

1 Magnetic susceptibility.—Phys. Rev., 1955, 100, p. 1067—1070. [8] Yoshimori A. Theory of antiferromagnetic spin waves in some metamagnetic crystals.—Phys. Rev., 1963, 130, p. 1312—1317. [9] Боровик-Романов А. С. Изучение слабого ферромагнетизма на монокристалле $MnCO_3$.—ЖЭТФ, 1959, 36, с. 766—780. [10] Кострюкова М. О. Скворцова И. Л. Электронный резонанс в антиферромагнитном $NiCl_2$.—ЖЭТФ, 1964, 47, с. 2069—2072. [11] Кострюкова М. О., Каширская Л. М. Антиферромагнитный резонанс в $NiCl_2$.—Письма в ЖЭТФ, 1969, 9, с. 400—404. [12] Туров Е. А. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. М.: Изд. АН СССР, 1963, с. 67—78. [13] Петров С. В., Попов М. А., Прозорова Л. А. Изучение спектра антиферромагнитного резонанса в $BaMnF_4$.—ЖЭТФ, 1972, 62, с. 1884—1888. [14] Прозорова Л. А. Антиферромагнитный резонанс в $MnCO_3$ и исследование антиферромагнитного упорядочения в окрестности точки Нееля.—ЖЭТФ, 1969, 57, с. 1967—1971. [15] Лозенко А. Ф., Рябченко С. М. Антиферромагнитный резонанс в слоистых кристаллах $CoCl_2$ и $NiCl_2$.—ЖЭТФ, 1973, 65, с. 1085—1091. [16] Боровик-Романов А. С., Рудашевский Е. Г. О влиянии спонтанной стрижки на антиферромагнитный резонанс в гематите.—ЖЭТФ, 1964, 47, с. 2095—2101. [17] Туров Е. А., Шавров В. Г. Об энергетической щели для спиновых волн в ферро- и антиферромагнетиках, связанной с магнитоупругой энергией.—ЖЭТФ, 1965, 7, с. 217—226. [18] Думеш Б. С., Егоров В. М., Мешеряков В. Ф. Исследование влияния примесей Mn^{2+} и Fe^{2+} на спектр антиферромагнитного резонанса в $CoCO_3$.—ЖЭТФ, 1971, 61, с. 320—331. [19] Сонин Э. Б. Влияние примесей на дальний порядок и низкочастотную ветвь спектра магнонов в легкоплоскостных антиферромагнетиках. В кн.: Мат. 20-го Всес. сов. по физ. низ. температур, ч. II, 1979, с. 33—34. [20] Фукуяма Н., Лее Р. А. Dynamics of the charge-density wave. Impurity pinning in a single chain.—Phys. Rev. B, 1978, 17, p. 535—541.

Поступила в редакцию
06.07.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 4

УДК 621.373.7

ПЯТИВОЛНОВАЯ МОДЕЛЬ КОГЕРЕНТНОГО РАМАНОВСКОГО СМЕЩЕНИЯ

Ю. Е. Дьяков, В. А. Нехаенко, С. Ю. Никитин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Введение. В работах [1, 3], посвященных теории когерентного рамановского смещения (КРС), исследована четырехволновая модель взаимодействия, предполагающая, что сигнал пробного излучения рассеивается на колебаниях среды только в стоксову

$$\omega_{ик} = \omega_{п} - \omega_0 \quad (1)$$

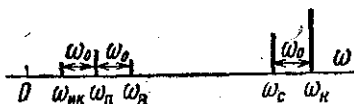
или только в антистоксову

$$\omega_{а} = \omega_{п} + \omega_0 \quad (2)$$

область. В средах с сильной дисперсией, например в кальците [1], такое рассмотрение оправдано, поскольку условия синхронизма для (1) и (2) являются взаимоисключающими. Однако рядом преимуществ обладает использование для КРС сред с относительно слабой дисперсией, в частности сжатого водорода. Это дает возможность получить высокую эффективность преобразования частоты [3], а также широкую область перестройки генерируемого излучения в схеме коллинеарного взаимодействия [2]. Экспериментальные наблюдения [3] и оценки [4] показывают, что при этом возможны одновременно оба процесса (1), (2), что, по нашему мнению, приводит к необходимости рассмотрения пятивол-

