

УДК 621.315.592

ИССЛЕДОВАНИЕ КВАЗИЛОКАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ТАЛЛИЯ И ИНДИЯ В ТЕЛЛУРИДЕ СВИНЦА МЕТОДОМ ТУННЕЛЬНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В. И. Кайданов, С. А. Рыков, М. А. Рыкова

Исследованы ВАХ туннельных МДП контактов на основе РЬТе с примесями In, Tl, сверхстехиометрическим теллуром и радиационными дефектами. Выявлены и проанализированы особенности ВАХ, обусловленные резонансными примесными состояниями In и Tl в зоне проводимости и валентной.

Обнаружение квазилокальных (резонансных) примесных состояний в полупроводниках $A^{IV}B^{VI}$, выяснение характера и механизма их влияния на свойства материалов следует отнести к наиболее важным результатам исследований этой группы соединений, выполненных в последние годы. Обширные и взаимодополняющие сведения о свойствах примесных центров и дефектов получены путем изучения явлений переноса, магнитных свойств, методами оптической, фотоэлектрической, теплоемкостной спектроскопии и, наконец, путем исследования сверхпроводимости, обусловленной квазилокальными уровнями [1]. Тем не менее даже для наиболее изученных примесей (In, Tl, собственные дефекты) ряд экспериментальных результатов имеет неоднозначное, а порой и противоречивое истолкование. Дополнительные эксперименты и новая информация настоятельно необходимы как для уточнения характеристик уровней (энергии ϵ , степени уширения Γ и т. п.), так и для решения актуальных теоретических проблем, к числу которых следует отнести генетическую связь примесных уровней с энергетическими зонами, механизм долговременной релаксации в системе примесь—зона, взаимодействие между электронами на одном примесном центре, механизм сверхпроводимости и т. п.

Для решения указанных задач представляется весьма перспективным использование наряду с перечисленными выше методами метода туннельной спектроскопии (ТС). Как известно, исследование вольт-амперных характеристик (ВАХ) туннельных МДП структур позволяет изучать особенности плотности электронных состояний в полупроводнике. До сих пор эту априорную возможность метода ТС практически не удавалось использовать для исследования примесных состояний. В настоящей работе делается попытка ее реализации применительно к изучению квазилокальных (резонансных) состояний, создаваемых в РЬТе примесями Tl и In. Поскольку ТС квазилокальных состояний находится в начальной стадии (кроме двух наших кратких сообщений [2, 3], нам известны лишь две работы [4, 5]), мы сочли полезным подробно изложить использованные нами методы экспериментального исследования и анализа туннельных ВАХ МДП структур.

1. Методика эксперимента

Объектами изучения служили объемные монокристаллы РЬТе, легированные примесями таллия или сверхстехиометрического теллура (ак-

центры), индия (доноры), а также подвергнутые ионной бомбардировке. Кристаллы выращивались методом Бриджмена—Стокбаргера. Холловская концентрация носителей находилась в диапазоне 10^{18} — 10^{19} см⁻³. Содержание примеси Tl не превышало 0.2 ат.%, а примеси In составляло 1 и 2 ат.% Туннельные МДП контакты Pb—Al₂O₃—PbTe изготавливались с использованием следующей технологии [6]. На ориентированные по кристаллографическим плоскостям (100) или (111) поверхности монокристаллов термическим испарением в вакууме наносилась пленка Al толщиной 30—50 Å, которая затем окислялась путем напуска атмосферы в вакуумную камеру. На сформированный слой окисла напылялась пленка Pb. Ряд экспериментов выполнен на туннельных МДП контактах, в которых в качестве диэлектрика использовался тонкий слой ZnS, осажденный на поверхность PbTe методом химической сборки [7]. В обоих случаях структуры, на которых проводились исследования, имели довольно низкие сопротивления — единицы-сотни Ом при площади контакта ~0.1 мм². Геометрия пленки свинца обеспечивала возможность четырехзондового метода измерения ВАХ с разделением токовых и потенциальных электродов.

