

УДК 621.315.592

ИНДУЦИРОВАННЫЙ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ—ДИЭЛЕКТРИК В ЛЕГИРОВАННОМ СИЛЬНОКОМПЕНСИРОВАННОМ n -InSb

Ю. М. Гальперин, И. Л. Дричко, Л. Б. Литвак-Горская

С помощью гальваномагнитных и акустических измерений исследован переход металл—диэлектрик, индуцированный магнитным полем, в легированном сильнокомпенсированном n -InSb. Измерения выполнены на образцах с одинаковой концентрацией доноров ($N_d = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) и разными степенями компенсации ($K = 0.3 \div 0.99$) при $T = 4.2 \text{ К}$ и в магнитном поле до 60 кЭ. Показано, что в диэлектрической фазе электроны локализованы в ямах крупномасштабного потенциала и образуют «капли», не сообщающиеся между собой.

1. Переходом металл—диэлектрик (МД) обычно называют переход от безактивационного к активационному закону проводимости [1]. Такие переходы наблюдались в сильнолегированных полупроводниках, где

$$N_d a^3 \gg 1 \quad (1)$$

(N_d — концентрация доноров, a — боровский радиус); однако их природа различна в материалах с малой и большой степенями компенсации K . В отсутствие магнитного поля H слабокомпенсированные образцы, удовлетворяющие условию (1), являются металлическими. С ростом степени компенсации возрастает амплитуда случайного электрического потенциала, обусловленного случайным расположением примесей. Поэтому при достаточно большой степени компенсации порог подвижности может оказаться выше уровня Ферми, а материал является диэлектриком. В таком диэлектрике электроны, локализованные в ямах крупномасштабного потенциала, образуют «капли», не сообщающиеся между собой.

Внешнее магнитное поле приводит к уменьшению радиуса локализации электронного состояния и соответственно к уменьшению перекрытия состояний на соседних примесных центрах. Поэтому в достаточно сильном магнитном поле электронные состояния слабокомпенсированного полупроводника становятся локализованными. Таким образом, магнитное поле стимулирует переход в диэлектрическое состояние, который иногда называют магнитным вымораживанием. В сильнокомпенсированных материалах магнитное поле индуцирует переход от металлического состояния в состояние с электронами, локализованными в крупномасштабных каплях. Теория такого перехода построена в работе [2].

Одним из наиболее удобных материалов для наблюдения перехода МД является n -InSb, поскольку в нем боровский радиус a велик, и условие сильного легирования (1) достигается при $N_d = (3 \div 4) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Переход МД с ростом степени компенсации K в этом материале в отсутствие внешнего магнитного поля наблюдался в работе [3].

Особенно удобно изучать переход МД в n -InSb в магнитном поле, так как вследствие большой величины боровского радиуса критическое поле перехода H_c не слишком велико. В ряде работ (см., например, [4, 5]) наблюдалось магнитное вымораживание в легированном слабокомпенсированном n -InSb.

Цель настоящей работы — с помощью гальваномагнитных и акустических измерений исследовать переход МД в легированных сильнокомпенсированных образцах n -InSb.

2. Исследован набор образцов n -InSb, характеристики которых приведены в таблице. Образцы № 1—6 получены из одного и того же слитка и имеют одинаковые концентрации доноров, но разные степени компенсации ($K=0.69 \div 0.99$). Значения подвижности электронов $R\sigma$ (где R — коэффициент Холла, измеренный при $T=4.2$ К в магнитных полях, меньших 5 кЭ) в этих образцах очень малы ($\approx 10^3$ см²/В·с). Образец № 7 является сильнолегированным, но слабокомпенсированным. В этом образце подвижность электронов почти на 2 порядка больше, чем в сильнокомпенсированных образцах, хотя разностная концентрация $n=N_d-N_a$ близка к соответствующим концентрациям в образцах № 1—4. Для указанных образцов измерены магнетосопротивление (продольное и поперечное) и коэффициент Холла в зависимости от магнитного поля

