

НЕРАВНОВЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ ИК ПОДСВЕТКОЙ В СПЛАВАХ $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ ($x \sim 0.22$) С РАЗЛИЧНЫМ СОДЕРЖАНИЕМ ИНДИЯ

Акимов Б. А., Албул А. В., Никорич А. В., Широкова Н. А.,
Рябова Л. И.

Исследованы гальваномангнитные эффекты и неравновесные состояния, индуцированные быстрым охлаждением и ИК подсветкой с помощью теплового источника в сплавах $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te$ с содержанием индия C_{In} от ~ 0.01 до ~ 0.2 ат% в магнитных полях до 60 кЭ при температурах $4.2 < T < 300$ К.

Установлена зависимость положения уровня Ферми от C_{In} , соответствующая эффекту «мягкой стабилизации» химического потенциала при 4.2 К и переходу металл—диэлектрик при увеличении концентрации примеси. Показано, что кинетика спада концентрации неравновесных электронов $\Delta n = n(t) - n_0$ и проводимости $\Delta \sigma = \sigma(t) - \sigma_0$ описывается функциями вида $\Delta n \sim t^{-\alpha}$, $\Delta \sigma \sim t^{-\beta}$, причем коэффициенты α , β монотонно увеличиваются с ростом C_{In} от ~ 0.1 до ~ 0.25 . Обнаружен новый тип осцилляций — осцилляционная зависимость мгновенного времени релаксации $\tau_{mгн} = \Delta n / |\partial \Delta n / \partial t|$ концентрации неравновесных электронов от магнитного поля. Сложный вид таких осцилляций связывается с осциллирующим характером плотности состояний и сливовыми эффектами при туннелировании пар электронов сквозь барьер W , разделяющий зонные и примесные состояния в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$.

Среди многообразия электрофизических свойств сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ [1] можно выделить два основных: эффект стабилизации положения уровня Ферми ϵ_F [1] как на фоне разрешенного спектра, так и в запрещенной зоне [2] и существование барьера W между зонными и примесными состояниями, обуславливающего долговременные релаксационные процессы (ДРП) и задержанную фотопроводимость (ФП) [3–6] при низких температурах $T < 20$ К (см. также ссылки к перечисленным работам). Согласно представлениям, развитым в работах [7–10], наличие барьера W в конфигурационном пространстве обусловлено захватом и выбросом пар электронов с ян-теллеровских центров (ЯТЦ), роль которых могут выполнять точечные дефекты типа вакансий Те. Параметры ЯТЦ для эпитаксиальных слоев $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ с $x \sim 0.23$ предложены в работе [10]. Однако два обстоятельства осложняют использование такой точной модели, по крайней мере, для массивных образцов с достаточно высоким содержанием индия. Во-первых, в дефектном кристалле может существовать разброс параметров примесных центров [11], который, по-видимому, ответствен за то, что кинетика спада ФП описывается гиперболической функцией $\Delta \sigma / \sigma_0 \sim t^{-\beta}$, где параметр β зависит от степени возбуждения системы, изменяясь в пределах от 0.3 до 2 [4]. Во-вторых, в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ может иметь место корреляция в перестройке ЯТЦ посредством электрических и деформационных полей [12, 13]. Отметим также, что кинетика спада ФП резко различна в пленках $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ [6] и в массивных образцах тех же материалов [4].

Очевидно, что для разделения перечисленных эффектов и выявления характера ДРП в массивных кристаллах требуются исследования наиболее разбавленных примесных подсистем. Ранее [4, 5, 13] кинетика ДРП и задержанной ФП изучалась в сплавах с C_{In} от 0.2 до 2.6 ат%. В настоящей работе исследованы образцы с содержанием индия C_{In} от ~ 0.01 до ~ 0.2 ат%. Выбор состава сплава

