

ЭФФЕКТ САСАКИ—ШИБУИ В МНОГОДОЛИННЫХ УЗКОЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$

Богданов Е. В.

В многодолинных узкощелевых полупроводниках $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ n - и p -типа проводимости на образцах, оси которых отклонены от осей симметрии, при температуре 4.2 К в области греющих электрических полей наблюдается поперечное электрическое поле. Основные особенности этого явления полностью качественно объяснены на основе теории эффекта Сакаки—Шибуйи и известных представлений об энергетическом спектре этих узкощелевых полупроводниковых сплавов.

Введение. В настоящее время большое внимание уделяется изучению узкощелевых полупроводников в сильных электрических полях (см., например, монографию [1] и ссылки в ней). При этом в первую очередь исследуются электрический пробой, явления в образующейся при пробое плазме, а в допробойных полях — нелинейности вольт-амперных характеристик (ВАХ). Эффекты же, присущие многодолинным полупроводникам в сильных электрических полях, в узкощелевых полупроводниках изучены недостаточно. Причем если эффекту Ганна посвящен ряд работ (см. [1]), то эффект Сакаки—Шибуйи (ЭСШ) [2] в этих материалах, насколько нам известно, не исследовался. ЭСШ наблюдался ранее в широкозонных полупроводниках с несколькими эквивалентными, но анизотропными долинами n -Ge [2] и n -Si [3]. Суть явления состоит в том, что если в слабых электрических полях направления тока и поля совпадают и при отклонении от кристаллографических осей, поскольку благодаря симметрии поперечные составляющие токов носителей из разных долин компенсируются, то в сильных полях вследствие неодинакового разогрева носителей в разных долинах указанная компенсация может нарушаться и будет наблюдаться отклонение поля от тока, т. е. стимулированная полем анизотропия проводимости [2]. Поскольку многодолинные узкощелевые полупроводники $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ характеризуются значительной, превышающей 10 анизотропией подвижности носителей в каждой из трех эквивалентных L -долин [4], есть основания предположить, что ЭСШ может, вероятно, реализоваться и в этих сплавах. Исследования этого эффекта в $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ представляют интерес еще и потому, что у этих полупроводников симметрия не такая, как у n -Ge или n -Si.

1. Образцы, методика измерений и экспериментальные данные

В настоящей работе представлены результаты исследований ВАХ и поперечного поля на полупроводниковых монокристаллических сплавах n - $\text{Bi}_{0.89}\text{Sb}_{0.11}$, 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 гальваномангнитных измерений, в слабых полях при 4.2 К концентрация и холловская подвижность примесных носителей составляли $n \approx (1 \div 2) \cdot 10^{14}$ см⁻³, $\mu_h \approx (2 \div 5) \cdot 10^6$ см²/В·с и $p \approx 3 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $\mu_h \approx 2 \cdot 10^5$ см²/В·с для полупроводников n - и p -типа проводимости соответственно. Образцы вырезались из массивных монокристаллов вдоль бинарно-биссекторной (базисной) плоскости и имели характерные размеры $0.3 \times 0.5 \times 4$ мм. Особенности резки и монтажа образцов приведены в [5].

Для измерений использовалась импульсная методика, исключающая перегрев образцов при высоких плотностях измерительного тока j .

Вследствие малого сопротивления образцов измерения выполнялись в режиме заданного тока. Для всех образцов определялись зависимости падения напряжения U_{12} между продольно расположенными потенциальными контактами, приваренными к одной грани, и разности потенциалов 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

