

УДК 621.315.592

КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ К ПРОВОДИМОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ДВУМЕРНЫМ И ТРЕХМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ

ЭКСПЕРИМЕНТ

Обзор

Полянская Т. А., Шмарцев Ю. В.

Дан обзор первых экспериментальных работ, посвященных исследованию квантовых поправок к проводимости сильно легированных полупроводников и полупроводниковых структур с двумерным электронным газом металл—диэлектрик—полупроводник и селективно легированных гетероструктур. Последовательное сопоставление всего комплекса экспериментальных данных с теорией квантовых поправок (ТКП), учитывающей явление слабой локализации и электрон-электронные взаимодействия в слабо разупорядоченных системах, позволяет сделать заключение о том, что ТКП представляет собой адекватную модель, с достаточной полнотой отражающую все особенности наблюдаемых явлений.

1. Введение

В так называемых «сильно легированных» полупроводниках (уточнение термина и границы его применимости обсуждаются далее) при исследовании явлений переноса в области, как правило, гелиевых температур более 40 лет назад были обнаружены некоторые особенности, в частности «металлический» характер зависимости удельного сопротивления от температуры, отрицательное магнитосопротивление (ОМС), аномальное положительное магнитосопротивление «нелорентцовского» характера (АПМС). Все эти особенности не удавалось объяснить с помощью принятой в ту пору теории гальваномагнитных явлений в твердом теле, поэтому их называли аномальными. К середине 70-х годов был накоплен большой объем экспериментальной информации, касающейся аномальных явлений переноса в различных полупроводниках и металлах. Популярная в то время модель локализованных спинов [1], восходящая к представлениям, развитым для металлов с магнитными примесями в известных работах Иосиды [2] и Кондо [3], не обеспечивала адекватного теоретического толкования опытных данных. Для согласования теории и эксперимента приходилось, например, допускать наличие необоснованно большого количества гигантских по величине локализованных магнитных моментов (см., например, [4]). Внимание к аномальным явлениям привлекалось также тем, что они заметнее проявляются при приближении к переходу металл—диэлектрик (андерсоновская локализация, переход Мотта), а сама проблема перехода металл—диэлектрик в неупорядоченных системах, к числу которых относятся легированные полупроводники при низких температурах, является актуальной проблемой физики твердого тела.

В последние годы число публикаций на эту тему резко возросло в связи с толчком, который дали теоретические работы Андерсона, Абрахамса, Личиарделло, Рамакришнана [5] и Альтшуллера, Аронова [6] для понимания решающей роли квантовых явлений в проводимости слабо разупорядоченных полупроводников. Имеются в виду однородные проводники с микроскопическими флуктуациями потенциальной энергии электронов, амплитуда которых растет по мере при-

ближения к переходу металл—диэлектрик с «металлической» стороны перехода. Диффузионное движение электронов в таком материале сопровождается квантовой интерференцией волновых функций невзаимодействующих электронов (так называемой слабой локализацией электронов [5]) и возрастанием роли межэлектронного взаимодействия [6]. Эти процессы приводят к добавочным изменениям в проводимости, называемым квантовыми поправками. Развитие теории квантовых поправок (ТКП) начато в работах [5-15]. В обзорах [16-21] (использованных при написании раздела 2) представлены основные результаты теории и методы их получения.

Теория квантовых поправок (ТКП) позволяет понять и классифицировать обнаруженные ранее низкотемпературные аномалии в кинетических эффектах, в первую очередь одно из наиболее заметных явлений такого рода — ОМС в сильно легированных полупроводниках. В полупроводниках ОМС было впервые обнаружено Ченцовым [22] при исследовании низкотемпературной проводимости теллура, а в структурах с двумерным электронным газом — при исследовании поверхностной проводимости кремния [23, 24]. ТКП позволяет понять как широкую распространенность ОМС (см., например, [25]), так и тот факт, что при определенных условиях ОМС переходит в аномальное положительное магнитосопротивление. Учет межэлектронного взаимодействия позволяет также объяснить температурную и концентрационную зависимости ОМС (см., например, [26, 27]).

Экспериментальные исследования, проведенные в 1980—1982 гг. на сильно легированных полупроводниках, металлических пленках, проволоках и на полупроводниковых структурах с двумерным электронным газом, дали убедительное доказательство справедливости ТКП для всего этого круга материалов. Исследования последних лет выявили возможность использования квантовых эффектов в проводимости для получения новой информации как о деталях электрон-электронных и электрон-фононных взаимодействий, так и о некоторых других свойствах исследуемых систем.

В обзоре обсуждаются результаты первых экспериментальных исследований, посвященных проверке пригодности ТКП для объяснения аномальных низкотемпературных гальваномагнитных явлений.

В разделе 2 обзора вводятся основные понятия ТКП: размерность электронного газа по отношению к рассматриваемым квантовым процессам, аналитические выражения для температурной и магнитополевой зависимостей квантовых поправок к проводимости, времена релаксации фазы волновой функции электронов.¹

В последующих разделах представлены экспериментальные данные по исследованию квантовых поправок к проводимости: в разделе 3 — для трехмерных полупроводников, в разделе 4 — для двумерного электронного газа, образующегося на поверхности кремния в структурах металл—диэлектрик—полупроводник (п. 4.1) и на границе раздела в полупроводниковых гетероструктурах (п. 4.2).

Последовательное сопоставление всего комплекса экспериментальных данных с теорией позволяет сделать заключение о том, что ТКП представляет собой адекватную модель, с достаточной полнотой отражающую все особенности наблюдаемых явлений.

2. Основные понятия теории квантовых поправок к проводимости

2.1. Понятие о размерности проводника в ТКП

Теория развита для вырожденного электронного газа² в области металлической проводимости при условии слабой разупорядоченности системы, что в соответствии с известным условием Иоффе—Регеля [29] означает: длина свободного пробега электронов больше длины волны электрона, т. е.

¹ Таблицы основных формул ТКП для трехмерных и двумерных систем приведены в *Приложениях 1—3*.

² Слабая локализация в невырожденном электронном газе рассмотрена в работе [28].

$$k_F l = 2v_F \tau / \hbar > 1,$$

где ϵ_F , k_F — энергия и импульс электрона на уровне Ферми, τ — время релаксации импульса электрона при упругом рассеянии, l — длина свободного пробега.

К объектам исследования, удовлетворяющим этому условию, относятся, в частности, сильно легированные полупроводники с концентрацией примеси, превышающей критическую концентрацию N_c перехода металл—диэлектрик. N_c для слабо компенсированных полупроводников можно оценить по соотношению Мотта [30], подтвердившемуся на широком классе объектов [31],

$$N_c^{1/3} a_B \approx 0.26,$$

где a_B — эффективный боровский радиус электропа на примеси. В компенсированных полупроводниках N_c возрастает. Кроме того, предполагается, что компенсация примесей не является чрезмерно сильной, так что газ свободных носителей остается вырожденным.

Как показывает теория, характер проявления квантовых эффектов в проводимости зависит от эффективной размерности $d=1, 2, 3$ электронного газа, т. е. от соотношения между геометрическими размерами проводника и характерными масштабами теории. В дополнение к ранее известным эффектам, проявляющимся при сравнении размера L (например, толщины) проводника с длиной свободного пробега l (классический размерный эффект) или с длиной волны электрона λ (размерное квантование), ТКП вводит в рассмотрение новые масштабы, а именно длину диффузии $L_\varphi = (D\tau_\varphi)^{1/2}$ и длину когерентности $L_T = (D\hbar/kT)^{1/2}$. Здесь D — коэффициент диффузии электрона, τ_φ — время релаксации фазы волновой функции электрона. Частота сбоя фазы τ_φ^{-1} определяется неупругим или квазиупругим рассеянием электронов: электрон-электронным, электрон-фононным взаимодействиями или рассеянием с поворотом спина [13]. L_φ — длина, на которой сохраняется фаза волновой функции электрона, L_T — характерный масштаб для квантовых поправок, возникающих за счет электрон-электронного взаимодействия. На длине L_T сохраняется пространственная когерентность волновых функций двух квазичастиц с разностью энергий $\sim kT$.

Трехмерный электронный газ (ЗМЭГ) реализуется в образце, любой геометрический размер которого велик по сравнению с характерными масштабами теории, т. е.

$$L \gg L_T, \quad L_\varphi \gg \lambda.$$

В том случае, если $L \gg \lambda$, но $L \ll L_\varphi$, L_T , энергетический спектр электронов в проводнике не меняется по сравнению с ЗМЭГ. В то же время электронный газ является эффективно двумерным для явлений слабой локализации и межэлектронного взаимодействия (так как $L \ll L_T, L_\varphi$). В дальнейшем такие проводники называются квазидвумерными в отличие от случая чисто двумерного электронного газа (2МЭГ), когда один из размеров проводника $L \ll \lambda \ll L_T, L_\varphi$.³ Следует отметить, что, поскольку $\hbar/\tau_\varphi < kT$, всегда L_T меньше L_φ . Если $\tau_\varphi kT/\hbar \gg 1$, то может возникнуть ситуация, когда размер проводника занимает промежуточное значение: $L_T \ll L \ll L_\varphi$. В этом случае он оказывается двумерным по отношению к процессам межэлектронного взаимодействия, но трехмерным по отношению к слабой локализации. Нам не известны экспериментальные исследования данной промежуточной ситуации. Если два характерных размера проводника L_1, L_2 малы по сравнению с длиной волны электрона λ

$$L_1, L_2 \ll \lambda,$$

то электронный газ в таком проводнике является одномерным (1МЭГ). Поскольку в проводнике с 1МЭГ электроны локализованы, существует только квазиодномерная металлическая проводимость.

³ Обратите внимание на то, что это определение квази-2МЭГ отличается от принятого в известном обзоре [32].

2.2. Температурная зависимость проводимости

2.2.1. *Слабая локализация.* При обычном квантово-механическом подходе к вычислению вероятности упругого рассеяния электрона W_0 рассматривается электронная волновая функция

$$\psi = e^{ikz} + A(\theta) e^{ikr/r}.$$

Здесь первое слагаемое — падающая в направлении z плоская волна, второе — отраженная центром рассеяния затухающая сферическая волна, $A(\theta)$ — амплитуда рассеяния на угол θ . Вероятность рассеяния электрона W_0 пропорциональна $|A(\theta)|^2$. Время релаксации упругого рассеяния τ определяется через транспортное сечение

$$S_{tr} = 2\pi \int |A(\theta)|^2 (1 - \cos \theta) \sin \theta d\theta, \quad 1/\tau = N_i v S_{tr},$$

где N_i — концентрация рассеивателей, v — скорость электрона.

При таком рассмотрении пренебрегается интерференцией между падающей и отраженной волнами. Это оправдано для основного потока диффундирующих от контакта к контакту электронов, за исключением особого случая электронных волн, распространяющихся по замкнутой траектории (рис. 1) в двух противоположных направлениях и испытывающих при этом упругое рассеяние на одних и тех же центрах, но в обратном порядке. Такие две сопряженные волны (с амплитудами A_1 и A_2) являются когерентными (сохраняют фазу волновой функции) и интерferируют в точке пересечения $r=0$. В результате

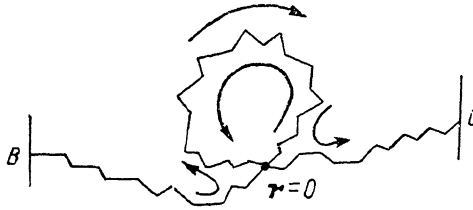


Рис. 1. Электронная траектория с самопересечением.

для расчета вероятности W_1 прохождения носителя тока от контакта B к контакту C необходимо учитывать для рассматриваемого процесса интерференционный член

$$W_1 = |A_1 + A_2|^2 = |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2 \operatorname{Re} A_1 A_2^* = 4 |A|^2$$

($A_1 = A_2 = A$). При классическом рассмотрении вероятность того же процесса в 2 раза меньше:

$$W_0 = |A_1|^2 + |A_2|^2 = 2 |A|^2.$$

Вероятность обнаружения электрона за время t в точке $r=0$ можно определить через коэффициент диффузии

$$W_1(r=0) \approx 1/(4Dt)^{d/2} = 4 |A|^2 = 2W_0.$$

Отсюда видно, что при учете интерференции на самопересекающихся траекториях коэффициент диффузии падает по сравнению с таковым при классическом рассмотрении, т. е. проводимость уменьшается. Это и принято называть слабой локализацией.

Несмотря на, казалось бы, малую долю траекторий рассматриваемого типа в общем числе путей диффузии электрона от контакта к контакту (естественно, эта доля растет с понижением размерности электронного газа), процесс интерференции приводит не только к малым количественным изменениям в проводимости, но и к новым качественным эффектам, примером которых могут служить ОМС и АПМС.

Точный расчет [5] показывает, что изменение проводимости за счет этого процесса в трехмерном полупроводнике обратно пропорционально L_φ :

$$\Delta \sigma_3^L(T) = G_0 L_\varphi^{-1} = G_0 (D\tau_\varphi)^{-1/2}, \quad (1)$$

$G_0 = e^2/2\pi^2\hbar = 1.23 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$. Если какой-либо размер проводника меньше L_φ и электрон упруго рассеивается на «стенках», то вероятность образования само-

пересекающихся траекторий возрастает, а зависимость $\Delta\sigma_2^L$ от τ_φ существенно изменяется:

$$\Delta\sigma_2^L(T) = -G_0 \ln(\tau_\varphi^{-1}) \quad (2)$$

для двумерного и квазидвумерного проводника,

$$\Delta\sigma_1^L(T) = -2\pi G_0 (D\tau_\varphi)^{1/2} \quad (3)$$

для квазиодномерного проводника.

Время τ_φ зависит от температуры, поскольку определяется неупругими столкновениями (см. п. 2.4). Поэтому выражения (1)–(3) определяют температурную зависимость проводимости, связанную со слабой локализацией электронов.

В системах с сильным спин-орбитальным взаимодействием электронов, происходящим при рассеянии на дефектах или на поверхности образца, сопряженность волновых функций при обходе петли, изображенной на рис. 1, сохраняется только для электронов, находящихся в синглетном состоянии, т. е. с суммарным спином $j=0$, в то время как когерентность триплетных состояний с $j=1$ подавляется случайным спин-орбитальным рассеянием в поле примеси. Теоретический анализ [10] показывает, что триплетный вклад затухает за время τ_φ^* , равное

$$1/\tau_\varphi^* = 1/\tau_\varphi + 4/3\tau_{s0}, \quad (4)$$

где τ_{s0} — время релаксации спин-орбитального рассеяния. Синглетный вклад затухает по-прежнему за время τ_φ . В результате изменение проводимости определяется двумя слагаемыми. Например, для двумерного случая

$$\Delta\sigma_2^L(T) = -G_0 \left(\frac{3}{2} \ln \frac{\tau_\varphi}{\tau} - \frac{1}{2} \ln \frac{\tau_\varphi}{\tau} \right). \quad (4a)$$

Существенно, что если $\tau_\varphi^* \simeq \tau_{s0} \ll \tau_\varphi$, то зависит от температуры только синглетный вклад в проводимость, который меняет знак зависимости $\Delta\sigma^L(T)$. При наличии парамагнитных примесей обратное время релаксации спин-спинового рассеяния τ_s^{-1} суммируется с обратным временем сбоя фазы τ_φ^{-1} и в триплетном, и в синглетном слагаемых. Так как τ_s не зависит от температуры, то такого типа рассеяние полностью подавляет температурную зависимость локализованной поправки.

