ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXVIII, № 12 РАДИОФИЗИКА 1985

УДК 621.378.3

О ВОЗМОЖНЫХ ПРЕИМУЩЕСТВАХ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВЫНУЖДЕННОГО ДВУХФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КОМПЛЕКСАХ МОЛЕКУЛ

Н. П. Башлакова, В. Р. Блок, Ю. Г. Хронопуло

Рассмотрены условия возбуждения вынужденного двухфотонного излучения (ВДИ) в комплексах молекул, одна из которых имеет линию поглощения на частоте излучения, возбуждающего ВДИ. Показано, что в таком рабочем веществе эффективная двухфотонная генерация может быть получена при инверсной заселенности на порядок и при интенсивности запускающего поля на 2—6 порядков меньших, чем в обычных условиях. Это указывает на возможность создания двухфотонного лазера, генерация которого может возбуждаться довольно слабым излучением, что позволит получать ВДИ в конденсированных средах в широком диапазоне частот.

Основная трудность на пути реализации двухфотонного лазера (ДФЛ) состоит в том, чтобы подыскать такое рабочее вещество, в котором можно создать большую инверсную заселенность и которое одновременно обладало бы большим сечением двухфотонного перехода. Кроме того, ДФЛ является колебательной системой, для возбуждения которой требуется значительное внешнее запускающее поле [1–3]. Это предъявляет дополнительные требования к оптической прочности вещества. Сообщение о получении ВДИ [4], с одной стороны, свидетельствует о реальности создания ДФЛ, а с другой стороны, наглядно демонстрирует вышеперечисленные трудности. ВДИ удалось получить в парах лития, т. е. в рабочем веществе, имеющем очень узкую линию и большое сечение двухфотонного перехода. При этом плотность активных частиц составляла всего $\sim 5\cdot 10^{12}$ *см*$^{-3}$, а величина запускающего поля была порядка величины генерируемого поля. Для практических целей важно иметь бóльшую плотность рабочего вещества и небольшое запускающее поле. Последнее могло бы позволить использовать для запуска ДФЛ маломощные лазеры и, следовательно, получать излучение на дополнительной частоте ω_2 ($\omega_1+\omega_2=\omega_{21}$ — частота рабочего перехода ДФЛ) в широком спектральном диапазоне. В то же время более плотные рабочие среды имеют меньшие сечения двухфотонных переходов и более быструю релаксацию населенностей, что ужестчает требования к пороговым значениям инверсной заселенности и запускающего поля.

В данной работе рассматривается возможность ослабления требований к рабочему веществу ДФЛ и величине запускающего поля.

В работе [5] показано, что сечение двухфотонного поглощения молекулы 1, образующей комплекс с молекулой 2, которая однофотонно поглощает на одной из частот двухфотонного перехода в молекуле 1, может быть на несколько порядков больше, чем сечение соответствующего процесса в изолированной молекуле 1. Рассмотрим предложенный способ повышения сечения двухфотонного процесса в приложении к двухфотонному лазеру.

В нашей задаче молекулами типа 1 будут двухфотонно излучающие молекулы ($\omega_1+\omega_2=\omega_{21}+\delta$), в которых создается инверсия населенностей. Молекулы второго типа обладают дипольным переходом $d_{12}^{(2)}$ на частоте Ω, близкой к частоте запускающего поля $E(\omega_1)$, т. е. $\omega_1=\Omega+\Delta$. Поляризация, которая наводится благодаря этому в молекуле 2, вследствие диполь-дипольного взаимодействия молекул комплекса дает вклад в двухфотонную полярзацию рабочего перехода молекулы 1. Поскольку процессы в молекулах 1 и 2 разного порядка (двух- и однофотонный соответственно), то можно считать существенным лишь воздействие молекулы 2 на молекулу 1, а обратным влиянием можно пренебречь. Нетрудно показать, что в этом приближении уравнения для элементов матрицы плотности вещества 1 по-прежнему имеют вид уравнений обобщенной двухуровневой системы (см. (4.1) в [6]), в которых эффективная энергия взаимодействия имеет вид

$$V = \varkappa_{12} E(\omega_1) E(\omega_2) e^{i\delta t} + \hbar^{-1} \Big(\sum_{k\neq 1,2} d_{1k}^{(1)} d_{k2}^{(1)} G_k \Big) d_{21}^{(2)} \sigma_{12}^{(2)} E(\omega_2) e^{-i\Delta t + i\delta t}, \quad (1)$$

