

УДК 535.51 : 548.0

ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ САМОИНДУЦИРОВАННЫМ ДИХРОИЗМОМ В КРИСТАЛЛЕ $KCl : Li$ С F_A -ЦЕНТРАМИ

Бойко С. А., Дыкман М. И., Лисица М. П.,
Сидоренко В. И., Тарасов Г. Г.

Исследовано изменение поляризации эллиптически поляризованного света при распространении в кубическом кристалле KCl с переориентирующимися центрами окраски (F_A (Li)-центры). Показано, что обусловленное самоиндуцированным дихроизмом изменение эллипса поляризации сводится к повороту его большей полуоси к одной из осей симметрии кристалла типа $\langle 100 \rangle$ и к увеличению его эксцентриситета. Проведен теоретический анализ наблюдавшегося эффекта.

1. Распространение излучения в кристалле сопровождается в ряде случаев изменением его поляризации. Обычно такое изменение есть проявление оптической анизотропии кристалла. Если интенсивность излучения достаточно велика, то изменение поляризации может стать самоиндуцированным. Для прозрачных изотропных сред самоиндуцированная анизотропия проявляется в том, что эллипс поляризации интенсивного излучения вращается [1]. В кристаллах изменение поляризации имеет, вообще говоря, более сложный характер. Как показано в [2], в прозрачных негиротропных кристаллах эллипс поляризации вращается лишь при определенных ориентациях эллипса поляризации относительно осей кристалла и достаточно большой эллиптичности падающего излучения. В противном случае распространение излучения может сопровождаться пространственными осцилляциями поляризации, при этом колеблются как угол наклона оси эллипса поляризации, так и степень эллиптичности.

При резонансном возбуждении примесного электронного перехода в кубических кристаллах с анизотропными центрами окраски имеет место относительно большой самоиндуцированный дихроизм [3]. Такой дихроизм приводит к большому самоиндуцированному повороту плоскости поляризации (СППП) линейно поляризованного излучения, а также к повороту и деформации эллипса поляризации в случае эллиптической поляризации излучения.

2. Для экспериментального исследования изменения поляризации излучения были выбраны кристаллы $KCl : Li$ с F_A -центрами, так как в этих системах наблюдается большой эффект СППП [3], причем в нелазерных полях были получены углы поворота свыше 40° , т. е. по современной терминологии оптическая нелинейность была гигантской.

Установка для исследования взаимодействия эллиптически поляризованного света с кристаллом состояла из He—Ne-лазера ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$) ЛГ-72, пластинки $\lambda/4$, азотного контактного криостата, в котором устанавливался исследуемый образец, анализатора, ФЭУ, УПТ и самописца. Анализатор вращался с постоянной скоростью и по регистрируемому на самописце сигналу определялись положение осей и эксцентриситет эллипса поляризации.

Кристаллы $KCl : Li$ ($\sim 5 \times 10^{-4} - 10^{-3}$ моль/моль) радиационно окрашивались дозой 20 Мрад (Co^{60}). F_A (II)-центры в них создавались обычным методом фотодиссоциации F -центров [4]. Измерения СППП проводились при температуре $\sim 100 \text{ K}$ на образцах толщиной 5—10 мм. Образцы прямоугольной формы были выколоты вдоль плоскостей (100). Свет распространялся вдоль направления [001]. Сечение светового пятна на передней грани образца составляло $\sim 1 \text{ мм}^2$.

Экспериментальные исследования с эллиптически поляризованным светом сильно затруднялись неоднородностью образцов и окон криостата. Неоднородность окошек криостата была вызвана слабым двулучепреломлением, обусловленным механическими напряжениями, которые возникают при откачке криостата и заливке его жидким азотом. Неоднородность образцов связана, в частности, с их блочностью, с неоднородностью распределения центров окраски по кристаллу.

3. Для принятой в [3] модели центров, пренебрегая поглощением основного кристалла в области резонансного примесного поглощения, уравнения Максвелла для медленно меняющейся амплитуды поля E в стационарном режиме можно представить в виде

$$(\mathbf{k}\nabla)E = 2\pi i [k^2 P - \mathbf{k}(\mathbf{k}P)], \quad (1)$$

где $\mathbf{k}$ — волновой вектор, $k^2 = \omega^2 \varepsilon / c^2$. Вклад примесей в поляризацию кристалла P , согласно [5], можно записать как

$$P = \frac{\chi}{2\pi k} \sum_n [d_n (d_n E) \rho_n(E) / (f d^2)]; \quad |\chi| \ll k, \quad d^2 = |d_n|^2. \quad (2)$$

Здесь χ — резонансный вклад примеси в комплексный показатель преломления в отсутствие резонансной оптической ориентации примесей; $\rho(E_n)$ — зависящая от поля относительная населенность ориентации n ($\sum_n \rho_n = 1$); f — параметр нормировки ($f = \sum_n d_{nj}^2 / d^2$; $j = x, y, z$); d_n — дипольный момент невырожденного перехода в n -й ориентации, орт $\mathbf{n}$ направлен вдоль одной из осей x, y, z .

