$$\lambda_{100} = \frac{1}{C_{11}-C_{12}} \frac{5}{\sqrt{4\pi}} \sum_n B^{\gamma}_{0,2}(n) I_{5/2}[L^{-1}(m_n)],$$

$$\lambda_{111} = \frac{1}{3C_{44}} \left(\frac{15}{4\pi}\right)^{1/2} \sum_n B^{\epsilon}_{0,2}(n) I_{5/2}[L^{-1}(m_n)], \qquad (2)$$

где $B^i_{0,2}(n)$ – коэффициенты магнитоупругой связи n-подрешетки, $I_{5/2}$ – гиперболическая функция Бесселя, L^{-1} – обратная ланжевеновская функция, m_n – зависящая от температуры намагниченность n-подрешетки.

Температурные зависимости намагниченностей октаэдрической и тетраэдрической подрешеток литиевого феррита измерены методом нейтронной дифракции от 4 до 904° K в [6] и использовались нами для расчетов. При расчетах мы считали, что упругие постоянные C_{11}, C_{12}, C_{44} не зависят от температуры. Коэффициенты магнитоупругой связи были подсчитаны по значениям констант магнитострикции при двух различных температурах. Полученные расчетные зависимости λ_{100} и λ_{111} от температуры представлены сплошными линиями на рис. 2. Согласие расчета с экспериментом хорошее.

Институт физики Сибирского отделения
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
23 января 1967 г.

Литература

[1] I.Kanamori. Magnetism, 1, Academic Press, N.-Y., 1963.
[2] P.B.Braun. Nature, 170, 1123, 1952.
[3] Г.А.Петраковский, Ю.Н.Котюков. ФТТ, 7, 2339, 1965.
[4] R.L.Comstock. PEEE, № 10, 1698, 1965.
[5] E.R.Callen, A.E.Clark, B.De Savage, W.Coleman, H.B.Callen. Phys.Rev., 130, 1735, 1963.
[6] E.Prince. J. de Phys., 25, 503, 1964.

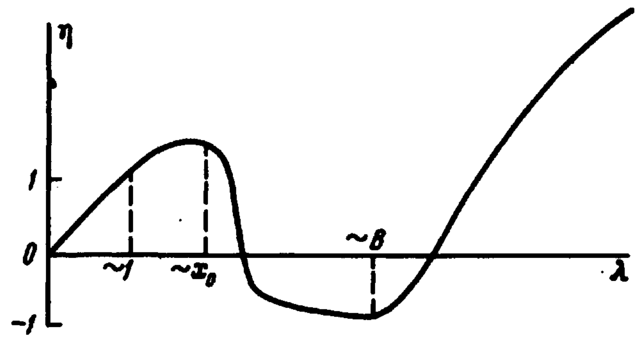
ОБ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ГИПЕРЗВУКОВОГО ПОТОКА

Э.М.Эпштейн

1. В настоящей заметке мы хотим обратить внимание на то, что при одновременном воздействии на образец полупроводника электрического поля и звуковой волны, длина которой лежит в квантовой области ($q \gtrsim 1/\hbar\sqrt{mT}$, q – волновой вектор звука, m – эффективная масса электрона, T – тем-

пература кристалла в энергетических единицах) возможна отрицательная дифференциальная проводимость. Более того, в случае достаточно сильного гиперзвукового потока вольтамперная характеристика при возрастании электрического поля может пересечь ось абсцисс, что соответствует изменению знака плотности тока.

Из законов сохранения энергии и импульса следует, что с фононами взаимодействуют лишь электроны с импульсами $p > 1/2\,\hbar q$. Если через образец идет поток звука с частотой столь высокой, что $\hbar q \gg \sqrt{mT}$, то поглощения звука практически не будет и акустоэлектрический ток будет



равен нулю. Приложим к кристаллу электрическое поле $\mathbf{E}$, так чтобы векторы $e\mathbf{E}$ и $\mathbf{q}$ были антипараллельны. Пока поле слабо, оно влияет лишь на антисимметрическую часть функции распределения электронов, так что акустоэлектрический ток остается равным нулю, а полный ток пропорционален полю. Когда же энергия eEl, приобретаемая электроном на длине свободного пробега l, становится сравнимой с величиной $(ms^2T)^{1/2}$ (s – скорость звука), средняя энергия электрона начинает повышаться [1]. В достаточно сильном электрическом поле тепловая де-бройлевская длина волны электрона становится меньше длины волны звука, в результате чего появляется отличный от нуля акустоэлектрический ток, направленный навстречу току, вызываемому приложенным электрическим полем. Если звуковой поток достаточно силен (именно этот, наиболее интересный случай мы и будем здесь рассматривать), то с ростом средней энергии электронов полный ток в направлении электрического поля будет уменьшаться и изменит знак.

