Таким образом, соотношения (16) — (19) можно использовать для оценки времени жизни носителей заряда, внутреннего квантового выхода люминесценции и квантового выхода внутреннего фотоэффекта. Отметим, что предлагаемая методика не требует абсолютных измерений внешнего квантового выхода люминесценции и основана только на использовании экспериментальной зависимости постоянной времени люминесценции от толщины активной области.

Summary

The reradiation effect on the luminescence response time of thin semiconductor layer with optical losses described in terms of photon lifetime has been considered. It has been shown that luminescence response time is not equal to the carriers lifetime even for very thin active layers. The method suggested for monitoring the internal quantum efficiency of radiation has been tested for GaAlAs double heterostructures.

Литература

1. **Алферов Ж. И., Андреев В. М,. Гарбузов Д. З., Трукан М. К.** Эффективная инжекционная люминесценция электронно-дырочной плазмы в структурах с двумя гетеропереходами.— ФТП, 1974, т. 8, вып. 3, с. 561—565.
2. **Абдуллаев А., Агафонов В. Г., Андреев В. М.** и др. Зависимость эффективности излучательных переходов от состава для прямых твердых растворов $Al_xGa_{1-x}As$ *n*- и *p*-типа.— ФТП, 1977, т. 11, вып. 3, с. 481—487.
3. **Гарбузов Д. З., Ермакова А. Н., Румянцев В. Д.** и др. Многопроходные гетероструктуры. III. Эффективное время жизни неравновесных носителей.— ФТП, 1977, т. 11, вып. 4, с. 717—725.
4. **Россин В. В., Сидоров В. Г.** Влияние эффекта переизлучения на кинетику электролюминесценции.— ФТП, 1981, т. 15, вып. 1, с. 180—183.
5. **Крутоголов Ю. К., Лебедева Л. В., Соколов Е. Б., Стрельченко С. С.** Фотоэффект в полубесконечной поверхностно-барьерной структуре с учетом самопоглощения рекомбинационного излучения.— ФТП, 1981, т. 15, вып. 1, с. 130—137.
6. **Asbeck P.** Self-absorption effects on the radiative lifetime in GaAs—GaAlAs double heterostructures.— J. Appl. Phys., 1977, v. 48, N 2, p. 820—822.
7. **Карих Е. Д., Шилов А. Ф.** VI Всесоюз. конф. по электролюминесценции: Тез. докл.— Днепропетровск, 1977, с. 17—18.
8. **Карих Е. Д., Шилов А. Ф.** Влияние эффекта перепоглощения на параметры люминесценции полупроводников.— ЖПС, 1978, т. 28, вып. 5, с. 914—917.
9. **Карих Е. Д., Шилов А. Ф.** Применение кинетических уравнений к описанию эффекта переизлучения в полупроводниках.— Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук, 1978, вып. 4, с. 97—103.
10. **Богданкевич О. В., Дарзнек С. А., Елисеев П. Г.** Полупроводниковые лазеры.— М.: Наука, 1976.— 416 с.
11. **Casey H. C. Jr., Sell D. D., Panish M. B.** Refractive index of $Al_xGa_{1-x}As$ between 1,2 and 1,8 eV.— Appl. Phys. Lett., 1974, v. 24, N 2, p. 63—65.
12. **Панков Ж.** Оптические процессы в полупроводниках—.М.: Мир, 1973.— 456 с.

Поступило в редакцию 14.05.81.

УДК 535.5+538.61

Б. В. Бокуть, С. С. Гиргель

О РАСПРОСТРАНЕНИИ СВЕТА ВДОЛЬ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ СИНГУЛЯРНЫХ НАПРАВЛЕНИЙ ПОГЛОЩАЮЩИХ ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛОВ

В работе [1] инвариантным методом [1, 2] исследованы закономерности распространения света вдоль круговых осей негиротропных поглощающих кристаллов. Нами, следуя методу [1], рассматриваются некоторые особенности распространения излучения вдоль эллиптических [3] осей в поглощающих гиротропных кристаллах. Будем полагать, что в кристалле макроскопические токи и заряды отсутствуют, а сама среда обладает магнитной структурой или находится во внешнем магнитном поле. Тогда в оптическом диапазоне его оптические свойства можно описать одним комплексным несимметричным тензором обратной диэлектрической проницаемости ε^{-1}, полагая, согласно [4], $\mu=1$. Тензор ε^{-1} представим в инвариантной форме [2]

$$\varepsilon^{-1} = \chi + i\mathbf{G}^{\times}, \tag{1}$$

где χ — комплексный симметричный тензор второго ранга, а $\mathbf{G}$ — комплексный вектор гирации.

