УДК 535.35+539.184

БЕЗДОППЛЕРОВСКИЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОЦЕССЫ В СИЛЬНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

А. К. Попов и *В. М. Шалаев*

Показано, что с увеличением интенсивности накачки компенсация допплеровского уширения двухфотонного перехода во встречных волнах исчезает. Наоборот, узкий бездопплеровский резонанс оказывается возможным в поле излучения с двумя различными частотами, причем не только в схеме двухфотонного поглощения, но и в схеме комбинационного рассеяния. Поскольку частоты накачки можно выбрать так, чтобы расстройка относительно промежуточного уровня была мала, появляется дополнительная возможность увеличения вероятности бездопплеровских переходов. Сформулированы условия получения узких бездопплеровских резонансов в полях разных частот. Показаны возможности резкого увеличения нелинейных восприимчивостей для резонансных четырехфотонных процессов за счет указанного явления. Сделаны оценки условий наблюдения предсказанного явления в парах натрия. Явление может наблюдаться при умеренных интенсивностях накачки порядка 1 кВт/см^2.

Представления о ступенчатых и многофотонных процессах играют важную роль в современной физике. Эти понятия были введены на основе теории возмущений. В сильных полях частотно-корреляционные свойства радиационных процессов, дискриминирующие различные процессы, претерпевают изменения, что сопровождается изменением допплеровских ширин линий излучения и поглощения [1]. В частности, в [1] было показано, что бездопплеровские процессы в сильных полях возможны даже в тех случаях, когда они невозможны в слабых полях. Это относится, в частности, к процесам типа комбинационного рассеяния. Условия бездопплеровской спектроскопии в слабых полях были рассмотрены позднее в работах [2, 3] (Библиографию работ см. также в [4]). В [1] исследовалось изменение формы линии поглощения и испускания слабого поля в присутствии сильного. В настоящей работе дано развитие и обобщение результатов на случай, когда оба поля могут сильно возмущать атомную систему. Показано, что условия бездопплеровского поглощения и рассеяния излучения при этом могут существенно меняться. Бездопплеровские переходы в сильных полях представляют значительный интерес для физики селективного воздействия на вещество, лазеров на ВКР и с оптической накачкой. Исследована роль указанных явлений при резонансных четырехфотонных параметрических взаимодействиях в газах. Показаны возможности увеличения на несколько порядков нелинейной восприимчивости и коэффициента преобразования излучения.

Основные выражения

Рассмотрим квазирезонансное взаимодействие двух сильных монохроматических полей с трехуровневой системой (см. рисунок, *а*), предполагая, что каждое поле взаимодействует лишь с одним переходом. Для схемы переходов типа комбинационного рассеяния (см. рисунок, *б*) результаты могут быть получены путем простых замен в окончательных выражениях для схемы рисунка, *а*.

В стационарном приближении система уравнений для элементов матрицы плотности сводится к системе алгебраических уравнений

$$
\left.
\begin{aligned}
P_{gm} r_{gm} &= iG^* \Delta_{gm} + i r_{gn} G_\mu, \\
P_{mn} r_{mn} &= iG_\mu^* \Delta_{mn} - iG r_{gn}, \\
P_{gn} r_{gn} &= -iG^* r_{mn} + i r_{gm} G_\mu^*, \\
\Gamma_m r_m &= 2\,\mathrm{Re}\,\{i r_{mn} G_\mu - i r_{gm} G\}, \\
\Gamma_n r_n &= -2\,\mathrm{Re}\,\{iG_\mu r_{mn}\}.
\end{aligned}
\right\} \qquad (1)
$$

