

НЕПРЯМОЕ МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ НАЛИЧИИ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Л. Л. АЛИХАНОВА, Г. Л. ЕРКНАПЕТЯН, Э. М. КАЗАРЯН,
Г. Р. МИНАСЯН

Рассмотрено поглощение слабой электромагнитной волны, связанное с непрямыми электронными переходами в полупроводниках, в присутствии сильной волны. Показано, что наличие щелей в спектрах энергии носителей заряда в резонансной ситуации приводит к линейной зависимости коэффициента поглощения от частоты слабого сигнала. Эффект насыщения, связанный с присутствием сильной волны, приводит также к усилению слабого сигнала.

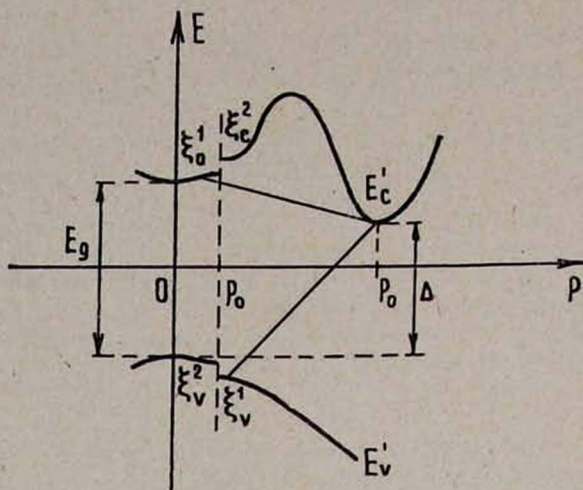
Известно, что резонансное взаимодействие сильной электромагнитной волны с собственным полупроводником приводит к существенному изменению энергетического спектра носителей заряда [1] — в спектрах энергии возникает щель, величина которой пропорциональна амплитуде напряженности электрического поля волны. Учет последнего обстоятельства соответствующим образом влияет на физические, в частности, оптические свойства полупроводников. Так, в работах [2, 3] было исследовано поглощение дополнительной слабой волны ($\omega \sim \Omega$, где Ω — частота сильной волны), связанное с прямыми электронными переходами, в присутствии сильной волны. Наличие щелей в квазиэнергетическом спектре носителей заряда, как показано в [2, 3], резко отражается на характере коэффициента поглощения слабого сигнала*.

С другой стороны, в полупроводниках типа *Ge* возможны не прямые электронные переходы из валентной зоны на побочный минимум зоны проводимости при частотах, меньших прямой ширины запрещенной зоны ($\omega < E_g/\hbar$). При этом поскольку побочный минимум зоны проводимости смещен в пространстве квазиимпульсов, для осуществления указанных переходов необходимо наличие третьего тела. Роль последнего, как правило, играет фонон или какой-либо дефект кристалла.

В настоящей работе рассматривается не прямое межзонное поглощение при наличии сильного поля при учете взаимодействия электронов с акустическими фононами. Здесь рассмотрен случай непрямого поглощения полупроводника, когда побочный минимум зоны проводимости c' в пространстве волновых векторов расположен ниже энергии прямого минимума c . В резонансной ситуации (прямой междозонный резонанс), как показано в [1, 4], на начальной стадии включения сильного поля имеет место со-

* Как показано в [4], учет электрон-фононного взаимодействия независимо от того, является ли оно слабым или сильным, не изменяет величины щели в спектрах, а затухания возбуждений малы.

стояние насыщения, в котором электроны в зоне проводимости заполняют все состояния с квазиимпульсами, меньшими некоторого $|p_0|$ (соответственно освобождаются состояния в валентной зоне, см. рисунок). В соот-



ветствии с этим наличие сильной волны, как будет показано ниже, качественно влияет на коэффициент непрямого поглощения слабого сигнала (например, усиление слабой волны другой частоты).

Для нахождения коэффициента поглощения будем исходить из формулы [5]

$$K(\omega) = \frac{2\pi\hbar c}{N\omega} \frac{W}{|A_1^0|^2}, \quad (1)$$

где ω — частота слабой волны, N — показатель преломления среды, A_1^0 — амплитуда слабой волны, W — вероятность переходов в единицу времени.

Для вычисления вероятности не прямых переходов в поле слабой волны воспользуемся стандартной техникой теории возмущений:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{lmn} \frac{|H_{nm}|^2 |V_{ml}|^2}{(E_m - E_l - \hbar\omega)^2} \delta(E_n - E_l - \hbar\omega \mp \hbar\omega_q), \quad (2)$$

где H_{nm} — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия, V_{ml} — матричный элемент перехода под действием слабой волны, $\hbar\omega_q$ — энергия фонона с волновым вектором q .