где $\varkappa_{12}$ — поляризуемость второго порядка, ответственная за двухфотонный переход, $G_k = g_{1k} \cos \alpha_{k2}^{\omega_2} (\omega_{1k} + \omega_1)^{-1} + g_{k2} \cos \alpha_{1k}^{\omega_2} (\omega_{1k} + \omega_2)^{-1}$, $g_{ik} = [(e_{ik} e_{21}) - 3 (e_{ik} n)(e_{21} n)] r^{-3}$ — факторы, характеризующие диполь-дипольное взаимодействие молекул 1 и 2 на частоте ω_1. Второй член в выражении (1) пропорционален $\sigma_{12}^{(2)}$, т. е. поляризуемости молекулы 2 на частоте поглощаемого поля. Будем считать, что импульс запускающего поля достаточно длинный, так что матрицу плотности молекулы 2 можно считать квазистационарной. Тогда выражение (1) принимает вид

$$V = (\varkappa_{12} + \varkappa_{12}^F) E(\omega_1) E(\omega_2) e^{i\delta t}, \quad (2)$$

где

$$\varkappa_{12}^F = \hbar^{-2} |d_{12}^{(2)}|^2 \cos(\alpha_{12}) \eta_2 T_2^{(2)} \frac{i - \lambda}{1 + \lambda^2} \sum_{k\neq 1,2} d_{1k}^{(1)} d_{k2}^{(1)} G_k. \quad (3)$$

Здесь

$$\eta_2 = \eta_2^0 (1 + I_1/I_{\text{нас}}^{(2)})^{-1} \quad (4)$$

— разность населенностей на дипольном переходе в молекуле 2, $I_1 = |E(\omega_1)|^2$, $I_{\text{нас}}^{(2)} = \frac{\hbar^2}{4} (1 + \lambda^2) (T_1^{(2)} T_2^{(2)})^{-1} |d_{12}^{(2)}|^{-2} (\cos \alpha_{12})^{-2}$ — интенсивность поля, насыщающего дипольный переход, $T_1^{(2)}$ и $T_2^{(2)}$ — соответственно время продольной и поперечной релаксации в молекулах 2, $\lambda = \Delta T_2^{(2)}$ — отношение частотной расстройки Δ к ширине линии дипольного перехода. Добавка $\varkappa_{12}^F$ к двухфотонной поляризуемости $\varkappa_{12}$ возникает благодаря взаимодействию высокочастотного дипольного момента $P_2(\omega_1)$, создаваемого в молекуле 2, с молекулой 1, находящейся в ближней зоне диполя $P_2(\omega_1)$. Зависимость $\mathrm{Re}\,\varkappa_{12}^F$ и $\mathrm{Im}\,\varkappa_{12}^F$ от частоты подаваемого поля ω_1 представлена на рис. 1. Она имеет

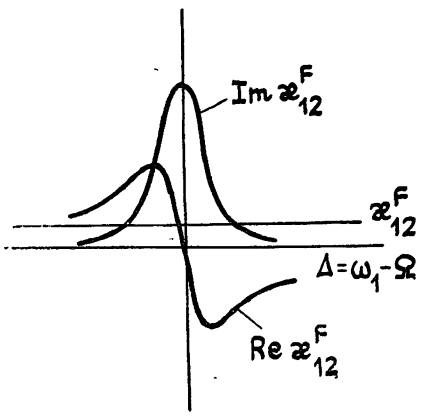


Рис. 1.

такой же вид, как зависимость вещественной и мнимой частей линейной восприимчивости молекул типа 2 [7]. Оценки показывают, что максимальные значения $(\mathrm{Re}\,\varkappa_{12}^F)_{\max}$ и $(\mathrm{Im}\,\varkappa_{12}^F)_{\max}$ могут на несколько порядков превышать величину $\varkappa_{12}$. Так, для характерных параметров красителей, приведенных ниже, $(\mathrm{Re}\,\varkappa_{12}^F)_{\max}/\varkappa_{12}$, $(\mathrm{Im}\,\varkappa_{12}^F)_{\max}/\varkappa_{12} \sim 10^2 \div 10^3$.

