

МАГНИТНОЕ ВЫМОРАЖИВАНИЕ В СИЛЬНО АНИЗОТРОПНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

© В.В.Косарев, Н.А.Редько, Н.А.Родионов

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 19 января 1996 г.)

Исследованы зависимости различных компонент тензора проводимости $\sigma_{\alpha\beta}$ от магнитного поля \mathbf{H} для образцов полупроводниковых сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.11 \leq x \leq 0.135$) с концентрацией легких дырок p_L зоны L_3 от 10^{14} до 10^{16} cm^{-3} в интервале температур $1.6 \leq T \leq 4.2 \text{ K}$. В сплавах Bi-Sb в отличие от $n\text{-InSb}$ не наблюдалось магнитного вымораживания носителей тока на ионизованных примесях в пределах экспериментально достижимых полей \mathbf{H} до 72 kOe при $\mathbf{H} \parallel C_3$. Проведен сравнительный анализ полевых зависимостей различных компонент тензора проводимости полупроводниковых сплавов Bi-Sb и $n\text{-InSb}$ с учетом их зонной структуры.

Явление магнитного вымораживания (МВ), т.е. переход от полуметаллической проводимости к активационной, достаточно хорошо изучено для материалов с изотропным энергетическим спектром носителей заряда [1]. Однако для материалов с сильно анизотропным законом дисперсии, таких как сплавы $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$, вопрос о наблюдении [2], а также теоретическом описании МВ [3,4] до сих пор остается предметом обсуждения. В [2] сообщалось о наблюдении МВ на образцах полупроводникового сплава $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ при ориентации магнитного поля \mathbf{H} вдоль кристаллографических осей первого C_1 и второго порядка C_2 . Известно, однако, что для сплавов Bi-Sb изоэнергетические поверхности в k -пространстве носителей тока как валентной L_3 , так и проводящей L_2 зон, расположенных в точке L зоны Бриллюэна, представляют собой три сильно вытянутых эллипсоида, лежащих в трех зеркальных плоскостях, проходящих через тригональную ось C_3 и развернутых друг относительно друга на угол 120° . Кроме того, главные оси эллипсоидов y' составляют с биссекторной осью C_1 угол около 5° (рис. 1,а). Если магнитное поле \mathbf{H} направлено вдоль осей C_1 или C_2 , то условия квантования носителей заряда в различных эллипсоидах не совпадают. Поэтому ультраквантовый предел (УКП) в разных долинах реализуется при различных магнитных полях, что ведет к перераспределению носителей заряда между различными долинами. Количественное описание этого эффекта затрудняется также и тем обстоятельством, что в данном случае довольно сложно рассчитать компоненты тензора проводимости $\hat{\sigma}$ по измеряемым на эксперименте компонентам тензора сопротивления $\hat{\rho}$ с тем, чтобы по холловской компоненте σ_{21} вычислить

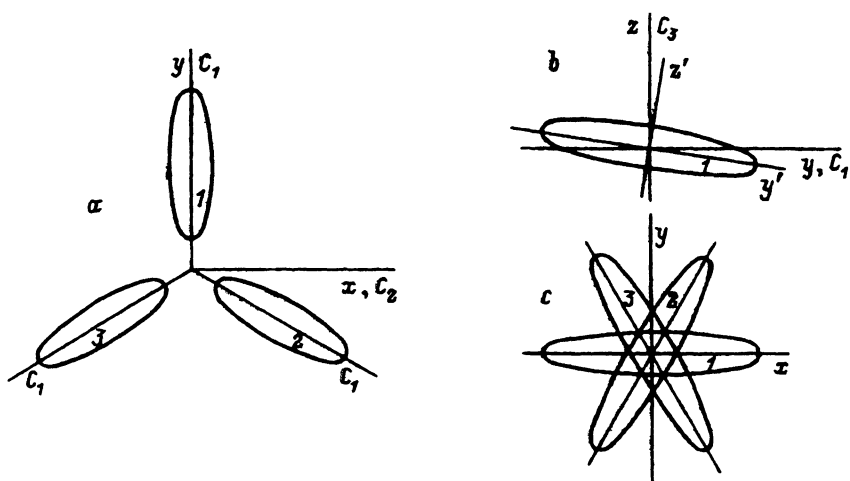


Рис. 1. Проекция изоэнергетической поверхности в k -пространстве зоны L , состоящей из трех «эллипсоидов», на базисную плоскость (а); их расположение в зеркальной плоскости относительно осей C_1, C_3 (б) и проекции линзообразных областей повышенной плотности электронов (дырок) вблизи примесного центра на базисную плоскость (с).

Индексы 1, 2, 3 обозначают вклады от различных эллипсоидов.

концентрацию носителей заряда в каждой долине. По этой причине в данном случае трудно с достоверностью судить о наличии или отсутствии МВ.