Номер образца	$n = N_d - N_a$, см ⁻³	N_d , см ⁻³	$K = \frac{N_a}{N_d}$	$N_d + N_a$, см ⁻³	$\mu_{4.2 \text{ К}}$, см ² /В·с	H_c , кЭ
1	$2.2 \cdot 10^{15}$	$7 \cdot 10^{15}$	0.69	$1.2 \cdot 10^{16}$	$1.5 \cdot 10^4$	19
2	$1.5 \cdot 10^{15}$	$7 \cdot 10^{15}$	0.8	$1.3 \cdot 10^{16}$	$6.6 \cdot 10^3$	15
3	$1.4 \cdot 10^{15}$	$7 \cdot 10^{15}$	0.8	$1.3 \cdot 10^{16}$	$8.6 \cdot 10^3$	13.5
4	$1.2 \cdot 10^{15}$	$7 \cdot 10^{15}$	0.85	$1.3 \cdot 10^{16}$	$5.2 \cdot 10^3$	12
5	$7 \cdot 10^{14}$	$7 \cdot 10^{15}$	0.9	$1.4 \cdot 10^{16}$	—	10
6	$7 \cdot 10^{13}$	$7 \cdot 10^{15}$	0.99	$1.4 \cdot 10^{16}$	—	—
7	$1.3 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{15}$	0.3	$2.6 \cdot 10^{15}$	$1.6 \cdot 10^5$	8

и температуры. Кроме того, в образцах № 2, 4, 6, 7 измерено магнетопоглощение $\Delta \Gamma = \Gamma(H) - \Gamma(0)$ ультразвука в области частот 150—1200 МГц. В эксперименте использовались продольные пьезоактивные волны, распространяющиеся вдоль направления (111) параллельно приложенному внешнему магнитному полю. Чтобы устранить влияние приповерхностной области образца на результаты измерений в магнитном поле, ультразвуковые волны вводились в образец с помощью пьезопреобразователя из ниобата лития через буфер — тонкую (0.1—0.2 мм) стеклянную пластинку [6]. Магнетопоглощение звука определялось по изменению амплитуды одного из последовательных эхо-импульсов. Амплитуда сигнала в зависимости от H записывалась на двухкоординатном самописце. Магнетопоглощение определялось по формуле

$$\Delta \Gamma = \Gamma(H) - \Gamma(0) = -\frac{20}{2\pi L} \lg \frac{V(H)}{V(0)},$$

где n — номер эхо-импульса; L — длина образца; $V(H)$, $V(0)$ — значения амплитуды сигнала при наличии и в отсутствие поля соответственно. Во всех измерениях контролировалась линейность поглощения, т. е. независимость магнетопоглощения от амплитуды звуковой волны. При линейном поглощении значение коэффициента поглощения не должно зависеть от номера импульса, по которому этот коэффициент определяется. Измерения велись при гелиевых температурах в магнитных полях до 60 кЭ.

а) Г а л ь в а н о м а г н и т н ы е я в л е н и я. Результаты исследования гальваномагнитных явлений представлены на рис. 1. Переход МД проявляется в аномалиях зависимостей $\rho(H)$ и $R(H)$. В точке перехода поперечное магнетосопротивление начинает резко возрастать с ростом H . Коэффициент Холла во всех исследованных образцах, начиная со значения $H = H_c$, относительно плавно убывает с ростом H , а затем, начиная с некоторого поля H_d , возрастает. Уменьшение $R(H)$, как нам представляется, связано с локализацией электронов в ямах крупномасштабного потенциала, индуцированной магнитным полем. Выполненные ранее исследования гальваномагнитных явлений показали, что

в сильнолегированном n -InSb резкий рост коэффициента Холла сопровождается локализацией электронов на отдельных примесных центрах — магнитное вымораживание [4, 5]. Именно с этим процессом мы связываем рост $R(H)$ при $H > H_c$. Отметим, что значения H_c и H_d зависят от уровня легирования и степени компенсации.

