

## ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 621.315.592

СТИМУЛИРОВАННАЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ АНИЗОТРОПИЯ  
ПРОВОДИМОСТИ В УЗКОЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ  
ВИСМУТ—СУРЬМА

Е. В. Богданов, Т. Г. Кустова

(кафедра физики низких температур и сверхпроводимости)

В полупроводниковых сплавах висмут—сурьма *n*- и *p*-типа на образцах, оси которых не совпадают с кристаллографическими осями, при разогреве носителей заряда возникает поперечное электрическое поле. Основные особенности этого явления качественно объяснены на основе теории эффекта Сасаки—Шибую и известных представлений об энергетическом спектре этих узкощелевых полупроводников.

1. В настоящее время большое внимание уделяется изучению узкощелевых полупроводников в сильных электрических полях (см., напр., монографию [1] и ссылки в ней). При этом в первую очередь исследуются электрический пробой, явления в образующейся при пробое плазме, а в допобойных полях — нелинейности вольт-амперных характеристик (ВАХ). Эффекты же, присущие многодолинным полупроводникам в сильных электрических полях, в узкощелевых полупроводниках недостаточно изучены. Причем если эффекту Ганна посвящен ряд работ (см. [1]), то эффект Сасаки—Шибую (ЭСШ) [2], т. е. появление анизотропии проводимости в сильном электрическом поле вследствие неодинакового разогрева носителей из разных долин, в этих материалах, насколько нам известно, не исследовался. В то же время в многодолинных узкощелевых полупроводниках  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ , которые характеризуются значительным, превышающим 10, фактором анизотропии подвижности носителей в каждой из эквивалентных *L*-долин [3], ЭСШ может, вероятно, реализоваться. Исследования этого эффекта в сплавах  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  представляют интерес еще и потому, что симметрия этих полупроводников отличается от симметрии *n*-Ge или *n*-Si, в которых ранее наблюдался ЭСШ [2, 4].

2. В настоящей работе представлены результаты исследований ВАХ и поперечного поля на полупроводниковых монокристаллических сплавах *n*- $\text{Bi}_{0,833}\text{Sb}_{0,167}$  и *p*- $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$  в тянущих электрических полях  $E \leq 10$  В/см при температуре 4,2 К. Согласно данным гальваномагнитных измерений в слабых полях при 4,2 К концентрация и холловская подвижность примесных носителей составляли  $n \approx 2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $\mu_n \approx 2 \times 10^5$  см<sup>2</sup>·В<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup> и  $p \approx 3 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $\mu_p \approx 2 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>·В<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup> для *n*- $\text{Bi}_{0,833}\text{Sb}_{0,167}$  и *p*- $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$  соответственно. Образцы вырезались из массивных монокристаллов параллельно бинарно-биссекторной (базисной) плоскости и имели характерные размеры 0,3×0,5×4 мм. Для измерений использовалась импульсная методика, исключающая перегрев образцов при высоких плотностях измерительного тока [5]. Длительность импульсов 1÷10 мкс.

3. Вследствие малого сопротивления образцов измерения выполнялись в режиме заданного тока. Для всех образцов с помощью имеющего точность 1,5÷2% вольтметра В4-17 определялись зависимости падения напряжения  $U_{12}$  между продольно расположенными потенциальными контактами, приваренными к одной грани, и разности потен-

циалов  $U_{32}$  между «холловской» поперечной парой контактов от величины измерительного тока  $I$  (рис. 1). Первые из указанных зависимостей использовались, как обычно, для получения ВАХ (рис. 2, а). На основании вторых находились значения поперечных электрических полей. Обычно сигнал с поперечной пары контактов регистрировался уже при минимальных значениях тока, что естественно объяснить гео-

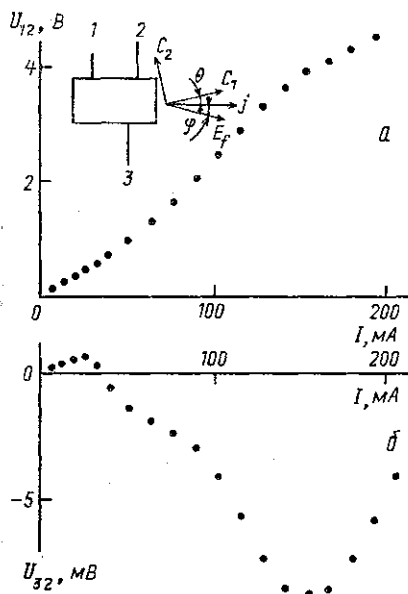


Рис. 1. Зависимость напряжения на продольной  $U_{12}$  (а) и поперечной  $U_{32}$  (б) парах контактов от величины измерительного тока  $I$  для образца  $p\text{-Bi}_{0,83}\text{Sb}_{0,17}$ , ось которого отклонена на угол  $\theta = -5^\circ$  от биссекторной оси. На вставке — схема расположения контактов, ориентации образца, поля и тока относительно кристаллографических осей

