УДК 621.535

ВЛИЯНИЕ ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ СРЕДЫ НА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ОТРАЖЕНИИ СВЕТА

А. А. Голубков, В. А. Макаров

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Показано, что вопреки мнению ряда авторов наблюдавшиеся в последнее время поляризационные эффекты при взаимодействии света малой интенсивности с кристаллами класса $\bar{4}3m$ (GaAs, InSb) не являются свидетельством нарушения принципа симметрии кинетических коэффициентов в этих кристаллах, так как обусловлены главным образом приповерхностной неоднородностью их оптических свойств. Указаны поляризационные эффекты, обнаружение которых действительно подтвердило бы нарушение принципа симметрии кинетических коэффициентов в этих кристаллах.

В последнее время было опубликовано несколько интересных экспериментальных работ [1–3], в которых сообщается о наблюдении поляризационных эффектов при нормальном отражении света малой интенсивности от поверхности [001] кристаллов класса $\bar{4}3m$ (GaAs, InSb), а также при прохождении света вдоль оптической оси таких кристаллов. При этом утверждается, что наблюдаемые эффекты обусловлены отличием от нуля симметричной (по перестановке первых двух индексов) части тензора γ_{ijk}, описывающего нелокальность оптического отклика среды в подходе Ландау–Лифшица:

$$D_i = \varepsilon_{ij} E_j + 4\pi\gamma_{ijk}\nabla_k E_j, \qquad (1)$$

и делается вывод, что в указанных кристаллах имеет место нарушение принципа симметрии кинетических коэффициентов, свидетельствующее о наличии в них слабых магнитных структур (антисимметричная по перестановке первых двух индексов часть γ_{ijk} в кристаллах класса $\bar{4}3m$ всегда равна нулю по причине симметрии). Такое объяснение наблюдавшихся в работах [1–3] эффектов уже подвергалось критике [4]. Однако эта критика носила исключительно качественный характер.

Целью настоящего сообщения является количественный анализ отмеченных эффектов, показывающий, что из экспериментальных результатов работ [1–3] на самом деле следуют выводы, противоположные тем, которые сделаны их авторами. В данной работе также выявлено принципиально новое направление экспериментального поиска проявлений возможного неравенства нулю симметричной части тензора пространственной дисперсии γ_{ijk}.

Предположим, что в образцах, исследованных в работах [1–3], в силу каких-то причин симметричная (по перестановке первых двух индексов) часть тензора γ_{ijk} действительно не равна нулю, и рассмотрим нормальное падение света на поверхность кристалла класса $\overline{4}3m$, перпендикулярную его кристаллофизической оси [001] (ось X_3). При отсутствии поверхностных дефектов эта поверхность имеет три элемента симметрии: поворотную ось симметрии второго порядка (2_{X_3}) и две взаимно перпендикулярные плоскости симметрии ($m_{X_1X_2}, m_{-X_1X_2}$) [5]. Иными словами, класс симметрии поверхности — $mm2$, но ее кристаллофизические оси x и y повернуты на $45°$ относительно кристаллофизических осей X_1 и X_2 самого кристалла. В дальнейшем мы будем в основном проводить вычисления в системе координат x, y, z ($z = X_3$). В этой системе материальные тензоры, характеризующие линейный оптический отклик рассматриваемых сред, имеют вид

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_1\delta_{ij}; \qquad \gamma_{113} = \gamma_{131} = \gamma_{311} = \gamma_0,$$

$$\gamma_{223} = \gamma_{232} = \gamma_{322} = -\gamma_0, \tag{2}$$

остальные $\gamma_{ijk} = 0$. Здесь $i, j, k = 1, 2, 3$; δ_{ij} — символ Кронекера, а индексы 1, 2 и 3 соответствуют осям x, y и z.

