

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА  
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Сафронов Е. Ю., Синявский Э. П.

Исследования акустоэлектрических эффектов в полупроводниках в поле инфракрасного лазерного излучения, частота которого значительно меньше ширины запрещенной зоны  $\varepsilon_g$  и сравнима с кинетической энергией зонных носителей, интенсивно проводились в последние годы. Богатую библиографию по этому вопросу, а также описание фотостимулированных эффектов в полупроводниках можно найти в [1]. В настоящей работе предлагается новый механизм поглощения и усиления звука в поле высокочастотного лазерного излучения в квантующем магнитном поле.

Рассмотрим поглощение звука в невырожденном полупроводнике в поле лазерного излучения частоты  $\Omega \sim \varepsilon_g/\hbar$  в случае, когда волновой вектор звуковой волны  $\mathbf{q}$  перпендикулярен вектору напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}$  и  $ql \gg 1$  ( $l$  — длина свободного пробега электрона). При этом волновые функции электрона в валентной зоне (зоне проводимости) можно записать в виде

$$\Psi_{\alpha}^{(v, c)}(\mathbf{r}, t) = \varphi_{\alpha}^{(v, c)}(\mathbf{r}, t) \exp \left\{ -\frac{t}{\hbar} \int_0^t V_{\alpha\alpha}^{(v, c)}(\tau) d\tau \right\}, \quad (1)$$

где  $\varphi_{\alpha}^{(v, c)}(\mathbf{r}, t)$  — волновые функции носителя в магнитном поле в отсутствие звуковой волны соответственно в валентной зоне и зоне проводимости,  $V_{\alpha\alpha}^{(v, c)}$  — диагональный матричный элемент оператора взаимодействия носителя с акустической волной на волновых функциях электрона в магнитном поле [2] ( $\mathbf{q} \parallel O_y$ ):

$$V_{\alpha\alpha}^{(v, c)}(t) = qE_{(v, c)} U_0 L_n \left( \frac{q^2 R^2}{2} \right) e^{-\frac{q^2 R^2}{4}} \sin(\omega t + qk_x R^2),$$

$\alpha(n, k_x, k_z)$  — квантовые числа носителя в квантующем магнитном поле,  $R^2 = c\hbar/(eH)$  — квадрат магнитной длины,  $\omega$  — частота звука,  $L_n(x)$  — полиномы Лагерра,  $U_0$  — амплитуда смещения,  $E_v, E_c$  — константы деформационного потенциала для дырки и электрона соответственно. При записи (1) не учитывались недиагональные ( $n \neq n'$ ) матричные элементы, так как  $qR/2 < 1$ , что хорошо выполняется для рассмотренных далее значений напряженности магнитного поля и частоты звуковой волны.

Число переходов из  $n$ -го уровня Ландау валентной зоны на  $n'$ -й уровень Ландау зоны проводимости под действием лазерного излучения с поглощением (испусканием) одного кванта звуковой волны имеет вид ( $\rho < 1$ )

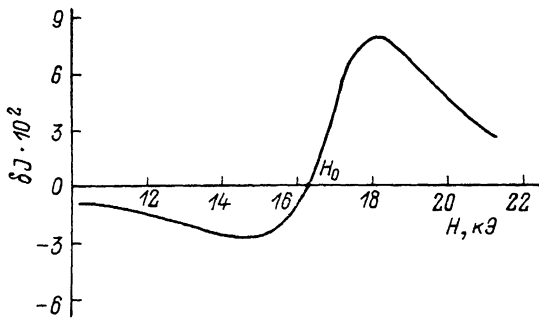
$$W^{\pm} = \frac{e^2 E_0^2 |P_{cv}|^2}{V \hbar^2 m_0^2 c^2} J_1^2(\rho) \sum_{\alpha} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \exp \left\{ -\Gamma_{\alpha} |t| - it \left[ \frac{\hbar k_x^2}{2\mu} + (n+1/2)\omega_c + \varepsilon_g/\hbar \pm \right. \right. \\ \left. \left. \pm \omega - \Omega \right] \right\}.$$

