

Динамическое влияние постоянного электрического поля на кинетику фотонов, взаимодействующих с электронами полупроводника

© Р.Х. Амиров, В.Н. Гусятников[¶]

НИИ механики и физики Саратовского государственного университета,
410026 Саратов, Россия

(Получена 26 июля 2000 г. Принята к печати 4 ноября 2000 г.)

Исходя из уравнения Лиувилля–фон-Неймана методом неравновесного статистического оператора получено кинетическое уравнение для фотонов, взаимодействующих с нерелятивистскими электронами в постоянном электрическом поле. Интеграл столкновений отличен от нуля из-за влияния поля на процесс взаимодействия фотонов с электронами. Вероятности поглощения и излучения фотонов зависят от их частоты и проекции напряженности поля на направление импульса фотона как степенным, так и осциллирующим образом. Осцилляции связаны с соотношением неопределенности энергия–время. Рассчитан вклад этого эффекта в спектр фотонов относительно излучения при рассеянии электронов на фононах и ионизованных примесях на примере *n*-GaAs. Выявлена область параметров, где этот эффект может существенно влиять на спектр.

1. Оптические методы исследования кинетики неравновесных процессов во внешних полях в полупроводниковой и газовой плазме используются в последнее время достаточно часто. Внешние поля влияют не только на коллективные эффекты в этих средах, но могут изменять характер взаимодействия частиц. Это приводит к модификации интегралов столкновений в кинетических уравнениях, что для функции распределения электронов хорошо известно [1–3]. В частности, постоянное электрическое поле может влиять на вероятность рассеяния электронов на фононах и примесных центрах [4,5] и изменять проводимость полупроводника [6]. Наличие внешнего переменного электрического поля модифицирует также интеграл столкновений фотонов с электрон-фонон-примесной системой [7,8]. В связи с этим представлялось интересным рассмотреть влияние постоянного электрического поля на кинетику взаимодействия фотонов с электронами, так как в отсутствие поля число фотонов данной частоты в фотон-электронной системе в нерелятивистском приближении не изменяется в силу законов сохранения энергии и импульса. В данной работе методом неравновесного статистического оператора [3,9] получено кинетическое уравнение для функции распределения фотонов, взаимодействующих с нерелятивистскими электронами, интеграл столкновений которого отличен от нуля лишь при наличии постоянного электрического поля. Присутствие поля приводит к разрушению δ -образного закона сохранения энергии в элементарном акте рассеяния из-за нелинейной зависимости энергии электрона от импульса и из-за явной зависимости константы связи от импульса электрона. Степень проявления той или другой причины определяется геометрическим соотношением векторов напряженности поля, импульса и поляризации фотона. Рассмотрен вид интеграла столкновений при

слабоанизотропном распределении электронов, часто реализующемся в упомянутых средах. Показано, что вероятность излучения и поглощения фотонов может вести себя как степенным, так и осциллирующим образом в зависимости от частоты и величины проекции поля на направление импульса фотона. Осцилляции связаны с "уширением" δ -функции и тем самым с соотношением неопределенности энергия–время. Рассчитан вклад данного эффекта в спектр излучения свободных электронов полупроводника относительно излучения электронов при рассеянии на фононах и ионизованных примесях на примере *n*-GaAs. Помимо осцилляций данный эффект может проявиться при частотах, где энергия фотона выше электронной температуры, но ниже энергии оптического фонона. Это дает принципиальную возможность экспериментальной проверки данного эффекта.

2. Гамильтониан системы нерелятивистских электронов, находящихся в постоянном электрическом поле \mathbf{E} с потенциалом $\varphi(\mathbf{r}) = -\mathbf{rE}$ и взаимодействующих со слабым полем фотонов, представляется суммой гамильтониана электронов во внешнем поле H_e , гамильтониана свободных фотонов H_f и гамильтониана их взаимодействия H_{er} . Введем взаимодействие фотонов с электронами обычным образом с помощью векторного потенциала $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ и его разложения

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{2\pi\hbar\bar{c}}{V}} \sum_{j,\mathbf{K}} \frac{\mathbf{e}_j}{\sqrt{K}} \left[C_{j\mathbf{K}} \exp(i\mathbf{K}\mathbf{r}) + C_{j\mathbf{K}}^+ \exp(-i\mathbf{K}\mathbf{r}) \right],$$

