Краткие сообщения по физике № 8 август 1970

ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС НА ЭФФЕКТИВНУЮ ТЕМПЕРАТУРУ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

В. Г. Веселаго, М. В. Глушков, Ю. С. Леонов, А. П. Шотов

Вопрос о влиянии анизотропии эффективной массы на эффективную температуру горячих электронов при электрон-фононном взаимодействии представляет интерес, так как проводимость горячих электронов не согласуется с теоретическими формулами. Так в случае n-Ge (коэффициент анизотропии $m_2/m_1 \approx 20$, где m_2 - тяжелая, m_1 - легкая массы эллипсоида масс) оценка эффективной температуры T_e по формуле Шокли[1], полученной без учета анизотропии

$$T_e = \frac{1}{2} T \left\{ 1 + \left[1 + \frac{3\pi}{8} (\mu_0 E/s)^2 \right]^{1/2} \right\} \qquad (1)$$

в области электрических полей, соответствующих рассеянию электронов на акустических фононах, дает величину T_e, превышающую энергию оптического фонона. В этой формуле T - температура решетки, μ_0 - подвижность в области закона Ома, E - напряженность электрического поля, s - скорость звука. Например, выход вольтамперной характеристики на насыщение, который связывают с неупругим испусканием оптических фононов, когда $T_e \approx T_0$ (где $kT_0 = \hbar\omega_0$ - энергия оптического фонона, соответствующая температуре $T_0 = 440^\circ K$), должен согласно (1) происходить в полях порядка 150 в/см, между тем а эксперименте насыщение вольтамперных характеристик наблюдается в полях ~ 1000 в/см. В полях же ~ 150 в/см вольтамперная характеристика очень далека от насыщения.

Учет влияния анизотропии эффективной массы на эффективную температуру производился нами в работе[2] для случая сильного магнитного поля ($\omega_c \tau \gg 1$, где ω_c – циклотронная частота, τ – время релаксации горячих электронов). При этом, как и в случае $H = 0$, электроны оказались на самом деле разогреты в значительно меньшей степени, чем это предсказывалось формулой Казаринова и Скобова[3]

$$T_e = T\left[1 + \alpha(cE/sH)^2\right] \qquad (2)$$

с коэффициентом $\alpha = 1/3$ при изотропной эффективной массе. Наличие анизотропии приводит к тому, что необходимо различать омическую m, циклотронную m_c и так называемую массу столкновений m_s, определяющую долю энергии δ, передаваемую от электронов фононам и равную $\delta = 2m_s s^2/kT$. В этом случае коэффициент α становится равным $\alpha = m_c^2/3mm_s$.

Для объяснения экспериментальных данных в работе[2] было сделано предположение, что передача энергии от электронов фононам осуществляется в основном электронами, тепловая скорость которых направлена вдоль тяжелой массы эллипсоида масс, т.е. m_s близка к тяжелой массе $m_2 = 1{,}6m_0$, где m_0 – масса свободного электрона. При этом коэффициент α становится существенно меньше 1/3, что и приводит к лучшему согласию с экспериментальными данными. Несомненно, что и при отсутствии магнитного поля анизотропия эффективной массы должна приводить к уменьшению величины эффективной температуры. Выражение для эффективной температуры при произвольном $\omega_c\tau$ может быть получено для случая электрон-фононного взаимодействия, когда $\nu = \nu_0\sqrt{T_e/T}$, если воспользоваться решением уравнения Давыдова[4] для симметричной части функции распределения f_0 в скрещенных E и H

$$f_o = A\exp\left[-\int\limits_0^v \frac{mvdv}{kT + \frac{2}{3}\frac{e^2E^2}{m\delta(\nu^2+\omega_c^2)}}\right] \quad (3)$$

где v – тепловая скорость, A – постоянная нормировки, $\nu = 1/\tau$.

При этом существенно, что мы заранее предполагаем функцию f_o максвелловской с эффективной температурой T_e, хотя при $\nu \gtrsim \omega_c$ она является максвелловской лишь при выполнении условия $\tau_{ee} \ll \tau_\varepsilon$, где τ_{ee} – – время межэлектронных столкновений, τ_ε – время релаксации по энергии. Это накладывает условие на величину концентрации электронов[4], ниже которой функция распределения при сильном разогреве становится немаксвелловской, и приближение эффективной температуры может быть использовано лишь для качественного объяснения поведения вольтамперных характеристик.

