

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
**Национальный исследовательский Нижегородский государственный  
университет им. Н.И. Лобачевского**

**Ю.М. Кузнецов  
М.В. Дорохин  
А.В. Кудрин**

**Применение термомагнитных и гальваномагнитных явлений для  
исследования транспортных характеристик полупроводниковых пластин**

Практикум

Рекомендовано методической комиссией физического факультета  
для студентов ННГУ, обучающихся по направлению подготовки  
11.04.04 «Электроника и наноэлектроника»

Нижегород  
2019

УДК 53.082.64  
ББК 22.379  
К-29

**К-29 Кузнецов Ю.М., Дорохин М.В., Кудрин А.В. ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРМОМАГНИТНЫХ И ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТРАНСПОРТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛАСТИН. Практикум. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2019. – 33 с.**

Рецензент: д.ф.-м.н., зав. каф. ТФ ФзФ ННГУ, Бурдов В.А.  
Под редакцией д.ф.-м.н., зав. каф. ФПЭН ФзФ, Павлова Д.А.

Пособие посвящено освоению методики измерения магнитопольевых зависимостей напряжения Холла и Нернста-Эттингсгаузена с целью исследования транспортных характеристик полупроводниковых пластин. Практикум предназначен для студентов физического факультета ННГУ в качестве пособия при подготовке по курсу «Актуальные проблемы современной электроники и наноэлектроники».

Ответственный за выпуск:  
председатель методической комиссии физического факультета ННГУ,  
к. ф.-м. н., доцент Перов А.А.

УДК 53.082.64  
ББК 22.379

©Ю.М. Кузнецов, М.В. Дорохин, А.В. Кудрин, 2019  
© Национальный исследовательский  
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 2019

## Содержание

|   |    |
|---|----|
| Введение .....  | 4  |
| 1. Теоретические основы гальваномагнитных и термомагнитных эффектов. ....   | 5  |
| 1.1. Постановка задачи. Математическое обоснование явлений, возникающих в<br>полупроводниковых структурах в электрическом и магнитном полях с дополнительным<br>созданием распределения температуры ..... | 5  |
| 1.2. Термоэлектрический эффект Зеебека. Механизмы возникновения термо-ЭДС.....  | 12 |
| 1.2.1. Математическое описание термоэлектрического эффекта .....  | 13 |
| 1.2.2. Экспериментальное определение коэффициента Зеебека.....  | 14 |
| 1.3. Эффект Холла. Ошибка в определении транспортных характеристик вследствие<br>неопределённости фактора рассеяния .....   | 16 |
| 1.4. Поперечный эффект Нернста-Эттингсгаузена .....   | 18 |
| 1.5. Эффект Зеебека в магнитном поле – продольный эффект Нернста-Эттингсгаузена ....  | 21 |
| 1.6. Виды воздействия и основанные на них эффекты исследования транспортных<br>свойств полупроводниковых наноструктур.....  | 23 |
| 2. Методика измерения термоэлектрических и термомагнитных эффектов на пластинах<br>полупроводника .....   | 24 |
| Вопросы .....   | 27 |
| Задание.....  | 28 |
| Литература .....  | 29 |
| Приложение 1. Описание программного обеспечения HALL+NE.....  | 30 |
| Приложение 2. Описание программного обеспечения VAC.....  | 32 |

## Введение

Для определения транспортных характеристик полупроводниковых пластин (концентрация свободных носителей заряда, подвижность, удельное и слоевое сопротивление) применяется хорошо изученный эффект Холла [1-2]. Методика, основанная на исследовании магнитополевой зависимости напряжения Холла, проста в реализации, не требует специальной подготовки структуры и является экспресс-методом. Однако такая методика имеет ряд недостатков, ограничивающих возможности исследования высокоомных структур, или не позволяющих определять их параметры с необходимой точностью.

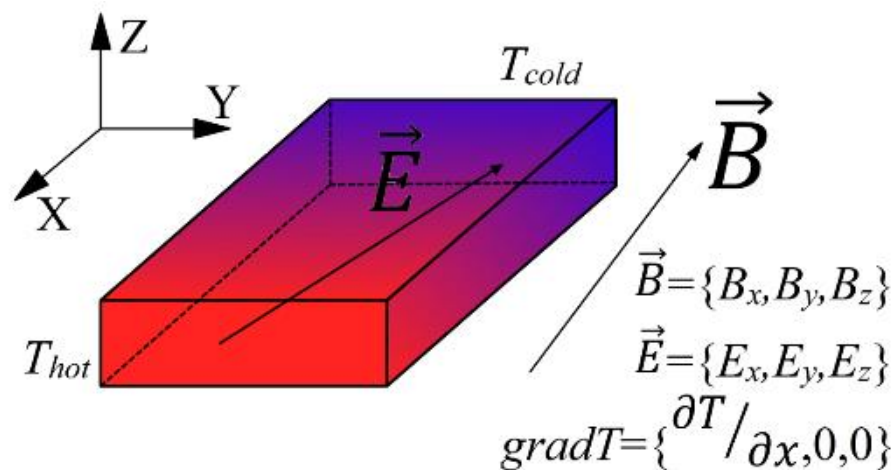
Дополнительным методом исследования, а в определённых случаях альтернативным методом, являются эффекты, основанные на комплексе термоэлектрических и термомагнитных явлений (Эффект Зеебека, продольный и поперечный эффекты Нернста-Эттингсгаузена). Данные методики, в совокупности с эффектом Холла, позволяют достоверно определить характер рассеяния носителей, и, как следствие, более точно определить транспортные параметры структур.

