

тические типы колебаний в образце с доменной структурой — ФТТ, 1974, 16, с. 3051—3057. [10] Пильщиков А. И., Киров С. А. Магнитоэластические колебания в образцах ферритов с доменной структурой. — В кн.: Физика и химия магнитных полупроводников и диэлектриков. М.: Изд-во МГУ, 1979, с. 80—102. [11] Киров С. А., Пильщиков А. И., Сырьев Н. Е. Спектры магнитоэластических колебаний образца с доменной структурой. — ФТТ, 1975, 17, с. 2646—2652. [12] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973, с. 110—136. [13] Spruen J. H., Morgenthaler F. R. Magnetoelastic energy of stripe domain patterns. — J. Appl. Phys., 1978, 49, p. 1590—1591. [14] Fletcher P. C., Bell R. O. Ferrimagnetic resonance modes in spheres. — J. Appl. Phys., 1959, 30, p. 687—698. [15] Дейкова Г. М., Грешнов В. И. Резонансные явления в движении границ между доменами в ферритах. — Изв. вузов, сер. Физика, 1972, № 7, с. 42—45.

Поступила в редакцию
16.06.80

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

УДК 621.373.7

КОГЕРЕНТНОЕ РАМАНОВСКОЕ СМЕЩЕНИЕ ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ПРЯМОЙ И ОБРАТНОЙ ВОЛН ВКР

Ю. Е. Дьяков, С. Ю. Никитин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

1. Эффективность генерации ИК-излучения при когерентном рамановском смещении определяется параметрами молекулярных колебаний, возбуждаемых при ВКР. Расчет этих параметров проводился ранее в предположении, что рассеяние происходит только в направлении вперед [1]. Известно, однако, что при длительности импульса накачки 10^{-8} — 10^{-9} с возникает интенсивное рассеяние в направлении назад [2]. Появление обратной стоксовой компоненты изменяет распределение молекулярных колебаний, что, в свою очередь, приводит к изменению КПД генерации ИК-излучения. Данная работа посвящена теоретическому анализу этого явления.

2. Система уравнений, описывающая стационарное ВКР при наличии прямой и обратной стоксовых компонент, имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{dy}{d\xi} = -(x_1 + x_2)y, & \frac{dx_1}{d\xi} = x_1y, & \frac{dx_2}{d\xi} = -x_2y, \\ y(\xi = 0) = 1, & x_1(\xi = 0) = x_{10}, & x_2(\xi = G) = x_{2L}, \end{cases} \quad (1)$$

где $y = I_H(\xi)/I_{H0}$; $x_{1,2} = I_{1,2}(\xi)\omega_H/I_{H0}\omega_c$ — нормированные интенсивности накачки, попутной (индекс 1) и встречной (индекс 2) стоксовых компонент; $\xi = \Gamma_0 z$ — безразмерная координата, $\Gamma_0 = g_c I_{H0}$ — инкремент ВКР, $I_{H0} = I_H(z=0)$ — интенсивность накачки, g_c — параметр усиления при ВКР (одинаковый для рассеяния вперед и назад [3]), $G = \Gamma_0 L$, L — длина нелинейной среды; ω_H , ω_c — частоты накачки и стоксовой компоненты.

Из уравнений (1) вытекают законы сохранения:

$$y + x_1 - x_2 = c_1 = \text{const}, \quad x_1 x_2 = c_2 = \text{const}. \quad (2)$$

Записывая (2) для правого ($z=L$) и левого ($z=0$) концов системы, получим

$$1 + x_{10} - x_{20} = y_L + x_{1L} - x_{2L}, \quad x_{10} x_{20} = x_{1L} x_{2L}, \quad (3)$$

где $x_{1L} = x_1(z=L)$, $x_{20} = x_2(z=0)$, $y_L = y(z=L)$ — нормированные выходные интенсивности. Из (3) следует, в частности, что если $x_{10} = x_{2L}$, то $x_{20} = x_{1L} = (1 - y_L)/2 \leq 50\%$. В общем случае $x_{1L}/x_{20} = x_{10}/x_{2L}$. Используя (2), получим следующее решение задачи (1):

$$x_1 = (a + bs)/(1 + s), \quad x_2 = c_2/x_1, \quad y = c_1 - x_1 + c_2/x_1, \quad (4)$$

где

$$s = [(x_{10} - a)/(b - x_{10})] \exp[(b - a)\zeta], \quad a = c_1/2 - \sqrt{c_1^2/4 + c_2},$$

$$b = c_1/2 + \sqrt{c_1^2/4 + c_2}, \quad c_1 = 1 + x_{10} - x_{20}, \quad c_2 = x_{10}x_{20}.$$

Неизвестная величина x_{20} определяется из граничного условия для обратной волны:

$$x_2(\zeta = G) = x_{2L}. \quad (5)$$

В предельном случае $x_{2L} \rightarrow 0$ (4), (5) описывают обычное ВКР вперед [4]:

$$x_1 = \frac{x_{10}(1 + x_{10}) \exp[(1 + x_{10})\zeta]}{1 + x_{10} \exp[(1 + x_{10})\zeta]}, \quad x_2 = 0, \quad y = 1 + x_{10} - x_1. \quad (6)$$