Характеристики исследованных образцов

№ образца	C_{In} в шихте, ат%	C_{In} по анализу, ат%	Удаленность от начала слитка, мм	$T = 4.2 \text{ K}$			$N_{In}, \text{ см}^{-3}$	α	β
				$\rho, \text{ Ом} \cdot \text{ см}$	$n, \text{ см}^{-3}$	$n_{\text{max}}, \text{ см}^{-3}$			
1	0.4	—	3	99	—	—	—	—	—
2	0.4	0.2	5	1.3	$6.7 \cdot 10^{13}$	$6 \cdot 10^{17}$	$6.3 \cdot 10^{19}$	0.25	0.16
3	0.4	—	12	$5.8 \cdot 10^{-2}$	—	—	—	—	—
4	0.4	—	27	$5.4 \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^{17}$	—	—	—	—
5	0.1	0.1	5	$5.3 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{18}$	$2.7 \cdot 10^{19}$	0.19	0.10
6	0.1	—	17	$3.4 \cdot 10^{-4}$	$3.4 \cdot 10^{16}$	—	—	—	—
7	0.01	0.015	5	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$1.7 \cdot 10^{16}$	$1 \cdot 10^{18}$	$4.5 \cdot 10^{18}$	0.11	0.08
8	0.01	0.008	17	$8.3 \cdot 10^{-4}$	$2.5 \cdot 10^{16}$	—	$2.4 \cdot 10^{18}$	—	—

по содержанию SnTe ($x \sim 0.22$) обусловлен тем, что именно вблизи этой точки уровень стабилизации ϵ_F совпадает с краем зоны проводимости [2]. При этом можно ожидать наибольшей «чувствительности» гальваномагнитных характеристик к содержанию In в сплаве и не только проследить за изменением кинетики ФП, но и определить границы стабилизации положения ϵ_F .

1. *Исследованные образцы.* Сплавы $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te(In)$ с различным содержанием индия выращивались методом зонной сублимации. Легирование In осуществлялось в процессе синтеза материала-источника. Содержание In в образцах контролировалось методом искровой масс-спектрометрии с относительной точностью $\sim 30\%$. Данные о содержании In в каждом образце представлены в таблице. Содержание SnTe в сплаве определялось с помощью микронзондового анализатора с абсолютной точностью ± 0.3 ат%. В пределах этой ошибки все исследованные образцы имеют состав $x \approx 0.22$ и обладают проводимостью n -типа.

Слитки длиной до 30 мм и диаметром ~ 10 мм ориентировались по сколу, соответствующему кристаллографическому направлению типа $\langle 100 \rangle$. Затем с помощью электроэрозии из них вырезались шайбы толщиной ~ 0.9 мм на различных удалениях от носика слитка (см. таблицу), что позволило получить образцы с более плавной вариацией C_{In} , поскольку величина C_{In} уменьшается в процессе роста кристалла. Рабочие образцы в виде прямоугольников с ребрами, параллельными направлениям типа $\langle 100 \rangle$, имели размеры $5 \times 0.8 \times 0.8$ мм. Для изучения неравновесных состояний, индуцированных ИК подсветкой, когда было необходимо достижение равномерного по объему фотовозбуждения, использовались образцы размером $3 \times 0.5 \times 0.16$ мм. Резка таких образцов производилась вольфрамо-решиевой проволокой $\varnothing 0.08$ мм. Наруженный слой удалялся полирующим травителем $HBr + Br_2$. Методика нанесения контактов к образцам и проведения измерений подробно описана в работах [2, 4, 5].

Поскольку заметная ФП сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ появляется при температуре теплового источника $T^* \sim 15 \text{ K}$ [4], при исследовании неравновесных состояний, созданных «быстрым» охлаждением, особое внимание обращалось на то, чтобы образец, находящийся в экранирующей камере, охлаждался последним.

2. *Результаты измерений.* Температурные зависимости удельного сопротивления первых четырех образцов в темноте ($T^* = T$) и при подсветке в масштабе $\lg \rho (1/T)$ представлены на рис. 1. Для образцов 1—3 в области промежуточных температур $15 \leq T \leq 40 \text{ K}$ наблюдается активационный участок $\rho \sim \exp(\epsilon_A/2kT)$. Энергия активации ϵ_A (см. таблицу) падает с ростом расстояния от носика слитка до образца (или с уменьшением C_{In}). Для образца 4 и всех остальных образцов зависимости $\lg \rho (1/T)$ имеют металлический характер во всей рассматриваемой области температур.

