

Наряду с полной шириной АС, сходящихся к порогу $n=3$, представляют интерес парциальные ширины, соответствующие распаду АУ с образованием остаточного иона в различных возбужденных состояниях. Результаты расчетов парциальных ширин и их отношения, определяющие выход ионов в основном состоянии, представлены в табл. 3. Ранее парциальные ширины низших $^1P^{(-)}$ и $^3P^{(-)}$ АС гелия, соответствующие переходам в основное состояние ионов He^+ , вычислялись в работе [12]. Их значения, как видно из табл. 3, хорошо согласуются с нашими расчетами.

Следует отметить, однако, что расчеты Γ_a , выполненные для $^1S^{(+)}$ АС атома гелия, показали, что включение связи открытых каналов заметно меняет парциальные автоионизационные ширины [6]. Аналогичная ситуация может, по-видимому, иметь место и в случае $^1P^{(-)}$ и $^3P^{(-)}$ АС, сходящихся к порогу $n=3$. Но, как уже отмечалось выше, с ростом Z влияние связи открытых каналов на распад характеристики АУ, взаимодействующих с несколькими непрерывными спектрами, должно уменьшаться.

Анализ результатов, полученных в настоящей работе, позволяет сделать вывод о том, что для всех рассмотренных уровней выход водородоподобных ионов в возбужденных состояниях значительно больше, чем в основном состоянии. При этом с увеличением Z вероятность образования возбужденных ионов в результате распада $^1P^{(-)}$ и $^3P^{(-)}$ АС, сходящихся к $n=3$ порогу, медленно возрастает.

В заключение авторы благодарят проф. В. В. Балашова за полезное обсуждение полученных результатов, а Е. Ю. Черкашина — за помощь в проведении расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Bruch R., Paul G., Andrä J., Lipsky L. Phys. Rev. 1975, **12A**, p. 1808.
 [2] Dhez P., Ederer D. L. J. Phys., 1973, **6B**, p. 59. [3] Madden R. P., Codling K. Phys. Rev. Lett. 1963, **10**, p. 516. [4] Балашов В. В., Гришанова С. И., Круглова И. М., Сенашенко В. С. Оптика и спектроскопия, 1970, **28**, с. 859.
 [5] Senashenko V. S., Wague A. J. Phys., 1979, **12B**, p. 269. [6] Ramaker D. E., Schrader D. M. Phys. Rev., 1974, **9A**, p. 1980. [7] Oberoi R. S. J. Phys., 1972, **5B**, p. 1120. [8] Callaway J. Phys. Lett., 1978, **66A**, p. 201.
 [9] Ormonde S., Whitaker W., Lipsky L. Phys. Rev. Lett., 1967, **19**, p. 1161.
 [10] Chung K. T. Phys. Rev. 1972, **6A**, 1809. [11] Burke P. G., Taylor A. J. J. Phys., 1969, **2B**, p. 44. [12] Herrick D. R., Sinanoglu O. Phys. Rev., 1975, **11A**, p. 97. [13] Ho Y. K. J. Phys. 1979, **12B**, p. 387.

Поступила в редакцию
31.03.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 1.

УДК 621.373.7

ТЕОРИЯ КОГЕРЕНТНОГО РАМАНОВСКОГО СМЕШЕНИЯ ПРИ СИЛЬНОМ ПОЛЕ НАКАЧКИ (ШЕСТИВОЛНОВАЯ МОДЕЛЬ)

Ю. Е. Дьяков, С. Ю. Никитин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Введение. В работах [2, 3] развита теория когерентного рамановского смешения (КРС) при относительно слабой накачке, когда антистоксова компонента, возникающая при ВКР на частоте $\omega_A = \omega_n + \omega_0$, несутворственна:

$$\Delta_1, \Delta_2 \geq \Gamma_0 \ll \Delta.$$

Здесь $\Delta = (k_A - k_H) - (k_H - k_C)$, $\Delta_1 = (k_H - k_C) - (k_H - k_{HK})$, $\Delta_2 = (k_H - k_C) - (k_A - k_H)$ — волновые расстройки, $\Gamma_0 = g_c J_{H0}$ — инкремент ВКР*. В данной работе теория КРС обобщается на случай накачки произвольной интенсивности, когда

$$\Delta_1, \Delta_2, \Delta \geq \Gamma_0.$$

Показано, что в этом случае возникает ряд новых эффектов, связанных, в конечном счете, с увеличением интеграла $\int_0^{\infty} |Q(z)| dz$ и фазовой скорости волны молекулярных колебаний в сильном поле накачки. В частности, в отличие от случая относительно слабой накачки, становится возможной полная перекачка энергии пробной волны в ИК-излучение.

