

## Лабораторная работа 3-08

### ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ГЕРМАНИИ n-ТИПА

*Д.Г. Данкин*

#### Цель работы

Измерения напряжения Холла, электросопротивления и определение концентрации носителей тока, их типа, подвижности, коэффициента магнетосопротивления, ширины запрещённой энергетической зоны и энергии активации примеси в полупроводнике.

#### Теоретическое введение

Эффект Холла – это возникновение в металле или полупроводнике с током плотностью  $\vec{j}$ , помещённом в магнитное поле  $\vec{B}$ , электрического поля в направлении, перпендикулярном  $\vec{B}$  и  $\vec{j}$ .

Пусть в проводящей пластинке на рис. 8.1 ток  $I$  обусловлен упорядоченным движением частиц – носителей зарядов  $q$ . Если их концентрация  $n$ , а средняя скорость их упорядоченного движения (дрейфовая скорость)  $\vec{v}$ , то плотность тока

$$\vec{j} = qn\vec{v}. \quad (8.1)$$

Если заряд частиц, образующих ток,  $q < 0$ , то их скорость  $\vec{v}$  противоположна по направлению вектору  $\vec{j}$  (рис. 8.1 а). Если же заряд  $q > 0$ , то скорость  $\vec{v}$  совпадает с направлением тока  $\vec{j}$  (рис. 8.1 б). Произведение  $q\vec{v}$  совпадает по направлению с  $\vec{j}$ .

На частицу, движущуюся в магнитном поле с индукцией  $\vec{B}$ , действует магнитная составляющая силы Лоренца

$$\vec{F}_M = q[\vec{v}\vec{B}] \quad (8.2)$$

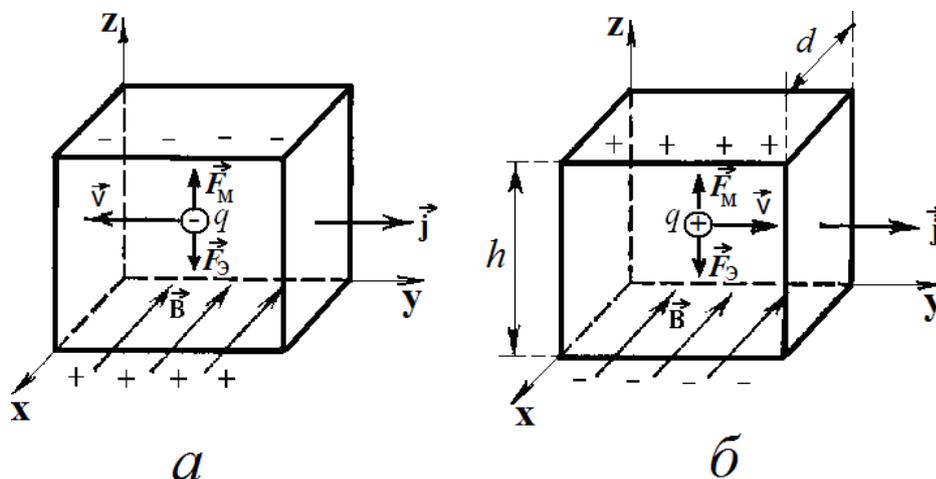


Рис. 8.1. Действие магнитной составляющей силы Лоренца  $\vec{F}_M$  на проводник, в котором носителями тока являются: *a* – отрицательные заряды ( $q < 0$ ), *б* – положительные заряды ( $q > 0$ ).

При указанных на рис. 8.1 *a* и *б* направлениях тока в пластинке и вектора  $\vec{B}$  сила  $\vec{F}_M$  направлена вверх (вдоль оси  $z$ ). Под действием силы  $\vec{F}_M$  частицы должны отклоняться к верхней грани пластинки, так что на верхней грани будет избыток заряда того же знака, что и  $q$ , а на нижней грани избыток зарядов противоположного знака. В результате этого в пластинке возникнет поперечное электрическое поле, напряжённость которого будет  $\vec{E}_z$  (вдоль оси  $z$ ). Сила  $\vec{F}_3 = q\vec{E}_z$ , действующая со стороны поперечного электрического поля на заряд  $q$ , направлена в сторону, противоположную силе  $\vec{F}_M$  (на рис. 8.1 вниз вдоль оси  $z$ ). Когда напряжённость поля  $\vec{E}_z$  достигает такого значения, что действие силы  $\vec{F}_3$  будет уравновешивать силу  $\vec{F}_M$ , установится стационарное распределение зарядов в поперечном направлении (вдоль оси  $z$ , то есть вдоль грани  $h$ ). Соответствующее значение  $\vec{E}_z$  определяется условием  $|\vec{F}_3| = |\vec{F}_M|$  или  $|q\vec{E}_z| = |q[\vec{v}\vec{B}]|$ . Отсюда, с учётом геометрии на рис. 1, получим:

$$E_z = vB. \quad (8.3)$$

Пусть в отсутствие магнитного поля ток в пластинке обуславливается электрическим полем  $\vec{E}_0$  (см. рис. 8.2 а, где показано сечение образца на рис. 8.1 плоскостью  $yz$ ). Эквипотенциальные поверхности этого поля (например, между точками 1 и 2) образуют систему перпендикулярных к вектору  $\vec{E}_0$  плоскостей.