Критическое поле H_c мы определяли по началу изменения коэффициента Холла, а именно как значение H , при котором зависимость хол-

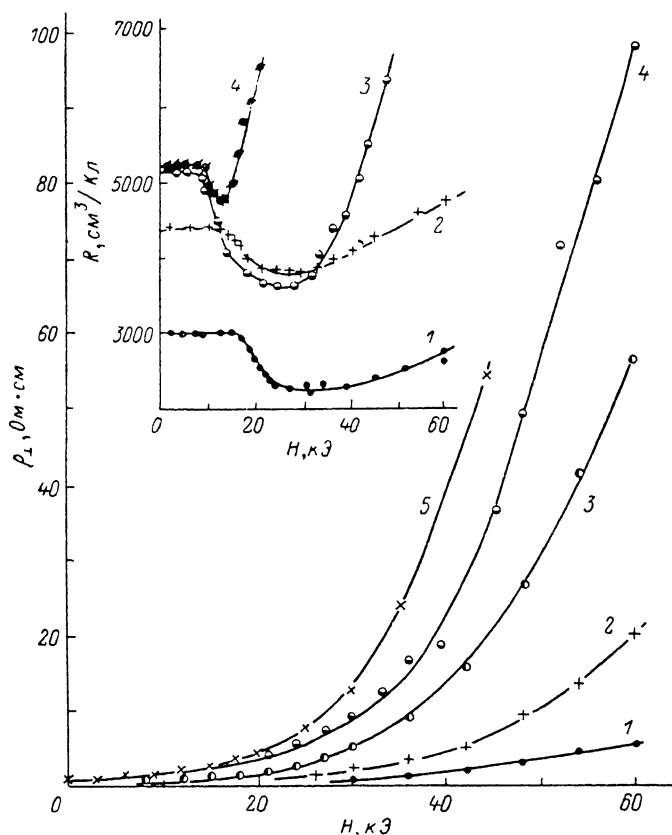


Рис. 1. Зависимость поперечного сопротивления ρ_{\perp} от магнитного поля при $T=4.2 \text{ K}$ для образцов № 1 (1), № 7 (2), № 2 (3), № 4 (4), № 5 (5).

На вставке: зависимость коэффициента Холла R от магнитного поля для образцов № 1 (1), № 2 (2), № 4 (3), № 7 (4).

ловского напряжения от магнитного поля (измеренная при 4.2 K) отклоняется от линейной на $6-10 \%$. Значения H_c , определенные таким способом, также приведены в таблице.

На рис. 2 построены зависимости H_c от величины a

$$a = (N_d - N_a)^{1/6} / (N_d + N_a)^{1/3}.$$

Видно, что точки легли на прямую линию.

Согласно теории [2], в области классического экранирования величины H_c (соответствующая переходу в капельное состояние) должна определяться выражением

$$H_c = \beta \frac{\hbar c}{e} \frac{a^{1/2} (N_d - N_a)^{7/6}}{(N_d + N_a)^{1/3}}, \quad (2)$$

что согласуется с полученной экспериментальной зависимостью при значении численного коэффициента $\beta=20$. Как показывают оценки, в изученных образцах вблизи H_c условие классичности экранирования выполняется. Это условие, согласно [2], состоит в требовании малости

доброяйлевской длины волны электрона на уровне Ферми по сравнению с радиусом экранирования Томаса—Ферми. Отметим, что в интересующей нас области магнитных полей выполняется условие квантового предела и обе указанные выше величины следует вычислять с учетом этого обстоятельства. Выполнение зависимости (2) подтверждает вывод о том, что сильнокомпенсированные полупроводники в магнитном поле переходят в «капельное» состояние.

В образце № 7 при $H > H_c \approx 9$ кЭ коэффициент Холла также убывает. Такое поведение свидетельствует о том, что и в этом образце есть область магнитных полей, в которой образец находится

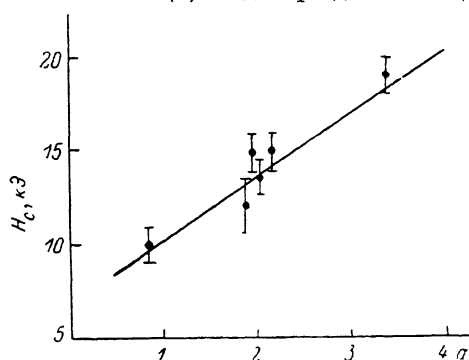


Рис. 2. Зависимость критического магнитного поля H_c от a .

в капельном состоянии. Однако значение H_c для этого образца не описывается выражением (2), поскольку № 7 является слабокомпенсированным.

Таким образом, по зависимости $R(H)$ можно судить о типе перехода МД.

