

- [1] *Егоров В. С.* ФТТ, 1986, т. 28, № 1, с. 318—320.
 [2] *Markiewicz R. S., Meskoob M., Zahopoulos C.* Phys. Rev. Lett., 1985, vol. 54, N 13, p. 1436—1439.
 [3] *Condon J. H.* Phys. Rev., 1966, vol. 145, N 2, p. 526—537.
 [4] *Шенберг Д.* Магнитные осцилляции в металлах. М.: Мир, 1986. 678 с.
 [5] *Shoenberg D.* Low Temp. Phys., 1984, vol. 56, Nos 5/6, p. 417—440.
 [6] *Watts B. R.* Phys. Lett., 1963, vol. 3, N 6, p. 284—288.
 [7] *Loucks T. L., Cuiler P. H.* Phys. Rev., 1964, vol. 133, N 4, p. A819—832.
 [8] *Terrell J. H.* Phys. Lett., 1964, vol. 8, N 3, p. 149—153.
 [9] *Алексеевский Н. Е., Егоров В. С.* Письма в ЖЭТФ, 1968, т. 8, № 6, с. 301—305.
 [10] *Егоров В. С.* ЖЭТФ, 1975, т. 69, № 6 (12), с. 2231—2235.
 [11] *Reed W. A., Condon J. H.* Phys. Rev. B, 1970, vol. 1, N 8, p. 3504—3511.
 [12] *Егоров В. С.* ЖЭТФ, 1977, т. 72, № 6, с. 2210—2223.

Поступило в Редакцию

12 августа 1987 г.

В окончательной редакции

16 ноября 1987 г.

УДК 539.2

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988

Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

«ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ» КВАНТОВЫЙ РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ В ПОЛУМЕТАЛЛАХ

В. М. Поляновский

Уже в первых экспериментах [1] было отмечено аномально медленное температурное затухание квантовых размерных осцилляций (КРО) проводимости тонких пленок висмута. Детальные исследования, проведенные в [2-4] для висмута и сурьмы, позволили наблюдать КРО в полуметаллических пленках вплоть до комнатных температур («высокотемпературные» осцилляции (ВТО)), что противоречит предсказаниям теории [5, 6]. Характерно, что в пленках металлов такое расхождение не обнаруживается [7].

В первой части настоящей работы [8] был предложен механизм ВТО, связанный с междузонными изоэнергетическими переходами электронов между уровнями размерного квантования, и дана количественная интерпретация периода и скорости температурного затухания квантовых осцилляций тонких пленок сурьмы. В [5, 6] междузонные переходы не учитывались, и ВТО выпали из рассмотрения.

С геометрической точки зрения КРО кинетических коэффициентов сильно вырожденного электронного газа связаны с наличием электронов, находящихся на концах экстремальной хорды поверхности Ферми, перпендикулярной плоскости пленки. При изменении толщины пленки происходит периодическое касание плоскостей размерного квантования, соответствующих дискретным значениям поперечного квазимпульса, поверхности Ферми, что и приводит к периодическому изменению кинетических коэффициентов. Период КРО определяется длиной экстремальной хорды поверхности Ферми. ВТО возникают при наличии изоэнергетических поверхностей с несколькими экстремальными хордами и связаны с переходами электронов в результате рассеяния с одной экстремальной хорды на другую. При изменении толщины пленки периодически происходит одновременное касание различными плоскостями размерного квантования изоэнергетической поверхности. Амплитуда ВТО максимальна, если последняя находится вблизи поверхности Ферми, а период определяется линейной комбинацией длин экстремальных хорд указанной изоэнергетической поверхности [8].

