



МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИЯ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В. Ф. Елесин

РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ
С ПОЛУПРОВОДНИКАМИ



ВСЕСОЮЗНАЯ
ШКОЛА ПО
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ
им. В. М. ГАЛИЦКОГО

МОСКВА 1989

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР ПО НАРОДНОМУ ОБРАЗОВАНИЮ

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В.Ф. Елесин

РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ
С ПОЛУПРОВОДНИКАМИ

Текст лекции

*Утверждено
редсоветом института*

Москва 1989

УДК 537.811:621.315.592(075)

Е л е с и н В.Ф. Резонансное взаимодействие сильных электромагнитных полей с полупроводниками:
Текст лекции. М.: МИФИ, 1989. — 16 с.

Изложена теория взаимодействия сильного электромагнитного поля, позволяющая объяснить ряд экспериментально наблюдаемых явлений и предсказать новые. Одним из ее фундаментальных выводов является предсказание предельного поля лазера.



Московский
инженерно-физический
институт, 1989 г.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение природы взаимодействия электромагнитного поля (ЭМП) с веществом и, в частности, с полупроводниками – одна из важнейших проблем современной физики. Создание и широкое использование полупроводниковых лазеров (ПЛ) сделало данную проблему еще более актуальной и стимулировало развитие нового направления работ по исследованию взаимодействия полупроводников с сильным резонансным ЭМП. За последние два десятилетия вышло большое количество экспериментальных и теоретических работ. В частности, была развита последовательная микроскопическая теория, корректно описывающая взаимодействие электронов полупроводника с сильным ЭМП при детальном учете процессов рассеяния электронов на фононах, примесях, дырках, процессов рекомбинации и генерации в ПЛ, а также при учете перенормировки спектра и неравновесности состояний.

Теория позволила объяснить ряд наблюдаемых ранее явлений и предсказать новые. Одним из ее фундаментальных выводов является предсказание предельного поля лазера в одномодовом режиме. Этот эффект тесно связан с микроскопическим механизмом акта излучения фотона.

Возможность описания таких тонких эффектов возникает благодаря использованию в теории эффективных методов теории сверхпроводимости, что в свою очередь вытекает из определенной аналогии полупроводника в сильном поле и сверхпроводника.

Правда, в отличие от обычной теории сверхпроводимости, пришлось развить ее неравновесный вариант (с помощью техники Келдыша), введя новый тип квазичастиц, аналогичных квазичастицам Боголюбова.

Настоящие лекции посвящены краткому изложению выводов этой теории, подробно описанной в монографии [1].

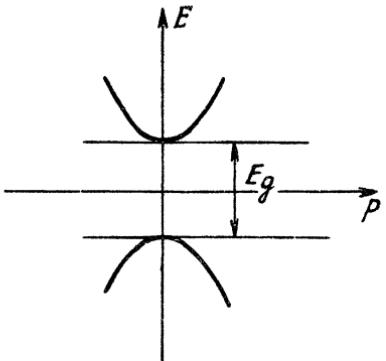
ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Будем рассматривать простейшую модель прямозонного полупроводника, в котором "дно" зоны проводимости (ϵ -зоны) и "потолок" валентной (ν -зоны) находятся при $\tilde{\rho} = 0$ (в центре зоны Бриллюэна) (рис. 1).

Вблизи дна ϵ -зоны и потолка ν -зоны энергия электронов и дырок дается выражением

$$E_{\epsilon}(p) = E_g/2 + p^2/2m_e, \quad E_{\nu}(p) = E_g/2 + p^2/2m_h, \quad (1)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны; m – эффективные массы электрона и дырки, предполагаемые далее одинаковыми.



В идеальном кристалле электрон описывается блоховскими функциями

$$\psi_{p,n}(\vec{r}) = \exp(i\vec{p}\vec{r})u_{p,n}(\vec{r}); \quad (2)$$

$$u_{p,n}(\vec{r} + \vec{a}) = u_{p,n}(\vec{r}),$$

\vec{a} – вектор решетки. Если на полупроводник действует монохроматическое резонансное электромагнитное поле с частотой $\Omega \approx E_g$ ($\hbar = c = 1$), то совместные уравнения для поля \vec{E} и матрицы плотности ρ принимают вид [1]

