

ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНОСТИ ДЛИНЫ ВОЛНЫ СВЕТА НА
ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДИКОВ,
НАХОДЯЩИХСЯ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. П. Александров, В. Ф. Елесин,
А. Н. Кремлев, И. А. Полуэктов

УДК 621.378.001

Теоретически исследовано влияние конечности длины волны света на поглощение и рекомбинационное излучение полупроводника, находящегося в сильном электромагнитном поле (состояние насыщения). Обнаружена резкая анизотропия в поглощении слабой волны и излучении.

Как показано в работе /1/, под действием сильной электромагнитной волны возможна перестройка энергетического спектра электронов полупроводника - в спектре появляется щель. При насыщении поглощения сильным полем наличие щели может привести к ряду интересных эффектов. В работах /2,3/ найден коэффициент поглощения слабой волны и спектр рекомбинационного излучения без учета пространственной дисперсии света.

В настоящей работе показано, что учет конечности длины волны света может существенно изменить форму кривой поглощения и спектрального распределения интенсивности рекомбинационного излучения. Характер этих изменений определяется отношением величины $1_k = \hbar v_k / aE$ к длине волны λ (1_k - расстояние, пролетаемое электроном за период колебания между валентной зоной и зоной проводимости под действием сильного поля; E - амплитуда поля, a - дипольный матричный элемент, v_k - скорость электрона). В случае $\beta = 1_k / \lambda \ll 1$ на частотах, граничащих с полосой прозрачности, а в случае, реализуемом в лазере с оптическим возбуждением и на частоте генерации, коэффициент поглощения и спектральное распределение излучения имеют максимумы, высоты которых резко

анизотропно зависят от угла θ_0 между направлениями распространения слабой и сильной волн.

2. Гамильтониан электронов полупроводника в поле сильной волны $\vec{A} = \vec{A}_0 \cos(\Omega_0 t - \vec{k}_0 \vec{r})$, с учетом ее пространственной дисперсии имеет вид

$$H = \sum_{\vec{p}} E_c(\vec{p}) a_{\vec{p}}^{\dagger} a_{\vec{p}} + E_v(\vec{p}) b_{\vec{p}} b_{\vec{p}}^{\dagger} + \lambda \exp(-i\Omega_0 t) a_{\vec{p}+\vec{k}_0}^{\dagger} b_{\vec{p}}^{\dagger} + \lambda \exp(i\Omega_0 t) b_{\vec{p}} a_{\vec{p}+\vec{k}_0}, \quad (1)$$

где $a_{\vec{p}}^{\dagger}$, $b_{\vec{p}}^{\dagger}$ - операторы рождения электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне с квазиимпульсом \vec{p} ; $E_c(\vec{p})$, $E_v(\vec{p})$ - энергия электрона в валентной зоне и зоне проводимости. $\lambda = \frac{1}{2} e \vec{A}_0 \vec{v}_{cv}$; \vec{v}_{cv} - междзональный матричный элемент оператора скорости. Следуя [1], проведем диагонализацию (1) с помощью преобразования $a_{\vec{p}+\vec{k}_0}^{\dagger} = u_{\vec{p}}^{\dagger} \alpha_{\vec{p}}^{\dagger} + v_{\vec{p}} \beta_{\vec{p}}^{\dagger}$, $b_{\vec{p}}^{\dagger} = u_{\vec{p}} \beta_{\vec{p}}^{\dagger} - v_{\vec{p}} \alpha_{\vec{p}}^{\dagger}$.

$$H_0 = \sum_{\vec{p}} \epsilon_{\alpha}(\vec{p}) \alpha_{\vec{p}}^{\dagger} \alpha_{\vec{p}} + \epsilon_{\beta}(\vec{p}) \beta_{\vec{p}}^{\dagger} \beta_{\vec{p}},$$

$$\epsilon_{\alpha, \beta}(\vec{p}) = \frac{1}{2} \left\{ \pm E_c(\vec{p} + \vec{k}_0) \pm E_v(\vec{p}) + [4\lambda^2 + (E_c(\vec{p} + \vec{k}_0) - E_v(\vec{p}) - \Omega_0)^2]^{1/2} \right\},$$

$$u_{\vec{p}}^2, v_{\vec{p}}^2 = \frac{1}{2} \left\{ \pm \frac{E_c(\vec{p} + \vec{k}_0) - E_v(\vec{p}) - \Omega_0}{[4\lambda^2 + (E_c(\vec{p} + \vec{k}_0) - E_v(\vec{p}) - \Omega_0)^2]^{1/2}} \right\},$$

$$u_{\vec{p}} v_{\vec{p}} = - \frac{\lambda}{[4\lambda^2 + (E_c(\vec{p} + \vec{k}_0) - E_v(\vec{p}) - \Omega_0)^2]^{1/2}}. \quad (2)$$