2. Сказанное подтверждается непосредственным расчетом, проведенным в приближении электронной температуры [2–4].

Исходя из кинетического уравнения для электронов, взаимодействующих с электрическим полем $\mathbf{E}$, гиперзвуковым потоком $\mathbf{W}$ и тепловыми фононами (или примесями), для случая $e(\mathbf{E}\mathbf{W}) = -|e\mathbf{E}\mathbf{W}|$ получим следующие уравнения, определяющие плотность тока j и электронную температуру T_e:

$$\eta = \frac{1}{\Gamma(5/2)}\left[\gamma\left(\frac{5}{2}+a, \frac{x_0}{\xi}\right)\lambda\xi^{a} - \Gamma\left(\frac{5}{2}, \frac{x_0}{\xi}\right)\right] + O(B^{-1}), \qquad (1)$$

$$\xi - 1 = \frac{A}{\Gamma(5/2)}\left[\gamma\left(\frac{5}{2} + a, \frac{x_0}{\xi}\right)\lambda^2 \xi^{a+b} + \Gamma\left(\frac{5}{2} - a, \frac{x_0}{\xi}\right)\xi^{b-a}\right] + O(B^{-1}). \quad (2)$$

Здесь $x_0 = \hbar^2 q^2/8mT$, $\xi = T_e/T$, $\eta = j/ens$, $\lambda = eE\tau_i(T)/ms$, $B = \pi^2\hbar^4 \times qW/8m^2 s T^3 \gg 1$, n – концентрация электронов, $\tau_i(\epsilon)$ – их время релаксации по импульсам; a и b определяются выражениями для времен релаксации электронов по импульсам и энергиям: $\tau_i(\epsilon) = \tau_i(T)(\epsilon/T)^a$, $\tau_e(\epsilon) = \tau_e(T)(\epsilon/T)^b$; $A = [\tau_e(T)/\tau_i(T)](ms^2/T)$, $\gamma(c, z) = \Gamma(c) - \Gamma(c, z) = \int_0^z e^{-x}x^{c-1}dx$. Уравнения (1) – (2) относятся к случаю $B \gg \lambda$, $B \gg x_0$; в (1) за положительное выбрано направление электрического поля.

В квантовой области частот ($x_0 \gg 1$) в слабом электрическом поле ($\lambda \ll 1$) будет $\xi - 1 \sim \lambda^2$, $\eta \sim \lambda$ (ср. [2]). В случае сильного электрического поля ($\lambda \gg x_0$) при $a > b - 1$ будем иметь

$$\xi = \left[\frac{A}{(\frac{5}{2} + a)\Gamma(\frac{5}{2})}\right]^{(2/7-2b)} x_0^{(5+2a)/(7-2b)} \lambda^{4(7-2b)}, \quad (3)$$

$$\eta = -1 + \left[\left(\frac{5}{2} + a\right)\Gamma\left(\frac{5}{2}\right)\right]^{-1} \xi^{-5/2}\lambda. \quad (4)$$

Наконец, при $\lambda \gg B \gg x_0$ основную роль играет электрическое поле, и вольтамперная характеристика должна иметь такой же вид, как и в отсутствие звукового потока. Таким образом, вольтамперная характеристика в целом должна выглядеть так, как показано на рисунке.

Наличие падающего участка на вольтамперной характеристике может привести к развитию доменной неустойчивости [5,6].

Автор признателен В.Л.Бонч-Бруевичу, П.Е.Зильберману и Р.А.Сурису за обсуждение работы.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
2 января 1967 г.

Литература

[1] Б.И.Давыдов. ЖЭТФ, 7, 1069, 1937.
[2] W.Shockley. Bell. Syst. Techn. J., 30, 990, 1951.
[3] H.Fröhlich, B.V.Paranjape. Proc. Phys. Soc., B69, 21, 1956.
[4] И.М.Дыкман, П.М.Томчук. ФТТ, 2, 2228, 1960.
[5] B.K.Ridley. Proc. Phys. Soc., 82, 954, 1963.
[6] В.Л.Бонч-Бруевич, Ш.М.Коган. ФТТ, 7, 23, 1965.