Согласно (5), в этом случае вещество обладает только двойным лучепреломлением и является одноосным. Если же ядра находятся в неодинаковых условиях, например, в кристалле в разных узлах кристаллической ячейки на них действуют различные сверхтонкие взаимодействия, то из (4) вытекает, что при помощи выбора первичной поляризации фотона и направления его падения можно разделять вклады в є, обусловленные разными ядрами.

Рассмотрим магнитный дипольный переход. Анализ, аналогичный проведенному, позволяет записать диэлектрическую проницаемость в виде

(сравн. со случаем неполяризованной среды [4])

$$\widehat{\varepsilon}(\overline{K}) = 1 + \sum_{M\alpha} \alpha_{M\alpha} m^{\times} \overline{h_{M}^{\alpha}} \cdot (\overline{h_{M}^{\alpha}} m^{\times})^{*}, \tag{8}$$

где $\overline{m} = \frac{\overline{K}}{K}$. Согласно [4], выражение (7) означает, что мы можем ввести магнитную проницаемость среды

$$\widehat{\mu} = 1 + \sum_{\alpha} \alpha_{1\alpha} \overline{c}_{\alpha} \cdot \overline{c}_{\alpha}^* + \sum_{\alpha} \alpha_{-1\alpha} \overline{c}_{\alpha} \cdot \overline{c}_{\alpha} + \sum_{\alpha} \alpha_{0M} \overline{c}_{0\alpha} \cdot \overline{c}_{1\alpha}. \tag{9}$$

При этом $\varepsilon = 1$.

Важно отметить, что в случае поляризованных ядер отличное от единицы значение и может быть получено в отсутствие каких-либо внешних полей.

Приведем также выражение для диэлектрической проницаемости в случае квадрупольных переходов в поляризованных ядрах

$$\widehat{\varepsilon} = 1 + \sum_{M\alpha} A_{\alpha}(M) (\overline{m} : \widehat{Q}_{\alpha}^{(2)}(M)) \cdot (\widehat{Q}_{\alpha}^{(2)}(M) : \overline{m})^*, \tag{10}$$

где

$$A(M) = -\frac{10\pi}{K^3} \Gamma_{\gamma} \rho_{\alpha} f^{\alpha}_{\text{Mecco}}(\overline{K}) \sum_{m_e m_g} \frac{W_{\alpha}(m_g) | \langle I_g m_g LM | I_e m_e \rangle |^2}{E_K - E_{R\alpha}^{m_e m_g} + \frac{i\Gamma_{\alpha}}{2}}.$$
 (11)

Тензоры $\widehat{Q}_{\alpha}^{(2)}(M)$ в диадном виде приведены в [4]. Среда и вращает плоскость поляризации и вызывает двулучепреломление. Если ядра неполяризованы и все одинаковы, то $W(m_g) = \frac{1}{2I_g + 1}$ и (10) совпадает с соответствующими выражениями, полученными в [4].

Диэлектрическая проницаемость поляризованной среды в более общем случае смешанных переходов и произвольной симметрии полей, дей-

ствующих на ядро, будет исследована отдельно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барышевский В. Г.— ЯФ, 1966, т. 4, вып. 5, с. 1045. 2. Барышевский В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред.— Минск, 1976. 3. Федоров Ф. И. Теория гиротропии.— Минск, 1976. 4. Андреева М. Л., Кузьмин Р. Н. Мёссбауэровская гамма-оптика.— М., 1982.