Здесь  $E_0$  — напряженность электрического поля неполяризованного лазерного излучения, распространяющегося вдоль направления магнитного поля,  $J_p(x)$  — функция Бесселя действительного аргумента,  $P_{cv}$  — матричный элемент оператора импульса на волновых функциях зонных электронов,

$$\rho^2 = \frac{2I(E_c - E_v)^2}{\rho_0 v^3 (\hbar\omega)^2}, \quad \Gamma_\alpha = \frac{\gamma}{|\hbar z|}, \quad \gamma = \frac{k_z T (E_v^2 \mu_h + E_c^2 \mu_e)}{2\pi \rho_0 v^2 \hbar^3 R^2},$$

$\mu^{-1} = \mu_h^{-1} + \mu_e^{-1}$ ,  $\mu_e, \mu_h$  — эффективные массы электрона и дырки,  $\rho_0$  — плотность кристалла,  $I$  — поток энергии звуковой волны,  $T$  — абсолютная температура,  $\omega_c = eH/(\mu c)$  — циклотронная частота,  $V$  — объем основной области кристалла. Учет взаимодействия носителей с акустическими колебаниями кристаллической решетки, необходимый для устранения расходимостей в вероятности перехода, возникающих из-за особенностей плотности состояний носителей в квантующем магнитном поле, проведен так же, как это делалось в [3] при исследовании междузонного коэффициента поглощения света. Влияние звуковой волны на

процессы рассеяния электронов на акустических колебаниях кристаллической решетки можно не учитывать, если  $\rho < 1$ ,  $q^2 R^2 \ll 1$ . Зная  $W^\pm$ , можно найти коэффициент поглощения звука ( $n=0$ ):



Зависимость  $\delta J$  от напряженности магнитного поля.

$$\Gamma = \frac{3}{16} \left( \frac{eE_0}{\pi R \hbar \Omega} \right)^2 \frac{\epsilon_g (E_c - E_v)^2}{\mu \rho_0 v^3 \hbar \omega} \left[ \frac{4\mu^2}{\hbar^2 \gamma} \right]^{1/3} \delta J, \quad \delta J = J(\Delta^+) - J(\Delta^-),$$

$$J(\Delta^\pm) = \int_0^\infty \frac{dx}{1 + x(\Delta^\pm - x)^2}, \quad \Delta^\pm = \frac{\Omega - \epsilon_g/\hbar - \omega_c/2 \pm \omega}{(\hbar \gamma^2 / 2\mu)^{1/3}}, \quad \left| \frac{P_{cv}}{m_0} \right|^2 \sim \frac{3\epsilon_g}{4}.$$

Дальнейшие расчеты проведем для полупроводника GaAs ( $\epsilon_g = 1.52$  эВ,  $\rho_0 = 5.8$  г/см<sup>3</sup>,  $v = 3 \cdot 10^5$  см/с,  $E_c = 7$  эВ,  $E_v = 1$  эВ,  $\mu_e = 0.07 m_0$ ,  $\mu_h = 0.5 m_0$ ) при  $\hbar\Omega - \epsilon_g = 1.5$  мэВ,  $\omega = 10^{10}$  с<sup>-1</sup>,  $T = 10$  К. На рисунке приведена зависимость  $\delta J$  от напряженности магнитного поля. При  $H < H_0$   $\delta J$  отрицательно, и, следовательно, должно наблюдаться усиление звуковой волны. Это связано с тем, что при таких значениях напряженности магнитного поля в основном происходит поглощение лазерного фотона с излучением кванта звука. При  $H > H_0$  — наиболее активный процесс с поглощением звукового кванта. В максимуме поглощения ( $H = 18$  кЭ) при  $E_0 = 10^3$  В/см (что находится далеко от порога разрушения полупроводникового материала)  $\Gamma = 2 \cdot 10^3$  см<sup>-1</sup>, при  $H = 15$  кЭ  $\Gamma = -7 \cdot 10^2$  см<sup>-1</sup>. Оценку значения напряженности магнитного поля  $H_0$ , при котором коэффициент поглощения звука равен нулю, можно провести из условия  $|\hbar\Omega - \epsilon_g| \sim \frac{\hbar e H_0}{2\mu c}$ .

