## УДК 621.315.592

# ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ДИНАМИКА РАЗВИТИЯ ПРОБОЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СПЛАВАХ ВИСМУТ—СУРЬМА ПРИ ОДНООСНОМ СЖАТИИ

### Е. В. Богданов, Д. Л. Шишкин

#### (кафедра физики низких температур и сверхпроводимости)

При температуре 4,2 К для многодолинных полупроводниковых сплавов  $Bi_{1-x}Sb_x$ (0,10  $\ll x \ll 0,167$ ) *n*- и *р*-типа экспериментально изучено влияние одноосного сжатия вдоль бинарной и биссекторной осей до деформаций -0,2% на вольт-амперные характеристики, динамику развития пробоя и время жизни неравновесных носителей заряда. В целом результаты качественно объясняются на основе известных данных опроисходящей при сжатии перестройке энергетического спектра этих материалов.

1. В настоящее время большое внимание изучению уделяется свойств полупроводников при сильном изменении их энергетического спектра. Одним из эффективных способов перестройки энергетического спектра являются упругие деформации, особенно одноосные [1]. Однако исследования электропереноса в сильных электрических полях в условиях радикальной перестройки спектра полупроводников при одноосном сжатии ранее, насколько нам известно, не проводились. Применение недавно разработанной методики создания сильных одноосных деформаций прямоугольных образцов [2] позволило впервые B настоящей работе осуществить такие эксперименты на полупроводниковых сплавах Bi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>.

2. В статье сообщаются результаты исследований вольт-амперных характеристик (ВАХ) и динамики пробоя полупроводниковых монокристаллических сплавов n-Bi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> (x=0,11; 0,167) и p-Bi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> (x= =0,10; 0,12) при температуре 4,2 К в условиях одноосного сжатия вдоль бинарной  $C_2$  и биссекторной  $C_1$  осей \* до достижения продольных деформаций — $\varepsilon_{xx} \leqslant 0,2\%$ . Согласно данным гальваномагнитных измерений в слабых полях при 4,2 К концентрация и подвижность примесных носителей составляли  $3 \cdot 10^{14} \div 3 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> и  $7 \cdot 10^4 \div 3 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/  $/(B \cdot c)$  соответственно. Для измерений использовалась импульсная наносекундная методика. Вследствие малого сопротивления образцов реализовывался режим заданного тока и скорость ударной ионизации g определялась, следуя [3]. Прямоугольные импульсы тока длительностью  $30 \div 70$  нс вырабатывались генератором на ртутном реле. Сжатие образцов с характерными размерами  $0,5 \times 0,5 \times 3$  мм осуществлялось по методу [2].

3. Типичные ВАХ исследованных материалов для ряда значений деформации приведены на рис. 1. Как видно, в отсутствие деформации они имеют обычный для полупроводников  $\operatorname{Bi}_{1-x}\operatorname{Sb}_x$  вид [4]: сначала небольшой омический участок, затем связанная с переходом к фононному механизму рассеяния сублинейная зависимость плотности тока *j* от электрического поля *E* и, наконец, область суперлинейности, в которой проводимость быстро возрастает вследствие межзонного пробоя. Последнее подтверждается и видом импульсов поля (вставка на рис. 1, *a*): на линейном и сублинейном участках они прямоугольные (неболь-

<sup>\*</sup> Как принято для сплавов Bi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> [1, 2], направление биссекторной оси задается перпендикуляром к тригональной и бинарной кристаллографическим осям.

шой выброс в первые несколько наносекунд имеет аппаратурную природу), а при пробое наблюдается отчетливо выраженный спад, длительность и величина которого сильно зависят от величины тока. Этот спад отражает рост проводимости образца по мере генерации электронно-дырочных пар при пробое и используется для определения g [3].



