Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 339–342 (1973)

СОБСТВЕННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ТОНКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ В ПОЛЕ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Г. М. АРУТЮНЯН, Э. М. КАЗАРЯН

В работе рассматривается поглощение слабой электромагнитной волны в присутствии сильной в тонких полупроводниковых пленках. Показано, что учет размерного квантования приводит к возможности управления областью пропускаемых и усиливаемых частот.

В недавних работах [1, 2] было показано, что в поле сильной электромагнитной волны (в приближении резонансности) спектр носителей заряда существенно перестраивается как в массивном полупроводнике, так и в полупроводниковых пленках.

Характерной чертой энергетического спектра носителей заряда является наличие щели, зависящей от угла между направлением импульса электрона и вектором напряженности электрического поля волны. Последнее обстоятельство существенно влияет на разные физические характеристики образца и, в частности, на характер поглощения дополнительной слабой электромагнитной волны. Так, в работах [1, 3] показано, что коэффициент поглощения (как внутризонный, так и междузонный) в массивных образцах при наличии сильной электромагнитной волны становится анизотропным, что позволяет надеяться на экспериментальное определение величины щели.

В данном сообщении исследуется междузонное поглощение слабой электромагнитной волны в присутствии сильной в размерно квантованных полупроводниковых пленках.

Будем исходить из результатов работы [2], где в приближении резонансности были получены точные волновые функции и спектр носителей заряда.

В поле сильной электромагнитной волны $\vec{A}_{\rho} = \vec{A}^{\circ}_{\rho} \cos(\Omega t - s_z z)$ спектр электронов „c"-зоны принимает вид [2]

$$E^{c}_{m,\vec{k}} = \frac{1}{2}\left[\frac{\pi^2\hbar^2}{2m^*d^2}(m^2-n^2) + \Delta + \hbar\Omega\right] + \sqrt{\left[\frac{\hbar^2}{2m^*}(\vec{k}^2 - \vec{k}_0^2)\right]^2 + \hbar^2|a_{\vec{\rho}}|^2} \tag{1}$$

$$(m,\ n = 1,\ 2,\ 3\cdots).$$

Здесь $\hbar\vec{k}_0 = \vec{p}_0$ — резонансный импульс, вблизи которого возникает щель шириной $\hbar a_{\vec{\rho}}$ (массы носителей предполагаются одинаковыми, $m_c = m_v = m^*$),

$$p_0 = \sqrt{m^*\left[\hbar\Omega - \Delta - \frac{\pi^2\hbar^2}{2m^*d^2}(m^2+n^2)\right]},\quad \hbar a_{\vec{\rho}} = \frac{e}{c}(\vec{A}^{\circ}_{\rho}\cdot\vec{v}_{cv})F^{m}_{n,s_z}, \tag{2}$$

где $\vec{v}_{cv}$ — матричный элемент перехода между двумерными „c"- и „v"-зонами.

Следует отметить, что в отличие от [1, 3] величины p_0 и $\alpha_{\vec{p}}$, определяемые (2), характеризуют резонансный импульс и частоту переходов в условиях размерного квантования. Величина F^m_{n,s_z} [2], зависящая от толщины пленки d, порядка единицы (при $m=n=1$, $d\sim10^{-5}$ *см* и фотонном волновом векторе $s_z\sim10^5$ *см*$^{-1}$). При этом небольшое уменьшение d (в пределах одного порядка) приводит к увеличению F^m_{n,s_z}; соответственно увеличивается и величина щели (2). Это обстоятельство оказывается существенным при рассмотрении поглощения слабой электромагнитной волны $\vec{A}_{1\vec{p}}=\vec{A}^0_{1\vec{p}}\cos(\omega t-q_z z)$ с частотой $\omega\sim\Omega$.

Слабая волна учитывается по теории возмущений и коэффициент поглощения $\varkappa(\omega)$ вычисляется с учетом междузонных и резонансных переходов; температура пленки T при этом предполагается равной нулю.

Приведем выражения для коэффициента поглощения $\varkappa(\omega)$ при некоторых определенных условиях.

1. Для области $|\Omega-\omega|>2\alpha$ (щель изотропна, $\alpha_{\vec{p}}=\alpha=\text{const}$) имеем

$$\varkappa_1(\omega)=\pm\frac{\pi^2e^2m^*|v_{cv}|^2}{16\,Nc\hbar^2\omega}\sum_{n,m}|F^m_{n,q_z}|^2\times$$

$$\times\sqrt{\frac{x^2}{x^2-1}}\left[\left(\frac{2x^2-1}{x^2}\right)(\Theta_1+\Theta_2)\pm2\sqrt{\frac{x^2-1}{x^2}}(\Theta_1-\Theta_2)\right],\quad \omega\gtrless\Omega, \tag{3}$$

где

$$x=\frac{\omega-\Omega}{2\alpha},\quad \Theta_{1,2}=\Theta\left(\frac{p_0^2}{2m^*}\pm\hbar\sqrt{\left(\frac{\Omega-\omega}{2}\right)^2-|\alpha|^2}\right).$$

Здесь N — показатель преломления, а $\Theta_{1,2}$ — ступенчатые функции. Знак минус в (3) соответствует отрицательному поглощению, поскольку для частоты $\omega<\Omega$ имеется инверсная населенность.