б) Исследование магнетопоглощения. На рис. 3 представлено магнетопоглощение ультразвука разных частот в образце

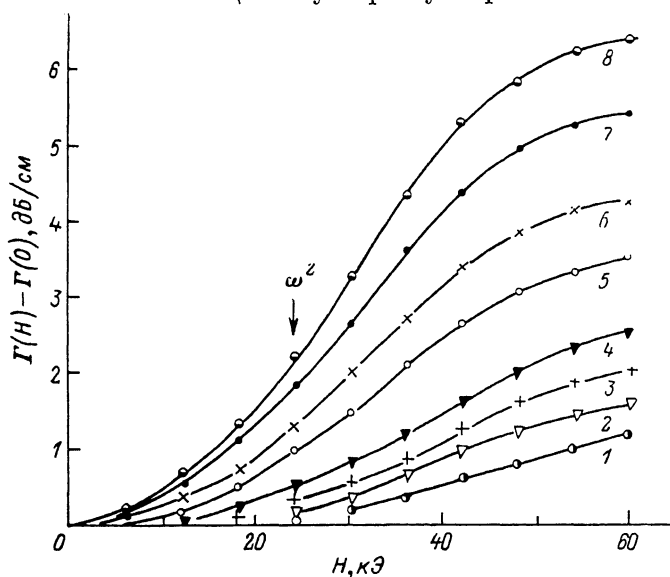


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения ультразвука $\Delta\Gamma = \Gamma(H) - \Gamma(0)$ от магнитного поля.

f , МГц: 1 — 150, 2 — 210, 3 — 270, 4 — 380, 5 — 450, 6 — 510, 7 — 630, 8 — 750. Образец № 4, $T = 4.2$ К.

№ 4 в зависимости от H (для № 2 соответствующая картина аналогична). Магнетопоглощение положительно, и в магнитных полях до 24 кЭ (№ 2 — до 42 кЭ) зависимость $\Delta\Gamma(\omega)$ близка к квадратичной.

Как известно, в металлической фазе коэффициент поглощения звука Γ в пренебрежении несущественными для изученных образцов эффектами экранирования описывается выражением [7]

$$\Gamma = \frac{\tilde{\alpha}^2}{v} \frac{\omega^2 \tau_M}{1 + (\omega \tau_M)^2}, \quad (3)$$

где \mathcal{K}^2 — константа пьезоэлектрической связи, v — скорость звука, $\tau_m = \epsilon/4\pi\sigma$ — максвелловское время релаксации, ϵ — диэлектрическая постоянная, σ — статическая проводимость. Эта формула хорошо описывает поглощение в чистом некомпенсированном n -InSb [8]. Оценка по формуле (3), выполненная для интересующих нас образцов, показывает, что при $H < H_c$ поглощение должно быть крайне малым, что и наблюдается на опыте.

При $H > H_c$ результаты расчета по этой формуле с подстановкой статической проводимости из эксперимента приводят к резкому расхождению с экспериментальным коэффициентом поглощения. Это неудивительно, поскольку, как показали гальваномагнитные измерения, электроны при $H > H_c$ локализованы в ямах крупномасштабного потенциала. В этом случае главный вклад в поглощение дают электроны, локализованные в каплях. В работе [9] было вычислено поглощение

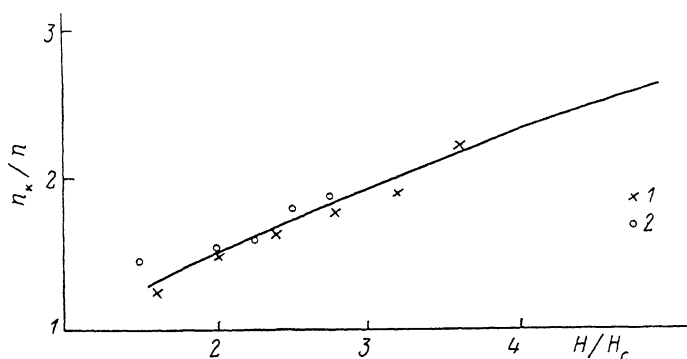


Рис. 4. Зависимость n_k/n (где $n = N_d - N_a$) от H/H_c .

1 — образец № 2, 2 — № 4.

