

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ И КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ В УСЛОВИЯХ РАЗМЕРНОГО КВАНТОВАНИЯ

А. О. АЗИЗЯН, Г. М. АРУТЮНЯН

В последнее время особый интерес приобрели вопросы электрон-фоонных взаимодействий в задачах об усилении, генерации и поглощении звуковых квантов электронами. Лишь сравнительно недавно [1] подобные вопросы стали изучать в тонкопленочных структурах.

В настоящей работе вычислены акустоэлектрический ток и коэффициент поглощения в условиях размерного квантования как для вырожденного, так и для невырожденного электронного газа в случае коротковолнового звука, т. е. при $ql \gg 1$ (l — длина свободного пробега электрона, $q = \frac{\omega}{v}$, где q , ω , v — волновое число, частота и скорость звука).

Так как длина звуковой волны мала по сравнению с толщиной d пленки, то в смысле распространения звука ее можно рассматривать, казалось, неограниченной во всех направлениях [2] и результаты совпали бы с результатами [3], [4]. Однако вследствие того, что рассматриваемые здесь процессы связаны с электронным поглощением, а спектр электронов квантован, то наблюдается осцилляционная зависимость полученных результатов от толщины пленки.

Итак, рассмотрим пленку с квантованным энергетическим спектром носителей заряда, в плоскости которой распространяется звуковая волна, создающая акустоэлектрический ток, или при разомкнутой цепи акустоэлектрическое поле.

Для вычисления акустоэлектрического тока необходимо модифицировать выражение для j^{ak} , приведенное в работе [3], с учетом указанного выше квантования. После этого выражение приобретает вид

$$i = \frac{eh}{4\pi^2 md} \sum_{s=1}^M \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} k_x f(s, \vec{k}) d\vec{k}_x dk_y, \quad (1)$$

где s — номер подзоны, M — полное число заполненных подзон, равное $\left[\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_0}} \right]$ и $\left[\sqrt{\frac{T}{\epsilon_0}} \right]$ в случае статистики Ферми и Больцмана соответственно, $[t]$ — есть целая часть t , $\left(\epsilon_0 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2md^2} \right)$ — энергия первой пленочной подзоны, μ — энергия Ферми, T — температура в энергетических

единицах $\vec{k}(k_x, k_y)$ — волновой вектор электронов, $f(s, \vec{k})$ — диагональный элемент матрицы плотности, полученный в [3].

Интегрирование и суммирование в (1) для акустоэлектрического тока и поля, выполненные в предположении $\hbar\omega \ll \mu$ и $\hbar\omega \ll T$ дает соответственно:

а) статистика Ферми

$$j = \frac{|C_q|^2 N_q e \hbar \omega \rho v^2}{\pi E_0^2 T (2m\mu)^{1/2}} \frac{M}{M+1}, \quad (2)$$

$$E = \frac{|C_q|^2 |N_q| m^2 \omega}{\pi^2 e n \hbar^3} \frac{M}{\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}}, \quad (3)$$

б) статистика Больцмана (заполнена одна пленочная подзона)

$$j = ev \left(\frac{2\pi}{m^3 T^3} \right)^{1/2} \frac{|C_q|^2 N_q \omega \rho d \hbar^3}{3E_0^2}, \quad (4)$$

$$E = \left(\frac{\pi m}{3T^3} \right)^{1/2} \frac{|C_q|^2 N_q \omega}{e}. \quad (5)$$

Здесь n — концентрация электронов, E_0 — константа электрон-фононной связи, $N_q = \frac{\rho V \omega}{2\hbar} u_q$ [3] — число неравновесных фононов, $|C_q|^2 = \frac{E_0^2 \hbar q}{2V \rho v}$ [13]; (V — нормировочный объем, ρ — плотность кристалла, u_q — амплитуда звуковой волны).

В формулах (2) и (3) отношения $\frac{M}{M+1}$ и $\frac{M}{\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}}$ указывают на

осцилляционную зависимость тока и поля от толщины.

Воспользовавшись выражением для коэффициента поглощения Γ , данным в [4], и преобразуя его к пленочному виду, легко можно получить следующие выражения в случае статистик Ферми (6) и Больцмана (заполнена одна пленочная подзона) (7):

$$\Gamma = \frac{|C_q|^2 m^2 V}{\pi \hbar^4} \frac{M}{\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}}, \quad (6)$$

$$\Gamma = \left(\frac{m}{2\pi T^3} \right)^{1/2} \frac{|C_q|^2 v V}{\hbar}. \quad (7)$$

При $M \rightarrow \infty$ и $d \rightarrow \infty$ формулы (2), (3) и (6) переходят в результаты работ [3] и [4] для массивного образца.

Целесообразно привести некоторые оценки для акустоэлектрического поля и коэффициента поглощения. Так при $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $d \sim 10^{-5} \text{ см}$, $v \sim 5 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$, $m \sim 10^{-29} \text{ г}$, $\omega \sim 10^{12} \text{ гц}$, $E_0 \sim 5 \cdot 10^{-11} \text{ эрг}$, $u_q \sim 10^{-10} \text{ см}$, $|C_q|^2 N_q \sim 25 \cdot 10^{-30} \text{ эрг}^2$ в случае вырожденной статистики получим $\Gamma \sim 25 \text{ см}^{-1}$ и $E \sim 0,15 \text{ в/см}$, что является вполне измеримой величиной.

В заключение авторы выражают благодарность В. С. Сардаряну за внимание к работе.

ИФИ АН АрмССР

Поступила 29.VI.1971

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ю. В. Гуляев, А. М. Кмита, И. М. Котелянский и др. ФТП, 4, 2 (1971).
В. А. Маргулис, Письма ЖЭТФ, 12, 269 (1970).
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория упругости, Изд. Наука, М., 1965.
3. В. Д. Каган, ФТТ, 9, 3293 (1967).
4. М. А. Кривошала, ФТТ, 3, 2761 (1961).

ԱԿՈՒՍՏՈՒԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԷՖԵԿՏ ԵՎ ՋԱՅՆԻ ԿՂԱՆՈՒՄԸ ՉԱՓՍԵՐԻ ՔՎԱՆՏԱՑՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Հ. Հ. ԱԶԻԶՅԱՆ, Գ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Աշխատանքում դիտարկված է հաղորդիչ միջավայրում կարճ ձայնային ալիքի կլանումը էլեկտրոնների կողմից, չափսերի քվանտացման պայմաններում:

ACOUSTO-ELECTRICAL EFFECT AND SOUND ABSORPTION UNDER DIMENSIONAL QUANTIZATION CONDITION

H. H. AZIZYAN, G. M. HARUTUNIAN

Short-wave sound absorption by electrons of conducting medium under dimensional quantization condition is considered.