ВАХ туннельных структур исследовались посредством измерения их дифференциальной проводимости $\sigma(V) = dI/dV(V)$ и ее производной $\sigma'(V) = d^2I/dV^2(V)$. Дифференцирование ВАХ осуществлялось с помощью стандартной модуляционной методики с частотой модуляции 90—2000 Гц. Напряжение смещения линейно изменялось во времени со скоростью $dV/dt = \pm 10^{-2} \div 10^{-4}$ В/с.

2. Общие особенности ВАХ.

Исследование квантовых осцилляций

Представленные в этом разделе исследования преследовали следующие цели.

1) Выявить, проанализировать и по возможности идентифицировать общие особенности ВАХ, не связанные со спецификой легирующей примеси. Именно поэтому, кроме PbTe<Tl> и PbTe<In>, объектами изучения служили и кристаллы, легированные примесями, не создающими особенностей электронного спектра в актуальном диапазоне энергий.

2) Установить соотношение между напряжением смещения на туннельном переходе и энергией электронов ϵ в PbTe, иначе говоря, расставить на шкале смещений реперные точки, в частности края разрешенных зон.

3) Выяснить характер зависимости коэффициента прозрачности туннельного барьера D от напряжения смещения V .

Все эти вопросы представляют самостоятельный интерес, хотя в контексте данной работы они несут вспомогательный характер.

На рис. 1, 2 представлены типичные зависимости $\sigma(V)$ и $\sigma'(V)$ для структур на кристаллах p - и n -PbTe. Положительный знак V соответствует туннелированию электронов из металла в полупроводник, отрицательный — обратным переходам. Провал σ при $V=0$ связан с энергетической щелью сверхпроводящего свинца. Эта особенность исчезает при $T \geq 7.2$ К или в магнитном поле ~ 0.1 Тл. Ее наличие служило критерием качества туннельных структур. Широкий минимум проводимости ~ 200 мэВ соответствует энергиям запрещенной зоны. Заметим сразу, что отсутствие резких изломов на границах этой области делает невозможным точное определение ширины запрещенной зоны ϵ_g и положения ее краев. На кривых $\sigma'(V)$ (вставка к рис. 1, а) хорошо видны особенности (а, b, c, d), соответствующие неупругому туннелированию с испусканием и поглощением оптических фононов PbTe и Pb: а, с — продольных и поперечных фононов PbTe ($\hbar\omega_{LO} \simeq 13.6$, $\hbar\omega_{TO} \simeq 4.1$ мэВ); b, d — продольных и поперечных фононов Pb ($\hbar\omega_{LO} = 9$, $\hbar\omega_{TO} = 3.7$ мэВ). Указанные особенности присутствуют на всех ВАХ независимо от сорта примеси и уровня легирования полупроводника, состава диэлектрика (Al₂O₃ или ZnS) и свидетельствуют

о достаточно высоком качестве туннельных структур. В зависимости $\sigma(V)$ для структур на основе p -РЬТе присутствует еще одна особенность — ступенька (иногда две ступеньки) вблизи правого края широкого минимума, т. е. вблизи края зоны проводимости (отмечена индексом e). О ее природе мы скажем ниже.

Для дальнейшего анализа и расшифровки ВАХ большое значение имело исследование их квантовых осцилляций. Суть метода, впервые успешно осуществленного в работах [6, 8], состоит в следующем. Зафиксировав напряженное смещение и меняя магнитное поле, мы заставляем уровни Ландау в полупроводнике пересекать зондирующую

