

## ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ—ДИЭЛЕКТРИК В МАГНИТНОМ ПОЛЕ В СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННОМ АНТИМОНИДЕ ИНДИЯ

Аронзон Б. А., Дричко И. Л.

Рассмотрена качественная картина перехода металл—диэлектрик, индуцированного магнитным полем, в сильно легированном  $n$ -InSb. Картина основана на анализе результатов гальваномагнитных и акустических измерений в температурном диапазоне (0.05÷20) К, магнитных полях до 60 кЭ и в области частот ультразвука (100÷1200) МГц. Показано, что характер перехода различен в слабо и сильно компенсированном материале.

В слабо компенсированном  $n$ -InSb ( $K < 0.5$ ) переход металл—диэлектрик связан с локализацией электронов на отдельных примесных центрах — эффектом магнитного вымораживания.

В сильно компенсированном  $n$ -InSb ( $K \approx 0.7 \div 0.8$ ) в магнитном поле сначала происходит локализация электронов в ямах крупномасштабного потенциала, связанного с флуктуациями концентрации примесей, при этом образуются металлические капли, не связанные между собой. При росте магнитного поля процесс дробления капель сопровождается локализацией электронов на отдельных примесных центрах — и внутри капель, и на уровне Ферми.

Наконец, в материале с очень высоким уровнем компенсации ( $K > 0.9$ ) уровень Ферми расположен настолько низко в зоне, что локализация электронов вновь происходит в мелкомасштабном потенциале, как в слабо легированном сильно компенсированном веществе.

*Введение.* Уникальные свойства антимонида индия  $n$ -типа (большая подвижность электронов в зоне проводимости и малая эффективная масса) дают возможность изучать на его примере переход металл—диэлектрик в магнитном поле. Большой боровский радиус ( $a = 640 \text{ \AA}$ ) позволяет выполнить условие сильного легирования  $Na^3 > 1$  уже при концентрации доноров  $N > 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, можно изучать свойства этого материала в широком диапазоне значений параметров  $Na^3$ .

При сильном легировании волновые функции электронов на донорах перекрываются, и их энергетические уровни оказываются слитыми с дном зоны проводимости. Проводимость такого полупроводника имеет металлический характер: она достаточно велика и слабо зависит от температуры. Сильное магнитное поле сжимает волновые функции электронов [1], способствуя локализации последних в потенциале примесей при низких температурах, при этом происходит переход от металлической проводимости к активационной — переход металл—диэлектрик (М—Д), индуцируемый магнитным полем. Это явление, называемое «магнитным вымораживанием», подробно исследовалось в сильно легированном слабо компенсированном  $n$ -InSb в работах [2–7].

Важной характеристикой полупроводников при низких температурах является степень компенсации, определяющая механизм проводимости материала, а соответственно и условия осуществления перехода М—Д. Шкловским и Эфросом [8] было показано, что компенсация меняет даже качественную картину перехода М—Д в магнитном поле: электроны в компенсированном сильно легированном полупроводнике с ростом магнитного поля сначала локализуются не на отдельных примесях, а в потенциальных крупномасштабных ямах, созданных флуктуациями плотности большого числа заряженных примесей.

Влияние компенсации на переход металл—диэлектрик наблюдалось и в отсутствие магнитного поля в Ge [9], ZnSe [10],  $n$ -InSb [11]. В этих работах

было показано, что в сильно легированных полупроводниках переход М—Д действительно связан с локализацией электронов в крупномасштабном потенциале случайно расположенных примесей. В частности, в  $n$ -InSb с концентрацией доноров  $N_d \sim 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  срыв проводимости металлического типа осуществляется при степени компенсации  $K > 0.8$  [11].

В магнитном поле переход М—Д исследовался в компенсированных кристаллах HgCdTe (см., например, [12, 13]) и  $n$ -InSb [13, 14]; см. также обзор [15].

В случае локализованных электронов механизмы статической и высокочастотной проводимости оказываются различными. Статическая проводимость осуществляется либо за счет заброса электронов на порог подвижности, либо посредством прыжков электронов между примесными центрами или металлическими каплями [16]. Если электроны локализованы на отдельных примесях, то высокочастотная проводимость, определяющая поглощение высокочастотного излучения и поглощение ультразвука, осуществляется парами доноров, расположенных на расстояниях меньше среднего и имеющих один электрон [17], в случае локализации электронов в крупномасштабном флуктуационном потенциале — проводимостью в металлических каплях [18]. Важно, что зависимости поглощения от частоты и магнитного поля в этих случаях различны, поэтому применение акустических методов для исследования перехода М—Д в магнитном поле в  $n$ -InSb [14] оказалось очень информативным, так как позволило определить ряд новых характеристик перехода.

В настоящей работе обсуждается переход М—Д в сильно легированном  $n$ -InSb в магнитном поле на основе экспериментальных данных, полученных разными методами, причем исследования  $n$ -InSb акустическими методами распространены на область температур  $0.4 \div 4.2 \text{ К}$ . Малость характерных энергий в легированном  $n$ -InSb не дает возможности однозначно интерпретировать результаты, полученные одним каким-либо методом исследования. Использование же гальваномагнитных измерений в сочетании с акустическими позволяет построить наиболее полную качественную картину перехода металл—диэлектрик, индуцируемого магнитным полем.

Характеристики образцов, использовавшихся в эксперименте, приведены в таблице. Подчеркнем, что эти образцы вырезаны из того же слитка, что и

Характеристики образцов  $n$ -InSb

№ образца	$N_d \cdot 10^{-15}, \text{ см}^{-3}$	$(N_d - N_a) \times 10^{-15}, \text{ см}^{-3}$	$K$	$\mu \cdot 10^{-3}, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ( $T = 4.2 \text{ К}$ )
2	6.9	1.5	0.8	6.6
4	7.0	1.2	0.8	5.2
6	7.0	0.07	0.99	0.65
7	2.0	1.2	0.3	160
2a	7.0	1.35	0.8	9.2
12a	7.0	1.8	0.8	3.5
7a	6.0	2.8	0.5	93

образцы в работах [11, 14]. Кроме этого, проведены исследования коэффициента поглощения ультразвука в магнитном поле в слабо легированном  $n$ -InSb при  $T = 4.2 \text{ К}$ .

### 1. Переход металл—диэлектрик в сильно легированном слабо компенсированном $n$ -InSb

Переход М—Д в слабо компенсированном  $n$ -InSb проявляется в резком (экспоненциальном) росте сопротивления и коэффициента Холла в зависимости от напряженности магнитного поля выше некоторого поля  $H_M$ .

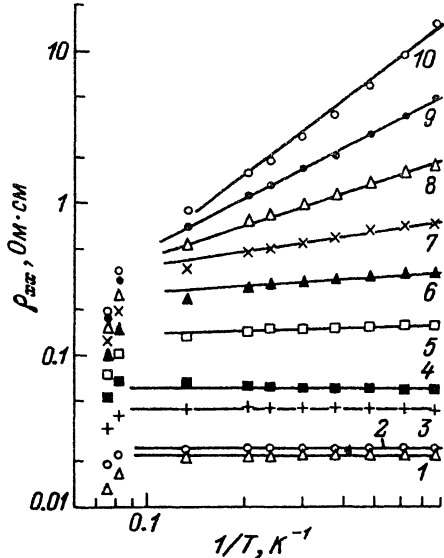


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления  $\rho_{xx}$  от  $1/T$  в слабо легированном  $n$ -InSb в различных магнитных полях  $H$ .

Образец 7а.  $H$ , кЭ: 1—0, 2—5, 3—10, 4—15, 5—15, 6—20, 7—25, 8—30, 9—35, 10—45.