УДК 535.5

Л. И. БУРОВ, И. И. ГОНЧЕРЕНОК

ЭФФЕКТЫ НАВЕДЕННОЙ АНИЗОТРОПИИ В СРЕДАХ С ДВОЙНЫМ ОПТИЧЕСКИМ РЕЗОНАНСОМ

Развитие методов нелинейной поляризационной спектроскопии связано с возможностями получения качественно новой информации об исследуемой системе [1—3]. Применительно к трехуровневым квантовым

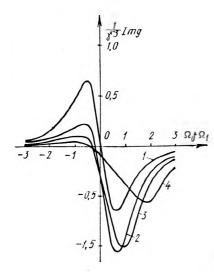


Рис. 1. Зависимость Img от расстройки двухфотонного резонанса $\Omega_0+\Omega_1$ для некоторых значений расстройки сильного поля Ω_0 в приближении $\gamma_0 = \gamma_1 = \gamma$. $\Omega_0 = 0$ (1); -0.5 (2); -1 (3); -2 (4)

системам продуктивность этих методов продемонстрирована в области комбинационного рассеяния [2]. Аналогичная ситуация должна наблюдаться и для ступенчатого возбуждения, что частично подтверждают результаты работы [4]. Однако в последнем случае интерпретация полученных зависимостей не может быть з Ω_δΩ_δ проведена непосредственно на основании теории [2] несмотря на сходство процессов, а требует самостоятельного теоретического анализа, что и является целью настоящей работы.

Итак, пусть две монохроматические поляризованные световые волны с частотами ω_0 и ω_1 и векторами поляризации ϵ_0 и ϵ_1 распространяются в изотропной среде. Будем считать, что каждая из волн резонансна некоторому (и только одному) спектральному переходу с расстройками частот $\Delta\omega_0$ и $\Delta\omega_1$ соответственно, причем эти переходы связаны через общий уровень так, что реализуется ступенчатый переход.

Можно показать, что и при лэмбовской схеме уровней [5], и в том случае, когда нижний уровень является основным [6], результаты для нелинейной поляризации среды будут аналогичными. В рамках обычной для нелинейной спектроскопии схемы (слабый пробный поток в сильном световом поле) в приближении слабого насыщения вектор нелинейной поляризации на частоте пробного поля ω₁ (поле на частоте ω₀ предполагается сильным) может быть представлено в виде

$$\underline{P}^{NL}(\omega_1) = -i \frac{\Delta N_1^0}{\hbar^3} g |E_0|^2 c_0 (1 + c_1 \underline{\varepsilon}_0 \underline{\varepsilon}_0^* + c_2 \underline{\varepsilon}_0^* \underline{\varepsilon}_0) \underline{E}_1, \tag{1}$$

где \underline{E}_k — амплитуда соответствующего поля ($k\!=\!0$, 1), ΔN_1^0 — разность начальных населенностей в канале частоты ω_1 в расчете на единицу объема,

$$g = \frac{1}{\gamma_1 + i\Delta\omega_1} \left(\frac{1}{\left[\gamma + i\left(\Delta\omega_0 + \Delta\omega_1\right)\right]\left[\gamma_0 + i\Delta\omega_0\right]} + \frac{2\gamma_0}{\gamma_b\left[\gamma_0^2 + (\Delta\omega_0)^2\right]} \right), \quad (2)$$

 $\gamma_{\it k}$ — спектральная ширина перехода на частоте $\omega_{\it k}$; γ — спектральная ширина перехода на частоте $\omega_0 + \omega_1$; γ_b — константа релаксации промежуточного уровня. Параметры c_0 , c_1 , c_2 зависят от природы дипольных моментов переходов и определяются следующим образом.

1. Постоянный дипольный момент.

$$c_0 = \frac{1}{30} \left(-A_1 - A_2 + 4A_3 \right); \ c_1 = \frac{-A_1 + 4A_2 - A_3}{30c_0}; \ c_2 = \frac{4A_1 - A_2 - A_3}{30c_0};$$

$$A_1 = |\mu_0 \mu_1|^2; \ A_2 = |\mu_0 \mu_1^*|^2; \ A_3 = |\mu_0|^2 |\mu_1|^2;$$
 (3)

 μ_k — дипольный момент перехода на частоте ω_k .