новой модели явления с участием полей на частотах $\omega_n, \omega_c, \omega_p, \omega_{нк}, \omega_a$ (рис. 1). Пятиволновая модель, в частности, необходима для интерпретации результатов эксперимента [2] по генерации перестраиваемого ИК-излучения, в котором из-за перекачки энергии пробной волны в

Рис. 1. Частоты взаимодействующих полей: накачки (ω_n), стоксовой компоненты (ω_c), пробной волны (ω_p), ИК ($\omega_{нк}$) и антистоксовой (ω_a) компонент, ω_0 — частота молекулярных колебаний



антистоксову компоненту, по-видимому, существенно снижается эффективность генерации ИК-излучения. По нашим оценкам, в условиях экспериментов [2, 5, 6] антистоксов сигнал должен быть значительно мощнее стоксова. В связи с этим можно предложить наблюдение сигнала на антистоксовой частоте для идентификации процесса КРС.

Основные уравнения. Полная система уравнений, описывающая коллинеарное взаимодействие волн $\omega_n, \omega_c, \omega_p, \omega_{нк}, \omega_a$, имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial A_n}{\partial z} = -\frac{1}{2} g_n (|A_c|^2 A_n + A_c A_p A_{нк}^* e^{i\Delta_1 z} - A_c A_p^* A_a e^{i\Delta_2 z}), \\ \frac{\partial A_c}{\partial z} = \frac{1}{2} g_c (|A_n|^2 A_c + A_n A_p^* A_{нк} e^{-i\Delta_1 z} - A_n A_p A_a^* e^{-i\Delta_2 z}), \end{cases} \quad (3)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial A_p}{\partial z} = -\frac{1}{2} g_p (|A_{нк}|^2 A_p - |A_a|^2 A_p + A_{нк} A_n A_c^* e^{-i\Delta_1 z} + A_n A_a^* A_c e^{i\Delta_2 z}), \\ \frac{\partial A_{нк}}{\partial z} = \frac{1}{2} g_{нк} (|A_p|^2 A_{нк} - A_p^2 A_a^* e^{-i\Delta_3 z} + A_p A_n^* A_c e^{i\Delta_1 z}), \\ \frac{\partial A_a}{\partial z} = \frac{1}{2} g_a (-|A_p|^2 A_a + A_p^2 A_{нк}^* e^{-i\Delta_3 z} + A_p A_n A_c^* e^{-i\Delta_2 z}), \end{cases} \quad (4)$$

$$A_j(z=0) = A_{j0} \quad (j = n, c, p, нк, a),$$

где A_j — комплексные амплитуды; $g_j = g_c \omega_j / \omega_c$, g_c — параметр усиления при ВКР накачки $\omega_n \rightarrow \omega_c$, $\Delta_1 = (k_n - k_c) - (k_n - k_{нк})$, $\Delta_2 = (k_n - k_c) - (k_a - k_p)$, $\Delta_3 = \Delta_2 - \Delta_1$ — волновые расстройки. Система уравнений (3—4) удовлетворяет двум парциальным законам сохранения энергии:

$$\frac{I_n(z)}{\omega_n} + \frac{I_c(z)}{\omega_c} = \text{const}, \quad \frac{I_p(z)}{\omega_p} + \frac{I_{нк}(z)}{\omega_{нк}} + \frac{I_a(z)}{\omega_a} = \text{const}, \quad (5)$$