При рассмотрении процесса слабой локализации нет необходимости учитывать взаимодействие электронов. Однако, как будет ясно из дальнейшего, во многих случаях оно является основной причиной сбоя фазы в разупорядоченном электронном газе и тогда проявляется в температурной зависимости локализованных поправок к проводимости $\Delta\sigma_2^L(T)$.

2.2.2. *Электрон-электронное взаимодействие.* Теория, рассматривающая особенности взаимодействия электронов в разупорядоченных проводниках, стала развиваться одновременно с теорией слабой локализации. Ранее в соответствии с теорией Ландау электронной ферми-жидкости считалось, что учет неупорядоченного движения электронов в поле примесей или дефектов может привести только к перенормировке ряда параметров без каких-либо существенных изменений в самой теории. Однако теоретические исследования [6, 16] показали, что вероятность электрон-электронного взаимодействия возрастает из-за того, что электроны в разупорядоченном проводнике проходят область взаимодействия не «баллистически», а диффузионным образом, многократно упруго рассеиваясь на примесях. Вследствие этого возрастает вероятность повторной встречи частиц и интерференции процессов их взаимодействия в области, определяемой объемом когерентности

$$L_0^2 = (D\hbar/\epsilon)^{d/2}. \quad (5)$$

Здесь ϵ — энергия частицы, \hbar/ϵ — время, в течение которого состояние с разностью энергий $\Delta\epsilon \simeq \epsilon$ неразличимы. Интерференция произойдет, если начальная и конечная точки движения электрона в течение времени dt попадут в эле-

мент объема $\lambda^2 v dt$ (v — скорость электрона). Вероятность этого события пропорциональна отношению объемов $\lambda^2 v dt / L_\varepsilon^d$. Полная вероятность определяется за промежуток времени от τ до \hbar/ε :

$$\alpha_\varepsilon = \int_\tau^{\hbar/\varepsilon} \lambda v dt / L_\varepsilon^d.$$

Соответственно изменяется и константа взаимодействия электронов λ в разупорядоченной ферми-жидкости

$$\lambda_{\text{упф}} = \lambda (1 + \alpha_\varepsilon),$$

где

$$\alpha_\varepsilon = 1/\varepsilon v_d L_\varepsilon^d = (1/N_\varepsilon) \ll 1, \quad (6)$$

N_ε — число состояний в интервале $\Delta\varepsilon \simeq \varepsilon$ в объеме когерентности, v_d — плотность состояний. Изменение величины константы взаимодействия приводит к поправкам в физических явлениях, пропорциональным $\lambda\alpha_\varepsilon$, к особенностям плотности состояний, теплоемкости, магнитной восприимчивости и в явлениях переноса. Вклад этих поправок увеличивается с понижением размерности электронного газа.

ТКП рассматривает несколько видов взаимодействия квазичастичных возбуждений. Один из них — типа электрон (над уровнем Ферми)—дырка (под уровнем Ферми) — называется взаимодействием в диффузионном канале [при этом учитываются процессы квазичастиц как в синглетном ($j=0$), так и в триплетном состояниях ($j=1$)]; другой — типа электрон—электрон (так называемый куперовский канал взаимодействия) — характеризуется своей константой взаимодействия и особенно существен в сверхпроводниках. Характерным масштабом для всех видов взаимодействия является длина когерентности, равная при $\varepsilon = kT$

$$L_T = (D\hbar/kT)^{1/2}.$$

Зависимость проводимости от температуры для $d=1$ или 3 можно представить в виде

$$\Delta\sigma_d(T) = (\Lambda_d - \lambda_c) G_0 / L_T^{d-2} \sim T^{d/2-1}. \quad (7)$$

Здесь Λ_d — константа электрон—электронного взаимодействия в диффузионном канале, λ_c — в куперовском канале:

$$\lambda_c = 1/\ln(T_c/T). \quad (8)$$

Для сверхпроводников T_c — температура сверхпроводящего перехода, теория справедлива при $T > T_c$, при этом $\lambda_c < 0$. В нормальных металлах $T_c \simeq \varepsilon_F \gg kT$ и $\lambda_c > 0$. Для $d=2$

$$\Delta\sigma_2(T) = G_0 \left[\Lambda_2 \ln \frac{kT\tau}{\hbar} - \ln \left(1 + \lambda_c \ln \frac{kT\tau}{\hbar} \right) \right]. \quad (9)$$

В температурной зависимости проводимости 2МЭГ проявляется еще один механизм взаимодействия — рассеяние на сверхпроводящих флуктуациях электронной плотности [9]. Соответствующие изменения проводимости называют поправкой Маки—Томпсона:

$$\Delta\sigma_2^{M-T} = \beta(\lambda_c) G_0 \ln(kT\tau/\hbar). \quad (10)$$

Функция $\beta(\lambda_c)$ рассмотрена в работе [9]. При $\lambda_c > 0$ зависимость $\beta(\lambda_c)$ известна только в приближении $\lambda_c \rightarrow 0$, когда

$$\beta(\lambda_c) \simeq \pi^2 \lambda_c^2 / 6. \quad (11)$$

В итоге в двумерном случае локализационный вклад (2) и поправка Маки—Томпсона (11) дают вместе следующую логарифмическую зависимость от температуры T , если τ_φ зависит от T степенным образом:

$$\Delta\sigma_2 = G_0 [p + (1-p)\beta] \ln(kT\tau, \lambda). \quad (12)$$

Константа Λ_d равна

$$\Lambda_d = \frac{2}{d} + \frac{3}{4} \lambda_s^{(j=1)}. \quad (13)$$

Здесь первое слагаемое связано с взаимодействием электрона и дырки с общим спином $j=0$ (синглетный вклад), второе слагаемое — с взаимодействием частиц с суммарным спином $j=1$ (триpletный вклад). Последний может быть выражен через амплитуду рассеяния квазичастиц различным образом для разного типа физических явлений [15, 16]. Для поправок к проводимости в случае $d=3$

$$\lambda_s^{(j=1)} = 32 [1 + 3F/4 - (1 + F/2) 3/2] F/3, \quad (14)$$

а в случае $d=2$

$$\lambda_s^{(j=1)} = 4 [1 - 2(1 + F/2) \ln(1 + F/2)]/F. \quad (15)$$

Если $F \rightarrow 0$, то

$$\lambda_s^{(j=1)} \rightarrow -F. \quad (16)$$

При кулоновском отталкивании электронов F может быть определена через радиус экранирования R_s . В приближении Томаса—Ферми для квазиодномерного, квазидвумерного и трехмерного случаев

$$F = \ln(1 + x^2)/x^2, \quad (17)$$

для чисто двумерного случая

$$F = \frac{1}{\pi(x^2 - 1)^{1/2}} \ln \frac{x + (x^2 - 1)^{1/2}}{x - (x^2 - 1)^{1/2}}, \quad x > 1, \quad (18)$$

$$F = \frac{1}{(1 - x^2)^{1/2}} \left[1 - \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{x}{(1 - x^2)^{1/2}} \right], \quad x < 1,$$

$x = 2k_F R_s$. Строго говоря, теория справедлива только при $x > 1$. В эксперименте же встречаются объекты с $x < 1$, причем расчет по нижнему выражению (18) дает вполне удовлетворительное согласие с теорией (табл. 1, п. 4.2). Однако выражение для F при $1 - x < 0.1$ расходится и для расчета F при $x < 1$ им не следует пользоваться.

Радиус экранирования R_s в вырожденном 2МЭГ [30] равен

$$R_s = a_B/2, \quad (19)$$

в квазидвумерном [16]

$$R_s = a_B \pi / 2k_F L \quad (20)$$

и в трехмерном

$$R_s = (a_B \pi k_F)^{1/2} / 2. \quad (21)$$

При $k_F L / \pi = 1$ выражения (19) и (20) совпадают, что соответствует заполнению только нижнего уровня размерного квантования.

В Приложении 1 собраны теоретические выражения $\Delta\sigma_d(T)$ для разного типа поправок.

2.3. Влияние магнитного поля на квантовые поправки к проводимости

Классическая проводимость вырожденного электронного газа в магнитном поле H определяется тензором с компонентами

$$\sigma_{xx}^{(d)}(H) = (e^2 n_d \tau / m^*) / (1 + \omega_c^2 \tau^2), \quad (22)$$

$$\sigma_{xy}^{(d)}(H) = \omega_c \tau \sigma_{xx}^{(d)}(H).$$

Здесь используется система координат, в которой ток $\mathbf{I} \parallel x$, магнитное поле $\mathbf{H} \parallel z$, $n_d = d(\pi k_F)^d / \pi$ — концентрация электронов, $\omega_c = eH / m^* c$ — циклотронная частота. В случае $d=2$ ось z совпадает с нормалью к плоскости проводя-

щего слоя. Зависимости (22) справедливы для однозонной модели при изотропной эффективной массе. Напомним, что в этом случае классическое (лорентцовское) магнитосопротивление в вырожденном электронном газе отсутствует. Точнее, при $\epsilon_F \gg kT$ оно равно [33]

$$\frac{\rho(H) - \rho(0)}{\rho(H)} = \frac{\pi^2}{3} r \left(\frac{kT}{\epsilon_F} \right)^2 \frac{(\omega_c \tau)^2}{1 + (\omega_c \tau)^2} \ll 1, \quad (23)$$

где r — показатель степени в зависимости $\tau = a\epsilon^r$ [максимальное значение магнитосопротивления (23) $\Delta\rho/\rho \simeq (kT/\epsilon_F)^2$].

Квантовые поправки $\Delta\sigma_{xy}^q$ к холловской проводимости в слабом магнитном поле $H \rightarrow 0$ рассчитаны в работах [8, 16]. Показано, что для всех размерностей

$$\Delta\sigma_{xy}^q(H)/\sigma_{xy}(H \rightarrow 0) = \gamma_q \Delta\sigma_{xx}^q/\sigma_{xx}(0).$$

Здесь индексом q , как и в *Приложении 1*, обозначен тип квантовой поправки: $q=L$ — слабая локализация, $q=D$ — электрон-электронное взаимодействие в диффузионном канале, $q=C$ — в куперовском канале. Соответственно $\gamma_L=2$ для слабой локализации, $\gamma_D=\gamma_C=0$ — для поправок, связанных со всеми видами электрон-электронных взаимодействий.

Отметим, что для классической проводимости

$$\Delta\sigma_{xy}^{(d)}(H)/\sigma_{xy}^{(d)}(H \rightarrow 0) = \Delta\sigma_{xx}^{(d)}(H)/\sigma_{xx}^{(d)}(0), \quad (24)$$

т. е. $\gamma=1$ во всем диапазоне магнитных полей, как следует из (22).

Таким образом, исследование коэффициента Холла позволяет разделить, вообще говоря, эффекты слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия в температурной зависимости, но для этого необходимы очень точные измерения коэффициента Холла при $H \rightarrow 0$.

Особенно много полезной информации дает изучение зависимостей квантовых поправок к проводимости от магнитного поля. В общем виде эти зависимости можно представить следующим образом:

$$\Delta\sigma_d^q(H) = a_q G_0 \Phi_d^q(x_d)/l_q^{d-2}. \quad (25)$$

Соответствующие диффузионные длины равны

$$l_L = L_\varphi = (D\tau_\varphi)^{1/2}, \quad l_D = l_C \equiv L_T = (D\hbar/kT)^{1/2}.$$

Коэффициенты a_L^H , a_D^H , a_C^H определяются константами межэлектронного взаимодействия и приведены в *Приложении 2*, так же как и вид функций $\Phi_d^q(x_d)$, асимптотические значения которых представлены в *Приложении 3*. Функциональная зависимость $\Delta\sigma_d^q(H)$ существенно различна для разного типа поправок и определяется размерностью d . Аргументы x_d функций $\Phi_d^q(x_d)$ пропорциональны магнитному полю. Для слабой локализации

$$x_L = 4L_\varphi^2/l_H^2 = 4D\tau_\varphi eH/\hbar c, \quad (26)$$

где $l_H = (\hbar c/eH)^{1/2}$ — магнитная длина. Функция $\Phi_L^2(x_L)$ дана в работе [9],

$$\Phi_L^2(x_L) \equiv f_3(x_L) \sqrt{x_L}/2. \quad (27)$$

Функция $f_3(x_L) \equiv F(1/\delta)$ определена в работе [11].

В диффузионном канале влияние магнитного поля определяется зеемановским расщеплением состояний с полным спином $j=1$ и проекцией спина $m=\pm 1$. Аргументом функций $\Phi_D^2(x_D)$ является отношение

$$x_D = g\mu_B H/kT, \quad (28)$$

где g — эффективное гиромангнитное отношение для носителей заряда, μ_B — магнетон Бора,

$$\Phi_D^2(x_D) \equiv q_2(x_D)/2, \quad \Phi_3^D(x_D) \equiv g_3(x_D)/2\sqrt{2}.$$

Функции $g_2(x)$, $g_3(x)$ введены в работе [14].

В куперовском канале магнитопроводимость зависит от соотношения между L_T и магнитной длиной l_H :

$$x_C = 2L_T^2 / \pi l_H^2 = 2DeH / \pi c k T. \quad (29)$$

Зависимость от $x_C \sim H/T$ определяется функциями $\varphi_2(x)$, $\varphi_3(x)$ (Приложение 2, 3), введенными в работе [13], коэффициент $a_C^H = -\lambda_C^H$. Константа электрон-электронного взаимодействия λ_C возрастает по абсолютной величине в магнитном поле:

$$\lambda_C^H = 1 \ln(T_C/T^*), \quad T^* = \max(T, x_C T). \quad (30)$$

Зависимости $\Phi_d^C(x_C)$ справедливы, если можно пренебречь спиновым расщеплением электронов и рассеянием на парамагнитных примесях. Учет влияния этих факторов на поправку в куперовском канале $\Delta\sigma_d^C(H, T)$ сделан в обзоре [16].

Наиболее хорошо изучена магнитопроводимость, связанная со слабой локализацией, так как ее анализ дает возможность определить время сбоя фазы волновой функции τ_φ . Кроме того, так как $L_\varphi > L_T$, $x_L > x_C$ и, как правило, $x_L \gg x_b^* = g\mu_B H / kT$, эффект слабой локализации преобладает в магнитопроводимости: проводимость возрастает с ростом магнитного поля. Это происходит из-за разрушения магнитных полей когерентности сопряженных волн (рис. 1). Для распространяющихся по петле в противоположных направлениях электронных волн магнитное поле вводит в амплитуду рассеяния разность фаз [16]

$$\Delta\varphi = 2\pi\Phi_0\Phi_0$$

и тем самым уменьшает вероятность локализации [Φ — величина магнитного потока через замкнутую траекторию (рис. 1), $\Phi_0 = \hbar c / 2e$ — квант потока]. В результате возникает отрицательное магнитосопротивление.

