

# Термоэдс $n$ -InSb в поперечном квантующем магнитном поле и при большом градиенте температуры

© М.М. Гаджиалиев

Институт физики Дагестанского научного центра Российской академии наук, 367003 Махачкала, Россия

(Получена 27 октября 1999 г. Принята к печати 25 ноября 1999 г.)

Исследована термоэдс электронного антимонида индия при  $T_{av} = 160$  К и различных градиентах температуры в поперечном магнитном поле (0–80) кЭ. Установлено, что при малом градиенте температуры электронная доля термоэдс подчиняется теории, учитывающей спин электрона, а при большом градиенте температуры к ней добавляется величина, обусловленная изменением термоэдс Бенедикса в магнитном поле.

Термоэдс  $n$ -InSb в поперечном квантующем магнитном поле экспериментально исследована в ряде работ [1–5]. Показано, что в условиях квантования движения носителей тока ( $\Omega\tau \gg 1$ ,  $\hbar\Omega \gg kT$ ,  $\Omega = eH/m^*c$ ,  $e$  — заряд электрона,  $H$  — напряженность магнитного поля,  $m^*$  — эффективная масса носителей тока,  $\tau$  — время релаксации импульса,  $k$  — постоянная Больцмана,  $c$  — скорость света,  $T$  — абсолютная температура) в поперечном магнитном поле растут как электронная, так и фононная составляющие термоэдс.

В работах [3–5] установлено, что магнетотермоэдс  $n$ -InSb подчиняется теории, учитывающей спин электрона [6], если исключить фононную составляющую.

Не исследована термоэдс  $n$ -InSb в поперечном квантующем магнитном поле в условиях большого градиента температуры (БГТ). Интерес к такому исследованию обусловлен тем, что при БГТ термоэдс обычно измеряется при высокой средней температуре образца ( $T_{av} > 150$  К), когда фононная доля термоэдс отсутствует, что в свою очередь дает возможность в эксперименте получить в чистом виде электронную долю магнетотермоэдс, для которой детально разработана теория [7]. Кроме того, интересно наблюдать одновременное влияние на термоэдс квантующего магнитного поля и БГТ.

С этой целью в настоящей работе измерена термоэдс  $n$ -InSb ( $n_{77} = 2 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ ) при  $T_{av} = 160$  К в зависимости от поперечного магнитного поля (0–80) кЭ и при двух градиентах температуры 2 К/см и 10 $^3$  К/см.

Под БГТ понимается градиент температуры, при котором выполняется условие  $L_d \geq L_t$  ( $L_d = \sqrt{D\tau}$ ;  $D$ ,  $\tau$  — длина диффузии, коэффициент диффузии и время жизни неосновных носителей тока;  $L_t = \Delta x \cdot T/\Delta T$  — приведенная длина;  $\Delta x$  — длина участка, на концах которого возникает разность температуры  $\Delta T$ ).

Методика создания БГТ и измерения коэффициентов описана в [8]. Условие  $L_d > L_t$  при  $T_{av} = 160$  К для InSb выполняется, если для образца с размерами  $(0.4 \times 0.05 \times 0.04)$  см $^3$   $\Delta T/\Delta x \geq 10^3$  К/см.

На рисунке представлена магнетотермоэдс  $n$ -InSb при двух указанных выше градиентах температуры. Как видно из рисунка, в классической области магнитных полей (для  $T_{av} = 160$  К поля  $H \ll 55$  кЭ — классическое) величина магнетотермоэдс одинакова для обоих градиентов температур. В области классически сильных магнитных

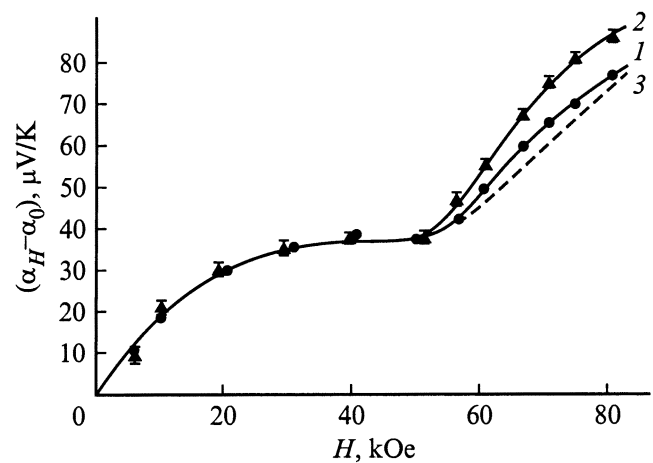
полей (20–55) кЭ в соответствии с теорией поперечная термоэдс насыщается [1].