Отдельного описания требуют низкотемпературные участки кривых. Дело заключается в том, что при охлаждении полупроводника с барьером $W \sim 20 \text{ мэВ}$ [5] между примесными состояниями и зонными, когда времена жизни неравновесных носителей заряда (ННЗ) увеличиваются ($\tau \sim \exp(W/kT)$), а равновесная концентрация уменьшается ($n \sim \exp(\epsilon_A/2kT)$, при конечной скорости охлаждения $\partial T/\partial t$ в зоне проводимости «замораживается» некоторая остаточная концентрация ННЗ. Естественно, что в такой ситуации вид функций

$n(T)$ и $\rho(T)$ будет зависеть от параметра $|\partial T/\partial t|$. Поскольку для исследования ДРП и ФП требуется знание точной равновесной концентрации электронов и проводимости, в настоящей работе сняты соответствующие зависимости при различных скоростях охлаждения образцов. В эксперименте камера с образцом охлаждалась от 20 до 4.2 К за время от 0.1 до 30 мин (см. цифры справа на рис. 1). Экспериментальные точки на рис. 1 соответствуют значениям ρ , снятым при отогреве образцов после процедуры охлаждения. Отогрев производился с скоростью $\partial T/\partial t \sim 1$ К/мин. Видно, что для самого высокоомного образца 1 разброс значений ρ при 4.2 К достигает порядка величины. Значения концентрации электронов n и их подвижности μ при 4.2 К для образца 1 составляют

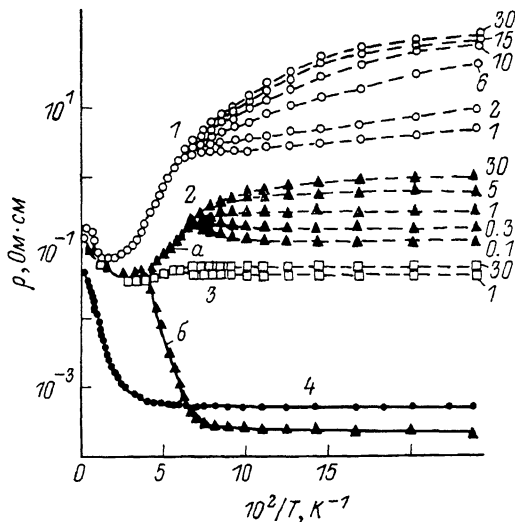


Рис. 1. Типичные зависимости $\lg \rho(1/T)$ для исследованных сплавов в условиях экранировки (кривая *a* для образца 2 и остальные кривые) и при подсветке (кривая *б*, $T^*=25$ К), снятые при различных скоростях охлаждения образца.

1—4 — номера образцов; цифры справа — время охлаждения образцов от 20 до 4.2 К (в мин).

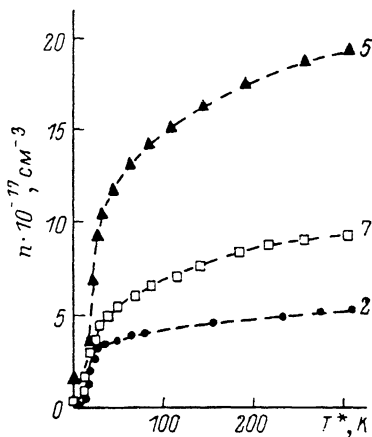


Рис. 2. Зависимости квазистационарной концентрации ННЗ в зоне проводимости от температуры T^* теплового источника.

2, 5, 7 — номера образцов. $T = 4.2$ К.

