

О ВКЛАДЕ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В p -InSb

Угрин Ю. О., Шерегий Е. М.

Развит метод аналитического определения концентраций и подвижностей трех сортов носителей (тяжелые и легкие дырки, электроны) в областях дырочной и смешанной проводимости для узкозонных невырожденных полупроводников с большим отношением подвижностей тяжелых и легких носителей по полевым зависимостям коэффициента Холла в импульсном магнитном поле и измерениям электропроводимости. На примере p -InSb, легированного германием, показано, что в температурном интервале $77 \div 160$ К вклад легких дырок в коэффициент Холла изменяется от 8 до 3 %, проходя через максимум (53 %) при $T \sim 100$ К, в электропроводимость — от 0.6 до 3 %, также достигая максимума (4.0 %) при $T \sim 100$ К. Для интерпретации экспериментальных результатов в области температур $77 \div 160$ К достаточно корректным является двухзонное приближение (тяжелые и легкие дырки при $77 \div 100$ К, электроны и тяжелые дырки при $120 \div 160$ К) с учетом холловского фактора электронов и дырок.

Вопрос об участии легких и тяжелых дырок и электронов в явлениях переноса в узкозонных полупроводниках с большим отношением подвижности легких носителей к подвижности тяжелых обсуждался ранее [1-6]. При этом обычно применялись два подхода: пренебрежение вкладом электронов при определении участия легких и тяжелых дырок в кинетических эффектах в широком температурном интервале [2, 3] или исключение из рассмотрения легких дырок при анализе полевых и температурных зависимостей кинетических коэффициентов [5]. Попытки определить участие всех трех типов носителей путем подбора процентного вклада одного из них (обычно легких дырок [6]) следует признать неудачными из-за неоднозначности решения.

Отметим также, что в этом классе полупроводников определение концентраций и подвижностей носителей из коэффициента Холла, измеренного при фиксированном значении индукции магнитного поля (например, при 10 кЭ [3]), совершенно неправомерно для широкой температурной области, где данное поле может оказаться как сильным, так и слабым по отношению к легким носителям.

Таким образом, остается до сих пор открытым вопрос об удельном участии в явлениях переноса того или иного типа носителей тока в p -InSb, p -CdHgTe и др. при температурах $77 \div 160$ К, соответствующих режиму работы приборов, в которых применяются эти технические важные полупроводники.

В данной работе поставлена задача аналитически определить концентрации, подвижности и холл-фактор указанных трех типов носителей в p -InSb из оптимального числа измерений экспериментальных величин в температурной области $77 \div 160$ К и таким путем найти действительный вклад каждого из них в явления переноса.

1. *Вывод рабочих формул.* Известно, что зависимость коэффициента Холла [равно как и напряжение Холла $V_H(B)$ (рис. 1)] от индукции магнитного поля из-за вклада не менее двух типов носителей имеет сложный вид. Эта кривая имеет ряд параметров: точку инверсии знака напряжения Холла B_0 , точку минимума B_m , асимптотический наклон $V_H(B)$ в слабом и сильном полях и точку перегиба B_{nv} . Покажем, как, используя указанные выше параметры кривой $V_H(B)$, можно определить концентрации, подвижности и холл-фактор

не менее двух типов носителей, вклад которых существен в данном температурном интервале.

Зависимость коэффициента Холла от индукции магнитного поля в трехзонном приближении можно записать в следующем виде:

$$R_H(B) = \frac{x_1 B^4 + x_2 B^2 + x_3}{x_4 B^4 + x_5 B^2 + e} \quad (1)$$

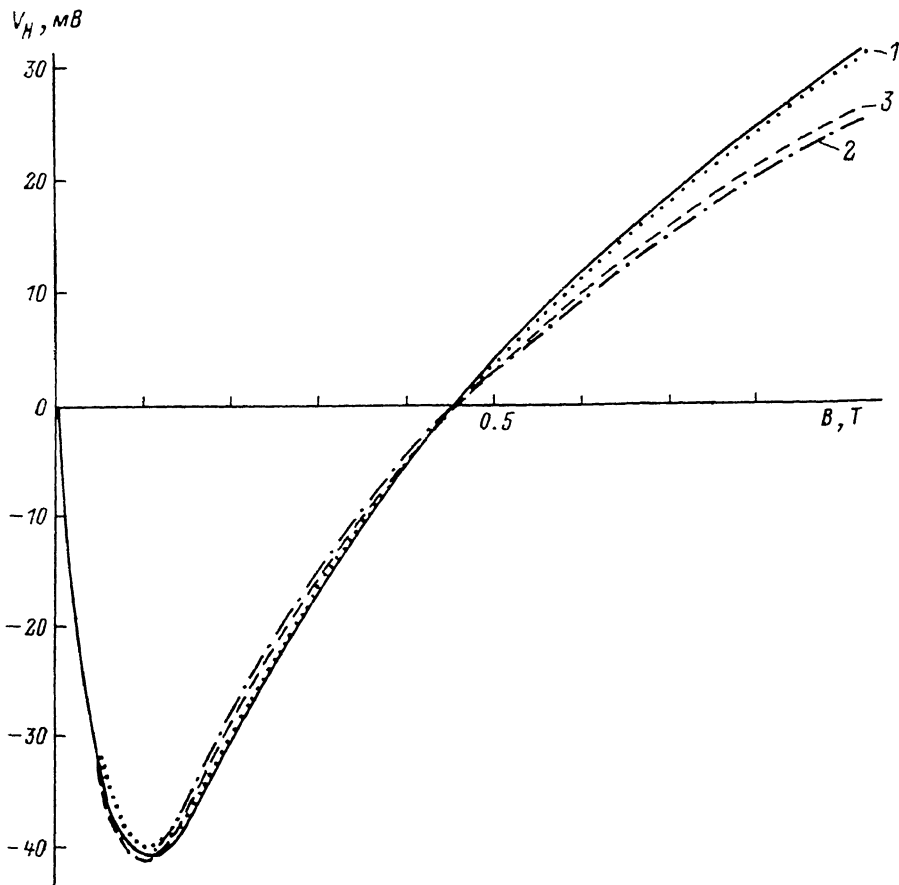


Рис. 1. Зависимость напряжения Холла от магнитного поля при 124 К для образца 1.

Сплошная кривая — эксперимент, 1, 2 — расчет по двухзонной модели (электроны и тяжелые дырки при $r_H \neq 1$ и $r_H = 1$ соответственно, 3 — расчет по трехзонной модели.

Здесь x_i — коэффициенты, зависящие от концентраций и подвижностей носителей тока и связанные с ними соотношениями

$$\begin{aligned} n_2 (u_1 u_2 u_3)^2 &= (\sigma/e)^2 x_1, \\ u_1^2 u_3^2 (n_3 - n_1) + u_2^2 (u_1^2 + u_3^2) n_2 &= (\sigma/e)^2 x_2, \\ -n_1 u_1^2 + n_2 u_2^2 + n_3 u_3^2 &= (\sigma/e)^2 x_3, \\ n_2^2 (u_1 u_2 u_3)^2 &= (\sigma^2/e^3) x_4, \\ (n_3 - n_1)^2 u_1^2 u_3^2 + n_2^2 u_2^2 (u_1^2 + u_3^2) + 2u_1 u_2 u_3 n_2 (n_1 u_3 + n_3 u_1) &= (\sigma^2/e^3) x_5. \end{aligned} \quad (2)$$

Индексы 1, 2, 3 принадлежат соответственно электронам, тяжелым дыркам и легким дыркам.