В приближении эффективной температуры для случая рассеяния электронов на акустических фононах, когда $\delta = 2m_s s^2/kT$ и $\nu = \nu_o\sqrt{T_e/T}$, пользуясь (3) нетрудно получить квадратичное алгебраическое уравнение для T_e/T, из решения которого следует

$$\frac{T_e}{T} = \frac{1}{2}\left\{1 - (\omega_c\tau_o)^2 + \left[1 + (\omega_c\tau_o)^2 + \frac{4}{3}\frac{m}{m_s}\left(\frac{\mu_o E}{s}\right)^2\right]^{1/2}\right\}. \quad (4)$$

В сильном магнитном поле $(\omega_c\tau_o \gg 1)$ (4) переходит в (2) с $\alpha = m_c^2/3mm_s$. При $H=0$ и $m = m_s$ выражение (4) аналогично (1) с небольшим отличием в коэффициентах (4/3 вместо $3\pi/8$). Для случая анизотропного полупроводника, каким является n-Ge, отличие (4) от (1) весьма велико. В n-Ge омическая масса равна $m \simeq 0{,}12m_o$, и если положить массу столкновений равной тяжелой массе эллипсоида масс, то коэффициент $4m/3m_s$ оказывается равным 0,1.

Оценка электрического поля, при котором $T_e = T_0$, дает с учетом анизотропии величину $E = 500$ в/см, между тем как без учета анизотропии это поле равно 140 в/см. Таким образом, учет анизотропии эффективной массы существенно улучшает согласие между теорией и экспериментом.

Следует отметить, что существует еще одно объяснение причины сильного различия экспериментальных результатов со значениями T_e, даваемыми формулой (1), заключающееся в предположении, что даже при $T_e < T_0$ электроны испускают оптические фононы, что сильно охлаждает электронный газ[6]. По нашему мнению учет оптических фононов может существенно влиять на степень разогрева, только когда T_e становится близка к T_0, т.е. в полях более 500 в/см. В этом случае учет испускания оптических фононов должен еще более улучшить согласие между теорией и экспериментом, сдвигая выход на насыщение в большие электрические поля.

Интересно сопоставить вольтамперные характеристики для n-Ge из работы[2] с аналогичными кривыми для p-Ge, в котором легкие носители имеют изотропную эффективную массу, а тяжелые почти изотропную (несферичность составляет около 10%). К сожалению, такое сравнение нельзя сделать при $H=0$, так как сильное различие (~ 7 раз) в массах легких и тяжелых дырок приводит к существенно различной эффективной температуре обоих типов дырок. Однако, в сильном перпендикулярном магнитном поле легкие и тяжелые носители в p-Ge из-за изотропности их масс будут иметь примерно одинаковую эффективную температуру, даваемую формулой (2) с $\alpha = 1/3$. На рис. 1 показаны вольтамперные характеристики p-Ge, снятые при $T = 77^oK$ в перпендикулярном магнитном поле на образцах с концентрацией $p \simeq 1{,}4 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$, близкой к концентрации электронов в[2] – $n \simeq 1{,}8 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$. Методика эксперимента описана в [2]. Подчеркнем, что мы сопоставляем результаты, полученные на образцах одинаковой формы с примерно одинаковым отношением длины образца к поперечным размерам, так что граничные условия можно считать одинаковыми. На рис. 2 даны вольтамперные характеристики германия n – и p – типов, снятые в сильном перпен-

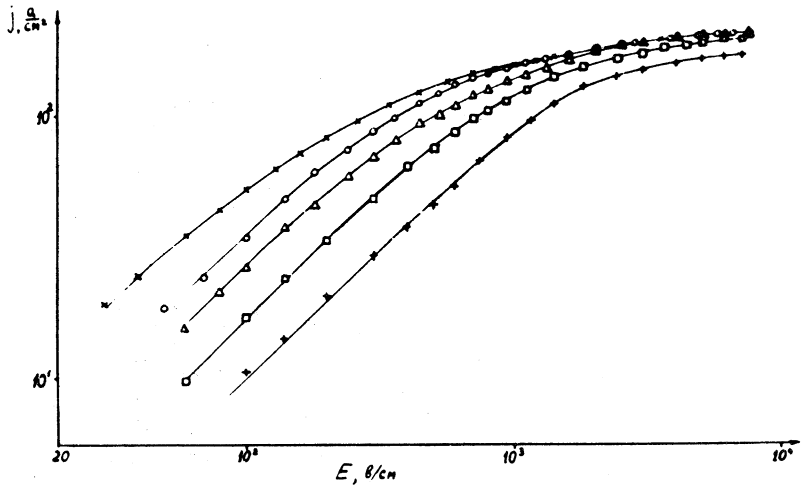

Рис.1. Вольтамперные характеристики p–Ge ($p \approx 1{,}4 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$), снятые при $T = 77°K$ в различных магнитных полях: X – H = 0, o – 7,3 кэ, Δ – 19 кэ, □ – 47 кэ, + – 94 кэ

дикулярном магнитном поле и совмещенные в области закона Ома. Как видно из рис. 2, дырки в p–Ge разогреты сильнее, что проявляется в более резком отклонении от закона Ома.