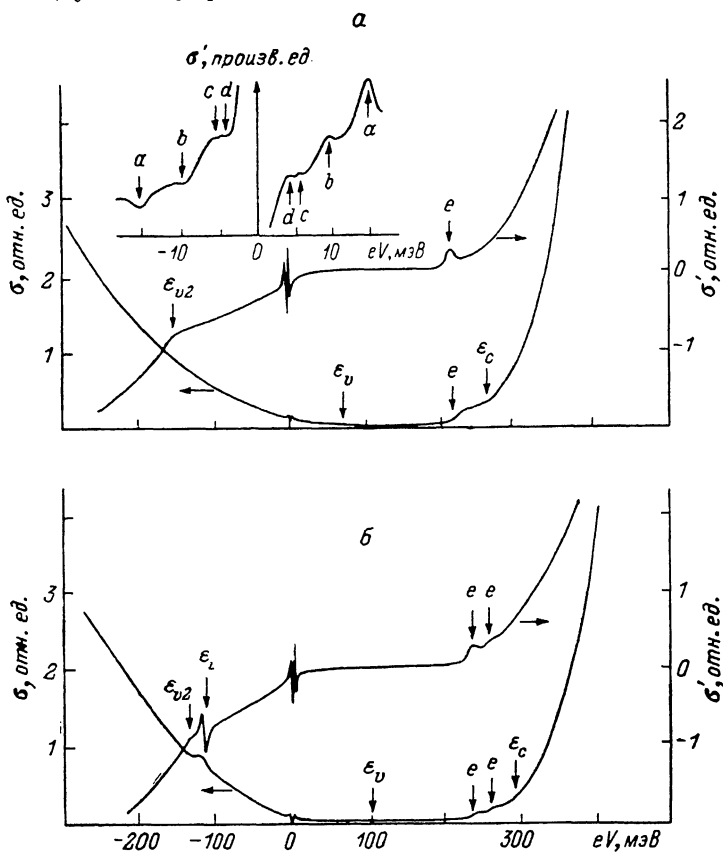


Рис. 1. ВАХ (4.2 К) туннельных МДП структур на основе p -РЬТе с избытком теллура (а) и примесью Тl 0.2 ат.%. (б).

щими электронами уровень энергии $\epsilon = \epsilon_F + eV$. При этом плотность состояний $\rho(\epsilon)$ и соответственно $\sigma(V)$ и $\sigma'(V)$ испытывают осцилляции, из периода которых по обратному магнитному полю вычисляется экстремальное сечение изоэнергетической поверхности. Повторяя измерения при разных напряжениях смещения (разных энергиях туннелирующих носителей), устанавливаем зависимость энергии от волнового вектора $\epsilon(k)$. Получив зависимость положения уровней Ландау от напряженности магнитного поля и экстраполируя их к $H=0$, находим положение края зоны в шкале напряжений смещения. В отличие от методов, основанных на осцилляциях Шубникова—де Гааза и де Гааза—ван Альфена, ТС в квантовых магнитных полях позволяет исследовать закон дисперсии в широком интервале энергий на одном образце. В ряде случаев удается изучить спектр как трехмерных (объемных) зон, так и двумерных (поверхностных), созданных изгибом зон полупроводника у его поверхности. Объемные и поверхностные состояния разделяются путем сопоставления осцилляционных картин, полученных при двух ориентациях магнитного поля: парал-

дельно и перпендикулярно границам раздела в туннельной структуре. При этом в первом случае в эксперименте проявляются уровни Ландау только объемных состояний, удаленных от поверхности и приповерхностного рассеивающего потенциала на расстояние, большее магнитной длины $\lambda_m = (c\hbar/eH)^{1/2}$ (~ 0.1 мкм при $H = 10^3$ Гс). Во втором случае осцилляционная картина определяется квантованием как объемных, так и поверхностных состояний.

Исследования РbТе этим методом описаны в наших прежних публикациях [9, 10]. Поэтому здесь мы кратко изложим и проанализируем те результаты, которые существенны для решения задач данной работы.