Здесь r_{ij} — амплитуды элементов матрицы плотности ρ_{ij} в представлении взаимодействия (например, $\rho_{gn} = r_{gn} \exp\{i[\Omega_{gn} t - (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)\mathbf{r}]\}$, $\mathbf{k}_j$ — волновые векторы излучений $\Omega_{gn} = \Omega_{mn} + \Omega_{gm} = (\omega_2 - \omega_{mn}) + (\omega_1 - \omega_{ng})$), Γ_i — скорости релаксации заселенностей, Γ_{ij} — полуширины переходов $P_{ij} = \Gamma_{ij} + i\Omega'_{ij}$; $\Omega'_{gn} = \Omega_{gn} - (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)\mathbf{v}$; $\Omega'_{mn} = \Omega_{mn} - \mathbf{k}_2\mathbf{v}$; $\Omega'_{gn} = \Omega_{gn} - \mathbf{k}_1\mathbf{v}$; $\mathbf{v}$ — скорость движения атома; $\Delta_{ij} = r_i - r_j$ — разности заселенностей; $G_\mu = -\mathbf{E}_2\mathbf{d}_{nm}/2\hbar$; $G = -\mathbf{E}_1\mathbf{d}_{mg}/2\hbar$.

Из системы (1) получаем

$$
\left.
\begin{aligned}
r_{gm} &= \frac{iG^* \{|G_\mu|^2 \Delta_{mn} + (P_{mn}P_{gn} + |G|^2)\Delta_{gm}\}}{P_{gm}P_{mn}\tilde{P}_{gn}}, \\
r_{mn} &= \frac{iG_\mu^* \{|G|^2 \Delta_{gm} + (P_{gm}P_{gn} + |G_\mu|^2)\Delta_{mn}\}}{P_{gm}P_{mn}\tilde{P}_{gn}},
\end{aligned}
\right\} \qquad (2)
$$

где

$$
\tilde{P}_{gn} = \left(\Gamma_{gn} + \frac{|G|^2}{\Omega'^2_\mu}\Gamma_{mn} + \frac{|G_\mu|^2}{\Omega'^2}\Gamma_{gm}\right) + i\left(\Omega'_{gn} - \frac{|G|^2}{\Omega'_\mu} - \frac{|G_\mu|^2}{\Omega'}\right) = \tilde{\Gamma}_{gn} + i\tilde{\Omega}'_{gn}.
$$

С помощью (2) и последних двух уравнений системы (1) находим решение для заселенностей уровней n и m в поле $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{E}_2$ для случая, когда $|\Omega|$, $|\Omega_\mu| \gg |\tilde{\Omega}_{gn}|$, Γ_{ij}, $k_{1,2}\bar{v}$, где $\bar{v}$ — наивероятнейшая скорость

$$
\left.
\begin{aligned}
r_n &= \left\langle \frac{a\varkappa}{\tilde{\Omega}'^2_{gn} + \tilde{\Gamma}^2_{gn}(1+\varkappa)} \right\rangle, \\
r_m &= \left\langle \frac{b\varkappa}{\tilde{\Omega}'^2_{gn} + \tilde{\Gamma}^2_{gn}(1+\varkappa)} - \right. \\
&\left. - \frac{\dfrac{\Omega_\mu}{\Omega}\dfrac{\varkappa}{|G_\mu|^2}\tilde{\Gamma}_{gn}\Gamma_{gm}\left(\Gamma_n + 2\dfrac{|G_\mu|^2}{\Omega_\mu^2}\Gamma_{mn}\right)}{\bar{\Gamma}_m - 2\bar{\Gamma}_n - \dfrac{\Omega}{\Omega_\mu}\Gamma_m - \left(1 + 2\dfrac{\Omega_\mu}{\Omega} + \dfrac{\Omega}{\Omega_\mu}\right)\Gamma_n} \, \frac{\tilde{\Omega}'^2_{gn} + \tilde{\Gamma}^2_{gn}}{\tilde{\Omega}'^2_{gn} + \tilde{\Gamma}^2_{gn}(1+\varkappa)} \right\rangle.
\end{aligned}
\right\} \qquad (3)
$$