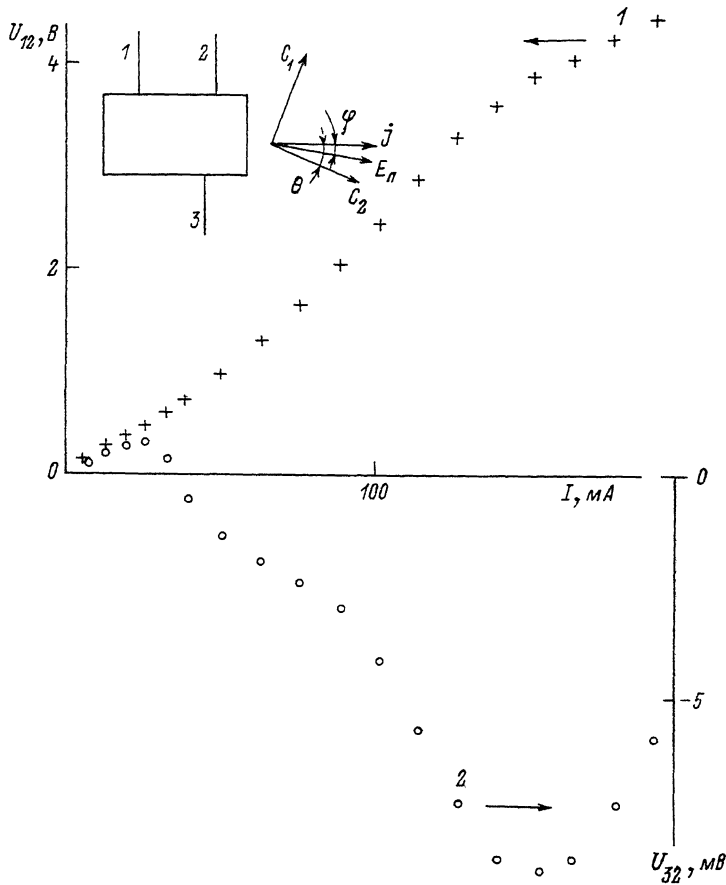


Рис. 1. Зависимость напряжения на продольной $U_{12}(I)$ и поперечной $U_{32}(2)$ парах контактов от величины измерительного тока I для образца $p\text{-Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$, ось которого отклонена на угол $\theta=25^\circ$ от бинарной оси.

На вставке — схематическое изображение расположения контактов, ориентации образца, полного поля E_H и тока относительно кристаллографических осей.

электрических полей. Обычно сигнал с поперечной пары контактов регистрировался начиная уже с минимальных значений тока, что естественно объяснить наличием некоторого заоса контактов. Однако смена знака U_{32} , которая наблюдалась на ряде образцов (рис. 1, кривая 2), однозначно свидетельствует о том, что при достаточно больших токах наряду с сигналом, обусловленным заосом контактов, появляется вклад, связанный с некоторым поперечным электрическим полем. Выделение этого вклада осуществлялось, как и в [2], вычитанием из U_{32} сигнала, обусловленного заосом контактов. Последний вычислялся на основе устанавливаемой в слабых полях связи между ним и сигналом с продольно расположенных контактов. Затем определялась и величина поперечного поля E_{\perp} (рис. 2, б). Максимальное зафиксированное в ходе измерений значение поперечного поля составляет $E_{\perp} \approx 1.2$ В/см, при этом

угол φ между направлениями тока и поля достигает всего $\sim 6.3^\circ$, а обычно используемая для описания ЭСШ величина $\text{tg } \varphi \approx 0.11$ (рис. 3).

Изменение знака угла θ отклонения оси образца относительно рационального в базисной плоскости направления, как видно из рис. 2, б и в, приводит к смене направления поперечного поля. Полная угловая зависимость $\text{tg } \varphi$ приведена на рис. 3. Учитывая ее экспериментально наблюдавшуюся нечетность относительно направлений бинарной C_2 и бисекторной C_1 осей и симметрию кристаллической решетки, достаточно ограничиться интервалом углов в 30° между указанными осями. Кроме того, поскольку величина $\text{tg } \varphi$ зависит от тянущего поля (рис. 2, в), на рис. 3, согласно [2], приводятся ее максимальные значения или значения из области насыщения.

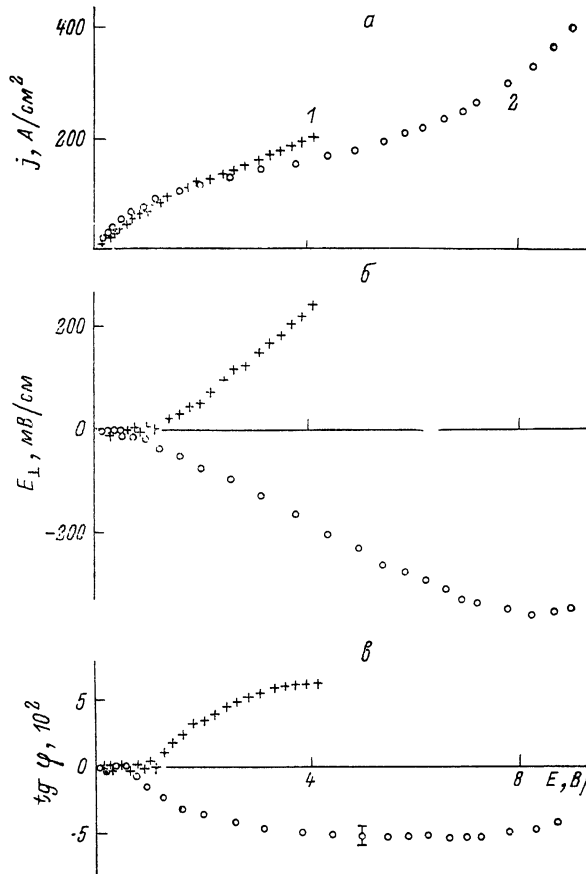


Рис. 2. Зависимости плотности тока j (а), величин поперечного электрического поля E_{\perp} (б) и $\text{tg } \varphi = E_{\perp}/E$ (в) от величины тянущего поля E для образцов $n\text{-Bi}_{0.89}\text{Sb}_{0.11}$ с $\theta=3^\circ$ (1) и $\theta=-3^\circ$ (2).