В (2) сделаны допущения

$$n_1 \ll n_2, \quad n_3 \ll n_2, \quad u_2^2 \ll u_1^2, \quad u_3^2 \ll u_1^2.$$

Для коэффициента Холла в слабых полях R_0 пренебрегаем слагаемыми, содержащими B , и получим

$$R_0 = x_3/e. \quad (3)$$

В сильных полях пренебрегаем слагаемыми, содержащими B^2 , по сравнению с B^4 . Здесь коэффициент Холла также не зависит от поля и равен

$$R_1 = x_1/x_4. \quad (4)$$

Условие инверсии знака коэффициента Холла имеет вид

$$x_1 B_0^4 + x_2 B_0^3 + x_3 = 0. \quad (5)$$

Продифференцировав зависимость $V_H(B) = \frac{I}{d} R_H(B) \cdot B$, получим условие минимума напряжения Холла

$$B_m^4 (x_1 x_3 - x_2 x_4) - 2B_m^3 (e x_1 - x_3 x_4) + e x_2 - x_3 x_5 = 0. \quad (6)$$

Наконец, измеряя значение $R_m = R_H(B_m)$, получим пятое уравнение для определения коэффициентов x_i

$$B_m^4 x_1 + B_m^3 x_2 - B_m^4 R_m x_4 - B_m^3 R_m x_5 = e (R_m - R_0). \quad (7)$$

Определив из (3)–(7) x_i и добавив к (2) соотношение для электропроводности

$$n_1 u_1 + n_2 u_2 + n_3 u_3 = \sigma/e, \quad (8)$$

однозначно находим величины $n_1, n_2, n_3, u_1, u_2, u_3$.

Положим в (2) $n_3 = 0, u_3 = 0$ (двухзонное приближение — электроны и тяжелые дырки) и в полученную зависимость (1) включим холл-фактор $r_H(B)$:¹

$$R_H(B) = \frac{1}{e} \frac{r_H(B) (n_2 - n_1 b^2) + r_H^2(B) u_1^2 (n_2 - n_1) B^2}{(n_2 + n_1 b)^2 + r_H^2(B) u_1^2 (n_2 - n_1)^2 B^2}.$$

Продифференцировав эту зависимость дважды по B и пренебрегая слагаемыми, включающими малую величину $dr_H(B)/dB$, получим соотношения, связывающие точки перегиба напряжения и коэффициента Холла с холл-фактором:

$$r_0 = \frac{R_0}{R_1} \frac{R_{nR} - R_{nv} \frac{B_{nv}}{B_{nR}}}{R_{nv} \frac{B_{nv}}{3B_{nR}} - 3R_{nR}}, \quad r_{nv} = \frac{4r_0 R_{nv}}{3r_0 R_1 + R_0}. \quad (9)$$

Здесь B_{nv} и B_{nR} — точки перегиба соответственно $V_H(B)$ и $R_H(B)$; R_{nv}, r_{nv}, R_{nR} — коэффициенты Холла и холл-фактор в этих точках.

Для определения параметров легких и тяжелых дырок составляем уравнения, используя, кроме величин R_0, R_1, σ , также и точку перегиба B_{nv} :

$$R_0 = \frac{r_0 (n_2 - n_1 b^2)}{e(n_2 + n_1 b)}, \quad B_{nv} = \sqrt{3} \frac{n_2 + n_1 b}{r_{nv} n_2 u_1}, \quad (10)$$

$$R_1 = 1/en_2, \quad \sigma/e = n_2 u_2 + n_1 u_1,$$

где $b = u_1/u_2$.

Для двухзонной модели, учитывающей легкие и тяжелые дырки ($n_1 = 0, u_1 = 0$), получим уравнения, аналогичные (9), (10), где вместо n_1, u_1 будет n_3, u_3 , а в числителе первого уравнения из (10) n_1 нужно заменить на $-n_3$.

2. *Методика измерений и результаты эксперимента.* Измерения проводились на образцах p -InSb, легированных германием. Образцы размерами $1 \times 2 \times 6$ мм вырезались перпендикулярно направлению [111]. Была проконтролирована их однородность по фотоответу методом лазерного сканирования. Отобраны три образца, неоднородность которых не превышала 3%. Поверхности образцов тщательно обрабатывались перед измерениями травителем CP-4A.

Холловские напряжения осциллографировались в импульсном магнитном поле $0 \div 20$ Т при токе через образцы $0.3 \div 1$ мА и температуре $77 \div 300$ К для двух противоположных направлений магнитного поля и тока. На рис. 1 при-

¹ Для слабого поля холл-факторы электронов и дырок равны [7].