где $I_j = |A_j|^2$ — интенсивности на частотах ω_j . Допустим, что интенсивность накачки значительно превышает интенсивность пробного излучения

$$I_{но} \gg I_{по}. \quad (6)$$

В этом случае молекулярные колебания среды формируются в основном за счет пары сильных волн

$$Q(z) \simeq A_n(z) A_c^*(z),$$

а влиянием на $Q(z)$ полей с частотами $\omega_p, \omega_{нк}, \omega_a$ можно пренебречь. Математически это значит, что в уравнениях (3)—(4) можно опустить

члены, которые не содержат произведения амплитуд сильных волн (параметрические в (3) и комбинационные в (4)). При этом система (3) становится замкнутой; ее решение известно [7]. В частности, для нормированной амплитуды колебаний получаем:

$$Q(z) = 2Q_0 \frac{\sqrt{\alpha} \exp \Gamma z (1 + \alpha)}{1 + \alpha \exp 2\Gamma z (1 + \alpha)} e^{i\varphi}, \quad (7)$$

где $Q_0 = (1/2) (1 + \alpha) I_{\text{но}} \sqrt{\omega_c / \omega_n}$ — максимальная амплитуда, $\Gamma = (1/2) g_c I_{\text{но}}$, $\alpha = I_{\text{со}} \omega_n / I_{\text{но}} \omega_c$, $\varphi = \varphi_n - \varphi_c$ — разность фаз волн ω_n , ω_c . Уравнения (4) становятся линейными и зависят от $Q(z)$ как от параметра:

$$\frac{\partial A_{\text{п}}}{\partial z} = -\frac{1}{2} g_{\text{п}} [A_{\text{нк}} Q(z) e^{-i\Delta_1 z} + A_{\text{а}} Q^*(z) e^{i\Delta_2 z}], \quad (8)$$

$$\frac{\partial A_{\text{нк}}}{\partial z} = \frac{1}{2} g_{\text{нк}} A_{\text{п}} Q^*(z) e^{i\Delta_1 z}, \quad \frac{\partial A_{\text{а}}}{\partial z} = \frac{1}{2} g_{\text{а}} A_{\text{п}} Q(z) e^{-i\Delta_2 z}.$$

В дальнейшем условии (6) считается всегда выполненным.

Расчет КПД генерации. Поскольку общее решение уравнений (8) получить не удастся*, был проведен численный анализ. Уравнения для

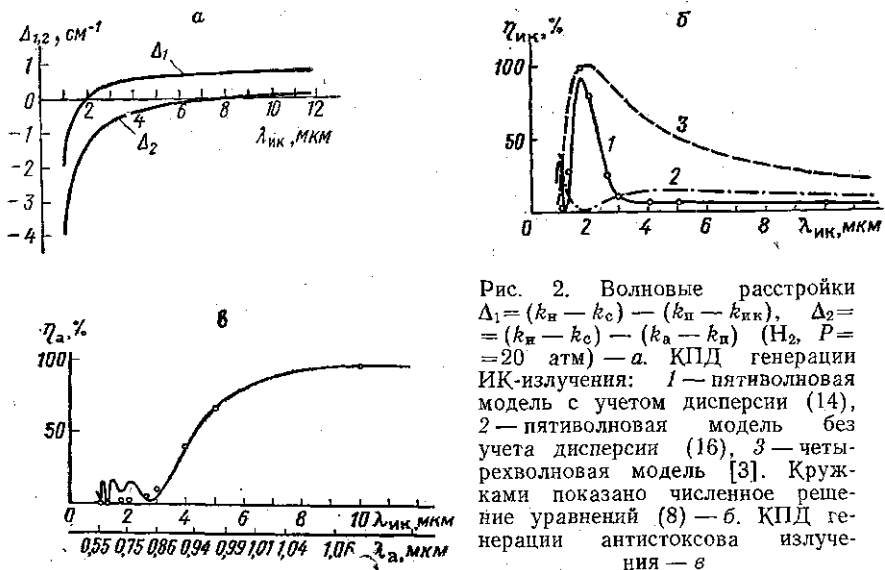


Рис. 2. Волновые расстройки $\Delta_1 = (k_n - k_c) - (k_n - k_{\text{нк}})$, $\Delta_2 = (k_n - k_c) - (k_a - k_n)$ (H_2 , $P = 20$ атм) — а. КПД генерации ИК-излучения: 1 — пятиволновая модель с учетом дисперсии (14), 2 — пятиволновая модель без учета дисперсии (16), 3 — четырехволновая модель [3]. Кружками показано численное решение уравнений (8) — б. КПД генерации антистоксова излучения — в.