Ситуация существенно упрощается, если ориентировать \mathbf{H} вдоль оси C_3 . В этом случае все три эллипсоида эквивалентны, и эффекты междолинного перераспределения носителей заряда отсутствуют. Кроме того, при этой ориентации из условий кристаллической симметрии следуют те же соотношения для компонент тензоров проводимости и сопротивления, что и для изотропного случая,

$$\sigma_{13} = \sigma_{31} = \sigma_{23} = \sigma_{32} = 0,$$

$$\sigma_{21}(H) = -\sigma_{12} = \frac{\rho_{12}}{\rho_{12}^2 + \rho_{22}^2}, \quad \sigma_{11}(H) = \sigma_{22} = \frac{\rho_{22}}{\rho_{12}^2 + \rho_{22}^2}, \quad \sigma_{33}(H) = \frac{1}{\rho_{33}}, \quad (1)$$

где $\rho_{12} = R_{12,3}H$ и ρ_{22} — измеряемые холловское и поперечное сопротивления при $\mathbf{j} \parallel C_1$ и $\mathbf{H} \parallel C_3$, а ρ_{33} — продольное сопротивление при $\mathbf{j} \parallel \mathbf{H} \parallel C_3$. Поэтому для исследования температурных и полевых зависимостей компонент тензоров удельного сопротивления и проводимости сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ нами была выбрана именно эта ориентация. Исследовались образцы сплавов с $x \simeq 0.12$ (с отклонениями в пределах от 0.11 до 0.135). Сплавы такого состава обладают, как известно [5], свойствами полупроводника с узкой запрещенной зоной ($E_g \simeq 17 \text{ meV}$). Образцы сплавов n - и p -типов легировались соответственно теллуром и оловом, что в зависимости от их концентрации обеспечивало различное заполнение носителями тока зоны проводимости или валентной зоны в точке L , начиная от концентраций 10^{14} cm^{-3} и выше.

1. Результаты измерений

Измерения коэффициента Холла $R_{12,3}(H)$, а также поперечного $\rho_{22}(H)$ ($j \parallel C_1, \mathbf{H} \parallel C_3$) и продольного $\rho_{33}(H)$ ($j \parallel \mathbf{H} \parallel C_3$) удельного магнетосопротивления проводились в области гелиевых температур и магнитных полей до 72 кОе. Образцы размером $2.5 \times 2.5 \times 18$ мм вырезались на электроэрозионном станке из монокристаллического слитка, а затем обрабатывались в растворе $C_2H_5OH-HNO_3$ (1:1). Данные об образцах представлены в таблице. Для измерений поперечного магнетосопротивления ρ_{22} использовались образцы, обозначенные индексом a , вырезанные таким образом, чтобы вдоль образца располагалась ось C_1 , а для измерения продольного ρ_{33} — обозначенные индексом b , у которых вдоль образца расположена ось C_3 . При такой геометрии образцов направление магнитного поля \mathbf{H} всегда оказывалось вдоль оси C_3 , хотя при необходимости \mathbf{H} можно ориентировать и вдоль C_2 . Данные измерений для образцов p -типа представлены на рис. 2, 3. Поскольку зоны L_a и L_s почти зеркальны, то зависимости для образцов p - и n -типов практически полностью симметричны.

При относительно сильном легировании, достаточном для реализации металлического типа проводимости, имеется ряд общих закономерностей [6] для полевых зависимостей различных компонент тензора проводимости $\sigma_{\alpha\beta}(H)$ узкозонных полупроводников. Обычно с ростом магнитного поля H холловская компонента проводимости σ_{21} вначале растет пропорционально H до некоторого критического поля H_+ , отмечающего первое пересечение компоненты σ_{21} со слабоменяющейся в этих полях поперечной компонентой σ_{22} . Далее при $H > H_+$ начинается область классически сильного поля. Здесь циклотронная частота ω_c , растущая линейно с H , уже превосходит частоту процессов электронного рассеяния $1/\tau_e$. С дальнейшим ростом H обе компоненты σ_{21} и σ_{22} становятся убывающими (как H^{-1} и H^{-2} соответственно).

Далее с ростом поля H появляются квантовые осцилляции Шубникова-де Гааза, и наконец, начиная с некоторого поля H_U , наблюдается область УКП. Здесь σ_{21} продолжает убывать обратно пропорционально H , в то время как экспериментальные зависимости σ_{22} обычно начинают расти. При некотором достаточно большом поле H_{++} величины σ_{22} и σ_{21} снова сравниваются, и их полевые зависимости могут вновь пересечься. Из рис. 2, 3 видно, что для сплавов Bi-Sb, начиная с области классически сильных магнитных полей, обе

Данные об образцах сплавов $Bi_{1-x}Sb_x$: состав x , концентрация носителей тока $p(n)$, энергия Ферми E_F , экспериментальные значения магнитных полей H_U, H_{++} и расчетные оценки для H_{cm}

Номер образца	x	$p(n), 10^{-15} \text{ cm}^{-3}$	$E_F, \text{ meV}$	$H_U, \text{ kOe}$	$H_{++}, \text{ kOe}$	$H_{cm}, \text{ kOe}$
1a	0.12	$p = 0.21$	0.36	2.3	5.0	30
2a	0.12	$p = 0.8$	0.86	4.5	15	111
3a, 3b	0.135	$p = 5$	2.64	10	62	690
4b	0.12	$n = 8$	3.48	13.2	110	1104
5a	0.12	$p = 12$	4.4	24	≈ 150	1660