Основные уравнения. Частоты взаимодействующих волн показаны на рис. 1. Комбинационное рассеяние накачки с учетом как стоксовой (A_C), так и антистоксовой (A_A) волн описывается замкнутой системой уравнений [5], которую можно представить в виде:

$$\frac{dA_A}{dz} = \frac{1}{2} g_A A_H Q(z) e^{i\Delta z}, \quad \frac{dA_C}{dz} = \frac{1}{2} g_C A_H Q^*(z), \quad (1)$$

$$\frac{dA_H}{dz} = -\frac{1}{2} g_H [A_C Q(z) + A_A Q^*(z) e^{-i\Delta z}],$$

где A_j ($j = H, C, A$) — комплексные амплитуды волн на частотах ω_j , $g_j = g_c \omega_j / \omega_c$, g_c — параметр усиления при ВКР,

$$Q(z) = A_H A_C^* - A_A A_H^* e^{-i\Delta z} \quad (2)$$

комплексная амплитуда молекулярных колебаний среды. В более ранних работах [2, 3] компонентой A_A в (1) и влиянием A_A на Q в (2) пренебрегалось. Рассеяние пробной волны на колебаниях $Q(z)$ описывается системой [3]

$$\frac{dA_a}{dz} = \frac{1}{2} g_a A_H Q(z) e^{-i\Delta_2 z}, \quad \frac{dA_{HK}}{dz} = \frac{1}{2} g_{HK} A_H Q^*(z) e^{i\Delta_1 z}, \quad (3)$$

$$\frac{dA_H}{dz} = -\frac{1}{2} g_H [A_{HK} Q(z) e^{-i\Delta_1 z} + A_a Q^*(z) e^{i\Delta_2 z}].$$

Уравнения (1), (3) решались численно для условий эксперимента по генерации ИК-излучения в водороде [1]: длина волны ИК-излучения 10 мкм, длина волны накачки 1,06 мкм, частота молекулярных колебаний $\nu_0 = \omega_0 / 2\pi c = 4155 \text{ см}^{-1}$, давление газа 20 атм. Использовались данные о нелинейных и дисперсионных свойствах водорода, приведенные в [1]. Волновые расстройки рассчитывались по формулам, приведенным в [3]. Они равны: $\Delta = 1,33 \text{ см}^{-1}$; $\Delta_1 = 0,75 \text{ см}^{-1}$; $\Delta_2 = 0,02 \text{ см}^{-1}$. Параметр Γ_0 менялся в пределах 0,16—26,6 см^{-1} , что соответствует изменению интенсивности накачки в диапазоне 20 МВт/см^2 —3,3 ГВт/см^2 . Движение населенностей не учитывалось**. Для экономии машинного времени задача решалась при следующих граничных условиях:

$$\eta_c(z=0) = \eta_A(z=0) \equiv \eta_0 = 1,6 \cdot 10^{-4} / \Gamma_0 \text{ (см}^{-1}\text{)},$$

$$\eta_a(z=0) = \eta_{HK}(z=0) = 10^{-6}, \quad \eta_H(0) = \eta_H(0) = 1,$$

* Условие $\Gamma_0 \ll \Delta$ снимается, если антистоксова компонента искусственно подавлена, например, введением поглощающей примеси или соответствующим выбором поляризации волн [2, с. 43].

** Согласно работе [4, с. 232] изменение разности населенностей следует учитывать при интенсивности накачки $I_{H0} > 10 \text{ ГВт/см}^2$.

где $\eta_i = I_i \omega_{\text{н}} / I_{\text{н}0} \omega_i$ ($i = \text{A, н, с}$), $\eta_j = I_j \omega_{\text{п}} / I_{\text{п}0} \omega_j$ ($j = \text{п, ик, а}$). Программа обеспечивает абсолютную точность вычисления этих величин порядка 10^{-6} . Точность счета контролировалась по законам сохранения $\eta_{\text{с}} + \eta_{\text{н}} + \eta_{\text{А}} = 1 + 2\eta_0$, $\eta_{\text{п}} + \eta_{\text{ик}} + \eta_{\text{а}} = 1 + 2 \cdot 10^{-6}$, а также по предельному переходу ($\Delta \rightarrow 100\Delta$) к результатам пятиволновой модели КРС [3].