веден пример осциллограммы напряжения Холла, усредненного по двум противоположным направлениям магнитного поля. Точность определения точек B_{nv} , B_0 и B_m составляла 3 %, а величины R_0 , R_1 — 5 %; относительная точность определения этих величин примерно в 6 раз выше. На рис. 2 показаны зависимости R_0 , R_1 , B_m , B_0 и B_{nv} от температуры для образца 1. Аналогичные зависимости получены для двух других образцов. Видно, что коэффициент Холла в сильном поле монотонно убывает с температурой, что соответствует увеличению концентрации тяжелых дырок. Зависимость $R_0(T)$ имеет более сложный вид: происходит инверсия знака и при 140 К (для образца 1) имеется минимум. Эти зависимости $R_0(T)$ и $R_1(T)$, как и зависимости других величин, вполне могут быть описаны аналитически с помощью формул (10). В частности, положение упомянутого минимума на кривой $R_0(T)$ определяется условием $u_1/u_2 = n_2/n_1$ (вклад легких дырок при этой температуре несуществен).

3. *Обсуждение результатов.* Вычисления проводились с использованием трех приближений, применение которых зависит от температурной области, а точнее, от соотношения концентраций различных типов носителей.

1) Трехзонное приближение имеет смысл в том случае, когда на зависимости $R_H(B)$ есть инверсия знака, что говорит о существенном участии электронов в эффекте Холла.

Для определения n_1 , n_2 , n_3 , u_1 , u_2 , u_3 система уравнений (2)–(8) решалась аналитически с помощью

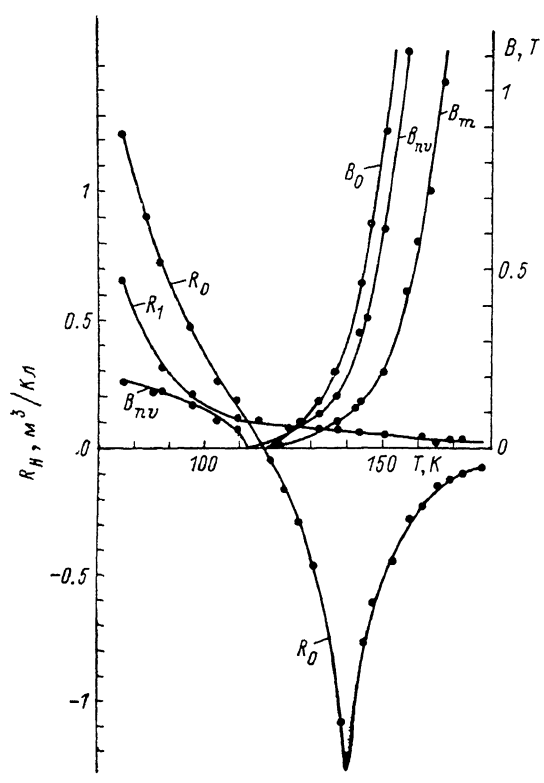


Рис. 2. Температурные зависимости экспериментальных величин.

B_0 — точка инверсии коэффициента Холла, R_1 , R_0 — коэффициенты Холла в сильном и слабом полях, B_m , B_{nv} — точки максимума и перегиба кривой напряжения Холла $V_H(B)$.

мини-ЭВМ «Электроника ДЗ-28». Результаты вычислений показаны на рис. 3, 4 (кривые 3).

Путем экстраполяции кривых $n_1(T)$ и $n_3(T)$, полученных в области смешанной проводимости, на область $T < 100 \div 120$ К легко убедиться в том, что в этом температурном интервале вклад в явления переноса могут осуществлять только дырки обоих сортов.²

2) Двухзонное приближение с учетом $r_H(B)$ (тяжелые и легкие дырки) применялось в области температур $T < 100 \div 120$ К. Вычисления концентраций, подвижностей и холл-фактора проводились по формулам (9), (10). Результаты вычислений показаны кривыми 1 на рис. 3, 4. Здесь же кривой 2 показаны зависимости $n_3(T)$ и $u_3(T)$, полученные также по двухзонной модели, но в предположении $r_H = 1$. Видно, что если учет холл-фактора практически не влияет на величину концентраций и подвижностей тяжелых дырок, то изменение параметров легких дырок более чем существенно при введении в расчеты величины $r_H(B)$: концентрация изменяется больше чем на порядок при 77 К, а подвижность — в 1.3 раза.

