ГОРЯЧИЕ ЭЛЕКТРОНЫ В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

А.М.Злобин, П.С.Зырянов

В полупроводниках уже в довольно слабом электрическом поле из-за разогрева носителей тока эффективная температура[1] T^* может значительно превышать температуру термостата[1], равную температуре решетки [2] T. Энергия электронов, полученная от электрического поля, вначале передается длинноволновым фононам (ДФ) (ибо только они взаимодействуют с электронами), а от них уже коротковолновым-тепловым фононам (ТФ). Если частота столкновений ДФ с электронами $\tau_{pe}^{-1} >> \tau_{pp}^{-1}$ – частоты столкновений ДФ с ТФ, то ДФ имеют практически температуру электронов T^* и процесс релаксации энергии ограничивается частотой τ_{pp}^{-1} (эффект фононного "узкого горла"). При $\tau_{pe}^{-1} << \tau_{pp}^{-1}$ ДФ имеют температуру ТФ (термостата) и скорость релаксации энергии ограничивается величиной τ_{pe}^{-1}. В этой работе мы хотели бы обратить внимание на экспериментальную возможность изменять в широких пределах соотношение между τ_{pe}^{-1} и τ_{pp}^{-1} с помощью квантующего магнитного поля. Ниже рассматривается задача о разогреве электронов в ортогональных полях, электрическом E_x и квантующем магнитном H. Температуру "горячих электронов" T^* обычно вычисляют из уравнения баланса энергии, приравнивая джоулеву мощность W мощности, получаемой фононами от электронов P_{ep}. В условиях ограниченных образцов и $\Omega\tau >> 1$ ($\Omega = |e|H/mc$ – циклотронная частота носителей, а τ – время релаксации их импульса) необходимо учитывать вклад холловского поля в W, поскольку оно в $(\Omega\tau)$ раз превосходит внешнее приложенное поле[3]. Будем предпола-

---

1) Этим понятием можно пользоваться лишь тогда, когда частота межэлектронных столкновений является наибольшей из характерных частот задачи.

2) Образец предполагается достаточно малым, чтобы можно было пренебрегать изменением полной энергии фононов вследствие разогрева электронов.

3) В работах [2,3] холловское поле не учитывалось, поэтому найденные там результаты в случае ограниченных образцов имеют силу лишь при равных концентрациях дырок и электронов, возможно, также в специальных устройствах типа диска Корбино.

Механизмы релаксации импульса	$\tau^{-1}(T,T^*,H)$	$E_{кр}$ для различных механизмов релаксации энергии электронов			$\sqrt{n}E_{кр}$ в случае фононного "узкого горла"
		акустические фононы	пьезоэлектрические фононы	оптические фононы	
Акустические фононы	$\sim H^2 T^1 T^{*-3/2}$	$\sim H^2 T^{-1/2}$	$\sim H^{3/2} T^{-1/2}$	$\sim H^2 T^{-3/4}$	$\sim H^{7/4} T^{5/2}$
Нейтральные фононы	$\sim H^2 T^0 T^{*-3/2}$	$\sim H^2 T^{-1}$	$\sim H^{3/2} T^{-1}$	$\sim H^2 T^{-5/4}$	$\sim H^{7/4} T^2$
Ионизированные примеси	$\sim H^0 T^0 T^{*-3/2}$	$\sim H^1 T^{-1}$	$\sim H^{1/2} T^{-1}$	$\sim H^1 T^{-5/4}$	$\sim H^{3/4} T^2$
Пьезоакустические фононы	$\sim H^1 T^1 T^{*-3/2}$	$\sim H^{3/2} T^{-1/2}$	$\sim H^1 T^{-1/2}$	$\sim H^{3/2} T^{-3/4}$	$\sim H^{5/4} T^{5/2}$
Оптические фононы ($T \ll \theta$)	$\sim H^1 T^{*-1}$ exp	$\sim H^{3/2} T^{-3/4}$exp	$\sim H^1 T^{-3/4}$exp	$H^{3/2} T^{-1}$exp	$H^{5/4} T^{9/4}$ exp

Здесь через exp обозначено $e^{-\hbar\omega_0/T}$.

гать, что совершаемая электрическим полем (включая и холловское) работа, при смещении электрона на расстояние $\sim \ell = \sqrt{c\hbar/|e|H}$ (ℓ – магнитная длина или в данном случае квантовый радиус Лармора) при рассеянии мала в сравнении с характерной энергией электрона. Тогда при вычислении W можно использовать тензор электропроводности $\sigma_{ik}(T, T^*)$, найденный в приближении линейной теории переноса, но с учетом различия температур электронов и фононов. Вычисления приводят к формуле $W = E_x^2\ \sigma_{xy}^2(T, T^*)\sigma_{xx}^{-1}(T, T^*)$. Для вычисления P_{ep} используется обычное кинетическое уравнение, учитывающее столкновения ДФ с электронами и ТФ. Из этого уравнения вытекает, что фононная функция распределения N_q имеет вид [1]

$$N_q = [N_q(T^*)r_{pe}^{-1}(q, T^*) + N_q(T)r_{pp}^{-1}(q,T)][r_{pe}^{-1}(q,T^*) + r_{pp}^{-1}(q,T)]^{-1} \quad (1)$$