Здесь угловые скобки означают усреднение с максвелловским распределением по скоростям атомов,

$$
\left.
\begin{aligned}
a &= \tilde{\Gamma}^2_{gn}\bar{\Gamma}_m\left[\bar{\Gamma}_m - 2\bar{\Gamma}_n - \frac{\Omega}{\Omega_\mu}\Gamma_m - \left(1 + 2\frac{\Omega_\mu}{\Omega} + \frac{\Omega}{\Omega_\mu}\right)\Gamma_n\right]^{-1}, \\
b &= -\tilde{\Gamma}^2_{gn}\left(\bar{\Gamma}_n + \frac{\Omega_\mu}{\Omega}\Gamma_n\right)\left[\bar{\Gamma}_m - 2\bar{\Gamma}_n - \frac{\Omega}{\Omega_\mu}\Gamma_m - \left(1 + 2\frac{\Omega_\mu}{\Omega} + \frac{\Omega}{\Omega_\mu}\right)\Gamma_n\right]^{-1}, \\
\bar{\Gamma}_m &= \Gamma_m - 2\left(\frac{|G|^2}{\Omega\Omega_\mu}\Gamma_{gm} + \frac{|G_\mu|^2}{\Omega\Omega_\mu}\Gamma_{mn}\right), \\
\bar{\Gamma}_n &= \Gamma_n + 2\left(\frac{|G|^2}{\Omega\Omega_\mu}\Gamma_{gm} + \frac{|G_\mu|^2}{\Omega\Omega_\mu}\Gamma_{mn}\right), \\
\varkappa &= -2\frac{|GG_\mu|^2}{\Omega\Omega_\mu\tilde{\Gamma}_{gn}} \, \frac{\bar{\Gamma}_m - 2\bar{\Gamma}_n - \dfrac{\Omega}{\Omega_\mu}\Gamma_m - \left(1 + 2\dfrac{\Omega_\mu}{\Omega} + \dfrac{\Omega}{\Omega_\mu}\right)\Gamma_n}{\Gamma_m\Gamma_n + 2\dfrac{|G_\mu|^2}{\Omega_\mu^2}\Gamma_{mn}(\Gamma_m + \Gamma_n) + 4\dfrac{|G|^2}{\Omega^2}\Gamma_{gm}\left(\Gamma_n + 3\dfrac{|G_\mu|^2}{\Omega_\mu^2}\Gamma_{mn}\right)}.
\end{aligned}
\right\} \qquad (4)
$$

Устремляя $\Gamma_m \to \infty$, из (3) легко получить выражение для r_n, когда заселенность промежуточного уровня r_m пренебрежимо мала. Полатая $|G|$, $|G_\mu| \ll |\Omega|$, $|\Omega_\mu|$, $\Omega_\mu/\Omega \approx -1$, получаем обычное выражение для двухфотонного поглощения в слабых полях и условие, когда эффект Допплера не проявляется: $\mathbf{k}_1 = -\mathbf{k}_2$.

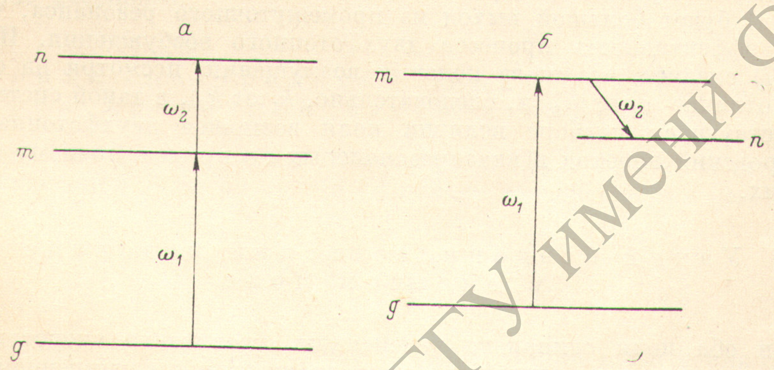
Бездопплеровские переходы в сильных полях