# 1. Теоретические основы гальваномагнитных и термомагнитных эффектов.

Работа полупроводниковых приборов основана на реакции материалов, составляющих основу этих приборов, на различные внешние воздействия. Если реакция материала на воздействия в виде электрического и магнитного поля подробно обсуждается в учебной литературе [1-2], то вопросы реакции материала на тепловое воздействие в «классических» учебниках освещены в значительно меньшей степени. Тепловое воздействие можно рассмотреть в форме введения в материал/выведении из материала теплового потока, в результате чего грани материала, через которые протекают различные тепловые потоки, имеют разную температуру. Математически это описывается заданием теплового поля – функции градиента температур  $\nabla T(\vec{R})$ . Интересным представляется случай суперпозиции воздействия электрического, магнитного и теплового полей, приводящих к возникновению целого комплекса термомагнитных и гальваномагнитных явлений, являющихся мощнейшим инструментом диагностики полупроводниковых структур.

## 1.1. Постановка задачи. Математическое обоснование явлений, возникающих в полупроводниковых структурах в электрическом и магнитном полях с дополнительным созданием распределения температуры

Рассмотрим следующую систему: пусть исследуемый полупроводниковый образец представляет собой плоскопараллельную пластину произвольных размеров. Образец может иметь любой тип проводимости, быть неоднородным по составу: представлять собой подложку или подложку с осаждённой на ней многослойной структурой, единственным условием является однородность по толщине (плоскопараллельная пластина). Поместим образец в магнитное поле индукции  $\mathbf{B} = \{B_x, B_y, B_z\}$  произвольной ориентации относительно образца. Внутри самой структуры создадим внутреннее электрическое поле  $\mathbf{E} = \{E_x, E_y, E_z\}$  путём задания разности потенциалов на границах. Взаимная ориентация внутреннего электрического поля и внешнего магнитного поля может быть произвольной. Одну из граней образца нагреем, а другую охладим. Такая система схематично проиллюстрирована на рисунке 1.1.



## Изотермическое приближение

Рис. 1.1. Постановка задачи в рамках изотермического приближения

Важно отметить, что созданный таким образом градиент температуры изменяется только вдоль одной координаты –  $x$ , иными словами, в каждой плоскости  $yz$  температура считается постоянной. В этом случае изотермические поверхности — это плоскости  $yz$ . Данное условие является вторым (после плоскопараллельности) важным допущением задачи. Такое рассмотрение называется изотермическим и позволяет существенно упростить дальнейшие математические выражения. Графическая интерпретация изотермического приближения и типичного примера нарушения изотермического условия проиллюстрированы на рисунках 1.2а-1.2б.

В большинстве практических задач создаются условия, соответствующие изотермическому приближению, или близкие к нему. Нарушение условия изотермического приближения может иметь место за счёт наличия дополнительного теплоотвода с нижней и верхней граней образца (пример теплоотвода с нижней грани показан на рис.1.2): важнейшим условием создания градиента температур с одной координатной компонентой является обеспечение теплоотвода только с одной боковой грани (в плоскости  $XU$ ). Более подробно особенности тепловых потоков будут рассмотрены в методической части данной работы.

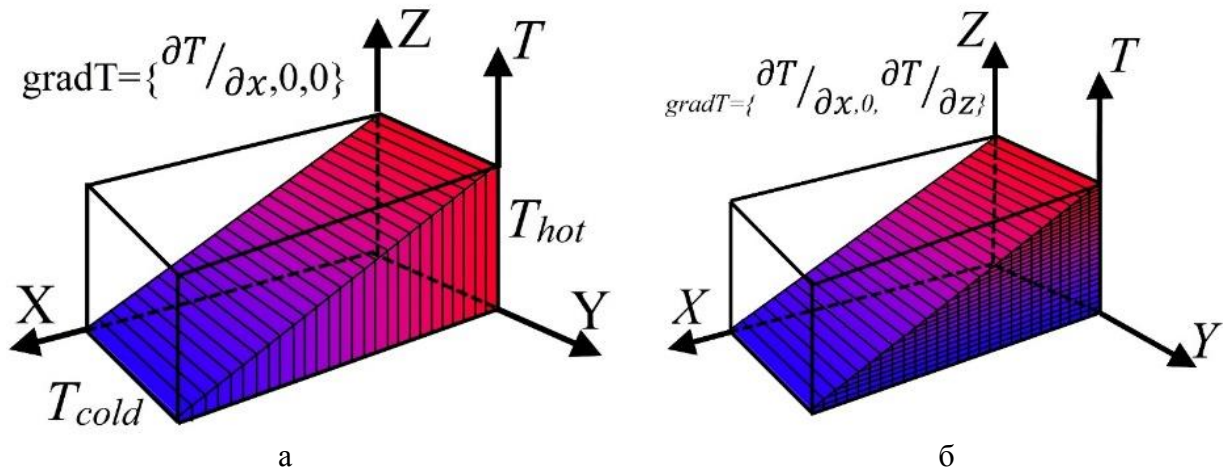


Рис. 1.2. а – графическая интерпретация изотермического приближения, б – нарушение изотермического приближения за счёт дополнительного теплоотвода с нижней грани

В изотермическом приближении внутри структуры возникает два вида энергетического взаимодействия на свободные носители заряда – электростатический потенциал и разность температур, следовательно, внутри образца будут происходить перемещения этих зарядов. Введём математическое описание этих перемещений.