Система уравнений двухфотонного лазера с учетом приведенных выше выражений имеет вид

$$\frac{\partial I_1}{\partial t} + \frac{I_1}{\tau_1} = \frac{4\pi\omega_1}{\hbar\varepsilon_1} T_2^{(1)} \left|\varkappa_{12} + \varkappa_{12}^F\right|^2 N_1\eta_1 I_1 I_2 - \frac{4\pi\omega_1}{\hbar\varepsilon_1} \left|d_{12}^{(2)}\right|^2 T_2^{(2)} (1+\lambda^2)^{-1} N_2\eta_2 I_1; \tag{5}$$

$$\frac{\partial I_2}{\partial t} + \frac{I_2}{\tau_2} = \frac{4\pi\omega_2}{\hbar\varepsilon_2} T_2^{(1)} \left|\varkappa_{12} + \varkappa_{12}^F\right|^2 N_1\eta_1 I_1 I_2; \tag{6}$$

$$\frac{\partial \eta_1}{\partial t} + \frac{\eta_1 - \eta_1^0}{T_1^{(1)}} = -4\hbar^{-2} T_2^{(1)} \left|\varkappa_{12} + \varkappa_{12}^F\right|^2 \eta_1 I_1 I_2, \tag{7}$$

где $I_1 = |E(\omega_1)|^2$, $I_2 = |E(\omega_2)|^2$, τ_1 и τ_2 — времена затухания полей $E(\omega_1)$ и $E(\omega_2)$ в резонаторе, N_1 и N_2 — плотности молекул 1-го и 2-го типов соответственно (в рассматриваемом случае $N_1 = N_2$). Система уравнений (5)—(7) отличается от исследованных ранее систем уравнений двухфотонного лазера [1, 2], с одной стороны, добавкой $\varkappa_{12}^F$ к поляризуемости двухфотонного перехода $\varkappa_{12}$, которая, как показано выше, может на несколько порядков увеличить сечение вынужденного двухфотонного излучения; с другой стороны, в правую часть уравнения (5) вошло слагаемое, описывающее поглощение запускающего поля в молекулах типа 2. Это поглощение может снижать эффективность двухфотонной генерации тем, что насыщает переход в молекуле 2, уменьшая добавку $\varkappa_{12}^F(\eta_2)$. Однако при этом уменьшается коэффициент поглощения. Поэтому для установления оптимальных условий запуска ДФЛ при решении уравнений (5)—(7) необходим учет всех указанных факторов. Для удобства исследования представим уравнения (5)—(7) в нормированных переменных:

$$\alpha_1 \dot{x}_1 + x_1 = y_1 x_1 x_2 - y_2 x_1; \tag{5'}$$

$$\alpha_2 \dot{x}_2 + x_2 = \beta y_1 x_1 x_2; \tag{6'}$$

$$\dot{y}_1 + y_1 - y_1^0 = -y_1 x_1 x_2, \tag{7'}$$

где $x_1 = I_1/I_{\text{нас}}^{(1)}$, $x_2 = I_2/I_{\text{нас}}^{(1)}$, $I_{\text{нас}}^{(1)} = \left[\hbar^2/4\left(T_2^{(1)}T_1^{(1)}\right)^{-1}\left|\varkappa_{12} + \varkappa_{12}^F\right|^{-2}\right]^{1/2}$ — интенсивность поля, насыщающего двухфотонный переход, y_1 и y_2 — приведенные разности населенностей на рассматриваемых переходах молекул 1 и 2 соответственно,

$$y_1 = \frac{2\pi\omega_1}{\varepsilon_1}\frac{T_2^{(1)}}{T_1^{(1)}}\tau_1 \left|\varkappa_{12} + \varkappa_{12}^F\right| N_1\eta_1, \qquad y_2 = \frac{4\pi\omega_1}{\hbar\varepsilon_1}\frac{T_2^{(2)}\tau_1}{(1+\lambda^2)}\left|d_{12}^{(2)}\right|^2 N_2\eta_2,$$

$\alpha_{1,2} = \tau_{1,2}/T_1$, $\beta = \frac{\tau_2}{\tau_1}\frac{\omega_2}{\omega_1}$. Дифференцирование ведется по безразмерному времени $t_{\text{н}} = t/T_1$.

Система уравнений (5′)—(7′) имеет три стационарных состояния:

$$1)\ \bar{x}_1 = 0, \quad \bar{x}_2 = 0, \quad y_1 = y_1^0; \tag{8}$$

$$2)\ \bar{x}_1 = \left[\frac{y_1^0}{2} - \sqrt{\left(\frac{y_1^0}{2}\right)^2 - (y_2+1)/\beta}\right](y_2+1)^{-1}; \tag{9}$$

$$\bar{x}_2 = \beta\left[\frac{y_1^0}{2} - \sqrt{\left(\frac{y_1^0}{2}\right)^2 - (y_2+1)/\beta}\right]; \tag{10}$$

$$\bar{y}_1 = \frac{y_1^0}{2} + \sqrt{\left(\frac{y_1^0}{2}\right)^2 - (y_2+1)/\beta}; \tag{11}$$

$$3)\ \bar{x}_1 = \left[\frac{y_1^0}{2} + \sqrt{\left(\frac{y_1^0}{2}\right)^2 - (y_2+1)/\beta}\right](y_2+1)^{-1}; \tag{12}$$

$$\bar{x}_2 = \beta\left[\frac{y_1^0}{2} + \sqrt{\left(\frac{y_1^0}{2}\right)^2 - (y_2+1)/\beta}\right]; \tag{13}$$

$$\bar{y}_1 = \frac{y_1^0}{2} - \sqrt{\left(\frac{y_1^0}{2}\right)^2 - (y_2+1)/\beta}. \tag{14}$$

