

ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА В СВЕРХРЕШЕТКЕ В ПРИСУТСТВИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

А. О. АЗИЗЯН

В работе рассматривается взаимодействие электронов, находящихся в постоянном электрическом поле и в поле сверхрешетки, со звуком, распространяющимся вдоль направления сверхрешетки. Получено выражение для величины поглощенной энергии. Поглощение энергии при малых полях носит осцилляционный характер.

Рассмотрение периодических полупроводниковых структур, состоящих из чередующихся слоев различной проводимости, приводит, как известно [1], к разбиению энергетических зон полупроводника на ряд одномерных подзон. Специфика энергетического спектра таких систем позволяет наблюдать в них эффекты, представляющие значительный интерес. Так, например, в [2] исследовано поглощение света, где показано, что край полосы поглощения сдвигается в длинноволновую область.

Возникновение отрицательного дифференциального сопротивления, обусловленного брэгговским отражением, было предсказано в [3] при рассмотрении действия дополнительного периодического потенциала на зону проводимости и валентную зону. В [4] были детально рассмотрены электрические и электромагнитные свойства полупроводников со сверхрешеткой.

В настоящей работе рассматривается поглощение звука в полупроводниках со сверхрешеткой в присутствии электрического поля. Известно (см., например, [4]), что энергетический спектр и волновая функция электронов в периодическом потенциале в присутствии электрического поля есть

$$E_n^{\pm} = E_n - eaF, \quad \psi_n^{\pm} = \sum_m \varphi_{n-m} \omega_{n-m}(x-am), \quad (1)$$

где

$$\varphi_{n-m} = \int_{-\frac{\pi}{a}}^{\frac{\pi}{a}} \frac{adk}{2\pi} \exp \left[ika(n-m) - i \int_{-\frac{\pi}{a}}^k dk' \frac{I_v(k')}{eF} \right], \quad (2)$$

E_n — средняя по k энергия в разрешенной v -зоне, n — номер ячейки, пробегающий значения от $-\frac{N}{2}$ до $\frac{N}{2}$, a — период сверхрешетки, $I_v(k)$ определяет закон дисперсии в зоне, F — электрическое поле, приложенное в направлении сверхрешетки, $\omega_{n-m}(x)$ — функция Ванье.

Из выражения (2) видно, что $|\varphi_{n-m}|^2$ убывает с ростом $|n-m|$. Таким образом, движение электрона вдоль направления сверхрешетки оказывается финитным, а центр локализации совпадает с

n -ой ячейкой. При увеличении поля $|\varphi_v(n-m)|^2$ становится много меньше единицы при $m \neq n$, что означает локализацию электрона в n -ой ячейке. Следует отметить, что формулы (1) и (2) выведены в предположении $eaF \ll E_{v+1} - E_v$, т. е. при полях, при которых переходами между зонами можно пренебречь.

Пусть в системе с таким энергетическим спектром распространяется звуковая волна с волновым вектором $q = q_x$ в направлении сверхрешетки и приложения электрического поля. При $ql \gg 1$ (l — длина свободного пробега электрона) поглощение можно рассматривать на языке отдельных звуковых квантов. Закон сохранения энергии при этом дает

$$E_{v'} - E_v + eaF(n - n') = \hbar\omega. \quad (3)$$

Энергия, диссипируемая за единицу времени в единице объема, есть

$$Q = \frac{1}{V} \sum_{\alpha, \alpha'} \frac{\pi}{2\hbar} [f(\varepsilon_{\alpha'}) - f(\varepsilon_{\alpha})] \hbar\omega_{\alpha'\alpha} |U_{\alpha'\alpha}|^2 \delta(\hbar\omega_{\alpha'\alpha} - \hbar\omega), \quad (4)$$

где α обозначает p_y, p_z, n, v , $U = U_0 e^{iqx}$, $\hbar\omega_{\alpha'\alpha} = \hbar\omega$, $V = SL_x$.