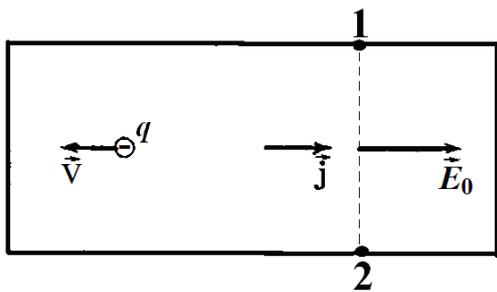


Рис. 8.2 а. В отсутствие магнитного поля ( $\vec{B} = 0$ ) эквипотенциальные поверхности (например, между точками 1 и 2) перпендикулярны к вектору напряжённости электрического поля  $\vec{E}_0$ .

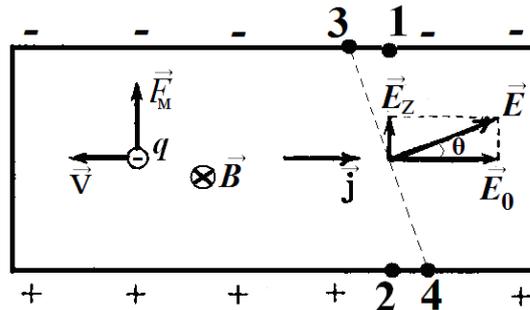


Рис. 8.2 б. В магнитном поле ( $\vec{B} \neq 0$ ) эквипотенциальные поверхности (например, между точками 3 и 4) перпендикулярны к вектору напряжённости поля  $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_z$ . Вектор  $\vec{E}$  повернут относительно  $\vec{E}_0$  на угол Холла  $\theta$ . Точки 1 и 2 имеют разные потенциалы.

При включённом магнитном поле (рис. 8.2 б) электрическое поле  $\vec{E}_z$  складывается с полем  $\vec{E}_0$  в результирующее поле  $\vec{E}$ . Эквипотенциальные поверхности (например, между точками 3 и 4) перпендикулярны к вектору напряжённости поля  $\vec{E}$ . Следовательно, они повернутся, так как вектор  $\vec{E}$  повернут относительно вектора  $\vec{E}_0$  на угол  $\theta$  (угол Холла) из-за вклада вектора  $\vec{E}_z$ . Точки 1 и 2 на рис. 8.2, которые прежде без магнитного поля лежали на одной и той же эквипотенциальной поверхности (рис. 8.2 а), теперь при включённом магнитном поле имеют разные потенциалы (рис. 8.2 б). Чтобы найти напряжение  $U_H$ , возникающее между этими точками,

нужно умножить расстояние между ними  $h$  (см. рис. 8.1) на напряжённость  $E_z$ . С учётом (8.3) получим:

$$U_H = hE_z = hvB. \quad (8.4)$$

Выразим  $v$  через  $j$ ,  $n$  и  $q$  в соответствии с формулой (8.1) и подставим в (8.4), получим

$$U_H = \frac{1}{qn} hjB. \quad (8.5)$$

Принято вводить обозначение

$$R_H = \frac{1}{qn}, \quad (8.6)$$

где  $R_H$  – называют *постоянной Холла*. Тогда (8.5) принимает вид

$$U_H = R_H \cdot hjB. \quad (8.7)$$

Из (8.6) следует, что, измерив постоянную Холла, можно найти концентрацию носителей тока в данном образце.

На рис. 8.1 перпендикулярная току площадь поперечного сечения образца  $S = hd$ . Перейдём в (8.7) от плотности тока  $j$  к току  $I$  в соответствии с определением  $I = j \cdot S = jhd$ . В результате (8.7) переписется как

$$U_H = \frac{R_H IB}{d}. \quad (8.8)$$

Схема определения  $U_H$  показана на рис. 3 для проводника с отрицательными

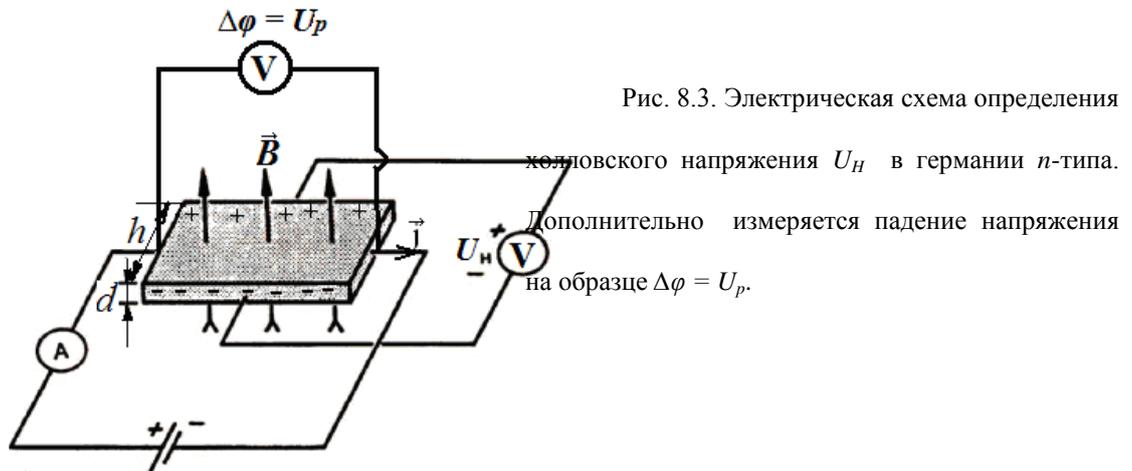


Рис. 8.3. Электрическая схема определения

Холловского напряжения  $U_H$  в германии  $n$ -типа.