2. Индуцированный дипольный момент.

$$c_{0} = \frac{1}{2} |\mu_{0}|^{2} |\mu_{1}|^{2} (-1)^{I_{a}-I_{c}} (W^{2}(2) + W^{2}(1));$$

$$c_{1} = \frac{W^{2}(2) - W^{2}(1)}{W^{2}(2) + W^{2}(1)}; c_{2} = \frac{W^{2}(0) - W^{2}(2)}{W^{2}(2) + W^{2}(1)},$$
(4)

где $W(k) \equiv W(11j_a, j_c, kj_b)$ — коэффициенты Рака, j_a , j_b и j_c — полные моменты нижнего, промежуточного и верхнего состояний соответственно.

Из выражения (1) следует, что структура наведенной в среде анизотропии описывается тензором

$$s = 1 + c_1 \varepsilon_0 \varepsilon_0^* + c_2 \varepsilon_0^* \varepsilon_0, \tag{5}$$

который является тензором более общего вида, чем соответствующие тензора, описывающие естественную анизотропию кристаллов [7]. Не останавливаясь детально на исследовании свойств тензора s, отметим лишь, что в силу вещественности параметров c_1 и c_2 этот тензор эрмитов. Кроме того, в приближении слабого насыщения поляризация сильного поля не изменяется и тензор s остается постоянным. В этом случае для описания эволюции пробной волны могут быть использованы методы классической кристаллооптики. В случае совпадения волновых векторов обеих волн и пренебрежения комбинационной волной решение для слабого поля можно представить в следующем виде:

$$\underline{E_1}(z) = \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma_1 z\right) \left(G_+ \exp\left[\lambda_+ g B(z)\right] + G_- \exp\left[\lambda_- g B(z)\right]\right) \underline{E_1}(0), \quad (6)$$

где σ_k — коэффициент линейных потерь на частоте ω_k , λ_\pm и G_\pm — собственные значения и соответствующие проективные операторы тензора s,

$$B(z) = 2\pi \frac{\omega_1}{cn_1} \frac{\Delta N_1^0}{\bar{n}^3} |\underline{E}_0(0)|^2 \frac{c_0}{\sigma_0} [1 - \exp(-\sigma_0 z)]. \tag{7}$$

Для последующего анализа примем условия, наиболее широко распространенные в области нелинейной поляризационной спектроскопии [1, 4]: сильное поле поляризовано циркулярно, а слабое — линейно. Тогда по мере распространения пробный поток будет становиться эллиптически поляризованным, причем оси эллипса будут поворачиваться. Для угла поворота и степени эллиптичности (соотношение осей эллипса) нетрудно получить следующие соотношения:

$$\theta = -\frac{1}{2} B(z) (\lambda_{+} - \lambda_{-}) \operatorname{Im} g$$
 (8), $\eta = \operatorname{th} \left(\frac{1}{2} B(z) (\lambda_{+} - \lambda_{-}) \operatorname{Re} g \right)$. (9)

Частотная зависимость θ , а именно она и интересует в первую очередь исследователей [4, 8, 9], определяется главным образом частотной функцией g, поскольку член $\frac{1}{\sigma_0}[1-\exp{(-\sigma_0z)}]$ будет существенным лишь при $\sigma_0z\gg 1$, но даже в этом случае он не вносит качественных изменений. На рис. 1 приведена зависимость Im g от расстройки двухфотонного резонанса при фиксированной частоте ω_0 (именно этот случай рассматривается в работе [4]) в предположении одинаковой спектральной ширины всех переходов ($\Omega_R = \Delta \omega_R/\gamma$). При отказе от последнего допущения характер кривых в принципе не изменяется, уменьшается лишь асимметрия. Аналогичная картина получается и при увеличении неоднородного уширения. Таким образом, асимметрия угла поворота непосредственно вытекает из рассматриваемой теории, а не является следствием некоторых дополнительных процессов, как предполагали авторы [4].

