

ИНДУЦИРОВАННАЯ СВЕТОМ ГИРОТРОПИЯ И АНИЗОТРОПИЯ В КУБИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛЕ

А.М.Данишевский, С.Ф.Кочегаров, В.К.Субашиев

В данной работе обнаружены эффекты индуцированной светом гиротропии и анизотропии в кубическом кристалле InAs . Указанные явления связаны с 1 кубичной нелинейностью. В приближении квазисферической симметрии кристалла вычислены компоненты тензора нелинейной восприимчивости $\chi_{xyxy}^{(3)} \approx 4,6 \cdot 10^{-8}$ ед. CGSE; $\chi_{xxxy}^{(3)} = 2,9 \cdot 10^{-8}$ ед CGSE на частоте зондирующего излучения $\Omega = 3,92 \cdot 10^{14}$ сек $^{-1}$ (частота излучения накачки $\omega = 1,96 \cdot 10^{14}$ сек $^{-1}$; $E_g = 0,4$ эВ).

1. Исследование изменения поляризации излучения в материальной среде, вызванного нелинейными оптическими взаимодействиями, дают возможность изучения нелинейных восприимчивостей высокого порядка [1].

В настоящей работе обнаружены индуцированная световым пучком гирация и двупреломление в кубическом кристалле класса $\bar{4}3m$, (InAs) В отличие от работы [2], где изучалось изменение поляризации интенсивного излучения в кристалле GaAs , связанное с самовоздействием,

в данной работе, как и в [3], исследовано изменение поляризации зондирующего линейно поляризованного пучка света с частотой Ω , обусловленное воздействием на кристалл интенсивного излучения накачки на частоте ω , имеющего линейную или циркулярную поляризацию.

Для случая излучения накачки с циркулярной поляризацией эффект был предсказан теоретически в работе [4]. Он подобен эффекту Фарадея с той разницей, что роль магнитного поля в данном случае играет циркулярно поляризованный световой луч.

2. Пренебрегая пространственной дисперсией и ограничившись кубической нелинейностью, нелинейную поляризацию на частоте Ω , можно записать

$$P_i^{NL}(\Omega) = \chi_{ijkl}^{(3)}(\Omega; \omega, -\omega, \Omega) E_j(\omega) E_k^*(\omega) \mathcal{E}_l(\Omega). \quad (1)$$

Для линейно поляризованного излучения накачки, распространяющегося в направлении z , совпадающего с осью кристалла [001], и вектором поляризации по оси x , и зондирующего пучка, распространяющегося навстречу пучку накачки

$$P_x^{NL}(\Omega) = \chi_{xxxx}^{(3)} E_x^2(\omega) \mathcal{E}_x(\Omega); \quad P_y^{NL}(\Omega) = \chi_{yxyx}^{(3)} E_x^2(\omega) \mathcal{E}_y(\Omega). \quad (2)$$

Эта поляризация приводит к появлению нелинейных добавок в показателе преломления; считая нелинейные добавки к показателю преломления малыми, получим

$$\delta n_x \approx \frac{2\pi(\chi_{xxxx}^{(3)} E_x^2(\omega))}{n_o(\Omega)}; \quad \delta n_y \approx \frac{2\pi\chi_{yxyx}^{(3)} E_x^2(\omega)}{n_o(\Omega)};$$

$$\delta n = \delta n_x - \delta n_y = \frac{2\pi E_x^2(\omega)}{n_o(\Omega)} (\chi_{xxxx}^{(3)} - \chi_{yxyx}^{(3)}). \quad (3)$$

Влияние изменения E_x^2 от z , за счет линейного поглощения¹⁾ можно учесть усреднением по z :

$$\bar{\delta n} = \frac{16\pi^2 j_o \hbar \omega}{n_o^2(\Omega) c} \frac{1 - e^{-\alpha(\omega) d}}{\alpha(\omega) d} (\chi_{xxxx}^{(3)} - \chi_{yxyx}^{(3)}), \quad (4)$$

где j_o — интенсивность излучения накачки у входной грани кристалла в $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Из (3) следует, что, вообще говоря, линейно поляризованное зондирующее излучение, пройдя через кристалл, становится эллиптически поляризованным.

¹⁾Изменение поляризации излучения накачки, обусловленное самовоздействием мало и не учитывается.

