

ЭФФЕКТ ЧЕТНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ В КРИСТАЛЛАХ  
БЕЗ ЦЕНТРА ИНВЕРСИИ

А. Ю. Ткаченко

Еще в 1964 г. Казлаускас и Левинсон [1] обратили внимание на возможность наблюдения четного по полю  $E$  тока в кристаллах без центра инверсии, определяемого тензором третьего ранга  $j = \gamma_{\alpha\beta\gamma} E_\beta E_\gamma$ . В кристаллах класса  $T_d$  тензор  $\gamma$  имеет одну линейно-независимую компоненту  $\gamma_{\alpha\beta\gamma} = \gamma |\delta_{\alpha\beta\gamma}|$ , где  $\delta_{\alpha\beta\gamma}$  — единичный антисимметричный тензор третьего ранга. Соответственно при направлении поля вдоль оси (110) должен возникать поперечный ток

$$j_{\perp} \equiv j_{(001)} = \gamma E^2. \quad (1)$$

Механизмы, обуславливающие возникновение четного тока, рассматриваются в [2, 3]. Тем не менее экспериментальных работ по наблюдению эффекта четной электропроводности до недавнего времени не было. В настоящей работе впервые экспериментально описывается эффект четной электропроводности кубических кристаллов  $A_3B_5$ . Предварительные результаты были опубликованы в [4].

Образцы в форме параллелепипеда (рис. 1) изготавливались так, чтобы тянущее поле (продольное) прикладывалось вдоль (110), а поперечные электроды (измерительные) располагались на плоскости (001). На каждую

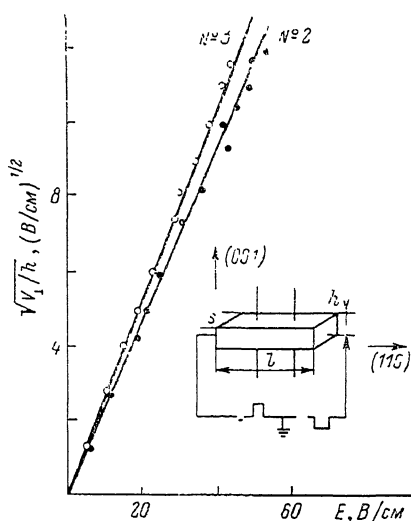


Рис. 1. Зависимость  $E_{\perp}(E)$  для образцов  $n$ -GaAs.  $T=290$  К.

$l, h, s$  (см): обр. № 2 — 1,6, 0,5, 0,5; обр. № 3 — 1,96, 0,1, 0,45.

из противоположных граней образца напаивалась пара точечных электродов площадью  $\sim 0,01$  см<sup>2</sup>, которые присоединялись к потенциометру. Выбор положения ползунков потенциометров обеспечивал необходимую точность установки электродов на одну и ту же эквипотенциальную поверхность. Геометрия опыта показана на рис. 1. В качестве источника напряжения использовался генератор одиночных импульсов длительностью 2—4 мкс и напряжением до 90 В. На полевые электроды образца подавались два симметричных разнополярных импульса напряжения  $V_{\parallel}$ . Исследуемый сигнал снимался с поперечных электродов образца, затем подавался на дифференциальный усилитель с  $K=10$ , после чего регистрировался осциллографом. Входная цепь балансировалась так, чтобы сигнал на выходе дифференциального усилителя при отсутствии полезного сигнала не превышал 10 мВ. При подаче импульса напряжения на токовые электроды  $V_{\parallel}$  на поперечных электродах возникал импульс напряжения  $V_{\perp}$ , знак которого не изменялся при изменении знака импульса тянущего поля. Измеряемая амплитуда полезного сигнала менялась от 1 до 6 В. Различие в величине поперечной ЭДС для двух направлений  $E_{\parallel}$  не превышало 5 %.