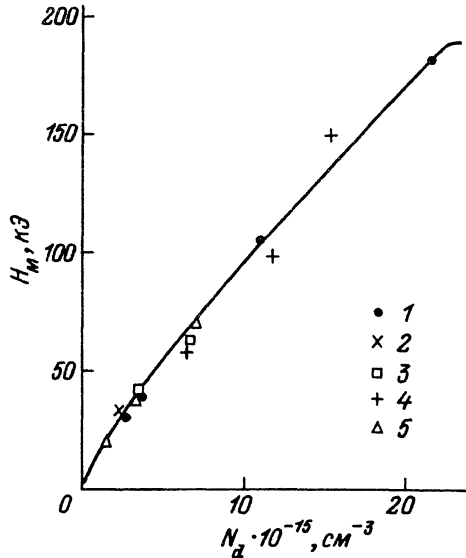


Рис. 2. Зависимость критического поля перехода  $H_M$  от концентрации электронов (доноров) при  $K \rightarrow 0$ .

Данные взяты из работ: 1—[<sup>2</sup>], 2—[<sup>3</sup>], 3—[<sup>4</sup>], 4—[<sup>6</sup>], 5—[<sup>7</sup>].

На рис. 1 представлена зависимость  $\lg \rho_{xx}$  от  $1/T$  при разных напряженностях магнитного поля для образца 7а. Видно, что в магнитных полях ниже 30 кЭ сопротивление слабо зависит от температуры. Зависимость сопротивления от температуры выше 30 кЭ связана с возникновением энергии активации, величина которой зависит от магнитного поля, чему соответствует увеличение наклона прямых в координатах  $\lg \rho_{xx}$  от  $1/T$  с ростом напряженности магнитного поля. Значение магнитного поля  $H_M$ , при котором энергия активации становится отличной от нуля, можно считать критическим полем перехода металл—диэлектрик.

При  $H < H_M$ , т. е. в металлическом состоянии [<sup>2</sup>, 6, 7, 13], компоненты тензора проводимости  $\sigma_{zz}(H)$  и  $\sigma_{xx}(H)$  в сильном магнитном поле обнаруживают осцилляции Шубникова—де-Гааза, а в квантовом пределе описываются теорией [<sup>19</sup>] рассеяния носителей тока на ионах примеси.

Электронное поглощение ультразвука [ $f = (150 \div 1200)$  МГц] при  $H < H_M$  в пределах погрешности измерений не наблюдается из-за большой электропроводности материала, так как при этом происходит экранирование пьезоэлектрических полей, сопровождающих ультразвуковую волну [<sup>20</sup>].

Значение критической напряженности магнитного поля  $H_M$  перехода М—Д в разных работах определяют различными способами, поэтому необходимо обсудить вопрос об его определении.

а) *Определение критического магнитного поля перехода металл—диэлектрик.* Один из способов определения критического поля перехода был показан с помощью данных на рис. 2, где  $H_M$  определялось как поле, при котором энергия активации равна нулю.

Другой способ использован в работе [<sup>2</sup>], где считалось, что режим вымораживания начинается в поле, при котором коэффициент Холла  $R_H$  начинает возрастать с увеличением  $H$ . Из простых теоретических рассуждений было определено, что в согласии с экспериментом поле магнитного вымораживания

$H_M \sim N^{0.84}$ , где  $N$  — концентрация примесей. Таким же способом определялось критическое поле  $H_M$  в [7].

В работе [3] исследовались зависимости  $\rho_{\perp}$ ,  $\rho_{\parallel}$  и  $R_H$  от магнитного поля. В качестве критического для данной температуры считалось поле  $H_M$ , при котором зависимость произведения ( $R_H \cdot H$ ) от  $H$  отклонялась от прямой линии. Поле перехода считали предел  $H_M(T)$  при  $T \rightarrow 0$ .

В работе [4] температурная зависимость электропроводности  $\sigma$  с металлической стороны перехода аппроксимировалась соотношением

$$\sigma(T) = \sigma(0) + AT^{1/2} + BT, \quad (1)$$

где считалось, что слагаемое  $AT^{1/2}$  связано с кулоновским взаимодействием, а  $BT$  — с эффектами локализации. Осуществляя эту процедуру в различных магнитных полях, авторы находили напряженность магнитного поля, при котором  $\sigma(0)$  обращается в нуль. Именно это поле авторы определяли как  $H_M$  и получили значения 44 и 64 кЭ для концентраций  $3.5 \cdot 10^{15}$  и  $6.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  соответственно.

Обоснованность аппроксимации экспериментальных результатов с помощью соотношения (1) не очевидна, так как теория квантовых поправок к проводимости и соответственно формула (1) применимы лишь тогда, когда температурно-зависимая часть  $\sigma$  является малой поправкой. Тем не менее результаты хорошо согласуются с полученными другими методами.

На рис. 2 представлена зависимость напряженности магнитного поля перехода  $H_M$  от концентрации электронов  $n$ , построенная на основании перечисленных выше работ (в случае слабой компенсации, т. е.  $n \approx N$ , где  $N$  — концентрация примесей). Видно, что, несмотря на разные способы определения  $H_M$ , все точки хорошо ложатся на одну и ту же зависимость  $H_M \sim n^{0.8}$ . Эта зависимость совпадает с полученной из обобщенного на случай внешнего магнитного поля критерия Мотта:

$$(a_{\perp}^2 a_{\parallel})^{1/3} N^{1/3} = 0.25 \quad (2)$$

[где  $a_{\perp} = (\hbar c / eH)^{1/2}$ ,  $a_{\parallel} = a / \ln(a/a_{\perp})$  [8]], которая также дает  $H_M \sim n^{0.8}$ . На рис. 2 сплошной линией представлена зависимость (2), где 0.25 заменена на 0.26. Видно, что эта теоретическая зависимость неплохо описывает эксперимент, хотя применение соотношения  $a_{\parallel}(H) = a / \ln(a/a_{\perp})$  в использовавшемся нами диапазоне магнитных полей не вполне корректно [8].

б) Поглощение ультразвука в магнитном поле. На рис. 3 представлена зависимость коэффициента поглощения пьезоактивного продольного ультразвука разных частот для слабо компенсированного образца 7 в зависимости от продольного магнитного поля при  $T = 4.2 \text{ К}$ . Из рисунка видно, что коэффициент поглощения очень мал, и надежно измерить его нам удалось лишь в магнитных полях, больших 20 кЭ, и частотах, превышающих 620 МГц. Коэффициент поглощения растет при увеличении магнитного поля.

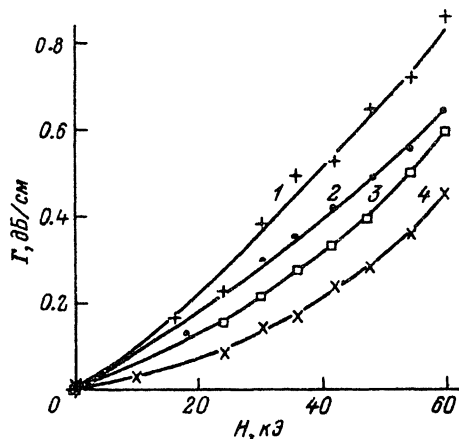


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения ультразвука при различных частотах от магнитного поля.

Образец 7.  $f$ , МГц: 1 — 1160, 2 — 980, 3 — 808, 4 — 625.  
 $T = 4.2 \text{ К}$ .

Критическое поле перехода  $M-D$  для образца 7 (рис. 2)  $H_M \sim 15$  кЭ. Это означает, что в магнитных полях, больших 15 кЭ, начинается процесс локализации электронов на отдельных примесных центрах. Таким образом, проводимость в этом случае складывается из проводимости свободных электронов и прыжковой, осуществляемой по примесным состояниям. Поскольку прыжковая проводимость характеризуется очень низкой подвижностью, она начинает проявляться, когда количество свободных электронов в результате процесса магнитного вымораживания становится достаточно малым. Поэтому можно ожидать, что в образце 7 сильно легированного  $n$ -InSb при  $T = 4.2$  К в магнитных полях до 60 кЭ все кинетические свойства еще определяются свойствами электронного газа в зоне проводимости. В металлической фазе при малых магнитных полях этот электронный газ вырожден, однако с ростом магнитного поля сначала выполняется условие квантового предела, а затем снимается вырождение, поэтому в магнитных полях, больших 20 кЭ, невырожденный электронный газ в зоне проводимости находится на нижнем уровне Ландау.