Рис. 1. Стационарные ВАХ сплавов p-Bi<sub>0.80</sub>Sb<sub>0.10</sub> (сплошные кривые) и n-Bi<sub>0.89</sub>Sb<sub>0.11</sub> (штриховые) при 4,2 К и сжатии по биссекторной  $F||j||C_1$  (a) и бинарной  $F||j||C_2$  (б) осям до достижения деформации — $\varepsilon_{xx}=0$  (1); 0,06% (2); 0,1 (3); 0,13 (4) и 0,16% (5). На вставках — схемы зонной структуры в L-точках зоны Бриллюена при деформировании и временные зависимости напряжения на образце p-Bi<sub>0.90</sub>Sb<sub>0.10</sub> при  $\varepsilon_{xx}=0$  и плотности измерительного тока j=200 (1) и 300 A/см<sup>2</sup> (2)

При сжатии p-Bi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> независимо от направления приложения сжимающей силы F (см. рис. 1) и состава сплава вид ВАХ сохраняется. Вместе с тем область выполнения закона Ома сужается, а проводимость в ней растет. Участок сублинейности при малых деформациях  $(-\epsilon_{xx} \leq 0.06 \div 0.07\%)$  расширяется, сублинейность становится более выраженной, т. е. проводимость заметнее уменьшается с ростом поля. Наконец, при сжатии отмечается довольно сложное поведение проводимости в области пробоя: до  $-\varepsilon_{xx} \approx 0.06 \div 0.07\%$  она заметно не меняется, может даже падать, а при больших деформациях начинает быстро возрастать и пробой возникает при более слабых электрических полях. Это немонотонное поведение еще ярче проявляется в динамике развития пробоя, что иллюстрирует рис. 2. Следует заметить, что полученные при  $\varepsilon_{xx}=0$  значения g согласуются с данными [5], а определены в более узком диапазоне вследствие наличия искажений фронтов импульсов поля.

В материалах *n*-типа наблюдается иная, чем для сплавов *p*-типа, картина изменения BAX с деформацией (рис. 1,  $\delta$ ). Как видно, у *n*-Bio, 89Sb<sub>0,11</sub> проводимость меняется немонотонно уже в области выполнения закона Ома. В соответствии с данными измерений на постоянном токе [2] сначала она падает, а затем растет. Протяженность участка омичности по полю при малых деформациях также в отличие от *p*-типа расширяется, а при больших быстро сужается. Характерным становится и монотонное сужение области сублинейности при сжатии, причем сама сублинейность становится все менее выраженной и исчезает при больших деформациях. Что касается области пробоя, то в полупроводниках *n*-типа при сжатии отмечается более заметное, чем у *p*-Bi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>, увеличение порогового поля, причем эффект наблюдается

6\*

75

до значительно бо́льших величин деформации. Как видно из рис. 2,6, влияние сжатия на скорость ударной ионизации качественно сходно в материалах обоего типа проводимости, но для n-Bi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> значения величин деформации, при которых скорость ударной ионизации минимальна, значительно выше.



Рис. 2. Полевые зависимости скорости g ударной ионизации в сплавах p-Ві<sub>0,50</sub>Sb<sub>0,10</sub> (кружки) и n-Ві<sub>0,89</sub>Sb<sub>0,11</sub> (крестики) при  $F || C_1$  (a) и  $F || C_2$  (b) и деформациях —  $e_{xx} = 0$  (1); 0,06% (2); 0,1 (3); 0,13 (4) и 0,16 (5)

4. Картина изменения проводимости полупроводников Bi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> в области слабых электрических полей при одноосных деформациях нащла хорошее качественное объяснение на основе представлений о перераспределении носителей между долинами и изменении числа носителей вследствие перестройки энергетического спектра [1, 2]. Так, в случае материалов р-типа при малых деформациях вследствие нарушения эквивалентности долин дырки перетекают из опустившихся долин  $L_2$ и  $L_3$  (при  $\mathbf{F} \| C_2$ ) или  $L_1$  (при  $\mathbf{F} \| C_1$ ) в долины  $L_1$  (при  $F \| C_2$ ) или  $L_2$  и  $L_3$  (при **F** ||  $C_1$ ), которые имеют относительно меньшие эффективные массы в направлении поля (это иллюстрируют вставки на рис. 1). В результате средняя масса носителей в направлении поля уменьшается, что увеличивает подвижность и может приводить к наблюдаемым росту проводимости и сужению области выполнения закона Ома, поскольку более подвижные дырки начнут разогреваться в более слабых электрических полях [4]. В сплавах п-типа, наоборот, перетекание при сжатии происходит в долины с большей по направлению поля массой (для случая  $\mathbf{F} \| C_2$  это иллюстрирует вставка на рис. 1, 6), что, вызывая падение подвижности носителей, может отвечать за первоначальное падение проводимости и расширение области выполнения закона Ома. При больших деформациях рост проводимости в обоих типах материалов естественно связать с переходом материалов из полупроводникового в полуметаллическое состояние вследствие перекрытия потолка валентной зоны в L1 с дном зоны проводимости в L2 и L3 при  $F \| C_2$  или потолка валентной зоны в  $L_2$  и  $L_3$  с дном зоны проводимости в  $L_1$  при  $\mathbf{F} \| C_1$  при сжатии [1, 2].