Дополнительно измеряется падение напряжения

на образце  $\Delta\phi = U_p$ .

носителями тока, в частности, для германия  $n$ -типа, что является одной из целей данной работы. Как видно из рис. 8.3 и из формулы (8.6), по знаку  $U_H$  можно судить о знаке заряда носителей тока образце, то есть о принадлежности полупроводника к  $n$ - или  $p$ -типу проводимости с отрицательными ( $q < 0$ ) или положительными ( $q > 0$ ) носителями тока, соответственно.

Одной из характеристик проводников является *подвижность* носителей тока. Подвижностью носителей тока называется величина, численно равная средней дрейфовой скорости, приобретаемой носителями при напряжённости электрического поля, равной единице. Если в поле напряжённости  $E$  носители приобретают дрейфовую скорость  $v$ , то подвижность их  $\mu$  равна

$$\mu = v/E. \tag{8.9}$$

Подвижность можно связать с проводимостью  $\sigma$  и концентрацией носителей  $n$ . Для этого разделим соотношение (8.1) на напряжённость поля  $E$ . Так как

$$\sigma = j/E, \tag{8.10}$$

и учитывая (8.9), получим

$$\sigma = qn\mu. \tag{8.11}$$

Измерив постоянную Холла  $R_H$  (см. (8.8))

$$R_H = \frac{U_H}{B} \cdot \frac{d}{I}, \tag{8.12}$$

и проводимость  $\sigma$ , можно по формуле (8.6) найти концентрацию

$$n = \frac{1}{qR_H} \quad (8.13)$$

и по формуле (8.11) холловскую подвижность носителей тока в исследуемом образце:

$$\mu = R_H \sigma. \quad (8.14)$$

Зная постоянную Холла для электронного проводника, можно оценить значение  $\lambda$  средней длины свободного пробега электронов. Как известно, в рамках классической теории электронного газа (здесь  $q = e$  – заряд электрона), применимой для исследуемого в данной работе слабо легированного германия  $n$ -типа, проводимость выражается как

$$\sigma = \frac{ne^2\lambda}{2mv_t}, \quad (8.15)$$

где  $v_t$  – средняя скорость теплового движения электронов массой  $m$ . Тепловая скорость  $v_t$  определяется согласно закону распределения Максвелла в кинетической теории газов

$$v_t = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, \quad (8.16)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура. Из (8.15) и (8.13) следует, что

$$\lambda = \frac{2mv_t\sigma |R_H|}{|e|}. \quad (8.17)$$

Для образца в магнитном поле, как видно из рис. 8.2 б, напряжённость электрического поля  $\vec{E}$  образует с плотностью тока  $\vec{j}$  некоторый угол  $\theta$  – угол Холла. Направления плотности тока и напряжённости электрического поля не совпадают.

Сопротивление проводника с током, помещённого в поперечное магнитное поле, изменяется. Этот эффект называется эффектом *магнетосопротивления*. Как показывает опыт, относительное изменение проводимости  $\Delta\sigma/\sigma$  выражается формулой

$$\Delta\sigma/\sigma = -\chi \cdot B^2, \quad (8.18)$$

где  $\chi$  – коэффициент поперечного магнетосопротивления, зависящий от свойств материала. В магнитном поле уменьшается длина свободного пробега  $\lambda$  носителей тока из-за действия силы Лоренца, которая закручивает траекторию движения носителя.

Для определения коэффициента поперечного магнетосопротивления  $\chi$  образца германия  $n$ -типа можно измерять не электросопротивление  $R$  образца, а падение напряжения на образце  $\Delta\varphi = U_p$  (рис. 8.3), по которому течёт ток  $I_p$ . В самом деле,  $\sigma \approx 1/R$ , по закону Ома  $R = \Delta\varphi/I_p$ . Обозначив индексами “m” и “0” измерения в магнитном поле  $|B| > 0$  и при  $B = 0$ , соответственно, запишем  $R_m = \Delta\varphi_m/I_p$  и  $R_0 = \Delta\varphi/I_p$ . Следовательно,  $(R_m - R_0)/R_0 = \Delta R/R_0 = (\Delta\varphi_m - \Delta\varphi)/\Delta\varphi = (U_{pm} - U_p)/U_p$ .

Постоянная Холла и проводимость образца зависят от температуры. Для полупроводника  $n$ -типа это связано, прежде всего, с зависимостью от температуры концентрации свободных носителей  $n$  в зоне проводимости (см. (8.1), (8.6), и рис. 8.4 а), которая, как известно, определяется распределением Максвелла-Больцмана. В результате, электропроводность полупроводников изменяется по закону

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-\Delta\varepsilon / 2kT), \quad (8.19)$$

где  $\sigma_0$  – постоянная, характерная для данного полупроводника,  $\Delta\varepsilon$  – энергия активации для проводимости. Если проводимость обусловлена возбуждением электронов из заполненной валентной зоны в пустую зону проводимости (собственная проводимость), то  $\Delta\varepsilon$  – это *ширина запрещённой энергетической зоны в полупроводнике*, как показано на рис. 8.4 б). Величина  $\Delta\varepsilon$  представляет собой энергетический зазор между абсолютным максимумом валентной зоны и абсолютным минимумом зоны проводимости. Если проводимость обусловлена возбуждением примесных электронов с донорного уровня энергии в пустую зону проводимости (примесная проводимость  $n$ -типа, как в данной работе для германия  $n$ -типа), то  $\Delta\varepsilon$  – это энергия активации для электронов донорной примеси, как показано на рис.8.5, где эта энергия обозначена  $\Delta\varepsilon_D$ .