действительных амплитуд и фаз, вытекающие из (8), с граничными условиями $A_{\text{нк}}(z=0) = A_{\text{а}}(z=0) = 0$, $A_{\text{п}}(z=0) = A_{\text{по}}$ решались численно для условий эксперимента [2] по генерации перестраиваемого ИК-излучения в водороде: длина волны накачки 1,06 мкм, частота молекулярных колебаний $\nu_0 = 4155 \text{ см}^{-1}$, инкремент усиления при ВКР $\Gamma = 0,8 \text{ см}^{-1}$, давление газа 20 атм.

* Приближенное решение получено для сред с не слишком сильной дисперсией — см. (11') и (15).

Мы представили $n(\omega)$ в виде $n(\omega) = n_0 + n_1 \omega^2$ (n_0, n_1 — постоянные), что дает точность $\sim 95\%$ при $\lambda_{\text{ИК}} \geq 1$ мкм. При этом $\Delta_1 = b\nu_0\nu_{\text{Н}}\nu_{\text{С}}(1 - \nu_{\text{ИК}}\nu_{\text{П}}/\nu_{\text{Н}}\nu_{\text{С}})$, $\Delta_2 = b\nu_0\nu_{\text{Н}}\nu_{\text{С}}(1 - \nu_{\text{А}}\nu_{\text{П}}/\nu_{\text{Н}}\nu_{\text{С}})$, где $\nu_i = \omega_i/2\pi c$ — частоты в обратных сантиметрах, $b = P \cdot 20,5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$, P — давление в атмосферах. Значение константы b определено по данным работы [2]. Зависимость волновых расстройк от $\lambda_{\text{ИК}}$ показана на рисунке 2, а.

Как видно из (7) и (8), взаимодействие волн возможно лишь в области возбуждения молекулярных колебаний среды. В связи с этим длина области интегрирования z_m выбиралась из условия $\sqrt{\alpha} e^{\Gamma(1+\alpha)z_m} = 10^4$. За пределами этой области колебания практически отсутствуют и взаимодействие волн прекращается. Для экономии машинного времени параметр α полагали равным 10^{-3} .

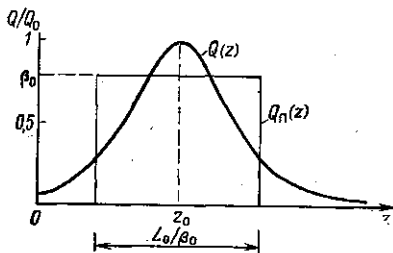


Рис. 3. Точное Q и приближенное Q_n пространственные распределения молекулярных колебаний среды

В результате решения получен квантовый КПД преобразования частоты в стоксову $\eta_{\text{ИК}} = I_{\text{ИК}}(z_m)\omega_{\text{П}}/I_{\text{ПО}}\omega_{\text{ИК}}$ и антистоксову $\eta_{\text{А}} = I_{\text{А}}(z_m)\omega_{\text{П}}/I_{\text{ПО}}\omega_{\text{А}}$ область в зависимости от длины волны ИК-излучения в диапазоне $1 \text{ мкм} \leq \lambda_{\text{ИК}} \leq 10 \text{ мкм}$. Программа обеспечивает абсолютную точность вычисления этих величин порядка 10^{-5} . Точность счета контролировалась по соотношению (5), вытекающему из (8). Результаты представлены (кружками) на рис. 2 (б, в). Для сравнения на рис. 2, б пунктиром показан КПД, вычисленный по формуле

$$\eta_{\text{ИК}} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\omega_{\text{ИК}} \omega_{\text{П}}}{\omega_{\text{Н}} \omega_{\text{С}}}} \right)$$

четырёхволновой модели [3], т. е. без учета антистоксовой компоненты. Резкое отличие этой кривой от результатов пятиволновой модели обусловлено сильной перекачкой энергии в антистоксову волну.