Для простоты используем простейший закон дисперсии с равными массами: $E_{c,v}(\vec{p}) = \pm \frac{\Delta}{2} \pm \frac{p^2}{2m}$ (Δ - ширина запрещенной зоны). В дальнейшем нам потребуются функции распределения квазичастиц $f_{\alpha}(\vec{p}) = \langle \alpha_{\vec{p}}^{\dagger} \alpha_{\vec{p}} \rangle$ и $f_{\beta}(\vec{p}) = \langle \beta_{\vec{p}}^{\dagger} \beta_{\vec{p}} \rangle$. Для случая, когда время

жизни электронно-дырочной пары больше времени энергетического замедления, функции распределения фермиевские:

$$f_{\alpha,\beta}(\vec{p}) = \left[\exp \frac{\varepsilon_{\alpha,\beta}(\vec{p})}{T} + 1 \right]^{-1}. \quad (3)$$

Отметим, что в лазерах с оптическим возбуждением функции распределения имеют вид /4/:

$$f_{\alpha,\beta}(\vec{p}) = \begin{cases} u_{\vec{p}}^2, & \varepsilon_{\alpha,\beta}(\vec{p}) \leq \varepsilon_0, \\ 0, & \varepsilon_{\alpha,\beta}(\vec{p}) > \varepsilon_0, \end{cases} \quad \varepsilon_0 = \frac{\Omega_H - \Omega_0}{2}, \quad (4)$$

где Ω_H - частота накачки.

3. Пусть на кристалл, находящийся в состоянии насыщения, падает слабая электромагнитная волна $\vec{A} = \vec{A}_1 \cos(\Omega_1 t - \vec{k}_1 \vec{r})$. Используя теорию возмущений, находим коэффициент поглощения:

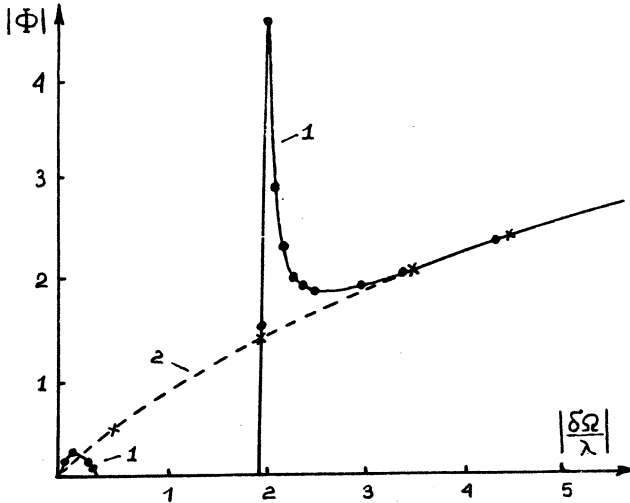
$$K(\Omega_1) = K_0 \Phi(\Omega_1), \quad K_0 = \frac{\Omega_1}{4\pi^2} \frac{\lambda_1^2}{\mu_0^2} \frac{(2m\mu_0)^{3/2}}{E_1^2/8\pi},$$

$$\begin{aligned} \Phi(\Omega_1) = & \frac{1}{(2m)^{3/2} \mu_0^{1/2}} \int d\vec{p} \left\{ [1 - f_{\alpha}(\vec{p}) - f_{\beta}(\vec{p} - \vec{k}_1 + \vec{k}_0)] u_{\vec{p}}^2 u_{\vec{p}+\vec{x}}^2 \times \right. \\ & \times \delta[\varepsilon_{\alpha}(\vec{p}) + \varepsilon_{\beta}(\vec{p} - \vec{k}_1 + \vec{k}_0) - \delta\Omega] - [1 - f_{\alpha}(\vec{p}) - f_{\beta}(\vec{p} + \\ & + \vec{k}_1 - \vec{k}_0)] v_{\vec{p}}^2 v_{\vec{p}-\vec{x}}^2 \delta[\varepsilon_{\alpha}(\vec{p}) + \varepsilon_{\beta}(\vec{p} + \vec{k}_1 - \vec{k}_0) + \delta\Omega] + \\ & + [f_{\alpha}(\vec{p} - \vec{k}_1 + \vec{k}_0) - f_{\alpha}(\vec{p})] u_{\vec{p}}^2 v_{\vec{p}+\vec{x}}^2 \delta[\varepsilon_{\alpha}(\vec{p} - \vec{k}_1 + \vec{k}_0) - \\ & - \varepsilon_{\alpha}(\vec{p}) - \delta\Omega] + [f_{\beta}(\vec{p} + \vec{k}_1 - \vec{k}_0) - f_{\beta}(\vec{p})] u_{\vec{p}}^2 v_{\vec{p}-\vec{x}}^2 \times \\ & \left. \times \delta[\varepsilon_{\beta}(\vec{p} + \vec{k}_1 - \vec{k}_0) - \varepsilon_{\beta}(\vec{p}) + \delta\Omega] \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