ультразвука электронными каплями. В процессе этого вычисления, основанного на модели, предложенной в работе [10] для анализа ВЧ проводимости, предполагалось, что капли имеют сферическую форму, их диаметр гораздо меньше длины волн звука и доля объема, занятая каплями, мала. Результат имеет вид [9]

$$\Gamma = \frac{\mathcal{K}^2}{v} \frac{N_d - N_a}{n_k} \frac{\omega^2 \tau_k}{1 + (\omega \tau_k)^2}, \quad (4)$$

где n_k — концентрация электронов в капле, $\tau_k = 3\epsilon/4\pi\sigma_k$, σ_k — электропроводность электронного газа в капле.

Обработка квадратичной по частоте части поглощения дает зависимость величины $n_k/(N_d - N_a)$ от отношения H/H_c (рис. 4). При построении этой зависимости мы учли следующее обстоятельство: выполненные нами измерения температурных зависимостей ρ в разных магнитных полях показали, что энергия активации в изученных образцах не превышает температуры, при которой выполнялся эксперимент. Поэтому величина σ_k считалась равной статической проводимости образца, определенной экспериментально.

Обратим внимание на то, что величина $n_k/(N_d - N_a)$ является универсальной функцией отношения H/H_c , т. е. точки, соответствующие разным образцам (№ 2, 4), лежат на одной и той же кривой. Эта кривая может быть описана выражением

$$n_k/(N_d - N_a) \sim (H/H_c)^{0.6}. \quad (5)$$

С помощью рассуждений, приведенных в § 43 книги [1] для случая $H=0$, можно показать, что указанная выше величина действительно должна быть универсальной функцией отношения H/H_c , причем при

$H \gg H_c$, показатель степени в соответствующей зависимости должен быть равен 6/7.

Следует отметить, что приведенный выше результат имеет скорее качественный, чем количественный характер. Дело в том, что, как уже отмечалось, формула (4) применима лишь при $n_k \gg (N_d - N_a)$, т. е. когда доля объема, занятая каплями, мала, что, как видно из рис. 4, с достаточным запасом не выполняется. Поэтому в поглощение, видимо, дают вклад и большие кластеры с размером порядка $r_s \approx (N_d + N_a)^{1/2} / (N_d - N_a)^{1/2}$ (см. [1]). Для образца № 4 значение $r_s \approx 2 \cdot 10^{-5}$ см. Этот размер сравнивается с длиной волны звука при частоте последнего, равной 20 ГГц. Таким образом, трудно предполагать, что эффекты пространственной дисперсии существенны даже для наиболее высоких из использованных в эксперименте частот. Тем не менее в области высоких частот и сильных магнитных полей (> 30 кЭ) результаты акустических экспериментов не удается описать с помощью выражения (4) и экстраполяции отношения $n_k / (N_d - N_a)$ из области малых полей по закону (5). Чтобы описать эксперимент формулой (4), приходится допустить, что проводимость σ_k зависит от частоты ω . Извлеченные этим способом зависимости σ_{zz}^k для об-

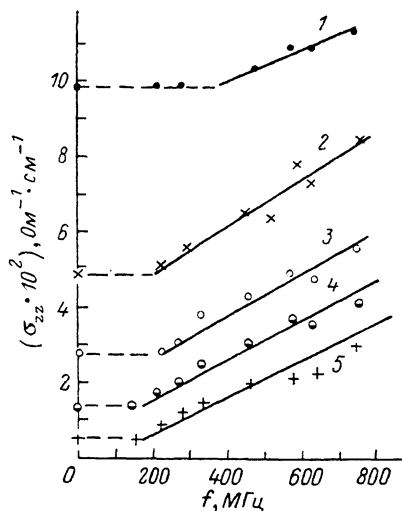


Рис. 5. Зависимость σ_{zz} в капле, определенной из коэффициента поглощения звука, от частоты звука.

H , кЭ: 1 — 30, 2 — 36, 3 — 42, 4 — 48, 5 — 60. На оси ординат при $f=0$ значения $\sigma_{статич}$, образец № 4.