Для приближенного аналитического решения задачи (8) можно заменить колоколообразное пространственное распределение (7) прямоугольным распределением (рис. 3):

$$Q_n(z) = \begin{cases} 0, & z < z_0 - L_0/2\beta_0, \quad z > z_0 + L_0/2\beta_0, \\ \beta_0 Q_0, & z_0 - L_0/2\beta_0 \leq z \leq z_0 + L_0/2\beta_0, \end{cases} \quad (9)$$

где z_0 определяется формулой $\sqrt{\alpha} \exp \Gamma z_0 (1 + \alpha) = 1$; L_0, β_0 — параметры, определяемые из условий равенства площадей и минимума среднеквадратичного отклонения точного и приближенного распределений

$$L_0 = Q_0^{-1} \int_0^{\infty} |Q(z)| dz \simeq \pi/\Gamma, \quad \frac{\partial}{\partial \beta_0} \int_0^{\infty} (|Q| - Q_n)^2 dz = 0. \quad (10)$$

Последнее условие приводит к трансцендентному уравнению относительно β_0 , решение которого (при $\alpha \ll 1$) дает $\beta_0 = 0,79$. В области $z_0 - L_0/2\beta_0 \leq z \leq z_0 + L_0/2\beta_0$ система (8) преобразуется к виду:

$$\frac{\partial C}{\partial \xi} = -(h_1 A + h_2 B), \quad \frac{\partial A}{\partial \xi} + i\delta_1 A = C, \quad \frac{\partial B}{\partial \xi} - i\delta_2 B = C, \quad (11)$$

$$C(\zeta = 0) = 1, \quad A(\zeta = 0) = 0, \quad B(\zeta = 0) = 0,$$

где

$$C = A_{\text{п}}/A_{\text{п0}}; \quad A = (A_{\text{ик}} \omega_{\text{п}}/A_{\text{п0}} \omega_{\text{ик}}) \exp [i(\varphi - \delta_1 \zeta)];$$

$$B = (A_{\text{а}} \omega_{\text{п}}/A_{\text{п0}} \omega_{\text{а}}) \exp [-i(\varphi - \delta_2 \zeta)]; \quad \zeta = (\gamma \Gamma \beta_0 / 2 \sqrt{2}) (z - z_0 + L_0 / 2 \beta_0);$$

$$\delta_{1,2} = (2 \sqrt{2} / \gamma \Gamma \beta_0) \Delta_{1,2}; \quad \gamma = (2 \omega_{\text{п}}^2 / \omega_{\text{п}} \omega_{\text{с}})^{1/2};$$

$$h_1 = \omega_{\text{ик}} / \omega_{\text{п}}; \quad h_2 = \omega_{\text{а}} / \omega_{\text{п}}.$$

Решая (11), находим:

$$A = \sum_{k=1}^3 \frac{c_k e^{i \gamma_k \zeta}}{i(\gamma_k + \delta_1)}, \quad B = \sum_{k=1}^3 \frac{c_k e^{i \gamma_k \zeta}}{i(\gamma_k - \delta_2)}, \quad C = \sum_{k=1}^3 c_k e^{i \gamma_k \zeta}, \quad (11')$$

где $c_k = D_k / D$, $D = D_1 + D_2 + D_3$,

$$D_1 = [(\gamma_2 + \delta_1)(\gamma_3 - \delta_2)]^{-1} - [(\gamma_3 + \delta_1)(\gamma_2 - \delta_2)]^{-1},$$

$$D_2 = [(\gamma_3 + \delta_1)(\gamma_1 - \delta_2)]^{-1} - [(\gamma_1 + \delta_1)(\gamma_3 - \delta_2)]^{-1};$$

$$D_3 = [(\gamma_1 + \delta_1)(\gamma_2 - \delta_2)]^{-1} - [(\gamma_2 + \delta_1)(\gamma_1 - \delta_2)]^{-1},$$