Зависимость концентрации свободных невырожденных электронов в квантовом пределе имеет вид [21]

$$n \sim H \cdot \exp[-\varepsilon_H(H)/kT], \quad (3)$$

а их подвижность  $\mu$  при рассеянии на ионах примеси не зависит от магнитного поля.

Коэффициент поглощения пьезоактивного звука свободными электронами  $\Gamma$  можно представить в виде [20]

$$\Gamma = 8.68 \frac{\mathcal{K}^2 \omega}{2V} \frac{\omega \tau_M}{1 + (\omega \tau_M)^2}, \quad \text{дБ/см}, \quad (4)$$

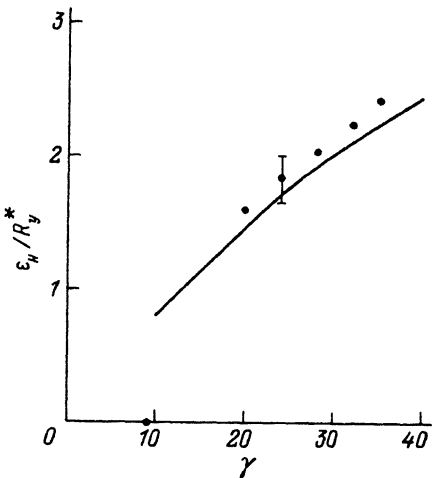
где  $\mathcal{K}^2$  — константа электромеханической связи;  $\omega$ ,  $V$  — частота и скорость звука соответственно;  $\tau_M = \varepsilon/4\pi\sigma_{qq}$  — максвелловское время релаксации;  $\varepsilon$  — диэлектрическая постоянная;  $\sigma_{qq}$  — электропроводность в магнитном поле в направлении распространения звука.

Расчеты на основании данных гальваномангнитных измерений при  $T = 4.2$  К показали, что во всем интервале используемых магнитных полей в образце 7 выполняется условие  $\omega \tau_M \ll 1$  и соотношение (4) упрощается:

$$\Gamma \sim \omega^2 \tau_M \sim \omega^2 / \sigma_{zz} \sim \omega^2 / e n \mu. \quad (5)$$

Таким образом, в области, где  $\Gamma(H) \sim \omega^2$ , из значений коэффициента поглощения  $\Gamma$  можно определить энергию активации и ее зависимость от магнитного поля. Как показывает эксперимент, в образце 7 зависимость  $\Gamma \sim \omega^2$  реализуется до  $H < 36$  кЭ. Поскольку коэффициент Холла и сопротивление  $\rho_{11}$  таким же образом зависят от концентрации носителей, т. е.  $R_H, \rho_{11} \sim 1/n$ , были построены функции  $F_1 = \ln \ln(\Gamma \cdot H)$ ,  $F_2 = \ln \ln(R_H \cdot H)$  и  $F_3 = \ln \ln(\rho_{11} \cdot H)$  в зависимости от  $\ln H$ . Оказалось, что  $F_i(\ln H)$  — параллельные линии, определяющие зависимость энергии активации  $\varepsilon_H$  от магнитного поля, причем  $\varepsilon_H = \hbar H^{0.7}$ . Из зависимостей  $\ln(\Gamma \cdot H)$ ,  $\ln(R_H)$  и  $\ln(\rho_{11} \cdot H)$  от  $H^{0.7}$  мы определили коэффициент  $b = (0.10 \pm 0.02)$  мэВ/кЭ<sup>0.7</sup>. Рассчитанная таким образом энергия активации (в ридбергах) представлена на рис. 4 точками. На этом же рисунке сплошной линией обозначена теоретическая кривая для  $\varepsilon_H$  (в ридбергах) из работы [22], полученная при учете экранирования примесного потенциала свободными носителями с параметром экранирования  $\lambda = r_0/a = 0.25$ , что соответствует нашему случаю ( $r_0$  — радиус экранирования, вычисленный по формуле Дебая—Хюккеля для невырожденного электронного газа,  $a$  — боровский радиус). Таким образом, зависимости коэффициента поглощения ультразвука  $\Gamma$ , а также  $\rho_{11}$  и  $R_H$  от магнитного поля

Рис. 4. Зависимость энергии связи электрона на доноре  $\varepsilon_H/R_y^*$  ( $R_y^* = 0.67$  мэВ) от  $\gamma = \hbar\omega_c/2R_y^*$ .



хорошо объясняются свойствами невырожденного электронного газа в квантовом пределе и эффектами магнитного вымораживания и позволяют определять энергию связи электрона на доноре.

В работе [23] зависимость коэффициента поглощения ультразвука  $\Gamma$  от магнитного поля для образца сильно легированного  $n$ -InSb также объясняется эффектом магнитного вымораживания.

Обращает на себя внимание тот факт, что в полях  $H > 36$  кЭ частотная зависимость  $\Gamma(H)$  отклоняется от квадратичной и при  $H = 60$  кЭ становится практически линейной. Изменение частотной зависимости при больших магнитных полях (при  $\omega\tau_M \ll 1$ ) можно объяснить тем, что, по-видимому, возникает дополнительный механизм поглощения ультразвука — парное поглощение Поллака—Джеболла [17], связанное с локализацией электронов на примесях, при котором высокочастотная проводимость зависит от частоты. В рассматриваемом случае нет возможности разделить эти механизмы, так как большое количество электронов экранирует потенциал примесных атомов, поэтому количественные расчеты в этом случае неосуществимы. Теория поглощения ультразвука развита только для случая  $\omega\tau_M \gg 1$  ( $\tau_M$  при  $\omega = 0$ ), когда  $\Gamma \sim \sigma(\omega)$  [24].

## 2. Переход металл—диэлектрик в сильно компенсированном сильно легированном $n$ -InSb

Как уже упоминалось во Введении, в сильно компенсированном сильно легированном  $n$ -InSb переход металл—диэлектрик в магнитном поле происходит за счет локализации электронов не на отдельных донорах, а в ямах крупномасштабного потенциала, образованного флуктуациями концентрации примесей. Условие такого перехода имеет вид [8]

$$\gamma(r_0) = \varepsilon_F, \quad (6)$$

где  $\gamma$  — амплитуда потенциальной ямы, созданной оптимальной флуктуацией,  $r_0$  — радиус экранирования,  $\varepsilon_F$  — химический потенциал. В квантовом пределе  $\gamma \sim H^{-1/2}$ , а  $\varepsilon_F \sim H^{-2}$ , что с ростом магнитного поля и приводит к переходу металл—диэлектрик в некотором поле  $H_c$ , если при  $H = 0$  вещество является металлом ( $\varepsilon_F > \gamma$ ). При этом электроны локализуются в наиболее глубоких местах потенциального рельефа, образуя металлические капли, изолированные друг от друга. Ярким доказательством капельной природы состояния вещества в магнитном поле, превышающем  $H_c$ , служат, в частности, исследования поглощения ультразвука в магнитном поле, проведенные на компенсированных образцах  $n$ -InSb [14].

Переход М—Д в компенсированном  $n$ -InSb в магнитном поле изучался в работах [13, 14] на образцах со степенью компенсации порядка 0.8. Результаты [11], где изучались образцы из того же слитка, показывают, что этот материал при  $H = 0$  находится вблизи перехода с его металлической стороны. Свойства этого вещества ниже критического магнитного поля перехода М—Д отличаются от свойств слабо компенсированного антимонида индия. В частности, в ком-

пенсированных образцах  $n$ -InSb холловская подвижность носителей  $R_H \cdot \sigma$  почти на 2 порядка величины меньше, чем в некомпенсированных, с той же разностной концентрацией примесей (коэффициент Холла определялся при магнитных полях ниже перехода М—Д). Такую низкую подвижность носителей невозможно объяснить рассеянием на ионах примеси (см. зависимость подвижности от концентрации примесей в [25]). Значение подвижности, определенное из зависимости  $\sigma_{xx}(H)$ , совпадает с холловской, что свидетельствует о пространственной однородности образцов [26]. Низкая подвижность обусловлена, по-видимому, рассеянием на сильном флуктуационном потенциале, не сводящимся к рассеянию на отдельных примесях. Иными словами, близость перколяционного перехода металл—диэлектрик проявляется в «истончении» протекательного кластера, большим количестве «оборванных» концов.

