

## ВЛИЯНИЕ ОДНООСНОГО СЖАТИЯ НА ТЕРМОЭДС УВЛЕЧЕНИЯ В $p$ -InSb

Нейфельд Э. А., Доманская Л. И., Городилов Н. А.

Термоэдс антимионида индия  $n$ -типа исследована достаточно подробно. В [1] была обнаружена фоновая составляющая термоэдс  $\alpha_{ph}$ , которая в  $n$ -InSb значительно меньше «обычной» диффузионной термоэдс  $\alpha_d$ . Максимальное значение  $\alpha_{ph}$  при  $T \approx 16$  К составляет всего  $\sim 20\%$  от экспериментальной величины термоэдс  $\alpha$ . В  $p$ -InSb термоэдс увлечения значительно больше из-за большей эффективной массы дырок. Нам известны две работы, в которых исследована термоэдс в  $p$ -InSb. Фредерикс [2] провел измерения до 60 К и не захватил область температур, где  $\alpha_{ph}$  достигает максимума. Наблюдаемый рост термоэдс с пони-

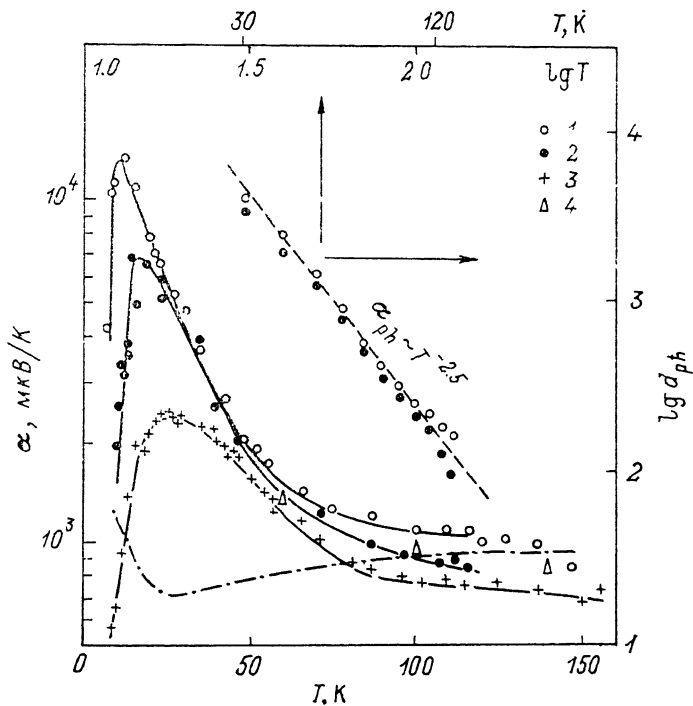


Рис. 1. Температурные зависимости термоэдс в  $p$ -InSb для следующих образцов.

Образцы: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 3; 4 — результаты [2]. Штриховой линией показана зависимость  $\alpha_{ph}(T)$  в логарифмических координатах. Штрихпунктирная линия — рассчитанная зависимость  $\alpha_d(T)$  для образца 2.

жением температуры объясняется фоновой составляющей. Авторы [3] измеряли зависимости  $\alpha(T)$  в широком диапазоне температур на образцах с различным содержанием акцепторов. Однако в работе отсутствует анализ полученных результатов.

Мы исследовали температурную зависимость термоэдс на образцах  $p$ -InSb, легированных германием, с концентрацией акцепторов  $N_A = 9 \cdot 10^{14}$ ,  $8 \cdot 10^{15}$ ,  $2 \cdot 10^{16}$   $\text{см}^{-3}$  (в дальнейшем образцы 1—3). На этих же образцах исследовано влияние одноосной деформации на термоэдс. Направление сжатия образца совпадало с градиентом температуры  $P \parallel \nabla T$ . Температура измерялась термопарами золото с железом—медь (5—40 К относительно жидкого гелия) и константан—медь (20—300 К). Образец находился в вакууме.