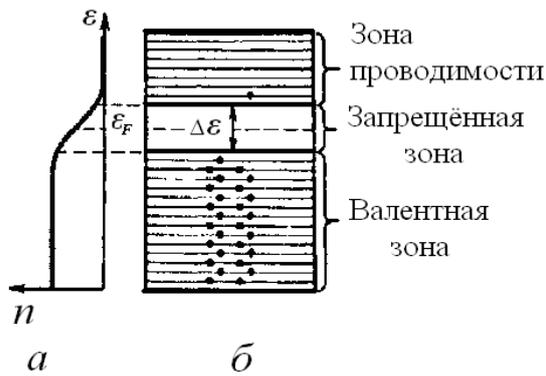


Рис. 8.4. *a* – зависимость  $n$  от энергии  $\varepsilon$  при  $T > 0$  вблизи уровня Ферми  $\varepsilon_F$ ;

*б* –  $\Delta\varepsilon$  – ширина запрещённой зоны в полупроводнике.

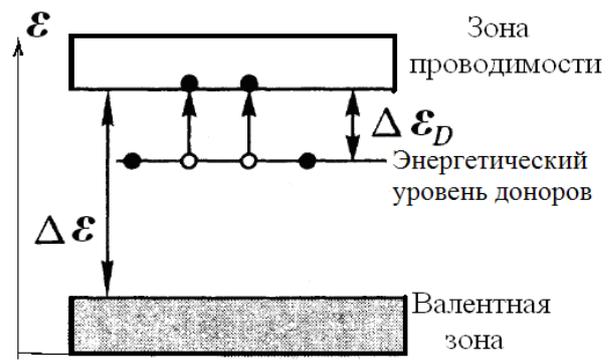


Рис. 8.5. Донорный уровень энергии в легированном полупроводнике  $n$ -типа.

$\Delta\varepsilon_D$  – энергия активации для примесных электронов в зону проводимости.

Из формулы (8.19) видно, что из зависимости  $\sigma$  от  $T$  в координатах  $\ln \sigma$  от  $1/T$  можно определить энергию активации носителей тока, как показано на рис. 8.6.



Рис. 8.6. Определение энергии активации по температурной зависимости  $\sigma(T)$ . Участок  $AB$  описывает примесную проводимость полупроводника. Рост примесной проводимости с увеличением температуры обусловлен в основном повышением концентрации примесных носителей в зоне проводимости. Участок  $BC$  соответствует области истощения примесей, участок  $CD$  описывает собственную проводимость полупроводника.

### Описание экспериментальной установки

На экспериментальной установке, показанной на рис. 8.7, проводятся измерения холловского напряжения и электросопротивления образца германия  $n$ -типа.

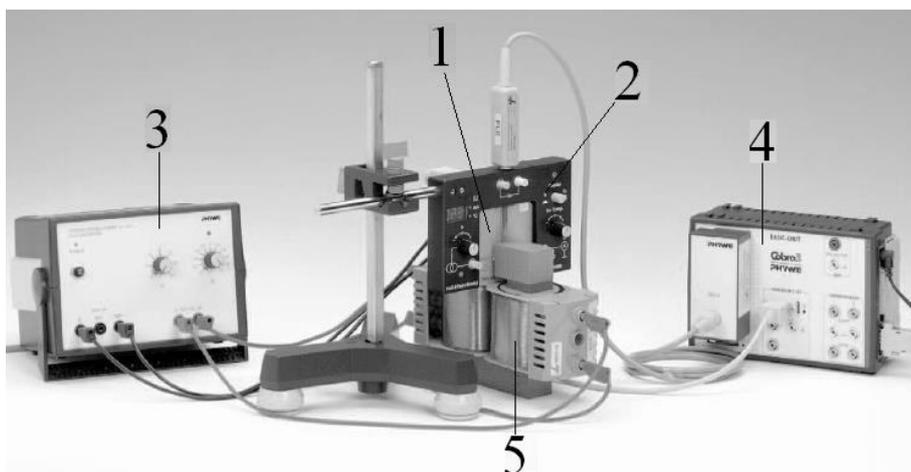


Рис. 8.7. Экспериментальная установка. 1 – пластина с образцом; 2 – измерительный модуль; 3 – источник питания; 4 – прибор **Cobra3 Basic Unit**; 5 – электромагнит.

Образец в виде прямоугольной полоски закреплён на пластине 1, вставленной в измерительный модуль 2. На модуль подаётся напряжение от источника питания 3. Управление процессом измерений осуществляется компьютером с программой **Cobra3 Hall-Effect** через измерительный прибор **Cobra3 Basic Unit** 4. Магнитное поле создаётся с помощью электромагнита 5. Магнитное поле измеряется датчиком Холла, размещенном рядом с образцом. Магнитная индукция  $B$  может изменяться в диапазоне, примерно, до 300 мТл. Температура образца может изменяться в диапазоне от комнатной до 140<sup>0</sup>С. Предусмотрен автоматический контроль и остановка нагрева. Электрическая схема подключения образца, а также направления тока и магнитного поля через образец показаны на рис. 8.3.