Таким образом, предлагаемый механизм поглощения (усиления) звуковой волны заслуживает внимания, если учесть, что в отсутствие лазерного излучения звук практически не поглощается. Большие значения  $\Gamma$  позволяют надеяться на экспериментальное обнаружение рассмотренного механизма поглощения (усиления) звука. Заметим, что  $\Gamma$  является не очень чувствительной функцией от параметров исследуемого полупроводника, частоты звуковой волны ( $\omega \sim 10^9 \div 10^{11}$ ,

$$\frac{q^2 R^2}{4} \ll 1).$$

- [1] Эпштейн Э. М., Шмелев Г. М., Цуркан Г. И. Фотостимулированные процессы в полупроводниках. Кишинев, 1987. 168 с.  
 [2] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1963. 702 с.  
 [3] Сивявский Э. П. Кинетические эффекты в электрон-фононных системах в поле лазерного излучения. Кишинев, 1976. 170 с.

Институт прикладной физики  
 АН ССР Молдовы  
 Кишинев

Получено 21.03.1990  
 Принято к печати 9.01.1991

ФТП, том 25, вып. 5, 1991

## ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ СО СТЕХИОМЕТРИЧЕСКИМИ ВАКАНСИЯМИ

Грушка Г. Г., Гавалешко Н. П., Грушка З. М.

Объектами исследования являются монокристаллы полупроводниковых соединений  $p\text{-Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_8$  ( $x=0.375$ ),  $n\text{-Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_8$  ( $x=0.5$ ) и  $n\text{-In}_2\text{Te}_3$  ( $x=1$ ), относящиеся к системе  $(\text{In}_2\text{Te}_3)_x\text{-(Hg}_3\text{Te}_3)_{1-x}$ . Характерной особенностью указанных

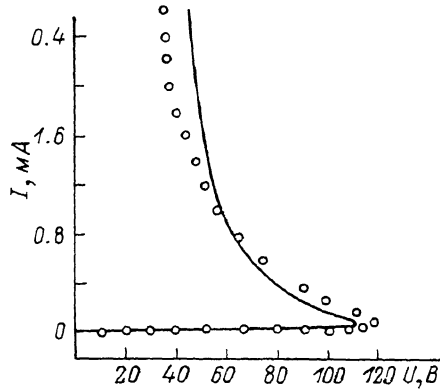
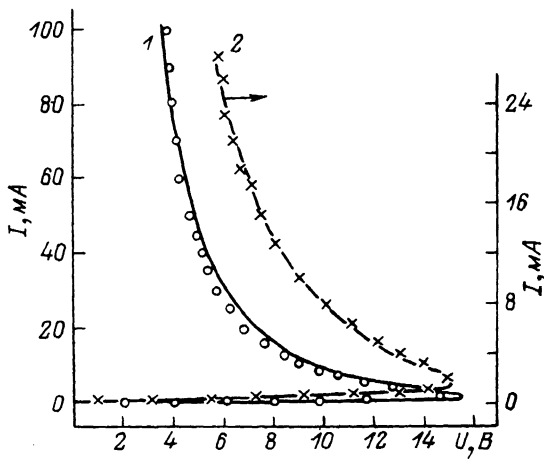


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики образцов  $n\text{-Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_8$  толщиной 760 мкм (1) и  $p\text{-Hg}_5\text{In}_2\text{Te}_8$  толщиной 880 мкм (2).

Рис. 2. Вольт-амперная характеристика образца  $n\text{-In}_2\text{Te}_3$  толщиной 500 мкм.

кристаллов является наличие в их кристаллической решетке большой ( $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) концентрации стехиометрических вакансий и связанных с ними локализованных состояний в запрещенной зоне [1, 2]. Исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ) массивных образцов толщиной  $d=100\text{--}900$  мкм при комнатной температуре. Эксперименты проводились в режиме постоянного тока. Последовательно с образцом включалось нагрузочное сопротивление, величина которого подбиралась в пределах 760 Ом—100 кОм в зависимости от сопротивления образца. Все исследованные образцы обладали статическим отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС) S-типа. Типичные зависимости ВАХ приведены на рис. 1, 2 (экспериментальные данные изображены точками). При переходе в низкоомное состояние сопротивление образцов, имевших  $10^3\text{--}10^6$  Ом, уменьшается на 2—3 порядка. Величина порогового напряжения  $U_*$  ( $E_* \approx \approx 10^2\text{--}10^3$  В/см) зависит от сопротивления образца и уменьшается с повышением