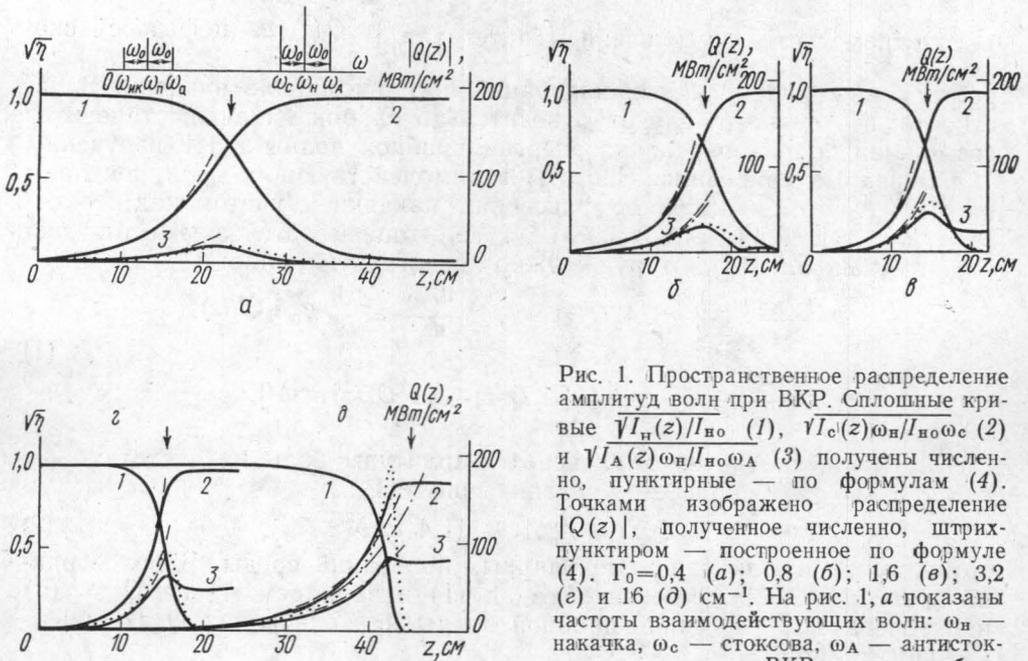


Рис. 1. Пространственное распределение амплитуд волн при ВКР. Сплошные кривые $\sqrt{I_{\text{н}}(z)}/I_{\text{н}0}$ (1), $\sqrt{I_{\text{с}}(z)\omega_{\text{н}}}/I_{\text{н}0}\omega_{\text{с}}$ (2) и $\sqrt{I_{\text{А}}(z)\omega_{\text{п}}}/I_{\text{н}0}\omega_{\text{А}}$ (3) получены численно, пунктирные — по формулам (4). Точками изображено распределение $|Q(z)|$, полученное численно, штрихпунктиром — построенное по формуле (4). $\Gamma_0 = 0.4$ (а); 0,8 (б); 1,6 (в); 3,2 (г) и 16 (д) см^{-1} . На рис. 1, а показаны частоты взаимодействующих волн: $\omega_{\text{н}}$ — накачка, $\omega_{\text{с}}$ — стоксова, $\omega_{\text{А}}$ — антистоксова компоненты ВКР, $\omega_{\text{п}}$ — пробная волна, $\omega_{\text{ик}}$ — ИК-излучение, $\omega_{\text{а}}$ — антистоксова компонента рассеяния пробной волны, ω_0 — частота молекулярных колебаний

Особенности ВКР при сильном поле накачки. На рис. 1 показано пространственное распределение амплитуд стоксовой, антистоксовой компонент, накачки, а также модуля амплитуды молекулярных колебаний, полученное путем численного решения уравнений (1). Видно, как меняется распределение $|Q(z)|$ с ростом интенсивности накачки. Сначала, при $\Gamma_0 \ll \Delta$ область возбуждения колебаний сужается и приближается к началу области рассеяния ($z=0$). Затем при $\Gamma_0 < 2\Delta$ этот процесс замедляется и при $\Gamma_0 \approx 2\Delta$ прекращается вовсе. При $\Gamma_0 > 2\Delta$ начинается обратное движение распределения $|Q(z)|$: оно расширяется и удаляется в область больших z . Этот процесс продолжается и при $\Gamma_0 \gg \Delta$. Такое распределение молекулярных колебаний можно объяснить нелинейной зависимостью инкремента ВКР от интенсивности накачки. Как показано в [6], в приближении заданного поля накачки

$$Q(z) = A_{\text{н}}(0) x_0 [(m_1 - 1)/(1 - m_1^2 H)] \exp[(\Gamma/2 + i\gamma)z],$$