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 4\pi \frac{\partial \vec{J}}{\partial t}; \quad (3)$$

$$\vec{J} = \langle \hat{\rho} \vec{j} \rangle, \quad \vec{j} = -e/m \vec{\rho} + e \vec{A}; \quad (4)$$

$$i \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = (\hat{H} \hat{\rho} - \hat{\rho} \hat{H}), \quad (5)$$

Рис. 1. Энергетический спектр электронов полупроводника в двухзонной модели

где \hat{J} , $\hat{\rho}$ – операторы тока и импульса, A – вектор-потенциал; \hat{H} – гамильтониан системы, учитывающий взаимодействие с ЭМП, фононами, примесями и т.д. В представлении вторичного квантования он имеет вид

$$\hat{H} = H_0(t) + H_{ph} + H_p + H_{im} + H_e; \quad (6)$$

$$H_0(t) = \sum_p E(p)(a_p^\dagger a_p + b_p^\dagger b_p) + \sum_p [\lambda_p a_p^\dagger b_p^\dagger e^{-i\Omega t} + k.c.]; \quad (7)$$

$$H_{ph} = \sum_{p,q} g(q)(a_p^\dagger a_{p+q} + b_p^\dagger b_{p+q}) \psi_q + \sum_q \omega_q c_q^\dagger c_q; \quad (8)$$

$$\psi_q = c_q^\dagger + c_q;$$

$$H_{im} = \sum_{p,q} V(q)(a_{p+q}^\dagger a_p + b_{p+q}^\dagger b_p). \quad (9)$$

Здесь a_p^\dagger , b_p^\dagger – операторы рождения электрона и дырки;

$$\lambda_p = \frac{e}{\Omega m} \int \psi_{pc} \vec{p} \cdot \vec{E} \psi_p d^3r = \vec{E} \frac{e V_{cV}}{\Omega},$$

матричный элемент межзонного перехода, слабо зависящий от импульса: $g(q)$.
 $\nabla(q)$ – фурье-компоненты потенциала рассеяния на фонах и примесях: ω_q –
энергия фона; c_q^+ – операторы рождения фона.

Гамильтониан $H_0(t)$ явно зависит от времени. Удобно с помощью унитарного преобразования [2]

$$\sigma(t) = \exp \left\{ -\frac{i\Omega t}{2} \sum_p (a_p^+ a_p + b_p^+ b_p) \right\} \quad (10)$$

перейти к представлению, в котором гамильтониан H_0 не зависит от времени:

$$H_0 = \sigma^+ H_0(t) \sigma - i \sigma^+ \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \sum_p \xi_p (a_p^+ a_p + b_p^+ b_p) + \sum_p \mu_p (a_p^+ b_p^+ + b_p a_p), \quad (11)$$

где

$$\xi_p = p^2/2m - \mu_0, \quad \mu_0 = (\Omega - E_g)/2. \quad (12)$$

Преобразование (10) приводит к изменению начала отсчета энергии на $\Omega/2$, причем μ_0 играет роль квазиуровней электронов и дырок.

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ТЕОРИЯ

В более ранней теории взаимодействия ЭМП с полупроводниками, которую будем называть элементарной, предполагалось применимость теории возмущений по полю и равновесное распределение электронов, а учет процессов рассеяния производился феноменологически.

Элементарный акт поглощения (излучения) ЭМП состоит в переходе электрона из v -зоны в c -зону (из vbc). Рассчитывая по теории возмущений вероятность перехода можно найти коэффициент поглощения

$$\alpha(\Omega) = \frac{2\pi^2 e^2}{\Omega^2} \sum_p |v_{cv}|^2 \delta(2\xi_p) [1 - 2f_c(p)]. \quad (13)$$

Соответствующие системы уравнений для числа фотонов N_Ω и $f_c(p) = f$ имеет вид

$$\partial N_\Omega / \partial t = -N_\Omega / \tau_\sigma - \alpha(\bar{f}, \Omega) N_\Omega; \quad (14)$$

$$\partial \bar{f} / \partial t = -\bar{f} / \tau_\rho + \alpha(\bar{f}, \Omega) N_\Omega + \bar{J}. \quad (15)$$

Здесь \bar{J} – ток накачки в лазерном режиме;

$$\bar{f} = \sum_p f(p), \quad f(p) = \left[1 + \exp \frac{E(p) - \mu}{T} \right]^{-1}, \quad (16)$$

где $f(p)$ функция распределения электронов (ФРЭ), μ – квазиуровень ферми электронов (дырок)