Для параболических законов дисперсий в резонансном приближении волновые функции и квазиэнергии зоны проводимости c и валентной зоны v в поле сильной волны в координатном представлении имеют вид [4]:

$$\begin{aligned} \Phi_v &= C_1 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_v^1 t\right) \varphi_v - C_2 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_c^1 t\right) \varphi_c, \\ \Phi_c &= C_2 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_v^2 t\right) \varphi_v + C_1 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_c^2 t\right) \varphi_c, \end{aligned} \quad (3)$$

$$E_{v,2}^{1,2} = - \left(\frac{E_g}{2} + \frac{p_0^2}{2\mu} \right) \mp \sqrt{\left(\frac{p^2 - p_0^2}{2\mu} \right)^2 + \hbar^2 \lambda^2},$$

$$E_{c,2}^{1,2} = \left(\frac{E_g}{2} + \frac{p_0^2}{2\mu} \right) \mp \sqrt{\left(\frac{p^2 - p_0^2}{2\mu} \right)^2 + \hbar^2 \lambda^2},$$

где

$$C_{1,2}^2 = \frac{\varepsilon(p) \pm \sqrt{\varepsilon^2(p) + \lambda^2}}{\sqrt{\varepsilon^2(p) + \lambda^2}},$$

$\hbar\lambda = \frac{e}{m_0 c} (A_0 P_{cv})$ — ширина квазиэнергетической щели, A_0 — амплитуда сильной волны, P_{cv} — матричный элемент квазиимпульса, вычисленный с помощью блоховских амплитуд, $\varepsilon(p) = \frac{1}{\hbar} \left(E_g + \frac{p^2}{2\mu} - \hbar\Omega \right)$ — расстройка резонанса, $\mu^{-1} = m_c^{-1} + m_v^{-1}$ — приведенная эффективная масса c -, v -зон, $|p_0|$ — резонансный импульс, определенный из условия $\varepsilon(p) = 0$, E_g — ширина прямой запрещенной зоны, φ_c , φ_v — невозмущенные блоховские волновые функции c -, v -зон.

Волновая функция и энергия зоны c' имеют вид

$$\Phi_{c'} = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_{c'} t\right) \varphi_{c'}, \quad E_{c'} = \Delta - \frac{E_g}{2} + \frac{(p' - p_0')^2}{2m_{c'}}, \quad (4)$$

где Δ — ширина не прямой запрещенной зоны, p' — квазиимпульс, соответствующий побочному минимуму, $\varphi_{c'}$ — соответствующая блоховская функция.

При вычислении W с помощью волновых функций (3) и (4) получается громоздкое выражение для $K(\omega)$. Выпишем выражение для коэффициента непрямого поглощения вблизи резонанса $\left(\left|\frac{p^2 - p_0^2}{2\mu}\right| \ll \hbar\lambda\right)$ в случае изотропной щели для представляющих интерес двух областей частот слабого поля.

а) В области

$$\omega \gtrsim \frac{\Omega}{2} + \frac{\Delta}{\hbar} - \frac{E_g}{2\hbar} - \lambda$$

имеем

$$K_1(\omega) = L_1 \left(\hbar\omega - \Delta + \frac{p_0^2}{2\mu} - \hbar\lambda \right), \quad (5)$$

где

$$L_1 = \frac{4(2\pi)^5 \hbar^2 p_0^2 \mu^{1/2} (x_1 m_{c'}^{3/2} + x_1' m_{v'}^{3/2})}{n\omega c |A_1|^2},$$

$$x_1 = \left| \frac{2D|p_0 - p_0'| \sqrt{n_0} (2\rho\omega_0)^{-1/2} |C_1|^3 d_{cc'} V_{cv}}{\hbar^2 \left(E_g + \frac{p_0^2}{2\mu} - \hbar\omega + 2\hbar\lambda \right)} \right|^2,$$

$$x_1 = \frac{2D|p_0 - p_0'| \sqrt{n_0} (2\rho\omega_0)^{-1/2} d_{cv} V_{c'v'}}{h^2 \left(\frac{p_0'^2 - p_0^2}{2\mu^*} + h\lambda \right)},$$

$$\tilde{\mu} = \frac{\mu^2 h \lambda}{p_0^2}, \quad \mu = \frac{m_v m_c}{m_v + m_c}, \quad \mu^* = \frac{m_v}{2},$$

D — константа деформационного потенциала, ρ — плотность вещества, ω_0 — фоновая частота, соответствующая переходу $|p_0\rangle \rightarrow |p_0'\rangle$, n_0 — числа заполнения фононов, d_{cv} , $d_{v'v}$ и $d_{cc'}$ — известные интегралы от произведений соответствующих блоховских функций.

