

## ПОГЛОЩЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫМИ КАПЛЯМИ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

*Л.В.Келдыш, С.Г.Тиходеев*

Рассмотрено взаимодействие ультразвука с электронно-дырочными каплями (ЭДК) в полупроводнике. Получен коэффициент поглощения звука и скорость дрейфа увлекаемых им ЭДК. В случае малых капель температурная зависимость коэффициента поглощения имеет резкий максимум, а скорость дрейфа ЭДК достигает скорости звука уже при весьма небольших амплитудах звуковой волны.

При достаточно большой плотности электронов и дырок в полупроводнике при низких температурах возможен фазовый переход первого рода, при котором газ неравновесных носителей тока расслаивается на две фазы – газообразную и жидкую в виде электронно-дырочных капель (ЭДК) с равновесной плотностью носителей  $n_0$ , средним радиусом  $R$ , распределенных в объеме полупроводника с плотностью  $N_0$  [1]. Эта жидкость является вырожденной электронно-дырочной плазмой и эффективно взаимодействует с ультразвуком, а механизм поглощения ультразвука в полупроводнике, заполненном ЭДК, зависит от соотношения длины волны  $\lambda$  и размеров ЭДК.

При  $\lambda \ll R$  поглощение звука есть поглощение пространственно-однородной электронно-дырочной ферми-жидкостью и описывается известными формулами [2], следует только учесть неполную заполненность объема полупроводника каплями.

В случае же  $\lambda \gg R$  механизм поглощения будет существенно иным. В этом приближении на каждую электронно-дырочную пару в ЭДК в поле неоднородной деформации действуют одинаковые силы [3], поэтому ЭДК под воздействием ультразвука начнут колебаться и рассеивать энергию, взаимодействуя с тепловыми фононами решетки. Трение капли о решетку при малых скоростях движения капли  $V \ll S$  ( $S$  – ско-

рость звука в полупроводнике) будет вязким с кинематическим коэффициентом трения [4]

$$\gamma = \frac{2}{3(2\pi)^3} \frac{m_e^2 D_e^2 + m_h^2 D_h^2}{\hbar^2 (m_e + m_h) \rho S} \left( \frac{k_0 T}{\hbar S} \right)^5 \int_0^{\xi_0} \xi^5 \frac{\exp \xi}{(\exp \xi - 1)^2} d\xi, \quad (1)$$

где  $\xi_0 = 2\hbar s (3\pi^2 n_0)^{1/3} / k_0 T$ ,  $T$  – температура кристалла,  $\rho$  – его плотность,  $m_e$ ,  $m_h$  и  $D_e$ ,  $D_h$  – масса и деформационный потенциал электрона и дырки соответственно.

В кубическом однодолинном полупроводнике с невырожденными зонами на малую ( $R \ll \lambda$ ) каплю в поле продольной звуковой волны частоты  $\omega$  и волновым вектором  $\mathbf{k}$ , направленным вдоль оси  $OX$   $\epsilon = \epsilon_0 \sin \times (\omega t - kx)$  ( $\epsilon = T \eta \epsilon_{ij}$  – деформация кристалла) действует сила

$$F = \frac{4}{3} \pi R^3 n_0 Dk \epsilon_0 \cos(\omega t - k\xi), \quad (2)$$

где  $\xi$  –  $x$ -координата капли,  $D = D_e + D_h$ .

Уравнение движения капли в поле силы (2) будет иметь вид

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} + \gamma \frac{d\xi}{dt} = \frac{Dk\epsilon_0}{m} \cos(\omega t - k\xi), \quad \text{где } m = m_e + m_h. \quad (3)$$

Решение уравнения (3) будем искать в виде  $\xi = Vt + x(t)$ , где  $V$  – постоянная скорость дрейфа ЭДК, а  $x(t)$  – малые колебания (с амплитудой  $x_0 \ll \lambda$ ). Тогда  $\cos(\omega t - k\xi) = \cos \Omega t + kx \sin \Omega t$ , ( $\Omega = \omega - kV$ ) и (3) имеет вид

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \gamma \frac{dx}{dt} + \gamma V = \frac{Dk\epsilon_0}{m} \cos \Omega t + \frac{Dk^2 \epsilon_0}{m} x \sin \Omega t. \quad (4)$$

Решая уравнение (5), получим

$$V = \frac{D^2 \epsilon_0^2}{2m^2} k^3 \frac{1}{\Omega (\Omega^2 + \gamma^2)}, \quad (5)$$

$$x = \frac{Dk\epsilon_0}{(\Omega^2 + \gamma^2)m} \left( \frac{\gamma}{\Omega} \sin \Omega t - \cos \Omega t \right). \quad (6)$$

При  $\omega \sim \gamma$  условие  $x_0 \ll \lambda$  дает  $V \ll S$  при интенсивностях ультразвука ( $I = \rho S^3 \frac{\epsilon_0^2}{2}$ ):

$$I \ll \frac{m^2 \rho S^7}{D^2} \sim 10 \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2} \quad (7)$$

при  $D \sim 10$  эв,  $m \sim 10^{-27}$  г,  $\rho \approx 5$  г·см $^{-3}$ ,  $S \approx 5 \cdot 10^5$  см·сек $^{-1}$  (6) позволяет определить энергию, поглощаемую каплей за единицу времени при  $V \ll S$

$$F \frac{dx}{dt} = \frac{\frac{4}{3} \pi R^3 n_0 D^2 k^2 \epsilon_0 \gamma}{2m(\gamma^2 + \omega^2)}$$