Как и в проведенных ранее исследованиях уравнений ДФЛ [1, 2], в данном случае состоянию 1) отвечает особая точка — устойчивый узел, состоянию 2) — особая точка типа седло, а состоянию 3) может соответствовать узел, фокус или предельный цикл. Однако в отличие от обычного ДФЛ в рассматриваемом случае выражения (9)—(14) являются уравнениями для определения стационарных состояний в силу зависимости величины разности населенностей η_2 (и $\varkappa_{12}(\eta_2)$) от интенсивности поля I_1.

Для вычисления пороговых значений инверсии населенностей $N_1\eta_1^0$ и запускающего поля предположим, что величина запускающего поля меньше поля, насыщающего резонансный переход в молекуле 2. Это предположение естественно сделать, учитывая, что величина $\varkappa_{12}^F$ на несколько порядков больше, чем обычная поляризуемость для двухфотонного перехода $\varkappa_{12}$. В дальнейшем мы увидим, что это предположение в реальных ситуациях довольно хорошо выполняется.

Требование к величине инверсной разности населенностей на рабочем переходе в молекуле 1 получаем из условия существования стационарных состояний 2 и 3:

$$N_1\eta_1^0 \geqslant N_{\text{пор}}(\lambda, d_{12}^{(2)}) = \frac{2}{C\beta^{1/2}|\varkappa_{12}+\varkappa_{12}^F|}\left(1+\frac{p\,d_{12}^2}{(1+\lambda^2)}\right)^{1/2}, \tag{15}$$

где

$$C = \frac{2\pi\omega_1}{\varepsilon_1}\left(\frac{T_2^{(1)}}{T_1^{(1)}}\right)^{1/2}\tau_1, \quad p = \frac{4\pi\omega_1}{\hbar\varepsilon_1}\tau_1 T_2^{(2)} N_2\eta_2^0,$$

$$|\varkappa_{12}+\varkappa_{12}^F| = \varkappa_{12}\left[\left(1-\frac{m d_{12}^2\lambda}{1+\lambda^2}\right)^2 + \frac{m^2 d_{12}^4}{(1+\lambda^2)^2}\right]^{1/2},$$

$$m = \hbar^{-2}T_2^{(2)}\eta_2^0\cos\alpha_{12}\sum_{k\neq 1,2} d_{1k}d_{k2}G_k.$$