Оценим величину α для p–Ge. При электрон-фононном взаимодействии и равенстве нулю тока Холла плотность тока можно представить в виде $j = \sigma_{0H}E/\sqrt{u}$, где σ_{0H} – проводимость в области закона Ома, а $u = T_e/T$. Как и в работе[2], возьмем T_e/T в виде (2) и найдем α из отклонения вольтамперной характеристики от линейности. Найденное для p-Ge значение α оказывается равно 8.10^{-2} для H=47 и H=94 кэ, что больше значения α для n-Ge,

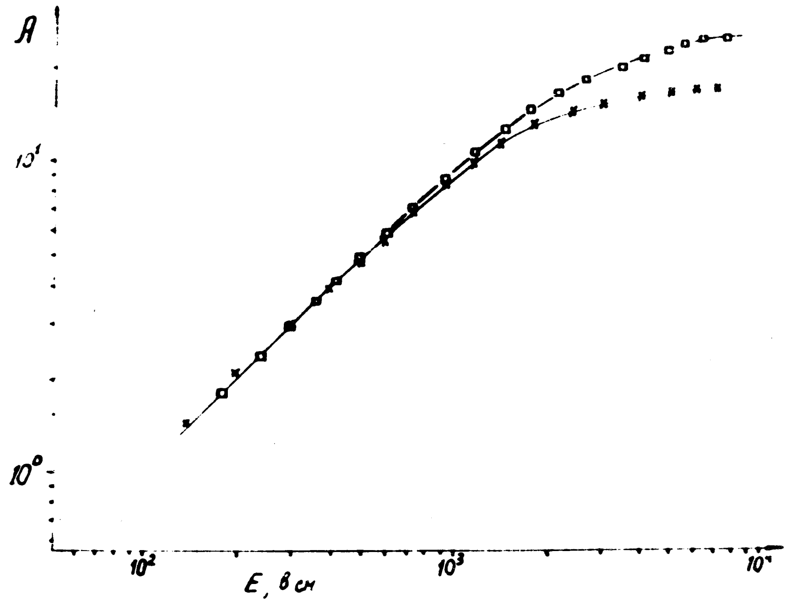

Рис.2. Вольтамперные характеристики n-Ge и p-Ge в сильном магнитном поле. Плотности тока даны в условных единицах.

□-n-Ge(H = 100 кэ); x - p-Ge(H = 94 кэ).

равного 3.10^{-2} при H=50 кэ и 4.10^{-2} при H=100 кэ, однако эта величина α все же меньше 1/3. Это связано, по-видимому, с тем, что в отсутствие разогрева дно легкой зоны из-за квантования опускается, и дырки из нее переходят в зону с тяжелой эффективной массой, что ведет к уменьшению проводимости[7]. При разогреве дырки забрасываются в зону с легкой массой, что приводит к увеличению проводимости и к кажущемуся уменьшению α. Однако, даже это значение $\alpha = 8 \cdot 10^{-2}$ для p–Ge в два раза превосходит коэффициент α в случае n–Ge.

Поступила в редакцию
8 мая 1970 г.

Литература

1. W. Shockley, Bell Syst. Tech. J., 30, 990, (1951).
2. В. Г. Веселаго, М. В. Глушков, Ю. С. Леонов, А. П. Шотов. ФТП, 4 (1970) (в печати).
3. Р. Ф. Казаринов, В. Г. Скобов. ЖЭТФ, 42, 1047 (1962).
4. Б. И. Давыдов, ЖЭТФ, 7, 1069 (1937).
5. H. Frölich, B.V. Paranjape. Proc. Phys. Soc., B69, 21 (1956).
6. E.M. Conwell, "High field transport in semiconductors", A.P., New York - London, 1967, p. 165.
7. В. Г. Веселаго, М. В. Глушков, Ю. С. Леонов, А. П. Шотов. Письма ЖЭТФ, 11, 416 (1970).