3) Двухзонное приближение (электроны и тяжелые дырки) с учетом холл-

² Тот же результат получим при использовании соотношения $np = n_i^2$. Зависимость $n_i(T)$ получена теоретически с учетом температурных зависимостей $m_i^*(T)$ и $E_g(T)$ [8].

фактора проводилось в области температур от $100 \div 120$ до 160 К, т. е. там же, где трехзонное приближение.

Вычисления по формулам (9), (10) приведены на рис. 3, 4 (кривые 1). Результаты вычислений при $r_H=1$ показаны кривыми 2. Видно, что, как и в предыдущем случае, привлечение к расчетам холл-фактора привело к изменению параметров только легких носителей.

Зависимости $n_2(T)$, полученные в трех- и двухзонном приближениях, хорошо «сшиваются», как это видно на рис. 3. Относительно легких дырок можно предположить, что по аналогии с двухзонным приближением учет $r_H(B)$ в трехзонной модели привел бы к уменьшению их концентраций и подвижностей. В этом случае кривые $n_3(T)$ и $u_3(T)$, полученные в трех- и двухзонном приближениях при $r_H(B) \neq 1$, согласовались бы лучше.

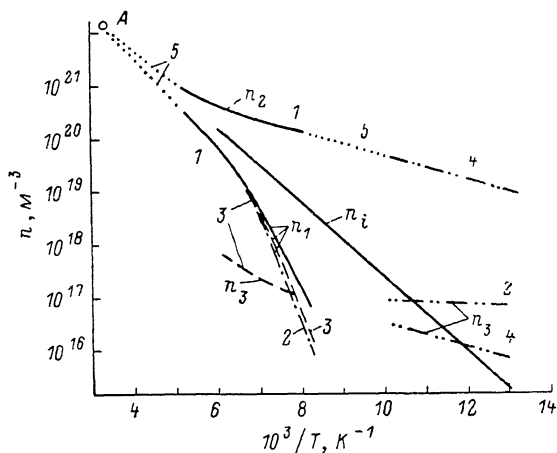


Рис. 3. Температурные зависимости концентраций электронов (n_1), тяжелых (n_2) и легких (n_3) дырок. 1, 2 — двухзонное приближение (электроны и тяжелые дырки) при $r_H \neq 1$ и $r_H=1$, 3 — трехзонное приближение при $r_H=1$, 4 — двухзонное приближение (легкие и тяжелые дырки) при $r_H \neq 1$, 5 — интерполяция между двумя областями температур; А — измеренное значение собственной концентрации при 300 К; n_i — теоретическая зависимость собственной концентрации от температуры.

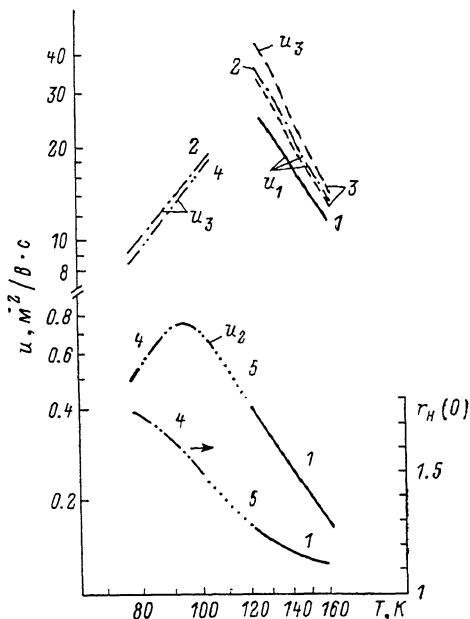


Рис. 4. Зависимости подвижности носителей тока и холл-фактора от температуры.