Как видно из (5), в резонансной ситуации вместо обычной квадратичной зависимости от частоты [6] имеет место линейная зависимость, а порог непрямого поглощения сдвинут в сторону коротких волн на величину $\Delta\omega = \frac{\Omega}{2} - \frac{E_g}{2h} - \lambda$. Последнее есть следствие того, что в поле сильной волны все состояния в валентной зоне с $|p| < |p_0|$ свободны из-за указанной выше инверсной заселенности.

б) В области

$$\frac{1}{h} (E_g - \Delta) \leq \omega \leq \left(\frac{E_g}{2h} - \frac{\Delta}{h} + \frac{\Omega}{2} - \lambda \right)$$

имеем

$$K_2(\omega) = -L_2 \left(h\omega + \Delta - E_g - \frac{p_0^2}{2\mu} + h\lambda \right), \quad (6)$$

где

$$L_2 = \frac{4(2\pi)^5 h^2 p_0^2 x_2 (m_l)^{3/2} p_0^2 \tilde{\mu}^{1/2}}{n\omega c |A_0|^3},$$

$$x_2 = \left| \frac{2D|p_0' - p_0| \sqrt{n_0} (2\rho\omega_0)^{-1/2} |C_2|^3 P_{cv} V_{cv}}{h^2 \left(E_g + \frac{p_0^2}{2\mu} - h\omega - 2h\lambda \right)} \right|^2.$$

Знак минус в (6) соответствует усилению слабой волны с частотой $\omega > \frac{E_g}{h} - \frac{\Delta}{h}$. Таким образом, происходит усиление слабой волны за счет перекачки энергии из сильной.

В заключение заметим, что в отличие от поглощения слабой волны, связанного с прямыми электронными переходами [2, 3], в рассмотренном здесь случае поглощение и усиление в присутствии сильной волны происходят на существенно разных частотах.

Ереванский политехнический
институт

Поступила 15.III.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Галицкий, С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин. ЖЭТФ, 57, 207 (1966).
2. С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин. Письма ЖЭТФ, 10, 431 (1969).

3. С. А. Арутюнян, Э. М. Казарян, Г. Р. Минасян. ФТТ, 18, 2568 (1976).
4. В. Ф. Елесин. ФТТ, 11, 1820 (1969).
5. Оптические свойства полупроводников $A^{III}B^V$, Изд. Мир, М., 1969.
6. J. Bardeen, F. Blatt, L. H. Hill. Proc. of Atlantic City Conference on Photoconductivity, New York—London, 1956, p. 146.

ՈՉ ՈՒՂԻՂ ՄԻՋՁՈՆԱՅԻՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ ՈՒԺԵՂ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Լ. Լ. ԱԼԻԽԱՆՈՎԱ, Հ. Լ. ԵՐԿՆԱՊԵՏՅԱՆ, Է. Մ. ԿԱԶԱՐՅԱՆ, Հ. Ռ. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

Դիտարկված է թույլ էլեկտրամագնիսական ալիքի կլանումը՝ կապված կիսահաղորդիչներում ոչ ուղիղ էլեկտրոնային անցումների հետ ուժեղ լույսի առկայության դեպքում: Ցույց է տրված, որ անդրերի գոյությունը լիցքակիրների էներգետիկ սպեկտրներում ռեզոնանսային իրադրությունում բերում է թույլ լույսի համախոսությունից կլանման գործակցի դժային կախման: Հազիցման էֆեկտը, որը կապված է ուժեղ լույսի առկայության հետ, բերում է նաև թույլ լույսի ուժեղացմանը:

INDIRECT INTERZONE ABSORPTION IN SEMICONDUCTORS IN THE PRESENCE OF A STRONG ELECTROMAGNETIC WAVE

L. L. ALIKHANOVA, H. L. YERKNAPETYAN, E. M. KAZARYAN,
H. R. MINASYAN

The absorption of a weak electromagnetic wave in semiconductors is discussed in connection with indirect electron transitions in the presence of a strong wave. It is shown that the existence of an energy gap in the energy spectrum of charge carriers leads (in resonance case) to a linear dependence of absorption coefficient on the weak signal frequency. The simultaneous presence of a strong wave leads to a saturation, the ultimate effect of which is the weak signal amplification.