha j} \gg \hbar\Omega$ время переизлучения γ-кванта намного меньше периода колебаний, процессы слияния (расщепления) маловероятны и $f_n = 0$ при $n \neq 0$. В этом случае эффект параметрической конверсии γ-квантов отсутствует. Однако имеется много переходов в ядрах [4], для которых $\Gamma^{\alpha j}/\hbar \sim 10^7$—$10^{11}$ с$^{-1}$, в то время как $\Omega \sim 10^{13}$—10^{14} с$^{-1}$. Рассмотрим три частных случая.

1) Очень малое допплеровское уширение $\hbar\omega(2kT/Mc^2)^{\frac{1}{2}} \ll \Gamma^{\alpha j}_{qu'u} \ll \hbar\Omega$. Условие резонанса в (5) реализуется для нескольких пар колебательных уровней uu', каждой из которых соответствует определенное число оптических квантов $n(u)$, подстраивающих резонанс. В этом случае суммирование по u в (5) ограничено и

$$f_n = -\frac{1}{c^2} \sum_{\substack{u,\, n'', \\ n'(u)+n''=n}} \frac{(-1)^{j-j'}}{3(2j'+1)} \cdot \frac{\langle \alpha' j' \,\|\, \hat{j} + (\vec{k}_0) \,\|\, \alpha j \rangle \langle \alpha j \,\|\, \hat{j} - (\vec{k}_0) \,\|\, \alpha' j' \rangle}{\mathrm{E}_{\alpha j} - \mathrm{E}_{\alpha' j'} + E_{qu\vec{p}} - E_{qu'\vec{p}} - \hbar[\omega + n'(u)\Omega] + i\Gamma^{\alpha j}_{qu'u}} \times$$
$$\times \int dp_e P(p_e) F_{uu'}(n'(u), \vec{k}_0) F_{u'u}(n'', -\vec{k}_0).$$

2) $\Gamma^{\alpha j}_{qu'u} < \hbar\omega(2kT/Mc^2)^{\frac{1}{2}} \ll \hbar\Omega$, поскольку факторы $F_{uu'}$ и знаменатель в (5) в зависимости от p_e существенно отличны от нуля на интервалах длиной $\Gamma_{qu} Mc/\hbar\Omega$ и $\Gamma^{\alpha j} Mc/\hbar\omega$ соответственно, то в этом случае возникают узкие резонансы в зависимости f_n от Ω. Выражение для f_n имеет вид (5), но как и в 1), суммирование по u ограничено и каждой паре uu' соответствует $n'(u)$. При перестройке частоты Ω по всему допплеровскому контуру одна пара колебательных уровней uu'' дает один «пик»; общее число наблюдаемых «пиков» равно количеству пар uu', находящихся в резонансе, расстояние между «пиками» намного меньше $\hbar\Omega/c$.

3) $\Gamma^{\alpha j}_{qu'u} \ll \hbar\Omega \lessapprox \hbar\omega(2kT/Mc^2)^{\frac{1}{2}}$, тогда f_n определяется общим выражением (5). Здесь также возникают узкие резонансы в f_n от Ω. При перестройке частоты Ω одна пара колебательных уровней может дать несколько узких резонансов, расположенных на расстоянии $\hbar\Omega/c$ друг от друга. Общая картина определяется наложением «пиков» всех пар колебательных уровней uu', находящихся в резонансе.

Когерентная волна, прошедшая через тонкий слой, равна сумме сферических (4) и падающей (1) γ-волн. Векторный потенциал прошедшей волны, усредненный по положениям центров масс молекул в слое равен:

$$\vec{A}_n(\vec{r}, t) = \vec{\xi} A_0^- \sum_n (\delta_{no} + 2\pi i \rho_m / k_n) f_n \Delta z e^{-i[(\omega + n\Omega)t - \vec{k}_n \vec{r}]} + \text{к. с.}, \qquad (6)$$

где Δz — толщина слоя, ρ_m — плотность молекул в газе. Таким образом, когерентная волна, прошедшая через тонкий слой газа, находящегося в условиях параметрической конверсии γ-квантов, содержит спутники падающей волны. Отметим, что спутники в эффекте параметрической конверсии отстоят от основной линии на расстоянии $n\hbar\Omega$ ($n = \pm 1, \pm 2 \ldots$), а не на расстоянии $n\hbar\Omega_0$ (Ω_0 — частота молекулярной моды), как в эффектах γ-оптического резонанса, рассмотренных в [4]. Из (6) следует, что амплитуда ближайшего спутника ($n = 1$) сравнима с амплитудой основной волны на толщине Δz:

$$\Delta z \sim \frac{k_1}{2\pi\rho_m |f_1|} \sim \frac{k_0}{f_0 \rho_m |F_{u'u}(0, \vec{k}_0) F_{uu'}(1, -\vec{k}_0)|},$$