соответственно $6.7 \cdot 10^{13}$ см⁻³, 950 см²/В·с при минимальной скорости охлаждения и $1.4 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $3.8 \cdot 10^4$ см²/В·с при наиболее быстром охлаждении. С увеличением номера образца указанная разница уменьшается и для образцов 4—8, обладающих металлической проводимостью, зависимости $\rho(T)$ и $n(T)$ практически не меняются при вариации скорости охлаждения. В таблице для всех образцов приведены величины ρ и n при 4.2 К, наиболее близкие к равновесным.

Под действием подсветки от теплового источника, находящегося на расстоянии ~ 100 мм от образца в экранирующей камере, концентрация ННЗ в зоне проводимости резко возрастает. При фиксированной температуре T^* после длительного переходного процесса в образце устанавливается квазиравновесная концентрация электронов, зависимость которой от величины T^* ($T = 4.2$ К) показана на рис. 2. Величина n определялась в каждом образце в магнитном поле $H = 4$ кЭ. Значения максимальной концентрации ННЗ при высоких температурах T^* источника, когда перегрев образца не превышает ~ 0.5 К, представлены в таблице. Там же для сравнения указана концентрация индия N_{In} в образцах, пересчитанная из результатов анализа. Типичная температурная зависимость удельного сопротивления при фиксированной температуре T^* показана рис. 1 (кривая *б*) на примере образца 2. Отношение темнового ($T^* = T$) сопротивления к световому при 4.2 К падает по мере увеличения равновесной концентрации электронов в образце от $\sim 10^4$ для образца 1 до ~ 10 для образца 6. Зависимости $\lg \rho(1/T)$ в темноте и при подсветке резко различаются между собой в области температур $T < T_c \approx 25$ К (рис. 1), причем значения T_c практически не изменяются от образца к образцу, т. е. не зависят от C_{In} . Интересно

отметить, что те же зависимости, снятые при различных скоростях охлаждения, заметно расходятся при меньшей температуре ~ 15 К (рис. 1). Неравновесные состояния, индуцированные быстрым охлаждением и ИК подсветкой, различаются также и по виду магнитосопротивления образца. В первом случае относительные изменения магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0(H)$ спрямляются в масштабе $H^{1/2}$ в области полей $1 \leq H \leq 20$ кЭ и в масштабе H^2 в полях $H \geq 25$ кЭ, причем при наиболее быстром охлаждении величина $\Delta\rho/\rho_0$ достигает ~ 25 в поле $H=50$ кЭ. При ИК подсветке с ростом T^* эта же величина резко падает, и при концентрациях ННЗ $n \geq 5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ во всех сплавах наблюдаются осцилляции Шубникова—де-Гааза.

Экспериментальные данные показывают, что возможные отклонения температурной концентрации электронов n_0 и проводимости σ_0 (см. таблицу) от равновесных значений не вносят существенных ошибок в описание характеристик ДРП спада ФП, поскольку величины n_0 для высокоомных образцов малы по сравнению с концентрацией ННЗ, а для образцов с металлической проводимостью n_0 , σ_0 определяются с большой точностью.

