

## ПРОДОЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ БОЛЬЦМАНОВСКОГО ГАЗА ЭЛЕКТРОНОВ В $n$ -InSb В КВАНТОВОМ ПРЕДЕЛЕ ПО МАГНИТНОМУ ПОЛЮ

С.С.Мурзин, П.В.Попов

*Институт физики твердого тела РАН  
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 8 июля 1993 г.

Проведены измерения продольной (вдоль магнитного поля) проводимости  $n$ -InSb, определяемой взаимодействием электронов с ионизованными примесями, в квантовом пределе по магнитному полю в условиях больцмановской статистики электронов. Для образцов с концентрацией электронов  $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  результаты близки к результатам теории Аргиреса и Адамса [5], предсказывающей уменьшение сопротивления при включении сильного поля. По мере понижения концентрации электронов отличие между экспериментальными и теоретическими результатами нарастает и магнитосопротивление вместо отрицательного становится положительным.

В последние годы происходит пересмотр представлений о кинетике электронов при рассеянии на ионизованных примесях в квантовом пределе по магнитному полю  $H$ , когда заполнена лишь нижняя подзона Ландау. В работах [1-3] рассматривалась поперечная и продольная проводимость в случае фермиевской статистики электронов, а в работе [4] – поперечная проводимость в случае больцмановской статистики. Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению продольной проводимости больцмановского газа электронов в  $n$ -InSb. Задача о продольной проводимости в квантовом пределе решалась теоретически Аргиресом и Адамсом [5]. Было предсказано, что сопротивление в квантовом пределе по магнитному полю меньше, чем без магнитного поля, из-за "выключения" малоуглового рассеяния и слабо зависит от величины магнитного поля, стремясь к константе на бесконечности.

В работах [1-3] было показано, что благодаря близости движения электронов к одномерному в квантовом пределе локализационные эффекты могут сильно влиять на продольную проводимость. Измерения на  $n$ -InSb и  $n$ -InAs в условиях фермиевской статистики электронов [6,7] подтверждают это. Однако, как следует из результатов работы [8], электромагнитные флуктуации должны подавлять локализационные эффекты в квантовом пределе по магнитному полю в случае фермиевской статистики, если

$$kT > (\hbar/\tau)(\hbar V_F \epsilon_0 / e^2)^{1/3}. \quad (1)$$

Здесь  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $\tau$  – время релаксации импульса вдоль поля,  $V_F$  – фермиевская скорость электронов,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная решетки,  $e$  – заряд электрона. Этот критерий остается справедливым и для больцмановского газа, если заменить  $V_F$  на  $V_T$  – скорость электрона с энергией  $kT$ . С учетом того, что по теории [5]

$$\hbar/\tau \sim NV_T (e^2/\epsilon_0 kT)^2, \quad (2)$$

вместо (1) получим

$$kT > (e^2 N^{1/3} / \epsilon_0)^{9/7} / \epsilon_B^{2/7}; \quad (3)$$

здесь  $\mathcal{E}_B = me^4/2\epsilon_0^2\hbar^2$  – боровская энергия,  $N$  – концентрация примесей. Таким образом, если выполнено условие (3), локализационные эффекты подавлены, и магнитосопротивление должно описываться теорией Адамса и Аргиреса [5]. В противном случае оно может быть больше.

Экспериментально продольное сопротивление в условиях бальцмановской статистики электронов изучалось на Tl [9] и  $n$ -InSb [10]. В этих работах наблюдалось отрицательное магнитосопротивление, однако экспериментальные полевые зависимости не совпадали с теоретическими. В условиях работы [9] не выполнено условие применимости борновского приближения  $e^2/\hbar V_T \epsilon_0 \ll 1$ . Кроме того,  $kT$  было меньше пространственных флуктуаций примесного потенциала  $U$  и поэтому к ней не применимы результаты работы [5]. В работе [10] измерения на  $n$ -InSb выполнены в полях до 3,2Т, где квантовый предел только начинается. Результаты измерений на различных образцах с близкими параметрами (концентрациями примесей  $N$  и электронов  $n$ ) сильно отличались друг от друга, что, по-видимому, связано либо с неоднородностью образцов, либо с недостатками метода измерений.

В связи с этим мы провели систематические измерения продольной проводимости образцов  $n$ -InSb в широком диапазоне концентраций электронов  $n$  разными методами: по четырехточечной схеме на частоте 30 Гц и по двухточечной схеме на низкой (30 Гц) и высоких (до 1000 МГц) частотах.

