

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ИЗОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ В ПЛЕНКАХ ВИСМУТА

*Н.Е.Никитин, В.Н.Луцкий, Т.Н.Пинскер,
М.И.Елинсон.*

Методом туннельной спектроскопии размерно-квантованных пленок Bi в квантующем магнитном поле определены площади неэкстремальных сечений изоэнергетических поверхностей с энергией в интервале $0 - 2\epsilon_F$.

В настоящем сообщении представлены результаты измерений характеристик туннельных систем, содержащих пленку Bi , в которой реализовано одновременно размерное квантование и квантование Ландау. Предлагаемая методика позволяет определить площади неэкстремальных

сечений изоэнергетических поверхностей произвольной энергии в исследуемых образцах.

Суть наблюдаемого явления заключается в следующем. Как известно [1], энергетический спектр электронов в размерноквантованной пленке, помещенной в поперечное квантующее магнитное поле является полностью дискретным

$$\epsilon = \epsilon(n, l, s), \quad (1)$$

где ϵ — энергия электрона, n — размерное квантовое число, l — орбитальное квантовое число, s — спиновое число. В этих условиях электронные состояния, разрешенные в пространстве квазиимпульсов, представляют собой совокупность отдельных орбит, образованных пересечением плоскостей $p_z = \pi \hbar n / d$ (z — направление нормали к пленке, d — толщина пленки), разрешенных размерным квантованием, с семейством цилиндрических поверхностей, разрешенных квантованием Ландау.

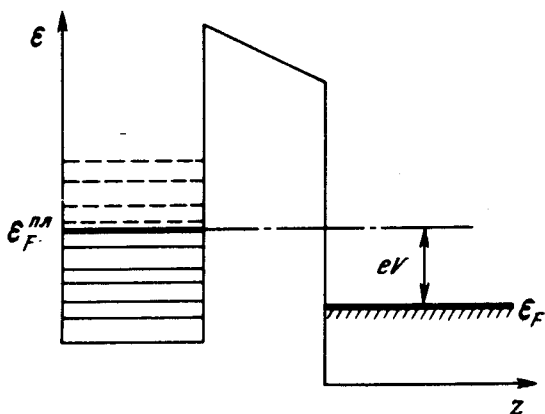


Рис. 1

Рассмотрим далее энергетическую диаграмму туннельной системы (рис. 1), состоящей из исследуемой пленки, тонкого диэлектрического зазора и массивного металлического электрода. Ток в описываемой системе должен иметь особенности, соответствующие дискретным уровням энергии в пленке. В частности, при изменении магнитного поля H и фиксированном напряжении V на туннельном переходе, особенность в туннельном токе будет иметь место всякий раз, когда дискретный уровень в пленке совпадет с уровнем Ферми массивного электрода, или, что то же самое, когда разрешенная орбита попадает на изоэнергетическую поверхность с энергией $\epsilon = \epsilon_F^{пл} + eV$ ($\epsilon_F^{пл}$ — энергия Ферми в пленке). Зависимость $\partial I(H) / \partial V |_{V = \text{const}}$ при этом, должна содержать столько гармоник по обратному магнитному полю, сколько размерных подзон содержится внутри указанной изоэнергетической поверхности. Период каждой гармоники определяется площадью соответствующего неэкстремального сечения:

$$\Delta_n(H^{-1}) = \frac{2\pi e \hbar}{c S_n(\epsilon_F^{пл} + eV, d)}. \quad (2)$$

Отметим, что рассматриваемое явление аналогично хорошо известным осцилляциям кинетических коэффициентов вырожденного электронного газа в квантующем магнитном поле с теми существенными отличиями, что, во-первых, в нашем случае в токе участвуют электроны, принадлежащие произвольной изоэнергетической поверхности (задаваемой напряжением смещения на образце) и, во-вторых, осцилляции тока определяются неэкстремальными сечениями, разрешенными размерным квантованием¹⁾. Применение описанной методики к массивным образцам позволяет определить экстремальные сечения изоэнергетической поверхности произвольной энергии в исследуемом материале.