Процессы перераспределения носителей между потерявшими эквивалентность *L*-долинами и переход в полуметаллическое состояние полупроводников Bi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> при одноосном сжатии объясняют в основном и другие установленные в настоящей работе особенности изменения

динамики пробоя и ВАХ в сильных электрических полях. Так, при малых деформациях в сплавах *п*-типа сублинейность становится менее выраженной и это естественно, поскольку она определяется разогревом носителей [4], а сжатие, приводя к перетеканию носителей в долины с большой вдоль поля массой (см. вставку на рис.  $1, \delta$ ), ухудшает условия разогрева: тем же значениям поля отвечают меньшие средние энергии носителей, соответственно падает эффективность фононных механизмов рассеяния и ослабевает полевая зависимость проводимости. Наоборот, в случае сплавов р-типа массы дырок вдоль электрического поля в среднем падают при сжатии (см. вставки на рис. 1), условия разогрева улучшаются и сублинейность становится более выраженной. Дальнейшая трансформация этой области ВАХ при больших деформациях обусловлена тем, что вследствие падения пороговой энергии пробоя по мере приближения к переходу в полуметаллическое состояние ударная ионизация преобладает над фононными механизмами рассеяния.

Отметим, что поведение проводимости в области пробоя обусловлено в первую очередь изменением концентрации носителей заряда.

А концентрация носителей определяется равновесием между конкурирующими процессами ударной ионизации и рекомбинации. Поскольку выполненные по методу [6] измерения времени жизни неравновесных носителей свидетельствуют об отсутствии заметного регулярного изменения этой величины при сжатии (рис. 3), т.е. отмечается устойчивость процессов рекомбинации, то наблюдаемая корреляция немонотонных изменений проводимости в области пробоя (см. рис. 1) и скорости ударной ионизации (см. рис. 2) с деформацией представляется закономерной. В случае сплавов п-типа причина этих немонотонностей достаточно понятна. При малых деформациях, как отмечалось выше, разогрев носителей затрудняется, а другая определяющая интенсивность ударной ионизации величина — пороговая энергия — не меняется. Действительно, для доминирующего в Bi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> механизма пробоя Эмтиджа [7] пороговая энергия определяется величиной прямых энергетических щелей, неизлена [8]. В результате пробой в



Рис. 3. Зависимость относительного времени жизни неравновесных носителей заряда.  $\tau/\tau$  (0) от величины деформации для p-Bi<sub>0,90</sub>Sb<sub>0,10</sub> (кружки) и n-Bi<sub>0,853</sub>Sb<sub>0,167</sub> (крестики) при сжатии вдоль биссекторной и бинарной осей соответственно

менность которой при одноосном сжатии экспериментально установподавляется: падают скорость ударной ионизации и проводимость, увеличивается поле начала пробоя. Благодаря тому, что энергия междолинных фононов в  $Bi_{1-x}Sb_x$  довольно мала (около 4 мэВ [9]), при дальнейшем сжатии еще до перехода в полуметаллическое состояние с механизмом пробоя Эмтиджа начинают конкурировать непрямые межзонные переходы с участием фононов. Рост их вероятности по мере уменьшения непрямых щелей и приводит к интенсификации пробоя при больших деформациях во всех изученных материалах. Что касается первоначального подавления пробоя в p-Bi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> при сжатни, то пока однозначное объяснение этого эффекта предложить не удается.