*Образцы и методика измерений.* Измерения выполнены на образцах  $n$ -InSb с концентрацией электронов  $n$  от  $5 \cdot 10^{12}$  до  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  (см. таблицу). Измерение продольной проводимости затруднено сильной анизотропией проводимости вдоль и поперек магнитного поля: небольшие неоднородности в образце или неровности боковой поверхности могут сильно исказить результат. Поэтому для большей надежности мы пользовались несколькими методами. Большая часть измерений производилась на частоте 30 Гц по четырехточечной схеме. Образцы длиной 1 см, шириной около 1 мм и толщиной около 2 мм с ножками для потенциальных контактов вырезались на электроискровом станке, а затем обрабатывались травителем CP-4A. Напряжения на потенциальных контактах в большинстве случаев зависели от полярности магнитного поля и различались для пар контактов с разных сторон образца. Однако средние значения при двух полярностях магнитного поля с каждой из пар контактов в большинстве случаев были близки друг к другу. Эти средние значения и брались в качестве результата. Кроме того, проводились измерения по двухточечной схеме. Из материала с концентрацией  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  вырезался прямоугольный параллелепипед с размерами  $2 \times 3 \times 4 \text{ мм}$ . На меньшие грани напылялись оловянные пленки. К ним припаивались токоподводящие и потенциальные провода. Результаты измерений на таком образце совпадали с результатами измерений по четырехточечной схеме на образце из того же материала. На образцах № 10, 11, торцы которых обслуживались индием, измерения по двухточечной схеме проводились на высокой частоте (до 1000 МГц), чтобы за счет емкостной связи исключить сопротивление контактов. Кроме этого, благодаря емкостной связи можно исключить влияние некоторых дефектов. Так как результаты измерений на высокой частоте носили только контрольный характер, мы не будем описывать здесь метод измерений.

№ образца	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$n, 10^{15} \text{ см}^{-3}$	100	34	20,5	14,4	9,5	8,3	5,3	3,8	3,0	3,0	1,0	0,86	0,5
$\rho_0, \text{ мОм}\cdot\text{см}$	20	33	62,7	68,3	8,94	130	185	310	525	–	–	2200	3480
$N, 10^{14} \text{ см}^{-3}$	19	7,0	7,56	5,3	4,7	5,1	4,3	4,85	6,3	–	–	5,7	5,5
$U/k, \text{ К}$	23	18	21	20	20	22	23	26	32	–	–	41	48

Концентрации электронов определялись по результатам холловского сопротивления в сильных полях. Концентрация ионизованных примесей  $N$  для всех образцов, кроме №1, определялась из результатов измерений сопротивления  $\rho_0$  при  $H = 0$  и  $T = 30$  К по формуле Брукса-Херринга для бoльцмановской статистики (см. таблицу), а для образца №1 – из результатов измерений сопротивления при  $H = 0$ ,  $T = 4,2$  К по формуле Брукса-Херринга для фермиевской статистики, так как для этого образца фермиевская энергия в нулевом магнитном поле велика:  $\mathcal{E}_F = 30$  К. Однако в магнитном поле  $H > 2T_A$  для всех образцов величина  $\mathcal{E}_F \ll 30$  К.

Основные измерения проводились при температурах выше 20 К, когда практически все электроны с мелких доноров выброшены в зону проводимости, в чем можно было убедиться по эффекту Холла. Константы Холла менялись с температурой от 70 до 20 К не более, чем на 20%.

*Экспериментальные результаты.* Температурные зависимости сопротивления вдоль магнитного поля качественно похожи на температурные зависимости сопротивления без поля (см. рис.1). Ниже 50 К сопротивление определяется рассеянием на ионизованных примесях и убывает при повышении температуры. Выше 60 К существенным становится рассеяние на фононах и сопротивление начинает возрастать. Уменьшение сопротивления  $\rho$  выше  $T = 140$  К связано с межзонным возбуждением носителей тока. В интервале температур 20–40 К сопротивление в больших полях изменяется примерно как  $T^\eta$ , где  $\eta \simeq 1,5 - 2$ .

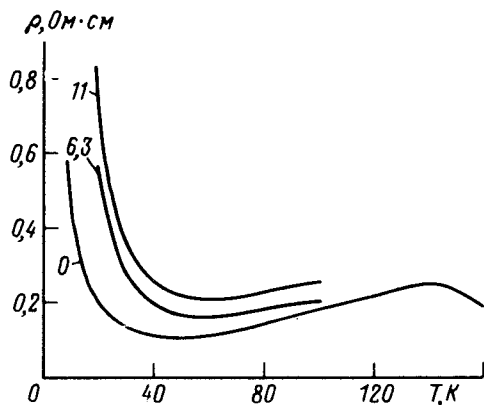


Рис.1

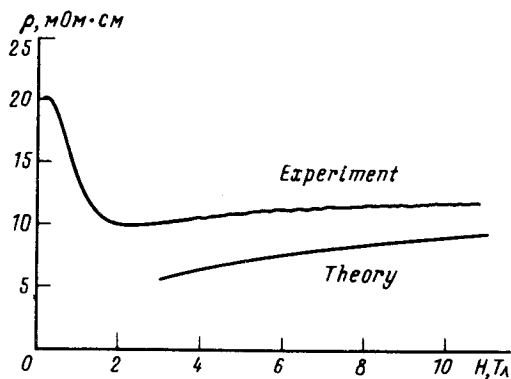


Рис.2

Рис.1. Температурные зависимости сопротивления образца №6 в магнитном поле и без поля. Числа у кривых – величины магнитного поля в теслах