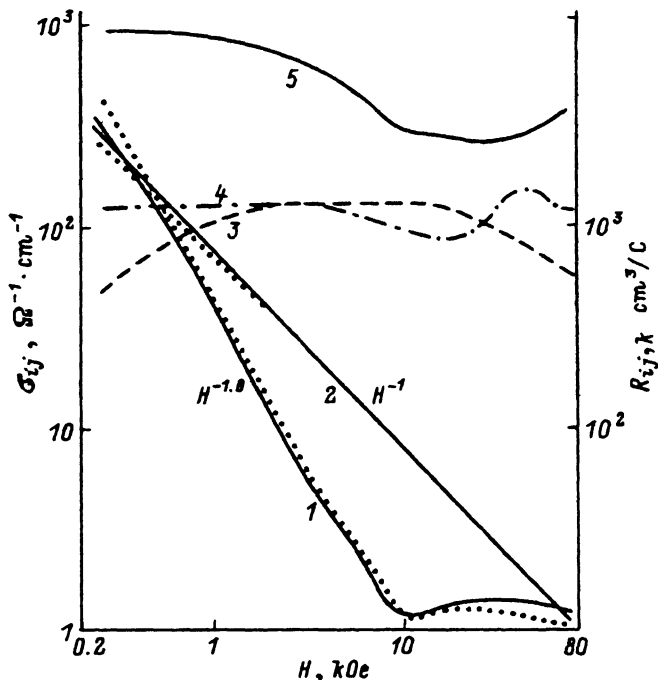


Рис. 2. Зависимости различных компонент тензора проводимости $\sigma_{\alpha\beta}(H)$ и коэффициента Холла $R(H)$ для образцов № 3а, 3б при температуре $T = 1.6$ К.
 1 — $\sigma_{22}(H)$ (сплошная линия — при $T = 1.6$ К, точки — при $T = 4.2$ К), 2 — $\sigma_{21}(H)$,
 3 — $R_{12,3}$ при $j \parallel C_1$, $H \parallel C_3$, 4 — $R_{32,1}$ при $j \parallel C_1$, $H \parallel C_2$, 5 — $\sigma_{33}(H)$ при $j \parallel H \parallel C_3$.

компоненты σ_{21} и σ_{22} , так же как и в случае n -InSb [6], убывают с ростом магнитного поля как H^{-1} и H^{-2} в соответствии с предсказанием стандартной теории. Квантовые осцилляции наиболее явно наблюдаются для образца № 5а с наибольшей концентрацией (для образца № 3а их амплитуда существенно меньше). В отличие от изотропных материалов продольная компонента проводимости σ_{33} меняется в области слабых полей, как это должно быть у анизотропных материалов [7].

Еще более существенные отличия зависимостей $\sigma_{\alpha\beta}(H)$ сплавов Bi-Sb от аналогичных зависимостей, измеренных для образцов n -InSb [6], наблюдаются в области УКП. Начиная с некоторого критического поля H_c , практически совпадающего с H_{++} , в n -InSb происходит резкое падение всех трех компонент тензора проводимости (включая σ_{zz}) вследствие сильной локализации, которая может быть связана как с вымораживанием носителей заряда на изолированных примесных центрах, так и с образованием крупномасштабных электронных капель [6]. При этом коэффициент Холла R резко возрастает, отражая быстрое уменьшение числа свободных электронов. Для сплавов же Bi-Sb, напротив, в области УКП наблюдается падение R с ростом H . Такое anomalous поведение зависимости $R(H)$ отмечалось ранее в работах [8,9], однако их авторы не смогли найти этому удовлетворительного объяснения.

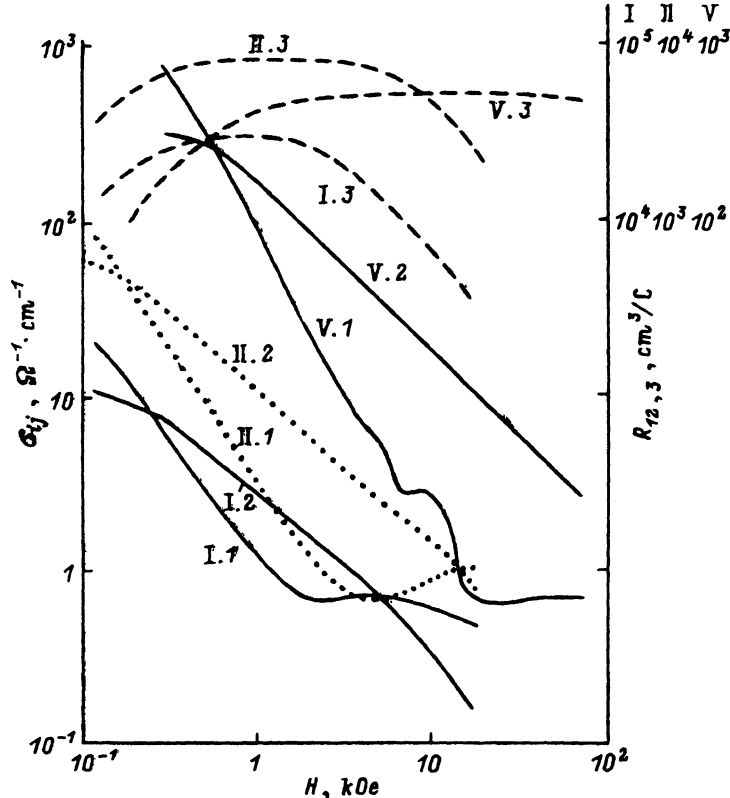


Рис. 3. Зависимости различных компонент тензора проводимости $\sigma_{\alpha\beta}(H)$ и коэффициента Холла $R_{12,3}(H)$ для образцов № 1а, 2а и 5а при $j \parallel C_1$, $H \parallel C_3$ и $T = 1.6$ К.

Проводимости $\sigma_{22}(H)$ и $\sigma_{21}(H)$ представлены кривыми I.1, II.1, V.1 и I.2, II.2, V.2 для образцов № 1а, 2а и 5а соответственно. Коэффициенты Холла $R_{12,3}$ для образцов № 1а, 2а и 5а представлены кривыми I.3, II.3, V.3.