где $C_{j\mathbf{K}}^+$ и $C_{j\mathbf{K}}$ — операторы рождения и уничтожения фотонов с импульсом \mathbf{K} и вектором поляризации \mathbf{e}_j ; $\bar{c} = c/\sqrt{\epsilon}$, c — скорость света в вакууме, ϵ — диэлектрическая проницаемость среды; $\omega = K\bar{c}$ — частота фотона, V — объем системы. При использовании кулоновской калибровки $\mathbf{e}_j\mathbf{K} = 0$ ($j = 1, 2$) гамильтонианы принимают

[¶] E-mail: victor@mail.saratov.ru

вид

$$H_e = \sum_{\sigma, \mathbf{k}, \mathbf{k}'} \left[\varepsilon_{\mathbf{k}} \delta_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} + \frac{e}{V} \varphi(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \right] a_{\sigma, \mathbf{k}}^+ a_{\sigma, \mathbf{k}'},$$

$$H_r = \sum_{j, \mathbf{K}} \hbar \omega C_{j, \mathbf{K}}^+ C_{j, \mathbf{K}},$$

$$H_{er} = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{\sigma, j, \mathbf{k}, \mathbf{K}} G_j(\mathbf{k}, \mathbf{K}) (C_{j, \mathbf{K}} + C_{j, -\mathbf{K}}^+) a_{\sigma, \mathbf{k} + \mathbf{K}}^+ a_{\sigma, \mathbf{k}},$$

где

$$\varphi(\mathbf{k}) = - \int_V d^3 r (\mathbf{r} \mathbf{E}) \exp(-i \mathbf{r} \mathbf{k}), \quad \varepsilon_{\mathbf{k}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m},$$

$$G_j(\mathbf{k}, \mathbf{K}) = - \frac{e \hbar}{m} \sqrt{\frac{2\pi \hbar}{\varepsilon \omega}} \mathbf{k} \mathbf{e}_j,$$

$a_{\sigma, \mathbf{k}}^+$ и $a_{\sigma, \mathbf{k}}$ — операторы рождения и уничтожения электронов с импульсом $\hbar \mathbf{k}$; σ, m, e — спиновый индекс, эффективная масса и заряд электрона ($e < 0$). В выражении для H_{er} выброшено слагаемое $\sim A^2$, ответственное за двухквантовые процессы.

Используя метод неравновесного статистического оператора [9], способ точного учета внешнего поля в интеграле столкновений обобщенного кинетического уравнения [3], теорему Вика–Блоха–де-Доминисиса [10], получаем во 2-м порядке итераций по константе фотон-электронного взаимодействия кинетическое уравнение для средних чисел заполнения фотонных состояний

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_j(\mathbf{K}, t)}{\partial t} &= \frac{2}{\hbar^2 V} \sum_{\mathbf{k}} G_j^2(\mathbf{k}, \mathbf{K}) \{ [N_j(\mathbf{K}, t) + 1] \\ &\times f(\mathbf{k}, t) [1 - f(\mathbf{k} - \mathbf{K}, t)] - N_j(\mathbf{K}, t) f(\mathbf{k} - \mathbf{K}, t) \\ &\times [1 - f(\mathbf{k}, t)] \} \int_0^{\infty} d\tau \left(1 + \tau \frac{e}{\hbar} \frac{\mathbf{E} \mathbf{e}_j}{\mathbf{k} \mathbf{e}_j} \right) \exp(-\varepsilon \tau) \\ &\times \left\{ \exp \frac{1}{i \hbar} \left[(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k} - \mathbf{K}} - \hbar \omega) \tau + \frac{e \hbar}{2m} \mathbf{K} \mathbf{E} \tau^2 \right] + (\text{к.с.}) \right\}, \quad (1) \end{aligned}$$

в котором

$$f(\mathbf{k}, t) \equiv f_{\sigma}(\mathbf{k}, t) = \text{Sp } \rho(t) a_{\sigma, \mathbf{k}}^+ a_{\sigma, \mathbf{k}},$$

$$N_j(\mathbf{K}, t) = \text{Sp } \rho(t) C_{j, \mathbf{K}}^+ C_{j, \mathbf{K}}$$

— функции распределения электронов и фотонов; $\rho(t)$ — статистический оператор системы; (к.с.) означает слагаемое, комплексно-сопряженное предыдущему; $\varepsilon > 0$ и $\varepsilon \rightarrow 0$ после термодинамического предельного перехода [9]. При выводе данного уравнения, как обычно, предполагалось, что за "время взаимодействия" одночастичные функции распределения практически не изменяются [11]:

$$f(\mathbf{k}, t - \tau) \approx f(\mathbf{k}, t), \quad N_j(\mathbf{K}, t - \tau) \approx N_j(\mathbf{K}, t).$$