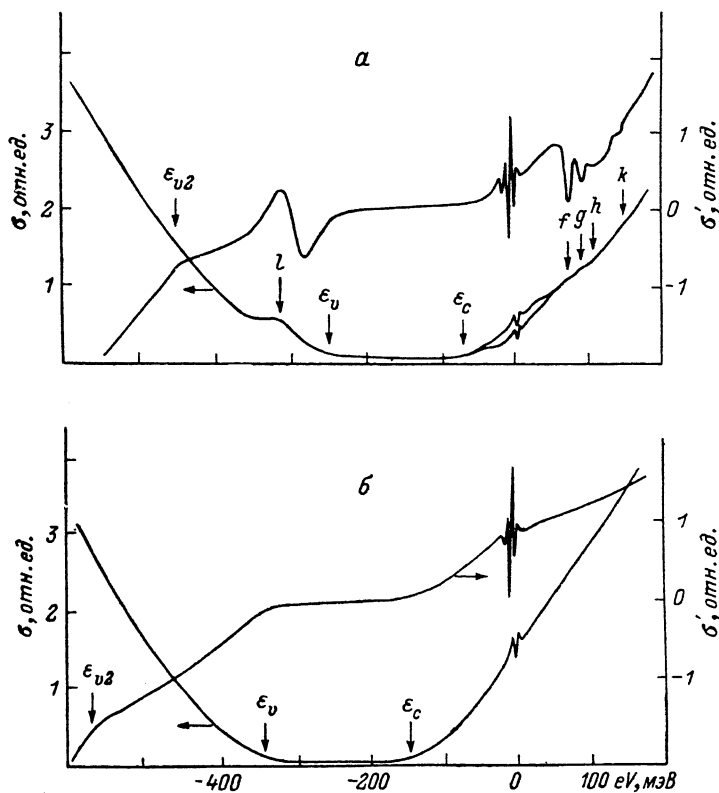


Рис. 2. ВАХ (4.2 К) туннельных МДП структур на основе n -РbТе с примесью 1 ат. % In (а) и подвергнутого ионной бомбардировке (б).

1. Определены напряжения смещения V_c и V_v , соответствующие краям зоны проводимости ϵ_c и валентной ϵ_v (рис 1, 2). Разница этих напряжений, соответствующая ширине запрещенной зоны ϵ_g , составляет 0.19 эВ, согласуясь с литературными данными.

2. Разделены осцилляции, связанные с квантованием объемных и поверхностных состояний. Показано, что последние, обусловленные изгибом зоны проводимости, отвечают за особенности ВАХ, отмеченные индексом e на рис. 1 (проявление одного или двух поверхностных уровней).

3. Энергетический спектр объемных состояний исследован в диапазонах $\epsilon - \epsilon_c \approx 0.15$ и $\epsilon_v - \epsilon \approx 0.06$ эВ. Закон дисперсии в обеих зонах (в c -зоне до 0.1 эВ) описывается двухзонной моделью и по своим количественным характеристикам совпадает с определенными другими методами [11].

Из пп. 1, 3 следует, что шкалы напряжений смещения и энергий туннелирующих электронов, отсчитанных от уровня Ферми полупроводника, совпадают: $eV = \epsilon - \epsilon_F$. Таким образом, все напряжение смещения приложено к туннельному барьеру. Факт проявления в эксперименте осцилляций σ при ориентации магнитного поля в плоскости туннельного контакта (т. е. перпендикулярно току) свидетельствует о том, что с помощью

ТС зондируется слой полупроводника толщиной $\lambda > 0.1$ мкм. Благодаря высокой концентрации носителей в исследованных образцах РbТе толщина приповерхностного слоя объемного заряда много меньше 0.1 мкм, поэтому значительная часть туннельных переходов в контакте связана с невозмущенными изгибом зон состояниями. Эксперимент (см. п. 3) подтверждает этот вывод.

Обсудим теперь зависимость коэффициента прозрачности барьера от напряжения смещения $D(V)$, сопоставляя для этого экспериментальную кривую $\sigma(V)$ с известной функцией плотности зонных состояний $\rho(\epsilon)$. Для узкозонных полупроводников (РbТе) в актуальном для них интервале энергий плотность электронных состояний в металлическом электроде (свинце) вполне можно считать постоянной величиной, т. е. $\sigma(V) \sim D(V) \rho(\epsilon_F + eV)$. Это значительно упрощает анализ ВАХ, однако остается принципиальная неопределенность в величине D и в его зависимости от напряжения смещения V .