Простая подстановка в волновое уравнение

$$k^2\mathbf{E} - \mathbf{k}(\mathbf{kE}) = \frac{\omega^2}{c^2}\mathbf{D} \tag{3}$$

дает возможность легко убедиться, что в первом приближении по параметру пространственной дисперсии $\mu = \omega|\gamma_0|/c$ волны $\mathbf{E}^{(+)}(z,t)$ и $\mathbf{E}^{(-)}(z,t)$, распространяющиеся соответственно в положительном и отрицательном направлениях оси z, могут быть представлены в виде

$$\mathbf{E}^{(+)}(z,t) = \left(E_{1x}e^{-\rho_0 z}\mathbf{e}_x + E_{1y}e^{\rho_0 z}\mathbf{e}_y\right)\exp\left(ik_1 z - i\omega t\right), \tag{4.}$$

$$\mathbf{E}^{(-)}(z,t) = \left(E_{2x}e^{-\rho_0 z}\mathbf{e}_x + E_{2y}e^{\rho_0 z}\mathbf{e}_y\right)\exp\left(-ik_1 z - i\omega t\right), \tag{4.}$$

где $\rho_0 = 2\pi\gamma_0\omega^2/c^2$, $k_1^2 = \omega^2\varepsilon_1/c^2$, $\mathbf{e}_x$ и $\mathbf{e}_y$ — единичные орты осей x и y соответственно, ω — частота падающего света.

Для нахождения характеристик отраженного и прошедшего света воспользуемся уточненными граничными условиями, позволяющими в модели резкой границы учитывать влияние реально существующей приповерхностной неоднородности среды [6, 7]. В случае нормального падения света их можно представить в виде

$$E_{x,y}^{(2)} = E_{x,y}^{(1)}, \qquad \left[\mathbf{n}, \mathbf{B}^{(2)} - \mathbf{B}^{(1)}\right] = \frac{4\pi\hat{\eta}}{c}\frac{\partial\mathbf{S}}{\partial t}, \tag{5}$$

где $\mathbf{n}$ — вектор единичной нормали, направленный из среды 1 в среду 2, $\mathbf{B}$ — индукция магнитного поля волны, $\mathbf{B}^{(m)}$, $\mathbf{E}^{(m)}$ — значения полей в среде m ($m = 1, 2$) вблизи границы, $\mathbf{S} = \mathbf{E} + (\mathbf{D} - \mathbf{E}, \mathbf{n})\mathbf{n}$, а $\hat{\eta}$ характеризует диэлектрические свойства отражающей поверхности. С учетом симметрии последней тензор $\hat{\eta}$ имеет диагональный вид [5] независимо от его внутренней симметрии.

Эксперименты [1–3] проводились при почти нормальном падении света (отклонения составляли $\sim 1°$). При расчетах это позволяет, с одной стороны, считать падение света строго нормальным, а с другой — пренебречь эффектами, связанными с многократными отражениями от противоположных граней кристалла. В этом приближении, пользуясь (4) и (5), можно показать, что $\mathbf{E}^{(r)}$, $\mathbf{E}$ и $\mathbf{E}_2^{(r)}$ — соответственно амплитуды отраженной, однократно прошедшей среду и дважды прошедшей среду (туда и обратно после отражения от расположенного за кристаллом зеркала) волн следующим образом связаны с амплитудой падающей волны $\mathbf{E}^{(i)}$:

$$E_{x,y}^{(r)} = \left(-R + r_{x,y}^{(1)}T_0\right)E_{x,y}^{(i)},$$

$$E_{x,y} = T_0T_1\left(1 + r_{x,y}^{(1)}\right)\left(1 + r_{x,y}^{(2)}\right)\exp\left(\mp\rho_0 L\right)E_{x,y}^{(i)}, \tag{6}$$

$$E_{2x,2y}^{(r)} = -T_0^2T_1^2\left(1 + r_{x,y}^{(1)}\right)^2\left(1 + r_{x,y}^{(2)}\right)^2E_{x,y}^{(i)},$$