Зависимость $\Delta\sigma_3^L(H)$ типа (25) справедлива, пока магнитная длина l_H больше длины свободного пробега. В более сильном магнитном поле, когда $l_H < l$ (но $\omega_c\tau < 1$), функциональная зависимость от H изменяется и $\Delta\sigma_3^L(H) \sim -\ln(H)$ [34]. Однако эту особенность трудно выявить в эксперименте, так как становятся заметными вклады в магнитопроводимость от взаимодействия в диффузионном канале и в куперовском канале, что сопровождается появлением положительного магнитосопротивления.

Особый случай представляет магнитопроводимость, связанная со слабой локализацией, при наличии в системе спин-орбитального взаимодействия электронов. Если взаимодействие спин-орбита происходит при рассеянии на атомах примеси или на поверхности проводника, то зависимость проводимости от магнитного поля аналогично температурной зависимости (4а) существенно различна для синглетного и триплетного спиновых состояний:

$$\Delta\sigma_d^L(H) = G_0 \left[\frac{3}{2} \frac{\Phi_d^L(x_L^*)}{(L_\varphi^*)^{d-2}} - \frac{1}{2} (1 - \zeta) \frac{\Phi_d^L(x_L)}{L_\varphi^{d-2}} \right] \quad (31)$$

$x_L^* = 4(L_\varphi^*)^2 / l_H^2$, $L_\varphi^* = (D\tau_\varphi^*)^{1/2}$, τ_φ^* зависит от времени релаксации спин-орбитального взаимодействия (4).

Поскольку $x_L > x_L^*$, в слабом магнитном поле основную роль играет второй (синглетный) член выражения (31), имеющий противоположный знак по сравнению с обычной локализационной проводимостью, что дает положительное магнитосопротивление. По мере увеличения магнитного поля и насыщения полевой зависимости синглетного вклада возрастает роль первого (триплетного) члена выражения (31), что приводит к появлению сначала максимума в положительном магнитосопротивлении, а затем отрицательного магнитосопротивления. Анализ такой немонотонной зависимости магнитопроводимости позволяет с хорошей точностью определить времена τ_φ и τ_{so} [35, 36]. Соответствующий эксперимент более подробно рассматривается в п. 4.2.

Более сложный характер носит зависимость $\Delta\sigma^L(H)$ в полупроводниках A^{IV} и $A^{III}V$ p -типа. Для дырок спин-орбитальная связь всегда эффективно

сильная, на что указывает структура волновых функций на вершине валентной зоны, принадлежащих квантовым состояниям $p_{1/2}$ с проекциями момента $m=3/2, 1/2, -1/2, -3/2$. В этом случае вероятность квантовой интерференции представляется суммой четырех слагаемых вместо двух [16], и из-за сильной спин-орбитальной связи у дырок для всех энергий τ_{s0} оказывается одного порядка с временем релаксации упругого рассеяния [37], т. е.

$$\tau_{s0} \approx \tau \ll \tau_{\varphi}.$$

В результате основной вклад дает последний член того же типа, что и в выражении (31), и магнитосопротивление остается положительным в широкой области магнитных полей и температур, чем и объясняется казавшийся ранее удивительным экспериментальный факт отсутствия ОМС в полупроводниках p -типа. Наблюдавшееся положительное магнитосопротивление имело аномальный («нелорентцовский») характер (особенности анизотропии и полевой зависимости), что указывало на его общее происхождение с ОМС [38]. Это обстоятельство и было объяснено ТКП. Наиболее ярким свидетельством справедливости ТКП в применении к полупроводникам p -типа является наблюдение перехода АПМС в ОМС под воздействием одноосной упругой деформации, приводящей к расщеплению валентной зоны и связанному с этим ослаблению спин-орбитального взаимодействия [38].

Аналитические выражения для первых трех слагаемых в АПМС для полупроводников p -типа отсутствуют. Тем не менее в работе [39] проанализированы экспериментальные данные для p -GaAs_{1-x}Sb_x путем выделения основного синглетного члена АПМС и определено время τ_{φ} .

Изучение анизотропии магнитосопротивления, т. е. его зависимости от направления магнитного поля, позволяет выяснить «степень заквазованности» электронного газа при $d=2$. Направление магнитного поля относительно нормали z к проводящему слою определяется углом θ таким образом, что

$$\cos \theta = H_z / H.$$

При сферической изоэнергетической поверхности квантовая магнитопроводимость проводника с ЗМЭГ изотропна. По мере уменьшения толщины L проводящего слоя до значений, сравнимых с L_{φ} или L_T , появляется анизотропия магнитопроводимости, характерная для квазидвумерного электронного газа [40], так что зависимости $\Delta \sigma_{\parallel}^{L, C}(\theta=0)$ и $\Delta \sigma_{\parallel}^{L, C}(\theta=\pi/2)$ существенно различны (Приложение 2). Наконец, для ЗМЭГ $\Delta \sigma_{\parallel}^{L, C}(\theta=\pi/2)=0$, что может быть использовано для тестирования ЗМЭГ в слабом магнитном поле. Поправка $\Delta \sigma_{\parallel}^2(H)$, связанная с влиянием H на спиновое расщепление (диффузионный канал), изотропна для всех размерностей.

В сильном магнитном поле температурная зависимость поправок к проводимости подавляется. Асимптотика функций Φ_d^L, Φ_d^C при $x_L, x_C \gg 1$ с точностью до численного коэффициента приводит к выражениям типа (1), (2), (7), (12), но с заменой диффузионных длин L_{φ}, L_T на магнитную длину $l_H = (\hbar c / eH)^{1/2}$.

В результате в достаточно сильном магнитном поле для электронного газа любой размерности подавляется температурная зависимость проводимости, связанная как со слабой локализацией ($x_L \gg 1$), так и с взаимодействием в куперовском канале ($x_C \gg 1$), при этом остается зависимость от температуры, связанная только с взаимодействием в диффузионном канале.

В двумерном же случае еще остается частичный вклад от поправки Маки—Томпсона, пропорциональный $\ln T\tau/\hbar$, а подавляется магнитным полем только слагаемое типа (10), пропорциональное $\ln T\tau_{\varphi}/\hbar$. В итоге при $d=2$ в сильном магнитном поле логарифмическая зависимость от температуры определяется суммой двух поправок:

$$\Delta \sigma_2(T) = (\Delta_2 + \beta) \ln(T\tau/\hbar). \quad (32)$$

Если магнитное поле достаточно велико, чтобы спиновое расщепление $g\mu_B H$ было больше kT ,

$$x_D = g\mu_B H / kT \gg 1,$$

то во всех размерностях частично подавляется и вклад от диффузионного канала взаимодействий с $j=1$. При этом константа Λ_d в магнитном поле уменьшается на величину $\lambda_d^{(j=1)}$:

$$\Lambda_d^H = 2/d - \lambda_d^{(j=1)}/4. \quad (33)$$

Следует отметить, что при малых значениях амплитуды F (16)

$$\Lambda_d^{\frac{1}{2}} = 2/d - 3F/4, \quad (34)$$

$$\Lambda_d^H = 2/d - F/4. \quad (35)$$

В первых теоретических и экспериментальных исследованиях до появления работы [13] константы (13) и (35) полагались равными

$$\Lambda_d^* = 2/d - F, \quad (\Lambda_d^H)^* = 2/d - F/2, \quad (36)$$

т. е. были на величину $-F/4$ меньше, чем в (34) и (35), что приводило к неполному согласию эксперимента с ТКП (см., например, [41]).

2.4. О механизмах сбоя фазы волновой функции

В теоретических работах [5, 7, 10, 11] по слабой локализации предполагалось, что характерная диффузионная длина L_φ , связанная с процессом квантовой интерференции электронов, определяется временем жизни квазичастиц в идеальной ферми-жидкости [42]:

$$\hbar/\tau_{ee}^0 = (\pi kT)^2 / 64 \varepsilon_F k_F R_s. \quad (37)$$

Для 2МЭГ, как показано в работе [43], это время равно

$$\hbar/\tau_{ee}^0 = F^2 \pi (kT)^2 \ln(\varepsilon_F/T_m) / 2 \varepsilon_F, \quad (38)$$

где $T_m = \max(\hbar/\tau, T)$, F дается выражением (18).

Однако в работах [12, 44, 45] было показано, что в разупорядоченном металле τ_{ee} значительно меньше. Скорость затухания квазичастичных возбуждений обратно пропорциональна числу частиц с заданной энергией ε в объеме когерентности (5), (6):

$$\hbar/\tau'_{ee}(\varepsilon) \sim \varepsilon/N_\varepsilon \sim 1/\nu_d L_\varepsilon^d. \quad (39)$$

При $\varepsilon \simeq kT$ $\tau'_{ee} \sim L_\varphi^d \sim T^{-d/2}$.

Авторы работы [46] подробно рассмотрели случай $d=2$ и пришли к выводу, что температурная зависимость τ_{ee} имеет логарифмическую особенность типа $(T \ln T)^{-1}$:

$$-1/\tau''_{ee} = (kT/\varepsilon_F \tau) \ln(T/T_1), \quad (40)$$

где

$$kT_1 = (\hbar D)^3 \nu_d^2 / (e R_s)^4 = 4 \varepsilon_B / (\pi G_0 R_\square)^3. \quad (41)$$

Здесь $\varepsilon_B = m^* e^4 / 2 \kappa^2 \hbar^2$, κ — диэлектрическая проницаемость, R_\square — сопротивление квадрата пленки.

На основании (40) в работе [46] было высказано предположение о неприменимости квазичастичной модели для двумерной ферми-жидкости при достаточно низких температурах, поскольку τ''_{ee} логарифмически убывает с понижением температуры и при $T \ll T_1$

$$\hbar/\tau''_{ee} \gg \varepsilon \simeq kT, \quad (42)$$

т. е. энергия квазичастицы становится неопределенной из-за быстрого затухания возбуждений.

Далее в работах [13, 47] было введено понятие времени релаксации фазы волновой функции электрона τ_φ из-за неупругого рассеяния и показано, что именно это время надо рассматривать при расчете характерной длины L_φ в теории слабой локализации. Время τ_φ , как одно из существенных для ТКП поня-

тий, детально обсуждается в работах [13, 16, 20, 48]. В частности, показано, что τ_φ определяет минимальную ширину волнового пакета $\Delta\lambda_{\min} \simeq \hbar/\tau_\varphi$ и неравенство

$$\hbar/\tau_\varphi \ll \varepsilon \simeq kT \quad (43)$$

является критерием применимости квазичастичного описания электронной ферми-жидкости. В тех же работах рассмотрены соотношения τ_φ с другими характерными временами — τ_{in} (среднее время между неупругими столкновениями) и τ_ε (время энергетической релаксации). При больших передачах энергии в акте взаимодействия

$$\tau_\varphi \simeq \tau_{in} \simeq \tau_\varepsilon$$

— случай, характерный для металлов и трехмерных полупроводников. В процессах с малой передачей энергии

$$\delta\varepsilon \ll \hbar/\tau_{in} < \varepsilon \simeq kT,$$

что характерно для 2МЭГ,

$$\tau_{in} \ll \tau_\varphi \ll \tau_\varepsilon.$$

Например, если время $\tau_{in} = \tau_{ph}$, т. е. определяется квазиупругим рассеянием электронов акустическими фононами, то их энергия изменяется на величину $\delta\varepsilon \simeq \hbar k/s$, где s — скорость звука. Если $k\hbar/s \gg \hbar/\tau_{ph}$, то

$$\tau_\varphi \simeq \tau_{ph}. \quad (44)$$

В сильно легированных полупроводниках с 3МЭГ при $\varepsilon_F/kT > 10$

$$\tau_{ph} \simeq \frac{\rho_k s^2 \hbar^4}{(m^*)^{3/2} C^2 k T \varepsilon_F^{1/2}},$$

где ρ_k — плотность кристалла, C — константа деформационного потенциала. При достаточно низких температурах в полупроводниках типа A^{IV} и $A^{III}V$ с электронной проводимостью выполняется неравенство

$$\delta\varepsilon \tau_{ph} \hbar \simeq \rho_k (\hbar s)^3 / m^* C^2 k T > 1$$

и, следовательно, справедливо соотношение (44).

Время сбоя фазы τ_φ из-за электрон-электронных взаимодействий для $d=2$ приведено в работе [48] и обзоре [16]:

$$\hbar/\tau_{\varphi e} = kT \pi G_0 R_\square \ln(1/2\pi G_0 R_\square). \quad (45)$$

Для $d=3$ [44, 45]

$$\hbar/\tau_{\varphi e} = (kT/k_F l)^{3/2} \sqrt{3}/4 \sqrt{\varepsilon_F}. \quad (46)$$

В двумерном случае при $k_F l = (\pi G_0 R_\square)^{-1} \gg 1$ выражение (45) обеспечивает выполнение неравенства (43). В дальнейших разделах обзора мы покажем, что результаты эксперимента подтверждают, как правило, теорию (43), (45). Итоги теоретической дискуссии по этому вопросу подведены одним из авторов работы [46] в статье [49].

При участии нескольких процессов в формировании времени сбоя фазы τ_φ определяется суммирование обратных времен, соответствующих разным механизмам.

Итак, в теории квантовых поправок, где рассматриваются явления слабой локализации и межэлектронного взаимодействия в слабо разупорядоченных проводниках, указано на существование широкого класса квантовых кинетических эффектов и введены новые масштабы — диффузионная длина L_φ , длина когерентности L_T , которыми характеризуются слабая локализация и межэлектронное взаимодействие соответственно. Эти длины определяют не только величину аномальных явлений переноса, но и их новые особенности, возникающие в том случае, если размеры проводника сравнимы с L_φ , L_T .⁴

⁴ Отметим, что изучение электронного переноса в проводниках с размерами, меньшими L_φ , привело к возникновению новой области исследований под названием «мезоскопика» [50].

Исследование слабой локализации позволяет определить характерные времена электронной подсистемы: время сбоя фазы волновой функции τ_φ , время релаксации спин-орбитального взаимодействия τ_{so} , время спин-спинового взаимодействия с парамагнитными примесями τ_s . Поскольку τ_φ определяется неупругими электрон-электронными или электрон-фононными взаимодействиями, открывается возможность изучения и этих процессов.

3. Экспериментальные исследования квантовых поправок в сильно легированных полупроводниках (трехмерный электронный газ)

Экспериментальные исследования аномальных явлений переноса ставились с целью проверки ТКП и определения характерных параметров теории, в частности времени релаксации фазы волновой функции.

Наиболее достоверно значения τ_φ определяются путем сопоставления экспериментальных и теоретических зависимостей $\Delta\sigma_3^L(H)$. На рис. 2 показаны результаты обработки экспериментальных зависимостей ОМС от магнитного поля в германии, легированном сурьмой [51, 52]. Сплошными линиями изображены теоретические зависимости $\Delta\sigma_3^L(H)$, рассчитанные с учетом многодолинного характера зонного спектра в Ge *n*-типа [13]. Измерения проводились в широком интервале магнитных полей (от 0.03 до 50 кГс), и, как видно из рис. 2, экспери-

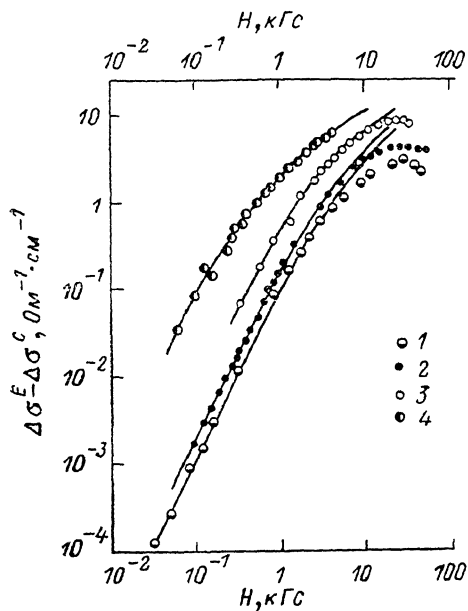


Рис. 2. Зависимость магнитопроводимости $\Delta\sigma$ от магнитного поля H [51] при $T=4.2$ К для Ge : Sb.