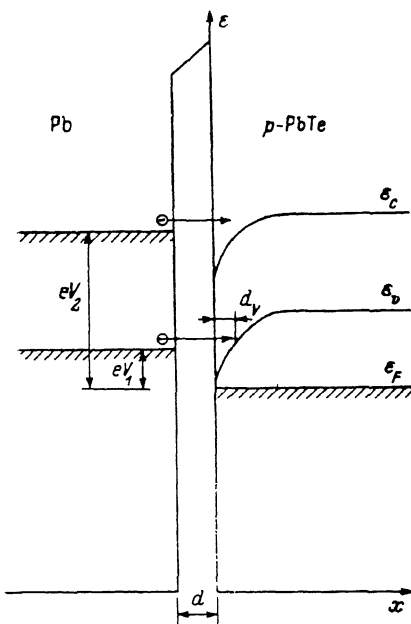


Рис. 3. Энергетическая диаграмма МДП контакта на основе p -РbТе.

На практике неизвестны ни величина, ни форма реального потенциального барьера, а многочисленные попытки обработки экспериментальных кривых с помощью моделирования параметров барьера нельзя признать успешными. Таким образом, метод ТС позволяет обнаруживать лишь достаточно резкие особенности плотности электронных состояний в полупроводнике и определять их энергетическое положение. Однако возможна ситуация, когда $D(V)$ является плавной функцией V . При этом появляются дополнительные возможности с достаточной точностью изучать форму локализованных по энергии особенностей $\rho(\epsilon)$ и измерять относительное изменение электронной плотности в узком интервале смещений, когда можно пренебрегать зависимостью $D(V)$.

Обратимся к экспериментальным кривым рис. 1, 2. В области смещений, соответствующих энергиям в запрещенной зоне, $\sigma \neq 0$ из-за наличия токов утечки, поэтому мы будем анализировать лишь приращения $\Delta\sigma$ в областях $V < V_r$ и $V > V_c$. Известно, что плотность состояний в зонах РbТе вблизи их краев почти зеркальна относительно середины запрещенной зоны. Как видно из рис. 2, для контактов на основе n -РbТе приращения $\Delta\sigma$ (без учета деталей) в довольно широких интервалах смещений тоже почти зеркальны относительно $(V_c + V_r)/2$. Это означает, что коэффициент прозрачности слоя диэлектрика практически постоянен во всем диапазоне исследованных смещений. Казалось бы, подобный характер зависимости $\Delta\sigma(V)$ должен наблюдаться и для структур на основе p -РbТе, поскольку параметры слоя диэлектрика в обоих случаях одинаковы — туннельные контакты на кристаллах n - и p -типа изготавливались одним и тем же способом и зачастую в одном технологическом цикле. Однако для структур на основе p -РbТе характерна ярко выраженная асимметрия $\Delta\sigma(V)$ (рис. 1). Объяснить это отличие можно присутствием заметного приграничного изгиба зон вниз в кристаллах p -типа. Этот изгиб, приводящий к образованию размерно-квантованных уровней, о которых говорилось выше, отсутствует или очень мал в кристаллах n -РbТе, легированных индием или радиационными дефектами. Здесь пиннинг энергии Ферми квазилокальными уровнями препятствует развитию изгиба.

Приповерхностный изгиб краев зон влияет на ВАХ двояким образом.

Во-первых, плотность состояний в приповерхностном слое ниже, чем в объеме для валентной зоны, и выше для зоны проводимости (рис. 3). Во-вторых, для электронов, туннелирующих из металла в пустые состояния валентной зоны, появляется дополнительный потенциальный барьер. Ширина d_V которого увеличивается по мере приближения к потолку зоны. Это приводит к экспоненциальному уменьшению $D(V)$ и $\sigma(V)$. Для переходов же в зону проводимости дополнительный барьер отсутствует, т. е. величина $D(V)$ определяется параметрами только внешнего диэлектрического слоя. Второй механизм играет, по-видимому, основную роль в возникновении асимметрии ВАХ, так как ТС в квантующем магнитном поле свидетельствует об относительно небольшом вкладе в туннельный ток состояний, возмущенных изгибом зон.

Таким образом, из сопоставления $\sigma(V)$ и $\rho(\epsilon)$ можно сделать следующие выводы: а) в исследованных нами МДП структурах имеет место слабая зависимость туннельной прозрачности D слоя Al_2O_3 или ZnS от напряжения смещения V ; б) допустим анализ формы особенностей плотности электронных состояний из туннельных ВАХ (в любом интервале смещений $\Delta V \sim 50$ мВ, кроме тех смещений, при которых существенную роль играет упомянутый выше дополнительный потенциальный барьер); в) при тех же условиях возможен анализ относительного изменения $\rho(\epsilon)$ из данных туннельного эксперимента (по крайней мере для состояний, достаточно удаленных от краев зон).