Уравнения Максвелла для неоднородных плоских гармонических волн вида [1]

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(\xi)\, e^{i\omega t}, \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}(\xi)\, e^{i\omega t}, \tag{2}$$

где $\xi = \omega \mathbf{nr}/c$; $\mathbf{n}$ — постоянный единичный вектор, приводят к линейному дифференциальному уравнению второго порядка

$$\partial^2 \mathbf{H}(\xi)/\partial\xi^2 = \hat{\varkappa}\mathbf{H}(\xi), \quad \varkappa = \mathbf{n}^{\times}\mathbf{n}^{\times}\,\bar{\bar{\varepsilon}}^{-1}/\mathbf{n}\widetilde{\overline{\varepsilon^{-1}}}\mathbf{n}. \tag{3}$$

Из уравнения нормалей [2]

$$1/n^4 + \mathbf{n}(\varepsilon^{-1} - \varepsilon_c^{-1})\,\mathbf{n}/n^2 + \mathbf{n}\overline{\varepsilon^{-1}}\mathbf{n} = 0, \tag{4}$$

которое можно также записать в форме [4]

$$(1/n^2 - 1/\mathring{n}_{+}^{2})(1/n^2 - 1/\mathring{n}_{-}^{2}) = (\mathbf{nG})^2, \tag{4a}$$

следует, что при совпадении показателей преломления собственных волн

$$n^4 = 1/\mathbf{n}\overline{\varepsilon^{-1}}\mathbf{n}, \tag{5}$$

как и в негиротропных кристаллах [1].

В [3] были найдены ограничения, налагаемые на компоненты ε_{ij}^{-1}, для существования сингулярных эллиптических осей в гиротропных поглощающих кристаллах, которые с учетом (4а) сводятся к условию

$$2i\mathbf{nG} = \pm(1/\mathring{n}_{-}^{2} - 1/\mathring{n}_{+}^{2}). \tag{6}$$

При этом обе собственные однородные волны вырождаются в одну, т. е.

$$\mathbf{h}_{+} = \mathbf{h}_{-} = (\mathring{\mathbf{h}}_{+} \mp \mathring{\mathbf{h}}_{-})/\sqrt{2}, \tag{7}$$

где $\mathring{\mathbf{h}}_{\pm}$ — ортонормированные ($\mathring{\mathbf{h}}_{\pm}^{2} = 1$, $[\mathbf{n}\mathring{\mathbf{h}}_{\pm}] = \pm\mathring{\mathbf{h}}_{\mp}$) комплексные собственные векторы напряженности магнитного поля соответствующего волнового уравнения без учета гиротропии

$$\mathbf{n}^{\times}\chi\mathbf{n}^{\times}\mathring{\mathbf{h}}_{\pm} = -\mathring{\mathbf{h}}_{\pm}/\mathring{n}_{\pm}^{2}, \tag{8}$$

явный вид которых хорошо известен [2]. Поскольку $\mathbf{B}=\mathbf{H}$, то $\mathbf{nH}=0$ и общее решение уравнения (3) ищем в виде

$$\mathbf{H}(\xi) = f_1(\xi)\,\mathbf{d}_1 + f_2(\xi)\,\mathbf{d}_2, \quad \mathbf{d}_2 = [\mathbf{d}_1\mathbf{n}], \tag{9}$$

где $\mathbf{d}_1 = \mathbf{h}_{\pm}$ — нормированный эллиптический вектор поляризации собственной однородной волны (7), которая может возбуждаться вдоль эллиптических осей [3]. Будем полагать для определенности, что вектор $\mathbf{d}_1$ имеет правое направление вращения. В отличие от осей, исследованных в [1, 5], рассматриваемые нами эллиптические оси могут существовать только при наличии гиротропии. Кроме того, условию (6) могут удовлетворять не отдельные направления $\mathbf{n}$, а конус направлений.

Запишем уравнение (3) в матричной форме

$$f_i'' = \varkappa_{ij} f_j, \tag{10}$$

где $\varkappa_{ij} = \mathbf{d}_i \hat{\varkappa} \mathbf{d}_j$, i, $j = 1$, 2. Для произвольных векторов **a** и **b**, лежащих в фазовой плоскости волны ($[\mathbf{na}] = \mathbf{b}$),

$$\mathbf{b}\,(\mathbf{n}^{\times}\,\mathbf{n}^{\times}\tilde{\varepsilon}^{-1})\,\mathbf{a} = [\mathbf{na}]\,\mathbf{n}^{\times}\,\varepsilon^{-1}\,\mathbf{n}^{\times}\,[\mathbf{nb}]. \tag{11}$$

Вычисляя компоненты $\varkappa_{ij}$, с учетом (3)—(11) получаем

$$\hat{\varkappa} = -n^2(1 + n^2 2in\mathbf{G}\,\rho), \quad \rho = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \tag{12}$$

для случая, соответствующего верхнему знаку в (6) и (7). Общее решение дифференциального уравнения (10) есть

$$\mathbf{f} = e^{i\gamma\xi}\,\mathring{\mathbf{f}}_{+} + e^{-i\gamma\xi}\,\mathring{\mathbf{f}}_{-}, \tag{13}$$