Малая подвижность приводит к тому, что в отличие от слабо компенсированного сильно легированного  $n$ -InSb, где с металлической стороны перехода при

$$(\omega_c \tau)^2 \gg 1, \quad (7)$$

$$(\hbar\omega_c / kT) > 1 \quad (8)$$

(здесь  $\omega_c$  — циклотронная частота,  $\tau$  — импульсное время релаксации) наблюдаются осцилляции Шубникова—де-Гааза, в сильно компенсированном  $n$ -InSb при выполнении условия квантования (8) условие сильного поля (7) не выполняется, и осцилляции не наблюдаются.

а) *Поглощение ультразвука в магнитном поле.* Переход М—Д в компенсированном  $n$ -InSb исследовался в магнитном поле акустическими методами при  $T = 4.2$  К в работе [14]. Концентрация носителей в одном из образцов рассматриваемого типа (образец 4) была близка к концентрации в слабо компенсированном образце 7, поглощение звука в котором анализировалось выше, однако в образце 4 коэффициент поглощения звука был гораздо больше по величине, а зависимость  $\Gamma \sim \omega^2$  выполнялась лишь до  $H = 24$  кЭ. Количественное и качественное описание зависимости  $\Gamma(H)$  в компенсированном  $n$ -InSb оказалось возможным лишь в предположении, что поглощение звука осуществляется «металлическими каплями», образовавшимися в результате локализации электронов в ямах крупномасштабного потенциала заряженных примесей.

Поглощение звука металлическими каплями [27] сферической формы при выполнении условия  $\omega\tau_k \ll 1$  может быть представлено в виде

$$\Gamma = \frac{\mathcal{X}^2 \omega^2 \bar{n}}{2 V n_k} \frac{3\sigma_k}{4\pi\sigma_k}. \quad (9)$$

Эта формула по структуре похожа на (3) для поглощения звука свободными носителями, однако здесь имеется множитель  $\bar{n}/n_k$ , где  $\bar{n} = N_d - N_a$  — средняя концентрация носителей;  $n_k, \sigma_k, \tau_k$  — соответственно концентрация электронов, электропроводность и максвелловское время релаксации в капле, которые могут отличаться от средних величин.  $\bar{n}/n_k$  имеет физический смысл части объема, занятого электронами, локализованными в крупномасштабном потенциале заряженных примесей. Согласно (9), эту величину можно определить из той части кривых зависимости  $\Gamma(H)$ , где выполняется закон  $\Gamma \sim \omega^2$ . Однако для нахождения  $\bar{n}/n_k$  таким способом необходимо знать  $\sigma_k$ . Мы предположили, что электропроводность металлической капли  $\sigma_k$  близка к средней проводимости материала. Это предположение оправдано при  $H \sim H_c$ , т. е. вблизи критического поля перехода металл—«капельный диэлектрик». Поэтому, естественно, что таким способом мы могли определить  $\bar{n}/n_k$  лишь в ограниченной области магнитных полей, не превышающих значения  $3H_c$ . Эти значения представлены на рис. 5 для двух образцов — 2 и 4.

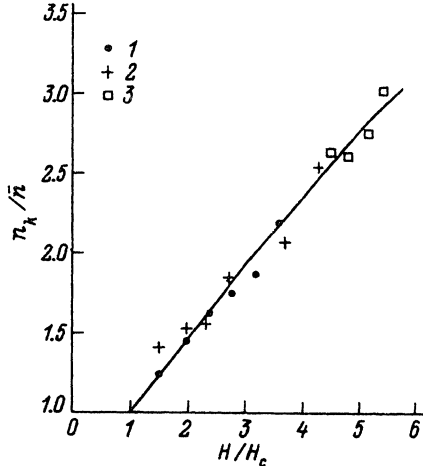


Рис. 5. Зависимость  $n_k/\bar{n}$  от  $H/H_c$ .  
1 — образец 2, 2 — образец 4, 3 — образец 11а.

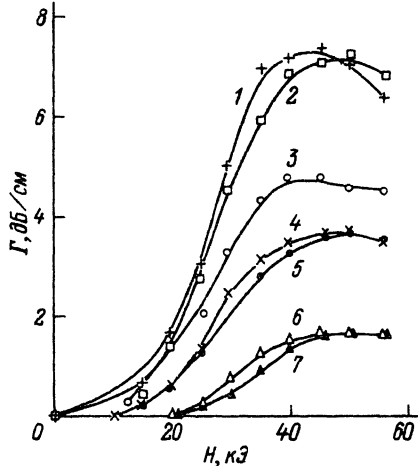


Рис. 6. Зависимость коэффициента поглощения ультразвука при различных частотах от магнитного поля.

Образец 12а.  $f$ , МГц: 1, 2 — 810; 3 — 620; 4, 5 — 510; 6, 7 — 210.  $T$ , К: 1, 3, 4, 6 — 0.46; 2 — 0.55; 5 — 0.96, 7 — 0.98.

Существует другой способ определения  $\bar{n}/n_k$ . Коэффициент поглощения ультразвука при любом значении  $\omega\tau_k$  [27] в капельном диэлектрике

$$\Gamma = \frac{\mathcal{K}^2 \omega \bar{n}}{2 V n_k} \frac{\omega\tau_k}{1 + (\omega\tau_k)^2}. \quad (10)$$

При  $\omega\tau_k = 1$  коэффициент поглощения  $\Gamma$  имеет максимум, причем величина максимума  $\Gamma_{\max}$  равна

$$\Gamma_{\max} = \frac{\mathcal{K}^2 \omega \bar{n}}{2 V n_k} \frac{1}{2}. \quad (11)$$

Из формулы (11) видно, что при этом можно определить  $\bar{n}/n_k$ , не делая никаких предположений о характере проводимости капли. Условие  $\omega\tau_k = 1$  достигается, если проводить измерения поглощения ультразвука в сильно легированном компенсированном  $n$ -InSb при температурах ниже 1 К.

На рис. 6 представлены зависимости  $\Gamma$  от напряженности магнитного поля для разных температур и частот ультразвука для образца 12а. Из рисунка видно, что при одной и той же частоте  $f$  максимум в поглощении достигается при разных напряженностях магнитного поля: чем выше температура опыта, тем больше напряженность магнитного поля, при которой достигается максимум. Такая температурная зависимость  $\Gamma$  вполне естественна, так как с понижением температуры электропроводность падает (время релаксации  $\tau_k$  растет), поэтому условие максимума  $\omega\tau_k = 1$  достигается при меньших магнитных полях. Из значений  $\Gamma_{\max}$ , полученных при разных частотах и магнитных полях, были вычислены значения  $\bar{n}/n_k$ . На рис. 5 эти значения представлены в зависимости от величины  $H/H_c$ , где  $H_c$  — критическое поле перехода металл—диэлектрик, определенное из зависимости константы Холла от магнитного поля. В данном образце  $H_c = 10$  кЭ.

Значения  $n_k/\bar{n}$ , определенные различными способами, согласуются между собой. Таким образом, предположение о том, что проводимость в каплях  $\sigma_k$



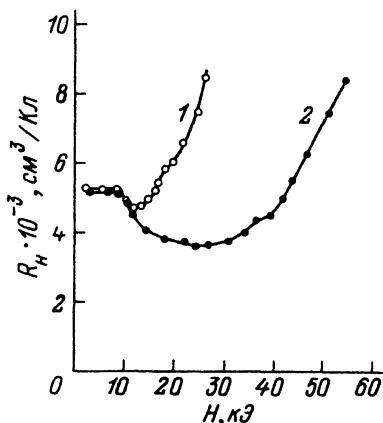
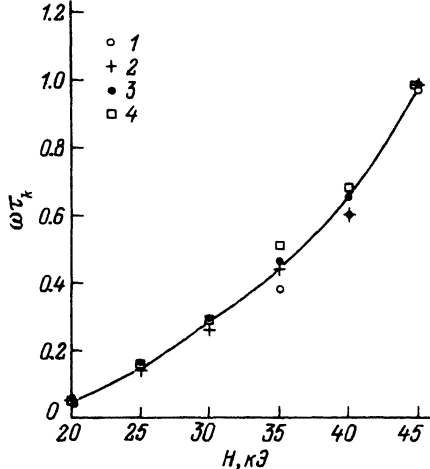


Рис. 7. Зависимость  $\omega\tau_k$  от магнитного поля для разных частот ультразвука.

