

УДК 538.953, 538.955

DOI: 10.21779/2542-0321-2020-35-3-92-95

М.М. Гаджиалиев, З.Ш. Пирмагомедов, Т.Н. Эфендиева, Л.А. Сайпулаева

Определение механизма рассеяния носителей тока

*ИФ ДФИЦ РАН; Россия, 367015, г. Махачкала, ул. М. Ярагского, 94;
maggadji@rambler.ru*

Известно, что в исследовании явлений переноса в полупроводниках существенную роль играет механизм рассеяния носителей тока при данной температуре образца. Интересны результаты теории и эксперимента, полученного при исследовании магнетопольной зависимости термоэдс узкозонных полупроводников. В частности, установлено, что в области слабого поперечного магнитного поля термоэдс меняет свой знак в зависимости от механизма рассеяния. Следовательно, точное определение механизма рассеяния играет важную роль при сравнении результатов эксперимента с теорией.

Из результатов экспериментального исследования отрицательной термоэдс электронного антимонида индия в зависимости от слабого поперечного магнитного поля в данной работе предложен метод нахождения теоретического коэффициента B_r , определяемого механизмом рассеяния носителей тока. Метод найдет свое применение при экспериментальном исследовании отрицательной магнитотермоэдс в объемных полупроводниках и в низкоразмерных структурах.

Ключевые слова: термоэдс, градиент, магнитное поле, подвижность, антимонид индия, узкозонный полупроводник, квантовый предел.

Введение

Известно, что экспериментальное исследование явлений переноса, в частности диффузионной доли термоэдс узкозонных полупроводников в слабом поперечном магнитном поле дает возможность определить механизм рассеяния носителей тока. Слабым считается магнитное поле, если выполняется неравенство $\nu \ll 1$ (где $\nu = \Omega \tau$; $\Omega = eH/m^*c$; e – заряд электрона; τ – время релаксации импульса электрона; m^* – эффективная масса носителя тока; c – скорость света; H – напряженность магнитного поля).

Согласно теории [1] в слабом поперечном магнитном поле диффузионная доля термоэдс полупроводников при низких температурах становится отрицательной (ОМТЭС), которая в случае невырожденного электронного газа при рассеянии на ионах примеси дается выражением:

$$\alpha_{\perp}(H) = \alpha(0) + 86.2 \left(\frac{\mu H}{c}\right)^2 B_r, \quad (1)$$

где $\alpha_{\perp}(H)$, $\alpha(0)$ – термоэдс в поле и без поля соответственно; μ – подвижность носителей тока; c – скорость света. Коэффициент B_r в случае не вырожденной статистики носителей тока дается выражением:

$$B_r = \left(r - \frac{1}{2}\right) (2b_r - \alpha_r^2);$$

где $b_r = 5.89$; $\alpha_r = 1.93$ – холл фактор; $r = 2$ при рассеянии на ионах примеси.

При интерпретации результатов эксперимента ОМТЭС возникают трудности из-за незнания точного механизма рассеяния. В статье предлагается метод определения коэффициента механизма рассеяния B_r узкозонного полупроводника n -InSb, в котором при низких температурах наблюдается ОМТЭС в слабом поперечном магнитном поле.

Эксперимент и его обсуждение

В теоретических работах [1–4] показано, что изменение диффузионной доли поперечной магнетотермоэдс в зависимости от температуры происходит следующим образом: в слабом поле $\Omega\tau \ll 1$ – меняет знак, в сильном поле $\Omega\tau \sim 1$ – насыщается, а в области квантования $\Omega\tau > 1$, $\hbar\Omega > 2kT$ – растет пропорционально логарифму $\nu_0 = \hbar\Omega/2kT$ (где $\hbar = h/2\pi$, h – постоянная Планка, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура).

Это положение теории экспериментально подтверждено в работах [3–8]. Впервые ОМТЭС на n -InSb в слабом поле при низких температурах наблюдалась в работах [5–7].