Концентрация электронов $n_3 \cdot 10^{17}$, см⁻³: 1 — 3.7, 2 — 5.5, 3 — 11, 4 — 52. Сплошные линии — расчет $\Delta\sigma_3^L(H)$.

ментальные зависимости согласуются с теорией при изменении магнитопроводимости на 2—3 порядка. Расхождение теории и эксперимента в сильных магнитных полях связано с тем, что при $H \approx 20 \div 30$ кГс для некоторых долин достигается ультраквантовый предел по магнитному полю

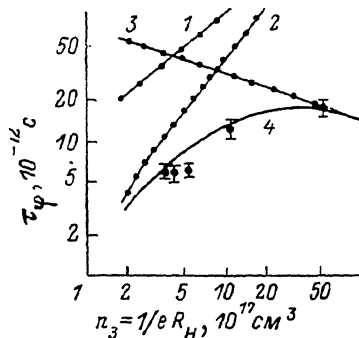


Рис. 3. Зависимость времени сбоя фазы τ_φ от концентрации электронов n_3 в Ge : Sb.

Точки — экспериментальные значения [2a]. Расчетные времена (линии): 1 — τ_{ee}^0 (37), 2 — τ_{pe} (46), 3 — τ_{ph} (44), 4 — суммарное время (47).

ментальные зависимости согласуются с теорией при изменении магнитопроводимости на 2—3 порядка. Расхождение теории и эксперимента в сильных магнитных полях связано с тем, что при $H \approx 20 \div 30$ кГс для некоторых долин достигается ультраквантовый предел по магнитному полю

$$\hbar\omega_c \approx \varepsilon_F,$$

и теория квантовой интерференции оказывается неприменимой.

Коэффициент $a_L^H = 1 - \beta (\lambda_c^H)$ (Приложение 2) оказался равным 0.5 для всех образцов с концентрацией электронов от $3.7 \cdot 10^{17}$ до $5.2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ ($k_F l > 3.5$). Экспериментальные значения τ_φ , соответствующие зависимостям $\Delta\sigma_3^L(H)$ на рис. 2, показаны на рис. 3. Там же представлены теоретические значения времен τ_{ee}^0 (37), τ_{pe} (46), τ_{ph} (44) (штрихпунктирные линии), а также суммарное время

$$1/\tau_\varphi = 1/\tau_{ee}^0 + 1/\tau_{pe} + 1/\tau_{ph} \quad (47)$$

(сплошная линия). Как видно из рис. 3, расчетная зависимость от концентрации электронов n_3 согласуется с экспериментальными значениями τ_φ .

Дальнейшие исследования показали, что $\tau_\varphi(T, n_3)$ позволяет описать зависимость ОМС от температуры [27] и концентрации электронов [26] в широком диапазоне этих параметров. В частности, было показано, что хорошо известные экспериментальные особенности в зависимости ОМС от концентрации легирующей примеси N (максимум абсолютной величины ОМС при $N^{1/2} a_B \approx 0.3$) и от температуры (нормировка зависимостей от магнитного поля и температуры по параметру H/T), характерные практически для всех сильно легированных полупроводников (см., например, [25]), объясняются в рамках теории слабой локализации с учетом механизмов, формирующих время сбоя фазы τ_φ : электрон-электронного (37), (46) и электрон-фононного (44) взаимодействий.

Такой же вывод о механизмах формирования τ_φ , как в германии, был получен и для GaAs n -типа [53]: при гелиевых температурах τ_φ определяется суммой времен (47). В сильно легированных образцах преобладает электрон-фононное взаимодействие (44) и $\tau_{\varphi}^{-1} \approx \tau_{\text{ph}}^{-1} \sim T$, а при уменьшении концентрации и приближении к переходу металл—диэлектрик — электрон-электронное взаимодействие (46), т. е. $\tau_{\varphi}^{-1} \sim T^{3/2}$. С понижением температуры вклад $\tau_{\varphi e}^{-1}$ убывает быстрее, чем τ_{ph}^{-1} , и следует ожидать, что при $T \rightarrow 0$ τ_φ будет в основном определяться электрон-фононным взаимодействием. Это нашло подтверждение в работе [54], где для всех исследованных концентраций электронов в GaAs наблюдалось $\tau_\varphi \sim T^{-1}$ в диапазоне $0.1 \leq T \leq 4$ К.

Вопрос о величине еще одного параметра, определяемого из полевых зависимостей ОМС, — коэффициента β , характеризующего поправки Маки—Томпсона [9]

$$\Delta\sigma(H) = (1 - \beta) \Delta\sigma^L(H),$$

остается теоретически неясным. Как уже упоминалось в разделе 2, для нормальных металлов, где доминирует кулоновское отталкивание электронов и роль рассеяния на сверхпроводящих флуктуациях электронов мала, теория развита только для малых значений β (λ_c) (11). В то же время в экспериментах (в сильно легированных полупроводниках и в полупроводниковых структурах с 2МЭГ) часто наблюдаются величины $\beta \geq 0.5$.

Так, на рис. 4 показаны результаты определения β на основании анализа ОМС в GaAs, InAs и InP [55]. Там же сплошными линиями обозначены зависимости β от приведенного уровня Ферми ε_F/kT , рассчитанные по (11). Константа взаимодействия электронов λ_c рассчитывалась по формуле из работы [13]

$$\frac{1}{\lambda_c} = \frac{1}{\lambda} + \ln\left(\frac{\gamma \varepsilon_F}{\pi k T}\right)$$

при трех значениях затравочной константы: $\bar{\lambda} = 0.5, 1$ и 2 ($\ln \gamma = 0.58$). Как видно из рис. 4, при сильном вырождении ($\varepsilon_F/kT > 20$) для всех трех полупроводников $\beta \leq 0.1$, но сильно возрастает при меньшей степени вырождения.

К аналогичному выводу пришли авторы работы [56], исследовавшие проводимость GaAs при более низких температурах. В этой же работе приведены результаты определения коэффициента $1 - \beta$ для InSb. Получено, что при $k_F l > 1$ $1 - \beta \approx 0.5$ и не зависит от концентрации электронов. Причина такого значитель-

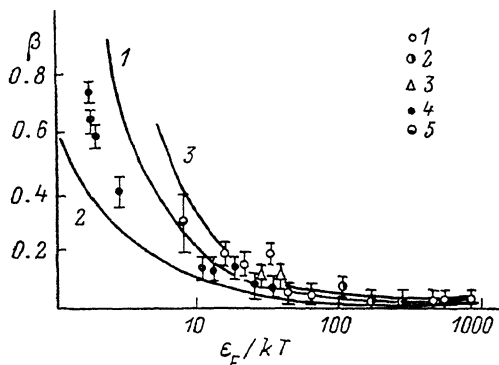


Рис. 4. Зависимость коэффициента β от приведенного уровня Ферми ε_F/kT [55].

Точки — эксперимент, 1, 4 — GaAs, 2, 5 — InAs, 3 — InP; T , К: 1—3 — 4.2; 4, 5 — 78. Кривые — теория, λ : 1 — 1.0, 2 — 0.5, 3 — 2.

ного влияния рассеяния на сверхпроводящих флуктуациях на квантовую интерференцию в Ge и InSb остается неясной.

Как отмечалось ранее, аномальное магнитосопротивление в отличие от классического изотропно для трехмерного газа. Это справедливо и для многодолинных полупроводников при большой частоте междолинных электронных перебросов. Однако в отсутствие междолинного рассеяния должна наблюдаться анизотропия магнитопроводимости, определяемая анизотропией тензора коэффициента диффузии, характеризуемой отношением [13]

$$K = D_{\parallel}/D_{\perp} = \mu_{\parallel}/\mu_{\perp} = m_{\parallel}^* \tau_{\parallel} / m_{\perp}^* \tau_{\perp},$$

где D_{\parallel} , D_{\perp} ; μ_{\parallel} , μ_{\perp} ; m_{\parallel}^* , m_{\perp}^* ; τ_{\parallel} , τ_{\perp} — главные значения тензоров коэффициента диффузии, подвижности, эффективной массы и времени релаксации для упругого рассеяния электронов соответственно.

Анализ изменения сопротивления в германии и кремнии под воздействием одноосной упругой деформации (эффекта пьезосопротивления), согласно классической модели проводимости (см., например, [57]), приводит к значениям

$$K_{\tau} = \tau_{\parallel}/\tau_{\perp} \approx 2 \div 4, \quad (48)$$

т. е. $K < m_{\parallel}^*/m_{\perp}^*$. Это находит объяснение в рамках теории анизотропного рассеяния на ионизированных атомах примеси [58].

Интересным материалом с точки зрения влияния междолинного рассеяния на квантовые поправки к проводимости является германий, в котором время релаксации междолинных переходов τ_{ν} изменяется на 2 порядка в зависимости от типа легирующей примеси [59]:

$$\text{Ge : As, } \tau_{\nu} \approx 4 \cdot 10^{-13} \text{ с,}$$

$$\text{Ge : Sb, } \tau_{\nu} \approx 3 \cdot 10^{-11} \text{ с.}$$

На рис. 5 представлены результаты измерения магнитопроводимости, связанной с интерференцией электронов, в Ge : As под воздействием упругой деформации по направлению $\langle 111 \rangle$, которая превращает многодолинный спектр электронов германия в однодолинный [60]. Из рис. 5 видно, что в многодолинном Ge : As магнитопроводимость действительно изотропна из-за «усредняющего» влияния междолинных перебросов. В однодолинном Ge : As появляется анизотропия магнитопроводимости как следствие анизотропии диффузии с величиной $K \approx 5$ ($K_{\tau} \approx 4$).

В Ge : Sb междолинные перебросы осуществляются столь редко, что следует ожидать зависимости ОМС от направления вектора магнитного поля по отношению к кристаллографическим осям. Появившаяся в связи с развитием ТКП возможность изучать коэффициенты анизотропии подвижности в многодолинном полупроводнике при низких температурах по измерениям ОМС в слабом магнитном поле была использована в работах [52, 61]. При исследовании угловых зависимостей ОМС в Ge : Sb были получены неожиданные с точки зрения ранее существовавших выводов результаты, свидетельствующие о том, что

$$K = m_{\parallel}^*/m_{\perp}^*, \quad K_{\tau} = 1. \quad (49)$$

Такой же вывод следует и из теоретического анализа эксперимента, сделанного в работе [11]. Отсюда, по-видимому, возникает необходимость пересмотра теории пьезосопротивления в Ge и Si, на основе которой был получен результат (48), с тем чтобы учесть различный вклад квантовых поправок к проводимости в многодолинном и однодолинном полупроводниках. О том, что этот вклад существенно изменяется под влиянием одноосной деформации, свидетельствует разная

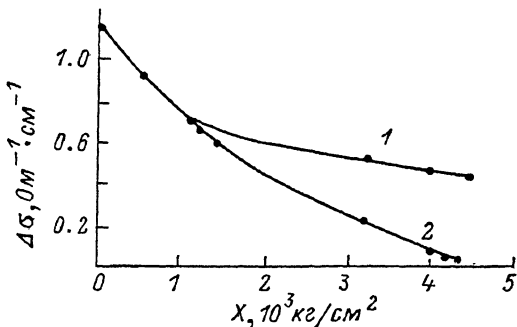


Рис. 5. Зависимость магнитопроводимости $\Delta\sigma$ от одноосного давления X для Ge : As.

$T=4.2$ К, $H=5$ кГс [60]. 1 — $H_{\parallel} \langle 111 \rangle$, 2 — $H_{\perp} \langle 111 \rangle$.

температурная зависимость сопротивления в этих материалах [62, 63]: при гелиевых температурах $d\rho/dT > 0$ в многодолинных Ge и Si. При одноосной деформации, приводящей к образованию однодолинного спектра, напротив, $d\rho/dT < 0$.

Вывод об изотропности времени релаксации импульса электронов в Ge : Sb при низких температурах (49) нашел подтверждение в теоретическом исследовании [64]. Авторы этой работы пересмотрели анализ экспериментальных результатов по температурной зависимости удельного сопротивления Si [65] и Ge [66], опубликованных ранее, и обнаружили, что теория и эксперимент согласуются только при $K = m_i/m_i$, т. е. при $K_\tau = 1$. На рис. 6 представлена ти-

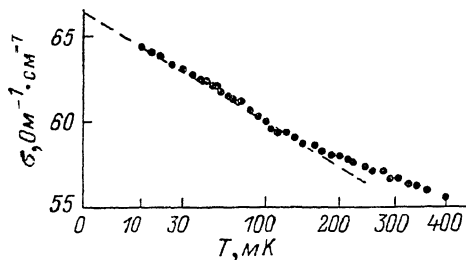


Рис. 6. Температурная зависимость проводимости Ge : Sb [66].

Штриховая линия — зависимость (50).

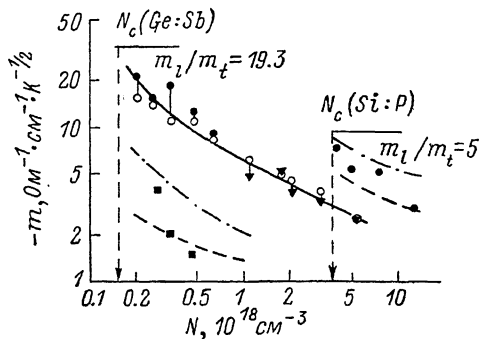


Рис. 7. Зависимость коэффициента $-m$ (50) от концентрации примеси N в Si [65] и Ge [66, 62].

Линии — расчет [64] при большой (сплошная), средней (штрихпунктирная) и малой (штриховая) анизотропии.

пичная температурная зависимость проводимости Ge [66], которая при низких температурах подчиняется закону

$$\sigma(T) = \sigma(0) + m\sqrt{T} \quad (50)$$

(штриховая линия на рис. 6). Видно, что $m < 0$. Корневая зависимость от температуры согласуется с теорией межэлектронных взаимодействий (7), согласно которой в трехмерном электронном газе

$$\Delta\tau_3(T) \sim L_T^{-1} \sim \sqrt{T}.$$

Экспериментальные значения коэффициента m (50) представлены на рис. 7 в зависимости от концентрации примеси N для Ge : Sb, Ge : As и Si : P. Стрелки указывают концентрацию N_c , соответствующую переходу металл—диэлектрик. Знак m определяется знаком константы взаимодействия Δ_3 (13), т. е. величиной константы $\lambda_\sigma^{(j=1)} < 0$ (14), (17). В первых публикациях [65, 66] отмечалось, что значения коэффициента m в 4 раза меньше теоретических значений для Si и в 2.5 раза больше для Ge. Авторы [64] учли влияние анизотропии на процесс экранирования кулоновского потенциала и рассчитали зависимость $m(N)$ для случаев большой, средней и малой анизотропии (рис. 7). На рис. 7 показаны также экспериментальные значения коэффициента m для образцов Ge : Sb при $N \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ из работы [52]. Экспериментальные результаты для Ge : Sb согласуются с теорией при $K = m_i^*/m_i^* = 19.3$, что подтверждает вывод (49) из работ [11, 52, 61] об изотропности времени релаксации упругого рассеяния электронов в этом материале при гелиевых температурах. Данные для Ge : As (представленные черными квадратами на рис. 7) согласуются с расчетной зависимостью при малой анизотропии диффузии, что соответствует значению K для Ge : As, полученному в работе [60].