$\gamma_{1,2,3}$ — корни кубического уравнения

$$\gamma^3 + \gamma^2(\delta_1 - \delta_2) - \gamma(h_1 + h_2 + \delta_1 \delta_2) - (\delta_1 h_2 - \delta_2 h_1) = 0, \quad (12)$$

т. е. [8]:

$$\begin{cases} \gamma_1 = -2r \cos(\psi/3) - (\delta_1 - \delta_2)/3, \\ \gamma_2 = 2r \cos(\pi/3 - \psi/3) - (\delta_1 - \delta_2)/3, \\ \gamma_3 = 2r \cos(\pi/3 + \psi/3) - (\delta_1 - \delta_2)/3, \end{cases} \quad (13)$$

где $\psi = \arccos [(b^3/27a^3 - bc/6a^2 + d/2a)/r^3]$,

$$r = \sqrt{(b^3 - 3ac)/9a^3}, \quad a = 1, \quad b = \delta_1 - \delta_2,$$

$$c = -(h_1 + h_2 + \delta_1 \delta_2), \quad d = (\delta_2 h_1 - \delta_1 h_2).$$

Величина ζ меняется в пределах

$$0 \leq \zeta \leq \zeta_m = (\gamma \Gamma / 2 \sqrt{2}) L_0 = (\omega_{\text{п}}^2 / \omega_{\text{п}} \omega_{\text{с}})^{1/2} \pi / 2.$$

Нормированные выходные интенсивности волн (или эффективности преобразования по квантам) $\eta_j = I_j(\zeta_m) \omega_{\text{п}} / I_{\text{п0}} \omega_j$ ($j = \text{п, ик, а}$) определяются формулами:

$$\eta_{\text{п}} = \sum_{k=1}^3 c_k^2 + 2(c_1 c_2 C_{12} + c_1 c_3 C_{13} + c_2 c_3 C_{23}),$$

$$\eta_{\text{ик}} = \sum_{k=1}^3 d_k^2 + 2(d_1 d_2 C_{12} + d_1 d_3 C_{13} + d_2 d_3 C_{23}), \quad (14)$$

$$\eta_{\text{а}} = \sum_{k=1}^3 e_k^2 + 2(e_1 e_2 C_{12} + e_1 e_3 C_{13} + e_2 e_3 C_{23}),$$

где

$$C_{kl} = \cos(\gamma_k - \gamma_l) \zeta_m, \quad d_k = \sqrt{h_1} c_k / (\gamma_k + \delta_1),$$

$$e_k = \sqrt{h_2} c_k / (\gamma_k - \delta_2).$$

В произвольном сечении ζ переменные составляющие интенсивностей компенсируют друг друга ($c_1c_2+d_1d_2+e_1e_2=c_1c_3+d_1d_3+e_1e_3=c_2c_3+d_2d_3+e_2e_3=0$), так, что суммарный поток мощности сохраняется: $\eta_{\text{п}}+\eta_{\text{ик}}+\eta_{\text{а}}=1$. Перестроенные кривые, построенные по формулам (14), представлены сплошными линиями на рис. 2, б, в. Видно хорошее соответствие этих кривых и точек, полученных численным решением системы (8)*.