Образец 12а. f, МГц; 1 — 210, 2 — 510, 3 — 628, 4 — 820; T = 0.46 К.

Рис. 8. Зависимость коэффициента Холла  $R_H$  от магнитного поля.

1 — образец 7, 2 — образец 4.

приблизительно равна проводимости на пороге подвижности вблизи критического магнитного поля перехода, оказалось правильным (вплоть до  $H/H_c \sim 3$ ). Анализ зависимости  $n_k/\bar{n}$  от  $H/H_c$  показал, что  $n_k/\bar{n} \sim (H/H_c)^{0.6}$ . Этот результат неплохо соответствует теоретической зависимости  $\bar{n}/n_k (H/H_c)^{-6/7}$ , полученной для предельного случая  $\bar{n}/n_k \ll 1$  в [14].

Дальнейший анализ зависимостей  $\Gamma(H)$  [14] для разных частот ультразвука показал, что только учет зависимости  $\bar{n}/n_k(H)$  не может объяснить качественно и количественно экспериментальные данные. Согласовать эксперимент и теорию можно лишь в предположении, что электропроводность на пороге подвижности в магнитных полях выше  $H_M$  (поля магнитного вымораживания) зависит от частоты звука. Это означает, что возникает добавочный механизм проводимости Поллака—Джеболла [17], связанный с локализацией электронов на отдельных примесных атомах. На основании этого был сделан вывод, что с ростом магнитного поля локализация в ямах потенциального рельефа, образованного электрическим полем многих заряженных примесей, сопровождается локализацией электронов и на отдельных примесных атомах — эффектом магнитного вымораживания.

Отметим, что максимум поглощения ультразвука при разных частотах и одной температуре (рис. 6) осуществляется приблизительно при одном и том же магнитном поле (45 ÷ 50) кЭ. Зная величину магнитного поля, при котором осуществляется условие максимума  $\omega\tau_k = 1$ , а также зависимость величины  $\bar{n}/n_k$  от магнитного поля, можно определить величину  $\omega\tau_k(H)$ , что представлено на рис. 7 для  $T = 0.46$  К. Из рисунка видно, что точки для разных частот легли на одну кривую. Независимость  $\omega\tau_k$  от частоты означает (поскольку  $\tau_k \sim 1/\sigma_k$ ), что  $\sigma_k$  линейно зависит от частоты, как это характерно для парного поглощения Поллака—Джеболла [17], и позволяет сделать вывод о том, что процесс локализации электронов на отдельных примесных атомах происходит и внутри капель.

б) Гальваномагнитные явления. Эффект Холла.<sup>1</sup> Очень интересным явлением в сильно легированном n-InSb является аномальная зависимость

<sup>1</sup> Приведенные далее результаты по исследованию аномалии эффекта Холла («Hall-dip») получены совместно с Н. К. Чумаковым и более подробно излагаются в работе [30].

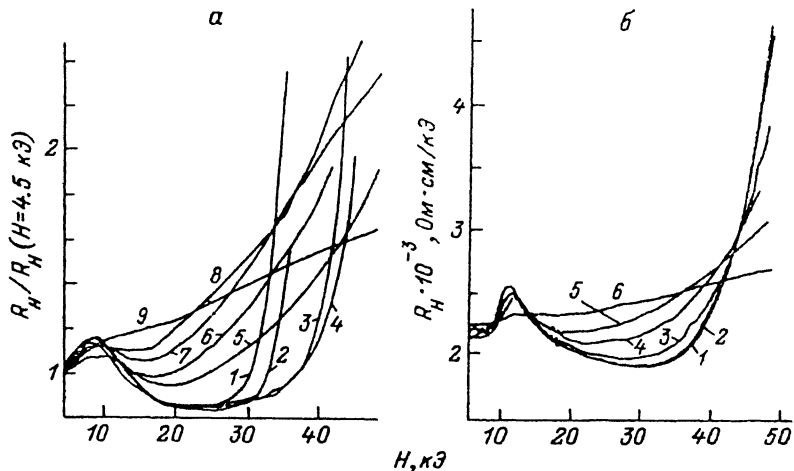


Рис. 9. Зависимость коэффициента Холла  $R_H$  от магнитного поля при разных температурах.

а — сильно компенсированный образец 2а; Т, К: 1 — 0.5, 2 — 0.83, 3 — 1.3, 4 — 2.0, 5 — 3.3, 6 — 5.5, 7 — 7.8, 8 — 11.7, 9 — 21.5. б — слабо компенсированный образец 7а; Т, К: 1 — 1.3, 2 — 1.6, 3 — 2.65, 4 — 4.2, 5 — 7.55, 6 — 12.2.

константы Холла от магнитного поля, называемая в литературе «Hall-dip» [3, 12–14]. Эффект заключается в том, что по мере увеличения магнитного поля  $R_H$  при некотором поле начинает уменьшаться, проходит через минимум и затем при магнитном поле, зависящем от концентрации электронов в образце, начинает расти. Эта аномалия наблюдается во всех сильно легированных образцах независимо от степени компенсации. На рис. 8 представлена зависимость коэффициента Холла для двух образцов (7 и 4) с одинаковой разностной концентрацией электронов, но разной степенью компенсации. Из рисунка видно, что минимум коэффициента Холла от магнитного поля наблюдается в разных магнитных полях. На рис. 9 приведены зависимости коэффициента Холла от магнитного поля в  $n$ -InSb при разных температурах для слабо компенсированного образца 7а (рис. 9, б) и компенсированного образца 2а (рис. 9, а). Рост коэффициента Холла с ростом магнитного поля почти всеми авторами связывается с началом эффекта магнитного вымораживания. Это заключение подтверждается тем, что напряженность магнитного поля, при котором начинается рост  $R_H$ , совпадает с полем  $H_M$ , только в слабо легированном  $n$ -InSb  $H_M$  соответствует концентрации (рис. 2), а в компенсированном  $n$ -InSb величина  $H_M$  определяется концентрацией электронов в капле  $n_k = \bar{n}/\nu_k$ , где  $\bar{n}$  — средняя концентрация электронов по объему, определяемая в металлической фазе по коэффициенту Холла в слабых магнитных полях, а  $\nu_k = \bar{n}/n_k$  находится из результатов ультразвуковых измерений (рис. 5). Тот факт, что магнитное поле, в котором начинается рост  $R_H$ , определяется концентрацией электронов в капле, тоже говорит в пользу существования металлических капель. Более сложной и менее общепринятой является интерпретация спада коэффициента Холла с ростом поля в области полей, меньших  $H_M$ .

В компенсированных полупроводниках спад  $R_H$ , по-видимому, связан с наличием «электронных капель», т. е. с локализацией электронов в ямах крупномасштабного флуктуационного потенциала. Согласно работе [26], в сильном магнитном поле в среде с крупномасштабными неоднородностями концентрации электронов  $R_H$  определяется средней по объему концентрацией

носителей  $\langle n \rangle$ . Таким образом, в случае локализации электронов в ямах флуктуационного потенциала  $R_H = 1 / (\langle n \rangle e c)$ .

Учет подбарьерного туннелирования электронов из капли в каплю приводит к тому, что коэффициент Холла начинает зависеть от размеров капли и, согласно [13, 15],

$$R_H = \frac{1}{\langle n \rangle e c} \cdot \frac{d}{L},$$

где  $d$  — размер капли, а  $L$  — расстояние между каплями. С ростом магнитного поля объем, занятый каплями, уменьшается (рис. 5), что должно приводить к уменьшению  $R_H$ . В такой модели поле, при котором начинается спад  $R_H$ , совпадает с критическим полем перехода  $H_c$ .