2. Обсуждение результатов

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 фиксируется начиная лишь с области сублинейности ВАХ, которая отражает уменьшение подвижности при разогреве носителей заряда [5]. Поэтому наблюдаемое явление можно связать с ЭСШ. Показательно, что в $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ тангенс угла Сасаки $\text{tg } \varphi$ сначала 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 и позднее на $n\text{-Si}$ [3]. Проследить за поведением поперечного поля в области

большими пробойными токами на сплавах $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ не удалось вследствие 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 напряжений на поперечной паре контактов оказывается невозможным, поскольку, как это отмечалось и в [6], реализуются колебания не нулевой, а второй и, к сожалению, первой мод, которая полностью «пролезает» на эту пару.

Существенным аргументом в пользу наблюдения на $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ именно ЭСП является возможность объяснить полярность возникающего поперечного поля на основе

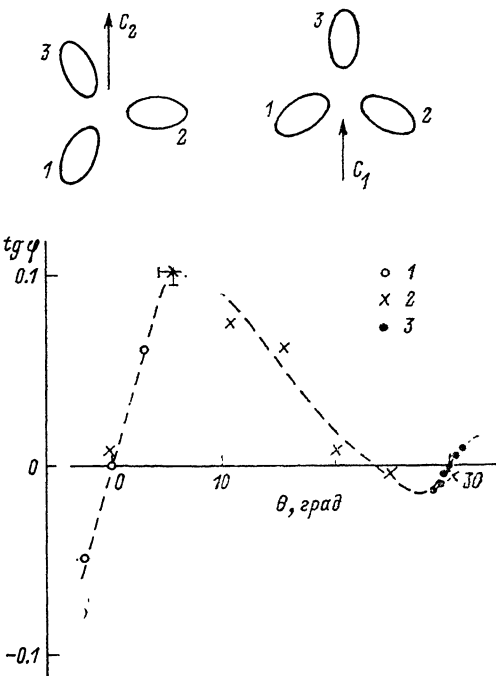


Рис. 3. Полученная на сплавах $n\text{-Bi}_{0.89}\text{Sb}_{0.11}$ (1), $p\text{-Bi}_{0.89}\text{Sb}_{0.12}$ (2) и $n\text{-Bi}_{0.833}\text{Sb}_{0.167}$ (3) зависимость тангенса угла Сасаки $\text{tg } \varphi$ от угла θ отклонения оси образца от бинарной оси в базисной плоскости.

На вставках — схемы расположения изоэнергетических поверхностей в L -точках зоны Бриллюэна в базисной плоскости.

известных для этих материалов данных об анизотропии и расположении изоэнергетических поверхностей в базисной плоскости (см. вставки на рис. 3), пользуясь изложенной в [2] качественной теорией ЭСП. Действительно,

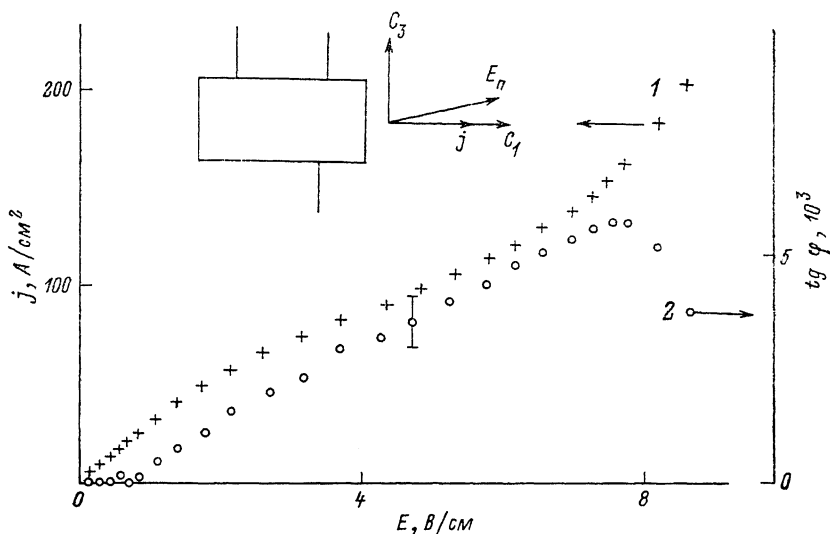


Рис. 4. ВАХ (1) и полевая зависимость $\text{tg } \varphi$ (2) для ориентированного по C_1 образца $n\text{-Bi}_{0.833}\text{Sb}_{0.167}$.