Для решения этой задачи введём несколько величин. Пусть  $f_0 = f(\vec{r}, \vec{p})$  – локальная равновесная функция распределения – число частиц, находящихся в состоянии, описываемом радиусом-вектором  $\vec{r}$ , квазиимпульсом  $\vec{p}$  в условиях термодинамического равновесия. Явный вид этой функции неизвестен. Эта функция является функцией шести переменных – три компоненты координаты и три компоненты импульса. Если система находится в термодинамическом равновесии, в функции распределения отсутствует временная переменная. При наложении на систему температурного, электрического и магнитного возмущений функция распределения изменится и примет вид:  $f = f_2(\vec{r}, \vec{p}, t)$ , причём в явном виде это изменение также неизвестно. Важная особенность новой функции распределения – появление временной переменной, описывающей релаксационные процессы от воздействия внешних факторов на элементы системы.

Распишем подробно изменение во времени возмущённой функции распределения. Функция распределения изменяется под воздействием внешних и внутренних факторов, а также за счёт процессов диффузии, изменения температурных условий и т.д.:

$$\frac{df(\vec{r}, \vec{p}, t)}{dt} = \frac{\partial f(t)}{\partial t} + \left[ \frac{\partial f(\vec{r}, \vec{p})}{\partial t} \right]_{in} + \left[ \frac{\partial f(\vec{r}, \vec{p})}{\partial t} \right]_{out} = 0, \quad (1.1)$$

где  $\left[ \frac{\partial f(\vec{r}, \vec{p})}{\partial t} \right]_{in}$  – слагаемое, описывающее возмущение от внутренних факторов (взаимодействие между частицами системы),  $\left[ \frac{\partial f(\vec{r}, \vec{p})}{\partial t} \right]_{out}$  – слагаемое, описывающее возмущение от внешних факторов (воздействие электрических и магнитных полей, температурные воздействия).

Будем рассматривать систему, находящуюся в квазитермодинамическом равновесии – после стороннего воздействия выжидаем длительное время. В таком приближении пропадает временная часть в возмущённой функции распределения. Кроме того, можно записать:

$$\frac{\partial f(t)}{\partial t} = 0. \quad (1.2)$$

Выражение (1.2) справедливо ещё и потому, что характерные времена диффузии и температурных изменений много больше времён релаксации тока [3].

С учётом сказанного, выражение (1.1) преобразуется к виду:

$$\left[ \frac{\partial f(\vec{r}, \vec{p})}{\partial t} \right]_{in} = - \left[ \frac{\partial f(\vec{r}, \vec{p})}{\partial t} \right]_{out}. \quad (1.3)$$

Полученное выражение (1.3) несёт глубочайший физический смысл – воздействие внешних факторов приводит к возникновению взаимодействия внутренних факторов, приводящих к равнозначному и противоположному изменению функции распределения. Иными словами, изменяя электрические и магнитные поля и наблюдая за откликом системы, можно, решив обратную задачу, узнать о внутренних воздействиях – взаимодействиях между носителями заряда, рассеянии на примесях, фононах и дефектах и т.д.

Следуя [4] запишем конечный вид выражений для определения внешних и внутренних факторов:

$$\vec{\vartheta} \cdot \nabla f(\vec{r}, \vec{p}) + e \left( \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{\vartheta}, \vec{H}] \right) \nabla_{\vec{p}} f(\vec{r}, \vec{p}) = \left[ \frac{\partial f(\vec{r}, \vec{p})}{\partial t} \right]_{out}. \quad (1.4)$$

$$\left[ \frac{\partial f}{\partial t} \right]_{in} = - \frac{f(\vec{r}, \vec{p}) - f_0(\vec{r}, \vec{p})}{\tau(\vec{p})}, \quad (1.5)$$

Выражения (1.4) и (1.5) получены из условия, что свободные носители заряда подчиняются статистике Ферми-Дирака:

$$f = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - E_f}{kT}\right)}, \quad (1.6)$$

где  $\varepsilon$  – энергия заряженной частицы,  $E_f$  – энергия Ферми,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура. Энергетическое положение уровней энергии в запрещённой зоне для полупроводника проиллюстрировано на рисунке:



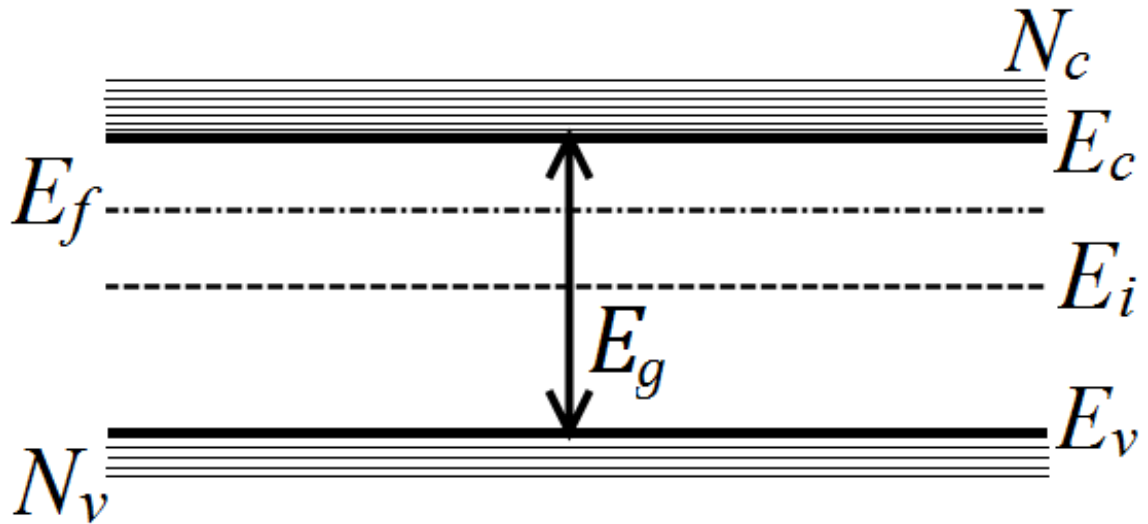


Рис. 1.3. положение уровня Ферми в запрещённой зоне слаболегированного полупроводника n-типа проводимости,  $E_c$  – дно зоны проводимости,  $E_v$  – потолок валентной зоны,  $E_i$  – середина запрещённой зоны