Обсуждение результатов. Анализ результатов показывает, что перекачка энергии в антистоксову компоненту может существенно сни-

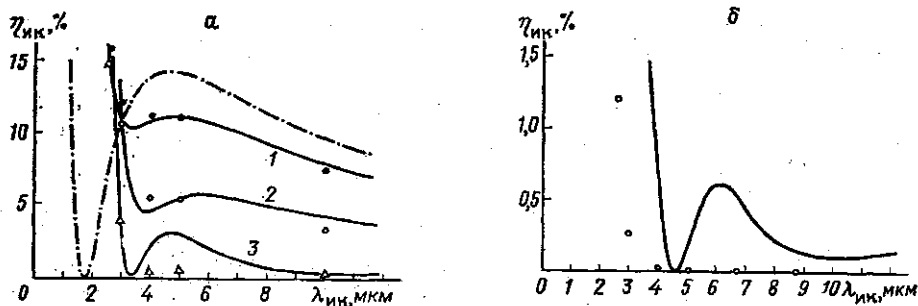


Рис. 4. КПД генерации ИК-излучения. Сплошные кривые построены с учетом дисперсии (14), штрихпунктирная кривая — без учета дисперсии (16). а: 1 — $\Gamma=1,6 \text{ см}^{-1}$, 2 — $\Gamma=0,8 \text{ см}^{-1}$, 3 — $\Gamma=0,4 \text{ см}^{-1}$. Численное решение уравнений (8): $\Gamma=1,6$ (●); $0,8$ (○) и $0,4$ (△) см^{-1} . б — $\Gamma=0,2 \text{ см}^{-1}$; ○ — численное решение (8)

жать КПД генерации ИК-излучения (рис. 2, б), поэтому для количественных оценок необходимо использовать пятиволновую модель КРС. Полученные формулы позволяют вычислять эффективность преобразования частоты с учетом дисперсии среды. При этом можно выделить два характерных случая.

1. **Среда без дисперсии.** Если $\Delta_{1,2} \ll \Gamma$, то осуществляется когерентное взаимодействие волн, и КПД генерации приближается к предельному уровню η^0 , соответствующему процессу в среде без дисперсии. Эта величина легко оценивается. При $\Delta_1=\Delta_2=0$ общее решение (8) имеет вид:

$$\begin{cases} A_{\text{п}} = A_{\text{п}0} (C_1 \cos \gamma p + C_2 \sin \gamma p), \\ A_{\text{ик}} = A_{\text{п}0} h_1 \left[C_0 - \frac{1}{\sqrt{2}} (C_2 \cos \gamma p - C_1 \sin \gamma p) \right] e^{-i\varphi}, \\ A_{\text{а}} = A_{\text{п}0} h_2 \left[-\frac{C_0}{h} - \frac{1}{\sqrt{2}} (C_2 \cos \gamma p - C_1 \sin \gamma p) \right] e^{i\varphi}, \end{cases} \quad (15)$$

где

$$p = p(z) = \frac{1}{2} g_c \sqrt{\omega_{\text{п}}/\omega_c} \int_0^z |Q(z)| dz = \text{arctg} [V\alpha \exp \Gamma(1+\alpha)z] - \text{arctg} \sqrt{\alpha} \leq \pi/2, \quad h = h_2/h_1,$$

постоянные C_0, C_1, C_2 определяются граничными условиями. При $A_{\text{ик}}(z=0) = A_{\text{а}}(z=0) = 0, A_{\text{п}}(z=0) = A_{\text{п}0}$ получаем $C_1=1, C_0=C_2=0$, откуда

$$\eta_{\text{ик}}^0 = (\omega_{\text{ик}}/2\omega_{\text{п}}) \sin^2 \gamma p, \quad \eta_{\text{а}}^0 = (\omega_{\text{а}}/2\omega_{\text{п}}) \sin^2 \gamma p. \quad (16)$$

* Расчеты, проведенные для $0,5 \leq \beta_0 \leq 1$ и $0,08 \text{ см}^{-1} \leq \Gamma \leq 8 \text{ см}^{-1}$ показывают, что вытекающее из (10) значение $\beta_0=0,79$ дает наилучшее приближение.