При $E = 0$ правая часть уравнения (1) в нерелятивистском случае равна нулю. Комптоновское рассеяние на нерелятивистских электронах также отсутствует [12]. Таким образом, наличие интеграла столкновений обусловлено лишь влиянием внешнего поля на процесс взаимодействия фотонов с электронами. При $\mathbf{K} \parallel \mathbf{E}$ ($\mathbf{e}_j \mathbf{E} = 0$) он отличен от нуля лишь по причине "уширения" δ -функции из-за внешнего поля, а при $\mathbf{K} \perp \mathbf{E}$ — только благодаря зависимости константы связи $G_j(\mathbf{k}, \mathbf{K})$ от импульса электрона (возникает слагаемое, пропорциональное τ). Отметим, что зависимость G_j от \mathbf{k} проявляется лишь при наличии анизотропии в распределении электронов (это следует из инверсии проекции \mathbf{k} на плоскость $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$ в (1)), в то время как уширение δ -функции проявляется и при изотропной $f(\mathbf{k})$. Проинтегрировать по τ в общем случае не удается. Нельзя также перейти к нерелятивистскому пределу, так как соответствующие параметры находятся в аргументе осциллирующей функции. Однако можно использовать возможность интегрирования по импульсам электронов, для чего необходимо задать их функцию распределения.

В достаточно широком интервале параметров (критерии известны, например, [13]) как в газовой, так и в полупроводниковой плазме адекватной аппроксимацией $f(\mathbf{k})$ является слабоанизотропное невырожденное распределение следующего вида:

$$f(\mathbf{k}) \cong f_0(\varepsilon_{\mathbf{k}}) (1 + 2\lambda^2 \mathbf{k} \mathbf{k}_0), \quad (2)$$

где $f_0(\varepsilon_{\mathbf{k}})$ — функция распределения Максвелла

$$f_0(\varepsilon_{\mathbf{k}}) = 4\pi^{3/2} n_0 \lambda^3 \exp(-\lambda^2 k^2), \quad \lambda = \frac{\hbar}{\sqrt{2mT_e}},$$

в которой n_0 — концентрация электронов, а дрейфовый импульс $\hbar \mathbf{k}_0$ и электронная температура T_e находятся из решения уравнений баланса энергии и импульса. После перехода в уравнении (1) от суммирования к интегрированию и после вычисления интеграла по \mathbf{k} с функцией (2) получим, что в интеграле по τ появится обрезывающий множитель $\exp(-\alpha \omega^2 \tau^2)$, $\alpha = T_e / 2m\tilde{c}^2$. Это позволяет записать кинетическое уравнение в стандартной форме

$$\frac{\partial N_j(\mathbf{K}, t)}{\partial t} = [N_j(\mathbf{K}, t) + 1] W_j^+ - N_j(\mathbf{K}, t) W_j^- \quad (3)$$

и представить вероятности излучения W_j^+ и поглощения W_j^- фотона в следующем виде:

$$\begin{aligned} W_j^+ &= \frac{T_e \omega_p^2}{\hbar \omega^2} \left\{ \left[s \left(1 \pm \frac{\hbar \omega}{2mc^2} \right)^{-1} + \frac{\lambda k_0}{\beta \gamma^2} \sqrt{\frac{\gamma^2 - 1}{\alpha}} \right. \right. \\ &\times (1 + \beta^2 \cos^2 \varphi_j) \left. \right] [\sigma_{\pm} (\xi \cos a_{\pm} + \sin a_{\pm}) \\ &+ (I_{\pm}^{(1)} - \xi I_{\pm}^{(2)})] + \frac{\lambda k_0 \beta}{\gamma^2 \sqrt{\alpha}} (\cos^2 \varphi_j - \cos^2 \varphi) \\ &\times [\sigma_{\pm} (\cos a_{\pm} - \xi \sin a_{\pm}) + (1 - \xi I_{\pm}^{(1)} - I_{\pm}^{(2)})] \left. \right\}, \quad (4) \end{aligned}$$