$$\delta\Omega = \Omega_1 - \Omega_0, \quad \mu_0 = (\Omega_0 - \Delta)/2, \quad \vec{x} = \vec{k}_0 - \vec{k}_1.$$

На ЭВМ проведен расчет ряда линий поглощения для $\beta \ll 1$ и $\beta \sim 1$ для параметров полупроводника, близких к параметрам

GaAs, при антипараллельном распространении слабой и сильной волн; для обеспечения максимальности K в "полосе прозрачности" принималось $\tau \approx \lambda$. Результаты приведены на рис.1. Видно,

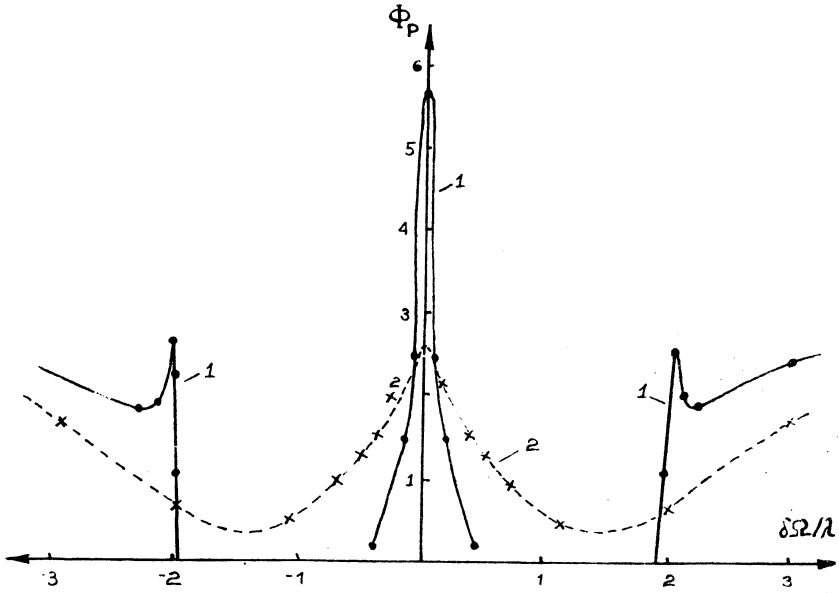


Р и с.1. Зависимость $K(\delta\Omega)$ от частоты при $\beta = 0,2$ (1), $\beta = 2$ (2), $\theta_0 = \pi$

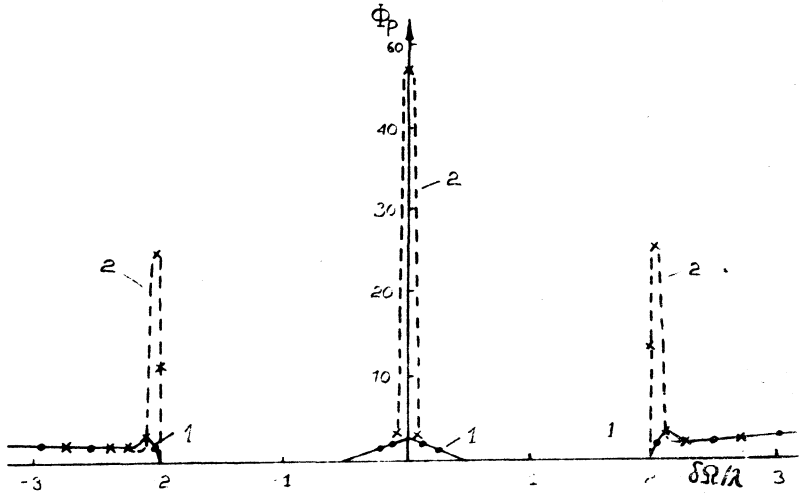
что учет \bar{K}_0 и \bar{K}_1 ($\beta \ll 1$) приводит к появлению пиков конечной высоты. Они резко анизотропно зависят от угла между направлениями распространения волн (для $\beta \approx 0,1$ и рассматриваемых значений параметров высота пиков при параллельном распространении на два порядка больше, чем при антипараллельном). Видно замазывание "полосы прозрачности" при увеличении β .