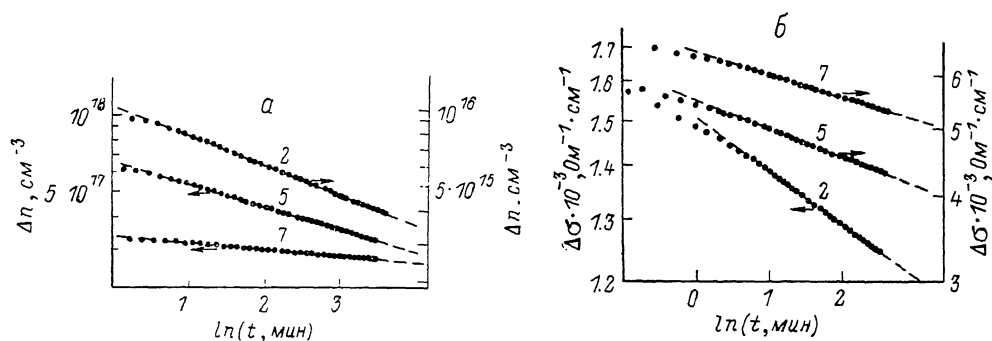


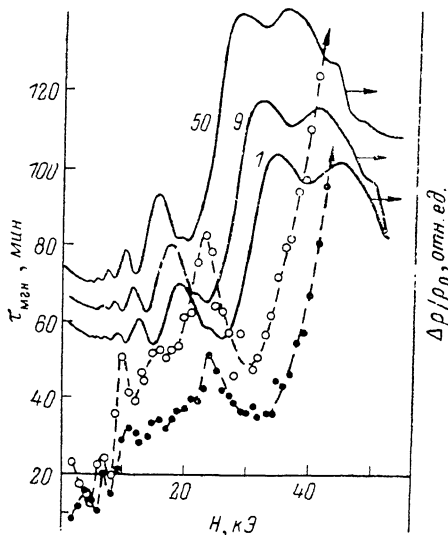
Рис. 3. Кинетика спада концентрации ННЗ $\Delta n = n(t) - n_0$ (а) и проводимости $\Delta \sigma = \sigma(t) - \sigma_0$ (б) при $T = 4.2$ К.

$T^* = 20$ К. 2, 5, 7 — номера образцов.

Кинетика спада ФП $n(t)$ и $\sigma(t)$ изучалась при вариации магнитного поля H , температуры и степени возбуждения системы T^* . Температура угольного сопротивления, служащего тепловым источником излучения, падает до 4.2 К при выключении протекающего через него тока за ~ 3 с, что служит определенным методическим ограничением. В связи с этим не представляется возможным описать наблюдающийся первоначально довольно быстрый скачок (спад) концентрации ННЗ при выключении ИК облучения в момент $t=0$. При $t \geq 0.5$ мин зависимости $\Delta n = n(t) - n_0$, измеренные в поле $H=4$ кЭ, и зависимости $\Delta \sigma = \sigma(t) - \sigma_0$ при $H=0$ при совершенно одинаковых условиях возбуждения представлены соответственно на рис. 3, а, б. Как видно из приведенных данных, эти зависимости при $t \geq 3$ мин с большой точностью описываются функциями вида $\Delta n \sim At^{-\alpha}$, $\Delta \sigma \sim Bt^{-\beta}$, где A, B — константы. Наблюдается четкая корреляция между показателем степени α, β и содержанием \ln в сплаве (см. таблицу). С ростом C_{\ln} коэффициенты α, β возрастают, оставаясь в рамках соотношения $\alpha > \beta$. Следует отметить также, что найденные параметры β для сплавов с $C_{\ln} < 0.2$ ат% значительно меньше, чем те же величины для сплавов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ ($0.23 \leq x \leq 0.28$) с $C_{\ln} \approx 0.5$ ат% [4]. При этом в образцах, исследованных в настоящей работе, как α , так и β очень слабо зависят от степени возбуждения (Δn или T^*), оставаясь постоянными с точностью $\sim 15\%$. С ростом температуры образца при $T < 20$ К темп релаксации резко ускоряется и параметр β увеличивается. Например, для образца 1 при $T=19$ К он составляет 0.50 ± 0.02 , что противоречит данным работы [6], где для пленок $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$ найдено значение $\beta=1$.

Важную информацию о каналах и темпе релаксаций задержанной ФП могут дать измерения в квантовом магнитном поле, так как при вариации H плотность состояний в зоне проводимости претерпевает осцилляционные из-