Атомы, движущиеся с различными скоростями, испытывают различное полевое возмущение двухфотонного резонанса. Проанализируем выражение для резонансного знаменателя $\tilde{P}_{gn}$

$$\tilde{P}_{gn} = \tilde{\Gamma}_{gn} + i\left(\Omega'_{gn} - \frac{|G|^2}{\Omega'_\mu} - \frac{|G_\mu|^2}{\Omega'}\right). \tag{5}$$

Учитывая допплеровские сдвиги в первом неисчезающем приближении и разлагая по $\mathbf{k}_1\mathbf{v}/\Omega$ и $\mathbf{k}_2\mathbf{v}/\Omega_\mu$ с точностью до первого порядка, получим

$$\tilde{P}_{gn} = \tilde{\Gamma}_{gn} + i\,[\tilde{\Omega}_{gn} - (\tilde{\mathbf{k}}_1 + \tilde{\mathbf{k}}_2)\,\mathbf{v}] = \tilde{\Gamma}_{gn} + i\tilde{\Omega}_{gn} - \\ - i\left[\left(1 + \frac{|G_\mu|^2}{\Omega^2}\right)\mathbf{k}_1 + \left(1 + \frac{|G|^2}{\Omega_\mu^2}\right)\mathbf{k}_2\right]\mathbf{v}, \tag{6}$$



где

$$\tilde{\mathbf{k}}_1 = \left(1 + \frac{|G_\mu|^2}{\Omega^2}\right)\mathbf{k}_1, \quad \tilde{\mathbf{k}}_2 = \left(1 + \frac{|G|^2}{\Omega_\mu^2}\right)\mathbf{k}_2.$$

Отсюда следует важный вывод о том, что, если полевые сдвиги энергетических уровней становятся соизмеримыми с допплеровскими ширинами переходов, то условие бездопплеровских переходов зависит от интенсивности взаимодействующих волн. Для поглощения это условие имеет вид: $\tilde{\mathbf{k}}_1 = -\tilde{\mathbf{k}}_2$.

При рассеянии излучения, когда энергия уровня n меньше энергии уровня m (см. рисунок, *б*), формула для r_n получается из (3), (4) путем замены $\Omega'_\mu \to -\Omega'_\mu$, $\mathbf{k}_2 \to -\mathbf{k}_2$. В частности, условие бездопплеровского перехода $g \to n$ в этом случае приобретает вид $\tilde{\mathbf{k}}_1 = \tilde{\mathbf{k}}_2$. В общих случаях должно быть выполнено следующее условие на модули волновых векторов:

$$k_2 = \frac{1 + \frac{|G_\mu|^2}{\Omega^2}}{1 + \frac{|G|^2}{\Omega_\mu^2}}\,k_1. \tag{7}$$

Из (6) видно, что условие бездопплеровского перехода может выполняться при сильно отличающихся частотах ω_1 и ω_2, если $|G| \sim |\Omega_\mu|$ или $|G_\mu| \sim |\Omega|$. При выполнении (7) атомы с любыми скоростями будут одинаково участвовать в переходах на уровень n, а вероятность перехода как функция $\tilde{\Omega}_{gn}$ приобретает лоренцевский вид с шириной $\tilde{\Gamma}_{gn}$. Если условие (7) не выполняется, то, усредняя по скоростям (3), получаем для вероятности перехода на уровень n в единицу времени W следующую формулу:

$$\left.\begin{aligned} W = \langle \Gamma_n r_n \rangle = \frac{a\varkappa\Gamma_n}{\tilde{\Gamma}_{gn}\sqrt{1+\varkappa}} \operatorname{Re}\left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{|\tilde{\mathbf{k}}_1+\tilde{\mathbf{k}}_2|\bar{v}} e^{p^2}\,[1-\Phi(p)] \right\}, \\ p = [\tilde{\Gamma}_{gn}\sqrt{1+\varkappa} + i\tilde{\Omega}_{gn}]/|\tilde{\mathbf{k}}_1+\tilde{\mathbf{k}}_2|\,\bar{v}, \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

