О РОЛИ АНИЗОТРОПИИ РАССЕЯНИЯ В ТЕЛЛУРЕ

Л.С.Дубинская, И.И.Фарбштейн

Совокупность экспериментальных данных о гальваномагнитных свойствах отожженных монокристаллов теллура при низких температурах привела к заключению, что изоэнергетической поверхностью дырочных носителей тока является эллипсоид вращения с осью, совпадающей с осью третьего порядка и центром в $k=0$ [1,2]. Недавно Мендумом и Декстером [3] были проведены измерения эффективной массы дырок в теллуре, подтверждающие такую модель, и получены значения $m_1 = m_2 = 0{,}126\, m_0$ и $m_3 = 0{,}24\, m_0$, т.е. $m_{11}/m_{33} = 0{,}525$. Для такой модели при изотропном рассеянии $\sigma_{33}/\sigma_{11} = m_{11}/m_{33}$. Из гальваномагнитных измерений при температуре 4,2°К для чистых монокристаллов теллура было получено $\sigma_{33}/\sigma_{11} = 1{,}3 \pm 0{,}1$, что в предположении изотропного рассеяния приводило к $m_{11}/m_{33} \approx 1{,}3$. Причина этого кажущегося противоречия состоит в том, что в теллуре следует ожидать анизотропии рассеяния. Тогда, при условии, что можно ввести тензор времени релаксации [4],

$$\frac{\sigma_{33}}{\sigma_{11}} = \frac{\langle \tau_{33} \rangle}{\langle \tau_{11} \rangle} \cdot \frac{m_{11}}{m_{33}} . \qquad (1)$$

Анизотропия рассеяния дырок на ионизованных примесях в теллуре связана как с анизотропией энергетического спектра носителей тока, так и с анизотропией диэлектрической постоянной, приводящей к анизотропии самого рассеивающего потенциала. Теория гальваномагнитных эффектов при произвольной анизотропии рассеяния развита в работах [5,6]. В [5] показано, что для рассеяния носителей тока на ионизованных примесях в одноосном кристалле можно ввести так называемый "токовый" тензор времени релаксации, компоненты которого определяют тензор электропроводности:

$$\sigma_{ii} = \frac{e^2 n \langle \tau_{ii} \rangle}{m_{ii}}.$$

Следуя [5], для одноэллипсоидной модели изоэнергетической поверхности и анизотропной диэлектрической постоянной можно получить приближенные выражения для τ_{33} и $\tau_{11} = \tau_{22}$. В случае, когда $m'_{33} > m'_{11} = m'_{22}$, где $m'_{ii} = m_{ii}\,\varkappa_{ii}$, а $\varkappa_{ii}$ – компоненты тензора диэлектрической постоянной, имеем:

$$\frac{1}{\tau_{33}} = \frac{3\pi N e^4 \sqrt{2 m_{33}}}{8 m'^2_{11} \beta^3 \varepsilon^{3/2}} \Big\{ 2\Big(\operatorname{arctg}\beta - \frac{\beta}{1+\beta^2}\Big)\ln\frac{1}{\gamma^2} - 2\operatorname{arctg}\beta \ln(1+\beta^2) + 4L(\operatorname{arctg}\beta) + (1+\beta^2)\Big[\operatorname{arctg}\beta + \frac{\beta(\beta^2-1)}{(1+\beta^2)^2}\Big]\gamma^2 \Big\}, \qquad (2)$$

$$\frac{1}{\tau_{11}} = \frac{3\pi N e^4 \sqrt{2 m_{33}}}{8 m'^2_{11} \beta^3 \varepsilon^{3/2}} \Big\{ \Big[(\beta^2-1)\operatorname{arctg}\beta + \beta\Big]\ln\frac{1}{\gamma^2} - 2\beta^2 \operatorname{arctg}\beta - (\beta^2-1)\operatorname{arctg}\beta \ln(1+\beta^2) + 2(\beta^2-1)L(\operatorname{arctg}\beta) + \frac{1+\beta^2}{2}\Big[(3\beta^2-1)\operatorname{arctg}\beta + \frac{\beta(3\beta^2+1)}{1+\beta^2}\Big]\gamma^2 \Big\}. \qquad (3)$$

$\beta^2 = \frac{m'_3 - m'_1}{m'_1}$; $L(t)$ – функция Лобачевского; $\gamma^2 = \frac{\hbar^2}{8\varepsilon a^2 m'_3}$; ε – энергия электрона; a^2 – радиус экранировки Дебая-Хюккеля.

В случае промежуточного вырождения

$$a^{-2} = \frac{2e^2 m^{*3/2} (2kT)^{1/2}}{\pi \hbar^3} F_{-1/2}(\mu^*),$$

μ^* – приведенный химпотенциал, $m^* = \sqrt[3]{m_{11}^2 m_{33}}$.

Выражения для τ_{33} и τ_{11} отличаются только множителями, стоящими в фигурных скобках. Мы вычислили $\langle\tau_{33}\rangle/\langle\tau_{11}\rangle$ для теллура при 4,2°K для концентрации носителей 10^{14} см$^{-3}$, исходя из значений $\varkappa_{11} = 23{,}6$ и $\varkappa_{33} = 39{,}7$, полученных усреднением данных работы [7], и из значений m_{11} и m_{33}, полученных в [3]. При вычислении $\langle\tau\rangle$ мы производили усреднение обычным способом, вынося выражение, стоящее в фигурных скобках, из-под знака интеграла при значении ε, соответствущем максимуму остальной подынтегральной функции. При отсутствии вырождения $\bar{\mathcal{E}} = 3$ kT.

Расчет дает $\langle\tau_{33}\rangle/\langle\tau_{11}\rangle = 2{,}29$, и тогда из (I) $\sigma_{33}/\sigma_{11} = 1{,}21$, что находится в хорошем согласии с экспериментальной величиной.

Таким образом, учет анизотропии рассеяния в рамках теории, изложенной в [5,6], позволяет согласовать данные по циклотронному резонансу с гальваномагнитными измерениями в области рассеяния на ионизованных примесях.

В [I] была экспериментально обнаружена концентрационная зависимость анизотропии электропроводности при 4,2°K. Так как γ, определяющая анизотропию рассеяния, зависит от концентрации и температуры, следует ожидать зависимости σ_{33}/σ_{11} от этих параметров.

Вопрос о количественном соответствии экспериментальной зависимости анизотропии рассеяния от концентрации с теорией нами исследуется.

Авторы благодарны И.Я. Коренблиту и Л.Л.Коренблиту за обсуждение теоретических вопросов и С.С.Шалыту за постоянный интерес к работе.

Институт полупроводников
Академии наук СССР
Ленинград

Поступило в редакцию
26 июля 1965 г.

Литература

[I] Р.В.Парфеньев, А.М.Погарский, И.И.Фарбштейн, С.С.Шалыт. ФТТ, 4, 3596, 1962.

[2] И.И.Фарбштейн, А.М. Погарский, С.С.Шалыт. ФТТ, 7, 2383, 1965.

[3] J.H.Mendem, R.N.Dexter. Bull. Amer. Phys. Soc., 9, 632,1964.

[4] К.Херринг, Э.Фогт. Проблемы физики полупроводников. Сб.статей, 1957.

[5] А.Г.Самойлович, И.Я.Коренблит, И.В.Даховский, В.Д.Искра. ФТТ, 3, 2939, 3287, 1961.

[6] И.Я.Коренблит. ФТТ, 4, 168, 1962.
[7] R.S. Caldwell, H.Y. Fan. Phys. Rev., 114, 664, 1959.