Описанный механизм дает заметную амплитуду ВТО в полуметаллах при выполнении двух условий. Во-первых, размерное квантование должно проявляться как для электронов, так и для дырок и, во-вторых, температурное размытие поверхности Ферми не должно быть слишком велико. Поскольку в сурьме величина перекрытия валентной зоны и зоны проводимости ϵ_n в четыре с лишним раза больше, чем в висмуте, то второе условие хорошо выполняется для пленок сурьмы. В висмуте же при комнатных температурах вырождение электронного газа частично снимается. Поэтому с ростом температуры основной вклад в ВТО начинает давать дополнительный механизм, связанный с переходами электронов между уровнями размерного квантования в зоне проводимости (валентной зоне) и потолком валентной зоны (дном зоны проводимости). При изменении толщины пленки периодически становятся возможными междузонные изоэнергетические переходы между особенностями плотности состояний вблизи уровней размерного квантования и особенностями ван-Хова вблизи краев зон. Теперь для наблюдения ВТО достаточно проявления уровней размерного квантования лишь в одной из зон, а температурное размытие поверхности Ферми может быть достаточно большим. Период ВТО в этом случае определяется длиной экстремальной хорды изоэнергетической поверхности $\epsilon = \epsilon_n$. Это позволяет объяснить как аномально малое значение периода ВТО, так и его практическое постоянство в широком интервале температур [2, 3], несмотря на значительное возрастание химического потенциала. Последняя особенность периода ВТО существенно отличает описанный механизм от предложенного в [9], где период ВТО определяется длиной экстремальной хорды поверхности Ферми, а аномально медленное температурное затухание осцилляций связывается с отличием пленочного потенциала от прямоугольного.

Как и в [8], конкретные расчеты проводимости в плоскости пленки $\sigma_{||}$ проведем для простой изотропной параболической модели закона дисперсии электронов и дырок в полуметалле: $\epsilon_n^e(\mathbf{p}_{||}) = n^2 \epsilon_0^e + p_{||}^2 / 2m_e$ и $\epsilon_n^h(\mathbf{p}_{||}) = \epsilon_n - n^2 \epsilon_0^h - p_{||}^2 / 2m_h$, где n — номер уровня размерного квантования, $\mathbf{p}_{||}$ — составляющая квазиимпульса в плоскости пленки, $m_{e,h}$ — соответствующие эффективные массы, $\epsilon_0^{e,h} = \pi^2 / 2m_{e,h} d^2$, d — толщина пленки ($\hbar = 1$). Кроме того, как и в [8], будем пренебрегать слабой зависимостью Фурье-компоненты рассеивающего потенциала $V_{\mathbf{q}}$ при изменениях \mathbf{q} порядка характерного внутризонного импульса электронов, однако учитывать большое изменение квазиимпульса при междузонных переходах. В сделанных предположениях получим при квазиупругом механизме рассеяния [8]

$$\sigma_{||} = \frac{e^2}{8\pi |V_0|^2 N} \int_{-\infty}^{+\infty} d\epsilon \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \right) \left\{ \frac{n_e \epsilon - \frac{1}{3} \epsilon \delta n_e (n_e + 1/2) (n_e + 1)}{m_e (n_e + 1/2) + \alpha m_h n_h} + \frac{n_h (\epsilon_n - \epsilon) - \frac{1}{3} n_h \epsilon \delta n_h (n_h + 1/2) (n_h + 1)}{m_h (n_h + 1/2) + \alpha m_e n_e} \right\}. \quad (1)$$

Здесь N — концентрация рассеивающих центров; $f_0(\epsilon) = (1 + e^{\epsilon - \zeta/T})^{-1}$ — функция распределения электронов; ζ — химический потенциал, определяемый из условия нейтральности; T — температура в энергетических единицах; $n_e = [\sqrt{\epsilon/\epsilon_0^e}]$; $n_h = [\sqrt{(\epsilon_n - \epsilon)/\epsilon_0^h}]$; $[x]$ — целая часть x ; $\alpha = |V_{\mathbf{p}_0}|^2 / |V_0|^2$; \mathbf{p}_0 — расстояние в импульсном пространстве между дном зоны проводимости и потолком валентной зоны; $n_h = 0$ при $\epsilon > \epsilon_n$ и $n_e = 0$ при $\epsilon < 0$.

