

УДК 621.315.592

## НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

Е. В. Богданов, Л. С. Флейшман

(кафедра физики низких температур)

В настоящее время на основе сплавов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  (КРТ) создаются лавинные фотоприемники, в которых при ударной ионизации генерируется электронно-дырочная плазма (ЭДП). Исследования неустойчивостей в плазме этих сплавов приобретают значительный интерес, поскольку они могут заметно влиять на работу лавинных устройств.

В настоящей работе сообщаются результаты изучения вольт-амперных характеристик (ВАХ) и динамики установления сопротивления в полупроводниковых сплавах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с  $x=0,20$  и  $0,22$   $n$ -типа при температурах 4,2 и 77 К в отсутствие магнитного поля и в продольных и поперечных магнитных полях  $H \leq 2$  кЭ. Неориентированные образцы вырезались из массивных монокристаллов, имевших при 4,2 К концентрацию носителей  $10^{15}$  и  $4 \cdot 10^{14}$   $\text{см}^{-3}$  для  $x=0,20$  и  $0,22$  соответственно. С целью избежать разогрева образцов измерения проводились по импульсной методике с применением генератора на ртутном реле. Запись импульсов, ВАХ и магнитопольевых зависимостей проводилась на самописце, подключенном к аналоговым выходам стробоскопического осциллографа.

Качественное сходство результатов, полученных в работе при 77 и 4,2 К, позволяет ограничиться изложением данных, отвечающих 4,2 К; насколько нам известно, при 4,2 К подобные измерения не проводились.

На рис. 1 представлены типичные стационарные ВАХ. При  $H=0$  ВАХ (рис. 1, кривые 1, 2) имеют характерный для узкощелевых полупроводников вид [1—4]: линейный слабопо-

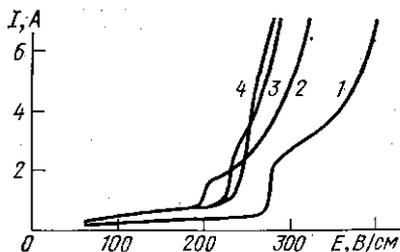


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики образцов  $\text{Hg}_{0,78}\text{Cd}_{0,22}\text{Te}$  сечением  $0,25 \times 0,30$  мм (1) и  $\text{Hg}_{0,80}\text{Cd}_{0,20}\text{Te}$  сечением  $0,23 \times 0,16$  мм (2—4) при 4,2 К в продольном ( $H \parallel I$ ) магнитном поле:  $H=0$  (1, 2); 592 (3) и 1390 (4) Э

левой участок сменяется сублинейной зависимостью, вызванной разогревом носителей и преобладанием фоновонного механизма рассеяния горячих носителей заряда [5] (наблюдавшийся суперлинейный участок, по видимому, связан с уменьшением эффективности примесного рассеяния при разогреве носителей). Последующее резкое увеличение тока является следствием пробоя [1—3], что подтверждается резким падением коэффициента Холла в этой области электрических полей  $E$ , причем

после быстрого возрастания тока, которому, отвечает почти вертикальный участок ВАХ, наблюдается заметное уменьшение скорости его роста. Эту часть ВАХ, которую иногда для InSb [4] называют областью аномального сопротивления, естественно связать с пинч-эффектом (ПЭ) в ЭДП, так как именно в ней в продольном магнитном поле (см. рис. 1) наблюдается характерное для  $z$ -пинча [4] отрицательное магнитосопротивление.

Динамику установления сопротивления при  $H=0$  иллюстрируют эпюры 1—4 рис. 2, а. При прямоугольных импульсах тока временные диаграммы потенциальных импульсов, бывшие прямоугольными до

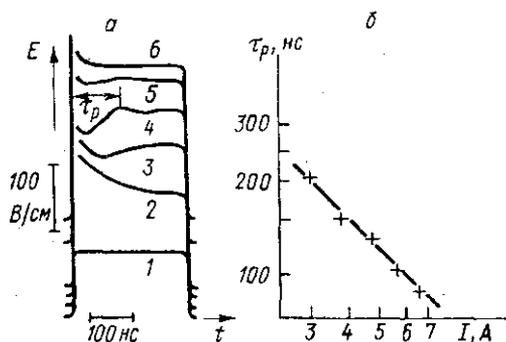


Рис. 2. а — Эпюры напряжения на образце  $Hg_{0,80}Cd_{0,20}Te$  сечением  $0,23 \times 0,16$  мм при 4,2 К для тока  $I=0,5$  (1), 1,1 (2), 2,8 (3) и 5,5 (4—6) А в продольном магнитном поле  $H=0$  (1—4), 592 (5) и 1390 (6) Э. б — Зависимость времени  $\tau_p$  пинчевания от тока  $I$  для того же образца при  $H=0$  и  $T=4,2$  К