Уравнения (13) – (16) описывают, в частности, стационарную генерацию ПЛ:

$$\alpha(\bar{J}, \Omega) = \tau/\tau_o, \quad N_{\Omega} = \tau_o (\bar{J} - \bar{J}_{th}); \quad (17)$$

$$\bar{J}_{th} = f/\tau_r. \quad (18)$$

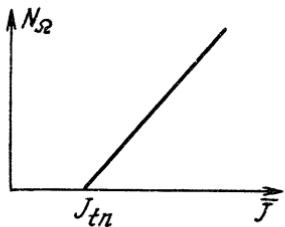


Рис 2 Зависимость плотности фотонов ПЛ от тока накачки согласно элементарной теории

Согласно (17), плотность фотонов N_{Ω} ($\sim E^2$) растет линейно с током накачки без всяких ограничений (рис. 2). Таким образом, весь ток накачки преобразовался бы в одну моду. Такое поведение резко противоречит экспериментальным данным. Обычно наблюдаются многомодовая генерация, нелинейная зависимость N_{Ω} от \bar{J} и другие явления.

Следует отметить, что в уравнениях (13) – (15) выпала явная зависимость от рассеяния электронов и возникает иллюзия независимости поглощения (излучения) от характера диссипативных процессов. Однако это не так.

Поэтому необходимо микроскопическое рассмотрение, которое и проделано ниже. Кроме того, будут сняты оба других ограничения элементарной теории: теория возмущений по полю, и предположение о квазиравновесности (уравнение (16)).

КВАЗИЧАСТИЦЫ И ИХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР В СИЛЬНОМ ЭМП

Для простоты рассмотрим вначале полупроводник в сильном поле без учета процессов релаксации ($\lambda\tau >> 1$). Согласно уравнениям (6) и (11) он описывается гамильтонианом нулевого приближения H_0 :

$$H_0 = \sum_{\rho} \left\{ \xi_{\rho} (\alpha_{\rho}^+ \alpha_{\rho} + \beta_{\rho}^+ \beta_{\rho}) + \lambda (\alpha_{\rho}^+ \beta_{\rho}^+ + \text{з.с.}) \right\}. \quad (19)$$

Выражение (19) аналогично виду гамильтониана БКШ в приближении среднего поля, и поэтому с помощью преобразования Боголюбова

$$\begin{aligned} \alpha_{\rho} &= u_{\rho} \alpha_{\rho} + v_{\rho} \beta_{\rho}^+; \\ \beta_{\rho} &= u_{\rho} \beta_{\rho} - v_{\rho} \alpha_{\rho}^+ \end{aligned} \quad (20)$$

может быть приведены к диагональному виду [2]

$$H_0 = \sum_{\rho} \xi_{\rho} (\alpha_{\rho}^+ \alpha_{\rho} + \beta_{\rho}^+ \beta_{\rho}), \quad (21)$$

где

$$\omega_p^2 v_p^2 = \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{\xi}{\epsilon_p} \right); \quad (22)$$

$$\epsilon_p = \sqrt{\xi_p^2 + \lambda_p^2}. \quad (23)$$

Квазичастицы α , β представляют собой суперпозицию электрона и дырки с амплитудами ω , v , причем при $\xi > 0$, $\xi \gg \lambda$ α совпадает с электроном, а для $\xi < 0$ — с дыркой.

Рождению пары квазичастиц при $\xi > 0$ ($|\xi| \gg \lambda$) соответствует рождение электрона и дырки, а при $\xi < 0$, ($|\xi| \gg \lambda$) — их уничтожению.

Замечательным обстоятельством является стремление системы к состоянию, в котором число квазичастиц равно нулю, т.е. к состоянию вакуума квазичастиц:

$$\alpha |0\rangle = 0, \quad \beta |0\rangle = 0. \quad (24)$$

Состояние (24) достигается автоматически из-за процессов релаксации квазичастиц.

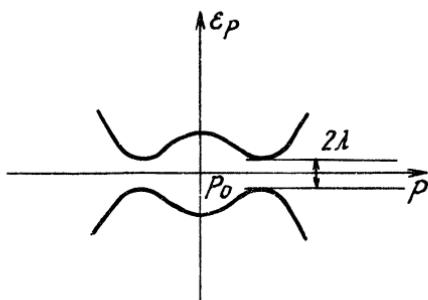


Рис. 3. Энергетический спектр квазичастиц

разом, полупроводник в сильном поле во многом формально аналогичен сверхпроводнику (а также экситонному диэлектрику Келдыша — Копаева), что позволяет использовать мощный аппарат теории сверхпроводимости, в частности, методы функций Грина.