где L — длина среды, $R = (k_1 - k_0)/(k_1 + k_0)$, $T_0 = 2k_0/(k_1 + k_0)$, $T_1 = 2k_1/(k_1 + k_0)$, $k_0 = \omega/c$, $r_{x,y}^{(m)} = i\Delta_{x,y}^{(m)}/(k_1 + k_0)$, $\Delta_{x,y}^{(m)} = \Delta_{1,2}^{(m)} \pm (-1)^m\rho_0$, $\Delta_{1,2}^{(m)} = 4\pi\omega^2\eta_{1,2}^{(m)}/c^2$, $\eta_1^{(m)} = \eta_{11}^{(m)}$, $\eta_2^{(m)} = \eta_{22}^{(m)}$, $m = 1, 2$, $\hat{\eta}^{(1)}$ и $\hat{\eta}^{(2)}$ характеризуют диэлектрические свойства передней и задней поверхностей соответственно. Соотношения (6) получены в первом приближении по параметрам μ и μ_1, где $\mu_1 \propto |\hat{\eta}|/k_1$ характеризует влияние приповерхностной неоднородности кристалла на отражение и преломление света. В этом же приближении и в предположении $\rho_0 L \ll 1$ (последнее следует из малости эффектов, наблюдавшихся в работе [2]) из (6) нетрудно получить, что в случае падения на кристалл линейно поляризованного света поворот его плоскости поляризации в рассматриваемых трех случаях определяется следующими соотношениями:

при отражении света

$$\Delta\beta_r = \mathrm{Im}\left\{\frac{k_0\left(\Delta_2^{(1)} - \Delta_1^{(1)} + 2\rho_0\right)}{k_1^2 - k_0^2}\right\}\cos\left(2\beta_0\right), \tag{7.1}$$

при однократном прохождении света через кристалл

$$\Delta\beta_t = \left(\mathrm{Re}\{\rho_0 L\} + \mathrm{Im}\{\Delta_s\}\right)\cos\left(2\beta_0\right), \tag{7.2}$$

при прохождении света через кристалл и обратно

$$\Delta\beta_{2r} = 2\,\mathrm{Im}\{\Delta_s\}\cos(2\beta_0)\,. \qquad (7.3)$$

В (7) $\Delta_s = \left(\Delta_1^{(1)} - \Delta_2^{(1)} + \Delta_1^{(2)} - \Delta_2^{(2)}\right) \Big/ [2(k_1 + k_0)]$, β_0 — угол поворота плоскости поляризации падающего света относительно кристаллофизической оси X_1 ([100]) кристалла (а не оси x, повернутой относительно оси X_1 на 45°). Для сравнения воспроизведем (в наших обозначениях) формулы для $\Delta\beta_r$ и $\Delta\beta_t$, приведенные в работе [2] (формула для $\Delta\beta_{2r}$ в [2] отсутствует):

$$\tilde{\Delta}\beta_r = \mathrm{Im}\left\{\frac{4k_0\rho_0}{k_1^2 - k_0^2}\right\}\cos(2\beta_0)\,, \qquad (8.1)$$

$$\tilde{\Delta}\beta_t = \mathrm{Re}\{\rho_0 L\}\cos(2\beta_0)\,. \qquad (8.2)$$

Нетрудно видеть, что (8.1) можно получить из (7.1), если предположить, что

$$\Delta_2^{(1)} - \Delta_1^{(1)} = 2\rho_0. \qquad (9)$$

Вместе с тем следует иметь в виду, что выражение (8.1) было получено в [8] исходя из граничных условий, предложенных в статье [9]. Последние же, как показано в [6], являются некорректными, так как могут приводить к результатам, противоречащим закону сохранения энергии.

Что касается соотношения (8.2), то оно получается из (7.2) в предположении слабого влияния приповерхностной неоднородности на отражение и преломление света:

$$\mathrm{Im}\{\Delta_s\} \ll \mathrm{Re}\{\rho_0\}L. \qquad (10)$$

Однако приведенные в [2] результаты измерений $\Delta\beta_{2r}$ и $\Delta\beta_t$ показывают, что $\Delta\beta_{2r} \approx 2\Delta\beta_t$. Последнее в силу (7.2) и (7.3) означает, что основной вклад в изменение поляризационных характеристик однократно и дважды прошедшего среду света вносит анизотропия приповерхностного слоя. А следовательно, предположение (10), сделанное в [2], необоснованно. Таким образом, соотношения (8) не могут использоваться для интерпретации наблюдаемых в работах [1–3] эффектов.