Итак, ТКП хорошо отражает эксперимент в легированных полупроводниках в широкой области концентраций примесей и параметра $k_F l > 3$. В частности, она дает правильную функциональную зависимость проводимости от температуры и магнитного поля и позволяет определить основные параметры теории:

время сбоя фазы волновой функции электрона и константы электрон-электронного взаимодействия.

ТКП дала возможность понять особенности анизотропии аномального магнитосопротивления и определить коэффициент анизотропии подвижности в многодолинных полупроводниках.

4. Экспериментальные исследования квантовых поправок к проводимости двумерного электронного газа

Ввиду того что ТКП, как уже упоминалось, позволяет получить из эксперимента ряд новых сведений об электронной подсистеме, представляет особый интерес исследование аномальных явлений переноса в таких практически значимых объектах, как 2МЭГ и квази-2МЭГ.

Электронный газ в этих системах является, как правило, сильно вырожденным, и явления, обусловленные квантовыми поправками к проводимости, не маскируются классическими эффектами. Например, логарифмическая зависимость проводимости от температуры в структурах с 2МЭГ легко выделяется экспериментально на фоне малых изменений классической проводимости.

В качестве объекта исследований используют тонкие металлические пленки (здесь они не рассматриваются, и мы отсылаем читателя к обзору [21]), структуры типа металл—диэлектрик—полупроводник и различные гетероструктуры.

4.1. Кремниевые МДП структуры

Классические свойства двумерного электронного газа в инверсионном слое структуры металл—диэлектрик—полупроводник на кремнии (Si-МДП) детально рассматриваются в обзоре [32]. Первые экспериментальные исследования квантовых поправок к проводимости 2МЭГ в полупроводниковых структурах были выполнены на Si-МДП транзисторах.

Первые наблюдения предсказываемой ТКП логарифмической зависимости от температуры типа (12) были выполнены в работах [41, 67]. Полученные результаты представлены на рис. 8. В [41] проанализирована зависимость $\Delta\sigma(T)$ в сильном магнитном поле $g_{\mu_B}H \gg kT$. Авторы [41] сравнили экспериментальные значения коэффициента $C_{\text{эксп}} = 0.77 \pm 0.02$ в зависимости

$$\Delta\sigma(T) = C_{\text{эксп}} G_0 \ln T$$

с величиной $(\Lambda_2^H)^* = 1 - F/2$ (36). При значениях $F = 0.75 \div 0.9$, рассчитанных для исследованных образцов на основании (18),

$$(\Lambda_2^H)^* = 0.56 \div 0.63.$$

Значительно лучшее согласие с экспериментом при тех же значениях дает уточненная теория электрон-электронных взаимодействий [15, 16], согласно которой константа межэлектронного взаимодействия равна (13), (15)

$$\Lambda_2^H = 1 + \gamma_0^{(j-1)}/4 = 0.82 \pm 0.02.$$

Первые работы [68-73], в которых явление ОМС в Si-МДП структурах было проанализировано с точки зрения ТКП, позволили определить время релаксации фазы волновой функции τ_φ двумерных электронов. На рис. 9 представлены зависимости квантовой магнитопроводимости от магнитного поля при $T = 4.2 \text{ K}$ для нескольких значений концентрации электронов в инверсионном ка-

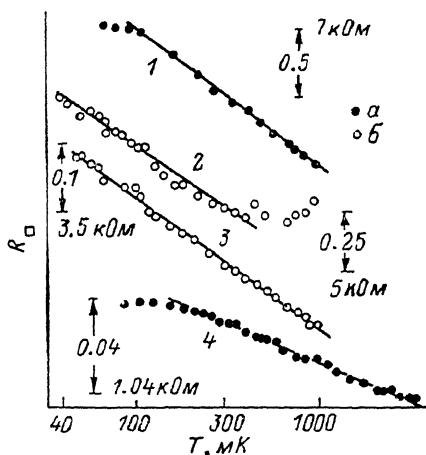


Рис. 8. Зависимость сопротивления R_0 от температуры T для Si-МДП структур.

Точки: a — [41], b — [67]. Концентрации электронов $n_2 \cdot 10^{-12}$, см^{-2} : 1 — 2.03, 2 — 0.29, 3 — 0.38, 4 — 5.6. H , кГс: 1, 3, 4 — 0; 2 — 4.

нале [69, 74]. Сплошными линиями на рис. 9 показаны теоретические зависимости [см. (25) и Приложение 2]

$$\Delta\sigma_2^L(H)/G_0 = a_L^H n_p f_2(bH),$$

$n_p=2$ — фактор долиного вырождения для поверхности (100) Si. Значения подгоночных параметров

$$\begin{aligned} a_L^H &= 1 - \beta, \\ b &= x_L/H = 4\varepsilon_F \tau_\varphi \mu / \hbar \end{aligned} \quad (51)$$

позволяют определить коэффициент β , характеризующий поправку Маки—Томпсона, и время τ_φ . Параметр β для всех концентраций оказался равным

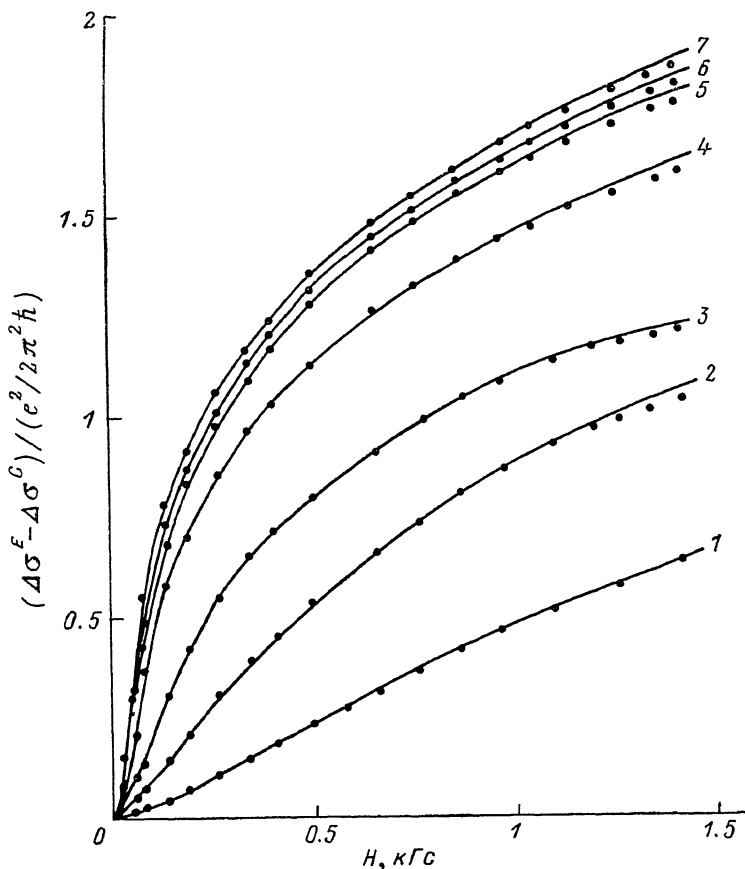


Рис. 9. Зависимость нормированной магнитопроводимости $\Delta\sigma$ от магнитного поля H в Si-МДП структуре [69].

$T=4.2$ К. Напряжение на затворе V_g , В: 1 — 10, 2 — 15, 3 — 22, 4 — 35, 5 — 40, 6 — 50, 7 — 60. Линии — расчет $\Delta\sigma_2^L(H)$.

0.5 ± 0.1 , как и в трехмерных Ge и InSb. В работе [72] получено значение $a_L^H n_p = 1 \pm 0.1$ при $T=1$ К, что соответствует $\beta=0.5$ при $n_p=2$. В работе [73] при $T=4.2$ К наблюдалась зависимость a_L^H от концентрации электронов n_2 в диапазоне $0.65 \div 0.3$ при $1 < n_2/10^{12} < 6$, т. е. $0.35 \leq \beta \leq 0.7$.

Экспериментальные значения τ_φ представлены на рис. 10 [74]. На этом же рисунке кривая b соответствует среднему значению времени релаксации импульса электрона τ для исследованных структур, определенному по измерениям холловской подвижности. Эта зависимость $\tau(n_2)$ использовалась при расчете времен релаксации межэлектронных столкновений в неупорядоченной двумерной ферми-жидкости τ'_{ee} (39), τ''_{ee} (40) и времени сбоя фазы τ_{φ_e} (45), определяемого

тем же процессом. Зависимости $\tau_{ee}^0(n_2)$ рассчитаны в соответствии с теорией идеальной ферми-жидкости (37) и (38). Как видно из рис. 10, теоретические значения τ_{ee}^0 (37) на 2 порядка больше, а τ_{ee}'' (40) на 1 порядок меньше экспериментальных значений τ . Хорошее согласие с экспериментом дает зависимость $(\tau_{ee}^0)^{-1} + (\tau_{\varphi e})^{-1}$, рассчитанная на основе (38) и (45), причем основной вклад определяется $\tau_{\varphi e}$. К такому же выводу можно прийти, если проанализировать зависимости $\tau_{\varphi}(n_2)$, полученные в работе [71], хотя сами значения в этом случае в несколько раз больше из-за более высокой подвижности электронов и более низкой температуры ($T=1.3$ К). Расхождение более чем на порядок экспериментальных значений τ_{φ} со временем τ_{ee}'' , т. е. с теорией [46], имеет принципиальный характер. Поскольку зависимость (40), из которой следует неограни-

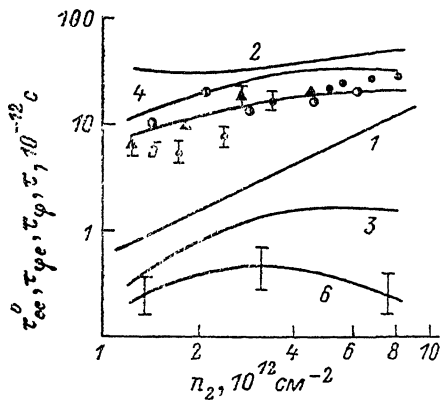


Рис. 10. Время сбоя фазы τ_{φ} в Si-MДП структурах со средним временем релаксации упругого рассеяния τ (б) в зависимости от концентрации электронов [74].

$T=4.2$ К. Расчет по формулам (линии): 1 — $\tau_{ee}^0/100$ (37), 2 — τ_{ee}^0 (38), 3 — τ_{ee}'' (40), 4 — $\tau_{\varphi e}$ (45), 5 — $1/[(\tau_{ee}^0)^{-1} + (\tau_{\varphi e})^{-1}]$.

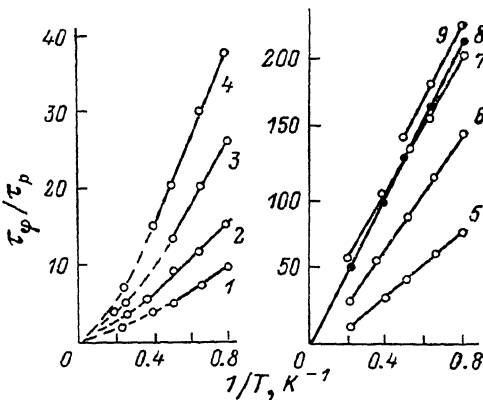


Рис. 11. Зависимость τ_{φ}/τ_p от $1/T$ в Si-MДП структуре [71].

Концентрация электронов $n_2 \cdot 10^{-12}$, см $^{-2}$: 1 — 1.0, 2 — 1.5, 3 — 2.0, 4 — 2.6, 5 — 4.0, 6 — 5.4, 7 — 8.3, 8 — 6.9, 9 — 9.7. Черные точки — расчет $\tau_{\varphi e}/2$ по формуле (45) для $n_2=6.9 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$.

ченное возрастание частоты межэлектронных взаимодействий при $T \rightarrow 0$, не подтверждается, ошибочен и вывод о неприменимости квазичастичного описания двумерной ферми-жидкости из-за неравенства (42) при низких температурах.

На рис. 11 представлены температурные зависимости отношения τ_{φ}/τ из работы [71]. Похожие результаты для $\tau_{\varphi}(T)$ приводятся и в работах [68, 70, 72, 75]. Авторы [70] показали, что эти зависимости соответствуют суммарному вкладу двух времен — квадратичного и линейного по температуре:

$$1/\tau_{\varphi} = AT^2 + BT. \quad (52)$$

При больших концентрациях электронов

$$\bar{n} = n_2/10^{12} \text{ см}^{-2} > 6$$

экспериментальные значения линейного по температуре члена (52) совпадают с теоретическими $\tau_{\varphi e}$, рассчитанными на основе (45). Первое слагаемое (52) отождествлено в работе [75], где показано, что оно соответствует расчетным значениям времени жизни квазичастицы в чистом двумерном металле τ_{ee}^0 (38). При более низкой концентрации электронов и $T < 1$ К часто наблюдается насыщение температурной зависимости τ_{φ} , которое, как отмечается в работе [72], совпадает с отклонением от логарифмической зависимости проводимости от температуры [67]. Авторы [72] объясняют наблюдаемое насыщение $\Delta \sigma(\ln T)$ и $\tau_{\varphi}(T)$ разогревом 2МЭГ, поскольку длина остывания электронов из-за электрон-фононных взаимодействий становится больше размеров образца при этих температурах. Работа [72] является единственной, где сообщается о количественном согласии эксперимента по определению τ_{φ} с теорией τ_{ee}'' [46].

Легко наблюдаемый в эксперименте эффект электронного разогрева позволяет детально исследовать процессы фононного рассеяния при низких температурах. Поскольку выяснено, что τ_φ определяется электрон-электронным рассеянием типа (38) или (45), то его величина может служить хорошим термометром для определения электронной температуры T_e . Используя этот метод, авторы [76] определили зависимость скорости энергетических потерь

$$Q = -\langle d\varepsilon/dt \rangle = e\mu E^2$$

(E — тянущее электрическое поле) от разности $T_e - T$ (рис. 12). Она хорошо согласуется с теорией релаксации энергии электронов при рассеянии на сурффонах [77], причем константы деформационного потенциала соответствуют объемному кремнию. (Сурффоны — фононные моды, модифицированные наличием границы кремний-окисел).

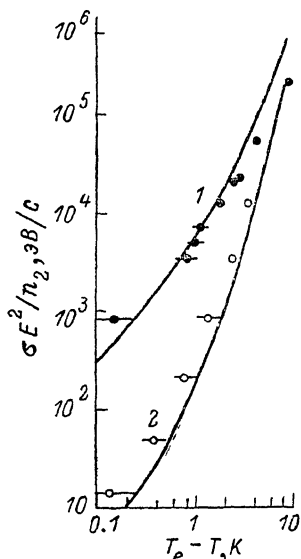


Рис. 12. Зависимость скорости энергетических потерь $\sigma E^2/n_2$ от $T_e - T$ [76].