где $\mathring{\mathbf{f}}_{+}$, $\mathring{\mathbf{f}}_{-}$ — произвольные линейно независимые двумерные векторы, ортогональные нормали **n**, соответствует двум волнам, бегущим в противоположных направлениях, причем $\gamma = \sqrt{\tilde{\varkappa}}$, как и в [1, 2]. Тогда для одной из волн, движущейся в положительном направлении **n**, получаем

$$\mathbf{f} = e^{i\gamma\xi}\,\mathring{\mathbf{f}}_{+} = e^{-i\omega\mathbf{mr}/c}\,(1 + \mathbf{n}\mathbf{G}n^3\xi\rho)\,\mathring{\mathbf{f}}_{+}, \tag{14}$$

где $\mathring{\mathbf{f}}_{+} = (\mathring{f}_1, \mathring{f}_2)$, откуда для вектора **H** можно записать

$$\mathbf{H} = e^{i\varphi}\,[\mathring{f}_1\mathbf{d}_1 + \mathring{f}_2\,(\mathbf{d}_2 + \mathbf{n}\mathbf{G}\,n^3\xi\mathbf{d}_1)], \tag{15}$$

где $\varphi = \omega t - n\xi$. Поляризацию остальных векторов поля находим из уравнений Максвелла для волн вида (2а)

$$\mathbf{D} = e^{i\varphi}\,n\,\{-\mathring{f}_1\mathbf{d}_2 + \mathring{f}_2\,[\mathbf{d}_1 - in\mathbf{G}\,(1 - in\xi)\,\mathbf{d}_2]\}, \quad \mathbf{E} = \varepsilon^{-1}\mathbf{D}. \tag{16}$$

Формулы (15) и (16) формально совпадают с соответствующими выражениями, полученными в [1, 2] для круговых осей в негиротропных средах. Однако для круговых направлений векторы $\mathbf{d}_1$ и $\mathbf{d}_2$ являются круговыми, с противоположными направлениями вращения, в то время как в (15), (16) $\mathbf{d}_1$ и $\mathbf{d}_2$ — эллиптические, с одинаковым направлением вращения. В некоторых случаях они могут быть и линейными [3].

Таким образом, согласно (15), наряду с обычной однородной эллиптической волной $\mathring{f}_1\mathbf{d}_1$ вдоль исследуемых сингулярных направлений может возбуждаться и волна типа Фойгта, эллиптическая поляризация последней (по вектору **H**) $\mathring{f}_2(\mathbf{d}_2 + in\mathbf{G}n^3\xi\mathbf{d}_1)$ непрерывно изменяется с пройденным расстоянием. Конечно, кроме этого, за счет обычного поглощения амплитуды обеих волн (однородной и Фойгта) экспоненциально затухают с расстоянием, что учитывается множителем $e^{i\varphi}$. Как известно [1, 2], по мере распространения волны Фойгта вдоль круговых осей в негиротропных кристаллах происходит постепенная трансформация ее поляризации от круговой до круговой с противоположным направлением вращения. В отличие от этого обычного случая при распространении света вдоль эллиптической оси поляризация волны Фойгта будет постепенно изменяться от вектора $\mathbf{d}_2$ до вектора $\mathbf{d}_1$, т. е. в конечном счете происходит поворот ее главной оси эллипса на $\pi/2$, а направление вращения не меняется. Аналогичное рассмотрение можно провести и для левой эллиптической оси. Условия ее существования соответствуют выбору в (6) и (7) нижнего знака. При этом $\mathbf{d}_1$ становится левым эллиптическим вектором, выражение (12) переходит в $\hat{\varkappa} = -n^2(1 - 2i\mathbf{n}\mathbf{G}n^2\tilde{\rho})$. Правые сингулярные направления переходят в левые, согласно (6), при заменах $\mathbf{n} \to (-\mathbf{n})$, либо $\mathbf{G} \to (-\mathbf{G})$, т. е. при изменении направления распространения света на противоположное или при перемагничивании кристалла.

Summary

Polarization of plane electromagnetic waves along elliptic singular directions in absorbing gyrotropic crystals has been determined taking into account the Voigt-type wave.

Литература

1. **Федоров Ф. И., Гончаренко А. М.** Распространение света вдоль круговых оптических осей поглощающих кристаллов.— Опт. и спектр., 1963, т. 14, вып. 1, с. 100—105.
2. **Федоров Ф. И.** Теория гиротропии.— Минск: Наука и техника, 1976.— 456 с.
3. **Бокуть Б. В., Гиргель С. С.** Поляризация электромагнитных волн в поглощающих магнитоупорядоченных кристаллах.— Кристаллография, 1980, т. 25, вып. 1, с. 22—26.
4. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Электродинамика сплошных сред.— М.: ГИТТЛ, 1957.— 535 с.
5. **Томильчик А. М., Федоров Ф. И.** Оптика магнитных поглощающих кристаллов. II. Векторы поля плоских волн. Показатели преломления и оптические оси.— Опт. и спектр., 1958, т. 5, вып. 5, с. 601—605.

Поступило в редакцию 09.06.81.