разца № 4 приведены на рис. 5. Видно, что проводимость σ_k может быть представлена в виде суммы двух слагаемых. Первое слагаемое не зависит от частоты и хорошо описывает поглощение звука при $H < 30$ кЭ. Второе слагаемое представляет собой избыточную проводимость, возрастающую с ростом частоты. При больших частотах ее частотную зависимость можно представить в виде ω^s , где s близко к единице. С нашей точки зрения, второе слагаемое обусловлено тем, что в достаточно сильном магнитном поле часть электронов оказывается локализованной на отдельных донорах вследствие уменьшения магнитной длины λ с ростом поля. Так, в магнитном поле 50 кЭ произведение $N_d \lambda^2 a$ порядка 0.05. Видимо, при таком поле еще не происходит срыва металлической проводимости в капле, однако доля локализованных состояний уже значительна. Вследствие явления кулоновской корреляции [11] на сближенных (по сравнению со средним расстоянием) парах доноров с подавляющей вероятностью оказывается локализован один электрон, который может совершать прыжки между локализованными состояниями. Именно такие электроны, на наш взгляд, и являются источником избыточной проводимости, пропорциональной ω^s ; их роль возрастает с ростом частоты звука [12]. Этот вывод подтверждается и зависимостью $R(H)$ (рис. 1), которая демонстрирует начало магнитного вымораживания при $H > 30$ кЭ.

Следует отметить, что коэффициент поглощения звука Γ в рассматриваемом случае не зависит от интенсивности звуковой волны вплоть до значений последней $\sim 10^{-2}$ Вт/см².

В слабокомпенсированном образце № 7 даже в самых сильных магнитных полях и при частотах более 1 ГГц коэффициент поглощения был очень малым ≤ 1 дБ/см. Малые значения поглощения дает и расчет по формуле (3), однако для количественного сопоставления здесь не хватает точности эксперимента.

Свойства наиболее компенсированного образца № 6 существенно отличаются от описанных выше. Согласно [3], этот образец является диэлектрическим уже в отсутствие магнитного поля (энергия активации проводимости 6.5 мэВ). Поглощение звука в нем очень сильно зависит от амплитуды, порог нелинейности ниже 10^{-5} Вт/см².

На рис. 6 представлена зависимость интегрального коэффициента поглощения ультразвука с частотой 880 МГц в этом образце, измеренная по изменению амплитуды трех первых эхо-импульсов в магнитном поле. На вставке показан вид эхо-импульсов в отсутствие магнитного поля. Интенсивность первого импульса ослаблена по сравнению с интенсивностью на входе за счет процессов поглощения на длине $2L$ и отражения на ≈ 15 дБ и составляет $2.5 \cdot 10^{-2}$ Вт/см²; интенсивности второго и третьего импульсов составляют соответственно $9.5 \cdot 10^{-4}$ и $3.6 \cdot 10^{-5}$ Вт/см². Как видно из рис. 6, магнетопоглощение первого (сильного) импульса положительно, а третьего (слабого) отрицательно. Аналогичные зависимости от

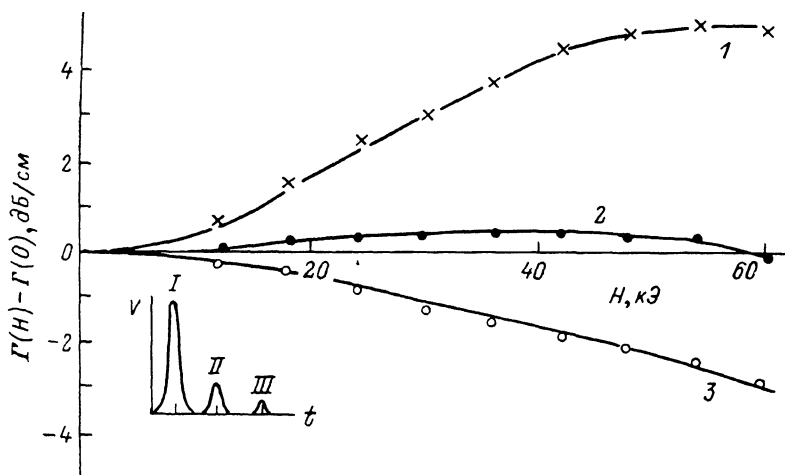


Рис. 6. Зависимость $\Delta\Gamma = \Gamma(H) - \Gamma(0)$ от магнитного поля для образца № 6, $f = 880$ МГц. 1 — «сильный» сигнал, $I = 2.5 \cdot 10^{-2}$ Вт/см² (I); 2 — $9.5 \cdot 10^{-4}$ (II); 3 — $3.6 \cdot 10^{-5}$ (III), «слабый» сигнал. На вставке: картина эхо-импульсов в отсутствие магнитного поля.