T , К: 1 — 4.2, 2 — 1.1. Сплошные линии — расчет по теории [77].

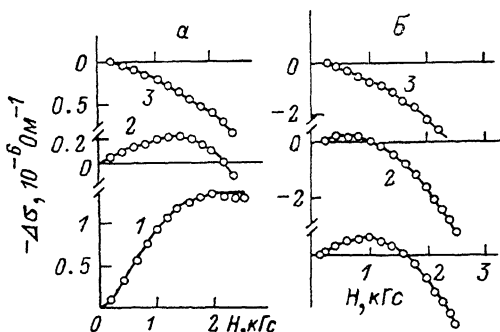


Рис. 13. Зависимость магнитопроедности дырочного инверсионного канала на поверхности кремния от магнитного поля [78].

Сплошные линии — эксперимент, точки — расчет по формуле (31). а) $T=1.7$ К; $p_2 \cdot 10^{12}$, см^{-2} : 1 — 2.3, 2 — 1.6, 3 — 1.3; параметры расчета — $\tau_\varphi \cdot 10^{12}$, с: 1 — 7.7, 2 — 5.4, 3 — 4.2; $\tau_{s0} \cdot 10^{12}$, с: 1 — 2.3, 2 — 4.1, 3 — 5.4. б) $p_2=1.4 \cdot 10^{12}$ см^{-2} ; T , К: 1 — 1.6, 2 — 2.05, 3 — 3.4, параметры расчета — $\tau_\varphi \cdot 10^{12}$, с: 1 — 4.1, 2 — 3.4, 3 — 1.2; $\tau_{s0} \cdot 10^{12}$, с: 1 — 5.2, 2 — 5.1, 3 — 5.4.

двумерного дырочного газа вырождение зон тяжелых и легких дырок снимается. При концентрации дырок, соответствующей заполнению нижней из подзон, авторы [78] наблюдали знакопеременную магнитопроедимость типа (31), характерную для слабой локализации в системе с существенным спин-орбитальным рассеянием (рис. 13). Были определены время τ_φ и зависимость τ_{s0} от концентрации дырок. На основе соотношения

$$\hbar/\tau_s = \Delta_{s0}^2/\hbar,$$

применимого при $\Delta_{s0}\tau/\hbar \ll 1$ (Δ_{s0} — величина спинового расщепления зоны), была определена зависимость Δ_{s0} от концентрации дырок (рис. 14). Видно, что $\Delta_{s0} \sim \sqrt{p_2} \sim k_F$ (p_2 — концентрация дырок в двумерном канале).

Этот результат находит объяснение в рамках теории [79], где показано, что спин-орбитальное взаимодействие приводит к существенному изменению энергетического спектра двумерных носителей в гетеропереходах и инверсионных слоях МДП структур — появлению линейных по импульсу k членов

$$E\pm(k) = \hbar^2 k^2/2m^* \pm \alpha k.$$

Величина $\alpha = \Delta_{s0}/k_F$, определенная по данным рис. 14, оказалась равной $3 \cdot 10^{-16}$ эВ·см.

4.2. Гетероструктуры

2МЭГ образуется на границе гетероструктур в потенциальной яме, образованной изгибом зон [80]. При хорошем согласовании решеток, которое характерно для полупроводниковых пар $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ и $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$, практически отсутствуют поверхностные состояния на границе раздела полупроводников. Так как поверхностное рассеяние является основным механизмом, ограничивающим подвижность электронов в двумерных и квазидвумерных слоях, подвижность носителей в 2МЭГ достигает рекордно высоких значений, поэтому упомянутые типы гетероструктур привлекают наибольшее внимание исследователей в связи с возможными практическими применениями.

Исследование квантовых поправок к проводимости 2МЭГ на границах раздела гетероструктур позволяет получить интересную информацию о механизмах

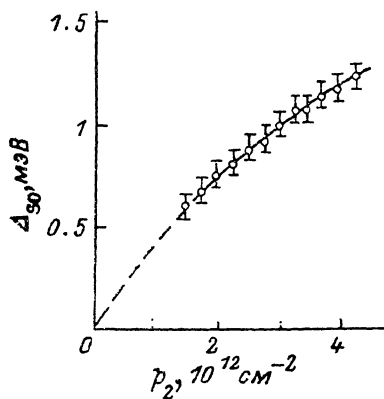


Рис. 14. Зависимость спинового расщепления Δ_{50} от концентрации [78].

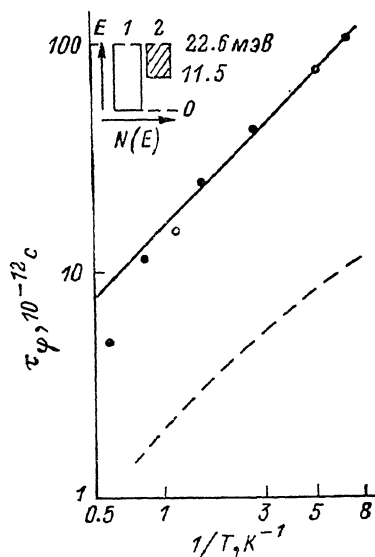


Рис. 15. Зависимость времени сбоя фазы τ_φ от $1/T$ в структуре из девяти гетеропереходов $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ [81].

Расчет: сплошная линия — $\tau_{\varphi e}/2$ по формуле (45), штриховая — τ_{ee}'' по формуле (40). На вставке — заполнение двумерных зон на гетерогранице слоев.

электрон-электронного, электрон-фононного и спин-орбитального взаимодействий. Вместе с тем анализ квантовых поправок дает новую возможность диагностики 2МЭГ на гетерогранице. Например, исследование анизотропии магнитосопротивления в слабом магнитном поле позволяет различать двумерную и квазидвумерную проводимости, а в последнем случае оценивать эффективную ширину L потенциальной ямы на гетерогранице, в которой локализованы электроны.

Первое исследование квантовых поправок в гетероструктурах было выполнено в [81] на структуре из девяти чередующихся слоев GaAs и AlGaAs . Анализируя гальваномагнитные эффекты, авторы установили, что в проводимости участвуют носители двух зон (см. вставку на рис. 15), и определили отдельно концентрацию и подвижность электронов в зонах. Кроме того, они сделали вывод о том, что наблюдаемое ОМС определяется электронами с большей подвижностью, и нашли значения τ_φ , показанные на рис. 15. Как видно из рис. 15, $\tau_\varphi \sim T^{-1}$ — зависимость, характерная для времени релаксации межэлектронных столкновений. Наклон теоретической прямой (сплошная линия) соответствует $\tau_{\varphi e} T/2$, т. е. $\tau_{\varphi e}$ (45) в 2 раза больше экспериментальных значений. Следует отметить, что различие именно в 2 раза между теорией (45) и экспериментальными значениями τ_φ наблюдается очень часто в 2МЭГ на поверхности или на границе раздела полупроводников (см., например, [82]). Возможно, этот факт связан с тем, что время релаксации фазы из-за электрон-электронного

взаимодействия (45) определен с точностью до численного коэффициента под логарифмом.

В работе [83] при исследовании единичных гетеропереходов AlGaAs/GaAs с относительно низкой подвижностью определены время релаксации τ_φ и константы электрон-электронного взаимодействия. Авторы отмечают, что наблюдаемая ими зависимость $\tau_\varphi^{-1} \sim T$ свидетельствует о том, что сбой фазы волновой функции производится межэлектронным рассеянием. Если оценить τ_φ по формуле (45), то действительно оказывается, что результаты работы [83] согласуются с теорией [48].

В этой же работе анализируются зависимости проводимости типа

$$\Delta\sigma_2(T) = CG_0 \ln T, \quad (53)$$

наблюдавшиеся в диапазоне температур 0.1 ÷ 1 К. Экспериментальные значения коэффициентов C при $H=0$ (C_0) и $H=3$ кГс (C_H), а также соответствующие рассчитанные коэффициенты (9), (12), (32)

$$\begin{aligned} C'_0 &= p - (p-1)\beta + \Delta_2, \\ C'_H &= \Delta_2 + \beta \end{aligned} \quad (54)$$

представлены в табл. 1. При расчете C_0 использовались экспериментальные значения p и β , полученные авторами в результате анализа зависимостей

Таблица 1

№ образца	Литература	Эксперимент						Расчет				
		$n_s \cdot 10^{-11},$ см ⁻²	$\mu \cdot 10^{-3},$ см ² /В · с	p	β	Δ_2	C_0	C_H	$2k_F R_s$	Δ_2	C'_0	C'_H
1	[83]	0.87	16.5	1.04	0.25 ± 0.03	0.17 ± 0.12	1.2 ± 0.1	0.50 ± 0.05	0.76	0.19	1.21	0.44
2	[83]	2.86	5.5	1.0	0.24 ± 0.05	0.72 ± 0.12	1.7 ± 0.1	0.95 ± 0.03	1.38	0.61	1.61	0.86
3	[84]	4.4	4.1	1.0 ± 0.05	0.30 ± 0.02	0.60 ± 0.07	1.6 ± 0.1	0.92 ± 0.05	1.70	0.63	1.63	0.93

ОМС от магнитного поля. В выражениях (53), (54) предполагается, что поправка к проводимости, связанная с взаимодействием в куперовском канале,

$$\Delta\sigma_2^G(T) = G_0 \ln [1 + \lambda_G \ln (kT\tau/\hbar)]$$

вносит незначительный вклад в температурную зависимость проводимости. В магнитном поле 3 кГс $x_L, x_C \gg 1$ (26), (29). Поэтому зависимость от температуры сохраняется только за счет диффузионного канала и поправки Маки—Томпсона. Константа Δ_2 не изменяет своего значения (13) при $H=0$, поскольку $x_D \ll 1$ в диапазоне $0.1 < T < 1$ К.

Такие же условия справедливы и для эксперимента из работы [84], результаты которого также приведены в табл. 1. Как видно из табл. 1, расчетные и экспериментальные значения коэффициентов (54) хорошо согласуются между собой, причем значительно лучше, чем расчеты для образцов из работы [83], сделанные авторами до уточнения ТКП (12), (13), (32), т. е. по формулам

$$C_0 = p(1 - \beta) + 1 - F, \quad C_H = 1 - F/2.$$

В той же работе представлены результаты измерения магнитосопротивления в поле $H_{||}$, параллельном гетерогранице. Наблюдалось ОМС, быстро возрастающее с понижением температуры ($\Delta\sigma/\sigma=10\%$ при 0.1 К). Эти результаты представляются авторам [83] неясными. Однако приведенные в работе зави-

симости для образца 2 легко поддаются анализу с точки зрения теории квазидвумерной проводимости (Приложение 2). Действительно, если $\tau_{\varphi}^{-1} \sim T$, то

$$D_L^2 = D\tau_{\varphi}L^2/3l_H^2 = b_1H_{||}^2/T.$$

Поэтому зависимости магнитопроводимости от магнитного поля $H_{||}$, измеренные при разных температурах, должны описываться одной кривой, если в качестве параметра использовать отношение $H_{||}^2/T$. Такая нормировка экспериментальных зависимостей для образца 2

$$\Delta\rho(H_{||}, T)/\rho \simeq -\Delta\sigma(H_{||}, T)/\sigma$$

выполняется. Значение коэффициента b_1 позволяет сделать оценку эффективной ши-

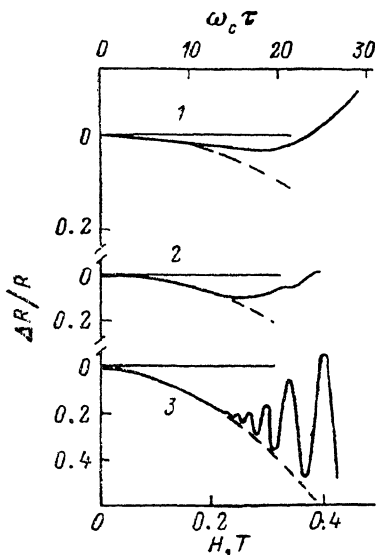


Рис. 16. Зависимость магнитосопротивления $\Delta R/R$ от магнитного поля H в гетероструктуре AlGaAs/GaAs.

Подвижность $6.5 \cdot 10^6$ см²/В·с. T , К: 1 — 9.8, 2 — 3.2, 3 — 1. Штриховые линии — экстраполяция зависимости $\Delta R(H)/R(0) \propto H^2$ [85].

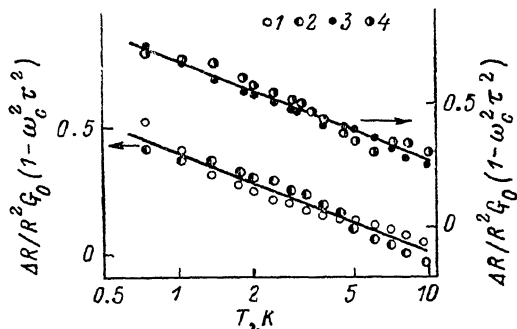


Рис. 17. Зависимость $\Delta R/R^2G_0(1-\omega_c^2\tau^2)$ [85] от температуры для гетероструктур.

$n_2 \cdot 10^{-11}$, см⁻²: 1, 2 — 1.64, 3, 4 — 1.17; $\mu \cdot 10^{-6}$, см²/В·с: 1, 2 — 1.12, 3, 4 — 6.5; H , Т: 1, 3 — 0.1, 2, 4 — 0.21.

рины потенциальной ямы на гетерогранице, в которой локализованы электроны:

$$L = (350 \pm 30) \text{ \AA}.$$

Интересный эффект обнаружен в магнитопроводимости гетероструктур AlGaAs/GaAs с высокой подвижностью $[(0.65 \div 1.1) \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}]$ [85] — большое по величине ОМС, не связанное со слабой локализацией, которое оставалось квадратичным по магнитному полю до начала осцилляции Шубникова—де-Гааза при значениях $\omega_c\tau \simeq 13$ (рис. 16). Объяснение этого эффекта дано в теоретической работе [86], где было показано, что квантовая поправка в диффузионном канале

$$\Delta\sigma_2^D(T) = \Delta_2 G_0 \ln(kT\tau/\hbar)$$

сохраняет свое значение (если $x_D < 1$) в сильном магнитном поле, соответствующем $\omega_c\tau > 1$. При этом и магнитосопротивление оказывается отрицательным и квадратичным по магнитному полю:

$$\Delta R/R \simeq \Delta\sigma_2^D(T) [(\omega_c\tau)^2 - 1].$$

На рис. 17 представлены экспериментальные зависимости

$$\Delta R/R^2G_0 [1 - \omega_c^2\tau^2] = -C \ln(T/T_0).$$

В соответствии с теорией [86] должно быть $C = \Delta_2$, $T_0 = \hbar/\tau$. Экспериментальные значения для исследованных структур: $C = 0.27$ и 0.28 , $T_0 = 15.5$ и 9.8 К. Значения Δ_2 , рассчитанные на основании (13), (15), вдвое больше — 0.55 и 0.57, а значения \hbar/τ , рассчитанные по холловской подвижности, много меньше T_0 —

0.3 и 0.17 К. В работе [85] обсуждаются возможные причины резкого уменьшения времени релаксации упругого рассеяния электронов τ в сильном магнитном поле.