(4)

$$\eta_{\text{с}} = \eta_0 |m_1 \sqrt{H} / (1 + m_1 \sqrt{H})|^2 e^{\Gamma z}, \quad \eta_{\text{А}} = \eta_{\text{с}} / |m_1 \sqrt{H}|^2,$$

где

$$\Gamma = \Gamma_0 \left[-\alpha + \sqrt{\psi^2 + (1 + \alpha)^2 / \xi^2} + \psi \right], \quad \gamma = v - \Delta/2,$$

$$\psi = \frac{1}{2} \left(\alpha^2 - \frac{1}{\xi^2} \right), \quad \xi = \Gamma_0 / \Delta, \quad m_1 = \frac{i \Delta + \Gamma_0 (1 + \alpha) + 2(u + iv)}{\Gamma_0 (1 + 2\alpha)}, \quad (5)$$

$$\left(\frac{u}{v} \right) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{a^2 + b^2} \pm a}, \quad x_0 = \sqrt{I_{\text{во}} \frac{\omega_c}{\omega_H} \eta_0 H (1 - m_1 \sqrt{H})} e^{-i\varphi_c(0)},$$

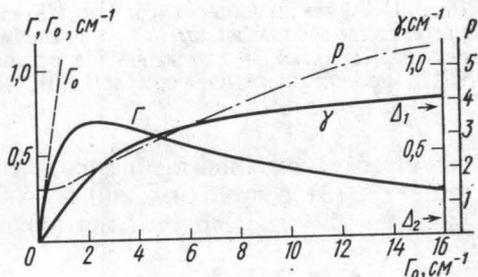
$$a = \left(\frac{1}{2} \Gamma_0 \alpha \right)^2 - \frac{\Delta^2}{4}, \quad b = \frac{1}{2} \Delta \Gamma_0 (1 + \alpha), \quad \alpha = \frac{\omega_0}{\omega_c}, \quad H_i^2 = \frac{\omega_A}{\omega_c},$$

$\varphi_c(z)$ — фаза стоксовой компоненты.

Зависимость $\Gamma(\Gamma_0)$, построенная для условий [1], показана на рис. 2. Графики амплитуд стоксовой и антистоксовой компонент, построенные по формулам (4), изображены на рис. 1 пунктиром, график $|Q(z)|$ — штрих-пунктиром. Видно, что (4) хорошо описывает участок роста амплитуды колебаний. Положение максимума распределения $|Q(z)|$ можно приближенно определить из условия $\eta_c(z_0) = 1$. Полученные таким образом значения z_0 показаны на рис. 1 вертикальными стрелками. Отметим две важных особенности ВКР при сильном поле накачки.

Рис. 2. Инкремент усиления ВКР, параметр γ и площадь пространственного распределения амплитуды молекулярных колебаний

$\rho = \frac{1}{2} g_c \sqrt{\frac{\omega_H}{\omega_c}} \int_0^\infty |Q(z)| dz$ в зависимости от интенсивности накачки (зависимость $\rho(\Gamma_0)$ построена по данным счета на ЭВМ)



1. При изменении интенсивности накачки изменяется площадь, ограниченная кривой $|Q(z)|$. При слабой накачке ($\Gamma_0 \ll \Delta$) эта площадь не зависит от интенсивности накачки [3]:

$$\rho = \frac{1}{2} g_c \sqrt{\frac{\omega_H}{\omega_c}} \int_0^\infty |Q(z)| dz =$$

$$= \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{\Gamma_0 \sqrt{\eta_0} \exp(\Gamma_0 z/2)}{1 + \eta_0 \exp(\Gamma_0 z)} dz \approx \pi/2.$$

При сильной накачке ($\Gamma_0 > 2\Delta$) распределение $|Q(z)|$ расширяется и становится асимметричным: амплитуда резко падает при $z \approx z_0$ (см. рис. 1). В этом случае

$$\rho \approx \frac{1}{2} g_c \sqrt{\frac{\omega_H}{\omega_c}} \int_0^{z_0} |Q(z)| dz = \frac{\Gamma_0}{\Gamma} \left| \frac{m_1 - 1}{m_1} \right| \rightarrow \infty \quad (6)$$

при $\Gamma_0 \rightarrow \infty$, т. е. площадь под кривой $|Q(z)|$ неограниченно возрастает с ростом интенсивности накачки (см. рис. 2).