менения. Поскольку концентрация НЗ в процессе релаксации плавно изменяется, в фиксированном поле H можно ожидать немонотонного изменения темпа релаксаций в зависимости от времени. Найдено, однако, что зависимости $n(t)$ при всех значениях H описываются функцией вида $n(t) \sim Bt^{-\beta}$, где параметр β с ростом H уменьшается не более чем на 10%. Вместе с тем немонотонной функцией H являются значения Δn в любой выбранный момент времени $t \geq 2$ мин после выключения (при $t=0$) фиксированного облучения образца. Эксперимент ставился следующим образом. Вначале в соленоиде, в центре которого располагался образец, создавалось и фиксировалось магнитное поле H , параллельное кристаллографической оси типа $\langle 100 \rangle$. Затем температура T^* теплового источника увеличивалась до 300 К и через $\Delta t = 3$ мин, в течение которых величина n увеличивалась до насыщения, ток через источник выключался. Фиксировались значения $\Delta n(t, H)$ в течение ~ 30 мин после выключения облучения. В семействе кривых $\Delta n(t, H)$, полученных при увеличении H от 0 до 60 кЭ, выделялось некоторое значение концентрации n^* . Величина n^* могла быть рассчитана с достаточной точностью, поскольку коэффициент Холла в неравновесном состоянии не зависел от $H < 60$ кЭ. При выбранном значении по экспериментальным кривым $\Delta n(t, H)$ вычислялось мгновенное время релаксации



которых величина n увеличивалась до насыщения, ток через источник выключался. Фиксировались значения $\Delta n(t, H)$ в течение ~ 30 мин после выключения облучения. В семействе кривых $\Delta n(t, H)$, полученных при увеличении H от 0 до 60 кЭ, выделялось некоторое значение концентрации n^* . Величина n^* могла быть рассчитана с достаточной точностью, поскольку коэффициент Холла в неравновесном состоянии не зависел от $H < 60$ кЭ. При выбранном значении по экспериментальным кривым $\Delta n(t, H)$ вычислялось мгновенное время релаксации

Рис. 4. Вид осцилляций магнитосопротивления (сплошные кривые) и мгновенного времени релаксации концентрации НЗ (штриховые) для сплава 7.

$\tau_{\text{гн}} = \Delta n / |\partial \Delta n / \partial t|$ и строилась зависимость $\tau_{\text{гн}}(H)$. Типичные такие зависимости представлены на рис. 4 (штрихи) для образца 7 при $n^* = 2.6 \cdot 10^{17}$ (светлые кружки) и $2.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (темные кружки). Точность определения $\tau_{\text{гн}}$ составляет $\sim 15-20\%$. Описанная процедура измерений позволит единственным способом оценить темп релаксаций в зависимости от H при фиксированной концентрации НЗ в зоне проводимости. Как видно из приведенных данных, величина $\tau_{\text{гн}}$ является осциллирующей функцией магнитного поля на фоне общего сильного увеличения $\tau_{\text{гн}}$ с ростом H . Для сравнения на том же рисунке показаны осциллирующие части магнитосопротивления, записанного по истечении 1, 9 и 50 мин (см. цифры у кривых) после выключения подсветки ($T^* = 300 \text{ К}$, $\Delta t = 3$ мин), в конфигурации $H \parallel \langle 100 \rangle$ при $T = 4.2 \text{ К}$.

3. *Обсуждение результатов.* Прежде всего заметим, что без специального легирования индием выращенные сплавы $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te}$ обладают концентрацией носителей заряда $n, p < 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, во всех исследованных образцах, кроме 8, имеет место стабилизация химического потенциала относительно введения дополнительных примесей [1, 14]. Сопоставление величин N_{In} и n_{max} (см. таблицу) показывает, что количество примесных центров, определяющих примесную ФП и стабилизацию ϵ_F , вполне сопоставимо с количеством атомов In. По данным работы [2], уровень стабилизации ϵ_F с ростом содержания SnTe сдвигается со скоростью $\partial \epsilon_F / \partial x \approx 3 \text{ мэВ/ат\%}$ относительно края зоны проводимости. Так как величина x в исследованных монокристаллах определяется с точностью $\pm 0.3 \text{ ат\%}$, исходя из полученных данных, можно сделать вывод, что в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ в отличие от $\text{PbTe}(\text{In})$ происходит «мягкая» стабилизация положения уровня Ферми: равновесная концентрация электронов в зоне проводимости слабо уменьшается с ростом C_{In} . Количественное описание зависимости $\epsilon_F(C_{\text{In}})$ в настоящее время провести не удается из-за низкой точности определения величины C_{In} . Однако экспериментально обнаруженное качественное различие зависимостей $\lg \rho(1/T)$ в образцах с высоким ($\sim 0.2 \text{ ат\%}$)