2. Если разность энергий превосходит величину щели настолько, что $|\Omega-\omega|\gg\alpha$, то из (3) получаем

$$\varkappa_2(\omega)=\pm\frac{\pi^2e^2m^*|v_{cv}|^2}{4\,Nc\hbar^2\omega}\sum_{m,n}|F^m_{n,q_z}|^2\Theta\left[\hbar\omega-\Delta-\frac{\pi^2\hbar^2}{2m^*d^2}(m^2+n^2)\right],\quad \omega\gtrless\Omega. \tag{4}$$

3. Рассмотрим область $|\Omega-\omega|<2\alpha_{\vec{p}}$. В случае изотропной щели коэффициент поглощения есть

$$\varkappa_3(\omega)=0,\quad |\Omega-\omega|\leqslant2\alpha. \tag{5}$$

4. Если щель анизотропна, $\alpha_{\vec{p}} = \alpha \cos\vartheta$, то в предположении $\frac{p_0^2}{2m^*} \gg \hbar\omega$ для коэффициента поглощения получаем

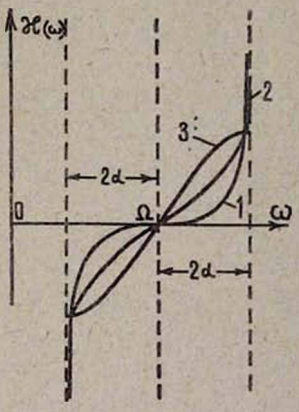
$$\varkappa_4(\omega) = \frac{e^2 m^* |v_{cv}|^2}{12\, N c \hbar^2 \omega} \sum_{m,n} |F^m_{n,\, q_z}|\, \Theta\left(\frac{p_0^2}{2m^*}\right)[a \cos^2\Phi + b \sin^2\Phi], \qquad (6)$$

$$a = \frac{1}{x}\left[(5x^2 - 2) F\left(\frac{\pi}{2}, x\right) + (2 - 4x^2) E\left(\frac{\pi}{2}, x\right)\right],$$

$$b = \frac{1}{x}\left[(x^2 - 1) F\left(\frac{\pi}{2}, x\right) + (4x^2 + 1) E\left(\frac{\pi}{2}, x\right)\right],$$

где $F\left(\frac{\pi}{2}, x\right)$ и $E\left(\frac{\pi}{2}, x\right)$ — полные эллиптические интегралы, а Φ — угол между $\vec{A}_{\vec{\rho}}$ и $\vec{A}_{\vec{1\rho}}$.

Таким образом, в этом случае, как и в [3], поглощение становится анизотропным и при $\Phi = 0$ в интервале α оно практически равно нулю (см. рисунок, кривая 1; кривые 2 и 3 соответствуют $\Phi = \frac{\pi}{4}$ и $\Phi = \frac{\pi}{2}$). Наличие щели в спектре приводит к тому, что коэффициент поглощения обращается в нуль в области изменения частоты (порядка α). Последнее, по-видимому, можно наблюдать в полупроводниковом лазере в условиях размерного квантования.



В заключение можно сказать, что учет размерного квантования дает возможность управлять величиной щели (с помощью изменения толщины пленки d) и, соответственно, областью пропускаемых и усиливаемых частот.

ИФИ АН АрмССР,
Ереванский государственный университет

Поступила 10.XII.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. М. Галицкий, С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин.* ЖЭТФ, 57, 207 (1969).
2. *Г. М. Арутюнян.* ФТП, 7, 600 (1973).
3. *С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин.* Письма ЖЭТФ, 10, 491 (1969).

ՍԵՓԱԿԱՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ՈՒԺԵՂ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ԴԱՇՏՈՒՄ ԳՏՆՎՈՂ ԲԱՐԱԿ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ

Գ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Է. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Աշխատանքում դիտարկվում է թույլ էլեկտրամագնիսական ալիքի կլանումը բարակ կիսահաղորդչային թաղանթներում ուժեղ ալիքի առկայության դեպքում։ Ցույց է տրվում,

որ չափային քվանտացումը տալիս է հաճախությունների անցման և ուժեղացման տիրույթների լրացուցիչ փոփոխությունների հնարավորություն։

SELF-ABSORPTION IN THIN SEMICONDUCTOR FILMS IN THE FIELD OF INTENSE ELECTROMAGNETIC WAVE

G. M. HARUTUNIAN, E. M. KAZARIAN

This paper deals with the absorption of weak electromagnetic wave in the presence of intense one in thin semiconductor films. It is shown that the dimensional quantization leads to the possibility of the variation of passing and amplified frequency range.