Если по ρ_{12} и ρ_{22} построить, используя (1), зависимости $\sigma_{21}(H)$ и $\sigma_{22}(H)$ (рис. 2,3), то можно заметить, что $\sigma_{21}(H) = enc/H$ сохраняет обратную пропорциональность H вплоть до H_{++} , несмотря на изменение R . Это указывает на постоянство концентрации свободных носителей тока. Уменьшение же $R_{12,3}(H)$ объясняется при этом относительным сближением величин σ_{22} и σ_{21} при приближении H к H_{++} , что следует из соотношения

$$\rho_{12} = R_{12,3}H = \sigma_{21}/(\sigma_{21}^2 + \sigma_{22}^2).$$

При таком подходе становится понятно, что изменение коэффициента Холла не связано с изменением концентрации носителей тока.

Однако основной отличительной особенностью полупроводниковых сплавов Bi-Sb является тот факт, что в пределах достижимых на сверхпроводящем солениоде полей $H < 72$ кОе нам не удалось наблюдать МВ легких дырок на ионизованных примесях или других возможных видов сильной локализации. Это обстоятельство позволяет измерять компоненты σ_{22} и σ_{21} на образцах в недоступной для измерений на

n -InSb области полей сильных H_{++} . Эта область достигалась нами лишь при достаточно низкой концентрации носителей тока. В аналогичных же образцах n -InSb она практически не наблюдается даже для слабого легирования вследствие сильной локализации электронов сильным магнитным полем.

Необычными для полупроводникового сплава Bi-Sb в области УКП оказываются также и полевые зависимости компоненты $\sigma_{22}(H)$, мало меняющейся с ростом H , а также $\sigma_{33}(H)$, где вместо падающей зависимости, как в случае n -InSb, наблюдается рост этой компоненты с ростом H . В области полей после H_{++} для холловской компоненты проводимости $\sigma_{21}(H)$ наблюдается отклонение от обычной для области сильных полей зависимости H^{-1} . Это отклонение связано, по-видимому, не с изменением концентрации свободных носителей тока, а с возрастающим влиянием макронеоднородностей. На это указывает все возрастающая с ростом H разница величины эффекта Холла на различных парах контактов. При переключении направления H на обратное величины эффекта Холла получаются разными даже на одних и тех же парах контактов.

Это может быть связано с тем, что при таких H уровень Ферми прижимается ко дну зоны и становятся существенными макроскопические флуктуации рельефа дна. В этом случае холловская концентрация, определенная из холловской проводимости, уже не отражает средней концентрации носителей тока [10,11], поэтому оценки концентрации, делавшиеся ранее для подобных образцов (например, в [12]), нельзя считать достаточно корректными. Анализ этих данных необходимо проводить с учетом обеих компонент тензора проводимости и того, в какой области магнитных полей ведутся измерения ($H < H_{++}$ или $H > H_{++}$). Кроме того, необходимо также контролировать степень однородности измеряемых образцов. Примером сильно неоднородных полупроводниковых материалов могут служить образцы, вырезанные из слитков, полученных в режиме быстрого роста [13]. Для них при изменении направления магнитного поля H результаты измерений могут существенно различаться не только для R , но даже и для ρ . Более того, на зависимостях $\rho(H)$ в этом случае может вообще отсутствовать область насыщения в классически сильном магнитном поле. Таким образом, результаты [13] косвенно подтверждают наши предположения о существовании макронеоднородностей.

Данные о зависимостях $R_{12,3}$ ($j \parallel C_1, H \parallel C_3$) и $R_{32,1}$ ($j \parallel C_1, H \parallel C_2$) от H для образца № 3 приведены на рис. 2. Различие в значениях $R_{12,3}$ и $R_{32,1}$ при $H > 4$ кОе связано с тем, что переход к области УКП при разной ориентации H происходит в различных полях. При $H \parallel C_3$ этот переход происходит одновременно для всех трех долин при $H \approx 10$ кОе, а при $H \parallel C_2$ сначала для двух долин при $H \approx 4$ кОе, затем для третьей только в полях, на порядок больших. В долинах, достигших УКП, вследствие роста плотности электронных состояний, а также изменения положения дна этих зон начинает изменяться уровень Ферми. В результате при ориентации $H \parallel C_2$ возможно перераспределение носителей тока между этими тремя долинами.

При $H < 4$ кОе величина коэффициента $R_{32,1}$ остается практически неизменной, в то время как $R_{12,3}$ уже при $H < 2$ кОе существенно изменяется. Примерное равенство по величине двух коэффициентов Холла

($R_{12,3} \approx R_{32,1}$) наблюдается лишь в области $2 < H < 4 \text{ kOe}$. Такая особенность полупроводниковых сплавов Bi-Sb обсуждалась многими авторами, в том числе и в [14]. Она позволяет достаточно просто определять концентрацию носителей тока по измерениям $R_{32,1}$ в слабых магнитных полях, контролируя эти данные измерениями $R_{12,3}$ в области классически сильных магнитных полей.

2. Обсуждение результатов

Главным отличием результатов наших измерений на сплавах Bi-Sb от данных других работ, включая проведенные нами ранее измерения для такого изотропного материала, как n -InSb, является отсутствие области перехода Мотта: металл-диэлектрик (МД). Теоретические оценки полей этого перехода сверху и снизу можно получить, подходя к нему либо со стороны диэлектрика, либо со стороны металла. В первом случае переход определяется из условия перекрытия волновых функций носителей заряда локализованных на неэкранированных кулоновских примесных центрах, а во втором — из условий экранировки. Рассмотрим два разных случая, характерных для полупроводников с изотропным и анизотропным энергетическим спектром.

