

## НАБЛЮДЕНИЕ В ДВУМЕРНОЙ ФЕРМИЕВСКОЙ СИСТЕМЕ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ ПО ФОНОННОМУ УВЛЕЧЕНИЮ

Н.В.Заварицкий, З.Д.Квон <sup>1)</sup>

Исследовано фононное увлечение поверхностных зарядов в МДП структурах Si, изготовленных на плоскостях, скошенных к (001) на угол  $9^\circ \pm 10' 40''$ . Обнаружено, что зависимость фононного увлечения от концентрации поверхностных зарядов  $N_s$  имеет сложный характер с гигантскими особенностями, которые соответствуют топологическим изменениям поверхности Ферми двумерных зарядов. Определена величина минигщели в спектре электронов.

Известно, что двумерные электронные системы, возникающие в инверсионных слоях на поверхностях расположенных под углом к базисным, обладают сложным законом дисперсии (см. обзор <sup>1)</sup>). Это позволяет, используя такие поверхности, путем изменения  $N_s$  легко осуществлять в двумерной ферми-системе топологические переходы Лифшица <sup>2)</sup>.

В настоящей работе впервые экспериментально наблюден изменение фононного увлечения зарядов двумерной системы при топологических переходах и обнаружено возникновение при этом гигантских сингулярностей. Возможность возникновения подобных особенностей для трехмерного случая ранее дискутировалась в ряде теоретических работ (см. <sup>2)</sup> § 10).

Объектом исследования служили МДП структуры, созданные по стандартной технологии на поверхностях кремния, расположенных под углом  $\theta = 9^\circ, 9^\circ 27', 10^\circ, 10^\circ 40'$  к плоскости (001). В опыте, как и ранее <sup>3)</sup>, измерялось компенсационно электрическое поле  $E_{ph}$ , возникающее вдоль инверсионного слоя, при постоянном потоке неравновесных фононов  $W$ . Рассматривалось отношение  $E_{ph} W^{-1}$ , которое является мерой фононного увлечения зарядов. Диффузная часть термоэдс в условиях опыта была мала <sup>3)</sup>. Измерения проводились при последовательных напряжениях  $V_g$  на затворе. Напомним, что концентрация поверхностных зарядов

$$N_s = C (V_g - V_0) / e^{-1},$$

где  $e$  – элементарный заряд;  $V_0$  – пороговое напряжение,  $C$  – емкость единицы поверхности, определяемые экспериментально.

<sup>1)</sup> Сотрудник института физики полупроводников СО АН СССР.

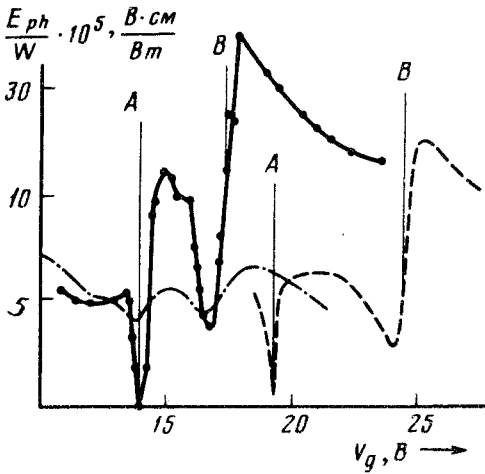


Рис. 1

Рис.1. Фононное увлечение в инверсионном МДП канале структуры, изготовленной на плоскости скошенной к  $\{001\}$  на угол  $\theta = 9^\circ$  и  $10^\circ 40'$ . (Для образца  $\theta = 9^\circ$ ,  $V_0 = -1$  В,  $N_s = 1,6 \cdot 10^{11}$  ( $V_g - V_0$ ) В $^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ , для  $\theta = 10^\circ 40'$ ,  $V_0 = -1,3$  В;  $N_s = 1,76 \cdot 10^{11}$  ( $V_g - V_0$ ) В $^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ )  $\theta = 9^\circ$ , сплошная кривая –  $T = 0,7$  К, штрих-пунктир –  $T = 1,9$  К;  $\theta = 10^\circ 40'$ , штрих –  $T = 0,7$  К

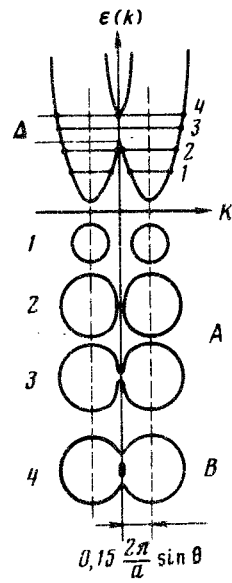


Рис. 2

Рис.2. Закон дисперсии для двумерных зарядов на скошенной поверхности. Вертикальная сплошная линия граница зоны Бриллюэна. Пунктир – расположение центров долин. Вверху разрез  $\epsilon(k)$  в плоскости, перпендикулярной МДП структуре. Внизу – изоэнергетические контуры в плоскости МДП структуры

На рис.1 представлены типичные зависимости  $E_{ph} W^{-1}$  от  $V_g$ . Кривые относятся к двум образцам с минимальным и максимальным углом  $\theta$ . На кривых отчетливо выражены сингулярности, основные из которых отмечены буквами А и В. Амплитуда особенностей и их резкость повышаются по мере понижения температуры измерений. Сингулярности наблюдались на всех исследованных образцах, их характер не зависит от подвижности зарядов, которая изменялась от  $8,3$  до  $19 \cdot 10^3$  см $^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . Отдельные образцы могут отличаться деталями особенностей (ср. две кривые на рис.1), в то время как общий характер особенностей остается неизменным. Данные на рис.1 иллюстрируют характер изменения  $E_{ph} W^{-1}$  при потоке тепла вдоль направления наклона поверхности. Особенности сохраняются и при перпендикулярном потоке, хотя их характер (особенно в А) существенно изменяется.