На установке проводятся следующие измерения: 1 – падение напряжения на образце  $\Delta\varphi = U_p$  (рис. 8.3) в зависимости от магнитной индукции  $B$ , 2 – температурная зависимость падения напряжения на образце  $U_p$ , 3 - напряжение Холла  $U_H$  (рис. 8.3) в зависимости от магнитной индукции  $B$ .

Технические данные приборов необходимо занести в табл.8.1.

## Технические данные приборов

Название прибора	Пределы измерений	Число делений	Цена деления	Класс точности	Абсолютная приборная погрешность
Прибор <b>Cobra3</b>					
Источник напряжения					

## Порядок выполнения работы

При выполнении работы необходимо строго соблюдать правила техники безопасности и охраны труда, установленные на рабочем месте студента в лаборатории. Работу следует проводить в строгом соответствии с нижеизложенным порядком выполнения и в объёме, предусмотренном в индивидуальном задании. Поскольку электрический ток может нанести электрические травмы и вызвать порчу лабораторного оборудования, необходимо каждый раз перед запуском измерений убедиться в отсутствии условий для короткого замыкания и надёжной электрической изоляции электроконтактов.

1. Соберите и подключите установку, как показано на рис. 8.3 и рис. 8.7; включите источник питания переключателем на задней панели прибора.
2. Запустите на компьютере программу **Cobra3 Hall-Effect**.
3. На экране появится окно с меню, как на рис. 8.8. Такое стартовое меню появляется перед каждым измерением. Здесь можно выбрать параметры для измерения, способ представления и т. д.

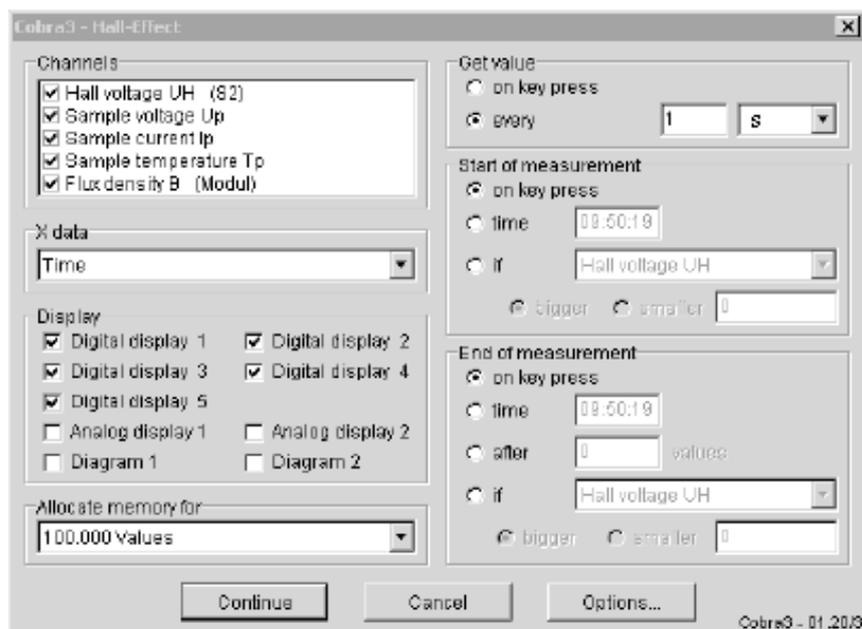


Рис. 8.8. Стартовое меню программы **Cobra3 Hall-Effect**.

Для краткого ознакомления с возможностью стартового меню выберем, например, напряжение Холла как функция тока через образец (рис. 8.9).

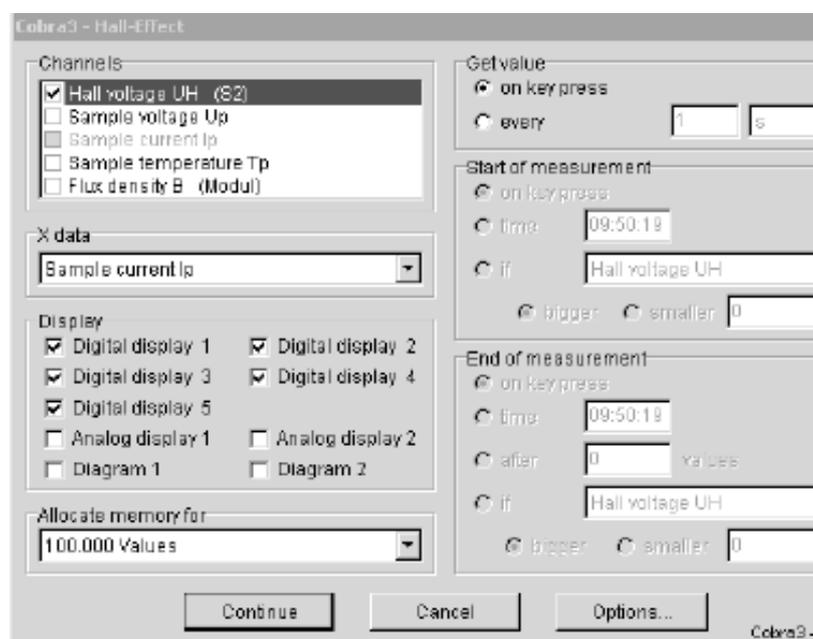


Рис. 8.9. Пример измерения параметров: напряжение Холла как функция тока через образец.