1) С л у ч а й и з о т р о п н о г о э н е р г е т и ч е с к о г о с п е к т р а. В диэлектрической области условие перехода МД в этом случае выглядит следующим образом: $N a_{\parallel} a_{\perp}^2 \approx 1$, где N — концентрация примесей, a_{\parallel} и a_{\perp} — продольный и поперечный размеры (вдоль и поперек поля H) области максимума функции распределения вероятности нахождения электрона в связанном состоянии. За пределами этих размеров вероятность его обнаружения экспоненциально мала. Без магнитного поля оба размера a_{\parallel} и a_{\perp} равны $a_0^* = a_0 \chi_0 / m^*$ (a_0 — боровский радиус, m^* — эффективная масса в единицах m_0 , а χ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость). В УКП a_{\perp} совпадает с магнитной длиной $l_H = (\hbar c / eH)^{1/2}$, а a_{\parallel} с точностью до логарифмического множителя $\ln(a_0^* / l_H)$ совпадает с a_0^* . Отсюда следует оценка критического поля перехода Мотта в магнитном поле $H_{ci} = N a_0^* \hbar c / e$.

Аналогичный результат можно получить, подходя к переходу МД со стороны металла. В этом случае имеем свободные носители заряда, экранирующие кулоновский потенциал примесей. В области классического экранирования дебаевский радиус определяется выражением

$$r_s = \left\{ \frac{4\pi e^2}{\chi_0} \frac{\partial n}{\partial \epsilon_F} \right\}^{-1/2}, \quad (2)$$

что в отсутствие магнитного поля дает $r_s^2 = (3\pi^2 n)^{-1/3} a_0^* \pi / 4$. Связанные состояния в такой системе отсутствуют, если $r_s < a_0^*$ [15]. Это условие приводит к выражению $n(4a_0^*)^3 \approx \pi/3$ и дает таким образом оценку для критической концентрации носителей тока n , которая в случае слабой компенсации совпадает с концентрацией примесей N . Следует отметить, что вблизи области перехода МД возможен случай, когда волновые функции примесных центров перекрыты, но экранировки центров еще не происходит. Тогда образуется проводящая примесная зона, проводимость в которой может существенно отличаться от проводимости в исходной.

Чтобы получить оценку для критического магнитного поля перехода МД в области УКП, необходимо иметь в виду, что движение носителей заряда здесь приобретает квазиодномерный характер и экранирование становится квантовым и анизотропным [6]. Поперечный радиус экранирования при этом по-прежнему определяется выражением (2), которое дает здесь $r_s = l_H^2(\pi^3 n a_0^*)^{1/2}$, в то время как продольный размер определяется де-Бройлевской длиной волны для движения фермиевских электронов вдоль H , $r_{s\parallel} \approx \lambda_F = (2\pi^2 n l_H^2)^{-1}$. Если $r_{s\parallel} < a_0^*$, то такая потенциальная яма является мелкой. В этом случае можно говорить лишь о состояниях типа андерсоновской локализации, которые образуются в поле нескольких хаотически расположенных центров. Как было показано в [6], продольный размер таких состояний в случае слабой компенсации сравним с a_0^* . Нетрудно убедиться, что выполнение условия $r_{s\parallel} < a_0^*$ приводит к выражению $H_{cm} = 2\pi^2 n a_0^* \hbar c / e$ для критического поля перехода Мотта, аналогичному полученному выше для области диэлектрика. В случае сильной компенсации H_{ci} может оказаться гораздо больше H_{cm} . В области $H_{cm} < H < H_{ci}$ могут существовать незаэкранированные примесные центры, но электронные состояния на них перекрыты и образуют достаточно широкую проводящую примесную зону.

2) С л у ч а й а н и з о т р о п н о г о э н е р г е т и ч е с к о г о с п е к т р а. Для расчета H_c здесь необходимо, так же как и раньше, оценить продольный и поперечный размеры волновой функции электрона или дырки, локализуемых полем примесного центра. Рассмотрим анизотропный энергетический спектр с квадратичным законом дисперсии с тензором обратной эффективной массы $\hat{\mu}$. В случае сплава Bi-Sb ось C_1 , вдоль которой (с отклонением на 5°) вытянут эллипсоид, совпадает с осью y . Тогда соответствующее уравнение Шредингера для одного энергетического экстремума в рамках метода эффективной массы имеет вид

$$\{\hbar^2 \Sigma \mu_{ij} p_i p_j - 2U(r)\} \Psi = 2E\Psi,$$

где $U(r)$ — энергия взаимодействия с кулоновским центром.

У потолка валентной зоны сплава $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ поперечная и продольная эффективные массы составляют $m_\perp \simeq 0.0027m_0$ и $m_\parallel \simeq 0.5m_0$ [5], поэтому волновая функция локализованного на примеси электрона для такого сильно вытянутого эллипсоида должна иметь поперечные размеры, в m_0/m_\perp раз большие a_0 , а вдоль главной оси этого эллипсоида — самый короткий размер, в $m_0/\sqrt{m_\parallel m_\perp}$ раз меньший a_0 . Форму такой функции можно представить в виде сплюснутой вдоль главной оси линзы или чечевицы. Кроме того, необходимо учитывать, что статическая диэлектрическая проницаемость сплавов Bi-Sb, так же как и Bi, заметно анизотропна. Для Bi $\chi_{11} \simeq 100$, $\chi_{33} \simeq 65$, а для сплавов Bi-Sb значения χ_{11} примерно в 1.7 раза больше [16]. Поэтому для нашего случая будем считать среднее значение $\chi_0 \simeq 150$. Необходимо также учесть наличие двух других эллипсоидов, развернутых на 120° по отношению к первому. Для связанного состояния на примесном центре сплава функция распределения вероятности нахождения электрона будет состоять из суперпозиции трех функций, имеющих

чечевицную форму (см. рис. 1,с) Толщина их будет определяться наименьшим размером $a_1 = \chi_0 a_0 / \sqrt{m_{\parallel} m_{\perp}}$, а радиус окружности $a_2 = a_3 = \chi_0 a_0 / m_{\perp} = 1660 \text{ \AA}$, что примерно в 25 раз больше значения эффективного боровского радиуса $a_0^* = 640 \text{ \AA}$ для n -InSb. С учетом усреднения в плоскости xy волновая функция будет обладать близкими и достаточно большими эффективными боровскими радиусами вдоль и поперек оси C_3 , что должно обеспечивать надежное перекрытие волновых функций на соседних примесных центрах.