2. При сильном поле накачки изменяется фазовая скорость волны молекулярных колебаний, возбуждаемых при ВКР. Этот эффект описывается параметром γ в формуле (4). График зависимости $\gamma(\Gamma_0)$ представлен на рис. 2. Видно, что с ростом интенсивности накачки γ ме-

няется от нуля (при $\Gamma_0 \ll \Delta$) до некоторого положительного значения, равного $\Delta/2\alpha = 0,84 \text{ см}^{-1}$ (при $\Gamma_0 \gg \Delta$). Фазовая скорость выражается через γ следующим образом: $v_\phi = \omega_0 / (k_0 - \gamma)$, где $k_0 = k_n - k_c$. Следовательно, при сильном поле накачки скорость волны колебаний, возбуждаемых при ВКР, увеличивается.

Когерентное рамановское смешение при сильном поле накачки.

Эффективность генерации ИК-излучения и антистоксовой компоненты рассеяния пробной волны в зависимости от z показаны на рис. 3. Видно, что с ростом интенсивности накачки КПД генерации ИК-излучения возрастает (достигая почти 100%), а КПД генерации антистоксовой компоненты, наоборот, уменьшается. Такое перераспределение энер-

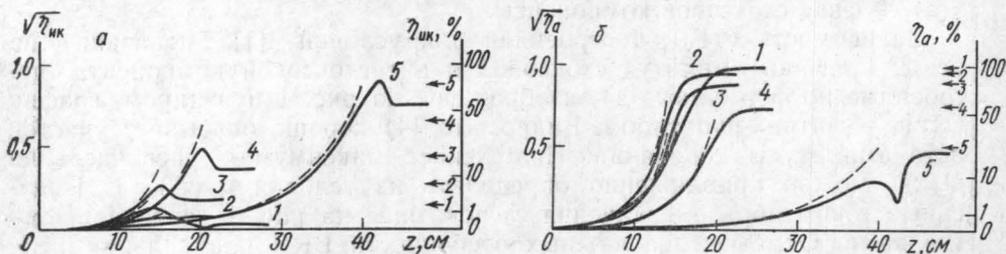


Рис. 3. Эффективность генерации ИК-излучения (а) и антистоксовой компоненты рассеяния пробной волны (б) в зависимости от z . Сплошные кривые — численное решение, пунктир — аналитическое решение (7). Горизонтальными стрелками указаны КПД, рассчитанные по формулам (9), (10). $\Gamma_0 = 0,8$ (1); 1,6 (2); 3,2 (3); 6,4 (4) и 16 (5) см^{-1}

гии между компонентами можно объяснить, исходя из решения уравнений (1), (3) в приближении заданного поля накачки и пробной волны. Полагая $A_n = A_{п0}$, подставляя (4) в (3) и интегрируя, находим

$$\eta_{ик} = \frac{\beta_1^2 B}{1 + 4(\gamma - \Delta_1)^2 / \Gamma^2} e^{\Gamma z}, \quad \eta_a = \frac{\beta_2^2 B}{1 + 4(\gamma - \Delta_2)^2 / \Gamma^2} e^{\Gamma z}, \quad (7)$$

где

$$\beta_1^2 = \omega_{ик} \omega_{п} / \omega_n \omega_c, \quad \beta_2^2 = \omega_a \omega_{п} / \omega_n \omega_c,$$

$$B = \eta_0 (\Gamma_0 / \Gamma)^2 |m_1 - 1| / (1 + m_1 \sqrt{H})^2 H.$$

Графики, построенные по этим формулам, изображены на рис. 3 пунктиром. При слабой накачке ($\Gamma_0 \ll \Delta$) формулы (7) переходят в известные соотношения

$$\eta_{ик} = \frac{\beta_1^2 \eta_0}{1 + 4(\Delta_1 / \Gamma_0)^2} e^{\Gamma_0 z}, \quad \eta_a = \frac{\beta_2^2 \eta_0}{1 + 4(\Delta_2 / \Gamma_0)^2} e^{\Gamma_0 z}, \quad (8)$$