4. Энергия $I_{\vec{k}\vec{\delta}}$, излученная единицей объема полупроводника в состоянии насыщения за I сек в направлении \vec{K}/k на частоте $\omega_{\vec{k}}$ с поляризацией $\vec{\delta}$, равна

$$I_{\vec{k}\vec{\delta}} = \frac{\omega_{\vec{k}}}{8\pi^2} \frac{\lambda_{\vec{k}\vec{\delta}}^2}{M_0} (2\pi\mu_0)^{3/2} \Phi_R = I_0 \Phi_R,$$



Р и с.2. Зависимость $I_{\text{КВ}}(\delta\Omega)$ от частоты при $\beta = 0,3$ (1) и $\beta = 1$ (2)



Р и с.3. Зависимость $I_{\text{КВ}}(\delta\Omega)$ от $\theta_0 \cdot \beta = 0,3$; $1 - \theta_0 = \pi$; $2 - \theta_0 = 0,2$

$$\begin{aligned}
\Phi_R = & \frac{1}{(2m)^{3/2} \mu_0^{1/2}} \int d\vec{p} \left\{ f_\alpha(\vec{p}) f_\beta(\vec{p} - \vec{k} + \vec{k}_0) u_{\vec{p}}^2 u_{\vec{p}+\vec{x}}^2 \times \right. \\
& \times \delta [\varepsilon_\alpha(\vec{p}) + \varepsilon_\beta(\vec{p} - \vec{k} + \vec{k}_0) - (\omega_{\vec{k}} - \Omega_0)] + [1 - f_\beta(\vec{p})] \times \\
& \times [1 - f_\alpha(\vec{p} - \vec{k} + \vec{k}_0)] v_{\vec{p}}^2 v_{\vec{p}+\vec{x}}^2 \delta [\varepsilon_\beta(\vec{p}) + \varepsilon_\alpha(\vec{p} - \vec{k} + \vec{k}_0) - (\Omega_0 - \\
& - \omega_{\vec{k}})] + f_\alpha(\vec{p}) [1 - f_\alpha(\vec{p} - \vec{k} + \vec{k}_0)] u_{\vec{p}}^2 v_{\vec{p}+\vec{x}}^2 \delta [\varepsilon_\alpha(\vec{p} - \vec{k} + \vec{k}_0) - \\
& - \varepsilon_\beta(\vec{p}) - (\Omega_0 - \omega_{\vec{k}})] + [1 - f_\beta(\vec{p})] f_\beta(\vec{p} - \vec{k} + \vec{k}_0) u_{\vec{p}+\vec{x}}^2 v_{\vec{p}}^2 \times \\
& \left. \times \delta [\varepsilon_\beta(\vec{p} - \vec{k} + \vec{k}_0) - \varepsilon_\beta(\vec{p}) - (\omega_{\vec{k}} - \Omega_0)] \right\} \quad \vec{x} = \vec{k}_0 - \vec{k}
\end{aligned}$$

Рассмотрим ситуацию в лазерах с оптическим возбуждением. Случай $\beta \ll 1$ и $\beta \sim 1$ был просчитан на ЭВМ для параметров полупроводника типа GaAs и двух значений угла Θ_0 между направлениями наблюдения и распространения сильной волны. Результаты представлены на рис. 2, 3. Видно, что при $\beta \ll 1$ имеются пики при $\Omega = \Omega_0 \pm 2\lambda$ и $\Omega = \Omega_0$, причем высоты их резко анизотропно зависят от Θ_0 . Отметим замазывание провала в рекомбинационном спектре с увеличением β . Полученные результаты, особенно пространственная анизотропия спектров поглощения и рекомбинационного излучения, могут быть использованы для экспериментального обнаружения щели в спектре квазичастичных возбуждений и могут определять некоторые особенности генерации в ПКГ.

Поступила в редакцию
7 июля 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. М. Галицкий, С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин. ЖЭТФ, 57, 207 (1969).
2. С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин. Письма в ЖЭТФ, 10, 491 (1969).
3. А. С. Александров, В. Ф. Елесин. ФТП, 5, 615 (1971).
4. В. Ф. Елесин. Докторская диссертация. МИФИ, 1973 г.