Для циркулярно поляризованного излучения накачки, распространяющегося вдоль оси z , $E(\omega, z) = \frac{E_0}{\sqrt{2}}(e_x + ie_y)$. Вращение плоскости поляризации зондирующего света также, как и для эффекта Фарадея, связано с появлением мнимой части недиагональной компоненты диэлектрической проницаемости $\text{Im}\epsilon_{ik}$ [5]. При этом угол вращения может быть найден

$$d\theta/dz = (\Omega/2cn_0)\text{Im}\epsilon_{ik}. \quad (5)$$

Таким образом, используя (1), можно записать:

$$\theta(\Omega, \omega) = \frac{8\pi^2\Omega j_0 \bar{n}\omega}{n_0^2(\Omega)c} \frac{1 - e^{-\alpha(\omega)d}}{\alpha(\omega)} (X_{xyxy}^{(3)} - X_{xxyy}^{(3)}). \quad (6)$$

3. Эксперименты проводились на InAs n -типа проводимости с концентрацией $n = 1,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Для исключения модулированной интерференции зондирующего пучка [6], образец толщиной 0,15 см был выполнен в виде клиновидной пластины с углом 5° . Кристалл не был ориентирован. Накачкой служило импульсное излучение CO_2 -лазера с длиной волны 9,5 мкм, а для зондирования использовался луч, отщепленный от основного или же отщепленный луч, преобразованный во вторую гармонику. Пучки накачки и зондирующего излучения направлялись навстречу друг другу и совмещались с помощью малой диафрагмы (~ 300 мкм), укрепленной на образце со стороны падения зондирующего луча. Лучи проходили через образец под небольшим углом ζ (в образце $\zeta < 0,5^\circ$), что давало возможность развести их вне образца и регистрировать. На пути зондирующего луча перед образцом устанавливался поляризатор, а перед приемником — анализатор.

На рис. 1 показана зависимость потока зондирующего излучения, попадающего на фотоприемник I_3 , от угла поворота анализатора ϕ без накачки и с накачкой левой и правой циркулярной поляризации (σ_\pm). Видно, что в результате воздействия на кристалл излучения накачки с поляризациями σ_+ или σ_- происходит поворот плоскости поляризации зондирующего пучка. Константа наведенной гирации $\xi_{\text{ЭКСП}} = (1,46 \pm 0,06) \times 10^{-27} \text{ см} \cdot \text{сек}$.

При линейно поляризованной накачке (рис. 2) наблюдалось появление эллиптичности в зондирующем пучке. Степень вводимой эллиптичности существенно зависит от направления поляризации излучения накачки. Максимальная наблюдаемая эллиптичность соответствовала $\bar{\delta}n = 1,2 \cdot 10^{-4}$ при $j_0 = 1,76 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$.

4. Соотношения (2) — (6), приведенные в разделе 2, получены для кристалла кубической симметрии. В InAs изоэнергетические поверхности в k -пространстве для зон, дающих основной вклад в кубическую нелинейность, весьма близки к сферическим [7]. Поэтому анализ представленных экспериментальных данных может быть проведен на основе квазисферической (изотропной) модели. Тогда, выбирая ось z в ка-

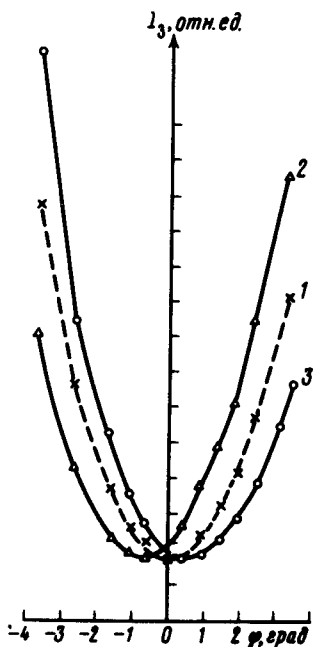


Рис. 1

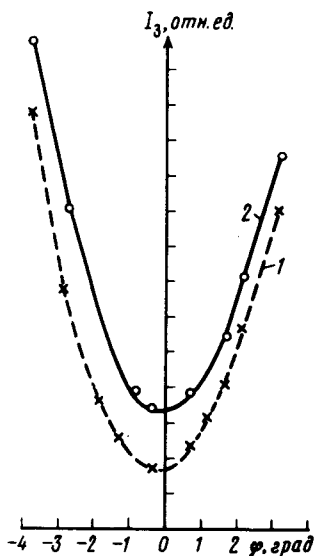


Рис. 2

Рис. 1. Зависимости потока зондирующего излучения на фотоприемнике I_3 от угла поворота анализатора ϕ при циркулярной накачке: InAs ; $n = 1,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $T = 90\text{К}$; $d = 0,15 \text{ см}$; $\omega = 1,96 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$; $\Omega = 3,92 \times 10^{14} \text{ сек}^{-1}$. 1 — x ; $j_o = 0$; $I_3(\phi = 0)/I_3(\phi = \pi/2) = 7 \cdot 10^{-4}$; 2, 3 — $j_o \approx 1,2 \text{ Мвт/см}^2$; поляризация излучения накачки σ_+ и σ_-