### ЛИТЕРАТУРА

[1] Брандт Н. Б., Кульбачинский В. А., Минина Н. Я., Широких В. Д.//ЖЭТФ. 1980. 78, № 3. С. 1114. [2] Брандт Н. Б., Егоров В. С., Лавренюк М. Ю. и др.//ЖЭТФ. 1985. 89, № 6(12). С. 2257. [3] Брандт Н. Б., Богданов Е. В., Мананков В. М., Яковлев Г. Д.//ФТП. 1981. 15, № 4. С. 813. [4] Брандт Н. Б., Свистов Е. А., Свистова Е. А., Яковлев Г. Д.//ЖЭТФ. 1971. 61, № 3(9). С. 1078. [5] Богданов Е. В., Владимиров В. В., Горшков В. Н.//ЖЭТФ. 1983. 84, № 4. С. 1468. [6] Брандт Н. Б., Богданов Е. В., Мананков В. М., Яковлев Г. Д.//ФТП. 1981. 15, № 4. С. 810. [7] Етаде Р. R.// //J. Аррі. Рhys. 1976. 47, N 6. Р. 2565. [8] Богданов Е. В., Лавренюк М. Ю., Минина Н. Я.//ФТП. 1988. 22, № 8. С. 1348. [9] Lannin J. S., Cuíf K. F.// //Рhysics of Semimetals and Narrow-gap Semiconductors/Ed. D. L. Carter, R. T. Bate. N. Y., 1971. Р. 85.

Поступила в редакцию 28.12.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 5

УДК 538.9,548:537.611,46

## ВЛИЯНИЕ ВНУТРИПОДРЕШЕТОЧНОЙ ФРУСТРАЦИИ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ДВУХПОДРЕШЕТОЧНОЙ СИСТЕМЫ

Май Суан Ли (СРВ)

(кафедра магнетизма)

Показано, что внутриподрешеточная фрустрация в системе с двумя неэквивалентными подрешетками существенно увеличивает температуру перехода в неэргодическое состояние и магнитное поле де Альмейда—Таулесса. Найдена зависимость параметров Эдвардса—Андерсона от степени фрустрации. Выяснено, что внутриподрешеточная фрустрация подавляет восприимчивости подрешеток.

Проблеме спинового стекла (СС) уделяется большое внимание [1, 2]. Большинство теоретических работ посвящается одноподрешеточной модели большого раднуса взаимодействия Шеррингтона—Киркпатрика [3]. Экспериментальное исследование сложных фрустрированных магнетиков (см., напр., обзор [2]) стимулировало разработку двухподрешеточного варианта модели Шеррингтона—Киркпатрика [4, 5], позволяющего изучать состояние сосуществования антиферромагнетизма и фазы СС. Однако подрешетки в принятой в [4, 5] модели считались эквивалентными.

В наших предыдущих работах [6, 7] была предложена модель СС с двумя неэквивалентными подсистемами. Самым важным результатом [6, 7] является предсказание существования тетракритической точки на линиях неустойчивости де Альмейда—Таулесса, при этом мы ограничились случаем слабой внутриподрешеточной фрустрации (ВПФ). В данной заметке мы считаем ВПФ не малой по сравнению с межподрешеточной фрустрацией (МПФ) и изучаем ее влияние на магнитные свойства указанной выше системы.

Гамильтониан модели мягкого СС с двумя неэквивалентными изинговскими подрешетками имеет вид [6, 7]

$$\mathcal{H} = -\sum_{i,k} J_{i,k} m_{1i} m_{2k} - \sum_{\alpha=1,2} \sum_{i,k} J_{\alpha i k} m_{\alpha i} m_{\alpha k} + \sum_{\alpha=1} \left( \frac{m_{\alpha i}^2}{2b_{\alpha}} + \frac{u_{\alpha} m_{\alpha i}^4}{8} - h_{\alpha i} m_{\alpha i} \right).$$

(1)