В рассматриваемом случае имеем

$$\begin{aligned} U_{p'_y p'_z n' v'; p_y p_z n v} &= \delta_{p'_y p_y} \delta_{p'_z p_z} \sum \varphi_{v'}^* (n' - m') \varphi_v (n - m) \times \\ &\times \int \omega_{v'}(x - am') e^{iqx} \omega_v(x - am) dx = \\ &= \delta_{p'_y p_y} \delta_{p'_z p_z} \delta_{v' v} \sum_m \varphi_{v'}^* (n' - m) \varphi_v (n - m) e^{iqam}. \end{aligned} \quad (5)$$

В случае сильной связи в формуле для $\varphi_v(n-m)$ нужно положить $I_v(k) = I_v \cos ka$. Тогда, используя разложение

$$\exp(\pm ix \sin \varphi) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s(x) \exp(\pm is\varphi)$$

и формулу сложения для функций Бесселя, а также (3), $|U_{\alpha'\alpha}|^2$ можно привести к виду

$$|U_{p'_y p'_z n' v'; p_y p_z n v}|^2 = \delta_{p'_y p_y} \delta_{p'_z p_z} \delta_{v' v} J_{n-n'}^2 \left(\frac{I_v}{eaF} \right) U_0^2. \quad (6)$$

Подставляя (6) в (4), беря $f(\varepsilon_{\alpha}) = e^{\frac{\mu - \varepsilon_{\alpha}}{T}}$ и предполагая для простоты $v = 1$, для Q будем иметь следующее выражение:

$$Q = \frac{m\omega T U_0^2}{4\hbar^2 L_x} \left(e^{\frac{\hbar\omega}{T}} - 1 \right) e^{\frac{\mu - E_1}{T}} \frac{1}{eaF} J_{n-n'}^2 \left(\frac{I}{eaF} \right) \frac{\text{sh} [eaF(N+1)/2T]}{\text{sh} (eaF/2T)}. \quad (7)$$

Выражение для $e^{\frac{\mu}{T}}$ получается из формул для термодинамического потенциала и числа частиц

$$\Omega = -T \sum_{\alpha} e^{\frac{\mu - E_{\alpha}}{T}}, \quad N_{\alpha} = - \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \mu} \right)_{T, V}, \quad n_0 = \frac{N_{\alpha}}{V}.$$

Для Ω имеем

$$\Omega = -T^2 \frac{Sm}{2\pi\hbar^2} e^{\frac{\mu - E_1}{T}} \frac{\text{sh}[eaF(N+1)/2T]}{\text{sh}(eaF/T)}$$

и окончательное выражение для Q есть

$$Q = \frac{\pi n_0 \omega U_0^2}{2} \left(e^{\frac{\hbar\omega}{T}} - 1 \right) \frac{1}{eaF} J_{\frac{\hbar\omega}{eaF}}^2 \left(\frac{I}{eaF} \right).$$

При $I \gg eaF$

$$J_{\frac{\hbar\omega}{eaF}} \left(\frac{I}{eaF} \right) \approx \left(\frac{2eaF}{\pi I} \right)^{\frac{1}{2}} \cos \left(\frac{I}{eaF} - \frac{\pi\hbar\omega}{2eaF} - \frac{\pi}{4} \right)$$

и Q равно

$$Q = \frac{n_0 \omega U_0^2}{I} \left(e^{\frac{\hbar\omega}{T}} - 1 \right) \cos^2 \left(\frac{I}{eaF} - \frac{\pi\hbar\omega}{2eaF} - \frac{\pi}{4} \right), \quad (8)$$

т. е. при малых F поглощение звука носит осцилляционный характер.

В заключение выражаю благодарность В. С. Сардаряну за внимание к работе.

Поступила 20.VII.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М. И. Овсянников, Ю. А. Романов, В. И. Шабанов, Р. Г. Логинов. ФТП, 4, 2225 (1970).
2. Ю. А. Романов. ФТП, 5, 1434 (1971).
3. Л. В. Келдыш. ФТТ, 4, 2265 (1962).
4. Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис. ФТП, 6, 148 (1972).

ՉԱՅՆԻ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԳԵՐՑԱՆՑՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱՌԿԱՏՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Հ. Հ. ԱԶԻԶՅԱՆ

Աշխատանքում դիտարկվում է հաստատուն էլեկտրական և զերցանցի դաշտերում գտնվող էլեկտրոնների փոխազդեցությունը ձայնի հետ, որը տարածվում է զերցանցի ուղղության երկայնքով: Ստացված է արտահայտություն կլանման էներգիայի մեծության համարի էներգիայի կլանումը փոքր դաշտերի դեպքում կրող է օսցիլյացիոն բնույթ:

ABSORPTION OF SOUND IN SUPERLATTICE IN THE PRESENCE OF ELECTRIC FIELD

A. N. AZIZYAN

The interaction of electrons in the static electric field and in the field of superlattice with the sound wave propagating along the direction of superlattice is discussed in this work. The expression for the quantity of absorbed energy is obtained. The energy absorption in the weak field has an oscillating character.