и низким (~ 0.01 ат%) содержанием индия определенно указывает на то, что в сплавах $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te$ имеет место переход металл—диэлектрик с увеличением C_{1n} . В рамках модели ЯТЦ эффект «мягкой» стабилизации может быть описан только с учетом разброса параметров ЯТЦ, который должен приводить к сдвигу $\epsilon_F \sim 10$ мэВ.

Для теоретического описания кинетики спада ФП в пленках $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ авторы работы [6] обосновали применение уравнения бимолекулярной реакции $dn/dt \sim n^2$, приводящее к гиперболической релаксации $\Delta n \sim t^{-1}$. Однако это уравнение можно использовать только для ННЗ, описываемых невырожденной статистикой. Для больших концентраций ННЗ, функция распределения $f(\epsilon)$ которых описывается статистикой Ферми при низких температурах, с учетом возможности захвата на ЯТЦ, двух электронов с энергиями ϵ и ϵ' релаксационное уравнение для наиболее вероятного [6] канала рекомбинации можно записать в виде

$$-dn/dt = N_{In} \iint w(\epsilon, \epsilon') f(\epsilon) f(\epsilon') \rho(\epsilon) \rho(\epsilon') d\epsilon d\epsilon',$$

где $\rho(\epsilon)$ — плотность состояний в зоне проводимости, а $w(\epsilon, \epsilon')$ — вероятность захвата двух электронов из зоны проводимости на ЯТЦ. Осцилляции плотности состояний $\rho(\epsilon)$ в квантующем магнитном поле должны приводить к осцилляционной зависимости $\tau_{нрн}(H)$. Вместе с тем вид этих особенностей определяется еще одним обстоятельством. Дело заключается в том, что в квантующем магнитном поле, когда под уровнем Ферми находится последняя подзона Ландау 0^- , газ носителей заряда полностью поляризован. И, поскольку на ЯТЦ локализуются два электрона с противоположным спином, величина $w(\epsilon, \epsilon')$ уменьшается, что, по-видимому, и объясняет общее резкое увеличение $\tau_{нрн}$ в сильных полях H . В промежуточных полях величина $w(\epsilon, \epsilon')$ модулируется тем же эффектом спиновой поляризации, что и накладывает свой отпечаток на вид осцилляций $\tau_{нрн}(H)$.

При интерпретации экспериментальных данных следует разграничить несколько временных интервалов. Наиболее короткие времена релаксации (~ 10 мс) в модели ЯТЦ связываются с захватом ННЗ с метастабильных одноэлектронных состояний в локализованные на ЯТЦ [9, 10]. При больших значениях $\Delta n/n_0$ доля электронов, совершающих указанный переход, незначительна. При промежуточных временах ($t < 1$ мин) основную роль, по-видимому, играет резкая зависимость $w(\epsilon, \epsilon')$ от степени выведения системы из состояния равновесия ($n - n_0$), когда квазиуровень Ферми сравним с величиной барьера W между пустыми и двухэлектронными состояниями ЯТЦ [5]. При больших временах ($t > 2$ мин) релаксации при всех условиях являются гиперболическими. Коэффициенты β , α практически не зависят от H или от плотности состояний на уровне Ферми и в большой степени определяются величиной C_{1n} . Аналогичный закон релаксации прослеживается в аморфных полупроводниках [15]. При этом коэффициент α является так называемым дисперсионным параметром. Полученные данные явно указывают на то, что наиболее долговременные релаксации в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ определяются переходами между примесными центрами с дисперсией параметров и корреляцией этих центров, а осцилляции $\tau_{нрн}(H)$, наблюдаемые при больших t , являются отдаленным последствием осцилляций $\rho(\epsilon)$, $w(\epsilon, \epsilon')$ и темпа релаксации при $t < 2$ мин.