Рис.2. Зависимость продольного сопротивления образца №1 от величины магнитного поля при  $T = 30$  К. Кривая 1 – эксперимент, кривая 2 – теория

В основном полевые зависимости снимались при  $T = 30$  К. Зависимости сопротивления образцов №1 и 2 от магнитного поля качественно ведут себя в соответствии с теорией Аргиреса и Адамса [5]: при переходе в квантовый предел продольное сопротивление падает (см. рис.2), а затем медленно возрастает. По теории [5] при  $H \rightarrow \infty$  оно стремится к константе  $\rho_\infty$ , меньшей  $\rho_0$ , но приближается к значению  $\rho_\infty$  снизу довольно медленно. Для образца №1 была рассчитана теоретическая зависимость сопротивления от магнитного поля в квантовом пределе, когда вклад в проводимость вносят практически только электроны с нижней подзоны Ландау (кривая 2 на рис.2). Она не

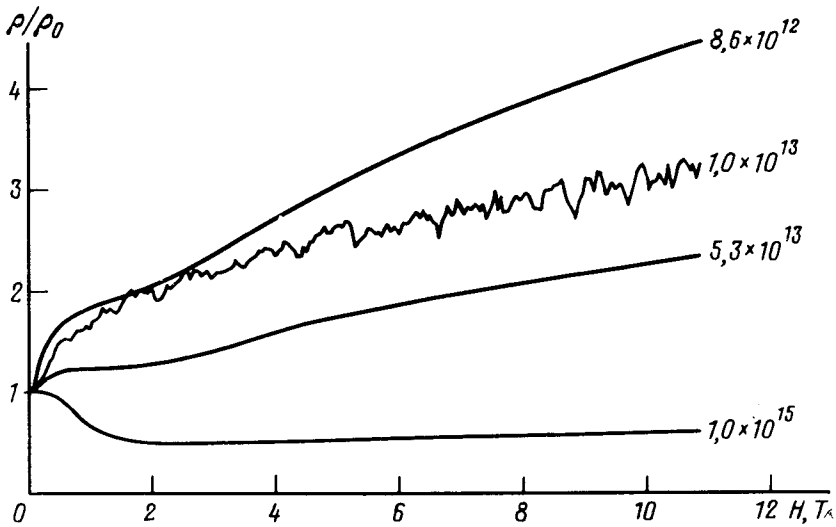


Рис.3. Зависимости продольного сопротивления от величины магнитного поля при 30 К для нескольких образцов. Кривая с шумами – результат измерений на частоте 600 МГц, остальные – на частоте 30 Гц. Числа у кривых – величины концентраций электронов  $n$  в  $\text{см}^{-3}$

сильно отличается от экспериментальной зависимости.

По мере уменьшения концентрации электронов  $n$  согласно теории [5] отношения  $\rho/\rho_0$  в квантовом пределе должны уменьшаться. В действительности происходит обратное: отношения  $\rho/\rho_0$  возрастают и становятся больше единицы (см. рис.3). На рис.4 приведены экспериментальная и теоретическая зависимости продольного сопротивления, нормированного на сопротивление в отсутствие магнитного поля, в зависимости от концентрации электронов при фиксированных величинах температуры и магнитного поля. Эти зависимости качественно отличны друг от друга, и для малых концентраций электронов величины  $\rho/\rho_0$  количественно различаются в десятки раз. Результаты измерений на высокой частоте близки к результатам на частоте 30 Гц, хотя полевые зависимости на высокой частоте немного слабее, чем на частоте 30 Гц (см.

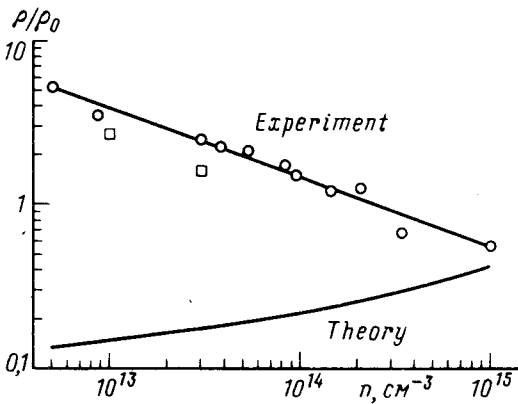


Рис.4. Экспериментальная (точки) и теоретическая (кривая 2) зависимости сопротивления в магнитном поле  $H = 6,3 \text{ Тл}$  при  $T = 30 \text{ К}$ , нормированного на сопротивление в отсутствие магнитного поля, от концентрации электронов  $n$ .  $\circ$  – результаты измерений на низкой частоте,  $\square$  – на высокой частоте

рис.3).