интенсивности звука получаются, если проводить измерения коэффициента поглощения звука по одному импульсу, но менять интенсивности на входе в образец аттенуатором. Причина наблюдаемых в образце № 6 аномалий, по-видимому, в том, что уровень Ферми расположен настолько низко, что в капле находится небольшое число примесных центров. Поглощение звука в этом случае должно вести себя аналогично случаю слаболегированного материала [13], а именно при малых интенсивностях магнетопоглощение должно быть отрицательным. Нелинейность поглощения, по-видимому, связана с ионизацией электронов из малых капель в области более крупного масштаба за счет взаимодействия с пьезоэлектрическим полем звуковой волны.

3. Совокупность гальваномагнитных и акустических измерений позволила сделать вывод о том, что в сильнокомпенсированном легированном n -InSb магнитное поле приводит к локализации электронов в крупномасштабном (по сравнению с расстояниями между примесями) потенциале. В рамках этого предположения и теории [2, 9] удается интерпретировать как гальваномагнитные, так и акустические свойства образцов, причем анализ последних позволил оценить долю объема, занятую каплями, в зависимости от магнитного поля. Показано, что указанная доля объема является универсальной функцией отношения H/H_c , где H_c — поле перехода МД.

Поглощение звука чувствительно к характеру локализации электронов и позволяет проследить переход от локализации в ямах крупно-

масштабного потенциала к локализации на отдельных донорах в сильных магнитных полях.

Отметим, что переход МД с образованием капельного состояния достаточно подробно изучался в HgCdTe (см., например, [14, 15] и цитированную там литературу).

Мы благодарны В. С. Ивлевой за изготовление сильнокомпенсированного легированного $n\text{-InSb}$, Б. А. Аронзону — за полезное обсуждение работы, А. М. Дьяконову — за помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

- [1] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979. 416 с.
- [2] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. ЖЭТФ, 1973, т. 64, № 6, с. 2222—2231.
- [3] Гершензон Е. М., Ильин В. А., Куриленко И. Н., Литвак-Горская Л. Б. ФТП, 1975, т. 9, № 7, с. 1324—1329.
- [4] Neuringer L. J. Труды IX Междунар. конф. по физике полупроводников. М., 1968, т. 2, с. 757—762.
- [5] Shayegan M., Goldman V. J., Drew H. D. et al. Phys. Rev., 1985, vol. 32, N 10, p. 6952—6955.
- [6] Векшина В. С., Дричко И. Л., Пепик Н. И. ФТТ, 1984, т. 26, № 7, с. 2048—2052.
- [7] White D. L. J. Appl. Phys., 1962, vol. 33, N 8, p. 2547—2554; Гуревич В. Л. ФТТ, 1962, т. 4, № 4, с. 909—917.
- [8] Дричко И. Л., Коган С. И. ФТТ, 1972, т. 14, № 11, с. 3378—3382.
- [9] Гитис М. Б., Гуляев Ю. В., Чайковский И. А. Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 28, № 6, с. 537—540.
- [10] Гальперн Ю. С., Эфрос А. Л. ФТТ, 1969, т. 11, № 8, с. 2301—2304.
- [11] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. ЖЭТФ, 1981, т. 81, № 1, с. 406—415.
- [12] Pollak M., Geballe T. H. Phys. Rev., 1961, vol. 122, N 6, 1742—1753.
- [13] Гальперин Ю. М., Дричко И. Л., Литвак-Горская Л. Б. ФТТ, 1986, т. 28, № 3, с. 701—707.
- [14] Цидильковский И. М., Арапов Ю. Г., Давыдов А. Б., Зверева М. Л. ФТП, 1987, т. 21, № 5, с. 792—797.
- [15] Аронзон Б. А., Копылов А. В., Мейлихов Е. З. ЖЭТФ, 1985, т. 89, № 1 (7), с. 126—133.

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

Поступило в Редакцию
10 июня 1988 г.