где

$$\sigma_{\pm} = \sqrt{\pi \frac{a_{\pm}}{2\xi}} \exp\left(-\frac{a_{\pm}}{\sqrt{\gamma^2 - 1}}\right) \left[s + \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{a_{\pm}}{\xi}}\right) \right], \quad (5)$$

$$\begin{cases} I_{\pm}^{(1)} \\ I_{\pm}^{(2)} \end{cases} = a_{\pm} \int_0^1 dx \exp[\xi a_{\pm}(x^2 - 1)/2] \begin{cases} \cos a_{\pm}(1 - x) \\ \sin a_{\pm}(1 - x) \end{cases}, \quad (6)$$

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi n_0 e^2}{\varepsilon m}, \quad \xi = \frac{\sqrt{\gamma + 1}}{\sqrt{\gamma - 1}},$$

$$a_{\pm} = \left(1 \pm \frac{\hbar\omega}{2m\bar{c}^2}\right) \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1}}{4\alpha\gamma^2}, \quad \beta = \frac{|e|E\lambda}{\hbar\omega\sqrt{\alpha}},$$

$$\gamma^2 = 1 + \beta^2 \cos^2 \varphi, \quad \cos \varphi = \frac{\mathbf{K}\mathbf{E}}{KE},$$

$$\cos \varphi_j = \frac{\mathbf{E}\mathbf{e}_j}{E}, \quad s = -\frac{\cos \varphi}{|\cos \varphi|}.$$

При $\mathbf{K} \parallel \mathbf{E}$ из (4) следует $W_1^{\pm} = W_2^{\pm}$, что очевидно из симметрии задачи. При $\mathbf{K} \perp \mathbf{E}$ ($a_{\pm} = 0$) из (1) и (3)–(6) после вычисления соответствующих интегралов и последующего перехода к нерелятивистскому пределу получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_j(\mathbf{K}, t)}{\partial t} &= -\frac{8\pi e^2}{\varepsilon V} \frac{e\mathbf{E}\mathbf{e}_j}{m^2\omega^3} \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{k}\mathbf{e}_j f(\mathbf{k}, t) [1 - f(\mathbf{k} - \mathbf{K}, t)] \\ &= -\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{|e|Ek_0}{m\omega} \cos^2 \varphi_j. \end{aligned} \quad (7)$$

Отрицательный знак правой части в уравнении (7) можно проинтерпретировать качественно. В присутствии поля импульс электрона есть $\hbar\mathbf{k} + e\mathbf{E}t$. За "время взаимодействия" τ_i он изменяется как за счет импульса фотона, так и из-за наличия поля. При излучении фотона электроном с импульсом $\hbar\mathbf{k}$ закон сохранения энергии и импульса имеет вид

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{k}_e-\mathbf{K}} = \hbar\omega (\hbar\mathbf{k}_e = e\mathbf{E}\tau_i),$$

а при поглощении

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} + \hbar\omega = \varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{k}_e+\mathbf{K}}.$$

В нерелятивистском случае эти законы сохранения могут выполняться лишь за счет слагаемых, содержащих $\mathbf{k}\mathbf{k}_e$, причем при излучении должно быть $\mathbf{k}\mathbf{k}_e < 0$, а при поглощении $\mathbf{k}\mathbf{k}_e > 0$. Так как при наличии поля \mathbf{E} электронов с $\mathbf{k}\mathbf{k}_e > 0$ больше, чем с $\mathbf{k}\mathbf{k}_e < 0$, поглощение фотонов превалирует над их излучением.

При $\cos \varphi \neq 0$ ($\gamma \neq 1$) простейшим приближением является $a_{\pm} \ll 1$, что означает

$$\gamma \gg 1/4\alpha, \quad \Lambda = \frac{2|e|E\lambda|\cos \varphi|}{\hbar\omega} \gg \frac{1}{2\sqrt{\alpha}}, \quad (8)$$

где Λ есть величина порядка отношения энергии, набираемой электроном от внешнего поля на де-бройлевской

длине волны, к энергии излучаемого или поглощаемого фотона. В низшем порядке разложения по степеням a_{\pm} получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_j(\mathbf{K}, t)}{\partial t} &= \frac{T_e}{\hbar} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} [\sqrt{\pi a/2}(1+a) + 2sa] \\ &\times \left(1 - \frac{\lambda k_0}{\sqrt{\alpha}} \frac{\cos^2 \varphi_j}{\cos^2 \varphi}\right), \end{aligned}$$