Процессы слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия в квазидвумерном электронном газе гетероструктур InGaAs/InP исследованы в работе [36]. Было обнаружено влияние спин-орбитального взаимодействия на магнитосопротивление, которое проявилось в появлении знакопеременного магнитосопротивления типа (31). На рис. 18 показана экспериментальная зависимость $\Delta\sigma_2(H)$, наблюдавшаяся в поле H_{\perp} ($\theta=0$), и на рис. 19 — в магнитном поле H_{\parallel} ($\theta=\pi/2$) в диапазоне температур $1.8 < T < 4.2$ К. Зависи-

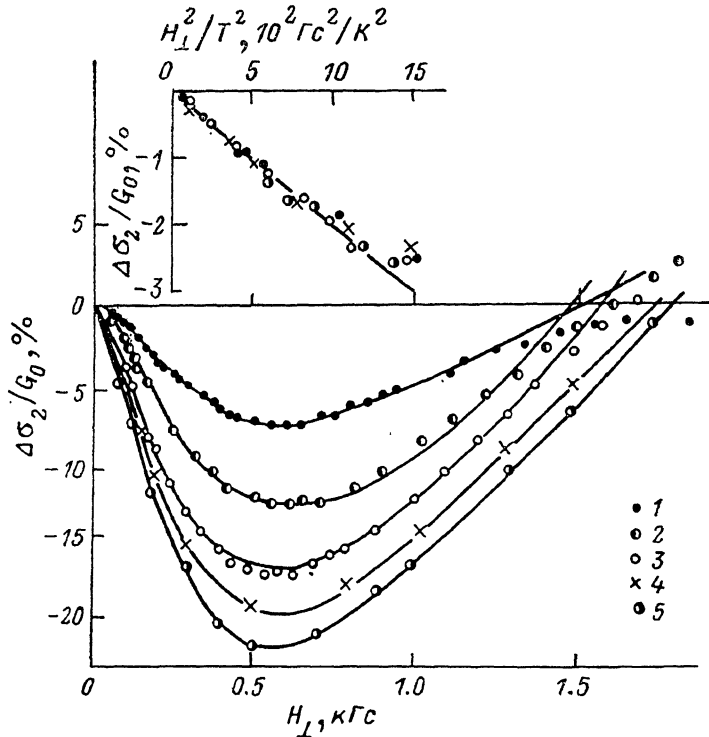


Рис. 18. Зависимость нормированной магнитопроводимости $\Delta\sigma_2/G_0$ от магнитного поля H_{\perp} для гетероструктуры InGaAs/InP [36].

T , К: 1 — 4.2, 2 — 2.7, 3 — 2.1, 4 — 1.9, 5 — 1.8. Сплошные линии — расчет $\Delta\sigma_2^L(H_{\perp})/G_0$. На вставке — зависимость $\Delta\sigma_2/G_0$ от H_{\perp}^2/T^2 в области слабого магнитного поля.

мости хорошо описываются теорией слабой локализации квазидвумерного электронного газа. В области квадратичной зависимости магнитосопротивления от магнитного поля экспериментальные кривые $|\Delta\sigma(H)|/G_0$, измеренные при разных температурах, укладываются на одну кривую, если в качестве аргумента использовать отношение $(H_{\perp}/T)^2$ для $\Delta\sigma(H_{\perp})$ (см. вставку на рис. 18) и отношение H_{\parallel}^2/T для $\Delta\sigma(H_{\parallel})$ (см. вставку на рис. 19). Такая нормировка полевых зависимостей магнитопроводимости при разных температурах выполняется, если $\tau_{\varphi}^{-1} \sim T_2$. Действительно, найденные значения пропорциональны температуре, и выполняется соотношение

$$\tau_{\varphi} kT/\hbar = 1.66 \pm 0.1.$$

Расчетные значения (45) соответствуют

$$\tau_{\varphi} kT/\hbar = 8.2 \pm 0.1.$$

Численное расхождение с теорией более чем в 2 раза, по-видимому, связано с тем, что выражение (45) получено в предположении

$$L \ll L_T. \quad (55)$$

Эффективная толщина квазидвумерного слоя L , определенная по зависимости $\Delta\sigma(H_{||})$, оказалась равной 660 \AA . Значения $L_T = (D\hbar/kT)^{1/2} = 0.1$ и 0.14 мкм при $T=4.2$ и 1.8 К соответственно, т. е. неравенство (55) выполняется слабо в отличие, например, от гетероструктур с квазидвумерным газом AlGaAs/GaAs [83], рассмотренных ранее.

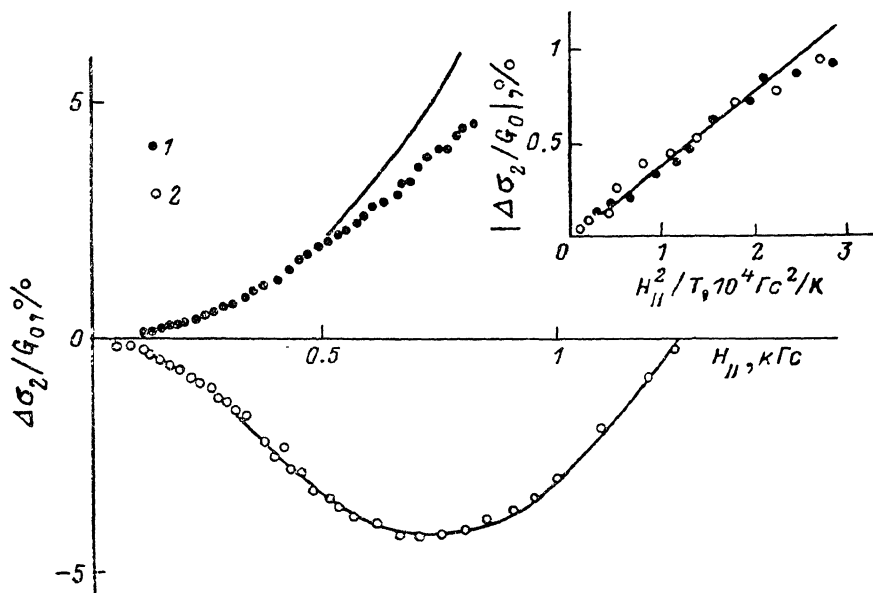


Рис. 19. Зависимость нормированной магнитопроводимости $\Delta\sigma_2/G_0$ от магнитного поля $H_{||}$ для гетероструктуры InGaAs/InP [36].

$T, \text{ К}$: 1 — 4.2, 2 — 1.8. Сплошные линии — расчет $\Delta\sigma_2^L(H_{||})/G_0$. На вставке — зависимость $|\Delta\sigma_2/G_0|$ от $H_{||}^2/T$ в области слабого магнитного поля.

Из эксперимента получена также величина времени релаксации спин-орбитального взаимодействия

$$\hbar/\tau_{so} = 2.8 \text{ К}. \quad (56)$$

Это значение сравнивается с теоретическим [87]

$$\hbar/\tau_{so} = \alpha^2/16s_p^2\tau/315E_g, \quad (57)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны, α^2 — параметр зонной структуры, который может быть оценен следующим образом [88]:

$$\alpha = 4\Delta_{so} (m_e/m_{ev}) / [(E_g + \Delta_{so}) (3E_g + \Delta_{so})]^{1/2}, \quad (58)$$

где Δ_{so} — спин-орбитальное расщепление валентной зоны, m_e/m_{ev} — константа, определяемая зонной структурой. Сопоставление экспериментального (56) и теоретического (57), (58) значений τ_{so} приводит к величине $m_e/m_{ev} \approx 0.6$.

Знакопеременное магнитосопротивление наблюдалось также для квазидвумерной проводимости на поверхности InP [35] и в гетероструктурах InSb/GaAs [89]. Если сравнивать найденные авторами [35], [89] значения τ_{so} с теорией (57), (58), то m_e/m_{ev} оказывается равной 0.7 для InP и 0.25 для InSb. Результаты независимого определения этой константы по измерениям циркулярной поляризации излучения [90] в GaAs, GaSb и InP для трехмерного электронного газа приведены в табл. 2.

В заключение приведем еще один пример использования квантовых поправок к проводимости для получения дополнительной информации об электронной

Таблица 2

Материал	Эффективная размерность	$\frac{m_e}{m_{ev}}$
GaAs	3МЭГ	0.18
GaSb	3МЭГ	0.20
InP	3МЭГ	0.30
	2МЭГ	0.70
InSb	2МЭГ	0.25
InGaAs	2МЭГ	0.60

подсистеме. Речь пойдет об исследовании разогрева 2МЭГ на гетерогранице AlGaAs/GaAs [84]. Распространенным способом определения эффективной температуры носителей T_e , разогретых тянущим электрическим полем E , является сопоставление температурной зависимости амплитуды осцилляций Шубникова—де-Гааза (ОШГ) с ее полевой зависимостью при низкой температуре [32]. Сравнение полученной зависимости $T_e(E)$ с теоретическими расчетами позволяет определить механизм релаксации энергии электронов. Однако теория релаксации энергии двумерными электронами, распределенными на уровнях Ландау, не разработана, что до последнего времени вызывало сомнения в правомерности сопоставления теории и эксперимента, выполненного в условиях квантующего магнитного поля.

Поэтому в работе [84] были использованы в качестве «термометров» для измерения T_e эффекты, связанные с квантовыми поправками к проводимости, которые проявляются в слабом магнитном поле или в отсутствие его, и результаты сопоставлены с зависимостью $T_e(E)$, полученной из ОШГ.

Результаты анализа температурной зависимости проводимости и ОМС в омическом режиме представлены в табл. 1, из которой следует, что эти эффекты полностью описываются ТКП. Время релаксации фазы τ_φ совпадает с $\tau_{\varphi e}$, рассчитанными по формуле (45), т. е. определяется электрон-электронным взаимодействием и, следовательно, электронной температурой при $T_e > T$. В этом случае и проводимость зависит только от T_e :

$$\Delta\sigma(T_e) = G_0 \left[(1 - \beta) \ln \frac{\tau}{\tau_\varphi(T_e)} + (\Lambda_2 + \beta) \ln \frac{\tau T_e}{\hbar} \right].$$

На рис. 20 представлена зависимость скорости энергетических потерь $Q = -e\mu E^2$ от T_e , определенная тремя способами. При этом оказывается, что для всех образцов с концентрациями электронов $n_2 = (1 \div 7) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ эта зависимость имеет вид

$$Q = \alpha (T_e^\gamma - T^\gamma) \quad (59)$$

с $\gamma = 3$, причем для одного и того же образца результаты, полученные различными методами, хорошо согласуются друг с другом. Это означает, в частности, что квантующее магнитное поле не вызывает существенных изменений в механизме энергетической релаксации электронов.

Коэффициент α (59) убывает с ростом концентрации n_2 по закону $\alpha \sim \epsilon_F^{-3}$, где $\xi = 1.5 \pm 0.2$. Полученные значения $\gamma = 3$ и $\xi = 3/2$ согласуются с формулой, выведенной в работе [91] для рассеяния на пьезоэлектрическом потенциале акустических фононов:

$$Q = b_1 k^3 (T_e^3 - T^3) / \tau_0 [2m^* s_i^2 \epsilon_F^3]^{1/2},$$

где τ_0 — характерное время испускания фонона, b_1 — численный коэффициент, s_i — скорость поперечного звука. Результат количественного расчета α , использующего приведенные в [91] выражения для τ_0 и b_1 , в 1.5 раза отличается от экспериментальной зависимости. Это может быть связано с неточностью принятых значений s_i и τ_0 .

Итак, эксперимент свидетельствует о том, что теория квантовых поправок к проводимости достаточно полно описывает все многообразие низкотемпературных гальваномагнитных явлений в полупроводниках с двумерным и трех-

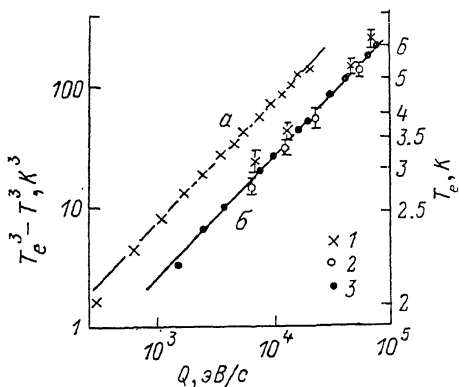


Рис. 20. Зависимость величины $T_e^3 - T^3$ от мощности Q , подводимой к электронному подсистеме, в расчете на один электрон.

$n_2 \cdot 10^{-11}, \text{ см}^{-2}$: а — 6.75, б — 4.5; $\mu \cdot 10^4, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$: а — 25, б — 0.44. Данные получены при использовании: 1 — ОШГ, 2 — $\tau_\varphi(T, E)$, 3 — $\Delta\sigma(T, E)$ [84].

мерным электронным газом на металлической стороне перехода металл—диэлектрик и может быть использована для получения новой информации о свойствах исследуемых материалов и структур. Если учесть, что с диэлектрической стороны перехода экспериментальные результаты успешно объясняются теорией прыжковой проводимости [92], то к настоящему времени осталась нерешенной только проблема перехода металл—диэлектрик.

Авторы благодарны А. Г. Аронову и Б. Л. Альтшулеру, постоянное сотрудничество с которыми позволило достичь современного уровня понимания эксперимента.

Приложение 1

Температурные зависимости $\Delta\sigma_d^q(T) = a_d^q (e^2/2\pi^2\hbar) l_q^{2-d}$

Размерность d	Тип квантовой поправки		
	слабая локализация и поправка Маки—Томпсона $q = I, l_L = L_\varphi = (D\tau_\varphi)^{1/2}$	электрон-электронное взаимодействие $L_T = (D\hbar/kT)^{1/2}$	
		диффузионный канал $q = D, l_D = L_T$ $\Delta d = 2/d + 3\lambda_C^{(j=1)}(F)/4$	куперовский канал $q = C, l_C = L_T$ $\lambda_C = 1/\ln(T_c/T)$
3	$a_3^L = 1$	$a_3^D = 0.915\Lambda_3$	$a_3^C = -0.915\lambda_C$
2	$a_2^L = [p - (p-1)\beta(\lambda_C)] \ln(kT\tau/\hbar)$	$a_2^D = \Lambda_2 \ln(kT\tau/\hbar)$	$a_2^C = \ln[1 + \lambda_C \ln(kT\tau/\hbar)]$
1	$a_1^L = -2\pi[1 - \beta(\lambda_C)]$	$a_1^D = -4.91\Lambda_1$	$a_1^C = 4.91\lambda_C$

Примечание. Определения $e^2/2\pi^2\hbar \equiv G_0 = 1.233 \cdot 10^{-3}$ Ом⁻¹, $\beta(\lambda_C) - (11)$, $\lambda_C^{(j=1)}(F) - (14)$ или (15), $F - (17)$, (20), (21) или (18), (19).