полученные в [7]. Согласно (8) распределение энергии по компонентам не зависит от интенсивности накачки. При сильной накачке ($\Gamma_0 > \Delta$) фазовая скорость волны нелинейной поляризации на частоте $\omega_{ик}$ становится равной скорости световой волны той же частоты, так что эффективная волновая расстройка уменьшается: $|\Delta_1 - \gamma| \ll \Delta_1$ (см. рис. 2). Волновая расстройка на частоте ω_a , наоборот, возрастает: $|\Delta_2 - \gamma| \gg \Delta_2$. Этим и объясняется наблюдаемое перераспределение энергии.

Оценка КПД генерации при сильном поле накачки. Используя (4), можно представить (7) в виде:

$$\eta_{ик} = b_1^2 \left(\frac{\Gamma_0}{\Gamma_1} \right)^2 \left| \frac{m_1 - 1}{m_1} \right|^2 \eta_c, \quad \eta_a = b_2^2 \left(\frac{\Gamma_0}{\Gamma} \right)^2 \left| \frac{m_1 - 1}{m_1} \right|^2 \eta_c,$$

где $b^2_i = \beta^2_i / [1 + 4(\gamma - \Delta_i)^2 / \Gamma^2]$ ($i = 1, 2$), что в пределе сильного поля накачки (6) дает $\eta_{ик} \approx b^2_1 p^2 \eta_c$, $\eta_a \approx b^2_2 p^2 \eta_c$. Таким образом, эффективность преобразования частоты пропорциональна квадрату площади, ограниченной распределением $|Q(z)|$. Для максимальных КПД преобразования ($\eta_c \approx 1$) получаем оценку:

$$\eta_{ик} = b^2_1 p^2, \quad \eta_a = b^2_2 p^2 \quad \text{при } (b^2_1 + b^2_2) p^2 < 1 \quad (9)$$

(пробная волна рассеивается частично),

$$\eta_{ик} = b^2_1 / (b^2_1 + b^2_2), \quad \eta_a = b^2_2 / (b^2_1 + b^2_2) \quad \text{при } (b^2_1 + b^2_2) p^2 > 1 \quad (10)$$

(пробная волна рассеивается полностью).

Как видно из формул (9), (10), эффективность рассеяния пробной волны определяется величиной $(b^2_1 + b^2_2) p^2$. Расчет по формулам (5) для условий [1] показывает, что с ростом Γ_0 величина $(b^2_1 + b^2_2)$ уменьшается. При постоянном p это привело бы к соответствующему уменьшению $\eta_{ик}$ и η_a . Однако фактически, за счет быстрого роста p (см. рис. 2), произведение $(b^2_1 + b^2_2) p^2$ не только уменьшается, а наоборот, возрастает, так что эффективность рассеяния пробной волны $\eta_{ик} + \eta_a$ остается близкой к 100% (см. рис. 3). В этом и состоит роль увеличения интеграла $\int_0^\infty |Q(z)| dz$ при сильном поле накачки.

КПД генерации, рассчитанные по формулам (9), (10), а также полученные путем численного решения задачи на ЭВМ, представлены на рис. 3. Видно, что точность оценки (9), (10) возрастает с ростом Γ_0 . При $\Gamma_0 = 16 \text{ см}^{-1}$ относительная погрешность не превышает 30%. Полная перекачка энергии пробной волны в ИК-излучении возможна благодаря двум обстоятельствам: изменению скорости волны колебаний (что приводит к перераспределению энергии между компонентами $\omega_{ик}$ и ω_a) и увеличению интеграла $\int_0^\infty |Q(z)| dz$ (что обеспечивает полное рассеяние пробной волны) при сильном поле накачки.

Анализ экспериментальных данных.

1. КПД генерации ИК-излучения. Для инкремента $\Gamma_0 = 1,6 \text{ см}^{-1}$, соответствующего условиям опыта Байера [1] ($I_{но} = 200 \text{ МВт/см}^2$), численный счет дает $\eta_{ик}(z \rightarrow \infty) = 0,7\%$. Эта цифра занимает промежуточное положение между экспериментально наблюдавшимся КПД 0,1% [1] и оценкой, полученной в пятиволновой модели КРС $\eta_{ик} = 3,4\%$ [3]. Последнее объясняется тем, что при $\Gamma_0 = 1,6 \text{ см}^{-1}$ инкремент $\Gamma = 0,66 \text{ см}^{-1}$ уже значительно меньше Γ_0 (см. рис. 2), а это значит, что отношение длины нелинейного преобразования к длине когерентности на самом деле значительно больше, чем предполагалось в пятиволновой модели. Таким образом, для интерпретации результатов [1] необходимо использовать развитую в настоящей работе шестиволновую модель КРС.