3. Туннельная спектроскопия $\text{PbTe}\langle\text{Ti}\rangle$

Квазилокальный уровень, создаваемый в валентной зоне PbTe примесью Ti , обнаружен и исследован благодаря своим характерным проявлениям, таким как пиннинг энергии Ферми ϵ_F , резонансное рассеяние носителей заряда и его влияние на транспортные явления, резкое возрастание электронной теплоемкости [1]. Все эти эффекты наблюдаются, когда уровень Ферми при низких температурах оказывается в пределах пика плотности примесных состояний, и позволяют сделать оценку ϵ_i и Γ . Значение ϵ_i определялось из холловской концентрации по известной функции плотности зонных состояний в предположении, что последняя, так же как и Холл-фактор, принимавшийся равным единице, не зависит от содержания примеси, достигавшего атомных процентов. Отсутствие прямых доказательств справедливости этих предположений заставляет считать весьма приближенными количественные характеристики уровня: положение $\epsilon_r - \epsilon_i \simeq 0.2$ эВ (вблизи края зоны тяжелых дырок) и его уширение $\Gamma \sim 10^{-2}$ эВ.

Предметом обсуждения в этом разделе служит ВАХ туннельной структуры $\text{Pb}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{PbTe}\langle 0.2 \text{ ат. \% Ti} \rangle$ (рис. 1, б). Исследования в квантующих магнитных полях позволили определить положение уровня Ферми $\epsilon_r - \epsilon_F \simeq 0.105$ эВ, что соответствует концентрации дырок $\sim 1.6 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$. Заметим, что этот метод более надежен, чем расчет ϵ_F из холловской концентрации по известной функции плотности состояний. Измеряемый коэффициент Холла — характеристика, усредненная по большому объему кристалла; кроме того, не всегда точно известен Холл-фактор. На рис. 4 в укрупненном масштабе представлен фрагмент ВАХ этой структуры. Здесь хорошо видны две близко расположенные особенности, которые не обсуждались в предыдущем разделе. Первая присуща ВАХ всех структур независимо от сорта примеси и уровня легирования PbTe . Это излом на кривой $\sigma'(V)$, который свидетельствует о резком изменении скорости возрастания $\rho(\epsilon)$. Его положение на ВАХ существенно различается для разных структур, однако практически неизменно расстояние $e(V_r - V_{\text{изл}}) \simeq 0.2$ эВ. Этот излом трудно интерпретировать иначе, чем как проявление края зоны тяжелых дырок ϵ_{r2} (рис. 1, а, б; 2, а, б).

Вторая особенность — пик $\sigma(V)$ присутствует только при легировании таллием и становится все менее заметным по мере уменьшения его содержания. Это обстоятельство вместе с близостью eV_i и ϵ_{r2} дает веские осно-

вания считать эту особенность проявлением пика квазилокальных состояний.

Рассматриваемые особенности находятся в том интервале смещений ($V < -0.1$ В), в котором можно пренебречь изменением коэффициента прозрачности туннельного барьера и влиянием изгиба зон на относительное изменение σ . Дифференциальную проводимость туннельного контакта в этой области можно представить в виде суммы

$$\sigma = \sigma_y + \sigma_l + \sigma_r + \sigma_{np},$$

где σ_y связана с токами утечки (сюда же мы включили переходы из возмущенного изгибом зон слоя полупроводника); σ_l , σ_r , σ_{np} обусловлены туннелированием электронов в металл соответственно из состояний зон легких и тяжелых дырок и примесной полосы. В интервале смещений ~ 40 мВ