Зависимость $\eta_{\text{ИК}}^0(\lambda_{\text{лик}})$ при $\rho = \pi/2$ показана штрихпунктиром на рис. 2, б, 4, а. Видно, что в условиях [2] бездисперсионное приближение можно использовать уже при $\Delta_{1,2}/\Gamma \leq 0,5$. По-видимому, дисперсией можно пренебречь и в условиях [5, 6], где, по нашим оценкам, $\Delta_1 \approx \Delta_2 \approx 0,06 \text{ см}^{-1} \ll \Gamma$.

2. Среда с дисперсией. Если $\Delta_{1,2} \approx \Gamma$, то, как видно из рис. 2, б, 4, а, влияние дисперсии весьма существенно, и КПД заметно ниже уровня η^0 . В этом случае КПД с хорошей точностью оценивается по формулам (14). При $\Delta_{1,2} \gg \Gamma$ (рис. 4, б) взаимодействие некогерентно и эффективность преобразования частоты чрезвычайно мала. В этом случае аппроксимация (9) не дает хорошей точности, и формулы (14) лишь качественно передают ход перестроенной кривой.

Многомодовая накачка. Полученные здесь результаты можно обобщить на случай многомодовой накачки [4], удовлетворяющей условию $\Omega T_2 \gg 1$, где Ω — межмодовая частота, T_2 — поперечное время релаксации. Используя результаты [9], можно показать, что молекулярные колебания в этом случае близки к монохроматическим, а выражение для $Q(z)$ имеет структуру, подобную (7).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Giordmaine J. A., Kaiser W. Light scattering by coherently driven lattice vibrations.—Phys. Rev., 1966, 144, p. 676—688. [2] Brosnan S. J., Fleming R. N., Herbst R. L., Byer R. L. Tunable infrared generation by coherent Raman mixing in H_2 .—Appl. Phys. Lett., 1977, 30, p. 330—332. [3] Венкин Г. В., Крочик Г. М., Кулюк Л. Л., Малеев Д. И., Хронополо Ю. Г. Влияние четырехволновых параметрических процессов на динамику стоксовых компонент ВКР.—ЖЭТФ, 1976, 70, с. 1674—1685. [4] Бондаренко С. И., Дьяков Ю. Е., Нехаенко В. А., Никитин С. Ю. К теории генерации ИК-излучения при четырехволновом процессе на основе неколлинеарного ВКР и в резонаторе.—В кн.: Тезисы докл. IX Всес. конф. по когерентной и нелинейной оптике. М., 1978, ч. II, с. 117. [5] Loy M. M. T., Sorokin P. P., Lankard J. R. Generation of 16- μm radiation by four-wave mixing in parahydrogen.—Appl. Phys. Lett., 1977, 30, p. 415—417. [6] Sorokin P. P., Loy M. M. T., Lankard J. R. A 16- μm radiation source utilizing four-wave mixing in cooled parahydrogen gas.—IEEE J. of Quant. Electron., 1977, OE-13, p. 871—875. [7] Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. М.: Изд-во АН СССР, 1965, с. 231. [8] Бронштейн И. Н., Семендяев К. А. Справочник по математике. М.: Наука, 1967. [9] Джотян Г. П., Дьяков Ю. Е. Насыщение ВКР при многомодовой накачке.—Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ., Астрон., 1977, 18, с. 70—73.

Поступила в редакцию
09.07.79

УДК 534.013:53.082.72

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ КРУЧЕНИЯ ЦИЛИНДРОВ ИЗ САПФИРА

В. П. Митрофанов, О. И. Пономарева

(кафедра физики колебаний)

Эксперименты по обнаружению гравитационных волн потребовали разработки высокодобротных механических резонаторов продольных колебаний из монокристаллов сапфира. Эти резонаторы имеют рекордные значения добротности $Q = 2 \cdot 10^8$ при $T = 300 \text{ К}$ и $Q = 5 \cdot 10^9$ при $T = 4,2 \text{ К}$ [1]. Однако для проведения экспериментов по обнаружению пост-ньютоновских гравитационных эффектов необходимо иметь резонаторы крутильных колебаний с предельно высокой добротностью [2].