Сопоставим полученные результаты с электронным спектром исследуемых структур. Известно<sup>1</sup>, что на поверхности кристалла с высокими индексами Миллера появляется длинный кристаллографический период для трансляции вдоль поверхности. Это приводит к радикальному изменению спектра электронов, в частности, для электронов поверхностей близких к (001) происходит снятие вырождения в  $k$ -пространстве; – центры проекций электронных долин оказываются смещенными от центра зоны Бриллюэна на  $0,85 \frac{2\pi}{a} \sin \theta$  ( $a$  – постоянная решетки Si). На рис.2 качественно изображена зонная структура возникающая вблизи границы двумерной зоны Бриллюэна. Легко видеть, что при изменении поверхностной плотности зарядов здесь имеют место два топологических перехода: А – слияние двух отдельных ферми-поверхностей и В – образование новой зоны. Эти переходы разнесены вследствие разрыва на границе зоны спектра и образования минищели  $\Delta$ .

С этими особенностями спектра очевидным образом могут быть сопоставлены результаты измерений фононного увлечения (см. рис.1). Так, существенное уменьшение увлечения в

$A$  вначале обусловлено процессами электрон-фононного рассеяния с перебросами между поверхностями, разделенными границей зоны Бриллюэна, и затем, после слияния этих поверхностей путем образования перемычки, за счет процессов взаимодействия фононов с электронами перемычки, которые, как было показано ранее <sup>4</sup>, также дают эффект отрицательного знака, по сравнению с основными, большими частями поверхности Ферми. При увеличении размера перемычки абсолютная величина вклада от нее уменьшается. Всем этим и обусловлен резкий характер особенности  $A$ . Дополнительным фактом в пользу того, что особенность  $A$  соответствует слиянию двух ферми-поверхностей (в плоском случае может быть правильнее говорить о ферми-кривых), является то, что рассчитанный по  $N_S(A)$  радиус вектор ферми-поверхности  $k_{FA}$ , совпадает с  $0,15 \frac{2\pi}{a} \sin \theta$  — расстоянием центра поверхностей Ферми от границы зоны Бриллюэна. (По всем восьми исследованным образцам отличие  $k_{FA}$  от  $0,15 \frac{2\pi}{a} \sin \theta$  не превосходит 2%).

Вторая  $B$  особенность, видимо, связана с образованием новой ферми-поверхности на границе зоны Бриллюэна (рис.2 — 4). Сложный вид этой особенности связан с тем, что вначале при  $k_F \ll q$ , где  $q$  — волновой вектор фонона, появившаяся зона приводит лишь к рассеянию фононов и только после увеличения ее размеров до  $k_F \geq q/2$  к дополнительному вкладу в увлечение фононами зарядов. Используя среднюю плотность состояний двумерных электронов  $D = 1,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ В}$  и значения  $N_A$  и  $N_B$ , можно оценить величину минищели  $\Delta$  в спектре электронов. Полученные значения  $\Delta$  плавно увеличиваются с углом  $\theta$  от 3,4 до 6 мэВ, что согласуется с результатами других (см. <sup>1</sup>) определений этой величины.

Таким образом, сложный характер изменения фононного увлечения в зависимости от  $N_S$  в инверсионных слоях, расположенных под углом к (001), удается, по крайней мере качественно, объяснить учитывая наличие топологических переходов в исследуемой двумерной ферми-системе. Дальнейший анализ всей совокупности полученных результатов о фононном увлечении зарядов с привлечением теоретического рассмотрения этого явления, несомненно, позволит выяснить дополнительные детали характера изменения электронного спектра, вызванного наличием сверхпериода. Позднее, мы надеемся вернуться к этому вопросу.

Авторы благодарны А.И.Шальникову за внимание и оригинальные замечания, Э.И.Заварицкой и А.А.Юргенсу за обсуждения, Н.А.Никитину за техническое содействие.

#### Литература

1. Волков В.А., Петров В.Б., Сандомирский В.А. УФН, 1980, 131, 423.
2. Каганов М.И., Лифшиц И.М. УФН, 1979, 129, 487.
3. Заварицкий Н.В., Квон Э.Д. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 85.
4. Заварицкий Н.В., Каганов М.И., Мевлют Ш.Т. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, 223.

Институт физических проблем  
Академии наук СССР

Институт физики полупроводников  
Сибирское отделение  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
8 декабря 1983 г.