В некомпенсированных полупроводниках в магнитных полях, меньших критического поля перехода металл—диэлектрик  $H_M$ , к спаду коэффициента Холла при увеличении магнитного поля могут приводить: 1) квантовый характер проводимости в условиях ультраквантового предела, 2) возрастание концентрации электронов за счет роста плотности состояний в магнитном поле. Первый из этих эффектов обусловлен тем, что, согласно [19], для вырожденного электронного газа при рассеянии на ионах примеси в ультраквантовом пределе  $\sigma_{xx} \sim H$ . Возрастание  $\sigma_{xx}$  приводит к спаду  $R_H$ , если  $\sigma_{xx}$  сравнимо по величине с  $\sigma_{xy}$ , поскольку  $R_H \sim \frac{\sigma_{xy}}{(\sigma_{xy}^2 + \sigma_{xx}^2)}$ . Подробно это явление обсуждается в [13, 15].

Вторая возможная причина связана с тем, что в условиях ультраквантового предела при снятии вырождения магнитным полем плотность состояний пропорциональна напряженности магнитного поля, и поэтому с ростом  $H$  возрастает концентрация электронов [см. (3)]. Этот эффект наблюдается при изучении кинетических эффектов в слабо легированном компенсированном  $n$ -InSb (см., например, [28]). Рост концентрации в магнитном поле также приводит к спаду  $R_H$ .

В настоящее время нельзя точно оценить относительный вклад всех вышеперечисленных эффектов в эффект, наблюдаемый экспериментально. Можно лишь указать, что поскольку величина эффекта зависит от степени компенсации, а поле минимума определяется концентрацией электронов в каплях, в компенсированных материалах вклад эффектов, связанных с капельной моделью, весьма существен.

**Магнитосопротивление.** Температурные зависимости проводимости сильно легированных компенсированных полупроводников при  $H=0$  были проанализированы в [9–11]. Проводимость таких материалов характеризуется отсутствием достаточно широких областей температур, где энергию активации можно считать постоянной. С понижением температуры туннелирование под барьером становится более выгодным, чем активация на уровень протекания, и проводимость осуществляется прыжками электронов из капли в каплю. В таком случае  $\ln \rho \sim T^\alpha$ , где в отсутствие магнитного поля  $\alpha = -1/4$  [9, 11] и  $\alpha = -1/2$  [10].

При наличии магнитного поля в полях выше  $H_M$  проводимость определяется комбинацией процессов активации электронов на уровень протекания и видоизменной магнитным полем прыжковой проводимости между каплями моттовского типа. Согласно теории магнитосопротивления в области действия закона Мотта, построенной Шкловским и Эфросом [16], в слабом магнитном поле, которое практически не влияет на длину прыжка

$$\ln \frac{\rho(H)}{\rho(0)} \sim H^2 T^{-3/4}, \quad (12)$$

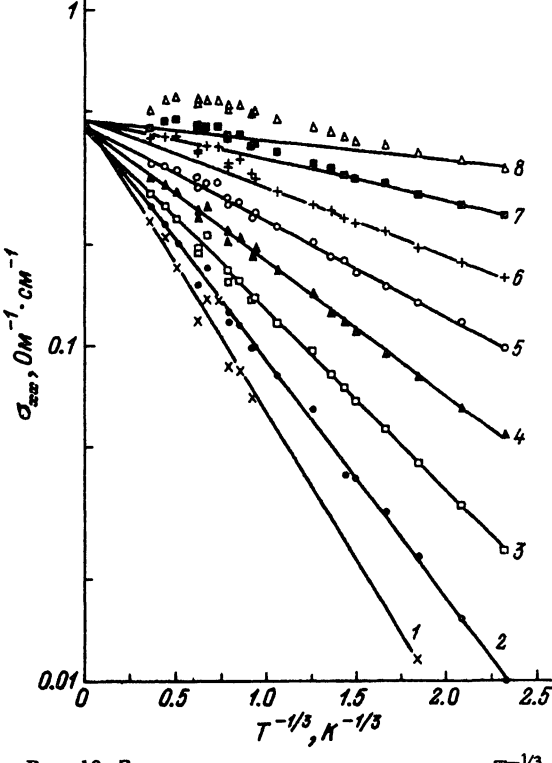


Рис. 10. Зависимость проводимости  $\sigma_{xx}$  от  $T^{-1/3}$  в различных магнитных полях.

Образец 2a.  $H$ , кЭ: 1—16, 2—18, 3—20, 4—22, 5—24, 6—26, 7—28, 8—28.

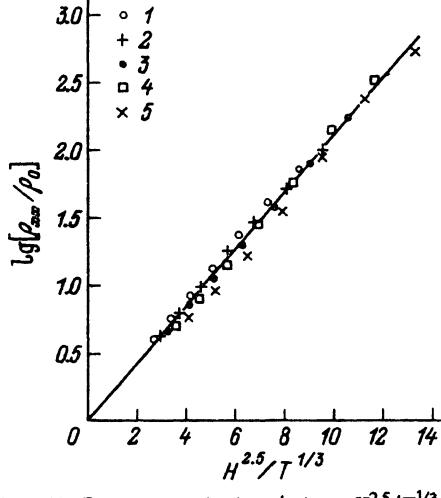


Рис. 11. Зависимость  $\lg(\rho_{xx}/\rho_0)$  от  $H^{2.5}/T^{1/3}$  для разных температур.

Образец 2a.  $T$ , К: 1—0.3, 2—0.22, 3—0.16, 4—0.12, 5—0.08;  $H = (20+32)$  кЭ.

### В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

$$\rho(H) = \rho_0 \exp\left(\frac{T_0(H)}{T}\right)^{1/3}, \quad (13)$$

и, поскольку  $T_0(H) \sim H$ ,  $\ln \sigma(H) \sim H^{1/3}$ .

Температурные зависимости сопротивления  $\rho_{\perp}$  и  $\rho_{\parallel}$  в разных магнитных полях наиболее подробно исследованы в образцах 2a и 12a с компенсацией  $K \sim 0.8$ , причем в образце 2a эти измерения проводились в широком температурном интервале 0.08–4.2 К.

На рис. 10 показаны зависимости  $\lg \sigma_{xx}$  от  $T^{-\alpha}$  при разных напряженностях магнитного поля для образца 2a. Из рисунка видно, что в магнитных полях выше поля перехода Мотта  $H_M$  температурная зависимость описывается зависимостью типа моттовской. Прямые линии, проведенные по методу наименьших квадратичных отклонений через точки, измеренные при низких температурах, соответствуют значению  $\alpha = 1/3$ . На первый взгляд, это дает основание говорить о согласии экспериментальной температурной зависимости с соотношением (13). Однако данные эксперимента также достаточно хорошо описываются и моттовской зависимостью с  $\alpha = 1/4$ . Различие между этими описаниями не столь велико, чтобы можно было твердо утверждать преимущество одного из них. Кроме того, зависимости сопротивления от магнитного поля не

соответствуют той, которая следует из формулы (13). Действительно, экспериментальные результаты по магнитосопротивлению описываются соотношением  $\ln [\rho_{xx}(H)/\rho_0] \sim H^{2.5+1.5}$  в магнитных полях  $H < H_M < 30$  кЭ в образцах 2а и 12а и соотношением  $\ln [\rho_{xx}(H)/\rho_0] \sim H$  в полях  $H > 30$  кЭ в образце 12а. На рис. 11 представлены зависимости  $\lg [\rho_{xx}(H)/\rho_0]$  от величины  $H^{2.5}/T^\alpha$  для образца 2а. Вплоть до  $H = 30$  кЭ экспериментальные точки, соответствующие разным магнитным полям и температурам, лежат на одной прямой. (То же самое наблюдается и для образца 12а). Заметим, что при  $H > 30$  кЭ точки для разных температур и магнитных полей ложатся на прямую в том случае, если построить их в зависимости от  $H/T^\alpha$ . На рис. 11 прямая приведена для  $\alpha = 1/3$  однако аналогичное согласие с экспериментом получается, если положить  $\alpha = 1/4$ . Таким образом, экспериментальные температурные и магнитопольевые зависимости сопротивления не соответствуют приведенным выше формулам (12), (13), и это, по-видимому, означает, что механизм проводимости с переменной длиной прыжка в компенсированном *n*-InSb достаточно сложный.