Температурная зависимость термоэдс для трех исследованных образцов приведена на рис. 1. При  $T < 100$  К термоэдс значительно возрастает с понижением

температуры и достигает максимума, величина и положение которого зависят от  $N_A$ . Чем меньше  $N_A$ , тем больше термоэдс в максимуме и ниже его температура. Приведенные на рис. 1 результаты [2] для  $p$ -InSb ( $N_A = 6.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) согласуются с нашими данными.

Чтобы выделить в чистом виде  $\alpha_{ph} = \alpha - \alpha_i$ , вычислили диффузионную термоэдс для дырок зоны  $\Gamma_8$  [4]. Концентрация дырок для расчета взята из измерений коэффициента Холла, а для масс легких и тяжелых дырок использованы значения  $0.02 m_e$  и  $0.4 m_e$ . Зависимость  $\alpha_{ph}(T)$  в логарифмических координатах также приведена на рис. 1. В диапазоне (30—100) К график хорошо аппроксимируется прямой, соответствующей степенной зависимости  $\alpha_{ph} \sim T^{-2.5}$ . Этот ре-

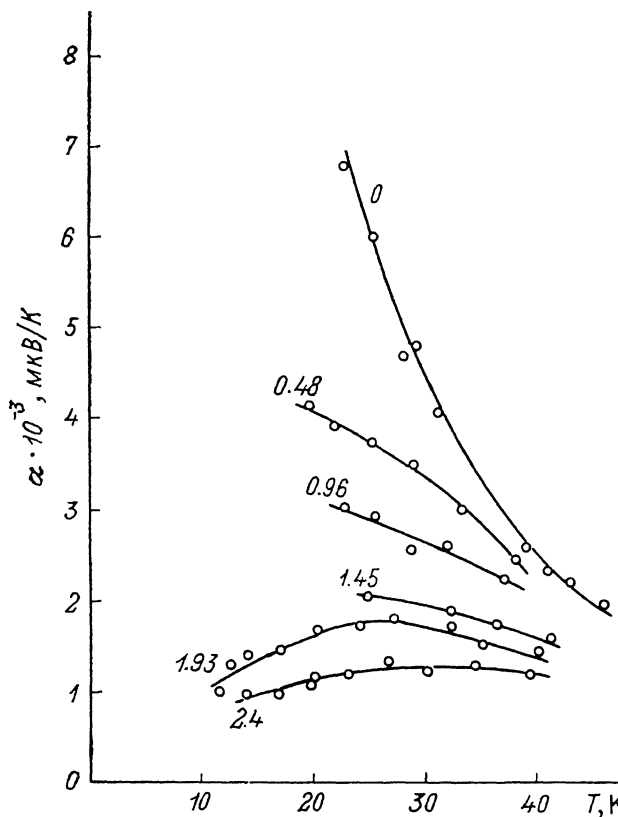


Рис. 2. Температурные зависимости термоэдс для образца 2.

Цифры у кривых обозначают величину одноосного сжатия образца в кбар.

зультат согласуется с хорошо известными экспериментами на  $p$ -Ge ( $\alpha_{ph} \sim T^{-3.2}$ ) и  $p$ -Si ( $\alpha_{ph} \sim T^{-2.3}$ ).

С ростом содержания примесей увеличивается роль рассеяния фононов и носителей заряда на примесных атомах и фононная термоэдс уменьшается. Кроме того, в области низких температур  $\alpha_{ph}$  ограничивается рассеянием фононов поверхностью образца. Обычно этими механизмами объяснялись величина, температурная зависимость фононной термоэдс и положение максимума [5]. В  $p$ -InSb зависимость  $\alpha_{ph}(T)$  справа от максимума хорошо согласуется с теоретическими расчетами и экспериментальными результатами для других материалов. Однако при температуре ниже максимума зависимость  $\alpha_{ph}(T)$  иная, чем должна быть при рассеянии фононов границами образца ( $\alpha_{ph} \sim T^{3/2}$ ). Из рис. 1 видно, что в  $p$ -InSb на этом участке термоэдс зависит от температуры гораздо сильнее. Поскольку в этой же области температур, где наблюдается максимум  $\alpha_{ph}(T)$ , происходит вымораживание дырок на акцепторы и возрастает роль проводимости по примесным состояниям, представляется разумным связать

с этим явлением резкое уменьшение термоэдс левее максимума. Наши измерения термоэдс в области прыжковой проводимости показывают, что ее величина не превышает нескольких десятков мкВ/К. Соответствующий вымораживанию дырок экспоненциальный рост сопротивления наблюдается при  $T \leq 30$  К. Переход к прыжковой проводимости происходит в исследованных образцах при  $T \leq 10$  К [6]. Таким образом, в общем случае величина и положение максимума фононной термоэдс зависят не только от механизмов рассеяния, но и от активации примесных носителей.