$\Phi(z)$ — интеграл вероятности. Если $|\tilde{\mathbf{k}}_1+\tilde{\mathbf{k}}_2|\,\bar{v} \gg \tilde{\Gamma}_{gn}\sqrt{1+\varkappa}$, то

$$W = \frac{a\varkappa\Gamma_n}{\tilde{\Gamma}_{gn}\sqrt{1+\varkappa}} \frac{\sqrt{\pi}}{|\tilde{\mathbf{k}}_2+\tilde{\mathbf{k}}_2|\,\bar{v}} e^{-(\tilde{\Omega}_{gn}/|\tilde{\mathbf{k}}_1+\tilde{\mathbf{k}}_2|\,\bar{v})^2}. \tag{9}$$

Формула (7) обобщает условие бездопплеровского поглощения на случай сильных полей. В этом выражении не предполагается малость величин $|G/\Omega|$ и $|G_\mu/\Omega_\mu|$.

В слабых полях для процессов типа комбинационного рассеяния полная компенсация допплеровского уширения невозможна, поскольку $\mathbf{k}_2 \neq \mathbf{k}_1$, а для двухфотонного поглощения необходимо, чтобы $\mathbf{k}_2 = -\mathbf{k}_1$. В последнем случае в системе с неравно отстоящими уровнями (см. рисунок, *а*) будет большой выход из промежуточного резонанса, что понижает эффективность процесса двухфотонного возбуждения. Из формулы (7) следует, что из-за полевых возмущений, несмотря на существенное отличие ω_1 от ω_2 (и, следовательно, k_1 от k_2), в такой системе при соответствующем подборе величин поля возможен двухфотонный бездопплеровский переход в квазирезонансных по промежуточному уровню условиях.

Узкий бездопплеровский резонанс в сильном поле

Если оба поля одинаково интенсивны, увеличение скорости двухфотонных переходов сопровождается значительным уширением двухфотонного резонанса.

Проанализируем условия, при которых может одновременно выполняться соотношение $\tilde{\Omega}_{gn}=0$ и равенство (7) при дополнительном требовании $\tilde{\Gamma}^2_{gn}(1+\varkappa) \sim \Gamma^2 \ll (k_1+k_2)\,\bar{v}$, где Γ — характерные естественные ширины переходов. Последнее требование эквивалентно условию $|GG_\mu|^2/|\Omega\Omega_\mu| \sim \Gamma^2$. С другой стороны, чтобы добиться значительного различия k_1 и k_2 [см. (7)], необходимо, чтобы $|G| \sim |\Omega_\mu|$ (или $|G_\mu| \sim |\Omega|$). Из полученных выражений следует, что эти условия совместны, если $|G| \sim |\Omega_\mu|$, $|G_\mu| \sim \Gamma$ (или $|G_\mu| \sim |\Omega|$, $|G| \sim \Gamma$). Если $\omega_{nm} < \omega_{mg}$, то в квазирезонансных условиях относительно промежуточного уровня $k_2 < k_1$. При этом, как видно из (7), необходимо более сильным выбирать именно поле $\mathbf{E}_1$. Если $\omega_{nm} > \omega_{mg}$, ситуация обратная.