и обусловленный всей совокупностью каплей коэффициент поглощения ультразвука

$$\delta = \left| \frac{d \ln I}{dx} \right| = \bar{n} \frac{D^2}{\rho m S^5} \frac{\gamma \omega^2}{\gamma^2 + \omega^2}, \quad (8)$$

где  $\bar{n} \equiv \frac{4}{3} \pi R^3 n_0 N_0$  – средняя плотность конденсата по всему полупроводнику. При  $\lambda \gg R$  коэффициент поглощения не зависит от размеров каплей. По порядку величины при  $\omega \sim 10^9$  сек $^{-1}$ ,  $\bar{n} \sim 10^{14}$  см $^{-3}$ ,  $\delta \sim 1 + 10$  см $^{-1}$ . На рис. 1 и 2 приведены температурные зависимости  $\gamma$  и  $\delta$  (при разных частотах), рассчитанные по формулам (1) и (8) соответственно (при  $D = 5$  эв,  $m = 0,5 \cdot 10^{-27}$  г,  $n_0 = 2 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ ,  $S = 5 \cdot 10^5$  см·сек $^{-1}$ ,  $\rho = 5$  г·см $^{-3}$ ). Величина  $\delta$  приведена в относительных единицах, поскольку абсолютное ее значение пропорционально уровню возбуждения полупроводника, зависящему от эксперимента.

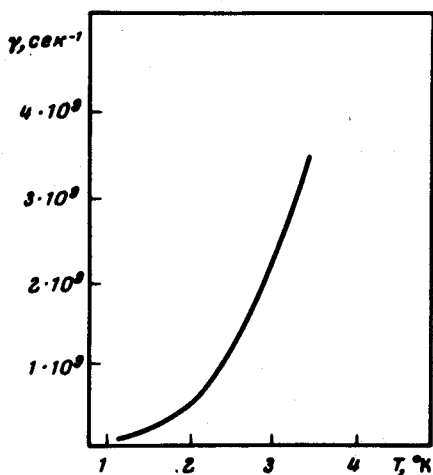


Рис. 1

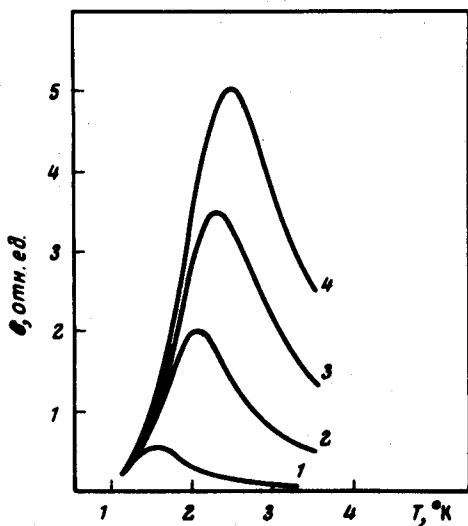


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения ультразвука от температуры при частотах  $\omega$ , равных 1. –  $10^8$  сек $^{-1}$ , 2. –  $4 \cdot 10^8$  сек $^{-1}$ , 3. –  $7 \cdot 10^8$  сек $^{-1}$ , 4. –  $10^9$  сек $^{-1}$

Как видно из этих рисунков, наиболее характерной особенностью поглощения ультразвука малыми ЭДК при малых интенсивностях ультразвука является его резко выраженная резонансная зависимость от температуры.

При интенсивностях  $I > \frac{\gamma^2}{\omega^2} \frac{m^2 \rho S^7}{2D^2}$  капли будут полностью увлекаться ультразвуковой волной:  $x = St + x_0$ . Уравнение (3) дает в этом случае

$$x_0 = \frac{1}{k} \arccos \frac{2\gamma Sm}{Dk\epsilon_0} = \frac{1}{k} \arccos \left( \frac{\gamma}{\omega} \frac{mS^2}{D} \sqrt{\frac{\rho S^3}{2I}} \right). \quad (9)$$

Хотя формально мы не можем использовать формулу (1) при  $V \sim S$ , есть основания предполагать, что в этом случае порядок  $\gamma$  сохраняется. [5]:

Рассмотренный механизм поглощения ультразвука не является конечно специфическим для кубических однодолинных кристаллов. Он должен существовать и в полупроводниках с произвольной зонной структурой и анизотропией и при этом будет возможен для всех типов звуковых волн, а не только чисто продольных.

Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
11 апреля 1975 г.

### Литература

- [1] Ya. Pokrovskii. Phys. Stat. Sol. (a) 11, 385, 1972.
- [2] А.И.Ахиезер, М.И.Каганов, Г.Я.Любарский. ЖЭТФ, 32, 837, 1957.
- [3] В.С.Багаев, Т.И.Галкина, О.В.Гоголин, Л.В.Келдыш. Письма в ЖЭТФ, 10, 309, 1969.
- [4] Л.В.Келдыш. Сб. Экситоны в полупроводниках, М., изд. Наука, 1974.
- [5] С.Г.Тиходеев. Краткие сообщения по физике (ФИАН СССР (в печати)).