где $a \approx (2\Lambda\sqrt{\alpha})^{-1}$. Очевидно, что в случаях (7), (8) осцилляции слагаемых, пропорциональных σ_{\pm} , проявиться не могут, и мы имеем степенные зависимости от ω и E . В противоположной ситуации, когда $a_{\pm} \gg \pi^2/2$ и $\xi \approx 1$, что соответствует $\gamma \geq 2$ и $\Lambda \ll 1/\pi^2\sqrt{\alpha}$, также можно получить приближенное аналитическое выражение для W_j^{\pm} . Если сделать в выражениях для $I_{\pm}^{(1,2)}$ замену переменных $y = a_{\pm}(1 - x)$ и привести соответствующие интегралы к интервалу $(0, \pi)$, то можно показать, что в 1-м порядке по π^2/a_{\pm}

$$\begin{aligned} I_{\pm}^{(1)} - \xi I_{\pm}^{(2)} &\approx -\frac{2\xi}{a_{\pm}(1 + \xi^2)^2}, \\ 1 - \xi I_{\pm}^{(1)} - I_{\pm}^{(2)} &\approx -\frac{\xi(\xi^2 - 1)}{a_{\pm}(1 + \xi^2)^2}. \end{aligned} \quad (9)$$

При получении выражений (9) слагаемые $\exp(-l\pi\xi)$ ($l \geq 4$) считались малыми по сравнению с 1.

Из (4), (5), (9) следует, что при $\mathbf{k}_0\mathbf{K} < 0$ ($\cos \varphi > 0$, $s = -1$) σ_{\pm} — экспоненциально малая величина, и W_j^+ — не осциллирующие функции. При $\mathbf{k}_0\mathbf{K} > 0$ ($\cos \varphi < 0$, $s = 1$) слагаемые, содержащие σ_{\pm} , превалируют над слагаемыми (9) в случае $\Lambda \geq 1$ ($a_{\pm}/\sqrt{\gamma^2 - 1} \leq 1$), совместимом с условием применимости данной аппроксимации. Тогда вероятности W_j^{\pm} могут иметь осциллирующую зависимость от ω и $E \cos \varphi$. Так как электрон локализован в пространстве с точностью до де-бройлевской длины волны λ , а на этой длине он изменяет энергию из-за внешнего поля на величину $\Delta\varepsilon \approx |e|E\lambda|\cos \varphi|$, то неравенству $\Lambda \geq 1$ можно придать форму соотношения неопределенности энергия–время $\Delta\varepsilon\Delta t \geq \hbar$, где $\Delta t = 2\pi/\omega$. Это вполне согласуется с происхождением осцилляций из-за нарушения δ -образного закона сохранения энергии в присутствии внешнего поля. Период осцилляций в области их существования при изменении частоты фотона (v — тепловая скорость электронов) на величину

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \cong \pi\sqrt{\alpha}\Lambda \sim \frac{v}{\bar{c}} \ll 1 \quad (10)$$

от самой частоты не зависит. При изменении проекции напряженности поля на направление распространения фотона оценка периода имеет следующий вид:

$$\frac{\Delta|E \cos \varphi|}{|E \cos \varphi|} \cong 2\pi\alpha \propto \frac{v^2}{\bar{c}^2} \ll 1. \quad (11)$$

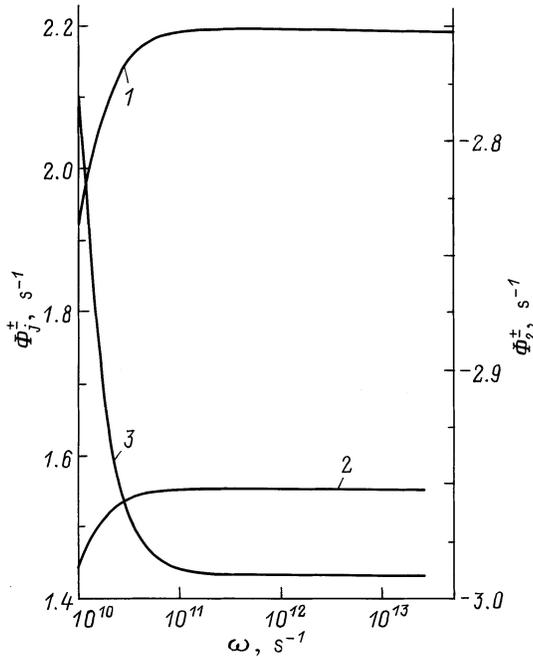


Рис. 1. Зависимости нормированной вероятности поглощения и излучения фотонов Φ_j^\pm от частоты: 1 — $\Phi_{1,2}^\pm \cdot 10^{-9}$, $\varphi = 0$; 2 — $\Phi_1^\pm \cdot 10^{-9}$, $\varphi = \pi/4$; 3 — $\Phi_2^\pm \cdot 10^{-11}$, $\varphi = \pi/4$.