Можно показать, что если частота ω_1 более сильного поля задана, $\omega_{nm} < \omega_{mg}$, $|\Omega|$, $|\Omega_\mu| < \omega_{mg}$, ω_{mn}, то при интенсивностях полей в указанном интервале значений максимум бездопплеровского поглощения достигается при следующих значениях частоты ω_2 и интенсивности поля $\mathbf{E}_1$:

$$\Omega_\mu = -\Omega\frac{\omega_{mn}}{2\omega_{nm}-\omega_{mg}}; \quad |G|^2 = \Omega^2\frac{\omega_{nm}(\omega_{mg}-\omega_{nm})}{(\omega_{mg}-\omega_{nm})^2}. \tag{10}$$

Если же задана частота ω_2, то для частоты и интенсивности поля $\mathbf{E}_1$ соответственно имеем

$$\Omega = -\Omega_\mu\frac{2\omega_{nm}+2\Omega_\mu-\omega_{mg}}{\omega_{nm}}; \quad |G|^2 = \Omega^2_\mu\frac{\omega_{mg}-\omega_{nm}-2\Omega_\mu}{\omega_{nm}}. \tag{11}$$

Проиллюстрируем сделанные выводы оценками для перехода $3s—3p—4s$ натрия. Выберем частоту более слабого поля $\nu_2=8823$ см$^{-1}$, что соответствует выходу из резонанса с переходом $3p—4s$, $\Delta\nu_\mu=\nu_2-\nu_{nm}=50$ см$^{-1}$. Поскольку $|d_{nm}|\approx|d_{mg}|\approx 10$ дб., $\Gamma\sim 10^9$ с$^{-1}$, условие $|G_\mu|\sim\Gamma$ выполняется при интенсивностях слабого поля $I_\mu\approx 5$ Вт/см^2. Далее, из (11) получаем $\nu_1=16\,963$ см$^{-1}$ и $|G|=48$ см$^{-1}$, т. е. необходимое значение интенсивности сильного поля соответствует $I\approx 10$ МВт/см^2. Если же $\Delta\nu_\mu\approx 1$ см$^{-1}$, то необходимое значение интенсивности уменьшается, $I\approx 5$ кВт/см^2.

Рассмотренный пример иллюстрирует возможности осуществления бездоплеровского перехода в условиях двухфотонного резонанса и квазирезонанса относительно промежуточного уровня при существенном различии частот и умеренных интенсивностях полей, участвующих в процессе.

Наоборот, из формулы (7) следует и другой важный вывод о том, что при одночастотной накачке с $\omega_1=\omega_2$, $\mathbf{k}_1=-\mathbf{k}_2$, если $|d_{nm}|\neq|d_{mg}|$, с увеличением интенсивности накачки компенсация допплеровского уширения на двухфотонном переходе исчезает и одновременно растет полевое уширение резонанса.

Форма спектральной линии поглощения при фиксированной частоте одного из полей

Рассмотрим форму линии поглощения поля $\mathbf{E}_2$ в присутствии поля $\mathbf{E}_1$ с фиксированной частотой ω_1. Из (5) найдем выражение для резонансной частоты

$$\Omega_\mu^{1,2}=-\frac{1}{2}\left(\Omega-\frac{|G_\mu|^2}{\Omega}\right)\pm\frac{1}{2}\sqrt{\left(\Omega-\frac{|G_\mu|^2}{\Omega}\right)^2+4|G|^2}. \tag{12}$$

Таким образом, в заданном поле $\mathbf{E}_1$ форма линии поглощения поля $\mathbf{E}_2$ имеет вид дублета, одна из компонент которого соответствует возмущенному двухфотонному, а другая — возмущенному ступенчатому переходу. Условия бездопплеровского поглощения в максимумах этих компонент имеют вид

$$\mathbf{k}_2=M_1\mathbf{k}_1,\quad \mathbf{k}_2=M_2\mathbf{k}_1,$$

где
$$M_{1,2}=-\frac{1}{2}\left(1+\frac{|G_\mu|^2}{\Omega^2}\right)\left[1\pm\frac{\Omega-\dfrac{|G_\mu|^2}{\Omega}}{\sqrt{\left(\Omega-\dfrac{|G_\mu|^2}{\Omega}\right)^2+4|G|^2}}\right]. \tag{13}$$