В экспериментах, однако, угол θ определяется по минимуму пропускания через анализатор, ось которого отклоняется на малый угол β от скрещенного положения [4, 8, 9]. На основании решения (6) для функции пропускания такой системы несложно получить выражение

$$T = \frac{\Delta I}{I_{10}} = \frac{1}{4} \exp(-\sigma_1 z) (4\beta^2 - 4\beta B(z) (\lambda_+ - \lambda_-) \operatorname{Im} g + B^2(z) (\lambda_+ - \lambda_-)^2 |g|^2), \tag{10}$$

где I_{10} — интенсивность пробного потока на входе в кювсту с веществом, причем учтено, что $|B(z)g(\lambda_+ - \lambda_-)| \ll 1$.

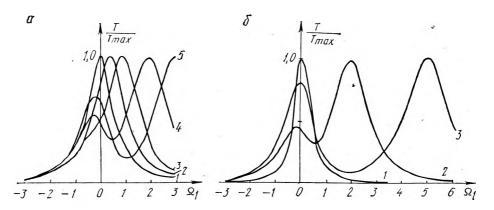


Рис. 2. Зависимость относительного пропускания T/T_{\max} от расстройки Ω_1 при условии $\gamma_0 = \gamma_1 = \gamma$:

Зависимость $T(\beta)$ имеет вид параболы, что совпадает с результатами [8, 9] для ряда кристаллов. Минимум этой функции наблюдается при $\beta_{\min} = \frac{1}{2} B(z) (\lambda_+ - \lambda_-) \operatorname{Im} g = -\theta$, т. е. метод определения θ по минимуму пропускания вполне корректен. В то же время $T_{\min} = \frac{1}{4} B^2 (z) (\lambda_+ (-\lambda_{-})^{2}$ (Re g)² exp ($-\sigma_{1}z$), т. е. по значениям T_{\min} можно определять степень эллиптичности или ее частотную зависимость, что более реально для экспериментальных исследований.

Определенный интерес представляют спектральные зависимости пропускания T при $\beta = 0$ (скрещенное положение). Контур пропускания достаточно узок и при фиксированной частоте ω_1 имеет один максимум, который несколько смещается в сторону, противоположную расстройке $\Delta\omega_1$. При фиксированной частоте ω_0 контур имеет более пологий вид, но максимум смещается почти в точном соответствии с двухфотонным резонансом (рис. 2). Более того, при расстройке $\Delta\omega_0$ большей, чем ширина линии, вблизи точки $\Delta \omega_1 = 0$ начинает формироваться второй максимум, относительная интенсивность которого растет по мере увеличения $\Delta\omega_0$ $\frac{\Delta \omega_0}{\sim} \sim 10$ становится сравнимой с интенсивностью основного мак-

симума. Характер зависимостей практически не зависит от величины В(z) и лишь для аномально больших значений (в рамках принятых допущений) проявляется некоторое сужение контуров. Наличие двух максимумов в пропускании указывает на одинаковую эффективность в созданни наведенной анизотропии двухступенчатых и двухфотонных процессов.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Wieman C., Hänsch T. W.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 56, N 20, p. 1170. 2. Ахманов С. А., Бункин А. Ф., Иванов С. Г., Коротеев Н. И.— ЖЭТФ, 1978, т. 74, вып. 4, с. 1272.
- 3. Гав лик В.— Квант. электроника, 1982, т. 9, № 5, с. 1040. 4. Liao P. F., Bjorklund G. C.— Phys. Rev. A., 1977, v. 15, N 5, p. 2009. 5. Lamb W. E., Icsevgi A.— Phys. Rev., 1969, v. 185, N 2, p. 517. 6. Апанасевич П. А. Основы теории взаимодействия света с веществом.— Минск, 1977, с. 368.
- 7. Фсдоров Ф. И. Теория гиротропии.— Минск, 1976. 8. Данишевский А. М., Кошгаров С. Ф., Субашев В. К.— Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 33, вып. 12, с. 625.
- 9. Поляков Л. А., Трухин В. Н., Ярошецкий И. Д.— Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, вып. 16, с. 1018.