Оптическая ориентация туннельных центров описывается уравнением баланса [3]

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} = \sum_m (C_{mn} \rho_m - C_{nm} \rho_n). \quad (3)$$

При достаточно слабых полях, когда населенность возбужденного состояния мала, коэффициент C_{nm} имеет вид

$$C_{nm} = B d^2 [|E_n|^2 + \chi (|E|^2 - |E_n|^2)], \quad E_n = (E_n), \quad |E|^2 = \sum_n |E_n|^2. \quad (4)$$

Параметр χ учитывает нарушение правил отбора по поляризации в модели <100>-центров [4] для невырожденного F_{41} -перехода.

Для волны, распространяющейся вдоль направления [001], получаем

$$\frac{\partial E_n}{\partial z} = \frac{i \chi E_n}{1 + 2\chi} [\rho_n (1 - \chi) + \chi], \quad n = x, y. \quad (5)$$

В случае эллиптической поляризации и при точном резонансе (когда частота излучения попадает в центр F_{41} -полосы) разность фаз компонент поля постоянна, однако степень эллиптичности излучения меняется, так как меняется отношение

$$|E_y(z)| / |E_x(z)| (|E_y(z)| / |E_x(z)| \equiv \operatorname{tg} \Phi).$$

Эксцентриситет $\varepsilon(z)$ и угол $\varphi(z)$ между большей осью эллипса поляризации и направлением [100] кристалла определяются выражениями [6]

$$\varepsilon(z) = [2 \sqrt{1 - \sin^2 2\Phi \sin^2 \Psi_{xy}} / (1 + \sqrt{1 - \sin^2 2\Phi \sin^2 \Psi_{xy}})]^{1/2},$$

$$\varphi(z) = \frac{1}{2} \operatorname{arc} \operatorname{tg} (\operatorname{tg} 2\Phi \cos \Omega_{xy}); \quad \Psi_{xy} = \ln \left(\frac{E_x / E_{x0}}{E_y / E_{y0}} \right),$$

$$E_{x,y} \equiv E_{x,y}(z); \quad E_{x0,y0} \equiv E_{x,y}(0).$$

(6)

Интегрируя уравнения (5), легко получить выражение для угла Φ

$$\left(\frac{\operatorname{tg} 2\Phi}{\operatorname{tg} 2\Phi_0}\right)^{(1+\chi/2)} \left(\frac{\cos 2\Phi}{\cos 2\Phi_0}\right)^{-(1-\chi)^2/8\chi} = \exp\left[-\frac{1}{2}(1-\chi)^2 \bar{l}\right], \quad (7)$$

где $\bar{l}$ — безразмерная толщина кристалла, $\bar{l} = \chi''/l(1+2\chi)$ (l — толщина кристалла).

Численно решая трансцендентное уравнение (7) с параметрами λ и $\bar{l}$, определенными из экспериментов по СППП для линейно поляризованного излучения ($\chi=0.04$), были получены теоретические зависимости угла наклона большей полуоси эллипса поляризации к оси [100] и отношение его полуосей a и b