В случае слабых полей $|G|$, $|G_\mu|\ll|\Omega|$; $M_1\approx -1$, $-M_2\ll 1$, и условие бездопплеровского двухфотонного поглощения принимает хорошо известный вид $\mathbf{k}_2=-\mathbf{k}_1$. Формулы (12) и (13) являются обобщением соответствующих выражений, полученных в [1] для сильного поля $\mathbf{E}_1$ и слабого поля $\mathbf{E}_2$ на случай обоих сильных полей и отражают изменение частотно-корреляционных свойств радиационных процессов в сильных полях. Функции $M_{1,2}$ являются факторами корреляции (мерой памяти) между частотами ω_1 и ω_2 в резонансах (12), поскольку $M_{1,2}=\partial\Omega_\mu^{(1,2)}/\partial\Omega$. Таким образом, в слабых полях один резонанс по ω_2 полностью коррелирован с частотой ω_1 ($M_1=-1$, $\Omega_\mu=-\Omega$). Он соответствует двухфотонному процессу. Другой резонанс совершенно не коррелирован с частотой ω_1 ($M_2=0$, $\Omega_\mu=0$). Он соответствует ступенчатому переходу (поглощению с уровня m).

Из изложенного выше следует, что с увеличением интенсивностей полей $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{E}_2$ оба фактора M_1 и M_2 становятся отличными как от нуля, так и от —1. Таким образом, разделение радиационных процессов, соответствующих двум компонентам спектра, на ступенчатые и двухфотонные становится физически бессодержательным.

Бездоплеровские резонансные четырехфотонные параметрические процессы

Бездопплеровские переходы могут ярко проявляться и при резонансном четырехфотонном смешении частот в газах типа $\omega_s = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$ и $\omega_s = \omega_1 - \omega_2 \pm \omega_3$, когда $\omega_1 + \omega_2$, или $\omega_1 - \omega_2$ соответствуют двухфотонному резонансу с переходом ng. При этом в сильных полях на частотах ω_1 и ω_2 в нелинейной восприимчивости возникает резонансный знаменатель типа $\tilde{P}_{ng}$. При условиях и оценках, аналогичных приведенным выше, допплеровское уширение указанного перехода исчезает, и в точном резонансе в знаменателе усредненной по скоростям нелинейной восприимчивости вместо фактора $|\mathbf{k}_1 \pm \mathbf{k}_2|\bar{v}$ появляется фактор $\tilde{\Gamma}_{ng}$. Таким образом, нелинейная восприимчивость возрастает в $\beta = |\mathbf{k}_1 \pm \mathbf{k}_2|\bar{v}/\tilde{\Gamma}_{ng}$ раз, а мощность генерируемого на суммарной частоте излучения — в β^2 раз. Величина β^2 может составлять 10^4—10^6. Поскольку в сильных полях условие бездопплеровского резонанса можно достичь при $\omega_1 \neq \omega_2$, т. е. в условиях квазирезонанса по промежуточному уровню m, то наряду с фактором β^2 появляется еще дополнительная возможность увеличения мощности генерируемого излучения.

Кроме резкого увеличения коэффициента преобразования излучения указанное явление может быть использовано для генерационной спектроскопии запрещенных переходов и исследования их полевого уширения.

Литература

[1] Т. Я. Попова, А. К. Попов, С. Г. Раутиан, А. А. Феоктистов. ЖЭТФ, *57*, 444, 1969.

[2] L. S. Vasilenko, V. P. Chebotaev, A. V. Shishaev. JERF Lett., *12*, 113, 1970.

[3] B. Cagnac, G. Grynberg, F. Biraben. J. Phys., *34*, 845, 1973.

[4] F. Biraben, E. Gracobino, G. Grynberg. Phys. Rev., *A12*, 2444, 1975.

Поступило в Редакцию 21 сентября 1979 г.