Энергия квазичастиц дается выражением (23). Нетрудно видеть, что минимальная энергия не может быть меньше λ . Это означает, что в спектре квазичастиц имеется щель шириной 2λ (рис. 3). Причина появления щели состоит в следующем. Перемешивание электронных состояний v - и c -зон приводит к выражению, которое снижается за счет электрон-фотонного взаимодействия. Можно также трактовать щель 2λ как энергию связи электрон-дырочной пары за счет обмена фотонами сильного ЭМП. Таким образом, кинетика квазичастиц

КИНЕТИКА КВАЗИЧАСТИЦ

Статистические и кинетические свойства квазичастиц описываются средними следующего типа:

$$n_\alpha(p) = \langle \alpha_p^\dagger \alpha_p \rangle; \quad n_\beta = \langle \beta_p^\dagger \beta_p \rangle, \quad (25)$$

т.е. функциями распределения квазичастиц (ФРК). В пренебрежении процессами рассеяния, число частиц сохраняется во времени

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} = 0, \quad n_\alpha(t) = \text{const}. \quad (26)$$

Однако если учесть взаимодействия с фононами, то скорость изменения числа квазичастиц дается кинетическим уравнением [3]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_\rho}{\partial t} = & \left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)_{ph} \equiv 2\pi \sum_{p,q} |M|^2 \left\{ \delta(\epsilon_p - \epsilon_{p'} + \omega_q) [n_{p'}(1-n_p) + N_q(n_p - n_{p'})] - \right. \\ & \left. - \delta(\epsilon_{p'} - \epsilon_p + \omega_p) [n_p(1-n_{p'}) + N_q(n_p - n_{p'})] \right\} (n_p n_{p'} + v_p v_{p'})^2 - \\ & - 2\pi \sum_{p,q} |M_q|^2 \left\{ \delta(\epsilon_{p'} + \epsilon_p - \omega_q) [n_p n_{p'} - N_q(1-n_p - n_{p'})] \right\}. \end{aligned} \quad (27)$$

Первые два слагаемых описывают рассеяние квазичастиц с испусканием или поглощением фононов, а последнее – аннигиляцию (рождение) двух квазичастиц.

Нетрудно видеть из (27), что при $T = 0$ полное число квазичастиц уменьшается за счет рекомбинации и стремится к нулю, т.е. система $n_\rho = 0$ приходит к состоянию вакуума (24) по квазичастицам. Это состояние называется состоянием насыщения, поскольку в нем отсутствует поглощение (излучение) ЭМП (см. раздел "Эффекты сильного поля в полупроводниках"). Функция распределения электронов в этом состоянии

$$f_p = \langle \alpha_\rho^+ \alpha_\rho \rangle = v_\rho^2 = \frac{1}{2} (1 - \xi / \epsilon) \quad (28)$$

имеет вид фермиевской ступеньки, размытой на ширину λ вблизи μ_0 . Это связано с тем, что электроны, перешедшие в c -зону, испуская фононы, заполняют дно зоны проводимости до μ_0 . Отметим, что при резонансной энергии ($\xi_\rho = 0$) $f(0) = 1/2$.

Аналогичным путем можно получить интегралы столкновений квазичастиц с примесями, квазичастицами, и т.д. [2]. В частности, рекомбинационный интеграл имеет вид

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)_r = \frac{1}{\tau_r} [v_\rho^4 (1-n_p)/(1-n_p) - n_\rho^4 n_p^2], \quad (29)$$

где $1/\tau_\rho = \frac{4}{3} e^2 \Omega / v_{cv}^2$ – рекомбинационное излучательное время жизни электрона.

Учет рекомбинации меняет ФРК. Вместо $n_\rho = 0$ имеем

$$n(\xi) \equiv \begin{cases} v^2 - \tilde{\alpha} \omega_{ph} < \xi < \infty, \\ 0, \quad \xi < -\tilde{\alpha} \omega_{ph}; \end{cases} \quad (30)$$

$$\tilde{\alpha} = 8\mu_0 \tau_{ph} / 3\pi \lambda \tau_r.$$

Соответственно ФРЭ принимает вид

$$f(\xi) = \begin{cases} 1, & \xi < -\tilde{\omega}_{ph}; \\ \frac{\lambda^2}{2(\xi^2 + \lambda^2)}, & -\tilde{\omega}_{ph} < \xi < \infty \end{cases} \quad (31)$$

(рис. 4). В отличие от (28), $f(\xi)$ имеет провал из-за рекомбинации и быстрого отвода электронов из области рождения.