При $x_{10} \rightarrow 0$ (4), (5) описывают ВРМБ или «чистое» ВКР назад [5]:

$$x_1 = 0, \quad x_2 = \frac{x_{20}(1 - x_{20})}{\exp[(1 - x_{20})\zeta] - x_{20}}, \quad y = 1 - x_{20} + x_2, \quad (7)$$

где x_{20} — решение уравнения $x_2(G) = x_{2L}$. Наконец, при $x_{10} \exp(G) \ll 1$, $x_{2L} \exp(G) \ll 1$ (4), (5) описывают линейный режим, когда прямая и обратная стоксовы компоненты не взаимодействуют:

$$x_1 = x_{10} \exp(\zeta), \quad x_2 = x_{2L} \exp(G - \zeta), \quad y = 1. \quad (8)$$

Наибольший интерес представляет случай, когда $x_{10} = x_{2L} \ll 1$, а интенсивность накачки значительно выше пороговой: $G \geq 2 \ln(1/x_{10})$. При этом эффективность рассеяния близка к максимально возможной $x_{20} \approx 0,5$ [6] и формулы (4) приобретают вид:

$$x_1 = \frac{-x_{10} + 2x_{10} \exp(\zeta/2)}{1 + 4x_{10} \exp(\zeta/2)}, \quad x_2 = \frac{x_{10}}{2x_1}, \quad y = \frac{1}{2} - x_1 + \frac{x_{10}}{2x_1}. \quad (9)$$

Соответствующие графики, построенные для условий [7], представлены на рис. 1, б. Для сравнения на рис. 1, а показано распределение интенсивностей при ВКР вперед (6), а на рис. 1, в — при ВКР назад (7).

Отметим, что рассеяния вперед и назад приближенно можно рассматривать независимо одно от другого. Если в среде длиной L накачка с интенсивностью $I_{\text{но}}$ одновременно рассеивается вперед и назад (рис. 1, б), то рассеяние вперед происходит так, как будто рассеяния назад нет, а интенсивность накачки равна $(1/2) I_{\text{но}}$ (пунктир на рис. 1, а); рассеяние назад, в свою очередь, происходит так, как будто нет рассеяния вперед, а длина среды равна $L_1 = (2/\Gamma_0) \ln(1/4 x_{10})$ (пунктир на рис. 1, в).

3. На молекулярных колебаниях, возбуждаемых при ВКР, возможно рассеяние «пробной» световой волны с преобразованием частоты в ИК-диапазон — когерентное рамановское смещение [7]. Поскольку на колебаниях, возбуждаемых обратной компонентой, пробная волна не рассеивается (из-за большой волновой расстройки параметрического процесса), появление ВКР назад эквивалентно ослаблению накачки

вдвое при обычном ВКР вперед. Последнее приводит к существенному снижению КПД генерации ИК-излучения $\eta_{\text{ИК}}$. Так, при интенсивности накачки $I_{\text{но}}=200$ МВт/см² [7], расчет дает $\eta_{\text{ИК}}=3,5\%$ ($\lambda_{\text{ИК}}=10$ мкм) [1]. Учитывая ВКР назад, следует полагать $I_{\text{но}}=100$ МВт/см². При этом $\eta_{\text{ИК}}=0,3\%$ [1], что значительно ближе к экспериментальному значению

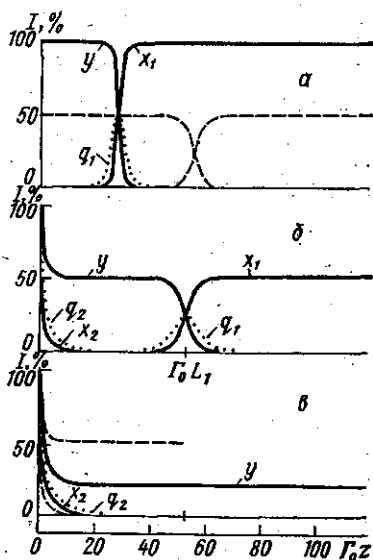


Рис. 1. Пространственное распределение интенсивностей при ВКР. Графики построены для значения параметра $G=120$ [7] и следующих моделей: а — ВКР вперед: $x_{10}=10^{-12}$, $x_{2L}=0$; б — ВКР вперед и назад: $x_{10}=x_{2L}=10^{-12}$; в — ВКР назад: $x_{10}=0$, $x_{2L}=10^{-12}$. Точками показано распределение амплитуды молекулярных колебаний, возбуждаемых попутной $q_1=\sqrt{x_1 y}$ и обратной $q_2=\sqrt{x_2 y}$ волнами ВКР

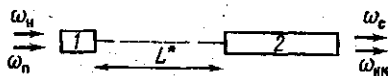


Рис. 2. Схема подавления обратной стоксовой компоненты ВКР. 1 — дополнительная кювета с рассеивающим веществом (предварительный усилитель), 2 — основная кювета