Обозначения те же, что и на рис. 3; зависимости $u_1(T)$, $u_2(T)$, $u_3(T)$ при $T > 120$ К близки к $u \sim T^{-1/2}$.

Из рис. 1 видно, что лучше согласуется с экспериментальной кривой расчетная зависимость, полученная в рамках приближения п. 3. На рис. 4 показана зависимость $r_H(0)$ от температуры, рассчитанная по формуле (9) на основании экспериментальных данных для образца 1. Видно, что в этой температурной области происходит изменение доминирующего механизма рассеяния носителей тока. Действительно, достаточно корректно вычисленные температурные зависимости подвижности тяжелых дырок для трех образцов имеют максимум при 90 К.

Оценим вклад различных типов носителей в проводимость и эффект Холла в слабом поле.³ Для 77 К расчет дает: вклад легких дырок в проводимость 0.6 %, в эффект Холла — 8 % (вклад электронов практически отсутствует). С увеличением температуры до 100 К вклад легких дырок возрастает соответственно до 3.5 и 53 %. При $140 \div 160$ К вклад легких дырок в проводимость 2—3 % и в эффект Холла 3—4 %; вклад электронов соответственно 70—80 и 95—96 %; вклад тяжелых дырок в проводимость 17—18 %, а в эффект Холла (слабое поле) практически отсутствует.

³ Очевидно, что в эффект Холла в сильном поле (по критерию сильного поля для легких носителей) основной вклад всегда будут вносить тяжелые дырки.

Сложнее обстоит дело с вкладом различных типов носителей при промежуточных температурах ($100 \div 140$ К).

Поскольку величины концентраций и подвижностей легких дырок, полученные в рамках трехзонной модели, завышены в связи с приближением $r_H = 1$, то ответ на вопрос о действительном вкладе легких дырок в явления переноса при $100 \div 140$ К могут дать вычисления по трехзонной модели с учетом холл-фактора. Однако, исходя из полученных нами данных, можно утверждать, что в температурном интервале $90 \div 100$ К в p -InSb вклад легких дырок в явления переноса достигает максимума.

Таким образом, предложенный нами метод определения концентраций и подвижностей трех типов носителей позволил оценить вклад каждого из них в явления переноса в p -InSb в интервале температур $77 \div 160$ К. При этом выявлена сложная температурная динамика вклада этих трех типов носителей в кинетические коэффициенты. В частности, вклад легких дырок в исследованном интервале изменяется на порядок.

Авторы признательны Р. В. Парфеньеву и Д. В. Машовцу за обсуждение работы и ценные замечания.

Л и т е р а т у р а

- [1] Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. М., 1967. 477 с.
- [2] Ланг И. Г., Павлов С. Т., Тамарин П. В. — ФТТ, 1971, т. 13, в. 12, с. 3654—3662.
- [3] Тамарин П. В., Шалыт С. С., Ланг И. Г., Павлов С. Т. — ФТТ, 1972, т. 14, в. 1, с. 60—72.
- [4] Баев И., Джерахов Н. — Годишник на випете учебни заведения техническа физика, 1981, т. 18 (82), в. 2, с. 123—130; Baev J. A. — Bulg. J. Phys., 1983, v. 10, N 4, p. 423—429.
- [5] Городилов Н. А., Нейфельд Э. А., Харус Г. И., Цидильковский И. М. — ФТП, 1980, т. 14, в. 12, с. 2357—2365.
- [6] Мельш М. И., Сидорчук П. Г., Жмурко И. С., Цюцюра Д. И. — ФТП, 1972, т. 6, в. 1, с. 212—214.
- [7] Аскеров Б. М. Электронные явления переноса в полупроводниках. М., 1985. 318 с.
- [8] Лешко О. М., Шерегий Е. М. — ФТП, 1987, т. 21, в. 4, с. 694—699.

Дрогобычский государственный
педагогический институт им. И. Я. Франко

Получена 27.10.1987
Принята к печати 1.02.1988