Имея в виду реальную ситуацию в висмуте, когда $m_h \gg m_e$, будем пренебрегать размерным квантованием в валентной зоне. Кроме того, отношение вероятностей междузонного и внутризонного рассеяния будем считать малым, так что $\alpha \ll \left(\frac{m_e}{m_h}\right)^{3/2} \left(\frac{\epsilon_0^h}{\epsilon_n}\right)^{1/2}$. При $\epsilon_n \geq \zeta \geq T \gg \epsilon_0^e$, когда электронный газ частично вырожден и заполнено большое число уровней

размерного квантования, проведем в (1) интегрирование по энергии. В результате получим $\sigma_{\text{ВТО}} = \sigma_0 + \sigma_{\text{ВТО}}$, где σ_0 — проводимость массивного полуметалла,

$$\sigma_{\text{ВТО}} = -\frac{\sqrt{2}}{3} \sigma_0 \alpha \left(\frac{m_h}{m_e}\right)^{3/2} \frac{(\epsilon_n)^{3/4} (\epsilon_g)^{5/4}}{T^2} \frac{\zeta\left(-\frac{3}{2}; \left\{\frac{P^e(\epsilon_n)d}{2\pi}\right\}\right)}{F_1\left(\frac{\zeta}{T}\right) \text{ch}^2\left(\frac{\epsilon_n - \zeta}{2T}\right)}, \quad (2)$$

$F_n(x)$ — однопараметрический интеграл Ферми, $\zeta(\nu; x)$ — обобщенная дзета-функция, $\{x\}$ — дробная часть x .

Согласно (2), проводимость является осциллирующей функцией толщины пленки с периодом $\Delta d_{\text{ВТО}} = \frac{2\pi}{P^e(\epsilon_n)}$, определяемым длиной экстремальной хорды $P^e(\epsilon_n) = 2\sqrt{2m_e\epsilon_n}$ изоэнергетической поверхности $\epsilon = \epsilon_n$. Температурное затухание ВТО существенно определяется температурной зависимостью химического потенциала. В сделанных предположениях условие нейтральности имеет вид $m_e^{3/2} F_{3/2}\left(\frac{\zeta}{T}\right) = m_h^{3/2} F_{3/2}\left(\frac{\epsilon_n - \zeta}{T}\right)$, т. е. при $m_h > m_e$ химический потенциал растет с ростом температуры. Согласно (2), амплитуда ВТО имеет максимум при $\zeta \approx \epsilon_n$. Подставляя это значение в условие нейтральности, получим, что амплитуда ВТО максимальна при температуре $T \approx \frac{m_e}{m_h} \epsilon_n$.

Описанный выше механизм позволяет дать объяснение ВТО, наблюдавшихся в пленках висмута толщиной 2000–3000 Å [2, 3]. При этом, однако, следует учесть резкую анизотропию и непараболичность спектра электронов в висмуте [10]. Для экстремальной хорды электронных эллипсоидов в этом случае запишем $P^e(\epsilon_n) = 2\sqrt{2m_{e\perp}\epsilon_n(1 + \epsilon_n/\epsilon_g)}$, где $m_{e\perp}$ — эффективная масса электрона вдоль нормали к пленке (т. е. вдоль тригональной оси) у дна зоны проводимости, ϵ_g — ширина запрещенной зоны. При $\epsilon_n = 41$ мэВ, $\epsilon_g = 12$ мэВ, $m_{e\perp} = 2.5 \cdot 10^{-3} m_0$ [10] получим $\Delta d_{\text{ВТО}} = 282$ Å. Десятипроцентное расхождение полученного результата для периода ВТО с экспериментальным значением 250–260 Å, по-видимому, объясняется недостаточностью использованной модели Коэна для описания спектра электронов при больших энергиях порядка ϵ_n .