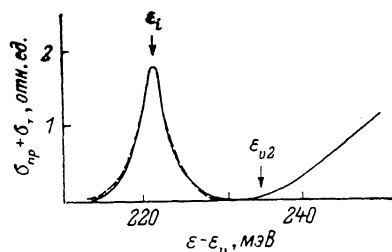
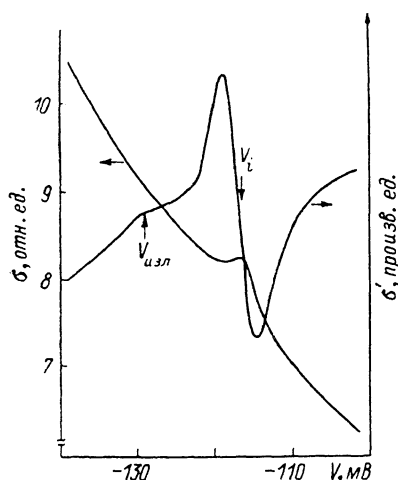


Рис. 5. Выделенная часть туннельной проводимости ($\sigma_{np} + \sigma_r$) — проявление в туннельном токе примесных состояний Т1 и зоны тяжелых дырок.

← Рис. 4. Фрагмент ВАХ туннельного МДП контакта на основе $\text{PbTe}(\text{Tl})$.

50 мВ справа от пика, т. е. там, где последние два слагаемых отсутствуют, приращение $\Delta\sigma(V)$ хорошо согласуется (с точностью до постоянного множителя) с изменением плотности состояний в зоне легких дырок $\rho(\epsilon)$. Это дает основание считать $\sigma_y = \text{const}$. Экстраполяция этих закономерностей в интересующую нас область смещений позволяет выделить сумму $\sigma_{np} + \sigma_r$ (рис. 5). Видно, что край зоны тяжелых дырок ϵ_{v2} отстоит от основного экстремума на ~ 0.235 эВ, а центр примесного пика ϵ_l на ~ 0.222 эВ. Что касается формы пика, то она хорошо описывается (штриховая линия) лоренцианом

$$\rho_{\pm}(\epsilon) = A\Gamma^2 / [(\epsilon - \epsilon_l)^2 + \Gamma^2]$$

при полуширине $\Gamma \approx 2 \cdot 10^{-3}$ эВ. Попытка описать пик гауссовой зависимостью дала значительно худшие результаты. Это означает, что основная причина уширения примесного уровня — нестационарность примесных состояний ($\tau \sim \hbar/\Gamma \sim 10^{-13}$ с), т. е. их гибридизация с зонными. Подобный вывод был сделан ранее при изучении транспортных явлений (резонансного рассеяния) [1].

Таким образом, туннельный эксперимент дал новые независимые подтверждения существования квазилокального уровня и уточнил его характеристики. В отличие от прежних исследований, проведенных другими методами, здесь объектом изучения служил кристалл со значительно меньшим содержанием примеси, причем уровень Ферми располагался выше примесного, т. е. последний был целиком заполнен электронами.

4. ВАХ туннельных контактов на основе $\text{PbTe}(\text{In})$

Легирование теллурида свинца примесью индия приводит к чрезвычайно жесткому пиннингу уровня Ферми [1]. Холловская концентрация электронов практически постоянна при содержании In от долей ат. %

до 2.5 ат. % и составляет $n \approx 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (4.2 К). Значение n не изменяется при введении наряду с In других доноров и акцепторов, если их содержание ниже концентрации индия. Эти факты вместе с исключительной пространственной однородностью концентрации носителей привели к представлению о чрезвычайно узкой примесной полосе, расположенной выше дна зоны проводимости и содержащей два состояния на каждый атом индия. В отсутствие других доноров и акцепторов эта полоса почти наполовину заполнена электронами индия, не участвующими в связях с теллуrom, за вычетом тех ($\sim 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), которые занимают нижележащие зонные состояния. В рамках таких исходных представлений, согласно которым уровень Ферми расположен в примесной полосе, на туннельный ВАХ следовало ожидать острого пика σ при $V=0$.

