

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. Сайтулаева**

### **Определение механизма рассеяния носителей тока**

*ИФ ДФИЦ РАН; Россия, 367015, г. Махачкала, ул. М. Ярагского, 94;  
[maggadji@rambler.ru](mailto: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 магнетополевой 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, антимоний индия, узкозонный полупроводник, квантовый придел.*

### **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  $v \ll 1$  (где  $v = \Omega \tau$ ;  $\Omega = eH/m^*c$ ;  $e$  – заряд электрона;  $\tau$  – 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;  $\mu$  – 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].

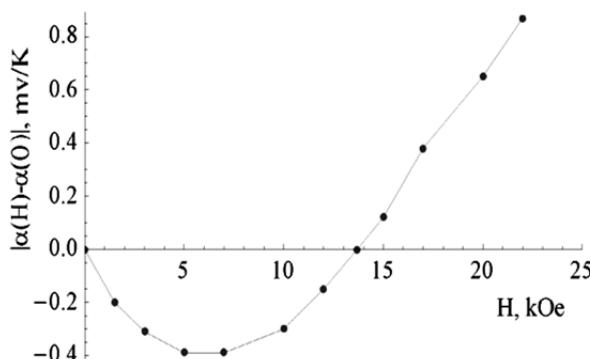


Рис. 1. Зависимость поперечной магнетотермоэдс антимонида индия от магнитного поля при  $28$  К

На рис. 1 дана кривая зависимости диффузионной доли термоэдс в поперечном магнитном поле, измеренная на электронном образце антимонида индия при  $28$  К с подвижностью  $\mu = 8.4 \cdot 10^3$  см $^2$ /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:

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

Выражение (2) выведенное в [1] без учета влияния спинового 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:

$$-\alpha(0) + 86.2 \left(\frac{\mu H}{c}\right)^2 B_r = -129 + 86.2 \left[v_0 \operatorname{cth} v_0 - 1 - \ln\left(\frac{sh v_0}{v_0}\right)\right],$$

подставляя экспериментальные данные из работы [5] при слабом поле –  $v \ll 1$ ,  $H \approx 2,760$  кОе; при сильном поле, где  $\Delta\alpha(H) = 0$  при  $H = 13,7$  кОе, –  $v = 2.52 > 1$ , 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  $0 < v < 1$  и в формуле (2) в области  $1 < v_0 \leq v^k$ , где  $v^k$  – 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., Медге 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. Gadjialiev, 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](mailto: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 Br, 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