2. Оптимальная интенсивность накачки. Амплитуда молекулярных колебаний в среде, а также выходная интенсивность стоксовой волны максимальны при $\eta_c(L) = 1$, где L — длина нелинейной среды. Это условие определяет интенсивность накачки, при которой КПД генерации ИК-излучения максимален. Используя (4), получим $\Gamma = (1/L) \ln(1/\eta_0)$, что при $L = 100 \text{ см}$ [1] и $\eta_0 = 10^{-14}$ дает $\Gamma = 0,32 \text{ см}^{-1}$. Согласно (4) это соответствует $\Gamma_0 = 16 \text{ см}^{-1}$ или $I_{но} = 2 \text{ ГВт/см}^2$. При большей интенсивности накачки из-за уменьшения инкремента Γ интенсивность молекулярных колебаний падает (колебания не успевают развиться на дли-

не нелинейной среды) и КПД генерации ИК-излучения уменьшается.

В заключение отметим, что важную роль в условиях [1] (длительность импульса накачки 10 нс) играет, по-видимому, обратная стоковая компонента с частотой ω_c , распространяющаяся навстречу накачке. Анализ показывает, что появление ВКР—назад эквивалентно ослаблению накачки вдвое при обычном ВКР—вперед. Подробно этот вопрос будет рассмотрен в другой нашей работе.

Авторы благодарны В. А. Нехаенко за помощь в составлении программы для ЭВМ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Brosnan S. J., Fleming R. N., Herbst R. L., Byer R. L. Appl. Phys. Lett., 1977, 30, p. 330. [2] Дьяков Ю. Е., Нехаенко В. А., Никитин С. Ю. Нелинейное резонансное преобразование частоты лазерного излучения (Тезисы докладов). Ташкент: Изд-во ФАН, 1979, с. 55. [3] Дьяков Ю. Е., Нехаенко В. А., Никитин С. Ю. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1981, 22, № 4, с. 52. [4] Бутылкин В. С., Каплан А. Е., Хронопуло Ю. Г., Якубович Е. И. Резонансные взаимодействия света с веществом. М.: Наука, 1977, с. 232. [5] Ахмаинов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. М.: Изд-во АН СССР, 1965, с. 233. [6] Дьяков Ю. Е. Краткие сообщения по физике (ФИАН), 1973, № 12, с. 34. [7] Giordmaine J. A., Kaiser W. Phys. Rev., 1966, 144, p. 676.

Поступила в редакцию
01.04.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 1

УДК 539.211

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-СТИМУЛИРОВАННОЙ ДЕСОРБЦИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ МОЛЕКУЛ

Г. Г. Федоров

(кафедра общей физики для химического факультета)

Метод электронно-стимулированной десорбции (ЭСД) в последние годы находит все более широкое применение в исследовании поверхности твердого тела и природы адсорбции [1—4]. Подавляющее большинство работ по ЭСД связано с исследованием ЭСД ионов, в то время как ЭСД нейтральных молекул количественно не исследована. При изучении элементарного акта десорбции молекул одним из параметров, характеризующих этот акт, является эффективное сечение десорбции (Q). Существующий метод определения Q для нейтральных молекул по спаду ЭСД во времени связан с большими ошибками. Так, экспериментальный разброс определяемой величины Q в одном и том же опыте в лучшем случае составляет 30% [1] и позволяет оценить только порядок этой величины. В связи с этим неудивительно, что экспериментальные данные о зависимости Q для нейтральных молекул от энергии бомбардирующих электронов в литературе отсутствуют, хотя на необходимость постановки таких экспериментов обращалось внимание [3].

Ниже приводится описание методики и условий опыта, которые позволяют исследовать величину Q для нейтральных молекул с экспериментальным разбросом не более 3%, а также прямым способом исследовать дискретные значения энергии ЭСД.

Используем известное [2] соотношение $N_d/N_s = QN$, где N_d — число десорбирующихся молекул исследуемого газа с 1 см^2 за 1 с , N_s — чис-