Посмотрим теперь на результаты [1–3], имея в виду соотношения (7). Из (7) следует, что $\Delta\beta_{2r} = 2\Delta\beta_t$, если только $\mathrm{Re}\{\rho_0\} = 0$. Следовательно, основной интерес в работе [2] (вопреки мнению авторов) представляет наблюдавшееся там небольшое *отличие* $\Delta\beta_{2r}$ от $2\Delta\beta_t$, поскольку именно оно может означать, что $\mathrm{Re}\{\rho_0\} \neq 0$. Следует, однако, иметь в виду, что это отличие может быть вызвано и другими причинами, например эффектами второго порядка малости по μ и (или) μ_1. К сожалению, из текста работы [2] не ясно, может ли точность описанного там эксперимента гарантировать, что $\Delta\beta_{2r}$ действительно не равно $2\Delta\beta_t$. Однако в любом случае из экспериментов [2] вытекает, что

$$\mathrm{Re}\{\rho_0\}L \ll \mathrm{Im}\{\Delta_s\}. \qquad (11)$$

Таким образом, с учетом (11) из (7) непосредственно следует, что все наблюдавшиеся в работах [1–3] линейные эффекты обусловлены (по крайней мере в основном) неоднородностью диэлектрических свойств кристалла вблизи поверхности и прежде всего отличием симметрии приповерхностного слоя от симметрии толщи среды.

В [2] наблюдалось также некоторое отличие зависимости $\Delta\beta_{2r}(\beta_0)$ от предсказываемой (7.3):

$$\Delta\beta_{2r}^{(\exp)} = A\cos[2(\beta_0) + \Delta\beta)]\,, \qquad (12)$$

где $\Delta\beta = 24°$. Учитывая, что для света, отраженного от передней грани кристалла, подобных расхождений не наблюдалось, можно предположить, что отличие (12) от (7.3) обусловлено небольшими дефектами кристаллической решетки в толще кристалла. Вместе с тем приведенных в работе [2] результатов недостаточно для полного исключения возможного влияния на возникновение $\Delta\beta$ других причин, например дефектов задней грани кристалла, изменяющих ее симметрию.

Таким образом, экспериментальные результаты, представленные в [2], вопреки мнению авторов, указывают на выполнение (в пределах точности эксперимента) принципа симметрии кинетических коэффициентов в GaAs.

Авторы благодарны Н. И. Коротееву за полезные обсуждения, а также Российскому фонду фундаментальных исследований за частичную финансовую поддержку настоящей работы (грант 95-02-05166-а).

Литература

1. *Bungay A.R., Kugler N., Zheludev N.I.* // Phys. Lett. 1993. **A174**. P. 335.
2. *Bungay A.R., Popov S.V., Svirko Yu.P.* et al. // Chem. Phys. Lett. 1994. **217**. P. 249.
3. *Zheludev N.I., Popov S.V., Svirko Yu.P.* et al. // Phys. Rev. 1994. **B50**. P. 11508.
4. *Lew Yan Voon L.C., Fainstein A., Etchegoin P.* et al. // Phys. Rev. 1995. **B52**. P. 2201.
5. *Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П.* Основы кристаллофизики. М., 1975.
6. *Голубков А.А., Макаров В.А.* // УФН. 1995. **165**. С. 339.
7. *Голубков А.А., Макаров В.А.* // Изв. РАН, сер. физ. 1995. **59**, № 12. С. 93.
8. *Bungay A.R., Svirko Yu.P., Zheludev N.I.* // Phys. Rev. 1993. **B47**. P. 16141.
9. *Bungay A.R., Svirko Yu.P., Zheludev N.I.* // Ibid. P. 11730.

Поступила в редакцию
30.05.97