Результаты измерений представлены на рис. 1—3. Рис. 1, 2 соответствуют материалу  $n$ -GaAs с  $n=5,5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> при  $T=290$  и 77 К, рис. 3 —

*p*-InSb с  $p=3.9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при  $T=77$  (1) и 230 К (2). Как видно из рис. 1—3, изменение  $E_{\perp}$  ( $E_{\parallel}$ ) описывается квадратичной зависимостью, как и предсказывалось теорией (формула (1)). Тангенс угла наклона в приведенных координатах, равный коэффициенту  $\chi$  в формуле (1), оказывается равным  $0.026 \text{ В}^{-1/2} \cdot \text{см}^{-1/2}$  для GaAs и  $0.035 \text{ В}^{-1/2} \cdot \text{см}^{-1/2}$  для InSb. Температурной зависимости  $E_{\perp}$  ( $E_{\parallel}$ ) обнаружено не было (рис. 2, 3).

Экспериментальное значение  $\chi/\sigma^{(1)}$  ( $\sigma^{(1)}$  — омическая проводимость), характеризующее изменение  $j_{\perp}/j_{\parallel}$ , для GaAs оказывается равным  $6 \cdot 10^{-4} (\text{В/см})^{-1}$ , для InSb  $\sim 1 \cdot 10^{-3} (\text{В/см})^{-1}$  и не зависит от величины приложенного поля. Тогда отношение четного тока к омическому при  $E=10 \text{ В/см}$  для GaAs равно  $6 \cdot 10^{-3}$ , а для InSb —  $1 \cdot 10^{-2}$ . Сопоставим полу-

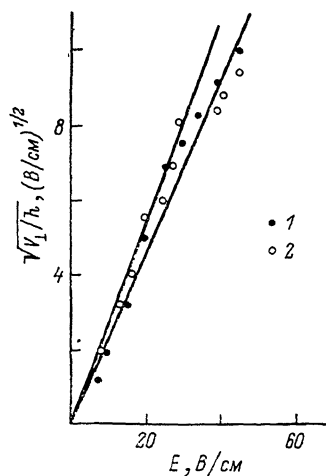


Рис. 2. Температурная зависимость  $E_{\perp}(E)$  для образца № 3.  $T=77$  (1) и 290 К (2).

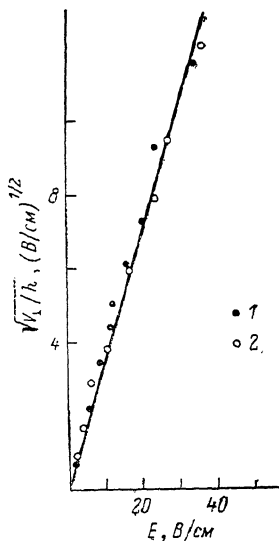


Рис. 3. Зависимость  $E_{\perp}(E)$ , характерная для образцов InSb.  $l=1.4$ ,  $h=0.2$ ,  $s=0.4 \text{ см}$ .

ченные значения  $j_{\perp}/j_{\parallel}$  с теоретическими оценками. Величину четного тока можно оценить, используя результаты работы [2], в которой проведена оценка четного по полю  $E$  тока для случая рассеяния носителей на акустических фононах и примесях. Формула (35) работы [2] приводится к выражению

$$\chi_{ijk} = -\frac{66}{35} \frac{\pi^2 e^5 m^3 n_0 n_x \tilde{Q}_{ijk}}{x_0^3 kT \hbar^4},$$

где

$$\mu = \frac{8e\tau_p^{(np)}(kT)}{\sqrt{\pi} m}, \quad \tau_p^{(np)}(T) = \frac{x_0^2 \sqrt{2m} (kT)^{3/2}}{\pi n_x e^4 \ln \eta}, \quad \eta = \frac{3m\epsilon r_{\text{Дебая}}^2}{\hbar^2}.$$