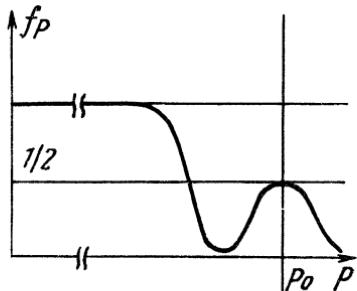


Рис. 4. Функция распределения электронов в сильном поле с учетом рекомбинации

ЗАТУХАНИЕ КВАЗИЧАСТИЦ В СИЛЬНОНЕРАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

Взаимодействие ЭМП с резонансными состояниями (двуухровневые атомы, полупроводника) становится сильным, если частота межзонных переходов λ (щель в спектре) превосходит обратное время разрушения когерентности $1/\tau$. Однако расчет λ и τ представляет большие трудности, так как они зависят от типа рассеяния, энергетического распределения квазичастиц, амплитуды поля, концентрации примесей, температуры и т.д.

Эта задача была решена с помощью методов сверхпроводимости, обобщенных на сильно неравновесные системы. Мы приводим лишь окончательные результаты для наиболее интересных ситуаций, причем ограничения фононным рассеянием [2].

В неравновесном состоянии затухание квазичастиц резко усиливается, что связано с существованием потока квазичастиц в энергетическом пространстве для поддержания генерации (в ПЛ), или рекомбинации. Выражения для затухания (минимой части функции Грина) имеет вид

$$\gamma_{ph} \approx \frac{\tilde{\alpha}}{4\tau_{ph}}, \quad \tilde{\alpha} = \frac{1}{\omega_p - \omega_{ph}} \int_{-\omega_{ph}}^{\omega_{ph}} n(\xi) d\xi. \quad (32)$$

Подставляя $\pi(\xi)$ из (30), получаем

$$\tau_{ph} = \mu_0 / \lambda \tau_p . \quad (33)$$

Время τ_{ph} выпало из $\lambda \tau_{ph}$. Причина в том, что электроны уходят из области $|\xi| \sim \lambda$ за счет релаксации на фононах со скоростью α/τ_p в область $|\xi| \sim \mu_0$, откуда рекомбинируют. В стационарном случае скорость ухода равна скорости рекомбинации μ_0/τ , и, следовательно, имеем (33).

Если теперь написать условие сильного поля $\lambda \gg \tau_{ph}$, то придем после учета (33) к

$$\rho \lambda^2 \gg \rho \mu_0 / \tau_p$$

или условию

$$\alpha_0 I \gg \bar{f} / \tau_p , \quad (34)$$

означающему, что скорость рождения электронов превосходит скорость рекомбинации. Отсюда следует важный вывод, что в состоянии насыщения поле является всегда сильным ($\lambda \tau \gg 1$).

Найдем затухание в лазерном режиме низкой добротности (см. раздел "Предельное поле полупроводникового лазера"). Подставляя в (32) ФРК для ПЛ из (47), получим

$$\tilde{\alpha} = \lambda \tau_{ph} / \beta ; \quad \tau_{ph} = \lambda / \beta ; \quad \beta = \alpha_0 \tau_0 \gg 1 , \quad (35)$$

т.е. τ_{ph} снова не зависит от τ_{ph} и растет с полем. Составляя отношение

$$\lambda / \tau_{ph} = \beta \gg 1 , \quad (36)$$

приходим к выводу, что выполнено условие сильного поля. Таким образом, дано строгое доказательство возможности осуществления режима сильного поля при любых, сколь угодно сильных, рассеивающих процессах. Это важно. Так, долгое время было принято считать, что из-за малых времен τ и сравнительно небольших полей, условие сильного поля в полупроводниках недостижимо.

ЭФФЕКТЫ СИЛЬНОГО ПОЛЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Появление щели в спектре, резкое изменение ФРЭ приводит к ряду новых эффектов. В частности, это переход в диэлектрическое состояние, резкое подавление релаксации (если $2\lambda > \omega_{ph}$), уменьшение поглощения сильного и слабого добавочного полей, особенности рекомбинационных спектров и др.