Рис. 2. Зависимости потока зондирующего излучения на фотоприемнике I_3 от угла поворота анализатора ϕ при линейной поляризации накачки: InAs ; $n = 1,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $T = 90\text{К}$; $d = 0,15 \text{ см}$; $\omega = 1,96 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$; $\Omega = 3,92 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$: 1 — $j_o = 0$; $I_3(\phi = 0)/I_3(\phi = \pi/2) = 7 \cdot 10^{-4}$; 2 — $j_o = 0,37 \text{ Мвт/см}^2$; направление поляризации излучения накачки под углом $\pi/4$ к направлению поляризации зондирующего излучения

честве направления распространения световых пучков, нелинейную поляризацию удобно записать в виде

$$\begin{aligned}
 P^{NL}(\Omega) = & \chi_{xyyx}^{(3)}(\mathbf{E}^*(\omega)\mathbf{E}(\omega))\vec{\mathcal{E}}(\Omega) + \chi_{xxyy}^{(3)}(\mathbf{E}^*(\omega)\vec{\mathcal{E}}(\Omega))\mathbf{E}(\omega) + \\
 & + \chi_{xyxy}^{(3)}(\mathbf{E}(\omega)\vec{\mathcal{E}}(\Omega))\mathbf{E}^*(\omega). \quad (7)
 \end{aligned}$$

Видно, что первый член в (7) вносит лишь изотропный вклад в показатель преломления, а два определяют наведенную анизотропию и гиротропию в кристалле. При этом оказывается возможным использовать со-

отношения (4) и (6) для $\overline{\delta n}$ и θ , дополнив их условием, что

$$\chi_{xxxx}^{(3)} - \chi_{yxyx}^{(3)} = \chi_{xyxy}^{(3)} + \chi_{xxyy}^{(3)}. \quad (8)$$

Используя экспериментальное значение $\overline{\delta n}_{max}$, получим $\chi_{xyxy}^{(3)} + \chi_{xxyy}^{(3)} = (7,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-8}$ ед. CGSE, а исходя из приведенной величины $\xi_{ЭКСП}$ можно вычислить $\chi_{xyxy}^{(3)} - \chi_{xxyy}^{(3)} = (1,7 \pm 0,06) \cdot 10^{-8}$ ед. CGSE. Таким образом $\chi_{xyxy}^{(3)} \approx 4,6 \cdot 10^{-8}$ ед. CGSE; $\chi_{xxyy}^{(3)} \approx 2,9 \cdot 10^{-8}$ ед. CGSE.

5. В работах [8], где изучалось взаимодействие типа $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$ двух линий излучения CO₂-лазера в InAs, было показано, что нелинейная восприимчивость $\chi_{xxxx}^{(3)}$ обусловлена в основном вкладом электронов проводимости вследствие непараболичности зоны, т. е. $\chi^{(3)} \approx \chi_n^{(3)}$. В работе [4], где делался расчет для константы наведенной гирации (КНГ), напротив, учитывался вклад только валентных электронов. При этом КНГ резонансно увеличивается при $\kappa = (\omega + \Omega)/E_g \rightarrow 1$. Для $\chi_n^{(3)}$ резонанса быть не должно [8].

Нами были проведены эксперименты по измерению КНГ — $\xi_{ЭКСП}$ при $\kappa = 0,58$ и $\kappa = 0,97$. Во втором случае $\xi_{ЭКСП}$ была в 2,6 раза больше, чем в первом. Согласно расчетам Перлина [4] можно было ожидать существенно большую зависимость. По-видимому, это расхождение указывает на то, что вклады свободных и валентных электронов в нелинейную восприимчивость $\chi^{(3)}$ для исследованного кристалла одного порядка. Для более детального изучения данной проблемы в дальнейшем мы планируем выполнить эксперименты на образцах с различными концентрациями свободных носителей заряда.

Авторы приносят благодарность Е.Л.Ивченко и И.П.Арешеву за полезное обсуждение затронутых в работе вопросов.

Поступила в редакцию
1 мая 1981 г.

Литература

- [1] С.А.Ахманов, В.И.Жариков. Письма в ЖЭТФ, **6**, 644, 1967.
- [2] A.I.Kovrigin, D.V.Yakovlev, B.V.Zhdanov, N.I.Zheludev. Opt. Com., **35**, 92, 1980.
- [3] K.Kubota. J. Phys. Soc. Jap., **29**, 986, 1970; **29**, 999, 1970.
- [4] Е.Ю.Перлин. ФТТ, **22**, 66, 1980.
- [5] Л.Д.Ландау, Е.Н.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. ГИФМЛ, Москва, 1959.
- [6] И.П.Арешев, А.М.Данишевский, С.Ф.Кочегаров, В.К.Субашиев. Оптика и спектроскопия, **48**, 975, 1980.
- [7] F.Stern. Bull. Amer. Phys. Soc., **2**, 347, 1957.
- [8] S.K.N.Patel, R.F.Slusher, P.A.Fleury. Phys. Rev. Lett., **17**, 1011, 1966; S.Iba, N.Bloembergen. Phys. Rev., **171**, 891, 1968.