КПД—0,1% [7]. Отметим, что длительность импульса накачки в [7] равна $\tau=10$ нс, длина среды $L=1$ м. В этих условиях $\tau c/2L=1,5 > 1$ (c — скорость света) и, следовательно, возможно ВКР назад [2]. Оценки порога ВКР $G_{\text{пор}}$ и эффективности преобразования в попутную компоненту x_{1L} для условий [7] таковы (рис. 1): в модели ВКР вперед $G_{\text{пор}}=25$, $x_{1L}=100\%$; в модели ВКР вперед и назад $G_{\text{пор}}=50$, $x_{1L}=50\%$. Экспериментальные значения $G_{\text{пор}}=60$, $x_{1L}=40\%$ также указывают на то, что модель рассеяния вперед и назад является в данном случае более адекватной. Для проверки полученных выводов можно использовать следующую схему эксперимента (рис. 2). На пути лучей накачки и пробной волны следует поместить дополнительную кювету, которая будет играть

роль предварительного усилителя попутной стоксовой компоненты. В этом случае для основной кюветы будет выполняться неравенство $x_{10} \gg x_{2L}$ и в силу (3) $x_{20} \ll x_{1L}$, т. е. обратная компонента будет фактически подавлена. Расстояние между кюветами L^* должно удовлетворять условию $L^* > ct/2$, чтобы обратная компонента не попала в предварительный усилитель до окончания импульса накачки. Если ВКР назад действительно имеет место в условиях [7], то введение дополнительной кюветы приведет к снижению порога ВКР, повышению эффективности ВКР вперед и КПД генерации ИК-излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Дьяков Ю. Е., Нехаенко В. А., Никитин С. Ю. Пятиволновая модель когерентного рамановского смещения. — Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1981, 22, № 4, с. 52—58. [2] Von der Linde D., Maier M., Kaiser W. Quantita-

tive investigation of the stimulated Raman effect using subnanosecond light pulses.— Phys. Rev., 1969, 178, p. 11—17. [3] Бломбергс Н. Вынужденное комбинационное рассеяние света.— УФН, 1969, 97, с. 307—349. [4] Ахмапов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейности оптики. М.: ВИНТИ, 1965, с. 231. [5] Tang C. L. Saturation and spectral characteristics of the Stokes emission in stimulated Brillouin process.— J. Appl. Phys., 1966, 37, p. 2945—2955. [6] Johnson R. V., Marburger J. H. Relaxation oscillations in stimulated Raman and Brillouin scattering.— Phys. Rev. A, 1971, 4, p. 1175—1182. [7] Brosnan S. J., Fleming A. 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.

Поступила в редакцию
16.10.80

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

УДК 539.213

ОПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АМОРФНО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК ТЕЛЛУРИДА СВИНЦА-ОЛОВА

А. П. Горчаков, Ю. А. Зарифьянц

(кафедра общей физики для химического факультета)

Вопросы влияния степени совершенства пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$ на их электрические и фотоэлектрические свойства имеют важное научное и прикладное значение в связи с разработкой фотоприемников среднего инфракрасного диапазона. Так, например, в [1] было обнаружено изменение формы края фундаментального поглощения в тонких образцах в результате механического нарушения приповерхностного слоя $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$. Неизбежная аморфизация этого слоя происходит также в результате ионного легирования. В настоящей работе этот вопрос изучался в обратной последовательности: в качестве исходных были взяты образцы пленок заведомо неупорядоченной структуры и исследовались изменения их свойств в процессе кристаллизации.

Образцы пленок $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$ получались термическим испарением шихты с высокой скоростью ($800 \text{ \AA} \cdot \text{с}^{-1}$) на полированные подложки из KCl и стекла. Температура подложек 320 К. Рентгенофазовый анализ показал наличие слабо выраженной кристаллической структуры, обусловленной, по-видимому, образованием микрокристалликов $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$ с хаотической ориентацией, так что полученные образцы можно было считать аморфно-кристаллическими (АК). Дальнейшая термообработка происходила либо в вакууме 10^{-4} Па, либо в кислороде при давлении 10^5 Па. Измерения спектров пропускания, отражения и многократно нарушенного полного внутреннего отражения (МНПВО) проводились на спектрофотометре Перкин-Эльмер-577.

На рис. 1 представлены спектральные зависимости при 300 К коэффициента поглощения образцов пленок $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$, подвергавшихся термообработкам в вакууме и кислороде. Для исходных образцов эти зависимости в интервале 0,22—0,32 эВ подчиняются правилу Урбаха $\ln \alpha \sim \hbar\omega$ (α — коэффициент поглощения, ω — частота), характерному для некристаллических полупроводников [2]. В дальнейшем, по мере отжига, происходит постепенное формирование края поглощения, типичного для кристаллических образцов (кривые 2, 5). Так, в согласии с [3] при $\alpha > 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ наблюдается зависимость $\alpha^2 \sim \hbar\omega$. Эти результаты качественно согласуются с известными из литературы данными об изме-