Одним из важнейших является эффект насыщения поглощения (или излучения), т.е. ослабления поглощения с ростом амплитуды поля. В отсутствие рекомбинации поглощение равно нулю, так как поглощение Q связано с гибеллю квазичастиц [2].

$$Q = \sum_p \frac{\xi_p}{\epsilon_p} \left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)_{st}, \quad (37)$$

а согласно (24) $n_p = 0$. Рекомбинация приводит к небольшому поглощению, не зависящему от поля (в слабом поле $Q \sim A^2$).

Рассмотрим качественно переход в диэлектрическое состояние. Пусть к полупроводнику в состоянии насыщения приложено слабое электрическое поле E_0 . Электроны и дырки не могут ускоряться в нем: щель $2A$ препятствует этому. Следовательно, ток будет равен нулю. Строгий расчет для проводимости подтверждает приведенные соображения

$$\sigma = \tilde{\sigma}_n (1 - \bar{a}^2), \quad \bar{a} = A \tau, \quad (38)$$

где $\tilde{\sigma}_n$ — обычная проводимость. При $\bar{a} \gg 1$ имеем $\sigma = 0$. Детальный анализ и сравнение с экспериментом подробно описываются в [2].

ПРЕДЕЛЬНОЕ ПОЛЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА

С помощью развитого подхода можно получить вместо (13) – (16) следующую систему уравнений для описания ПЛ сильного поля:

$$\partial N_\alpha / \partial t = \tilde{Q}_e - N_\alpha / \tau_0; \quad (39)$$

$$\partial n_p / \partial t = (\partial n_p / \partial t)_{sp} + I_p (1 - n_p); \quad (40)$$

$$\tilde{Q}_e = - \sum_p \frac{\xi_p}{\epsilon_p} \left(\frac{\partial n_p}{\partial t} \right)_{st}, \quad (41)$$

где I_p — ток накачки, действующий при $\xi = \xi_0$; $\xi_0 \gg A$. Здесь вместо электронов описание ведется на языке квазичастиц.

Рассмотрим стационарный режим, когда $\partial N_\alpha / \partial t = \partial n_p / \partial t = 0$, а также $T=0$, $u_q=0$.

Фундаментальный вывод, вытекающий из системы (39) – (41), состоит в существовании предельного поля одномодового лазера [5]. Действительно, умножив (40) на V_p^2 и интегрируя по \vec{p} , получим соотношение

$$\sum_p (\partial n / \partial t)_{st} V_p^2 \approx A^2 / \xi_0^2 = 0,$$

с помощью которого найдем из (39), (41)

$$N_\alpha / \tau_0 = \tilde{Q}_{ph} \approx - \sum_p \left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)_{st} = \sum_p n_p S_p^{SA} h;$$

$$S_p^{SA} h = 2\pi \sum_{p,q} |M_q|^2 \left\{ \delta(\epsilon'_p + \epsilon_q - \omega) n_p n_{p'} \right\}. \quad (42)$$

Интеграл оси $n_\rho S_{ph}^A$ является ограниченной функцией достигающей максимального значения при $n_\rho = 1$.

Таким образом, из (42) следует, что напряженность поля ограничена некоторым предельным значением λ_0 , которое будет вычислено ниже. Обсудим физический смысл полученного результата. Согласно соотношению (42) генерация ЭМП обусловлена аннигиляцией квазичастиц. Явный вид аннигиляционного интеграла S_{ph}^A дает наглядное представление об элементарном акте излучения. Аннигиляция двух квазичастиц эквивалентна переходу электрона из C^- в V -зону с испусканием фотона и фонона так, что генерация идет за счет непрямых переходов. Последнее связано с тем, что при $\Delta\tau_{ph} \gg 1$, $f(0) = T/2$ и прямые переходы оказываются насыщенными. Законы сохранения квазичастиц при аннигиляции накладывают ограничения на интервал энергий, при которых может идти генерация:

$$|\xi| < \omega_{ph} (1 - 2\lambda / \omega_{ph})^{1/2}. \quad (43)$$

Указанный интервал обращается в нуль, если напряженность достигает значения

$$\lambda_0 = \omega_{ph}/2. \quad (44)$$

В этом случае аннигиляция квазичастиц и, следовательно, генерация невозможны ($S_{ph}^A \equiv 0$) так, что λ_0 является верхним пределом поля, генерирующего лазером. Это предельное поле достигается в режиме высокой добротности