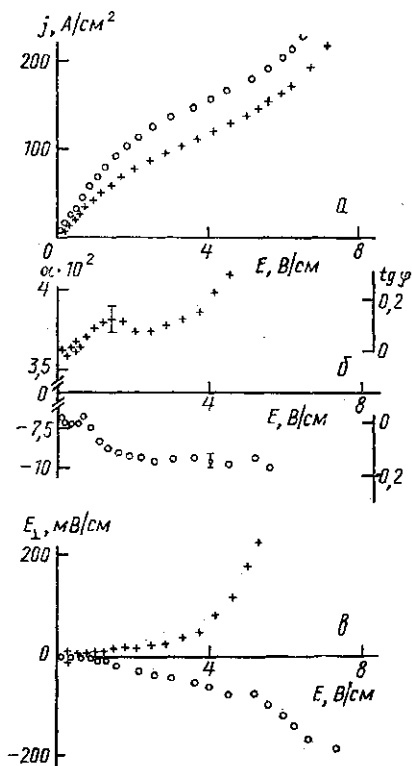


Рис. 2. Полевые зависимости плотности тока  $j$  (а), величин  $\alpha = U_{32}/U_{12}$  и  $\text{tg } \varphi = E_{\perp}/|E|$  (б) поперечного электрического поля  $E_{\perp}$  (а) для образцов  $n\text{-Bi}_{0,833}\text{Sb}_{0,167}$  с  $\theta = -1^\circ$  (кружки) и  $\theta = 1^\circ$  (крестики)

метрическим эффектом: контакты могут быть расположены не строго в одной плоскости, перпендикулярной направлению тока. Однако смена знака  $U_{32}$ , которая наблюдалась на ряде образцов (рис. 1, б), однозначно свидетельствует о том, что при достаточно больших токах наряду с сигналом, обусловленным геометрическим эффектом, появляется вклад  $\Delta U_{32}$ , связанный с некоторым поперечным электрическим полем.

Для определения поперечного поля  $E_{\perp}$  сначала строилась зависимость величины  $\alpha = U_{32}/U_{12}$  от величины тянущего поля (или тока). Как видно из рис. 2, б, в области слабых полей  $\alpha$  постоянна ( $\alpha = \alpha_0$ ), совпадает по величине со значением, получаемым из данных измерений

при слабом постоянном токе, и представляет собой, вероятно, просто отношение расстояния (вдоль образца) между контактами 3 и 2 к расстоянию между контактами 1 и 2. Далее, поскольку геометрия образца при измерениях не меняется, из соотношения

$$\Delta U_{32} = U_{32} - \alpha_0 U_{12} \quad (1)$$

определялся вклад  $\Delta U_{32}$ , а затем и величина  $E_{\perp}$  (рис. 2, в). Максимальное зафиксированное в ходе измерений значение поперечного поля составляет  $E_{\perp} \approx 1,2$  В/см, при этом угол  $\varphi$  между направлениями тока

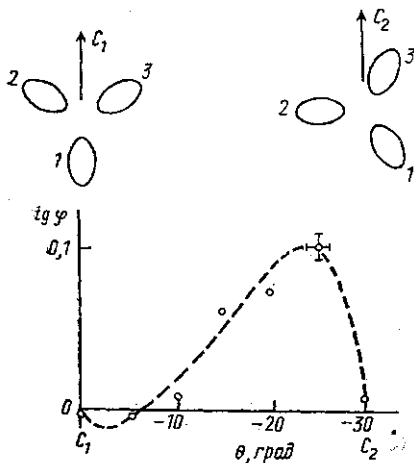


Рис. 3. Полученная на  $p\text{-Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$  зависимость тангенса угла Сасаки  $\text{tg } \varphi$  от угла  $\theta$  отклонения оси образца от биссекторной оси в базисной плоскости. На вставках — схемы расположения изоэнергетических поверхностей в  $L$ -точках зоны Бриллюэна в базисной плоскости