Авторы благодарят Б. А. Волкова и О. А. Панкратова за плодотворные дискуссии и Э. Н. Андриканис за проведение масс-спектрального анализа.

Л и т е р а т у р а

- [1] Кайданов В. И., Равич Ю. И. Глубокие и резонансные состояния в полупроводниках типа $A^{IV}B^{VI}$. — УФН, 1985, т. 145, в. 1, с. 51—86.
- [2] Акимов Б. А., Рябова Л. И., Яценко О. Б., Чудинов С. М. Перестройка энергетического спектра в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с примесью In при изменении их состава и под давлением. — ФТП, 1979, т. 13, в. 4, с. 752—759.
- [3] Вул Б. М., Воронова И. Д., Калужная Г. А., Мамедов Т. С., Рагимова Т. Ш. Особенности явлений переноса в $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te$ с большим содержанием индия. — Письма ЖЭТФ, 1979, т. 29, в. 1, с. 21—25.

- [4] Akimov B. A., Brandt N. B., Klimonskiy S. O., Ryabova L. I., Khokhlov D. R. — *Phys. Lett. A*, 1982, v. 88, N 9, p. 483—486.
- [5] Акимов Б. А., Брандт Н. Б., Рябова Л. И., Соковишин В. В. Долговременные релаксационные процессы, индуцированные квантующим магнитным полем в металлической фазе сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$. — *ЖЭТФ*, 1984, т. 87, в. 4, с. 1349—1360.
- [6] Martinez A., Santiago F., Davis J. L., Houston B. — *J. Appl. Phys.*, 1985, v. 58, N 12, p. 4618—4620.
- [7] Волков Б. А., Панкратов Б. А. Ян-теллеровская неустойчивость кристаллического окружения точечных дефектов в полупроводниках A^IVB^6 . — *ДАН СССР*, 1980, т. 255, в. 1, с. 93—97.
- [8] Волков Б. А., Панкратов О. А. Электронная структура точечных дефектов в полупроводниках A^IVB^6 . — *ЖЭТФ*, 1985, т. 88, в. 1, с. 280—293.
- [9] Засавицкий И. И., Мацонашвили Б. Н., Панкратов О. А., Трофимов В. Т. Двухэлектронный захват и параметры ян-теллеровского центра в $Pb_{1-x}Sn_xTe : In$. — *Письма ЖЭТФ*, 1985, т. 42, в. 1, с. 1—6.
- [10] Засавицкий И. И., Матвеевко А. В., Мацонашвили Б. Н., Трофимов В. Т. Спектр фотопроводимости эпитаксиальных слоев $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$. — *ФТП*, 1986, т. 20, в. 2, с. 214—220.
- [11] Панкратов О. А., Фойгель М. Г. Фотопроводимость твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe : In$. — *ФТП*, 1984, т. 18, в. 7, с. 1203—1209.
- [12] Драбкин И. А., Мойжес Б. Я. О фотопроводимости $Pb_{1-x}Sn_xTe$, легированного In . — *ФТП*, 1983, т. 17, в. 6, с. 969—972.
- [13] Акимов Б. А., Албул А. В., Никорич А. В., Рябова Л. И., Хохлов Д. Р. Фотозлектрические явления в сплавах $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te$ с различным содержанием индия. — *ФТП*, 1984, т. 18, в. 10, с. 1778—1783.
- [14] Бушмарина Г. С., Грузинов Б. Ф., Драбкин И. А., Лев Е. Я., Юнеев В. М. Особенности легирующего действия In в $SnTe$. — *ФТП*, 1984, т. 18, в. 12, с. 2203—2208.
- [15] Klafter J., Blumen A., Zumofen G. — *Phil. Mag. B*, 1986, v. 53, N 1, p. L29—L34.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова

Получена 13.03.1987
Принята к печати 16.06.1987