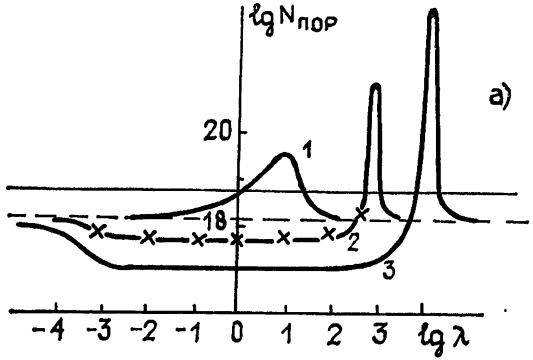
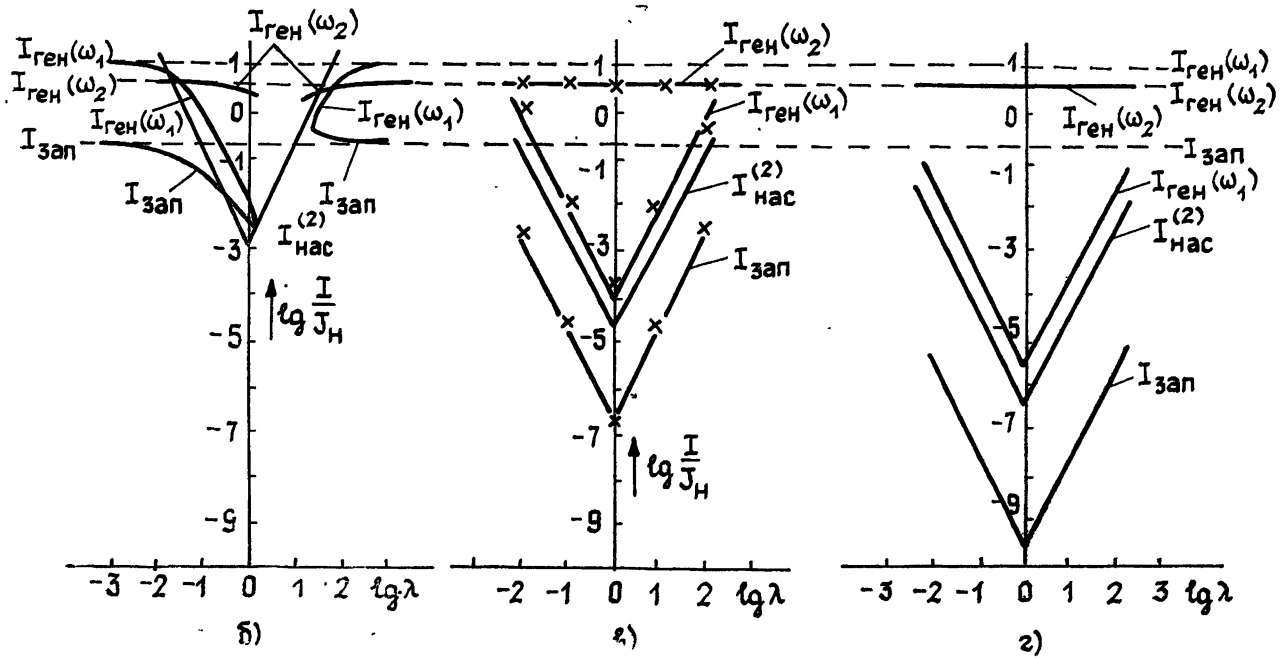


Рис. 2. Кривые зависимости порогового значения разности населенностей ($N_{пор}$) рабочего перехода ДФЛ и интенсивностей запускающего ($I_{зап}$), генерируемых ($I_{ген}(\omega_1)$, $I_{ген}(\omega_2)$) и насыщающего ($I^{(2)}_{нас}$) полей от величины относительной расстройки $\lambda=\Delta\cdot T_2^{(2)}$ в случае $\omega_1=2\omega_2$ при трех значениях дипольного момента: $d_{12}^{(2)}=10^{-19}$ ед. CGSE — а (кривая *1*), б; $d_{12}^{(2)}=10^{-18}$ ед. CGSE — а (кривая *2*), в; $d_{12}^{(2)}=5\cdot10^{-18}$ ед. CGSE — а (кривая *3*), г.

Сплошной прямой на рис. 2а отмечен уровень начальной плотности инверсии на рабочем переходе ДФЛ; — × — результаты численного расчета.