Будем рассматривать невырожденные полупроводники, то есть концентрация свободных носителей такова, что уровень Ферми находится в запрещённой зоне, например, для кремния эта величина составляет  $10^{17-18} \text{ см}^{-3}$  при 300 К. В случае невырожденного полупроводника выполняется условие:

$$\varepsilon > E_c > E_f. \quad (1.7)$$

В этом случае в распределении Ферми-Дирака можно пренебречь единицей по сравнению с экспонентой, тогда можно записать:

$$f \approx \exp\left(\frac{E_f - \varepsilon}{kT}\right) = f_B \ll 1. \quad (1.8)$$

Выражение (1.5) получило название интеграл столкновений. Стоит отметить, что при рассмотрении выражения, вообще говоря, не было необходимости конкретизировать вид функции распределения, так как итоговое выражение (1.5) было получено в общем виде. Важным моментом вывода было условие, что по абсолютному значению функция распределения меньше единицы, что определяется положением уровня Ферми. В случае сильнолегированных полупроводников выражение (1.5) будет иметь тот же вид, но с другой характерной величиной времени релаксации.

В [4] показано, что время релаксации в процессах электронного транспорта может быть определено из выражения:

$$\tau(\vec{p}) = \tau_0(T) \left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)^{r-\frac{1}{2}}, \quad (1.9)$$

где  $\tau_0(T)$  – характерное время релаксации в ситуации, когда рассеяние на фононах и на примеси равновероятно, эта величина зависит только от средней температуры структуры,  $r$  – фактор рассеяния характеризующий степень рассеяния на конкретном виде рассеивающего центра. Величина фактора рассеяния может принимать любое значение в диапазоне от 0 (рассеяние только на фононах) до 2 (рассеяние только на примеси). Рассмотрим параметрическую

зависимость времени релаксации от фактора рассеяния, эта зависимость проиллюстрирована на рисунке:

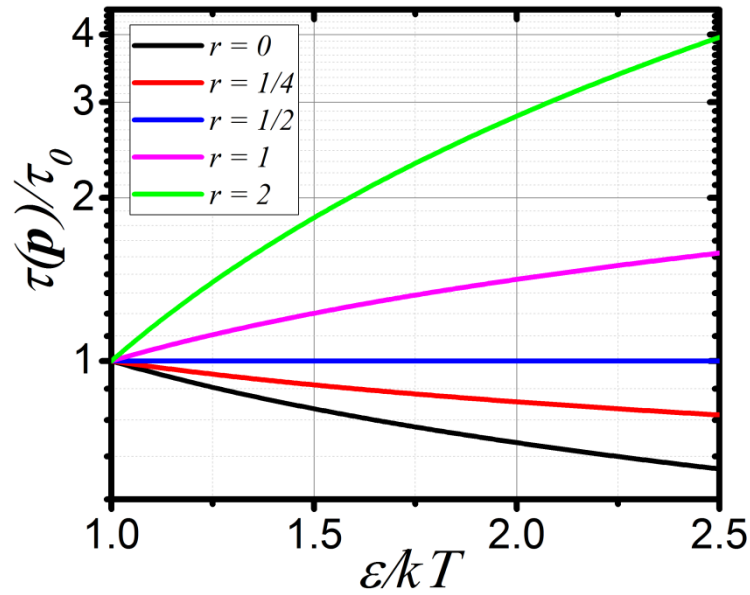


Рис. 1.5. Зависимость времени релаксации от величины энергии носителей заряда при различном значении фактора рассеяния

Рассмотрим три крайних случая:  $r = 0$  – рассеяние только на фононах,  $r = 2$  – рассеяние только на ионах примеси,  $r = 0.5$  – равновероятное рассеяние на указанных выше центрах рассеяния. При рассеянии на фононах с ростом энергии носителей время релаксации уменьшается, так как вырастает вероятность и число соударений с фононами. Обратная ситуация при рассеянии на ионах примеси – с ростом энергии частицы вероятность столкновения уменьшается. Для объяснения этого, с первого взгляда противоречивого факта, можно рассмотреть задачу о Резерфордском рассеянии, изложенную в [5], в которой вероятность рассеяния заряженной частицы на заряженном центре спадает с ростом кинетической энергии данной частицы. Самый интересный случай – равновероятное рассеяние на двух центрах. В этом случае время релаксации не зависит от энергии частицы. Данное условие имеет наиважнейшее практическое применение, которое будет рассмотрено более подробно ниже.

