*Краткие сообщения по физике № 10 1977*

# ДИНАМИКА МЕЖДУЗОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

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

УДК 621.378.001

Впервые рассчитана динамика насыщения междузонного поглощения света и временное изменение функций распределения неравновесных частиц в полупроводниках. Вычисления проводились с помощью диффузионного приближения для интеграла электрон-фононных столкновений, в котором учтено влияние светового поля.

I. Обычно при исследовании междузонного поглощения (усиления) мощной световой волны считается, что столкновения неравновесных частиц (электронов и дырок) с фононами происходят за времена $\tau \lesssim 10^{-11}$ сек, так что их функции распределения в зонах можно считать фермиевскими с квазиуровнями Ферми, зависящими от поля (см., например, /I/). Поэтому насыщение поглощения (усиления) в подобной модели определяется изменением квазиуровня Ферми с ростом мощности светового поля. Для выяснения динамики междузонного поглощения следует, очевидно, найти изменение со временем функций распределения неравновесных носителей в зонах, т.е. решить соответствующие кинетические уравнения с учетом электрон-фононных столкновений. Качественно подобная задача рассматривалась в работе одного из авторов /2/, где было показано, что при $2\lambda > \omega_0$ ($\lambda = \frac{1}{2}\mu E$, $\mu$ - дипольный момент междузонного перехода, $E$ - амплитуда волны, $\omega_0$ - характерная частота фонона; $\hbar = 1$) следует ожидать уменьшения поглощения за счет подавления "аннигиляционного" члена в интервале столкновений квазичастиц с фононами /3/. В настоящей работе с помощью диффузионного приближения для интеграла электрон-фононных столкновений вычисляется динамика изменения функций распределения квазичастиц и поглощения со временем. Как будет показано, насыщение поглощения возникает уже за времена значительно меньшие, чем время "фермизации" (энергетическая релаксация). Это происходит в результате быстрой "симметризации" функций распределения по импульсам $\vec{p}$ относительно "точки" резонанса $\vec{p}_0$ $(p_0 = \sqrt{2m(\omega - \Delta)}$, $\omega$ – частота световой волны, $\Delta$ – ширина запрещенной зоны). Такое "просветление" обусловлено тем, что в сильном поле $(\lambda\tau > 1)$ "прямые" межзонные переходы насыщены и поглощение идет на "непрямых" переходах с участием фононов (например, из состояния с $p < p_0$ в состояние с $p > p_0$). В результате упругих столкновений населенности этих состояний выравниваются ("симметризация" функций распределения) и поглощение уменьшается.

2. Состояние полупроводника в сильном световом поле со слабо изменяющейся во времени амплитудой задается распределением квазичастиц $n_\alpha(\vec{p})$, $n_\beta(\vec{p})$ с энергиями $\varepsilon_{\alpha,\beta} = \pm\sqrt{\lambda^2 + \Delta\omega^2_{\vec{p}}} = \pm\varepsilon_{\vec{p}}$, где $\Delta\omega_{\vec{p}} = (p^2 - p_0^2)/2m$, $p_0^2/2m = (\omega - \Delta)/2 = \mu_0$ (для простоты рассматривается зонная модель полупроводника с равными эффективными массами) /2/. Релаксация $n_{\alpha,\beta}(\vec{p})$ описывается следующим выражением (для определенности рассматриваются электрон-фононные столкновения) /2,4/:

$$\left(\frac{\partial n_{\vec{p}}}{\partial t}\right)_{\text{ст}} = 2\pi\sum_{\vec{q}} C^2(q)\Big\{(u_{\vec{p}}u_{\vec{p}+\vec{q}} + v_{\vec{p}}v_{\vec{p}+\vec{q}})^2 \big\langle\delta(\varepsilon_{\vec{p}+\vec{q}} - \varepsilon_{\vec{p}} - \omega_{\vec{q}})\times$$
$$\times\left[n_{\vec{p}+\vec{q}}(1 - n_{\vec{p}}) + N_{\vec{q}}(n_{\vec{p}+\vec{q}} - n_{\vec{p}})\right] - \delta(\varepsilon_{\vec{p}+\vec{q}} - \varepsilon_{\vec{p}} + \omega_q)\times$$
$$\times\left[n_{\vec{p}}(1 - n_{\vec{p}+\vec{q}}) + N_{\vec{q}}(n_{\vec{p}} - n_{\vec{p}+\vec{q}})\right]\big\rangle - (u_{\vec{p}}v_{\vec{p}+\vec{q}} - v_{\vec{p}}u_{\vec{p}+\vec{q}})^2\times$$
$$\times\big\langle\delta(\varepsilon_{\vec{p}+\vec{q}} + \varepsilon_{\vec{p}} - \omega_q)\left[n_{\vec{p}}n_{\vec{p}+\vec{q}} + N_{\vec{q}}(n_{\vec{p}} + n_{\vec{p}+\vec{q}} - 1)\right]\big\rangle\Big\}, \quad (\mathrm{I})$$

где $\vec{q}$ – импульс фонона, $C(q)$ – матричный элемент электрон-фононного взаимодействия, $N_{\vec{q}}$ – распределение фононов, $\omega_{\vec{q}} = sq$, $s$ – скорость звука, $u^2_{\vec{p}} = \frac{1}{2}(1 + \Delta\omega_{\vec{p}}/\varepsilon_{\vec{p}})$, $v^2_{\vec{p}} = \frac{1}{2}(1 - \Delta\omega_{\vec{p}}/\varepsilon_{\vec{p}})$; $n_\alpha(\vec{p}) = (1 - n_\beta(\vec{p})) = n_{\vec{p}}$ вследствие идентичности зон. В сильном поле, где $\lambda > \omega_0/2$ $(\omega_0 = sp_0)$ последнее "аннигиляционное" слагаемое в (I) обращается в нуль вследствие закона сохранения энергии, а первые два можно разложить по малому параметру $\sim\omega_0/2\lambda$.

В задаче о поглощении $n_{\vec{p}}$ зависит лишь от модуля $\vec{p}$, поэтому можно провести интегрирование в (I) по углам, так как от углов зависят лишь $\delta$-функции. Разлагая результат интегрирования в ряд до $\omega_q^2$ включительно, получаем (см. также /4/):

$$\left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)_{\text{ст}} = \frac{1}{\rho^+(\varepsilon)}\frac{\partial}{\partial\varepsilon}\left\{D(\varepsilon)\frac{\partial\psi}{\partial\varepsilon} + M(\varepsilon)\psi(1-\psi)\right\} + L(\varepsilon)(\varphi-\psi). \quad (2)$$

Здесь $D(\varepsilon) = 2\left\{G_2^+(\varepsilon)\frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2-\lambda^2} + G_2^-(\varepsilon)\frac{\lambda^2}{\varepsilon^2-\lambda^2}\right\}$ – коэффициент энергетической диффузии, $M(\varepsilon) = 2\left\{G_1^+\frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2-\lambda^2} + G_1^-(\varepsilon)\frac{\lambda^2}{\varepsilon^2-\lambda^2}\right\}$ – энергетическая подвижность, $L(\varepsilon) = 2G_0^-\frac{\lambda^2}{\varepsilon^2-\lambda^2}$, $\psi(\varepsilon) = n_p(p>p_o)$, Уравнение для $\varphi(\varepsilon) = n_p(p<p_o)$ может быть получено из (2) заменой $\psi$ на $\varphi$ и $\rho^+(\varepsilon)$ на $\rho^-(\varepsilon)$; при этом

$$G_1^+ = \frac{m}{2\pi}\int_0^{2p_+} q\omega_q c^2(q)dq, \qquad G_2^+ = \frac{m}{2\pi}\int_0^{2p_o} q\omega_q^2 c^2(q)dq,$$

$$G_0^- = \frac{m}{2\pi}\int_{|p_+-p_-|}^{2p_o} q(2N_q+1)c^2(q)dq, \qquad G_1^- = \frac{m}{2\pi}\int_{|p_+-p_-|}^{p_++p_-} q\omega_q c^2(q)dq,$$

$$G_2^- = \frac{m}{2\pi}\int_{|p_+-p_-|}^{p_++p_-} q\omega_q^2 N_q c^2(q)dq, \qquad p_\pm = p_o\left(1 \pm \frac{1}{\mu_o}\sqrt{\varepsilon^2-\lambda^2}\right)^{1/2},$$

$$\rho_\pm(\varepsilon) = \frac{p_\pm}{p_o}\frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2-\lambda^2}}. \quad (3)$$