На рис. 10 экспериментальные точки, соответствующие высоким температурам, отклоняются от прямой линии в сторону больших значений  $\sigma$ , что связано, по-видимому, с вкладом активационного механизма проводимости.

В магнитных полях ниже  $H_M$  зависимость удельной электропроводности от температуры вообще не описывается прямой линией в координатах  $\ln \sigma - 1/T^\alpha$ , в этой области полей основным механизмом проводимости является активационный, а не прыжковый.

В состоянии капельного диэлектрика активационный вклад в проводимость описывается соотношениями

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \sigma_{0x}(T, H) \exp(-\epsilon_a/kT), \\ \sigma_{zz} &= \sigma_{0z}(T, H) \exp(-\epsilon_a/kT). \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь экспоненциальный множитель определяется термической активацией электронов с уровня Ферми в каплях на уровень протекания, а предэкспоненциальный — проводимостью по этому уровню. Величина активационного вклада в проводимость  $\Delta\sigma(H)$  определялась по аналогии с [13] как разность между экспериментально измеренной величиной  $\sigma$  и экстраполированной из области низких температур по закону  $\sigma \sim \exp(T^\alpha)$  при разных магнитных полях. Температурная зависимость предэкспоненциального множителя  $\sigma_0$  определялась из температурной зависимости  $\sigma$  в металлической фазе. Оказалось, что зависимость  $\ln(\Delta\sigma)$  от  $1/T$  при учете температурной зависимости  $\sigma_0$  — прямая, по которой можно определить энергию активации  $\epsilon_a$  и ее зависимость от магнитного поля. Зависимость  $\epsilon_a(H)$  представлена на рис. 12. На основании этой зависимости можно определить напряженность магнитного поля  $H_c$ , соответствующую переходу металл—капельный диэлектрик, в образце 2а она оказалась равной  $\sim 15$  кЭ.

Нами были проведены измерения магнитосопротивления  $\rho_{||}(H)/\rho(0)$  на образцах 4 и 7 с одинаковой разностной концентрацией, но разной степенью компенсации. На рис. 13 представлены кривые для этих двух образцов, полученные при  $T = 4.2$  К. Видно, что магнитосопротивление по величине и по характеру зависимости от магнитного поля в образцах 4 и 7 совпадает при  $H < 25$  кЭ и различается при  $H > 25$  кЭ. Действительно, при  $H > 20$  кЭ зависимость  $\rho_{||}(H)$ , как было показано выше, для образца 7 хорошо описывается эффектом магнитного выморозивания, зависимость же для образца 4 можно представить в виде  $\rho_{||} \sim \exp(H)$ , что соответствует прыжковой проводимости моттовского типа. В области магнитных полей (0÷25) кЭ магнитосопротивление для образцов с одинаковыми концентрациями при  $T = 4.2$  К меняется слишком слабо, поэтому практически невозможно выявить

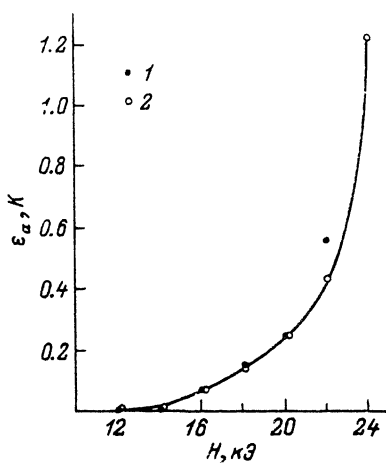


Рис. 12. Зависимость энергии активации  $\epsilon_a$  от магнитного поля для образца 2a.

1 — из температурной зависимости  $\sigma_{xx}$ , 2 — из температурной зависимости  $\sigma_{zz}$ .

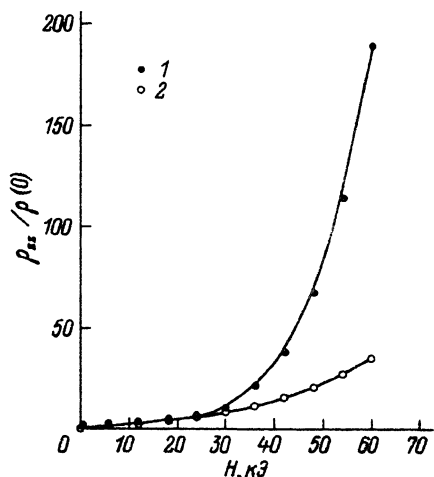


Рис. 13. Зависимость  $\rho_{xx}/\rho(0)$  от магнитного поля.

1 — образец 4, 2 — образец 7;  $T = 4.2$  К.

различие механизмов проводимости в слабо и сильно легированном  $n$ -InSb в этой области полей. Как было показано выше, для разделения механизмов проводимости необходим анализ магнитосопротивления при более низких температурах.

### 3. Магнитопоглощение ультразвука в сильно компенсированном $n$ -InSb ( $K > 0.9$ )

Для полноты картины приведем результаты измерений  $\Gamma(H)$  в образце 6 с  $K = 0.99$ , который при  $H = 0$  находится на диэлектрической стороне перехода [14]. Характер поглощения звука в нем существенно отличается от поглощения в слабо компенсированном и компенсированном ( $K \approx 0.8$ )  $n$ -InSb. Надо заметить, что коэффициент поглощения в образцах 2, 4, 12a был измерен в линейном режиме, т. е. практически не зависел от интенсивности звука вплоть до  $10^{-2}$  Вт/см<sup>2</sup>. В образце 6 поглощение звука сильно зависит от его интенсивности, причем порог нелинейности ниже  $10^{-5}$  Вт/см<sup>2</sup>. На рис. 14 представлена зависимость интегрального коэффициента поглощения звука с частотой 880 МГц, измеренная по изменению амплитуды трех первых эхо-импульсов в магнитном поле. Интенсивность первого импульса ослаблена по сравнению с интенсивностью на входе на 15 дБ за счет процессов поглощения по длине  $2L$  и отражения, она составляет  $2.5 \cdot 10^{-2}$  Вт/см<sup>2</sup>;

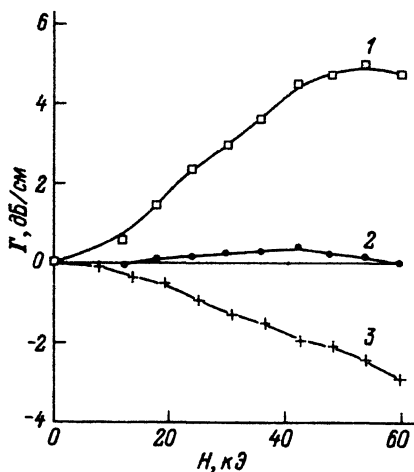


Рис. 14. Зависимость коэффициента поглощения ультразвука  $\Gamma$  от магнитного поля для образца 6 при разных интенсивностях звука на входе в образец.

1, Вт/см<sup>2</sup>: 1 —  $2.5 \cdot 10^{-2}$ , 2 —  $9.5 \cdot 10^{-4}$ , 3 —  $3.6 \cdot 10^{-5}$ ;  $T = 4.2$  К.

интенсивности второго и третьего импульсов составляют соответственно  $9.5 \cdot 10^{-4}$  и  $3.6 \cdot 10^{-5}$  Вт/см<sup>2</sup>. Видно, что знак коэффициента магнитопоглощения первого «сильного» импульса положителен (растет в магнитном поле), а третьего «слабого» — отрицателен (уменьшается с ростом магнитного поля). Аналогичные зависимости от интенсивности звука получаются, если проводить измерения  $\Gamma(H)$  по одному импульсу, но менять интенсивность звука на входе в образец аттенкуатором. Анализ этих экспериментальных данных будет сделан в заключительной части работы.

**Заключение.** В заключение хотелось бы на основании перечисленных экспериментальных фактов построить качественную картину процессов, наблюдаемых при переходе металл—диэлектрик в сильно легированном  $n$ -InSb.