Рассмотрим теперь вопрос о том, как эта функция будет изменяться в сильном магнитном поле. Подобная задача рассматривалась ранее Бенеславским и Энтральго [3,4], но для более простой модели энергетического спектра носителей тока, а именно одного эллипсоида, вытянутого вдоль магнитного поля. Они получили помимо обычной для поперечного размера волновой функции примесного состояния зависимости $a_{\perp} \sim H^{-1/2}$ еще и сильную зависимость от H ее продольного размера a_{\parallel} . В работе [2] этот результат использовался при анализе измеренных для сплавов Bi-Sb полевых зависимостей компонент тензора проводимости. Однако необходимо иметь в виду ограниченность применимости этого результата, являющегося следствием выбранной модели. Действительно, при включении вдоль главной оси эллипсоида магнитного поля оно будет сжимать чечевицеподобную волновую функцию, и ее поперечный размер будет определяться теперь магнитной длиной l_H . Поскольку продольный размер волновой функции в этом случае мал и сравним с l_H , то магнитное поле должно влиять на него весьма существенно.

Если в рассматриваемом нами случае ориентации \mathbf{H} вдоль оси C_3 пренебречь малым наклоном главных осей эллипсоидов относительно базисной плоскости, то тогда их можно считать ориентированными поперек H . Поэтому следует ожидать, что размер суммарной волновой функции вдоль оси C_3 в нашем случае будет больше l_H и, так же как и в изотропном кристалле, будет слабо зависеть от H , оставаясь с точностью до логарифмического множителя постоянным. Для доказательства этого рассмотрим вначале, как меняются в сильном магнитном поле поперечные размеры волновой функции несвязанного электрона в общем случае электронного энергетического спектра, заданного тензором обратных эффективных масс $\hat{\mu}$. Для векторного потенциала в калибровке Ландау $\mathbf{A} = (0, Hx, 0)$ уравнение Шредингера сводится к стандартному уравнению для гармонического осциллятора [17], при этом циклотронная частота определяется выражением $\omega_c = \frac{eH}{c} \mu_c$, где $\mu_c = \sqrt{\mu_{xx} \mu_{yy}}$, а для энергии в этом случае имеем

$$E = \hbar \omega_c (n + 1/2) + \hbar^2 k_z^2 (\mu_{zz} + \mu_{xz}^2 / \mu_{xx} - \mu_{yz}^2 / \mu_{yy}) / 2.$$

Если учесть, что для точки L сплавов Bi-Sb угол наклона главной оси эллипсоида к базисной плоскости составляет всего 5° , то тогда компонентами μ_{xx} и μ_{yz} можно пренебречь по сравнению с компонентой $\mu_{xx} \approx \mu_{zz} \approx \mu_{\perp} = m_{\perp}^{-1} \gg \mu_{\parallel} = m_{\parallel}^{-1} \approx \mu_{yy}$. Поэтому будем считать, что оси C_1 , C_2 и C_3 совпадают с осями координат y, x, z . Тогда удобнее

выбрать для векторного потенциала \mathbf{A} аксиальную калибровку $\mathbf{A} = = \mathbf{H} \times \mathbf{r}/2$, и уравнение Шредингера можно записать в виде

$$\left\{ \mu_{xx}(p_x + yHe/2c)^2 + \mu_{yy}(p_y - xHe/2c)^2 + \mu_{zz}p_z^2 \right\} \Psi = 2E\Psi. \quad (3)$$

Заменой переменных $\chi = x/\gamma$, $\eta = \gamma y$, $\gamma = \sqrt[4]{m_{\parallel}/m_{\perp}}$ это уравнение приводится к тому же виду, что и в случае аксиальной симметрии

$$\hbar^2 \left\{ \mu_c \left[\left(\frac{\partial}{\partial \chi} + \eta/2l_H^2 \right)^2 + \left(\frac{\partial}{\partial \eta} - \chi/2l_H^2 \right)^2 \right] + \mu_{zz}p_z^2 \right\} \Psi = 2E\Psi. \quad (4)$$

Решение его для основного состояния хорошо известно [17]

$$\Psi = \exp(izk_z - \xi^2/2)/l_H\sqrt{2\pi}, \quad (5)$$

где $\xi^2 = (x^2/l_{\perp}^2 + y^2/l_{\parallel}^2)$, $l_{\parallel} = l_H/\gamma$, $l_{\perp} = \gamma l_H$. Отсюда следует, что в нашем случае поперечный разрез волновой функции электрона в магнитном поле будет уже не кругом радиуса l_H , а эллипсом, размеры которого вытянуты масштабным преобразованием в направлении C_2 до l_{\perp} и сжаты до l_{\parallel} в направлении C_1 , причем отношение $l_{\perp}/l_{\parallel} = \gamma^2 = \sqrt{m_{\parallel}/m_{\perp}}$.