3. Число фотонов, поглощаемых в единицу времени, дается следующим выражением /2/:

$$Q(t) = \sum_{\vec{p}}\frac{\Delta\omega_{\vec{p}}}{\varepsilon_{\vec{p}}}\frac{\partial n_{\vec{p}}}{\partial t}. \quad (4)$$

Таким образом, для определения зависимости $Q$ от $t$ необходимо знать скорость изменения функции распределения со временем

$$\frac{\partial n_{\vec p}}{\partial t} = \left(\frac{\partial n_{\vec p}}{\partial t}\right)_{ст} \qquad (5)$$

Используя (2) и (3), легко получаем:

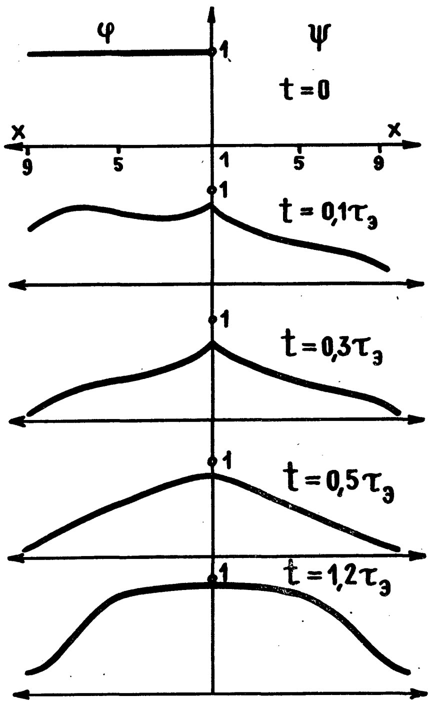
$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{\mu_0}{\lambda \tau_э} \frac{\sqrt{x^2-1}}{x} \frac{\partial}{\partial x}\left\{\frac{x^2+1}{x^2-1}\left[\psi(1-\psi) + \frac{T}{\lambda}\frac{\partial \psi}{\partial x}\right]\right\} + \frac{2\mu_0 T}{\omega_0^2 \tau_1}\frac{1}{x\sqrt{x^2-1}}(\varphi - \psi),$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\mu_0}{\lambda \tau_э} \frac{\sqrt{x^2-1}}{x} \frac{\partial}{\partial x}\left\{\frac{x^2+1}{x^2-1}\left[\varphi(1-\varphi) + \frac{T}{\lambda}\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right]\right\} + \frac{2\mu_0 T}{\omega_0^2 \tau_1}\frac{1}{x\sqrt{x^2-1}}(\psi - \varphi), \qquad (6)$$

$$\frac{1}{\tau_э} = \frac{sm}{\pi \mu_0 p_0}\int_0^{2p_0} q^2 C^2(q)\,dq, \quad \frac{1}{\tau_1} = \frac{sm}{\pi \mu_0 p_0}\int_0^{2p_0} p_0^2 C^2(q)\,dq, \quad x = \frac{\varepsilon}{\lambda}.$$

В (6) пренебрегается плавной зависимостью плотности состояний от энергии ($p_+ = p_- = p_0$), так что $D/M \sim T$ ($T > \omega_0$). Следует отметить, что мы пренебрегаем влиянием поглощения на величину светового поля, т.е. считаем начальную мощность световой волны достаточно высокой. Первые члены в правых частях (6) описывают энергетическую диффузию на участках спектра, связанных с определенным знаком $\Delta\omega_{\vec p}$. Характерное время этого процесса $\tau_э$ совпадает с обычным временем энергетической релаксации. Вторые члены в (6) описывают упругие процессы переброса с "ветви" $\varphi$ ($\Delta\omega_{\vec p} < 0$) на "ветвь" $\psi$ ($\Delta\omega_{\vec p} > 0$). Видно, что характерное время этого процесса "симметризации" $\tau_c \ll \tau_э$; действительно, $\tau_c/\tau_э \approx \omega_0^2/\lambda T \ll 1$. Система уравнений (6) с адиабатическими начальными условиями ($\varphi(x,0) = 1$, $\psi(x,0) = 0$), физическими граничными условиями ($\psi(\infty,t) = 0$, $\varphi(1,t) = \psi(1,t)$) и условием на непрерывность "потока" $\varphi(1-\varphi) +$