Здесь можно прокалибровать свойства электромагнита с помощью кнопки **Options** (рис.8.10). Запустить окно измерения можно нажатием кнопки **Continue**.

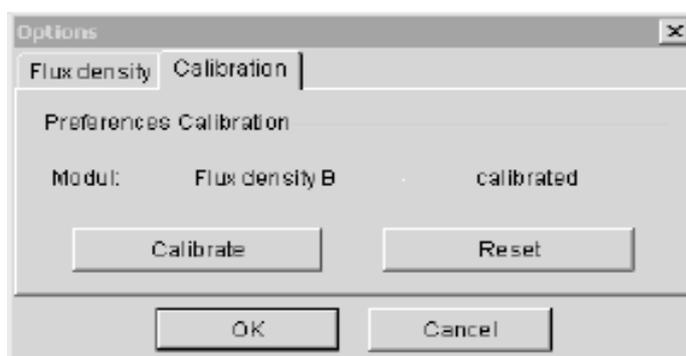


Рис. 8.10. Меню калибровка.

4. Нажав кнопку **Close**, вернитесь к стартовому меню (рис. 8.8). Как уже отмечалось (см. формулу (8.18)), для определения коэффициента поперечного магнетосопротивления  $\chi$  образца германия  $n$ -типа можно измерять не сопротивление  $R$  образца, а падение напряжения на образце  $\Delta\varphi = U_p$  (рис. 3) с током  $I_p = \text{const}$ .

Выберите измерение напряжения  $U_p$  на образце (**Channels: The Sample voltage  $U_p$** ), как ось "y", и магнитная индукция, как ось "x" (**X data: Flux density  $B$** ).

4.1. Выберите режим измерения **on key press**.

4.2. Нажмите кнопку **Continue**.

4.3. Установите ток через образец 30 мА.

4.4. Проведите измерения напряжения на образце  $\Delta\varphi = U_p$  в зависимости от магнитной индукции  $B$  в интервале от  $-300$  мТл до  $+300$  мТл с шагом 20 мТл. Для изменения знака магнитной индукции с « $-B$ » на « $+B$ » при переходе через 0 мТл измените полярность тока через обмотку магнита. Результаты измерений запишите в табл. 8.2, отметив индексами "m" и "0" измерения при  $|B| > 0$  и при  $B = 0$ , соответственно.

Таблица 8.2

**Изменение сопротивления образца в зависимости от магнитной индукции  $B$**

$I_p = 30 \text{ mA}$		
$t_p = \text{комнатная температура}$		
$B, \text{ мТл}$	$U_{pm}, \text{ мВ}$	$(R_m - R_0)/R_0$

4.5. Нажав кнопку **Close**, вернитесь к стартовому меню (рис. 8.8).

5. Для определения энергии активации  $\Delta\varepsilon$  для носителей тока по температурной зависимости  $\sigma(T) \approx U_p^{-1}(T)$  выберите измерение напряжения на образце (**Channels: The Sample voltage  $U_p$** ) как ось «y» и температура образца как ось «x» (**X data: Sample temperature  $T_p$** ).

5.1. Выберите режим измерения **every 1 s**.

5.2. Нажмите кнопку **Continue**.

5.3. Установите ток через образец  $I_p = 30 \text{ mA}$ . Ток остаётся почти неизменным, а напряжение на образце  $U_p(T)$  будет изменяться с температурой.

5.4. Проведите измерения напряжения на образце  $\Delta\varphi = U_p$  в зависимости от температуры  $t$  образца в диапазоне от комнатной температуры до  $140 \text{ }^\circ\text{C}$ . Перед нагревом нажмите на кнопку на экране **start measurements**. Затем включите нагрев нажатием кнопки **on/off** на задней стороне измерительного модуля. С шагом  $\Delta t = 10 \text{ }^\circ\text{C}$  запишите значения  $U_p$  и  $t$  в табл. 3. При достижении  $140 \text{ }^\circ\text{C}$  нагрев будет автоматически отключён. После отключения нагрева нажмите на кнопку на экране **stop measurements**. После автоматического отключения нагрева нажмите кнопку **power** на источнике питания.

Таблица 8.3

**Зависимость напряжения на образце  $\Delta\varphi = U_p$  от температуры  $t$  и величины обратной напряжению  $U_p^{-1}$  от обратной термодинамической температуры  $T^{-1}$**

$I_p = 30 \text{ мА}$			
$B = 0$			
$t, ^\circ\text{C}$	$T^{-1}, \text{K}^{-1}$	$U_p, \text{В}$	$U_p^{-1}, \text{В}^{-1}$

6. Нажав кнопку **close**, вернитесь к стартовому меню (рис. 8.8). Для определения постоянной Холла  $R_H$ , подвижности  $\mu$  и концентрации  $n$  носителей тока выберите измерение напряжения Холла (**Channels: Hall voltage  $U_H$** ) как ось "y" и магнитная индукция как ось "x" (**X data: Flux density  $B$** ).

6.1. Выберите режим измерения **on key press**.

6.2. Нажмите кнопку **Continue**.