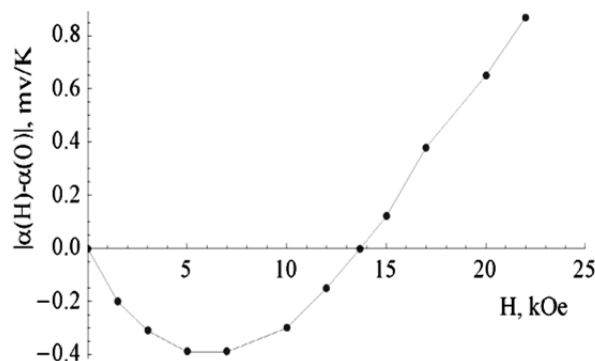


Рис. 1. Зависимость поперечной магнетотермоэдс антимида индия от магнитного поля при 28 К

На рис. 1 дана кривая зависимости диффузионной доли термоэдс в поперечном магнитном поле, измеренная на электронном образце антимида индия при 28 К с подвижностью $\mu = 8.4 \cdot 10^3$ см²/В·с, с концентрацией $n = 1.5 \cdot 10^{14}$ см⁻³. В нулевом поле при этой температуре термоэдс $\alpha(0) = 480$ мкВ/К. В работах [6, 7] показано, что термоэдс увлечения и ее изменение с полем наблюдается при $T < 20$ К. Это послужило основанием утверждать, что наблюдаемое на эксперименте изменение термоэдс в магнитном поле обусловлено изменением диффузионной доли термоэдс.

Как видно из рисунка, термоэдс в начале с ростом поля уменьшается, затем достигает экстремума в области $\nu \approx 1$, далее растет в квантующем поле $\nu > 1$ по абсолютной величине и в поле $H = 13.7$ кОе, $\Delta\alpha(H) = 0$.

Рост термоэдс после насыщения ОМТЭС в поле $\nu > 1$ обусловлен согласно теории [1] квантовым приростом $\sigma\alpha$, который дается выражением:

$$\sigma\alpha = -\alpha(0) + 86.2\left(\frac{\mu H}{c}\right)^2 B_r = -129 + 86.2[\nu_0 \text{cth}\nu_0 - 1 - \ln(\frac{sh\nu_0}{\nu_0})] \quad (2)$$

Выражение (2) выведенное в [1] без учета влияния спинного расщепления уровней Ландау на термоэдс мы использовали в работе, поскольку в ряде экспериментов [9, 10] не наблюдали это влияние на термоэдс, предсказываемое теорией [1, 7, 8].

В работе [6] исследована термоэдс в слабом магнитном поле в n -InSb с $n = 1.0 \cdot 10^{14}$ см⁻³ и показано, что в области акустического механизма рассеяния $T \geq 100$ К термоэдс с ростом поля повышается до величины насыщения 45 мкВ/К и далее увеличивается в квантующем поле, а при рассеянии на ионах примеси ($T < 40$ К) термоэдс с ростом поля уменьшается до достижения насыщения 129 мкВ/К, затем растет по абсолютной величине в области квантования $\nu_0 > 1$, $\hbar\Omega > kT$.

Из рисунка видно, что при 13.7 кОе, $\Delta\alpha(H) = \Delta\alpha^1(H) + \Delta\alpha^2(H) = 0$. В этом выражении $\Delta\alpha^1(H)$ представляет собой ОМТЭС, которая дается формулой (1), а $\Delta\alpha^2(H)$ – сумму величин насыщения при рассеянии на ионах примеси 129 мкВ/К и значения дальнейшего роста в квантующем поле, которое дается выражением (2).

Из полученного равенства:

$$-\alpha(0) + 86.2 \left(\frac{\mu H}{c}\right)^2 B_r = -129 + 86.2 \left[\nu_0 c \hbar \nu_0 - 1 - \ln \left(\frac{sh \nu_0}{\nu_0} \right) \right],$$

подставляя экспериментальные данные из работы [5] при слабом поле – $\nu \ll 1$, $H \approx 2,760$ кОе; при сильном поле, где $\Delta\alpha(H) = 0$ при $H = 13,7$ кОе, – $\nu = 2.52 > 1$, была найдена величина коэффициента $B_r = 11.8$.

Вычисляя $B_r = \left(r - \frac{1}{2}\right) (2b_r - \alpha_r^2)$ из теоретических данных работы [1], а именно $r = 2$; $b_r = 5.89$; $\alpha_r = 1.38$, получим $B_r = 14.8$.

Очевидно что, экспериментальное значение B_r отличается от теоретического.