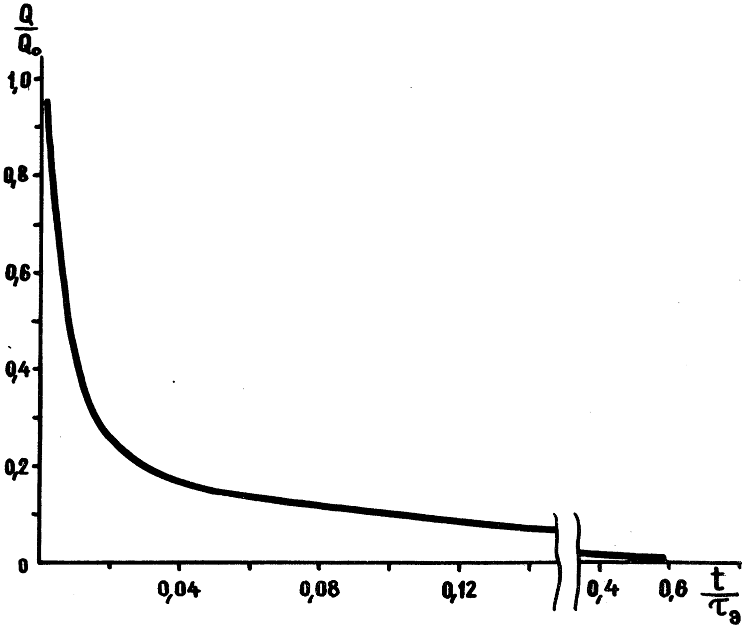
$+ \frac{T}{\lambda}\frac{\partial\varphi}{\partial x} = -\left[\psi(1-\psi) + \frac{T}{\lambda}\frac{\partial\psi}{\partial x}\right]$ при $x = 1$ решалась численно на ЭВМ для значений параметров: $T = \lambda$, $\lambda = 0{,}1\,\mu_0$, $\omega_0 = \lambda/3$, т.е.




Р и с. I. Динамика изменения функции распределения квазичастиц со временем

$\tau_c/\tau_э \approx 0{,}1$. Из рис. I видно, что за время порядка $t \approx \tau_c$ ($t \approx \approx 0{,}1\,\tau_э$) функция распределения симметризуется, а за времена $t \approx \tau_э$ она становится фермиевской. После "симметризации" главный упругий член обращается в нуль и поглощение должно резко упасть. Рис. 2 подтверждает этот вывод; уже за времена $t \approx 0{,}1\tau_э$

поглощение уменьшается почти на порядок. Таким образом, видно, что увеличивая мощность поля (т.е. уменьшая параметр $\omega_0/\lambda$), можно эффективно управлять динамикой междузонного поглощения све-




Р и с. 2. Динамика изменения поглощения света со временем.

$$Q_o = \frac{(2m\mu_o)^{3/2}}{4\pi}\,\frac{\lambda T}{\omega_o\tau_1^2}$$ – поглощаемая энергия при $t = 0$

та в полупроводнике. Указанный эффект может быть использован как для измерения различных характеристик полупроводников по кривой насыщения, так и в практических приложениях (например, в оптоэлектронике).


Поступила в редакцию
9 июня 1977 г.

## Литература


1. О. Н. Крохин, ФТТ, 7, 2612 (1965).
2. В. Ф. Елесин, ЖЭТФ, 69, 572 (1975).
3. В. М. Галицкий, С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин, ЖЭТФ, 57, 207 (1969).
4. А. С. Александров, Ю. П. Лисовец, В. Ф. Елесин, И. А. Полуэктов, Ю. М. Попов, Препринт ФИАН № 176, 1976 г.