Вернёмся к решению уравнения Больцмана, при этом будем учитывать все три вида воздействий (тепловое, электрическое и магнитное). Приравняем, согласно (1.4), выражения для описания внешнего и внутреннего взаимодействия:

$$\vec{\vartheta} \cdot \nabla f(\vec{r}, \vec{p}) + e \left( \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{\vartheta}, \vec{H}] \right) \nabla_{\vec{p}} f(\vec{r}, \vec{p}) = - \frac{f(\vec{r}, \vec{p}) - f_0(\vec{r}, \vec{p})}{\tau(\vec{p})} \quad (1.10)$$

Для квадратичного закона дисперсии решение уравнения Больцмана (1.10) примет вид:

$$f = f_0 + \frac{\vec{\chi}_0 + \beta [\vec{\chi}_0, \vec{b}] + \beta^2 \vec{h}(\vec{\chi}_0, \vec{b})}{1 + \beta^2} \vec{\vartheta}, \quad (1.11)$$

где  $\vec{b} = \vec{B}/B$  – нормированный вектор магнитного поля,  
 $\beta(\vec{p}) = e\tau(\vec{p})B/m^*$  – безразмерный коэффициент,  
 $\vec{\chi}_0 = \{-e\vec{E} + (T \frac{\partial}{\partial T} (\frac{\mu}{T}) + \varepsilon)\nabla T\}\tau \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}$

Наконец, зная связь функции распределения и плотности электрического тока:

$$\vec{j} = \frac{2e}{h^3} \int \vec{v} f dp, \quad (1.12)$$

можно записать итоговое выражение:

$$\vec{j} = e^2 I_{10} \vec{E}' - e I_{11} \nabla \ln T + [e^2 I_{20} \vec{E}' - e I_{21} \nabla \ln T, \vec{h}] + \vec{h} (e^2 I_{30} \vec{E}' - e I_{31} \nabla \ln T, \vec{h}), \quad (1.13)$$

где  $\vec{E}' = \vec{E} - \frac{T}{e} \nabla \frac{F}{T}$  – эффективное электрическое поле, возникающее за счёт созданной разности температур,

$$I_{ij} = \frac{8\pi}{3h^3} \left(\frac{eH}{c}\right)^{i-1} \int_0^\infty p^3 \left(\frac{\tau}{m}\right)^i \varepsilon^j \frac{df_0}{dp} \frac{dp}{1+\beta^2}, i = 1,2,3. - \text{интеграл взаимодействий.}$$

Рассмотрим слагаемые из выражения (1.13).

1) Первое слагаемое описывает ток в направлении поля  $E'$ , то есть ток, возникший за счёт создания разности потенциалов на гранях структуры. По существу это выражение соответствует закону Ома.

2) Второе – термоэлектрический ток, протекающий под действием разности температур на гранях образца.

3) Третье слагаемое – ток Холла, то есть ток, возникший в направлении, перпендикулярном «омическому» току (описываемое первым слагаемым) под действием магнитного поля (силы Лоренца).

4) Четвёртый – ток Нернста-Эттингсгаузена. Причины генерации этого тока схожи с током Холла, но магнитным полем разделяются носители, которые движутся вследствие разности температур (термоэлектрический ток).

5) Наконец, два последних слагаемых описывают токи, текущие вдоль магнитного поля. Эти токи становятся равными нулю, если, ориентировать электрическое и магнитное поля взаимно перпендикулярно (как видно из формулы (1.13)), что и выполняется в большинстве экспериментов. В следующей главе рассмотрим каждый из токов более подробно.

## 1.2. Термоэлектрический эффект Зеебека. Механизмы возникновения термо-ЭДС

В 1822г. учёный Томас Зеебек открыл явление возникновения электродвижущей силы при создании разности температур на гранях материала (термо-ЭДС). Этот эффект вошёл в историю как эффект Зеебека. Известно несколько механизмов появления термо-ЭДС. В частности, энергия свободных невырожденных электронов растёт пропорционально температуре. Если вдоль проводника существует перепад температур, то электроны на горячем конце приобретают более высокие энергии (как следствие, скорости), чем на холодном. Кроме этого, в полупроводнике концентрация свободных электронов также растёт с температурой и, следовательно, концентрация носителей на горячем конце будет выше, чем на холодном. За счёт более высокой энергии электронов на горячем конце, а также за счёт градиента концентрации возникнет направленный поток электронов от горячего конца материала к холодному. В результате действия различных механизмов, в холодной части образца, образуется избыточный заряд свободных носителей. Если, для определённости, мы рассмотрим полупроводник *n*-типа, в котором носителями заряда являются электроны, на холодном конце сформируется избыточный отрицательный заряд, а в горячей части – избыточный положительный заряд, связанный, как правило, с неподвижными ионами (в случае полупроводника *p*-типа знак зарядов на гранях будет обратным). Иллюстрация эффекта приведена на рисунке 1.6.

Процесс накопления заряда будет продолжаться до тех пор, пока возникшая разность потенциалов не создаст поток свободных носителей заряда, движущийся в обратном направлении, и равный диффузионному потоку, обусловленному градиентом концентрации. При этом установится стационарное состояние. Установившееся на концах материала значение разности потенциалов соответствует созданию термо-электродвижущей силы  $U_{TE}$ .