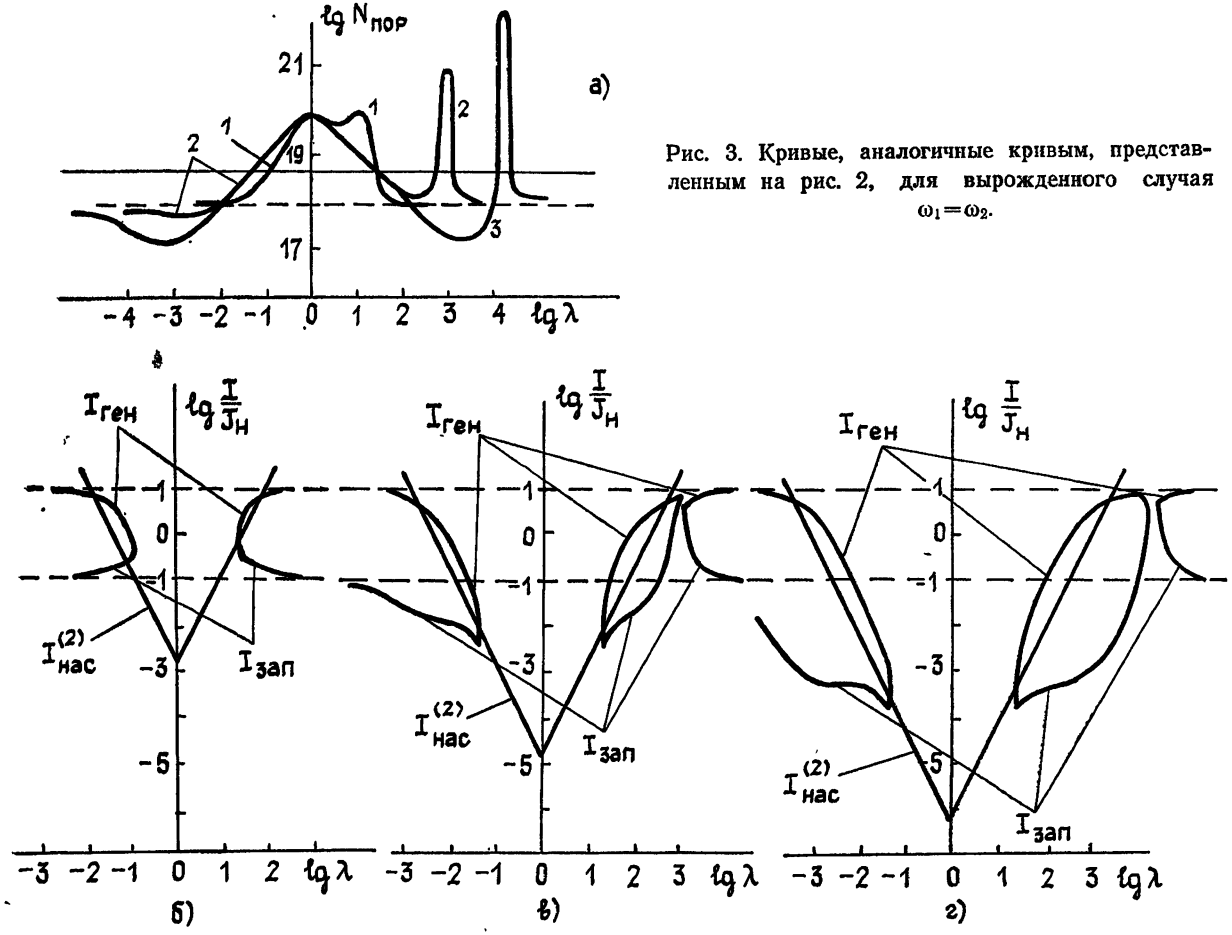


Рис. 3. Кривые, аналогичные кривым, представленным на рис. 2, для вырожденного случая $\omega_1 = \omega_2$.

Запускающее поле по порядку величины равно значению поля в особой точке типа седло, т. е.

$$I_{1\text{зап}} \gtrsim J_{\text{н}} \left(1 + \frac{pd_{12}^2}{1+\lambda^2}\right)^{-1} \left[C\varkappa_{12} N_1 \eta_1^0/2 - \right. \tag{16}$$

$$\left. - \left\{C^2\varkappa_{12}^2 N_1^2 (\eta_1^0)^2/4 - \beta^{-1}\left(1 + \frac{p\,d_{12}^2}{1+\lambda^2}\right)^2 \left[\left(1 - \frac{md_{12}^2\lambda}{1+\lambda^2}\right)^2 + \frac{m^2 d_{12}^4}{(1+\lambda^2)^2}\right]^{-1}\right\}^{1/2}\right],$$

где $J_{\text{н}} = (\hbar/2)\left(T_1^{(1)} T_2^{(1)}\right)^{-1/2} \varkappa_{12}^{-1}$ — интенсивность поля, насыщающего рабочий переход в молекулах 1 в отсутствие молекул типа 2. Порядок величин генерируемых полей можно оценить по значениям полей в стационарном состоянии 3. Для этого надо провести численное решение уравнений (12), (13).

В случае равных частот $\omega_1 = \omega_2$ система (5′)—(7′) сводится к двум уравнениям вида

$$\alpha \dot{x} + x = y_1 x^2 - y_2 x; \tag{17}$$

$$\dot{y}_1 + y_1 - y_1^0 = - y_1 x^2. \tag{18}$$

Стационарные состояния этой системы определяются выражениями:

$$1)\ \bar{x} = 0, \quad \bar{y}_1 = y_1^0: \tag{19}$$

$$2)\ \bar{x} = \left[\frac{y_1^0}{2} - \sqrt{\left(\frac{y_1^0}{2}\right)^2 - (y_2+1)^2}\right](y_2+1)^{-1}; \tag{20}$$

$$\bar{y}_1 = \frac{y_1^0}{2} + \sqrt{\left(\frac{y_1^0}{2}\right)^2 - (y_2+1)^2}\Bigg]; \tag{21}$$

$$3)\ \bar{x} = \left[\frac{y_1^0}{2} + \sqrt{\left(\frac{y_1^0}{2}\right)^2 - (y_2+1)^2}\right](y_2+1)^{-1}; \tag{22}$$

$$\bar{y}_1 = \frac{y_1^0}{2} - \sqrt{\left(\frac{y_1^0}{2}\right)^2 - (y_2+1)^2}. \tag{23}$$