В случае материала со слабой компенсацией переход М—Д происходит в результате процесса магнитного вымораживания, причем в области магнитных полей до перехода М—Д кинетические эффекты хорошо описываются теорией явлений переноса в сильных некантующих и кантующих магнитных полях. В области полей выше перехода кинетические эффекты и коэффициент поглощения ультразвука хорошо описываются теорией магнитного вымораживания в условиях квантового предела, что дает возможность вычислять зависимость энергии связи электрона на доноре от магнитного поля.

В сильно компенсированном материале до перехода металл—диэлектрик подвижность носителей очень мала, сопротивление очень слабо зависит от температуры, в зависимости сопротивления от магнитного поля отсутствуют осцилляционные эффекты, характерные для кантующих магнитных полей. В магнитном поле  $H_c$  происходит переход металл—капельный диэлектрик, сопротивление капельного диэлектрика имеет активационный характер, который в еще больших магнитных полях при низких температурах сменяется проводимостью с переменной длиной прыжка. В магнитных полях выше  $H_M$  начинается процесс магнитного вымораживания на отдельные примеси.

Исследования коэффициента поглощения звука в магнитном поле  $\Gamma(H)$  показали, что при самых низких рабочих температурах и больших магнитных полях доля объема, занятого электронами, составляет  $\sim 1/3$ . Это означает, что металлические капли еще велики по размеру, а наблюдающуюся при этом локализацию на отдельных примесных центрах можно объяснить тем, что уровень Ферми пересекает не только капли, в которых много примесей, но и капли с одной примесью. Зависимость  $\sigma_k \sim \omega$ , определенная из ультразвуковых измерений, также показывает, что процесс локализации электронов идет и внутри капель. Таким образом, с повышением магнитного поля в компенсированном  $n$ -InSb развиваются два параллельных процесса: локализация электронов во все более мелкие капли, сопровождающаяся уменьшением объема, занятого электронами, и локализация электронов на отдельных примесных центрах. Теоретическое описание такой сложной картины затруднительно.

Другая ситуация осуществляется в материале с  $K = 0.99$ . Уровень Ферми здесь располагается настолько низко, что находится уже в области мелкомасштабного потенциала отдельной примеси. Поглощение звука здесь только двухузельное и аналогично наблюдаемому в слабо легированном материале [28]: ему соответствует отрицательный знак магнитопоглощения  $\Gamma(H)$ , т. е. поглощение уменьшается в магнитном поле. Амплитуда мелкомасштабных флуктуаций, видимо, очень мала, так как нелинейность поглощения, которую мы связываем с ионизацией электронов из «мелких» ям в область более крупного масштаба за счет взаимодействия с пьезоэлектрическим полем звуковой волны, начинается при очень малых интенсивностях звука. Этот вывод подтверждается гальваномагнитными измерениями, проведенными на сильно легированном образце  $n$ -InSb с  $K = 0.99$  в работе [29]. Оказалось, что в таком материале зависимость проводимости с переменной длиной прыжка от магнитного поля и температуры

близка к случаю сильного магнитного поля в теории Шкловского и Эфроса [16] [см. формулу (13)], как при локализации электронов на отдельных примесях в слабо легированном  $n$ -InSb.

Авторы выражают глубокую благодарность Ю. М. Гальперину за многочисленные дискуссии и просмотр рукописи, Н. К. Чумакову за участие в гальваномангнитных измерениях и обсуждении результатов, Д. В. Шамшуру за помощь в ультразвуковых измерениях при низких температурах и Л. Б. Литвак-Горской за предоставление результатов измерений гальваномангнитных явлений в сильно компенсированном сильно легированном  $n$ -InSb и обсуждение экспериментальных результатов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Jaffet J., Keyes R. W., Adams E. H. // *J. Phys. Chem. Sol.* 1956. V. 1. N 3. P. 137—142.
- [2] Нейрингер Л. Д. // Тр. IX Межд. конф. по физике полупроводников. М., 1968. Т. 2. С. 757—762.
- [3] Shayeagan M., Goldman V. J., Drew H. D., Nelson D. A., Tedrow P. M. // *Phys. Rev. B.* 1985. V. 32. N 10. P. 6952—6955.
- [4] Mansfield R., Abdul-Gader M., Fozooni P. // *Sol. St. Electron.* 1985. V. 28. N 1-2. P. 109—112.
- [5] Mani R.G. // *Phys. Rev. B.* 1989. V. 40. N 11. P. 8091—8094.
- [6] Raymond A. // *Lect. Not. Phys. V.* 177. P. 344—360.
- [7] Косарев В. В., Редько Н. А., Белицкий В. И. // *ЖЭТФ.* 1991. Т. 100. В. 2(8). С. 492—509.
- [8] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. // *ЖЭТФ.* 1973. Т. 64. В. 6. С. 2222—2231.
- [9] Забродский А. Г., Ионов А. Н., Корчажкина Р. Л., Шлимак И. С. // *ФТП.* 1973. Т. 7. В. 10. С. 1914—1924.
- [10] Kasiyan V. A., Nedeoglo D. D., Simashkevich A. V., Timchenko I. N. // *Phys. St. Sol. (b).* 1989. V. 154. N 2. P. 691—702.
- [11] Гершензон Е. М., Ильин В. А., Куриленко И. Н., Литвак-Горская Л. Б. // *ФТП.* 1975. Т. 9. В. 7. С. 1324—1329.
- [12] Арапов Ю. Г., Давыдов А. Б., Зверева М. Л., Стафеев В. И., Цидильковский И. М. // *ФТП.* 1983. Т. 17. В. 8. С. 1392—1396.
- [13] Аронзон Б. А., Чумаков Н. К. // *ФТТ.* 1989. Т. 31. В. 4. С. 10—20.
- [14] Гальперин Ю. М., Дричко И. Л., Литвак-Горская Л. Б. // *ФТТ.* 1988. Т. 30. В. 10. С. 3118—3125.
- [15] Aronzon B. A., Tsidilkovskii I. M. // *Phys. St. Sol. (b).* 1990. V. 157. N 1. P. 17—58.
- [16] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. *Электронные свойства легированных полупроводников.* М., 1979. 416 с.
- [17] Pollak M., Geballe T. H. // *Phys. Rev.* 1961. V. 122. N 6. P. 1742—1753.
- [18] Гальперин Ю. С., Эфрос А. Л. // *ФТТ.* 1969. Т. 11. В. 8. С. 2301—2304.
- [19] Adams E. N., Holstein T. D. // *J. Phys. Chem. Sol.* 1959. V. 10. N 4. P. 254—276.
- [20] Гуревич В. Л. // *ФТТ.* 1962. Т. 4. В. 4. С. 909—917; Hutson A. R., White D. L. // *J. Appl. Phys.* 1962. V. 33. N 1. P. 40—47.
- [21] Аскеров Б. М. *Кинетические эффекты в полупроводниках.* Л., 1970. 303 с.
- [22] Fenton F. W., Haering R. R. // *Phys. Rev.* 1967. V. 159. N 3. P. 593—599.
- [23] Guillon F., Fernandez B., Cheeke J. D. N. // *Phys. Rev. B.* 1991. V. 43. N 5. P. 4125—4134.
- [24] Гальперин Ю. М., Приев Э. Я. // *ФТТ.* 1986. Т. 28. В. 3. С. 692—700.
- [25] Маделунг О. *Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп.* М., 1967. 477 с.
- [26] Шик А. Я. // *Письма ЖЭТФ.* 1974. Т. 20. В. 1. С. 14—16.
- [27] Гитис М. Б., Гуляев Ю. В., Чайковский И. А. // *Письма ЖЭТФ.* 1978. Т. 28. В. 8. С. 537—540.
- [28] Гальперин Ю. М., Дричко И. Л., Литвак-Горская Л. Б. // *ФТТ.* 1986. Т. 26. В. 3. С. 701—707.
- [29] Литвак-Горская Л. Б. // Автореф. докт. дис. МГПИ. М., 1983.
- [30] Aronson B. A., Chumakov N. K. // *J. Moscow Phys. Soc.* 1992. V. N 2. P.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Получена 4.03.1992  
Принята к печати 4.03.1992