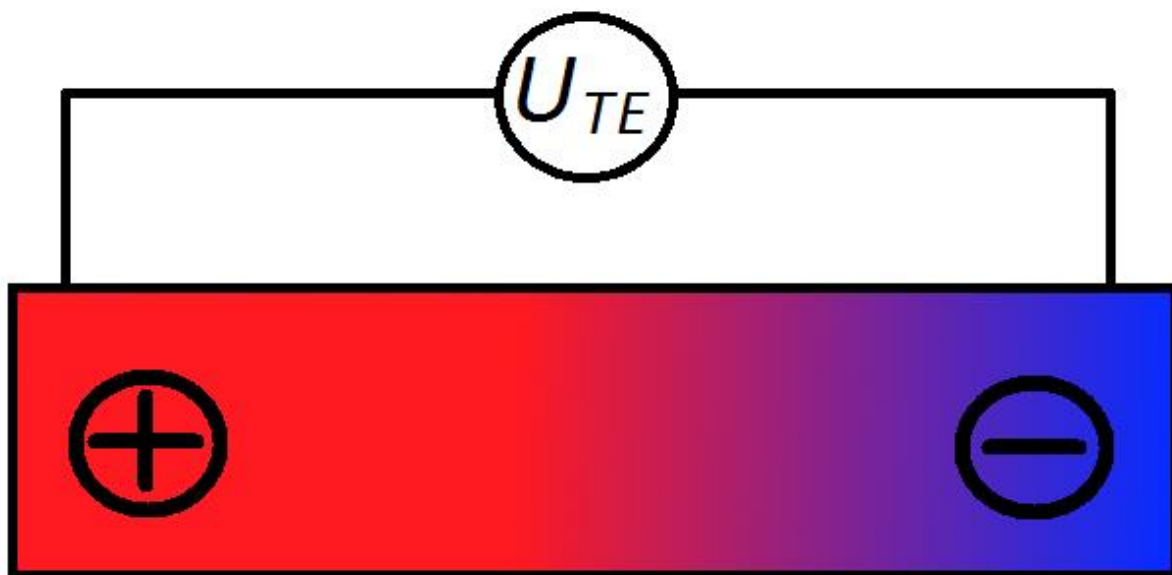


Рис. 1.6. Схематическая иллюстрация эффекта Зеебека

В том случае, если полупроводник является биполярным, величина термо-ЭДС будет представлять собой суперпозицию величин термо-ЭДС, созданных за счёт электронов и дырок, причём, поскольку эти величины разных знаков, то суммарная величина будет меньше каждой из них по отдельности. Можно предположить, что если концентрация дырок и электронов будет одинаковой (собственный полупроводник), то, согласно выше указанным рассуждениям, термо-ЭДС будет равна нулю. Однако данный случай на практике не реализуется, так как подвижность  $\mu$  электронов в полупроводниках, как правило выше, чем дырок и, как следствие, электроны быстрее перераспределяются и вносят больший вклад в величину термо-ЭДС.

При регистрации напряжения холостого хода, как показано на рисунке 1.6, знак этого напряжения будет характеризовать тип носителей заряда в полупроводнике: для полупроводника  $n$ -типа знак будет положительный, для полупроводника  $p$ -типа – отрицательный. Таким образом, с помощью эффекта Зеебека можно быстро и достоверно определить тип проводимости полупроводника. Отметим, что термо-ЭДС по определению, как работа сторонних сил неэлектрической природы по перемещению зарядов, имеет знак обратный напряжению холостого хода. Т.е. если измеряемое между гранями образца напряжение положительное, то величина термо-ЭДС – отрицательная.

### 1.2.1. Математическое описание термоэлектрического эффекта

Напряжённость термоэлектрического поля связана с градиентом температуры через размерный коэффициент Зеебека:

$$\vec{E}_{TE} = \alpha \cdot \nabla T, \quad (1.14)$$

где  $\alpha$  – коэффициент Зеебека, характеризующий величину напряжённости электрического поля, индицирующегося внутри структуры при создании разности температур на гранях, отстоящих друг от друга на расстоянии один метр, в один градус Кельвина.

Объединяя термоэлектрическое слагаемое из выражения (1.13) и (1.14), можно получить формулу для определения коэффициента Зеебека в невырожденном (статистика Ферми-Дирака заменяется статистикой Больцмана) биполярном полупроводнике<sup>1</sup>:

$$\alpha'(E_f) = \alpha(E_f) \cdot \frac{e}{k} = - \frac{\left(r + 2 - \frac{E_f - E_c}{kT}\right) - \left(r + 2 - \frac{E_v - E_f}{kT}\right) \frac{p \mu_p}{n \mu_n}}{1 + \frac{p \mu_p}{n \mu_n}} \quad (1.15)$$

Стоит отметить, что при определённой концентрации легирующей примеси выражение (1.15) примет более сложный вид, с которым можно ознакомиться в [4].

<sup>1</sup> Здесь для удобства коэффициент Зеебека безразмерен.

Нетрудно увидеть, что в униполярном полупроводнике выражение (1.15) примет более простой вид<sup>2</sup>:

$$\alpha'(n) = - \left( r + 2 + \ln \left\{ \frac{2(2\pi m^* kT)^{\frac{3}{2}}}{nh^3} \right\} \right). \quad (1.16)$$

Если известна концентрация свободных носителей заряда и экспериментально определён коэффициент Зеебека, можно рассчитать фактор рассеяния носителей – это один из простейших, но менее точных, способов определения этого параметра.

### 1.2.2. Экспериментальное определение коэффициента Зеебека

Вернёмся к выражению, определяющему эффект Зеебека. Запись (1.14) неудобна, так как в формулу входят геометрические размеры структуры. Поэтому распишем это выражение:

$$E_{TE} = \alpha \cdot \nabla T = \alpha \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha \cdot \frac{\Delta T}{\Delta x_1} = \frac{U_{TE}}{\Delta x_2}. \quad (1.17)$$

где  $\Delta x_1$  – расстояние между точками фиксации разности температур,  $\Delta x_2$  – расстояние между зондами, фиксирующими разность потенциалов.