*Обсуждение результатов.* Монотонная зависимость  $\rho/\rho_0$  от  $n$  свидетельствуют в пользу того, что полученные нами результаты не связаны со случайными макроскопическими неоднородностями в образцах или погрешностями в измерениях, приводящими к искажению линий тока и подмешиванию поперечной проводимости. В пользу того, что нет существенного подмешивания поперечной проводимости, свидетельствует также и то, что качественный вид температурных зависимостей проводимости такой же, как и без магнитного поля, и то, что сопротивление слабо меняется с полем в квантовом пределе.

Отметим, что в наших условиях довольно велик примесный флуктуационный потенциал  $U$ . В таблице приведены величины [11]

$$U/k \equiv (\bar{U}^2)^{1/2}/k = (2\pi e^4 N \tau_D / \epsilon_0)^{1/2} / k.$$

Видно, что для некоторых образцов они превышают 30 К. Однако учитывая, что почти 50%-ный вклад в проводимость вносят электроны с энергией, большей  $3kT$ , нельзя ожидать, что учет этого потенциала изменит результаты вычислений в десятки раз. Тем более, что нет корреляции величины расхождения теории и эксперимента с величиной этого потенциала. Для образцов с  $N \geq 1$  по 7 потенциалы почти равны, а отклонения величин их сопротивлений от теоретических значений сильно отличаются (см. рис.4).

Наши результаты нельзя объяснить локализационными эффектами, так как для  $n$ -InSb с концентрацией примесей  $N = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  неравенство (3) сводится к неравенству  $kT > 7,6 \text{ К}$ . Это означает, что в наших образцах при  $T = 30 \text{ К}$  локализационные эффекты должны быть подавлены. Хуже всего неравенство (4) выполнено для образца  $N \geq 1$  с максимальной концентрацией примесей  $N = 1,9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , для которого наблюдается наименьшее расхождение теории [5] и эксперимента. Кроме того, в поле  $2T$  локализационный фактор [1]  $(2k_T \lambda_H)^{-2} \simeq 1,3$  ( $k_T$  – волновой вектор электрона с энергией  $kT$  вдоль магнитного поля,  $\lambda_H$  – магнитная длина), определяющий, во сколько раз локализационные эффекты уменьшают проводимость, не настолько велик, чтобы объяснить расхождение в десятки раз.

Таким образом, для образцов с достаточно большой концентрацией электронов  $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  результаты эксперимента и теории [5] качественно согласуются друг с другом и не сильно отличаются количественно. Однако по непонятной нам причине по мере понижения  $n$  относительная проводимость  $\rho/\rho_0$  возрастает, в то время как по теории [5] должна убывать. Для образцов с малыми концентрациями электронов ( $\leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) результаты расходятся в десятки раз.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-2794). Эта работа была также частично поддержана грантом из фонда Сороса, присужденным Американским физическим обществом. Авторы выражают благодарность В.Ф.Гантмахеру за полезные обсуждения.

1. С.С.Мурзин, Н.И. Головкин, Письма в ЖЭТФ **54**, 166 (1991).
2. P.N.Argyres and E.N.Adams., Phys. Rev. **104**, 900 (1956).
3. A.A.AbrikosoV and I.A.Ryzhkin, Adv. Phys. **27**, 254 (1978).
4. С.С.Мурзин, Письма в ЖЭТФ **45**, 228 (1987).
5. D.G.Polyakov, 20-th Intern. Conf. on the Physics of Semiconductors, ed. by Anastassakis E.M. and Joannopoulos, Singapore: World Scientific **3**, 2321 (1990).

6. Ф.А.Егоров, С.С.Мурзин, ЖЭТФ **94**, 315 (1988).
7. В.В.Косарев, Н.А.Редько, В.И.Белицкий, ЖЭТФ **100**, 492 (1991).
8. С.С.Мурзин, Письма в ЖЭТФ **55**, 665 (1992).
9. Л.С.Дубинская, ЖЭТФ **56**, 801 (1969).
10. В.А.Ильин, Е.З.Шапиро, ФТП **7**, 393 (1973).
11. В.Л.Бонч-Бруевич, С.Г.Калашников, Физика полупроводников, М.: Наука, 1990.