На вставке — схема расположения контактов, ориентации образца, полного поля и тока относительно кристаллографических осей.

для образцов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$, оси которых несколько отклонены от рациональных направлений, в слабых электрических полях направления тока и поля совпадают лишь потому, что поперечные составляющие токов носителей из разных L -до-

лин (как видно из вставок на рис. 3, прежде всего долин 1, 2 для образцов, слабо отклоненных от C_1 , и долин 1, 3 для образцов, слабо отклоненных от C_2) компенсируют друг друга. В сильных полях носители долины с меньшей в направлении поля массой по сравнению с носителями из других долин разогреваются сильнее, их подвижность падает заметнее, а вклад в ток относительно уменьшается. В результате компенсации нарушается и ток оказывается отклоненным от поля к направлению 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 [2], это приводит к тому, что знаки угла Сасаки и угла отклонения образца от рационального направления (если последний мал) совпадают, как и наблюдается в эксперименте (рис. 2, в и 3).

Наличие у сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ отклонения направления вытянутости изоэнергетических поверхностей 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 ей направлении. Эксперимент подтверждает это предположение (рис. 4).

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 менее разогреваемые долины [2]. В случае же сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ этот второй, обычно в значительной степени определяющий величину ЭСШ механизм, вероятно, несуществен, поскольку указания на заметное перераспределение носителей между долинами в этих полупроводниках в актуальной области электрических полей отсутствуют. Так, на образцах, ориентированных по биссекторной оси при полном перетекании носителей в «холодную» долину 3 из «горячих» долин 1 и 2 (см. вставки на рис. 3) с учетом значительной (порядка 10) анизотропии подвижности носителей в L -долинах [4], направление поля должно было бы практически совпадать с направлением вытянутости изоэнергетической поверхности долины 3. При этом поле отклонилось бы от базисной плоскости по направлению к тригональной оси C_3 и угол Сасаки стал бы близок к 4° , а $\text{tg } \varphi \approx 0.07$, что значительно больше экспериментально полученного значения $\text{tg } \varphi \approx 0.006$ (рис. 4).

Обращает на себя внимание также большая асимметрия угловой зависимости $\text{tg } \varphi$ в $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ (рис. 3) по сравнению с $n\text{-Ge}$ (рис. 7 в [2]). Это может быть связано в изученных сплавах с влиянием на величину поперечного поля долины 3 (в $n\text{-Ge}$ или $n\text{-Si}$ благодаря выбору ориентации исследуемых образцов этой проблемы не возникает). Так, при небольшом отклонении образцов от C_1 сильная анизотропия подвижности носителей в долине 3 (см. вставки на рис. 3), которая, как известно [4], обусловлена анизотропией масс, должна приводить к отклонению поля от тока по направлению к наиболее длинной оси изоэнергетической поверхности, т. е. по сути к биссекторной оси, и тем самым препятствовать проявлению ЭСШ. При небольшом отклонении образца от C_2 анизотропия проводимости в долине 2 (см. вставки на рис. 3) опять же должна приводить к отклонению поля от тока к наиболее длинной оси соответствующей изоэнергетической поверхности, но появляющееся при этом поперечное поле будет в отличие от предшествующего случая суммироваться с полем, обусловленным ЭСШ.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Кроткус А., Добровольские З. Электропроводность узкощелевых полупроводников. Вильнюс, 1988. 174 с.
- [2] Sasaki W., Shibuya M., Mizuguchi K. // J. Phys. Soc. Japan. 1958. V. 13. N 5. P. 456—460.
- [3] Asche M., Kostial H., Sarbey O. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1980. V. 13. N 24. P. 645—649.

- [4] Брандт Н. Б., Диттманн Х., Пономарев Я. Г. // ФТТ. 1971. Т. 13. В. 10. С. 2860—2872.
[5] Брандт Н. Б., Свистов Е. А., Свистова Е. А., Яковлев Г. Д. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. В. 3 (9). С. 1078—1086.
[6] Брандт Н. Б., Свистов Е. А., Свистова Е. А., Яковлев Г. Д. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 4. С. 654—660.
[7] Пономарев Я. Г. // Автореф. докт. дис. МГУ. М., 1984.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Получена 1.07.1991
Принята к печати 8.07.1991