пробоя (рис. 2, а, эпюра 1), в области пробоя имеют значительный первоначальный спад (рис. 2, а, эпюра 2), отражающий уменьшение сопротивления образца по мере генерации ЭДП. (При обеспечении режима заданного напряжения этот процесс проявляется в росте тока, т. е. проводимости образца, как видно из рис. 3, б, эпюра 1.) При больших токах, для которых наблюдается отрицательное продольное магнитосопротивление (см. рис. 1), вершины потенциальных импульсов (рис. 2, а, эпюры 3, 4) принимают характерный для установления ПЭ вид [4]: после вызванного генерацией ЭДП спада наблюдается рост, обусловленный увеличением сопротивления вследствие усиления электронно-дырочного рассеяния и возрастания скорости объемной рекомбинации носителей заряда в ЭДП при ПЭ. С ростом тока время  $\tau_p$  установления ПЭ, как видно из рис. 2, а, уменьшается. При этом закон измерения  $\tau_p$  близок к  $\tau_p \sim I^{-1}$  (см. рис. 2, б), что наблюдалось и в InSb [4], и оценки величины  $\tau_p$  по развитой для InSb теории [4] согласуются по порядку величины с экспериментальными значениями.

В продольном магнитном поле кроме отмеченного выше отрицательного магнитосопротивления (см. рис. 1), как и в InSb [4], возрастают поля пробоя и токи, начиная с которых наблюдается ПЭ, и по

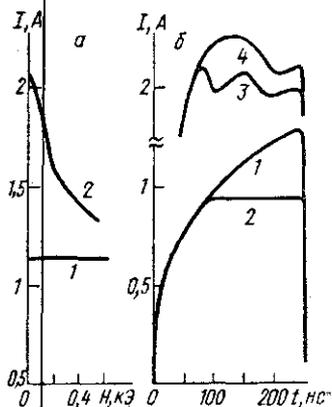


Рис. 3. а — Магнитопольные зависимости тока ( $H \perp I$ ) через образец  $Hg_{0,78}Cd_{0,22}Te$  при 4,2 К, записанные в режиме заданного электрического поля  $E=430$  В/см спустя 20 (1) и 250 (2) нс после подачи на образец импульса напряжения. б — Эпюры тока через тот же образец при 4,2 К в поперечном ( $H \perp I$ ) магнитном поле  $H=0$  (1), 480 (2, 3), и 170 (4) Э и при приложенном электрическом поле  $E=380$  (1, 2) и 415 (3, 4) В/см

мере роста магнитного поля на импульсах напряжения постепенно исчезает участок, отражающий установление аномального сопротивления (см. рис. 2, а, эпюры 4—6).

Динамика развития аномального сопротивления в ЭДП, созданной в результате пробоя, и его проявление на ВАХ в сплавах  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ , как следует из представленных экспериментальных данных, качественно сходны с проявлением ПЭ в InSb. Это свидетельствует в пользу правильности предположения о пинчевании ЭДП в  $Hg_{0,8}Cd_{0,2}Te$   $n$ -типа, сделанного в [1] только на основании данных об отрицательном магнитосопротивлении при 77 К в области выполнения критерия Беннета [4].

Наблюдаемое в сплавах  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  подавление ПЭ магнитным полем (см. рис. 2, а, эпюры 4—6), заметно превышающим собственное азимутальное поле тока  $H_0 \leq 100$  Э для всего диапазона измерительных токов, обусловлено, по-видимому, как и в аналогичном случае у InSb [4], резким уменьшением амбиполярного потока при выполнении условия замагничивания носителей заряда. При значении подвижности электронов  $10^5$  см<sup>2</sup>/(В·с), характерном для изученных сплавов  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ , условие выполняется в поле  $H \approx 1$  кЭ.

В небольшом поперечном магнитном поле магнитосопротивление изученных сплавов в стационарном режиме положительно во всем интервале электрических полей, но в области пробоя, как видно из рис. 3, а, значительное падение проводимости наблюдается лишь спустя некоторое время после подачи напряжения. Оказывается, что в поперечном магнитном поле установление стационарного значения тока происходит быстрее, чем при  $H=0$  (рис. 3, б, эпюры 1, 2), причем оно носит характер отсечки через некоторое время задержки  $\tau_3$ , а не плавного выхода на насыщение, как при  $H=0$ . Такая динамика установления тока, вероятно, связана с магнитоцентрационным эффектом, при котором ЭДП в результате действия силы Лоренца, обусловленной взаимодействием тока с внешним магнитным полем, сносится к одной из граней образца, где неравновесные носители интенсивно рекомбинируют [6]. Тогда величину  $\tau_3$  можно оценить как время амбиполярного дрейфа носителей в холловском направлении по формуле [6]

$$\tau_3 = cd(\mu_e \mu_h HE)^{-1}, \quad (1)$$

где  $d$  — поперечный размер образца,  $\mu_e$ ,  $\mu_h$  — подвижности электронов и дырок соответственно. Выражение (1) описывает наблюдаемое (см. рис. 3, б) уменьшение  $\tau_3$  при увеличении электрического или магнитного поля и для характерных значений  $\mu_e \approx 10^5$  см<sup>2</sup>/(В·с),  $\mu_h \approx 10^{-2} \mu_e$  [7] и  $d=0,3$  мм,  $E \approx 400$  В/см,  $H \approx 500$  Э дает  $\tau_3 \approx 150$  нс, что, учитывая оценочный характер формулы (1), удовлетворительно согласуется с экспериментальными значениями.