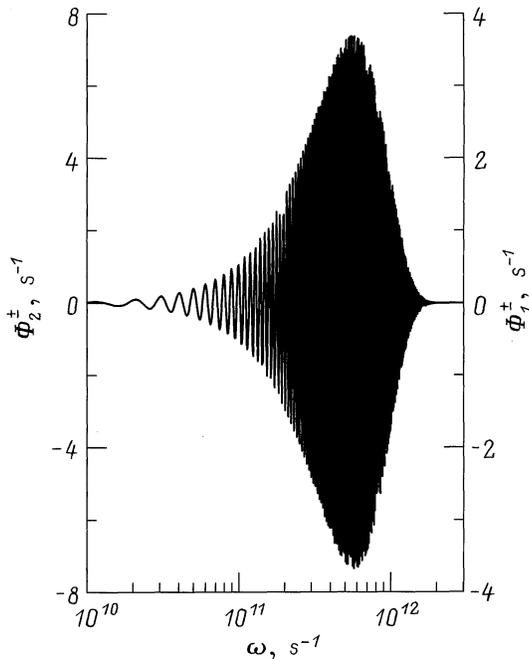


Рис. 2. Зависимости нормированной вероятности поглощения и излучения фотонов Φ_j^\pm от частоты: $\Phi_1^\pm \cdot 10^{-13}$, $\Phi_2^\pm \cdot 10^{-15}$, $\varphi = 3\pi/4$.

Неравенства (10) и (11) создают естественные ограничения на возможность обнаружения осцилляций вероятностей поглощения и излучения фотонов. Явная анизотропия эффекта в зависимости от направления рас-

пространения фотона относительно направления внешнего поля имеет аналогию с классическим случаем при рассмотрении потенциалов Лиенара–Вихерта [14], так как, несмотря на постоянную среднюю скорость электронов, в самом сечении рассеяния ускорение электронов присутствует.

На рис. 1, 2 представлены результаты численных расчетов величины $\Phi_j^\pm = \frac{2\hbar}{T_e} \frac{\omega^3}{\omega_p^3} W_j^\pm$ для свободных носителей заряда *n*-GaAs ($\epsilon = 12.79$, $m = 0.07m_0$) при температуре решетки $T = 80$ К, $n_0 = 10^{16}$ см⁻³, $E = 367.6$ В/см, $T_e = 101$ К, $\lambda k_0 = 0.34$ (результаты решения уравнения баланса энергии и импульса соответствуют [8]) для $\varphi_1 = \pi/2$ (Φ_1^\pm) и $\varphi_2 = \varphi + \pi/2$ (Φ_2^\pm). Согласно (7) при $\varphi = \pi/2$ $\Phi_1^\pm = 0$, $\Phi_2^\pm = \text{const}$. Функции Φ_j^+ и Φ_j^- в масштабе графиков не различаются, сгущение осцилляций на рис. 2 объясняется логарифмическим масштабом по ω . График $\Phi_{1,2}^\pm$ при $\varphi = \pi$ отличается от графика Φ_1^\pm при $\varphi = 3\pi/4$ лишь несколько большей амплитудой ($\sim 5 \cdot 10^{13}$ с⁻¹).

3. Рассмотрим вклад данного эффекта во внутризонное излучение полупроводника относительно фонового излучения при взаимодействии электронов с фононами и примесями. Соответствующее кинетическое уравнение будет иметь тот же вид (3), в котором вместо W_j^\pm надо подставить

$$M_j^\pm = W_j^\pm + F_j^\pm,$$

где

$$F_j^+ = F_j^{\text{po}}(\omega) + F_j^{\text{im}}(\omega),$$

$$F_j^- = -F_j^{\text{po}}(-\omega) - F_j^{\text{im}}(-\omega).$$

Функции $F_j^{\text{po}}(\omega)$ и $F_j^{\text{im}}(\omega)$ соответствуют излучению кванта $\hbar\omega$ при рассеянии на оптических фононах и ионизованных примесях, а $F_j^{\text{po}}(-\omega)$ и $F_j^{\text{im}}(-\omega)$ — поглощению. Эти величины приведены в [8]. Решение кинетического уравнения имеет следующий вид:

$$N_j(\mathbf{K}, t) = N_{\text{eq}} \exp[-B_j(t-t_0)] + N_{0j} \{1 - \exp[-B_j(t-t_0)]\},$$

