

"АНОМАЛЬНОЕ" МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ИОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Э.М.Эпштейн

Показано, что, хотя время релаксации электронов на оптических фононах при низких температурах не зависит от энергии, тем не менее соответствующее поперечное магнетосопротивление (ПМС) в классических магнитных полях может быть не только отлично от нуля, но и значительно превосходить ПМС, отвечающее другим механизмам рассеяния.

Хорошо известно [1, 2], что в случае рассеяния электронов на оптических фононах при низких температурах ($kT \ll \hbar\omega_0$, ω_0 — частота оптического фонона) можно ввести время релаксации, притом не зависящее от энергии. Столь же хорошо известно, что ПМС в классических магнитных полях ($\hbar\Omega < kT$, Ω — циклотронная частота) отлично от нуля лишь при наличии энергетически различных групп электронов, которым отвечают различные времена релаксации. Поэтому в случае монополярного проводника с изотропным законом дисперсии и не зависящим от энергии временем релаксации электронов ПМС должно отсутствовать во всей классической области магнитных полей. Отсюда, казалось бы, естественно следует вывод об отсутствии ПМС у ионных полупроводников при низких температурах, когда преобладает рассеяние электронов на оптических фононах и $\hbar\omega_0 \gg kT$. Такое утверждение действительно содержится в ряде известных монографий (см., например, [2 - 4]).

В настоящей статье мы хотим обратить внимание на то, что в определенной области (классических) магнитных полей ПМС полупроводника с указанным механизмом рассеяния не только отлично от нуля, но и существенно превышает ПМС, отвечающее другим механизмам рассеяния электронов¹⁾.

Подобная аномалия связана с тем, что рассеяние электронов на оптических фононах при низких температурах носит "составной" характер [6, 2]: электрон поглощает оптический фонон и тут же его испускает. В области энергий $0 < \epsilon < \hbar\omega_0$ (область 1) рассеяние сопровождается поглощением оптического фонона, а в области $\hbar\omega_0 < \epsilon < 2\hbar\omega_0$ (область 2) — испусканием фонона, поскольку в области 2 отношение вероятностей поглощения и испускания $\sim N_q / (N_q + 1) \approx N_q \approx \exp(-\hbar\omega_0 / kT) \ll 1$ (N_q — числа заполнения фоновых состояний). Отсюда следует, что отношение соответствующих времен релаксации τ_2 / τ_1 будет экспоненциально мало. Если добавить к этому, что отношение концентраций носителей в указанных областях также мало ($n_0 / n_1 \sim \exp(-\hbar\omega_0 / kT)$), то становится ясно, что носители, находящиеся в области 2, не

¹⁾ Следует отметить, что все расчеты, необходимые для получения такого результата, содержатся в работе Гуревича и Фирсова [5].

дают вклада в процессы переноса, и упомянутый выше двухфононный процесс можно рассматривать как единый акт рассеяния. †

Это положение сохраняется и в присутствии слабого магнитного поля, когда $\Omega r_1 \ll 1$. Однако в сильных магнитных полях ситуация меняется. При $\Omega r_2 \ll 1 \ll \Omega r_1$ вклад области 1 в компоненту тензора проводимости σ_{xx} равен $\sigma_{xx}^{(1)} = n_1 e^2 / m \Omega^2 r_1$, где m — эффективная масса электрона (ось x направлена вдоль тока, ось z — вдоль магнитного поля), так что эта компонента убывает с ростом магнитного поля, а экспоненциально большие (по сравнению с соответствующими величинами для области 2) величины n_1 и r_1 взаимно компенсируются. С другой стороны, вклад области 2, $\sigma_{xx}^{(2)} \sim n_2 e^2 r_2 / m$, т.е. не зависит от поля.

В результате, как показано в [5], при $(kT / \hbar \omega_0)^{1/2} < \Omega r_2 \ll 1 \ll \Omega r_1$ основной вклад в σ_{xx} дает область 2 (причиной является то, что в области 2 в $\sim (\hbar \omega_0 / kT)^{3/2}$ раз больше плотность состояний). Такая же ситуация имеет место при $\Omega r_1 \gg \Omega r_2 \gg 1$. Что касается компоненты σ_{xy} , то при $\Omega r_1 \gg 1$ она не зависит от времени релаксации: $\sigma_{xy}^{(1)} = n_1 e^2 / m \Omega$. Поэтому указанной выше компенсации не происходит и основной вклад в σ_{xy} дает область 1.

Таким образом, в процессах переноса в магнитном поле участвуют две группы носителей с существенно различными энергиями и временами релаксации. Разброс во временах релаксации гораздо больше теплового (поскольку $\hbar \omega_0 \gg kT$), поэтому можно ожидать, что ПМС будет гораздо больше, чем при других механизмах рассеяния.

Вычислим в качестве примера ПМС в случае $\Omega r_1 \gg \Omega r_2 \gg 1$. Согласно [5], в этом случае

$$\sigma_{xx}(H) = \frac{2}{3} \frac{n e^2}{m \Omega^2 t_0} \frac{\hbar \omega_0}{kT} \exp\left(-\frac{\hbar \omega_0}{kT}\right), \quad (1)$$

где n — концентрация электронов, $t_0 = (2a\omega_0)^{-1}$, a — константа электрон-фононного взаимодействия [7].

Искомое ПМС равно

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\rho_{xx}(H) - \rho_{xx}(0)}{\rho_{xx}(0)} = \frac{\sigma_{xx}(H) \sigma_{xx}(0)}{\sigma_{xx}^2(H) + \sigma_{xy}^2(H)} - 1. \quad (2)$$

Подставляя сюда $\sigma_{xx}(0) = \frac{n e^2 t_0}{m} \exp(\hbar \omega_0 / kT)$,

$$\sigma_{xy}(H) = \frac{n e^2}{m \Omega} \quad \text{и} \quad \sigma_{xx}(H) \text{ из (1), найдем}$$

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{2}{3} \frac{\hbar \omega_0}{kT} \gg 1. \quad (3)$$

При других механизмах рассеяния, когда ПМС обусловлено тепловым разбросом, в сильных магнитных полях ($\Omega r \gg 1$), как известно [2], $\Delta \rho / \rho \sim 1$.

Заметим, что аномально большое ПМС в ионном полупроводнике (p -GaAs) при низких температурах (5 – 20 К) наблюдалось экспериментально [8].

Аналогичный эффект должен иметь место и в неполярных полупроводниках при низкотемпературном рассеянии на оптических фононах.

Автор признателен В.Л.Бонч-Бруевичу за обсуждение работы.

Поступила в редакцию

17 июня 1975 г.

Литература

- [1] Б.И.Давыдов, И.М.Шмушкевич. ЖЭТФ, 10, 1043, 1940.
 - [2] А.И.Ансельм. Введение в теорию полупроводников. М. + Л., Физматгиз, 1962.
 - [3] Л.С.Стильбанс. Физика полупроводников. М., изд. "Советское радио", 1967.
 - [4] О.Маделунг. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп, М., изд. Мир, 1967.
 - [5] В.Л.Гуревич, Ю.А.Фирсов. ЖЭТФ, 40, 199, 1961.
 - [6] H.Fröhlich, N.F.Mott. Proc. Roy. Soc., A171, 496, 1939.
 - [7] М.А.Кривоглаз, С.И.Пекар. Изв. АН СССР, сер. физ., 21, 3, 1957.
 - [8] Ш.М.Гасанлы, О.В.Емельяненко, Т.С.Лагунова, Д.Н.Наследов. ФТП, 5, 362, 1971.
-