В заключение заметим, что быстрозатухающие колебания в области ПЭ (см. рис. 2, а, эпюры 4, 5) с частотой, близкой к  $1/\tau_p$ , связаны, вероятно, как это имеет место и в InSb [4], с эволюцией доменов ионизации. Можно предположить, что и в условиях магнитоцентрационного эффекта осцилляции тока (рис. 3, б, эпюры 3, 4) обусловлены аналогичным периодическим повторением процесса генерации ЭДП в объеме и амбиполярного сноса ЭДП к поверхности, на которой, как и в области сильного сжатия плазмы при ПЭ, происходит интенсивная рекомбинация. Вероятно, о наблюдении колебаний тока этой природы сообщалось ранее без обсуждения механизма в [3].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Копылов Н. Н. ФТП, 1979, 13, с. 835. [2] Nimitz G., Bauer G., Dognhaus R., Müller K. H. Phys. Rev. B, 1974, 10, p. 3302. [3] Кобызев В. Н., Тагер А. С. Письма в ЖЭТФ, 1971, 14, с. 164. [4] Владимиров В. В., Волков А. Ф., Мейлихов Е. З. Плазма полупроводников. М.: Атомиздат, 1979, с. 144—199. [5] Chattopadhyay D. Phys. Lett., 1981, 81 A, p. 241. [6] Акопян А. А., Гуга К. Ю., Добровольские З., Кроткус А. ФТП, 1984, 18, с. 54. [7] Пашковский М. В., Соколов Е. Б., Берченко Н. Н., Соколов А. М. Зарубежная электронная техника, 1974, № 12 (84), с. 3.

Поступила в редакцию  
02.07.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 2

УДК 539.293:538

### ОСОБЕННОСТИ КИНЕТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В МАНГАНИТАХ

К. П. Белов, Е. П. Свирина, Л. П. Шлякина, М. М. Лукина,  
В. Нтахомвукие (Бурунди)

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

В ряде работ [1—4] показано, что в манганитах  $\text{La}_{1-x}\text{Me}_x\text{MnO}_3$ , где  $\text{Me}=\text{Pb}, \text{Sr}, \text{Ca}, \text{Cd}$  и другие ионы двухвалентных металлов, существует сильная связь между электрическими и магнитными свойствами. Например, при переходе через точку Кюри металлический тип проводимости меняется на полупроводниковый, а в районе точки Кюри магнитосопротивление ( $\Delta\rho/\rho$ -эффект) в некоторых соединениях достигает 40%, что значительно превышает  $\Delta\rho/\rho$ -эффект в обычных ферромагнетиках.

В работах [3, 4] изучалось влияние обменной энергии на ширину запрещенной зоны в соединениях  $\text{La}_{0,6}\text{Pb}_{0,4}\text{Fe}_y\text{Mn}_{1-y}\text{O}_3$ . Показано, что замещение ионов Mn ионами Fe приводит к понижению точки Кюри, а следовательно, уменьшению обменной энергии. При этом увеличивается электросопротивление и энергия активации процесса электропроводности  $\Delta E_p$  в парамагнитной области.

Для выяснения влияния обменной энергии на кинетические эффекты в манганитах представляло интерес исследовать манганиты с замещением ионов Mn другими ионами 3d-металлов. С этой целью нами впервые выращен монокристалл  $\text{La}_{0,6}\text{Pb}_{0,4}\text{Ni}_{0,18}\text{Mn}_{0,82}\text{O}_3$ .

В настоящей работе приведены новые экспериментальные данные, указывающие на значительный вклад в кинетические эффекты манганитов как «магнитного» вида рассеяния, так и изменения концентрации носителей тока с ростом температуры  $T$  и намагниченности  $\sigma$ .

Измерены электросопротивление  $\rho$ , коэффициент термоЭДС  $\alpha$ , намагниченность  $\sigma$ , магнитосопротивление и четный термомагнитный эффект  $\Delta\alpha$  на монокристалле  $\text{La}_{0,6}\text{Pb}_{0,4}\text{Ni}_{0,18}\text{Mn}_{0,82}\text{O}_3$  в магнитных полях до 14 кЭ и при температурах от 80 до 600 К.

Методы измерения и выращивания монокристаллов описаны в работе [3].

На рис. 1 приведены экспериментальные данные температурной зависимости кинетических эффектов и намагниченности для монокристалла указанного состава. Видно, что в районе температуры Кюри  $T_c$  (220 К) кривые  $\rho(T)$ ,  $\alpha(T)$ ,  $\Delta\alpha(T)$  и  $\Delta\rho/\rho(T)$  имеют ярко выраженные аномалии. Знак коэффициента  $\alpha$  определялся нами с учетом знака измеренной термоЭДС и знака градиента температуры [5]. Соответствие