Интерес представляет поведение магнетотермоэдс в полях  $H > 55$  кЭ, где для средней температуры 160 К выполняются условия квантования ( $\hbar\Omega \gg kT$ ) и спинового расщепления уровней Ландау в магнитном поле ( $g\mu_B H > kT$ ) ( $g$  — фактор спектроскопического расщепления,  $\mu_B$  — магнетон Бора). Из рисунка следует, что в области квантующих магнитных полей ( $H > 55$  кЭ) термоэдс увеличивается, причем значения при БГТ (кривая 2) превосходят величины термоэдс при малом градиенте температуры (кривая 1).

На рисунке также представлен квантовый прирост магнетотермоэдс (кривая 3), вычисленный по формуле (1) из работы [6]:

$$\alpha_h - \alpha_\infty = -\frac{k}{e} \left[ \frac{1}{6} - \frac{1}{8} \left( \frac{m^*g}{m_0} \right)^2 \right] \nu^2, \quad (1)$$

где  $\alpha_\infty$  — термоэдс в классическом сильном магнитном поле (как видно из рисунка, в нашем случае  $|\alpha_\infty| = 37$  мкВ/К),  $\nu = \hbar\Omega/2kT$ ,  $m_0$  — масса свободного электрона.



Зависимость термоэдс электронного антимонида индия ( $n_{77} = 2 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ ) от поперечного магнитного поля при градиентах температуры: 2 К/см (1) и 10 $^3$  К/см (2),  $T_{av} = 160$  К; 3 — значения квантовых надбавок к термоэдс, вычисленные по формуле (1).

Видно, что с экспериментом при малом градиенте температуры согласуется теория (кривая 3). Последнее подтверждает, что в данном случае в чистом виде присутствует электронная доля термоэдс, поведение которой с магнитным полем соответствует теории, учитывающей наличие спина электрона (кривые 1 и 3).

Как показано в [8], при БГТ к обычной термоэдс добавляется термоэдс Бенедикса. Наблюдаемый в эксперименте рост термоэдс в квантующем магнитном поле при БГТ по сравнению с термоэдс при малом градиенте температуры, по-видимому, обусловлен изменением термоэдс Бенедикса в квантующем магнитном поле. Отметим, что количественное сравнение изменения термоэдс при БГТ в квантующем магнитном поле с теорией будет проведено в будущей работе, где будут сделаны вычисления термоэдс Бенедикса в магнитном поле.

Экспериментально установлено, что в квантующем магнитном поле при малом градиенте температуры электронная доля термоэдс согласуется с теорией, учитывающей спин электрона, а при БГТ появляется дополнительная надбавка, обязанная изменению в поле термоэдс Бенедикса.

## Список литературы

- [1] Х.И. Амирханов, Р.И. Баширов, М.М. Гаджиалиев. ФТТ, **3**, 3743 (1961).
- [2] И.Л. Дричко, И.В. Мочан. ФТТ, **6**, 1902 (1964).
- [3] S.M. Puri, T.H. Geballe. Phys. Rev., **136**, 1767 (1964).
- [4] Х.И. Амирханов, Р.И. Баширов, М.М. Гаджиалиев. ФТП, **1**, 26 (1967).
- [5] М.М. Гаджиалиев. Изв. вузов. Физика, № 3, 21 (1993).
- [6] А.И. Ансельм, Р.Г. Тарханян. ФТТ, **6**, 3357 (1964).
- [7] Б.М. Аскеров. *Электронные явления в полупроводниках* (М., Наука, 1985) с. 223.
- [8] М.М. Гаджиалиев, В.А. Елизаров. ФТП, **32**, 1313 (1998).

*Редактор В.В. Чалдышев*

## Thermopower in $n$ -InSb in a quantizing magnetic field at large temperature gradient

M.M. Gadjaliev

Institute of Physics,  
Daghestan Scientific Center of RAS,  
367003 Makhachkala, Russia

**Abstract** The thermopower of electron indium antimonide at 160 K and different temperature gradient in a transverse magnetic field (0–80) kOe has been studied.

It has been found that the thermopower electron share at low gradient temperature can be described in terms of theory allowing for the electron spin, while at large temperature gradient acquires an additional value caused by Benedicks thermopower changes in the magnetic field.