Здесь  $n_0$  — концентрация электронов,  $n_x$  — концентрация асимметричных однократно заряженных центров,  $\mu$  — подвижность носителей,  $\tilde{Q}_{ijk}$  — эффективный октупольный момент,  $x_0$  — диэлектрическая проницаемость,  $\epsilon$  — средняя энергия электрона. Для исследованных образцов  $n_x \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (в соответствии с номограммами авторов [5] при  $n=5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$   $\mu=5500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ). Величина октупольного момента для случая двухвалентного иона примеси порядка  $\tilde{Q}_{ijk}=0.01 ea^3$  [2], где  $a$  — постоянная решетки. Тогда при  $E=30 \text{ В/см}$  получается  $j_{\perp}/j_{\parallel}=10^{-5}$ , что на два порядка отличается от экспериментальной величины. Однако существование примесных центров с большим плечом октуполя в действительности возможно. Например, глубокий акцептор с вырожденным уровнем, пусть четырех-

кратно, будет иметь размер состояния  $\sim \hbar/\sqrt{mE_n} \sim 30 \text{ \AA}$ . Можно ожидать, что волновая функция такого состояния гофрирована с симметрией, соответствующей симметрии кристалла, и соответственно ее октупольный момент может существенно превысить оценку [2]. В работе [2] предполагается, что асимметрия рассеяния носителей обуславливается октупольным моментом примесного потенциала; дипольный же момент для атомов, расположенных в узлах кристаллической решетки, считается равным нулю. Тем не менее, как указали Ивченко, Пикус [6], для нецентрального иона в кубических кристаллах дипольный момент может быть отличным от нуля. Этот случай может реализоваться при условии образования комплексов в кристалле.

При рассеянии на оптических колебаниях решетки, согласно [3], для кристаллов *p*-типа  $\text{InSb}$   $j_{\perp}/j_{\parallel} \simeq d_0 e E / C \hbar T$ , где  $d_0$  — константа деформационного потенциала для оптических колебаний;  $C$  — постоянная, определяющая дальнедействующее полярное взаимодействие. Эта оценка дает  $j_{\perp}/j_{\parallel} = 2 \cdot 10^{-5}$ , тогда как для *p*- $\text{InSb}$  экспериментальная величина  $j_{\perp}/j_{\parallel} \simeq 10^{-2}$ . Отличие экспериментальных и теоретических значений, по-видимому, можно объяснить рассеянием носителей на примесях с большим октупольным или дипольным моментом.

В заключение выражаю благодарность И. С. Шлимаку за руководство работой, Е. Л. Ивченко, Г. Е. Пикусу, М. Д. Блоху, Л. И. Магариллу, И. В. Энтину за полезные дискуссии.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Казлаускас П. А. В., Левинсон И. Б. // ФТТ. 1964. Т. 10. С. 3192—3194.  
 [2] Блох М. Д., Магарилл Л. И., Энтин М. В. // ФТП. 1978. Т. 12. № 2. С. 249—256.  
 [3] Ивченко Е. Л., Пикус Е. Г. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. № 6. С. 268—270.  
 [4] Ткаченко А. Ю., Иванов Ю. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. № 6. С. 270—272.  
 [5] Kravchenko A. F., Kuralkova S., Morosov B. V. et al. // Phys. St. Sol. (b). 1979. V. 72. P. 221—228.  
 [6] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. // Материалы XI Зимней школы по физике полупроводников. Л., 1984. С. 3—55.

Физико-технический институт  
 им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
 Ленинград

В окончательной редакции  
 21 сентября 1988 г.

## САМОСОГЛАСОВАННЫЙ РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ НИТРИДА ТАНТАЛА

*Е. М. Гололобов, Н. Н. Дорожкин, Б. В. Новыш*

Разработка линейных методов расчета энергетической зонной структуры (ЭЗС) кристаллов [1] позволила практически без потерь точности ускорить процесс расчета ЭЗС на два порядка по сравнению с ранее применяемыми методами. Это имеет чрезвычайно важное значение для проведения самосогласованных расчетов зонной структуры сплавов и соединений.

В данной работе мы приводим результаты самосогласованного расчета ЭЗС нитрида тантала (структура типа В1, постоянная решетки 8.18259 а. е.) линейным методом МТ орбиталей (ЛМТО метод [1]). Как известно, наряду с предположением о сферической симметрии потенциала в области определенных сфер, описанных вокруг узлов решетки (МТ сферы или атомные сферы), в ЛМТО методе используется также пред-