Добавим в (3) в общем случае экранированное кулоновское поле примеси $U(r)$. Если магнитное поле настолько сильное, что $l_{\parallel} \ll a_{\parallel}$ и $l_{\perp} \ll a_{\perp}$, то для движения поперек \mathbf{H} можно считать $U(r)$ малым возмущением. Тогда форма и размеры поперечного сечения волновой функции остаются прежними, а для решения задачи о связанных состояниях можно, так же как и в случае стандартного энергетического спектра, воспользоваться методом Эллиота-Лаудона [18]. В этом случае (3) также сводится к одномерной задаче с усредненной потенциальной энергией

$$V(z) = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} |\Psi_0|^2 U(\sqrt{\rho^2 + z^2}) \rho d\rho d\varphi. \quad (6)$$

В металлической области фермиевский импульс будет равным $k_F = = 2\pi^2 \tilde{n} l_H^2$, где $\tilde{n} = n/3$ — концентрация носителей тока на один эллипсоид. Радиус экранирования здесь становится анизотропным даже в области классического экранирования за счет анизотропии диэлектрической проницаемости вдоль и поперек оси C_3 . Пренебрегая этой незначительной анизотропией, получим $r_{s\perp} \approx r_{s\parallel} = l_H^2 (\pi^3 n a_3)^{1/2}$, где a_3 — введенный выше эффективный размер боровской орбиты. Поле H_{q_s} перехода к области квантового экранирования, где $\lambda \gg r_s$ ($\lambda = = (2\pi^2 \tilde{n} l_H^2)^{-1}$ — де-бройлевская длина волны для продольного движения электрона) будет определяться условием $2\pi^2 l_{H_{q_s}}^4 (3\pi^3 a_3 \tilde{n}^3)^{1/2} \approx 1$, следующим из $r_s k_F \approx 1$. Поскольку спиновое расщепление для сплавов

Bi-Sb достаточно близко к орбитальному [19,20], то условие для поля H_U перехода в УКП принимает вид $\varepsilon_F = \hbar\omega_c(H_U)$ или $\sqrt{2}\pi^2\tilde{n}l_H^3\gamma \approx 1$. Тогда соотношение этих критических полей определяется следующим образом:

$$\left(\frac{H_{qS}}{H_U}\right)^3 = \frac{(3\pi^3)^{3/4}(\tilde{n}a_3^3)^{1/4}}{(\sqrt{2}\pi)\gamma^2}. \quad (7)$$

В знаменателе (7) содержится большой параметр γ^2 , наличие которого сдвигает начало области квантового экранирования в сторону меньших полей. В этом случае для определения критического поля перехода МД необходимо сравнить продольный размер квантового экранирования $r_{s\parallel} \approx \lambda = (2\pi^2\tilde{n}l_H^2)^{-1}$ с величиной продольного радиуса Бора a_3 . Если $r_{s\parallel} < a_3$, или (что то же) $2\pi^2\tilde{n}a_3l_H^2 < 1$, то тогда такая потенциальная яма является мелкой и здесь, так же как и в изотропном случае, мы имеем металлический тип проводимости, ограниченной лишь сравнительно слабой локализацией Андерсона. В результате со стороны металла получаем следующую оценку критического поля перехода МД: $H_{cm} = 2\pi^2\tilde{n}a_3\hbar c/e \approx 6.6\pi a_3\hbar c/e$.

Рассмотрим теперь диэлектрическую область, когда свободные носители заряда отсутствуют, и, следовательно, экранировку потенциала примесей можно не учитывать. Тогда (6) принимает вид

$$V(z) = -\frac{e^2l_H}{2\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{\exp^2(-\xi^2/2)\xi d\xi d\varphi}{\sqrt{\zeta^2 + \xi^2(\gamma^2 \sin^2 \varphi + \gamma^{-2} \cos^2 \varphi)}}, \quad (8)$$

где $\zeta = z/l_H$, $\xi = \rho/l_H$. Решение такой задачи аналогично рассмотренному в [17,18] случаю аксиальной симметрии. С точностью до логарифмического множителя продольный размер волновой функции в этом случае не зависит от H и остается равным C_3 . Таким образом, объем волновой функции носителя заряда на примесном центре в сплавах Bi-Sb равен $a_3l_H^2$. Если учесть, что суммарная волновая функция будет состоять из суперпозиции аналогичных функций от трех долин, то условие их перекрытия и перехода МД приобретает вид $Na_3l_H^2\gamma^2 \sim 1$ (здесь учитывалось, что поперечный размер таких образований определяется величиной $l_\perp = l_H\gamma$). Отсюда следует, что величина критического поля перехода Мотта со стороны диэлектрика равна $H_{ci} = Na_3\gamma^2\hbar c/e$. По сравнению с H_{cm} оно содержит довольно большой параметр $\tilde{\gamma}^2 = \sqrt{m_\parallel/m_\perp} \approx 13.6$. В случае сильной компенсации, когда $N/n \gg 1$, H_{ci} может оказаться значительно больше H_{cm} .

Оценки реальных критических полей перехода МД можно сделать на основе сравнения их с данными для n -InSb, полученными для одинаковых n . Приведенные выше оценки сводятся к соотношению

$$\frac{H_{cm}(\text{Bi-Sb})}{H_{cm}(\text{InSb})} = \frac{a_3}{3a_0^*} \simeq 8.6.$$

Для всех исследованных нами образцов, за исключением образца № 1а, вычисленные таким образом значения H_{cm} лежат существенно выше

предельных значений магнитных полей, достигавшихся на эксперименте. Для образца № 1а измерения проводились только при $H < 18 \text{ kOe}$, где перехода МД также не наблюдалось. Критические поля перехода к полностью диэлектрической области H_{ci} должны быть еще выше.