Аналогично (16) определяем пороговые значения для разности населенности и запускающего поля:

$$N_1 \eta_1^0 \gtrsim N_{\text{пор}}(\lambda, d_{12}^{(2)}) = \frac{2}{C\left|\varkappa_{12} + \varkappa_{12}^F\right|}\left(1 + \frac{pd_{12}^2}{1+\lambda^2}\right); \tag{24}$$

$$I_{\text{зап}} \gtrsim J_{\text{н}} \left(1 + \frac{pd_{12}^2}{1+\lambda^2}\right)^{-1} \left[C\varkappa_{12} N_1 \eta_1^0/2 - \left\{C^2\varkappa_{12}^2 N_1^2 (\eta_1^0)^2/4 - \right.\right. \tag{25}$$

$$\left.\left. - \left(1 + \frac{pd_{12}^2}{1+\lambda^2}\right)^2 \left[\left(1 - \frac{md_{12}^2\lambda}{1+\lambda^2}\right)^2 + \frac{m^2 d_{12}^4}{(1+\lambda^2)^2}\right]^{-1}\right\}^{1/2}\right].$$

Проведем расчеты по формулам (12), (13), (15), (16), (22), (24), (25), используя параметры, которые могут быть реализованы, например, в координационных соединениях: $T_1 = 10^{-9}$ *с*, $T_2 = 10^{-12}$ *с*, $\tau_1 \approx \tau_2 = 10^{-8}$ *с*, $\omega_1 \sim 10^{15}$ c^{-1}, $\varkappa_{12} = 10^{-24}$ ед. CGSE, $N_2 = 5 \cdot 10^{18}$ $см^{-3}$. Резуль-

таты расчетов представлены на рис. 2, 3 в виде зависимостей $N_{пор}(\lambda)$, $I_{зап}(\lambda)$, $I_{ген}(\lambda)$. Их можно считать достоверными в области значений $|\lambda| \leqslant 10^2$, где выполняется резонансное приближение, в котором получены уравнения (5)—(7) и (17), (18).

На рис. 2а построена зависимость порогового значения разности населенностей на рабочем переходе в молекуле 1 от величины λ при трех значениях дипольного момента перехода в молекулах типа 2: 10^{-19} ед. CGSE (*1*), 10^{-18} ед. CGSE (*2*) и $5 \cdot 10^{-18}$ ед. CGSE (*3*). Пунктирная прямая соответствует пороговому значению населенности в отсутствие молекул типа 2 ($N_{пор} = 1{,}4 \cdot 10^{18}$ *см*$^{-3}$). Как видно из рисунка, существует область значений λ и $d_{12}^{(2)}$, где можно на порядок снизить требование к величине инверсной населенности. Пики, наблюдаемые при положительных значениях расстройки Δ, обусловлены интерференцией $\varkappa_{12}$ и $\varkappa_{12}^F$ (рис. 1). На рис. 2б, в, г при $N_1\eta_1^0 = 5 \cdot 10^{18}$ *см*$^{-3}$ построены зависимости интенсивностей запускающего и генерируемых полей от величины относительной расстройки λ. Значения соответствующих полей в отсутствие молекул 2 обозначены пунктиром. Как видно из графика, с приближением к центру линии дипольного перехода пороговое значение для интенсивности запускающего поля уменьшается. При $d_{12}^{(2)} = 10^{-18}$ ед. CGSE и $\lambda = 0$ величина запускающего поля $I_{зап} \geqslant 2 \cdot 10^3$ *Вт/см*^{2}, что на шесть порядков меньше, чем для обычного двухфотонного лазера.

На рис. 3 для иллюстрации построены аналогичные зависимости при равных частотах ($\omega_1 = \omega_2$). Видно, что в этом случае выигрыш в величине инверсной населенности по сравнению с обычным ДФЛ может быть получен лишь при заметных отстройках от центра линии поглощения молекулы 2 ($|\Delta \cdot T_2^{(2)}| \geqslant 10^2$). Уменьшение же величины запускающего поля составляет 1—2 порядка, что на порядок хуже, чем при невырожденном по частоте ВДИ с такой же частотной расстройкой и на 4—5 порядков хуже, чем в оптимальном случае ($\Delta = 0$, см. рис. 2).