Площади неэкстремальных сечений ($10^{-42} \text{ в}^2 \cdot \text{см}^2 \cdot \text{сек}^{-2}$), соответствующих различным значениям V и n .
 V — потенциал пленки V_i относительно $P\beta$

$V, \text{ мв}$	$n = 1$	$n = 2$	$n = 3$	$n = 4$
- 17,5	0,8($\pm 10\%$)	—	—	—
- 16	1,3	—	—	—
- 13	2,1	—	—	—
- 10	4,2	0,67	—	—
- 6	6,2	2,2	—	—
- 5	6,7	2,9	—	—
0	8,5	6,5	1,7	—
1	8,6	6,4	2,1	—
5	12,0	8,3	4,5	—
10	14,2	11,1	6,3	2,0
12	16,6	11,1	8,3	3,1
15	16,7	15,3	12,5	5,0

Результаты, приведенные в таблице, указывают на следующее: 1) число наблюдаемых сечений возрастает с увеличением V (т. е. с увеличением объема, ограниченного изоэнергетической поверхностью); 2) площадь каждого сечения растет с увеличением V ; 3) более высоким n (т. е. большим значением поперечного квазимпульса) отвечают сечения меньшей площади.

¹⁾ Определение неэкстремальных сечений поверхности Ферми в пленках V_i с помощью эффекта Шубникова — де Гааза проводилось в наших предыдущих работах [2].

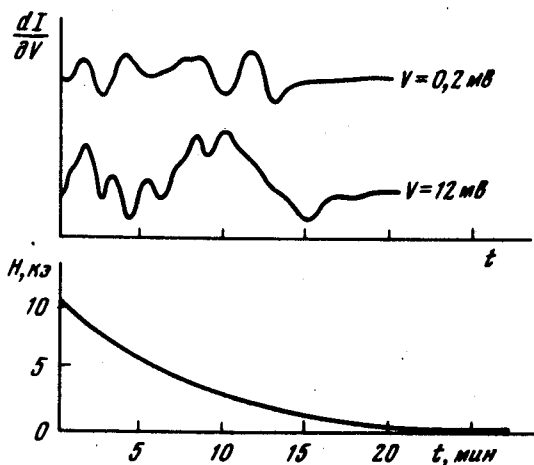


Рис. 2

Экспериментальные исследования проводились на системах: пленка $\text{Vi} - \text{окись Vi} - \text{Pb}$. Пленки Vi представляют собой мозаичный монокристалл, ориентированный осью C_3 по нормали к подложке. Методика получения таких систем и их характеристики описаны в [3]. Реализация пространственного квантования электронного спектра в исследуемых пленках контролировалась по наличию размерных осцилляций дифференциальной ВАХ $\partial^2 I(V)/\partial^2 V$ в отсутствие магнитного поля (см. [3]). Измерения проводились при $T = 4,2\text{K}$ в интервале магнитных полей $0 \div 15$ кэ при напряжениях смещения от -20 до 20 мв.

На образцах, содержащих пленки Vi толщиной 1100\AA были измерены зависимости $dI(H)/dV$ для различных значений V . Соответствующие кривые приведены на рис. 2. Полученные кривые обрабатывались на ЭВМ с целью выделения периодов осцилляций по обратному магнитному полю. По значениям периодов $\Delta_n (H^{-1})$ были вычислены площади неэкстремальных сечений $S_n (\epsilon_F^{\text{пл}} + eV)$ в пленках Vi . Результаты вычислений сведены в таблицу.

Институт радиотехники
и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 августа 1976 г.

Литература

- [1] V. N. Lutskii. Phys. Stat. Sol., (a) 1, 199, 1970.
- [2] В.Н.Луцкий, Е.П.Фесенко. ФТТ, 10, 3661, 1968; Е.П.Фесенко, В.Н.Луцкий. Письма в ЖЭТФ, 9, 120, 1969; Е.П.Фесенко, В.Н.Луцкий. ФТТ, 12, 2392, 1970.
- [3] V. N. Lutskii, N. E. Nikitin, T. N. Pinsker, V. A. Volkov, M. I. Elinson. Phys. Stat., Sol., (b) 69, 145, 1975.