Интерес представляют также и полученные нами данные о полевых зависимостях продольной и поперечной компонент тензора проводимости σ_{22} и σ_{33} в области УКП. В последние годы произошел существенный пересмотр сложившихся ранее представлений о кинетике электронов в сильных магнитных полях. В отличие от Адамса и Холстейна [21] в работах Абрикосова и Рыжкина [22] учитывались корреляции в рассеянии носителей тока на заряженных примесях и возникающая при этом возможность андерсоновской локализации за счет перехода в сильном магнитном поле к квазиодномерности движения электронов и дырок. Далее Поляковым [23] было показано, что поперечное смещение локализованного состояния (ЛС) и его последующая делокализация происходят не за счет диффузии, а вследствие более быстрого процесса — электрического дрейфа в поле хаотически расположенных примесей. В этом случае до момента установления поперечной диффузии ЛС имеет возможность многократного возвращения в одни и те же области пространства за счет того, что диффузия вдоль H идет значительно быстрее, чем дрейф поперек. В результате продольной диффузии ЛС «размазывается» теперь уже не на длине квантовой локализации, а чисто классическим образом на длине продольной диффузии. Эти представления были развиты для случаев фермиевской [24,25] и бальцмановской [26] статистики электронного газа.

В [6] было показано, что в УКП чаще всего оказывается преобладающей область квантового экранирования. В этом случае полевые зависимости продольной и поперечной компонент тензора проводимости $\sigma_{\alpha\beta}(H)$ должны быть равными соответственно H^2 и H^0 , что достаточно хорошо совпадает с наблюдаемыми на сплавах в области УКП полевыми зависимостями продольной и поперечной компонент тензора проводимости σ_{22} и σ_{33} .

Список литературы

- [1] Von Ortenberg M. J. Phys. Chem. Sol. **34**, 3, 397 (1973).
- [2] Брандт Н.Б., Жуков А.А., Никифоров В.Н., Чудинов С.М. ФТТ **22**, 5, 1355 (1980).
- [3] Бенеславский С.Д., Энтральго Э. ЖЭТФ **68**, 6, 2271 (1975).
- [4] Бенеславский С.Д., Энтральго Э. ФТТ **18**, 10, 2915 (1976).
- [5] Редько Н.А., Косарев В.В., Польшин В.И., Иванов Г.А. ФТТ **25**, 10, 3138 (1983).
- [6] Косарев В.В., Редько Н.А., Белицкий В.И. ЖЭТФ **100**, 2(8), 492 (1991).
- [7] Бреслер М.С., Редько Н.А. ЖЭТФ **61**, 1(7), 287 (1971).
- [8] Dugue M. Phys. Stat. Sol. **11**, 1, 149 (1965).
- [9] Алексева В.Г., Заец Н.Ф., Кудряшев А.А. ФТП **12**, 10, 2052 (1978).
- [10] Квятковский О.Е. ЖЭТФ **85**, 1(7), 207 (1983).
- [11] Гергель В.А., Сурис Р.А. ФТП **12**, 10, 2055 (1978).
- [12] Жуков А.А., Караваев В.Г., Кудряшев А.А., Скрбек Л., Чудинов С.М. ФТТ **24**, 10, 2963 (1982).
- [13] Регель Л.Л., Рахматов О.И., Редько Н.А., Парфеньев Р.В. ФТТ **26**, 4, 1242 (1984).
- [14] Родионов Н.А., Редько Н.А., Иванов Г.А. ФТТ **21**, 9, 2556 (1979).

- [15] Mott N.F., Davis E.A. *Electron processes in noncrystalline materials* (Мотт Н.Ф., Дэвис Е.А. *Электронные процессы в некристаллических веществах*. М. (1982). 658 с.)
- [16] Лифшиц Т.М., Ормонт А.Б., Чиркова Е.Г., Шульман А.Я. *ЖЭТФ* **72**, 3, 1130 (1977).
- [17] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Квантовая механика*. М. (1974). С. 525.
- [18] Elliot R.J., Loudon R. *J. Phys. Chem. Sol.* **8**, 1; 382 (1959); **15**, 3/4, 196 (1960).
- [19] Редько Н.А., Белицкий В.И., Косарев В.В., Родионов Н.А. *ФТТ* **29**, 2, 463 (1987).
- [20] Брандт Н.Б., Германн Р., Голышева Г.И., Девяткова Л.И., Кусник Д., Крак В., Пономарев Я.Г. *ЖЭТФ* **83**, 6(12), 2152 (1982).
- [21] Adams E.N., Holstein T.D. *J. Phys. Chem. Sol.* **10**; 4, 254 (1959). *Вопросы квантовой теории необратимых процессов*. М. (1961); С. 255.
- [22] Абрикосов А.А., Рыжкин И.А. *ФТТ* **19**, 1; 59 (1977); *Письма в ЖЭТФ* **21**, 1, 38 (1977); *Adv. Phys.* **27**, 2; 147 (1978).
- [23] Поляков Д.Г. *ЖЭТФ* **90**, 2, 546 (1986).
- [24] Мурзин С.С. *Письма в ЖЭТФ* **45**, 5, 228 (1987).
- [25] Егоров Ф.А., Мурзин С.С. *ЖЭТФ* **94**, 5, 315 (1988).
- [26] Мурзин С.С., Головко Н.И. *Письма в ЖЭТФ* **54**, 3, 166 (1991).