Все аналитические расчеты пороговой величины инверсной населенности и интенсивностей запускающего и генерируемых полей проводились без учета насыщения населенностей резонансного перехода молекулы 2. На рис. 2а, в приведены также результаты численного расчета этих величин с учетом насыщения η_2 при тех же параметрах молекул 1 и 2. Видно, что насыщение η_2 практически не влияет на характеристики возбуждения и генерируемые поля ДФЛ. Это можно объяснить упоминавшимся выше двойственным характером влияния насыщения η_2 на процесс ВДИ: с одной стороны, уменьшением величины $\varkappa_{12}^F(\eta_2)$, а с другой — уменьшением поглощения на частоте ω_1 в результате такого насыщения.

Таким образом, в присутствии молекул типа 2 можно снизить требование как к величине инверсной разности населенностей, так и к величине запускающего поля. При этом величина интенсивности излучения, требуемого для запуска ДФЛ с рабочим веществом из рассматриваемых комплексов молекул снижается настолько сильно, что она может быть получена с помощью довольно маломощных лазеров (например, газовых или на красителях). Это, в принципе, позволяет запустить такой ДФЛ излучением самых различных частот и, соответственно, получить излучение на частоте ω_2 в нужном спектральном диапазоне. Существенным является то обстоятельство, что интенсивность излучения на частоте ω_2 получается такой же величины, что и в обычном ДФЛ (т. е. в отсутствие молекул 2) при той же начальной плотности инверсии на рабочем переходе ($N_1\eta_1^0$). Большая величина генерируемого поля $I_{ген}(\omega_2) \sim 10^{10}$ *Вт/см*^{2} свидетельствует о том, что рассматриваемый ДФЛ должен излучать очень короткие импульсы. Подобные

молекулярные системы могут быть, в принципе, реализованы на основе ван-дер-ваальсовых (внешнесферных) комплексов, образуемых координационными соединениями переходных металлов с молекулами красителей ($d \leftarrow d$ переходы в атомах металла запрещены в силу симметрии и могут иметь большую величину поляризуемости второго порядка $\varkappa_{12}$). В таких комплексах возможна значительная перестройка частоты благодаря эффекту Штарка, который может достигать для красителей (используемых в качестве «молекулы типа 2») величин 1—2 *эВ*.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич Г. Л., Хронопуло Ю. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1965, 8, № 3, с. 493.
2. Ильинова Т. М. — Вестник МГУ. Сер. Физика, астрономия, 1966, № 4, с. 79.
3. Carman R. L. — Phys. Rev. A., 1975, 12, p. 1048.
4. Nicolaus B., Zhang D. Z., Toschek P. E. — Phys. Rev. Lett., 1981, 47, № 3, p. 171.
5. Блок В. Р. — ЖЭТФ, 1982, 82, вып. 3, с. 678.
6. Бутылкин В. С., Каплан А. Е., Хронопуло Ю. Г., Якубович Е. И. Резонансные взаимодействия света с веществом. — М.: Наука, 1977. — 352 с.
7. Пантел Р., Путхоф Г. Основы квантовой электроники.—М.: Мир, 1972.—384 с.

Московский институт инженеров землеустройства

Поступила в редакцию 11 октября 1984 г.

ABOUT EXPLOITING SOME POSSIBLE ADVANTAGES OF TWO-PHOTON INDUCED STIMULATED IRRADIATION OF MOLECULAR COMPLEXES

N. P. Bashlakova, V. R. Blok, Yu. G. Khronopulo

Exciting conditions of two-photon induced stimulated irradiation (TISI) were under consideration for complexes of molecules. One of that molecules absorbs light at the frequence of irradiation which stimulates TISI. Possibility of TISI in such media was shown to obtain under following circumstances: invertion of population would be of one order less and initiating field would be of 2÷7 orders less than under usual conditions. It points out the possibility of making two-photon laser with low initiating field. The last one would make TISI possible in condenced matter for a wide frequency range.

Аннотации депонированных статей

УДК 621.396.677

К ЧИСЛЕННОМУ РЕШЕНИЮ ЗАДАЧИ СИНТЕЗА НУЛЕЙ В ДИАГРАММЕ НАПРАВЛЕННОСТИ ПЛОСКОЙ РЕШЕТКИ

Я. В. Василькив, П. А. Савенко

Развивается один подход к решению задачи синтеза нулей (глубоких провалов) в диаграмме направленности плоской эквидистантной решетки с прямоугольной и гексогональной сеткой размещения излучателей. В качестве критерия близости синтезируемой и исходной диаграмм используется их среднеквадратичное приближение. Приводятся аналитическое и численное решения для нахождения амплитудно-фазового и фазового (точного и дискретного) распределений токов в решетке.

Статья депонирована в ВИНИТИ, рег. № 7637-В85. Деп. от 31 октября 1985 г.