В заключение заметим, что предложенный механизм ВТО связан с междозонными переходами электронов в результате рассеяния. Однако такие переходы возможны и в отсутствие рассеяния, в результате «квантового размерного пробоя». Действительно, вследствие локализации электрона в пленке имеется неопределенность значения перпендикулярной плоскости пленки составляющей квазимпульса $\delta p_{\perp} \sim d^{-1}$, которой соответствует неопределенность энергии $\delta \epsilon \sim v(\epsilon) \delta p_{\perp} \sim \Delta(\epsilon)$ ($v(\epsilon)$ — скорость электрона с энергией ϵ , $\Delta(\epsilon)$ — расстояние между уровнями размерного квантования). Если последняя превышает высоту межзонального потенциального барьера Δ_0 , то вероятность междозонного туннелирования электронов может быть заметно отлична от нуля. Как и в случае магнитного пробоя, такая оценка вероятности может оказаться сильно заниженной. Учет нестационарности возмущения, связанного с периодическим изменением квазимпульса под действием пленочного потенциала, дает $\delta \epsilon \sim \frac{\epsilon}{\tau_0} \Delta(\epsilon)$. Таким образом, в области импульсного пространства, где межзональная щель мала ($\Delta_0 \ll \epsilon$), становится возможным туннелирование электронов с одной квазиклассической траектории на другую, а квазиклассическое описание их движения неприменимо. В этом случае необходимо решать точную квантово-механическую задачу, как это было сделано, например, в [11] для вырожденной зоны. При $\delta \epsilon < \Delta_0$ вероятность «квантового размерного пробоя» экспоненциально мала $\sim \exp(-\gamma \Delta_0^2 / \epsilon \Delta(\epsilon))$, где γ — численный коэффициент, зависящий от направления нормали к пленке.

В полуметаллах состояние между электронными и дырочными листами изоэнергетических поверхностей велико (порядка обратной постоянной решетки) и вероятность квантового размерного пробоя пренебрежимо мала. Однако для типичных металлов со сложной зонной структурой в условиях, благоприятных для наблюдения магнитного пробоя (т. е. $\Delta_0 \ll \zeta$), квантовый размерный пробой мог бы проявиться в достаточно тонких пленках.

Л и т е р а т у р а

- [1] *Огрин Ю. Ф., Луцкий В. Н., Арифова М. У., Ковалев В. И., Сандомирский В. Б., Елинсон М. И.* ЖЭТФ, 1967, т. 53, № 4 (10), с. 1218—1224.
- [2] *Фесенко Е. П.* ФТТ, 1969, т. 11, № 9, с. 2647—2649.
- [3] *Комник Ю. Ф., Бухштаб Е. И., Никитин Ю. В., Андриевский В. В.* ЖЭТФ, 1971, т. 60, № 2, с. 669—687.
- [4] *Комник Ю. Ф., Бухштаб Е. И., Никитин Ю. В.* ФТТ, 1970, т. 12, № 3, с. 793—798.
- [5] *Сандомирский В. Б.* ЖЭТФ, 1967, т. 52, № 1, с. 158—166.
- [6] *Кулик И. О.* Письма в ЖЭТФ, 1967, т. 5, № 7, с. 423—425.
- [7] *Комник Ю. Ф., Бухштаб Е. И., Никитин Ю. В., Сулковский Ч.* ФТТ, 1972, т. 14, № 2, с. 635—638.
- [8] *Поляновский В. М.* ФТТ, 1988, т. 30, № 1, с. 23—27.
- [9] *Недорезов С. С., Рустамова А. М.* Физика конденсированного состояния. Харьков, 1974, т. 30, с. 3—10.
- [10] *Mondal M., Chatak K. P.* Phys. St. Sol. (B), 1985, vol. 128, N 2, p. K133—K137.
- [11] *Недорезов С. С.* ФТТ, 1970, т. 12, № 8, с. 2269—2276.

Запорожский машиностроительный
институт им. В. Я. Чубаря
Запорожье

Поступило в Редакцию
16 декабря 1987 г.