На практике, если места крепления зондов, которыми регистрируется термо-ЭДС совпадает с точками фиксации разности температур ( $\Delta x_1 = \Delta x_2 = \Delta x$ ), то  $\Delta x$  можно сократить и выражение (1.18) примет более простой вид:

$$U_{TE} = \alpha \cdot \Delta T. \quad (1.18)$$

В такой записи коэффициент Зеебека характеризует величину термо-ЭДС, индуцируемую при создании разности температур в один градус Кельвина. Однако важно ещё раз подчеркнуть тот факт, что формула (1.18) справедлива лишь при соблюдении двух условий:

1. Термо-ЭДС регистрируется непосредственно в точках создания градиента температур
2. Функция распределения температуры от горячего конца структуры к холодной – *линейная* (см. рис. 1.7). Если закон распределения температуры будет отличным от линейного, то оценка коэффициента Зеебека по формуле (1.18) может привести к огромной ошибке.

<sup>2</sup> Стоит ещё раз отметить, что формулы справедливы только в случае невырожденного полупроводника.

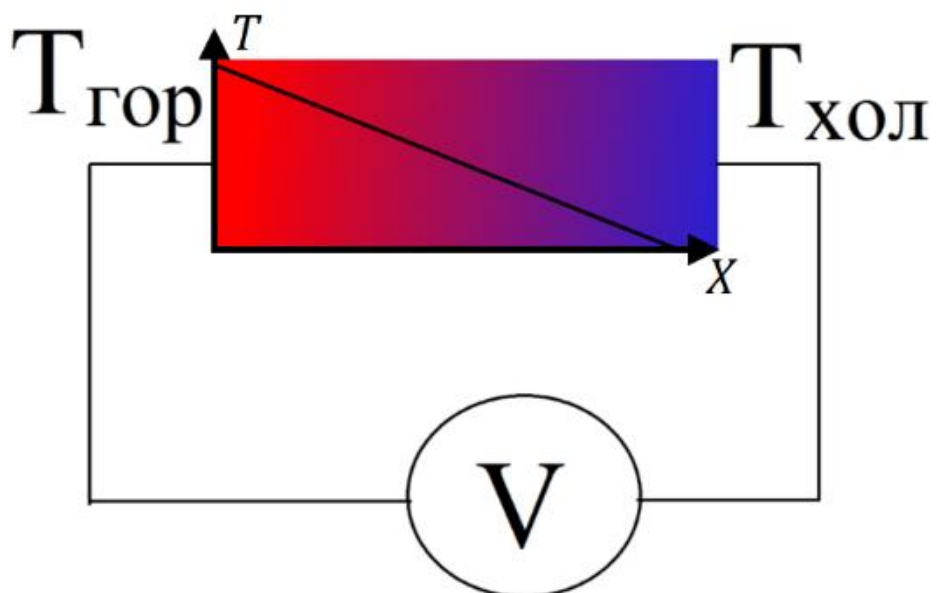


Рис. 1.7. Возникновение термо-ЭДС при создании градиента температур. Распределение температуры в структуре является линейной функцией координаты  $x$

Более подробно вопросы измерения коэффициента Зеебека будет рассмотрено в методической части данной работы.

### 1.3. Эффект Холла. Ошибка в определении транспортных характеристик вследствие неопределённости фактора рассеяния

Если в эксперименте не создавать градиента температур и магнитное поле ориентировать перпендикулярно относительно электрического поля (направления протекания тока в образце), то в формуле (1.13) останется два слагаемых: первое описывает основной поток носителей заряда, второе – перпендикулярный поток, созданный магнитным полем. Этот поток получил название ток Холла, а само явление – эффект Холла.

Измерение напряжения Холла является универсальным и очень информативным методом определения транспортных параметров свободных носителей в полупроводниках. Данная методика известна очень давно, написано огромное количество литературы, например, [1-2], поэтому не будем останавливаться на описании самого явления.

Отметим, однако, что измерения эффекта Холла для определения кинетических коэффициентов характеризуются наличием неопределённости. Рассмотрим подробнее конечные формулы расчёта подвижности и концентрации. Напряжённость электрического поля Холла в случае обыкновенного эффекта Холла определяется выражением:

$$E_y = jBR_H, \quad (1.19)$$

где  $j$  – плотность тока Холла,  $R_H$  – обыкновенная постоянная Холла, которая задаётся выражением:

$$R_H = -\frac{A_r}{e \cdot n}, \quad (1.20)$$

где  $n$  – концентрация свободных носителей заряда,  $A_r$  – Холл-фактор, который характеризует тип рассеяния носителей заряда. Как правило, в эксперименте неизвестно на каком рассеивающем центре происходит рассеяние носителей. Холл-фактор – статистическая величина, которая выражается через времена релаксации, но также связана с фактором рассеяния следующим соотношением:

$$A_r = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} \equiv \frac{3\sqrt{\pi} \Gamma\left(\frac{3}{2} + 2r\right)}{4 \Gamma^2(2 + r)}, \quad (1.21)$$

где  $\Gamma(x)$  – гамма-функция. Зависимость (1.21) проиллюстрирована на рисунке 1.8.

Из формулы (1.21) следует, что при рассеянии только на акустических фононах ( $r=0$ ) величина Холл-фактора  $A_r = 3\pi/8$ , а при рассеянии только на ионах примеси ( $r=2$ ) –  $A_r = 315\pi/512$ . Первое условие выполняется при высоких температурах, второе – при низких. Однако, значение Холл-фактора при средних температурах остаётся неизвестным. Часто величину Холл-фактора принимают равной единице, что приводит к системной ошибке определения, например, подвижности. На рисунке 1.8 приведена параметрическая зависимость подвижности германия от величины фактора рассеяния и, соответственно, Холл-фактора.