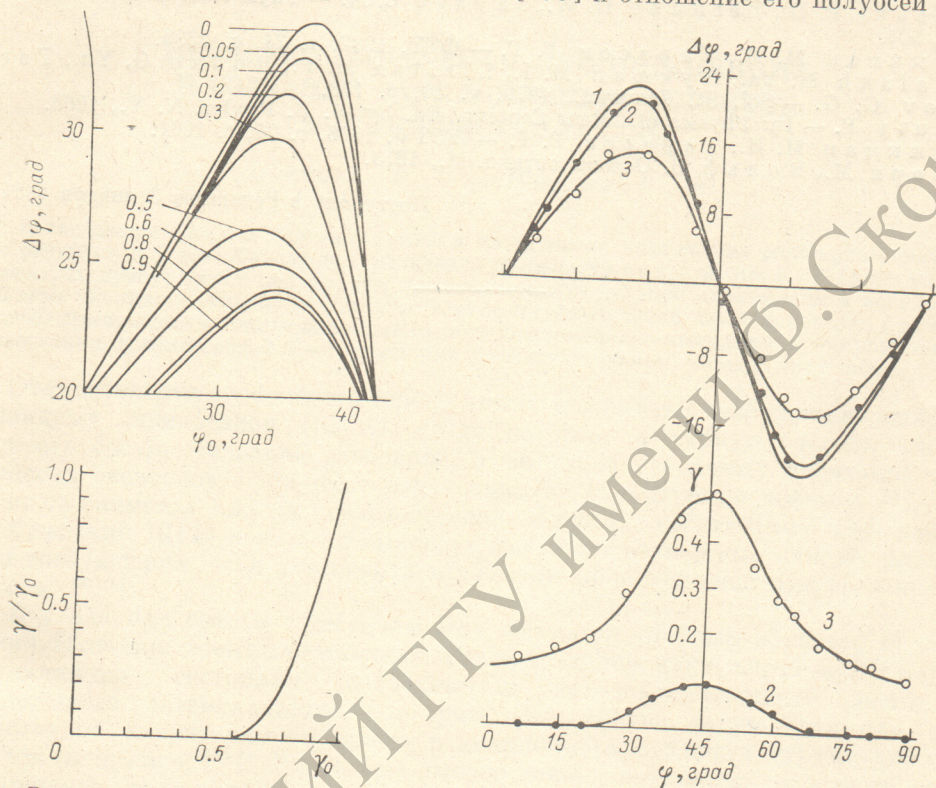


Рис. 1. Теоретическая зависимость $\Delta\varphi_0$ при разных значениях параметра γ_0 .

Нижняя часть рисунка — относительное изменение отношения полуосей эллипса на выходе кристалла от такового на входе, рассчитанное теоретически.

Рис. 2. Изменение угла, образованного большей полуосью эллипса поляризации с осью [100] кристалла, для разных эксцентриситетов излучения на входе.

Кривые 1—3 соответствуют значениям параметра $\gamma_0=0, 0.1, 0.5$. Нижняя часть рисунка — изменение отношения полуосей эллипса поляризации на выходе кристалла от параметра γ_0 .

($\gamma=b/a$, $a \geq b$) на выходе кристалла от соответствующих параметров излучения на входе (рис. 1). Отметим интересное поведение положения максимума зависимости $\Delta\varphi(\varphi_0)$ при разных γ_0 (значение γ на входе кристалла). Эта особенность связана с тем, что эллипс поляризации излучения не только поворачивается в кристалле, но и «схлопывается» (по мере приближения полуоси эллипса к оси [100] излучение линейаризуется сильнее).

В том случае, когда излучение близко к циркулярно поляризованному ($\gamma_0 \rightarrow 1$), линейаризация излучения практически не происходит (см. рис. 1), однако большая полуось эллипса поляризации поворачивается на большие углы, которые слабо зависят от γ_0 в некотором интервале значений последнего, определяемом $\bar{l}$.

На рис. 2 приведены теоретические кривые, рассчитанные при $\chi=0.04$ и $\bar{l}=16$ для трех различных эксцентриситетов эллипса поляризации излучения на входе кристалла. Отметим, что экспериментальные результаты (точки)

удовлетворительно описываются теоретически при выбранных значениях параметров.

В заключение отметим, что разброс экспериментальных точек существенно зависит от качества образца, степени его однородности и диаметра светового пятна на передней грани кристалла, что несколько ограничивает возможности применения кристаллов с переориентирующимися центрами в качестве различных поляризующих оптических элементов.

Литература

- [1] Maker P. D., Terhune R. W., Savage C. M. — Phys. Rev. Lett., 1964, v. 12, p. 507.
- [2] Дыкман М. И., Тарасов Г. Г. — ФТТ, 1982, т. 24, с. 2396.
- [3] Valakh M. Ya., Dykman M. I., Lisitsa M. P., Rudko G. Yu., Tarasov G. G. — Sol. St. Commun., 1979, v. 30, p. 133.
- [4] Luty F. — In: Physics of Colour Centers / Ed. by W. B. Fowler. N. Y., 1968.
- [5] Дыкман М. И., Тарасов Г. Г. — ЖЭТФ, 1978, т. 74, с. 1061.
- [6] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1973.

Поступило в Редакцию 3 января 1984 г.