Нами исследованы ВАХ многих туннельных контактов на основе $\text{PbTe}\langle\text{In}\rangle$ (N_{In} от 0.5 до 2 ат. %). Все они имеют общие и присущие только $\text{PbTe}\langle\text{In}\rangle$ особенности (рис. 2, а); наблюдаются, в частности, пики σ , которые можно интерпретировать как проявление квазилокальных состояний в зоне проводимости (f, g, h, k) и валентной зоне (l). Однако все они расположены достаточно далеко от $V=0$. В то же время легирование индием приводит к характерной особенности — гистерезису $\sigma(V)$ в диапазоне $-50 \div +50$ мВ при изменении направления развертки V (рис. 2, а; верхняя линия — $dV/dt > 0$, нижняя — $dV/dt < 0$).

Гистерезис $\sigma(V)$ свидетельствует о наличии в системе метастабильных электронных состояний, обязанных своим происхождением примеси индия. Вместе с отсутствием пика σ при $V=0$ гистерезис может быть истолкован (это сделано в нашей работе [2]) с привлечением представления о локальной перестройке в системе «примесный центр + решетка» при изменении зарядового состояния центра. Ранее эта схема была использована для объяснения долговременной (многочасовой) релаксации (при $T < 20$ К) неравновесной концентрации носителей в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}\langle\text{In}\rangle$ и $\text{PbTe}\langle\text{In}\rangle$ [1]. Энергия занятого электроном примесного уровня снижается благодаря локальной деформации в решетке (примесный «полярон», эффект Яна—Теллера, сдвиг примесного атома). Энергия равновесно деформированного состояния пиннингуется уровнем Ферми. Локализованное состояние отделено от делокализованного энергетическим барьером, что, с одной стороны, приводит к долговременной релаксации при низких температурах, а с другой — делает чрезвычайно маловероятным прямое туннелирование электронов из таких состояний в металл. Что касается собственно резонансного уровня ϵ_0 в недеформированной системе, в которой туннелирование возможно, то он находится выше энергии Ферми на глубину деформационной ямы. На роль такого уровня ϵ_0 в принципе могут претендовать особенности при $V=80 \div 100$ и $V=125$ мВ, отмеченные выше.

Широкий пик σ с центром при $V \approx -320$ мВ (рис. 2, а) не находит пока однозначного истолкования. Если он обусловлен всплеском плотности состояний в полупроводнике, то этот всплеск находится ниже потолка валентной зоны.

Для исследования метастабильных электронных состояний в $\text{PbTe}\langle\text{In}\rangle$, проверки модели локальной перестройки и определения ее характеристик мы провели серию туннельных экспериментов, существенно модифицировав методику. Результаты этих исследований будут изложены в следующей нашей работе.

Список литературы

- [1] Кайданов В. И., Равич Ю. И. // УФН. 1985. Т. 145. № 1. С. 51—86.
- [2] Винчаков В. Н., Кайданов В. Н., Лыков С. Н., Рыков С. А. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. № 8. С. 384—386.
- [3] Винчаков В. Н., Кайданов В. Н., Рыков С. А. // ФТП. 1981. Т. 15. № 11. С. 2235—2236.
- [4] Murakami H., Migita T., Mizomata Y., Inoue Y., Aoki R. // Jap. J. Appl. Phys. Series 1. Superconducting Materials. 1988. P. 135—139.
- [5] Tsui D. C., Kaminsky G., Schmidt P. H. // Proc. 3 Int. Conf. «Phys. Narrow Gap Semicond», Warsaw, 1977. Amsterdam—Warsaw, 1978. P. 405—410.

- [6] Зверев Л. П., Кружаев В. В., Миньков Г. М., Рут О. Э. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 3. С. 1163—1173.
- [7] Алесковский В. Б. Стехиометрия и синтез твердых соединений. Л., 1976. 140 с.
- [8] Миньков Г. М., Кружаев В. В. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 6. С. 1641—1648.
- [9] Винчаков В. Н., Кайданов В. И., Кружаев В. В., Миньков Г. М., Рыков С. А. // ФТП. 1984. Т. 18. № 11. С. 2086—2088.
- [10] Винчаков В. Н., Кайданов В. И., Рыков С. А. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. № 2. С. 66—68.
- [11] Равич Ю. И., Ефимова Б. А., Смирнов И. А. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe и PbS. М., 1968, 384 с.

Ленинградский политехнический
институт им. М. И. Калинина
Ленинград

Поступило в Редакцию
24 января 1989 г.