где $N_q(T)$ – функция Планка; в квантовом пределе

$$r_{pp}^{-1}(q,T^*) = \frac{\sqrt{2\pi}\ m^2 s A^{ak}\ n\ q^2}{h(mT^*)^{3/2}|q_z|} \exp\left[-\frac{\ell^2 q_\perp^2}{2} - \frac{\hbar^2 q_z^2}{8mT^*}\right] \quad (2)$$

($A^{ak} = C^2\hbar/2\rho sV$, C – константа деформационного потенциала, ρ – плотность кристалла, V – объем образца, n – концентрация электронов, s – скорость звука). Согласно [4]

$$r_{pp}^{-1}(q, T) \simeq \frac{1}{4\pi\rho}\left(\frac{T}{\hbar s}\right)^4 \hbar q \ . \quad (3)$$

Ниже будут рассматриваться не слишком сильные магнитные поля, такие что $\ell^{-1} << T/\hbar s = q_T$. Очень сильные поля $\ell^{-1} \gtrsim q_T$ требуют специального исследования.

2. Случай $r_{pe}(q,T^*) >> r_{pp}(q,T)$ реализуется при

$$a\left(\frac{T}{\theta}\right)^4 >> \frac{n}{N}\frac{a}{\ell}\left(\frac{C}{T^*}\right)^2, \quad (4)$$

(a – численный множитель ~ 10, θ – температура Дебая, N – плотность числа атомов решетки, a – постоянная решетки). В этих условиях все фононы имеют температуру термостата, а $P_{ep} \sim nr_{ep}^{-1} \times (T^*, H)[1 - (T/T^*)]$ и падает с ростом разогрева, поскольку часто-

[1] N_q предполагается изотропной, поскольку в рассматриваемых здесь условиях скорость фононного дрейфа мала в сравнении с s.

та релаксации дрейфового импульса электронов $\tau_{ep}^{-1} \sim (T^*)^{-3/2}$. С другой стороны, $W \sim n\tau_{ep}(T^*)$ и растет с увеличением T^*. Баланс энергии приводит к выводу о существовании критического значения электрического поля $E_{кр}$, выше которого наступает сильный разогрев электронов, приводящий к снятию квантования орбитального движения и переходу системы в устойчивую классическую область ($T^* > \hbar\Omega > \hbar/\tau$), поскольку $(\tau_{ep}^{-1})_{классич} \sim T^{*1/2}$. В таблице приведены зависимости $E_{кр}$ от H и T для различных механизмов релаксации энергии и импульса. Нетрудно убедиться, что все ограничения, наложенные на величину E, выполняются для $E_{кр}$.

3. Случай $\tau_{pe}(q, T^*) \ll \tau_{pp}(q,T)$ имеет место при достаточно низких температурах, когда выполняется неравенство, обратное (4) (эффект фононного "узкого горла"). В этом случае диссипация энергии электронов определяется мощностью, передаваемой от ДФ к ТФ, равной

$$P_{pp}(T,T^*) = \Sigma_q \hbar\omega_q [N_q(T) - N_q(T^*)]\tau_{pp}^{-1}(q, T) .$$

Заметим, что максимальная энергия излучаемых электронами фононов в квантующем магнитном поле не зависит от T^* и $\ell^{-1} < q_T$, поэтому система ТФ может рассматриваться как термостат. В отсутствие квантования орбитального движения это не так [5]. Зависимости $E_{кр}$ от H и T для различных механизмов релаксации импульса в рассматриваемом случае фононного "узкого горла" приведены в последнем столбце таблицы. Обратим внимание на то, что при выполнении неравенства (4) $E_{кр}$ не зависит от концентрации электронов и падает с ростом T при всех рассмотренных релаксационных механизмах. Напротив, в условиях фононного "узкого горла" $E_{кр}$ всегда растет с T и убывает с увеличением концентрации электронов. Эффект фононного "узкого горла" имеет место, например, в $n = Ge$ при $T = 15°К$, $H = 10^5$ э и $n \geq 10^{13}$ $см^{-3}$.

В заключение отметим, что в полях $E < E_{кр}$ существует область отрицательного дифференциального сопротивления типа отмеченной в [2], затем при $E = E_{кр}$ магнетосопротивление быстро падает (снятие квантования орбитального движения электронов разогревом) и в классической области оно существенно зависит от E и доминирующих механизмов рассеяния.

Институт
Физики металлов
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступило в редакцию
8 августа 1968 г.

Литература

[1] Б.И.Давыдов. ЖЭТФ, 7, 1069, 1937.

[2] Р.Ф.Казаринов, В.Г.Скобов. ЖЭТФ, 42, 1047, 1962.

[3] В.П.Калашников, Р.В.Поморцев. ФММ, 17, 343, 1964.

[4] S. Simons. Proc. Phys. Soc., 83, 749, 1964; П.С.Зырянов, Г.Г.Талуц. ЖЭТФ, 49, 1942, 1965.

[5] Л.Э. Гуревич, Т.М.Гасымов. ФТТ, 9, 107, 1967.