6.3. Установите ток через образец  $I_p = 30 \text{ мА}$ .

6.4. Проведите измерения напряжения Холла  $U_H$  в зависимости от магнитной

индукции  $B$  в интервале от  $-300 \text{ мТл}$  до  $+300 \text{ мТл}$  с шагом  $20 \text{ мТл}$ . Для изменения знака магнитной индукции с  $-B$  на  $+B$  при переходе через  $0 \text{ мТл}$  измените полярность тока через обмотку магнита. Результаты измерений запишите в табл. 8.4.

Таблица 8.4

**Измерения напряжения Холла  $U_H$  в зависимости от магнитной индукции  $B$**

$I_p = 30 \text{ мА}$	
$t_p = \text{комнатная температура}$	
$B, \text{ мТл}$	$U_H, \text{ мВ}$

## Обработка результатов эксперимента

1. Результаты измерений в табл. 8.2 запишите в виде  $(R_m - R_0)/R_0$ , где индексы «m» и «0» означают измерения в магнитном поле  $|B| > 0$  и при  $B = 0$ , соответственно. Так как  $R_m = U_{pm}/I_p$  и  $R_0 = U_p/I_p$ , то  $(U_{pm} - U_p)/U_p = (R_m - R_0)/R_0$ . В соответствии с данными табл. 8.2 постройте график в координатах: ось  $y - (R_m - R_0)/R_0$ , ось  $x - B$  мТл. Из графика следует, что  $(R_m - R_0)/R_0 = \chi \cdot B^2$ . Для определения  $\chi$  постройте график в координатах: ось  $y - (R_m - R_0)/R_0$ , ось  $x - B^2$  (мТл)<sup>2</sup>. Тангенс угла наклона даст значение коэффициента  $\chi$ . Значение поперечного магнетосопротивления  $\chi$  запишите в табл. 8.5.

2. Результаты измерений в табл. 8.3 запишите в виде  $1/U_p$  как функция  $1/T$ . Так как по закону Ома  $U_p = RI_p$ , то  $1/U_p = 1/(RI_p)$ . Следовательно, при  $I_p = \text{const}$  получим, что величина  $1/U_p$  пропорциональна  $1/R$ , то есть пропорциональна электропроводимости  $\sigma$ . Таким образом, график зависимости  $U_p^{-1}$  от  $T^{-1}$  пропорционален графику зависимости  $\sigma$  от  $T^{-1}$ . Логарифмируя формулу (8.19), получаем

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - \frac{\Delta \varepsilon}{2k} \cdot T^{-1}. \quad (8.20)$$

Из формулы (8.20) и рис. 8.6 видно, что в координатах  $\ln \sigma$  и  $T^{-1}$  отношение приращения  $\ln \sigma$  к соответствующему интервалу значений  $T^{-1}$  даёт величину

$$b = -\frac{\Delta \varepsilon}{2k}. \quad (8.21)$$

По формуле (8.21) рассчитывается значение  $\Delta \varepsilon$ . В соответствии с данными табл. 8.3 с учётом, что  $\ln \sigma$  пропорционален  $\ln(1/U_p)$ , постройте график в координатах: ось  $y - \ln(1/U_p)$ , ось  $x - T^{-1}$  К<sup>-1</sup>. По отношению приращения  $\ln(1/U_p)$  к соответствующему интервалу значений  $T^{-1}$  определите величину  $b = -\Delta \varepsilon/2k$ . Принято  $\Delta \varepsilon$  выражать в эВ. Постоянная Больцмана равна  $k =$

$8,625 \cdot 10^{-5}$  эВ/К. Подставив это значение  $k$  в (8.21), получите значение  $\Delta \epsilon$  в эВ и запишите в табл. 8.5.

3. В соответствии с данными табл. 8.4 постройте график в координатах: ось  $y$  –  $U_H$  мВ, ось  $x$  –  $B$  мТл. Из графика следует линейная зависимость, которую можно аппроксимировать формулой

$$U_H = U_0 + \alpha \cdot B. \quad (8.22)$$

По отношению приращения  $U_H$  к соответствующему интервалу значений  $B$  определите величину  $\alpha = U_H/B$  и подставьте это значение  $\alpha$  в формулу (8.23). В соответствии с формулой (8.12) получаем:

$$R_H = \frac{U_H}{B} \cdot \frac{d}{I} = \alpha \cdot \frac{d}{I}. \quad (8.23)$$

Толщина исследуемого образца (см. рис. 8.1)  $d = 1 \cdot 10^{-3}$  м и ток через образец  $I = 0,030$  А. Полученное значение  $R_H$  запишите в табл. 8.5.

Электропроводимость при комнатной температуре  $\sigma_0$  вычисляется как

$$\sigma_0 = \frac{l}{R_0 \cdot S}, \quad (8.24)$$

где  $l$  – длина образца,  $S$  – поперечное сечение образца,  $R_0$  – сопротивление образца при  $B = 0$  (см. табл. 8.2). Для исследуемого образца  $l = 0,02$  м,  $S = 1 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>. Полученные значения  $\sigma_0$  запишите в табл. 8.5.

Холловская подвижность  $\mu$  определяется как (см. (8.14))

$$\mu = R_H \sigma_0. \quad (8.25)$$

Полученные значения  $\mu$  запишите в табл. 8.5.

Концентрация электронов в германии  $n$ -типа рассчитывается как  $n = 1/(qR_H)$ .