Рассмотрим теперь влияние одноосного сжатия образца на термоэдс. На рис. 2 показаны температурные зависимости термоэдс при различных давлениях, измеренные на образце 2. Деформация образца вызывает уменьшение термоэдс. Наиболее резкое уменьшение наблюдается в области низких температур, где термоэдс увеличения существенно больше диффузионной составляющей. Поведение  $\alpha(P)$  позволяет предположить, что одноосная деформация значительно уменьшает только термоэдс увлечения. При  $P \geq 2$  кбар величина термоэдс уже примерно равна рассчитанной диффузионной составляющей.

Одноосная деформация InSb расщепляет четырехкратно вырожденную при  $K=0$  валентную зону на две анизотропные зоны [7]. Дырки в верхней из расщепившихся зон имеют анизотропную эффективную массу  $m_{\uparrow} = (\gamma_1 + 2\tilde{\gamma})^{-1}m_0$  и  $m_{\downarrow} = (\gamma_1 - \tilde{\gamma})^{-1}m_0$ , где  $\gamma_1$  и  $\tilde{\gamma}$  — параметры Латинджера. Оценки показывают, что эффективные массы плотности состояний и проводимости в этой зоне примерно на порядок меньше эффективной массы тяжелых дырок в недеформированном InSb. Величина термоэдс увлечения сильно зависит от эффективной массы носителей заряда. При рассеянии на акустических фононах  $\alpha_{ph} \sim m^{1/2}$ . Таким образом, уменьшение эффективной массы на порядок при деформации образца должно вызвать уменьшение термоэдс увлечения более чем на 2 порядка.

Учет других механизмов рассеяния дырок и влияния одноосной деформации на фононный спектр и на диффузионную термоэдс может также повлиять на величину термоэдс. Однако вывод, что термоэдс увлечения резко уменьшается при одноосной деформации  $p$ -InSb из-за уменьшения эффективной массы дырок, останется, по-видимому, справедливым.

Действие одноосного сжатия на фононную термоэдс в  $p$ -InSb оказывается противоположным действию квантующего магнитного поля. Квантующее поле, ограничивая локализацию носителя заряда магнитной длиной, увеличивает его импульс и, следовательно, фазовый объем рассеивающих фононов. Фононная термоэдс поэтому должна расти. Напротив, фазовый объем таких фононов уменьшается при уменьшении массы и импульса дырок в  $p$ -InSb при одноосном напряжении.

Мы благодарны авторам [6] за предоставление образцов для исследования и И. М. Цидильковскому за полезное обсуждение работы.

#### Список литературы

- [1] Шалыг С. С., Тамарин П. В. // ФТТ. 1964. Т. 6. В. 8. С. 2227—2332.
- [2] Frederikse H. P. R., Mielczarek E. // Phys. Rev. 1955. V. 99. N 6. P. 1889—1891.
- [3] Тамарин П. В., Шалыг С. С., Ланг И. Г., Павлов С. Т. // ФТТ. 1972. Т. 14. В. 1. С. 60—73.
- [4] Аскеров Б. М. // Электронные явления переноса в полупроводниках. М., 1985. С. 194—197.
- [5] Herring C. // Phys. Rev. 1954. V. 96. N 5. P. 1163—1187.
- [6] Германенко А. В., Миньков Г. М., Рут О. Э. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 11. С. 2006—2012.
- [7] Вир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 640 с.

Институт физики металлов УрО АН СССР  
Свердловск

Получено 16.01.1991  
Принято к печати 8.04.1991