где принято, что в резонансе не изменяется колебательное состояние молекулы и $n' = 0$, f_0 — амплитуда рассеяния γ-кванта вперед в отсутствие лазерного поля. Оценим величину $1/|F_{u'u}(0, \vec{k}_0)F_{uu'}(1, -\vec{k}_0)|$ для двухатомной молекулы в случае, когда допплеровское уширение оптического и ядерного переходов одного порядка с однородным. Известно [5], что в гармоническом приближении $\Phi_{qu\vec{p}}(\rho, t) = Q_{qu}(\rho - g\cos[\Omega t + \delta])$, $g = 2\vec{d}\vec{E}/m\Omega_0[\Omega_0 - \Omega(1 - P_e/Mc) + i\Gamma_{qu}/\hbar]$, где $\vec{d}$ — дипольный момент на единицу удлинения связи, Q_{qu} — стационарная волновая функция гармонического осциллятора. Амплитуда вынужденных колебаний $g \sim 10^{-9}$ см уже при $E_0 \sim 10^3$ в/см, если $d \sim 1$ деб/А, $M \sim 10^{-21}$ г, $\Omega_0 \sim 10^{14}$ с$^{-1}$, $\Gamma_{qu}/\hbar \sim 10^{11}$ с$^{-1}$.

$$\langle \Phi_{qu'\vec{p}} | e^{i\vec{k}_0\vec{R}_1} | \Phi_{qu\vec{p}} \rangle \sim e^{-k_0 g \frac{m_2}{M}\cos\Omega t} \langle Q_{qu'} | e^{-ik_0\rho\frac{m_2}{M}} | Q_{qu'} \rangle,$$

где m_2 — масса ядра 2 в двухатомной молекуле. При $\rho_m \sim 10^{19}$ см$^{-3}$, $k_0 \sim 10^{10}$ см$^{-1}$, $m_2/M \sim 10^{-1}$, $k_0\rho_m f_0 \sim 1$ см $|F_{u'u}(0, \vec{k}_0) F_{uu'}(1, -\vec{k}_0)| \sim 0{,}1$ и $\Delta z \sim 10$ см.

Таким образом, когерентное преобразование частоты γ-квантов происходит на небольших толщинах газа. При энергиях $E_{\alpha j} - E_{\alpha' j'} + E_{qu\vec{p}} - E_{qu'\vec{p}} - n\hbar\Omega \approx \hbar\omega$ возникает сильное резонансное поглощение, которое можно наблюдать также по вторичным эффектам, например, электронам внутренней конверсии или по процессу фотоделения ядра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бушуев В., Колпаков А., Кузьмин Р.— УФН, 1978, т. 126, с. 497.
2. Барышевский В.— Докл. АН БССР, 1979, т. 23, с. 1107.
3. Берлович Е., Василенко С., Новиков Ю. Времена жизни возбужденных состояний ядер.— Л., 1972.
4. Летохов В., Чеботаев В. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии.— М., 1975.
5. Браун П., Петелин А.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, с. 1581.

Поступила в редакцию
10.05.82.

Кафедра ядерной физики

УДК 539.121.7

В. В. ТИХОМИРОВ

ВЛИЯНИЕ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА ПРОЦЕССЫ ИЗЛУЧЕНИЯ И РОЖДЕНИЕ ПАР В КРИСТАЛЛАХ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Влияние многократного рассеяния на радиационные процессы в кристаллах активно исследуется в последнее время [1—4]. В работе [5] показано, что при больших энергиях γ-квантов возникает новое явление двойного лучепреломления. Теория этого эффекта дана в [6]. Суть этого явления состоит в следующем. Взаимодействие γ-квантов достаточно высоких энергий с атомными плоскостями (осями) описывается теорией рождения пар в медленно меняющемся электрическом поле $-\vec{\nabla}_{\rho} V$ [6], V — усредненный потенциал плоскостей (осей), производная берется в направлении, перпендикулярном к ним. Известно [7, 8], что в электрическом поле γ-кванты, поляризованные параллельно и перпендикулярно к нему, поглощаются по-разному. Поле атомных плоскостей направлено во всем кристалле вдоль нормали к плоскостям. Поэтому в нем γ-кванты с различной поляризацией поглощаются по-разному. Взаимодействие γ-квантов с веществом может быть описано на языке показателя преломления. Его мнимая часть, определяемая сечением рождения пар γ-квантом, позволяет при помощи дисперсионного соотношения

$$\mathrm{Re}\, n^2(z) = 1 - \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathrm{Im}\, n^2(z')\, dz'}{z' - z} \qquad (1)$$