где $N_{\text{eq}} = N_j(\mathbf{K}, t_0)$ — начальное распределение, полагаемое равновесным с температурой T ,

$$N_{0j} = A_j/B_j, \quad A_j = W_j^+ + F_j^+,$$

$$B_j = W_j^- - W_j^+ + F_j^- - F_j^+.$$

Стационарное распределение N_{0j} существует в том случае, когда

$$\exp[-B_j(t-t_0)] \ll 1, \quad N_{\text{eq}} \exp[-B_j(t-t_0)] \ll N_{0j},$$

т. е. испущенный фотон поглощается в этой же системе, и вынужденные процессы стимулируются неравновесным распределением фотонов. Это означает, что характерное время релаксации B_j^{-1} должно быть значительно меньше времени пролета фотоном данной среды $B_j^{-1} \ll l/c$ (l — размер кристалла). В обратном случае мы получаем темп генерации фотонов из среды [8]. Оценки

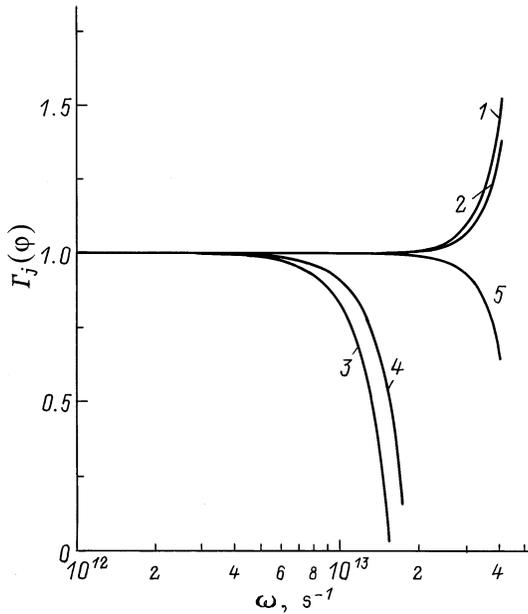


Рис. 3. Зависимости относительного числа фотонов $\Gamma_j(\varphi)$ от частоты ω при разных углах φ : 1 — $\Gamma_{1,2}(0)$, 2 — $\Gamma_1(\pi/4)$, 3 — $\Gamma_2(\pi/4)$, 4 — $\Gamma_2(\pi/2)$, 5 — $\Gamma_1(3\pi/4)$.

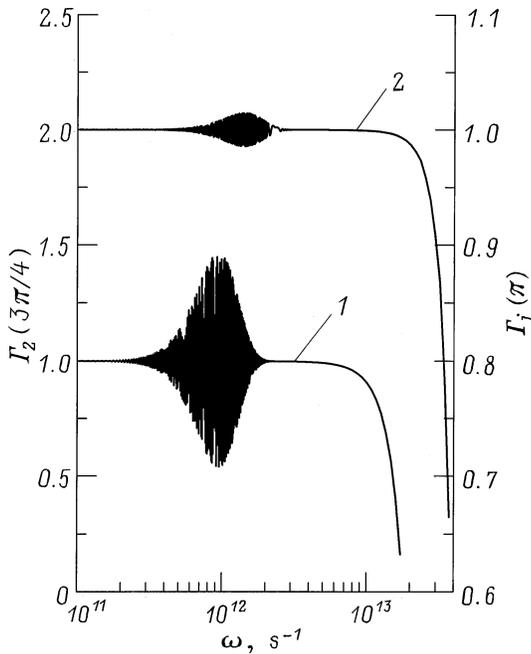


Рис. 4. Зависимости относительного числа фотонов $\Gamma_j(\varphi)$ от частоты ω при разных углах φ : 1 — $\Gamma_2(3\pi/4)$, 2 — $\Gamma_j(\pi)$.

показывают, что в изучаемом диапазоне частот $\omega < \Omega$ (Ω — частота оптического фонона) данная ситуация вполне реализуема, и аппроксимация (2) является адекватной.