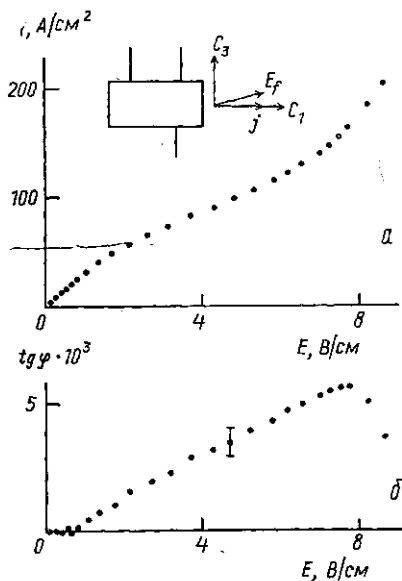


Рис. 4. ВАХ (а) и полевая зависимость  $\text{tg } \varphi$  (б) для ориентированного по  $C_1$  образца  $n\text{-Bi}_{0,833}\text{Sb}_{0,167}$ . На вставке — схема расположения контактов, ориентации образца, поля и тока относительно кристаллографических осей

и поля достигает примерно  $6,3^\circ$ , а обычно используемая для описания ЭСШ величина  $\text{tg } \varphi \approx 0,11$  (рис. 3). Заметим, что из (1) следует соотношение

$$\text{tg } \varphi = \frac{E_{\perp}}{E} = \text{const} \frac{\Delta U_{32}}{U_{12}} = \text{const} \left( \frac{U_{32}}{U_{12}} - \alpha_0 \right) = \text{const} (\alpha - \alpha_0). \quad (2)$$

То есть зависимости величин  $\alpha$  и  $\text{tg } \varphi$  от поля представимы одной кривой, если выбрать соответствующие масштабы и начала отсчета (рис. 2, б).

Изменение знака угла отклонения  $\theta$  оси образца от кристаллографических осей в базисной плоскости, как видно из рис. 2, в, приводит к смене направления поперечного поля. Полная угловая зависимость  $\text{tg } \varphi$  приведена на рис. 3. Учитывая ее нечетность относительно направлений бинарной  $C_2$  и биссекторной  $C_1$  осей (рис. 2, б) и симметрию

кристаллической решетки, достаточно ограничиться интервалом углов в  $30^\circ$  между указанными осями. Кроме того, поскольку величина  $\operatorname{tg} \varphi$  зависит от тянущего поля (рис. 2, б), на рис. 3 в соответствии с [2] приведены только ее максимальные значения или значения из области насыщения.

4. Экспериментальные данные указывают на то, что анизотропия проводимости в базисной плоскости у полупроводниковых сплавов  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  появляется в результате разогрева носителей заряда электрическим полем. Действительно, как видно из рис. 2, заметное поперечное поле наблюдается лишь в области сублинейности ВАХ, которая отражает уменьшение подвижности горячих носителей заряда [5]. Поэтому обнаруженное явление можно связать с ЭСШ. Показательно, что в  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  тангенс угла Сасаки  $\operatorname{tg} \varphi$  сперва быстро нарастает с тянущим полем, а затем выходит на насыщение или проходит через максимум, что отмечалось в работах по ЭСШ как на  $n\text{-Ge}$  [2], так позднее и на  $n\text{-Si}$  [4]. Следует заметить, что попытка проследить поведение поперечного поля в области больших пробойных токов на сплавах  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  не удалась из-за развития неустойчивостей. Амплитуда возникающих колебаний обычно не превосходит 0,1 В, что позволяет достаточно точно снимать ВАХ. В то же время корректное измерение сравнимых по величине поперечных полей оказывается невозможным, поскольку, как это отмечалось и в [6], реализуются колебания не нулевой, а второй и, к сожалению, первой мод, которая полностью поступает на поперечную пару контактов.

Существенным аргументом в пользу того, что на  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  наблюдается именно ЭСШ, является возможность объяснить полярность появляющегося поперечного поля на основе известной картины расположения изоэнергетических поверхностей в базисной плоскости (см. вставки на рис. 3), пользуясь изложенной в [2] качественной теорией ЭСШ. Действительно, для образцов  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ , оси которых несколько отклонены от кристаллографических осей, в слабых электрических полях направления тока и поля совпадают лишь потому, что поперечные составляющие токов носителей из разных  $L$ -долин (как видно из вставок на рис. 3, прежде всего долин 2 и 3 для образцов, слабо отклоненных от  $C_1$ , и долин 1 и 3 для образцов, слабо отклоненных от  $C_2$ ) компенсируют друг друга. В сильных полях носители из долины с меньшей по сравнению с носителями из других долин массой для данного направления поля разогреваются сильнее, их подвижность падает заметнее, а вклад в ток относительно уменьшается. В результате компенсация нарушается, и ток отклоняется от направления поля в сторону вытянутости изоэнергетической поверхности долины с меньшей по полю массой. Для реализующегося в сплавах  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  расположения долин, которое полностью аналогично приведенному на рис. 8 в работе [2], это приводит к тому, что знаки угла Сасаки и угла отклонения оси образца от кристаллографических осей (если последний мал) совпадают, как и наблюдается в эксперименте (рис. 2 и 3).