Приложение 2

Зависимости от магнитного поля $\sigma(H, T) - \sigma(0, T) = a_q^H (e^2/2\pi^2\hbar) l_q^{2-d} \Phi_d^q(x_q)$

Тип квантовой поправки	3МЭГ ($d = 3$)	Квази-2МЭГ ($d = 2$)	2МЭГ ($d = 2$)
$q = L, l_L = L_\varphi$ $a_L^H = 1 - \beta(\lambda_C^H)$ $x_L = 4L_\varphi^2/l_H^2$ $y_L = x_L L^2/12l_H^2$	$\Phi_3^L(x_L) = \sqrt{x_L} f_3(x_L)/2, [11]$	$\Phi_{Q2}^L(x_L, y_L, \theta) = f_2 \left[\frac{x_L \cos \theta}{(1 + y_L^2 \sin^2 \theta)^{1/2}} \right] + \ln(1 + y_L^2 \sin^2 \theta), [9, 16]$	$\Phi_2^L(x_L, \theta) = f_2(x_L \cos \theta), [9]$
$q = D, l_D = L_T$ $a_D^H = \lambda_C^{(j=1)}(F)$ $x_D = gM_B H/kT$	$\Phi_3^D(x_D) = g_3(x_D)/2\sqrt{2}, [14, 19]$	$\Phi_{Q2}^D(x_D) = g_2(x_D)/2, [14, 19]$	$\Phi_2^D(x_D) = g_2(x_D)/2, [14, 19]$
$q = C, l_C = L_T$ $a_C^H = -\lambda_C^H$ $x_C = 2L_T^2/\pi l_H^2$ $y_C = \pi x_C L^2/6l_H^2$	$\Phi_3^C(x_C) = \sqrt{x_C} \varphi_3(x_C)/\sqrt{2\pi}, [13]$	$\Phi_{Q2}^C(x_C, y_C, \theta) = \varphi_2 \left[\frac{x_C \cos \theta}{(1 + y_C^2 \sin^2 \theta)^{1/2}} \right] + \ln(1 + y_C^2 \sin^2 \theta), [13, 16]$	$\Phi_2^C(x_C, \theta) = \varphi_2(x_C \cos \theta), [13]$

Примечание. Определения: $l_H = (\hbar c/eH)^{1/2}$, $\lambda_C^H - (30)$, $\cos \theta = H_z/H$; цифры в квадратных скобках — ссылки на работы, в которых введены функции $f_i(x)$, $\varphi_i(x)$, $g_i(x)$.

Асимптотика функций в слабом и сильном магнитных полях

$$\Delta c_d^q(H, T) = \alpha_p^H (e^2/2\pi^2\hbar) l_q^{2-d} \Phi_d^q(x_q)$$

Тип поправки	Значение аргумента	$d=2, \Phi_2^q(x_q)$	$d=3, \Phi_3^q(x_q) l_q^{-1}$
$q=L$	$x_L \ll 1$	$x_L^2/24$	$(1/6) L_\varphi^3 (eH/\hbar c)^2$
	$x_L \gg 1$	$\ln x_L - 1.96$	$0.605 (eH/\hbar c)^{1/2} - L_\varphi^{-1}$
$q=D$	$x_D \ll 1$	$0.042 x_D^2$	$\frac{0.053}{2\sqrt{2}} \left(\frac{g\mu_B H}{kT} \right)^2 L_T^{-1}$
	$x_D \gg 1$	$(1/2) \ln(x_D/1.3)$	$\frac{1}{2\sqrt{2}} \left[\left(\frac{g\mu_B H}{D\hbar} \right)^{1/2} - 1.3 L_T^{-1} \right]$
$q=C$	$x_C \ll 1$	$0.30 x_C^2$	$0.053 L_T^3 (eH/\hbar c)^2$
	$x_C \gg 1$	$\ln x_C$	$0.605 (eH/\hbar c)^{1/2} - 0.915 L_T^{-1}$

Л и т е р а т у р а

- [1] Toyozawa Y. // J. Phys. Soc. Japan. 1962. V. 17. N 6. P. 986—1004.
- [2] Yosida K. // Phys. Rev. 1957. V. 107. N 2. P. 396—403.
- [3] Kondo J. // Progr. Theor. Phys. 1964. V. 32. N 1. P. 37—49.
- [4] Шмарцев Ю. В., Шендер Е. Ф., Полянская Т. А. // ФТП. 1970. Т. 4. В. 12. С. 2311—2321.
- [5] Abrahams E., Ahnderson P. W., Licciardello D. C., Ramakrishnan T. V. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. N 10. P. 673—676.
- [6] Альшгулер Б. Л., Аронов А. Г. // ЖЭТФ. 1979. Т. 30. В. 5 (11). С. 2028—2044.
- [7] Горьков Л. П., Ларин А. И., Хмельницкий Д. Е. // ЖЭТФ. 1979. Т. 30. В. 4. С. 248—252.
- [8] Altshuler B. L., Aronov A. G., Lee P. A. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. N 19. P. 1288—1291.
- [9] Ларкин А. И. // Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 31. В. 4. С. 239—243.
- [10] Hikami S., Larkin A. I., Nagaoka Y. // Progr. Theor. Phys. 1980. V. 44. N 2. P. 707—710.
- [11] Kawabata A. // J. Phys. Soc. Japan. 1980. V. 49. N 2. P. 628—637.
- [12] Altshuler B. L., Aronov A. G., Khmel'nitskii D. E. // Sol. St. Commun. 1981. V 38. N 1. P. 11—15.
- [13] Альшгулер Б. Л., Аронов А. Г., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. В. 2 (8). С. 768—783.
- [14] Lee P. A., Ramakrishnan T. V. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 8. P. 4009—4012.
- [15] Финкельштейн А. М. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. В. 1. С. 168—189.
- [16] Altshuler B. L., Aronov A. G. // Modern Problems in Condensed Matter Science / Ed. by A. L. Efros, M. Pollak. Amsterdam, 1985. P. 1—153.
- [17] Fukuyama H. // Modern Problems in Condensed Matter Science / Ed. by A. L. Efros, M. Pollak. Amsterdam, 1985. P. 155—273.
- [18] Bergman G. // Phys. Rep. 1984. V. 107. N 1. P. 1—58.
- [19] Lee P. A., Ramakrishnan T. V. // Rev. Mod. Phys. 1985. V. 57. P. 278—337.
- [20] Aronov A. G. // Physica. 1984. V. 126B. N 5. P. 314—318.
- [21] Altshuler B. L., Aronov A. G., Gershenson M. E., Scharvin Yu. V. // Sov. Sci. Rev. A. Physica. 1987. V. 9. P. 221—351.
- [22] Чепцов Р. А. // ЖЭТФ. 1948. Т. 18. В. 6. С. 1193—1201.
- [23] Eisele I., Dorda G. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 32. N 23. P. 1360—1363.
- [24] Климовская А. И., Кирilloва С. И., Снитко О. В. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 4. С. 707—710.
- [25] Schmartsev Yu. V., Polyanskaya T. A., Shender E. F., Golubev L. V., Vul' A. Ya., Saidashev I. I. // Proc. Int. Conf. Semicond. Phys. Warsaw, 1972. P. 410—415.
- [26] Полянская Т. А., Саидашев И. И., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 6. С. 1081—1086.
- [27] Полянская Т. А., Круковская Л. П., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 1. С. 156—159.
- [28] Afonin V. V., Galperin Yu. M., Gurevich V. L. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 12-11. P. 8841—8843.
- [29] Ioffe A. R., Regel A. R. // Prog. Semicond. V. 4. London, 1960. P. 237—291.
- [30] Mott N. F. // Canad. J. Phys. 1956. V. 34. N 12A. P. 1356—1368.
- [31] Edwards P. P., Sienko M. J. // Phys. Rev. B. 1978. V. 17. N 6. P. 2575—2579.
- [32] Андо Т., Фаулдер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 411 с.
- [33] Beer A. C. Galvanomagnetic Effects in Semiconductors. Solid State Physics (Suppl. 4) / Ed. by F. Seitz, D. Turnbull. N. Y.—London, 1963. 418 p.

- [34] Гаспарян В. М., Зюзин А. Ю. // ФТТ. 1985. Т. 25. В. 6. С. 1662—1666.
- [35] Poole D. A., Pepper M., Hughes A. // J. Phys. C. 1982. V. 15. N 32. P. 1137—1145.
- [36] Алфёров Ж. И., Гореленок А. Т., Мамутин В. В., Полянская Т. А., Савельев И. Г., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 11. С. 1999—2005.
- [37] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. 350 с.
- [38] Sugiyama K. // J. Phys. Soc. Japan. 1967. V. 22. N 1. P. 109—117.
- [39] Вильгельмеева Т. Ю., Каряев В. Н., Полянская Т. А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 3. С. 381—385.
- [40] Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г. // Письма ЖЭТФ. 1981. Т. 33. В. 10. С. 515—518.
- [41] Uren M. J., Davies R. A.; Pepper M. // J. Phys. C. 1980. V. 13. N 7. P. 985—993.
- [42] Пайнс Д., Нозер Ф. Теория квантовых жидкостей. М., 1967. 328 с.
- [43] Fukuyama H., Abrahams E. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 10. P. 5976—5980.
- [44] Schmid A. // Z. Phys. 1979. V. 217. N 3. P. 251—256.
- [45] Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г. // Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 30. В. 8. С. 514—516.
- [46] Abrahams E., Anderson P. W., Lee P. A., Ramakrishnan T. V. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 12. P. 6783—6789.
- [47] Altshuler B. L., Aronov A. G., Khmel'nitskii D. E. // Sol. St. Commun. 1981. V. 39. N 5. P. 619—623.
- [48] Altshuler B. L., Aronov A. G., Khmel'nitskii D. E. // J. Phys. C. 1982. V. 15. N 12. P. 7367—7386.
- [49] Abrahams E. // Localization and Metal Insulator Transitions / Ed. by H. Fritzsche, D. Adler. N. Y., 1985. P. 433—436.
- [50] Stone A. D. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. N 15. P. 1622—1625; Альтшулер Б. Л. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 41. В. 12. С. 530—533.
- [51] Полянская Т. А., Сайдашев И. И. // Письма ЖЭТФ. 1981. Т. 34. В. 6. С. 378—382.
- [52] Полянская Т. А., Сайдашев И. И. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. В. 3. С. 997—1005.
- [53] Емельяненко О. В., Лагунова Т. С., Полянская Т. А. // Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 36. В. 6. С. 199—201.
- [54] Morita S., Mikoshiba N., Koike Y., Fukase T., Kitagawa M., Ishida S. // J. Phys. Soc. Japan. 1984. V. 53. N 7. P. 2185—2188.
- [55] Воронина Т. И., Емельяненко О. В., Лагунова Т. С., Чугуева З. И., Яновицкая З. Ш. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 4. С. 743—745.
- [56] Morita S., Mikoshiba N., Koike Y., Fukase T., Kitagawa M., Ishida S. // Proc. Int. Conf. on Localization, Interaction, and Transport Phenomena in Impure Metals (Suppl. PTB). PG-1 / Ed. by L. Schweitzer, B. Kramer. Braunschweig, 1984. P. 258—261.
- [57] Cuevas M., Fritzsche H. // Phys. Rev. 1965. V. 137. N 6A. P. 1847—1855.
- [58] Коренблит И. Я. // ФТТ. 1962. Т. 4. В. 1. С. 168—171.
- [59] Mason W. P., Bateman T. B. // Phys. Rev. 1964. V. 134. N 5A. P. 1387—1396.
- [60] Ионов А. Н., Шлимак И. С. // Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 35. В. 4. С. 160—162.
- [61] Полянская Т. А. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 8. С. 1452—1459.
- [62] Meeks T., Krieger J. B. // Phys. Rev. 1969. V. 185. N 3. P. 1068—1072.
- [63] Gonda S. // Res. Electrotechn. Lab. 1973. V. 738. P. 1—67.
- [64] Bhatt R. N., Lee P. A. // Sol. St. Commun. 1983. V. 48. N 9. P. 755—759.
- [65] Rosenbaum T. F., Andres K., Thomas G. A., Lee P. A. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. N 8. P. 568—571.
- [66] Thomas G. A., Kawabata A., Ootuka Y., Katsumoto S., Kobayashi S., Sasaki W. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 4. P. 2113—2119.
- [67] Bishop D. J., Tsui D. C., Dynes R. C. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. N 17. P. 1153—1156.
- [68] Kawaguchi Y., Kawaji S. // J. Phys. Soc. Japan. 1980. V. 48. N 2. P. 699—700.
- [69] Зинич Ю. С., Козырев С. В., Полянская Т. А. // Письма ЖЭТФ. 1981. Т. 33. В. 5. С. 278—282.
- [70] Uren M. J., Davies R. A., Kaveh M., Pepper M. // J. Phys. C. 1981. V. 14. N 6. P. 395—402.
- [71] Wheeler R. G. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 8. P. 4645—4651.
- [72] Bishop D. J., Tsui R. C., Dynes R. C. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 2. P. 773—778.
- [73] Kawaguchi Y., Kawaji S. // Surf. Sci. 1982. V. 113. N 4. P. 505—508.
- [74] Козырев С. В., Парфеньев Р. В., Полянская Т. А., Савельев И. Г., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 12. С. 2230—2232.
- [75] Kawaji S. // Progr. Theor. Phys. 1985. Suppl. N 84. P. 178—214.
- [76] Kawaguchi Y., Kawaji S. // Japan. J. Appl. Phys. 1982. V. 21. N 11. P. 709—711.
- [77] Shinba Y., Nakamura K., Fukuchi M., Sakata M. // J. Phys. Soc. Japan. 1982. V. 51. N 1. P. 157—162.
- [78] Gusev G. M., Kvon Z. D., Ovsiyuk V. N. // J. Phys. C. 1984. V. 17. N 26. P. 683—688.
- [79] Бычков Ю. А., Рашба Э. И. // УФН. 1985. Т. 146. В. 3. С. 532—534.
- [80] Волков В. А., Гродненский И. М. // Микроэлектрон. 1982. Т. 11. В. 3. С. 195—207.
- [81] Poole D. A., Pepper M., Glew R. W. // J. Phys. C. 1981. V. 14. N 7. P. 995—1005.
- [82] Березовец В. А., Фарбштейн И. И., Шеланков А. Л. // Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 38. В. 2. С. 64—66.
- [83] Lin B. J. F., Paalanen M. A., Gossard A. C., Tsui D. C. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 2. P. 927—934.
- [84] Савельев И. Г., Полянская Т. А., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 11. С. 2096—2099.
- [85] Paalanen M. A., Tsui D. C., Hwang J. C. M. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 24. P. 2226—2229.
- [86] Houghton A., Senna J. R., Ying S. C. // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. N 4. P. 2196—2210.

- [87] Дьяконов М. И., Перель В. И. // ФТТ. 1971. Т. 13. В. 12. С. 3581—3585.
- [88] Андрианов А. Б., Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е., Расулов Р. Я., Ярошецкий И. Д. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. В. 12. С. 2080—2093.
- [89] Игуменов В. Т., Кичигин Д. А., Миронов О. А., Чистяков С. В. // Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 38. В. 8. С. 379—382.
- [90] Марущак В. А., Степанова М. Н., Титков А. Н. // ФТТ. 1983. Т. 25. В. 12. С. 3537—3541.
- [91] Карпус В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 3. С. 439—449.
- [92] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получен 2.10.1987
Принят к печати 14.04.1988