Из численных расчетов при тех же параметрах следует, что величина $B_j > 0$ не осциллирует, так как $|W_j^+ - W_j^-|$ мало и релаксация определяется фо-

новыми процессами. На рис. 3 приведены кривые $\Gamma_j(\varphi) = N_{0j}/N_{pj}$, где $N_{pj} = N_{0j}$ ($W_j^\pm = 0$) есть стационарное распределение неравновесного фонового излучения. Существенное влияние искомого эффекта на спектр фотонов проявляется при $\omega > 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ($\hbar\omega/T \approx 1$) из-за того, что F_j^+ зависит от частоты приблизительно как $\exp(-\hbar\omega/T_e)$ [8], в то время как W_j^+ при этих частотах убывает почти степенным образом (это видно из рис. 1). При $\omega \approx \Omega \approx 5.5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ включается излучение кристаллической решетки, что меняет фоновое излучение. На рис. 4 показаны осцилляции спектра, соответствующие рис. 2. Осцилляции $\Gamma_1 = N_{01}/N_{p1}$ при $\varphi = 3\pi/4$ малы и на графике не проявляются. Из вида кривых 2, 5 на рис. 3 следует, что отношение $\Gamma_1(\pi/4)/\Gamma_1(3\pi/4)$ при $\omega \approx 3-4 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ не мало. При этом $N_{p1}(\pi/4) = N_{p1}(3\pi/4)$, так как зависит от $(\mathbf{e} \cdot \mathbf{E})^2$ [8]. Та же ситуация имеет место для $\Gamma_j(0)/\Gamma_j(\pi)$ ($j = 1, 2$), т.е. число фотонов существенно (в 2–3 раза) меняется при изменении знака \mathbf{E} . Это дает возможность экспериментальной проверки данного эффекта вне области осцилляций.

Таким образом, постоянное электрическое поле может менять спектр излучения фотонов не только из-за неравновесности функции распределения электронов, но и путем изменения вероятностей излучения и поглощения фотонов.

Авторы благодарны проф. М.И. Рязанову за обсуждение отдельных результатов работы.

Список литературы

- [1] В.П. Силин. *Введение в кинетическую теорию газов* (М., Наука, 1971).
- [2] Э.М. Эпштейн. Изв. вузов. Радиофизика, **18**, 785 (1975).
- [3] Р.Х. Амиров, С.А. Смолянский, Л.Ш. Шехтер. ТМФ, **21**, 247 (1974).
- [4] J.R. Barker. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **6**, 2663 (1973).
- [5] J.R. Barker. Sol. St. Electron., **21**, 267 (1978).
- [6] R.Kh. Amirov, O.G. Zudeev. J. Phys.: Condens. Matter., **2**, 6771 (1990).
- [7] Р.Х. Амиров, О.Г. Зудеев, В.А. Иванченко. ФТП, **18**, 1836 (1984).
- [8] Р.Х. Амиров, О.Г. Зудеев. ФТП, **30**, 3 (1996).
- [9] Д.Н. Зубарев. *Неравновесная статистическая термодинамика* (М., Наука, 1971).
- [10] С.В. Тябликов. *Методы квантовой теории магнетизма* (М., Наука, 1971).
- [11] Н.Н. Боголюбов. *Проблемы динамической теории в статистической физике* (М.; Л., ОГИЗ, Гостехиздат, 1946).
- [12] В. Гайтлер. *Квантовая теория излучения* (М.; Л., ГИТТЛ, 1940).
- [13] Ф.Г. Басс, Ю.Г. Гуревич. *Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда* (М., Наука, 1975).
- [14] В.Л. Гинзбург. *Теоретическая физика и астрофизика* (М., Наука, 1981).

Редактор Т.А. Полянская

A dynamical influence of the constant electric field on the kinetics of photons interacting with semiconductor electrons

R.Kh. Amirov, V.N. Gusyatinikov

Research Institute of Mechanics and Physics
at Saratov State University,
410026 Saratov, Russia

Abstract Proceeding the Liouville-von Neumann equation, the kinetic equation for the photons interacting with nonrelativistic electrons in a uniform electric field has been obtained using the method of the non-equilibrium statistical operator. The collision integral of equation is nonzero due to the influence of the field on the interaction of photons with electrons. The absorption and radiation probabilities of the photons depends on the photon frequency and the field strength projection on the photon impulse direction by the power or oscillating manner. Oscillations are bonded with the energy-time uncertainty relation. Relatively contributions of this effect into the photon spectrum for radiating the electrons under the phonons and ionised impurity scattering are calculated for *n*-GaAs. The parameter region is found, where the influence of this effect on the spectrum may be essential.