$$\eta = \beta / 2\omega_{ph} \epsilon_{ph} \gg 1. \quad (45)$$

В противоположном случае $\eta \ll 1$ (режим низкой добротности) предельное значение

$$\lambda_0 = \omega_{ph} \eta. \quad (46)$$

и достигается, когда ФРК принимает максимальное значение ($n_\rho \approx 1$) во всем интервале энергий $|\xi| < \omega_{ph}$, при которых происходит генерация. Зависимость λ от тока накачки изображена на рис. 5.

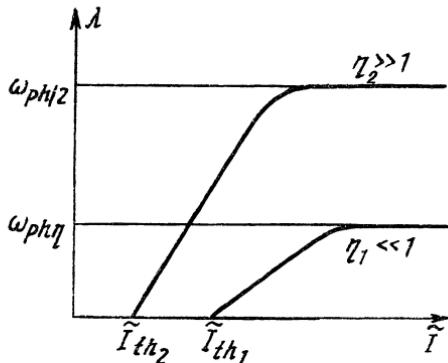


Рис. 5. Зависимость напряженности ЭМП ПЛ от тока накачки для режимов низкой и высокой добротности

Для вычисления (46) найдем $\pi(\xi)$ из кинетического уравнения (40) (ср. (30)):

$$\pi(\xi) = \begin{cases} u_p^2, & -\infty < \xi/\omega_{ph} < \tilde{\alpha}; \\ 0, & \tilde{\alpha} < \xi/\omega_{ph}, \end{cases} \quad (47)$$

где $\tilde{\alpha} = (2I/\pi\eta)^{1/2}$, I – безразмерный ток накачки. Подставляя и $\pi(\xi)$ из (47) в (39), находим связь

$$\lambda/\omega_{ph} = \tilde{\alpha}\eta, \quad (48)$$

описывающую зависимость λ от \tilde{J} .

Рост $\tilde{\alpha}$ с током J возможен только до $\tilde{\alpha} = 1$, так что приходим к (49).

Учтем влияние на λ_0 примесного рассеяния, обычно важно в ПЛ. Решая соответствующее кинетическое уравнение, получим при

$$\lambda_0/\omega_{ph} = \eta \sqrt{\tau_{ph}/\tau_{im}}, \quad (49)$$

т.е. предельная мощность $\sim \lambda_0^2$ возрастает в τ_{ph}/τ_{im} раз. Эффект насыщения генерации, а также целый ряд других явлений были обнаружены экспериментально и хорошо количественно согласуются с теорией [2].

Список литературы

1. Галицкий В. М., Елесин В. Ф. Резонансное взаимодействие электромагнитных полей с полупроводниками. М.: Энергоатомиздат, 1986.
2. Галицкий В. М., Гореславский С. П., Елесин В. Ф. ЖЭТФ, 1969, т. 57, с. 207–219.
3. Гореславский С. П., Елесин В. Ф. В кн.: Вопросы теории атомных столкновений. М.: Атомиздат, 1969, с. 157.
4. Александров А. С., Елесин В. Ф., Невский П. Л. Квантовая электроника, 1972, т. 6, с. 74.
5. Галицкий В. М., Елесин В. Ф. ЖЭТФ, 1975, т. 68, с. 216–223.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
Основные уравнения	3
Элементарная теория	5
Квазичастицы и их энергетический спектр в сильном ЭМП	6
Кинетика квазичастиц	7
Затухание квазичастиц в сильнонеравновесном состоянии	9
Эффекты сильного поля в полупроводниках	10
Предельное поле полупроводникового лазера	11

Владимир Федорович Елесин

РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ С ПОЛУПРОВОДНИКАМИ

Редактор Е.Г. Станкевич
Техн. редактор З.И. Хазова
Корректор А.В. Козырев

Тем. план 1989 г., поз. 11Д

Л.-21031 Подписано в печать 22/IV-89г. Формат 60x84 1/16
Объем 1,0 п.л. Уч.-изд. л. 1,0 Тираж 220 экз. Изд. № 071-1
Цена 10 коп. Заказ 1094

Московский инженерно-физический институт. Типография МИФИ.
115409, Москва, Каширское шоссе, 31