Знак носителей тока определяется по знаку напряжения вольтметра  $U_H$  на рис. 8.3 (см. табл. 8.4). Полученные значения  $n$  и знак носителей тока запишите в табл. 8.5.

Таблица 8.5

**Результаты измерений**

$\chi$	$\Delta\varepsilon$ ,	$R_H$ ,	$\sigma_0$ ,	$\mu$ ,	Знак носителей тока,
мТл <sup>-2</sup>	эВ	м <sup>3</sup> ·Кл <sup>-1</sup>	Ом <sup>-1</sup> ·м <sup>-1</sup>	м <sup>2</sup> /(В·с)	+ или -

4. Погрешности измерений.

В данной работе параметры определялись прямыми измерениями по показаниям цифрового прибора с помощью компьютерной программы. Поэтому погрешность их измерения определяется приборной погрешностью цифрового прибора.

Для постоянной Холла компьютер определяет среднеквадратичную погрешность  $\sigma_H = 0,2 \cdot 10^{-3}$  м<sup>3</sup>/Кл (обозначили с нижним индексом, чтобы отличить от обозначения электропроводности). Однако электропроводность  $\sigma$  и подвижность  $\mu$  определяются косвенно. Определите их относительную  $\delta$  и абсолютную погрешность.

С учётом формулы (8.24) относительная погрешность для электропроводности  $\delta_\sigma$  определяется как:

$$\delta_\sigma = \Delta\sigma/\bar{\sigma} \approx d \ln \sigma = d \ln (l/RS) \approx \Delta l/\bar{l} + \Delta R/\bar{R} + \Delta S/\bar{S}.$$

Абсолютная погрешность определения проводимости запишется как:

$$\Delta\sigma = \delta_\sigma \bar{\sigma}.$$

Относительная погрешность для подвижности  $\delta_\mu$  определяется как (см. (8.25)):

$$\delta_{\mu} = \Delta\mu/\bar{\mu} \approx d \ln \mu = d \ln (R_H \sigma) \approx \Delta R_H/\bar{R}_H + \Delta\sigma/\bar{\sigma} = \Delta R_H/\bar{R}_H + \delta_{\sigma}.$$

Так как  $R_H$  определялось однократно и компьютерным способом, то вместо  $\Delta R_H$  используйте  $\sigma_H = 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{Кл}$ , а вместо  $\bar{R}_H$  результат из табл. 8.5.

Абсолютная погрешность определения подвижности запишется как:

$$\Delta\mu = \delta_{\mu} \bar{\mu}.$$

Здесь величину  $\bar{\mu}$  замените значением  $\mu$  из табл.8.5. При расчетах рассматривайте параметры  $R$ ,  $l$ ,  $S$ , как средние значения, а их погрешности определения, как приборные погрешности. Полученные значения  $\Delta\sigma$  и  $\Delta\mu$  округлите до одной значащей цифры. Результаты вычислений  $\delta_{\sigma}$ ,  $\Delta\sigma$  и  $\delta_{\mu}$ ,  $\Delta\mu$  запишите в табл. 8.6.

Таблица 8.6

#### Оценка определения погрешностей $\sigma$ и $\mu$

$\delta_{\sigma}$ , %	$\Delta\sigma$ , Ом <sup>-1</sup> ·м <sup>-1</sup>	$\delta_{\mu}$ , %	$\Delta\mu$ , м <sup>2</sup> /(В·с)

### Библиографический список

#### а) основной

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Кн. 2. М.: АСТ: Астрель. 2006. с.123-126, 146-149, 269-274, 276-279;
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Кн. 5. М.: АСТ: Астрель. 2007. с. 224-229, 242-250.
3. Капуткин Д.Е., Шустиков А.Г. Физика. Обработка результатов измерений при выполнении лабораторных работ: Учеб. пособие. М.: МИСиС, 2007, 108 с.

б) дополнительный

4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 3. М.: Физматлит. 2004. с. 175-184, 209-212, 414-418, 426-434.

### Контрольные вопросы

1. В чём заключается эффект Холла? Объясните причины возникновения этого явления.
2. Выведите формулу для холловской разности потенциалов. Как определяется знак носителей тока?
3. Дайте определение холловской подвижности носителей тока  $\mu$ . Выведите формулу связи  $\mu$  с электропроводимостью  $\sigma$  и концентрацией носителей тока  $n$ .
4. В чём заключается эффект магнетосопротивления? Дайте определение угла Холла. Объясните причины его возникновения.
5. Как определяется концентрация носителей тока  $n$  и подвижность  $\mu$ , если известна зависимость холловской разности потенциалов  $U_H$  от магнитной индукции  $B$ , известны сила тока  $I$  через образец и его толщина  $d$ ? Напишите формулы, связывающие величины  $\mu$ ,  $n$  с указанными известными величинами.
6. Каким образом можно определить энергии активации  $\Delta\varepsilon$  примесной и собственной проводимости в германии  $n$ -типа, если известна зависимость электропроводимости  $\sigma$  от температуры  $T$ ? Напишите формулы, связывающие величины  $\sigma$ ,  $T$  и  $\Delta\varepsilon$ .
7. Как оценить значение длины свободного пробега  $\lambda$  электронов, если известны значения постоянной Холла  $R_H$  и электропроводимости  $\sigma$  при температуре  $T$ ?