Следует сказать, что стимулированная электрическим полем анизотропия проводимости в полупроводниках  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  существенно меньше, чем в  $n\text{-Ge}$  [2]. Значительная величина ЭСШ в последнем объясняется тем, что в сильном поле вклад в ток носителей долин с меньшей по полю массой относительно уменьшается не только вследствие более быстрого падения их подвижности при разогреве, но и в результате перехода этих наиболее горячих носителей в другие долины [2]. В случае же сплавов  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  этот второй в значительной степени определяющий величину ЭСШ механизм, вполне возможно, несуществен, поскольку

имеются данные, указывающие на отсутствие значительного перераспределения носителей между долинами в этих полупроводниках в рассматриваемой области электрических полей. Отклонение направления вытянутости изоэнергетических поверхностей у сплавов  $Bi_{1-x}Sb_x$  в  $L$ -точках зоны Бриллюэна на  $4 \div 5^\circ$  от базисной плоскости [7] приводит к тому, что на исследованных образцах, ось которых отклонена от бинарной оси, ЭСШ должен проявляться в возникновении поперечного поля не только в базисной плоскости, но и в перпендикулярном к ней направлении. Это действительно наблюдается, в том числе и на образцах, ориентированных по биссекторной оси (рис. 4). В последнем случае при полном перетекании носителей в «холодную» долину 1 из «горячих» долин 2 и 3 (см. вставку на рис. 3), с учетом значительного, порядка 10, фактора анизотропии подвижности носителей в  $L$ -долинах [3], можно было бы ожидать, что направление поля должно практически совпадать с направлением вытянутости изоэнергетической поверхности долины 1. При этом угол Сасаки стал бы близок к  $4^\circ$ , а  $\operatorname{tg} \varphi \approx 0,07$ . Это значительно больше полученного значения  $\operatorname{tg} \varphi \approx 0,006$  (рис. 4, б) и свидетельствует в пользу предположения об отсутствии заметного перераспределения носителей между долинами в греющих полях.

Обращает на себя внимание также большая асимметрия угловой зависимости  $\operatorname{tg} \varphi$  в  $Bi_{1-x}Sb_x$  (рис. 3) по сравнению с  $n$ -Ge (рис. 7 в [2]). Это может быть связано в изученных сплавах с влиянием на ЭСШ третьей долины (в  $n$ -Ge или  $n$ -Si благодаря выбору ориентации исследуемых образцов этой проблемы не возникает). Так, при небольшом отклонении оси образцов от  $C_1$  сильная анизотропия подвижности носителей в долине 1 (вставка на рис. 3), которая, как известно [3], обусловлена анизотропией масс, должна приводить к отклонению вектора полного поля  $E_f$  от направления тока в сторону вытянутости соответствующей изоэнергетической поверхности, т. е., по сути, к биссекторной оси, и тем самым препятствовать проявлению ЭСШ в этом случае. При небольшом отклонении оси образца от  $C_2$  анизотропия проводимости в долине 2 (вставка на рис. 3) опять же должна приводить к аналогичному эффекту, но появляющееся при этом поперечное поле будет в отличие от предшествующего случая суммироваться с полем, обусловленным ЭСШ.

5. В принципе появление поперечного электрического поля или изменение анизотропии проводимости в сильных полях может быть также связано с инжекцией носителей в полупроводник или обусловлено неоднородностью материала. Однако проявление обоих этих механизмов меняется случайным образом от образца к образцу, что не согласуется с такими обнаруженными особенностями эффекта, как смена знака при прохождении кристаллографических осей и определенная угловая зависимость.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Кроткус А., Добровольские З. Электропроводность узкощелевых полупроводников. Вильнюс, 1988. [2] Sasaki W., Shibuva M., Mizuguchi K. // J. Phys. Soc. Japan. 1958. 13, N 5. P. 456. [3] Брандт Н. Б., Диттманн Х., Пономарев Я. Г. // ФТТ. 1971. 13, № 10. С. 2860. [4] Asche M., Kostial H., Sarbey O. // J. Phys. C.: Solid St. Phys. 1980. 13, N 24. P. 645. [5] Брандт Н. Б., Свистов Е. А., Свистова Е. А., Яковлев Г. Д. // ЖЭТФ. 1971. 61, № 3(9). С. 1078. [6] Брандт Н. Б., Свистов Е. А., Свистова Е. А., Яковлев Г. Д. // ФТП. 1972. 6, № 4. С. 654. [7] Пономарев Я. Г. // Дис. ... докт. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1984.

Поступила в редакцию  
19.03.91