Из полученного качественного совпадения теоретического и экспериментального значений коэффициента B_r следует, что для количественного уточнения B_r необходимо проделать вычисления величин полей в формуле (1) в области $0 < \nu < 1$ и в формуле (2) в области $1 < \nu \leq \nu^*$, где ν^* – значение, соответствующее напряженности поля H , при котором $\Delta\alpha(H) = 0$. Кроме того, следует использовать значение $\Delta\alpha(H)$ в поле $H=13,7$ кОе при акустическом рассеянии электронов.

Выводы

Предложен экспериментальный метод нахождения коэффициента B_r , определяемого механизмом рассеяния при данной температуре, в зависимости отрицательной магнетотермоэдс от поперечного поля электронного антимонида индия.

Метод заключается в том, что суммарная экспериментальная величина отрицательной магнетотермоэдс при данной температуре, состоящая из слагаемых в слабом и сильном поле приравнивается к нулю при данном значении магнитного поля и из полученного равенства определяется коэффициент B_r .

Предлагаемый метод найдет применение при исследовании термомагнитных эффектов как в объемных полупроводниках, так и в низкоразмерных структурах.

Литература

1. Аскеров Б.М. Электронные явления переноса в полупроводниках. – М.: Наука, 1985. – С. 320.
2. Цидильковский И.М. Электроны и дырки в полупроводниках. – М.: Наука, 1972. – С. 640.
3. Зырянов П.С. Квантовая теория явлений электронного переноса в кристаллических полупроводниках. – М.: Наука, 1976. – 480 с.
4. Образцов Ю.Н. К теории термомагнитных явлений в металлах и полупроводниках в квантующих магнитных полях // Физика твердого тела. – 1964. – Т. 6. – С. 414–421.
5. Амирханов Х.И., Баширов Р.И., Гаджиалиев М.М. Квантовые термомагнитные эффекты Нернста–Эттингсгаузена в n -InSb и n -InAs // Физика твердого тела. – 1961. – Т. 3. – С. 3743–3745.
6. Puri S.M. and Geballe T. H. Phonon Drag in n-type InSb // Phys. Rev. – 1964. – V. 136. – P. 1767–1774.
7. Puri S.V. Phonon Drag and phonon interactions in n-InSb // Phys. Rev. – 1965. – V. 139. – P. 995–1009.

8. Мочан И.В., Образцов Ю.Н., Смирнова Т.В. Определение эффективной массы электронов в InSb из измерения термоэлектродвижущей силы в сильном магнитном поле // Физика твердого тела. – 1962. – Т. 4. – С. 1921–1028.

9. Дрычко И.Л., Мочан И.В. Исследование термоэлектродвижущей силы электронной индий - сурьмы в сильных магнитных полях // Физика твердого тела. – 1964. – Т. 6. – С. 1902–1905.

10. Гаджиалиев М.М., Баширов Р.Р., Пирмагомедов З.Ш., Эфендиева Т.Н., Медже Х., Филар К. Термоэдс n-InSb в поперечном квантующем магнитном поле // Физика и техника полупроводников. – 2015. – Т. 49. – С. 904–905.

Поступила в редакцию 3 марта 2020 г.

UDC 538.953, 538.955

DOI: 10.21779/2542-0321-2020-35-3-92-95

Determination of the Scattering Mechanism of Current Carriers

M.M. Gadjaliev, Z.Sh. Pirmagomedov, T.N. Efendieva, L.A. Saipulaeva

Institute of Physics, Dagestan Federal Research Center of Russian Academy of Sciences; Russia, 367015, Makhachkala, M. Yaragskiy st. 94; maggadji@rambler.ru

It is known that for transport phenomena in semiconductors, the mechanism of current carriers scattering at a given sample temperature play very important role.

The results both of the theory and experiment, obtained in the study of the magnetic field dependence of the thermoelectric power of narrow-gap semiconductors seem to be interesting. In particular, it was established that in the region of a weak transverse magnetic fields, the thermopower changes its sign depending on a scattering mechanism. Therefore, it is crucial to accurate determine the scattering mechanism while comparing the results of experiments and a theory. In this work we propose a method for finding of the theoretical coefficient B_r , determined by the scattering mechanism of current carriers, from experiments on the negative thermoelectric power in n-InSb at weak transverse magnetic fields. We suppose this method to be perspective for the study of negative magneto-thermopower as in bulk semiconductors, so in low-dimensional structures.

Keywords: *thermal emf, gradient, magnetic field, mobility, InSb, narrowband semiconductor, quantum limit.*

Received 3 March 2020