*AФ - акустические фононы П - примесь*

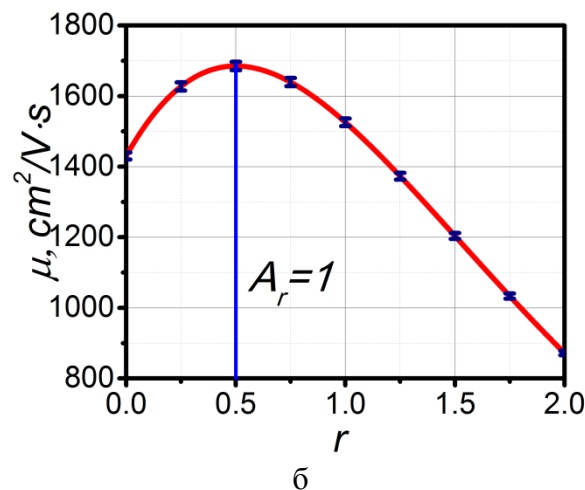
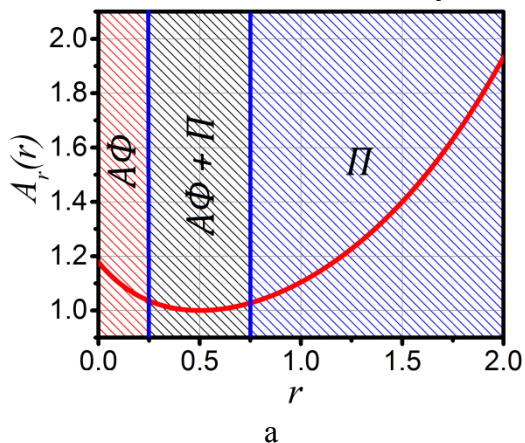


Рис. 1.8. а – Теоретическая зависимость величины Холл-фактора от фактора рассеяния с примерным указанием границ механизмов рассеяния, б – Параметрическая зависимость величины подвижности свободных носителей заряда в германии от величины фактора рассеяния.

Стоит также отметить, что Холл-фактор является крайне неинформативной величиной. Из графика, проиллюстрированного на рисунке 1.8а, видно, что одно и тоже значение Холл-фактора может соответствовать разным механизмам рассеяния. Данная величина была введена лишь для удобства записи конечных вычислительных выражений в эффекте Холла.

Из данных, проиллюстрированных на рисунке 1.8, видно, что неточное значение Холл-фактора может привести к ошибке в расчёте подвижности почти в два раза. Важно подчеркнуть, что границы механизмов рассеяния на рисунке 1.8а введены только качественно, точные значения не рассчитывались.

Ввиду выше сказанного возникает необходимость достоверного определения Холл-фактора или фактора рассеяния. Существует несколько методик определения данной величины, например, методика измерения эффекта Холла в больших магнитных полях, которая изложена в [6]. Другим, альтернативным методом, является метод, основанный на анализе магнитолевой зависимости напряжения Нернста-Эттингсгаузена.

#### 1.4. Поперечный эффект Нернста-Эттингсгаузена

Рассмотрим второй крайний случай формулы (1.13) – электрический ток через образец не протекает, но задан градиент температур. Нетрудно видеть, что в этом случае в формуле (1.13) останется два слагаемых, описывающих эффект Зеебека и напряжение Нернста-Эттингсгаузена. Рассмотрим возникновение этого эффекта.

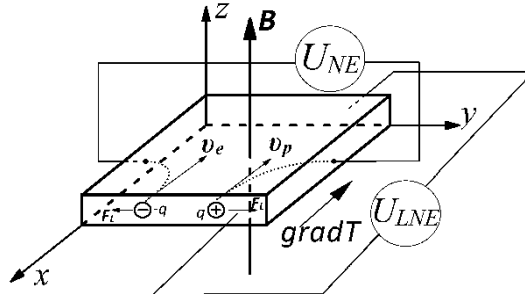


Рис. 1.9. Схематичный рисунок иллюстрирующий возникновение эффекта Нернста-Эттингсгаузена

Аналогично эффекту Холла, траектория носителей, движущихся от горячей грани к холодной, будет искривляться под действием внешнего магнитного поля, однако, в отличие от эффекта Холла, носители разных знаков будут отклоняться к *разным* граням (см. рисунок 1.9). Такое отклонение обусловлено тем, что в эффекте Зеебека носители разного знака распространяются в одном направлении – от горячего конца к холодному, а при создании разности потенциалов – в разных направлениях. Поперечная разность потенциалов (напряжение Нернста-Эттингсгаузена) от носителей разных знаков будет складываться по модулю:

$$|U_{NE}| = |V_e| + |V_p|. \quad (1.22)$$

Тогда как напряжение Холла является суперпозицией слагаемых:

$$U_{NE} = V_e + V_p. \quad (1.23)$$

Сравнивая выражения (1.22) и (1.23) можно заключить, что в случае исследования структур с низкой концентрацией свободных носителей заряда величина напряжения Холла очень мала (или эффект Холла может совсем не наблюдаться), тогда как эффект Нернста-Эттингсгаузена при той же точности аппаратуры можно будет зарегистрировать. Этот факт является важной особенностью данного метода.

Отметим, что на двух других гранях возникает продольная разность потенциалов – продольный эффект Нернста – Эттингсгаузена.

Выражение (1.19) можно адаптировать для эффекта Нернста-Эттингсгаузена, заменив величину тока на величину теплового потока. Однако на практике измерение теплового потока представляет собой чрезвычайно сложную задачу. Поэтому вместо теплового потока используется величина градиента температур, которая однозначно связана с тепловым потоком ( $\lambda \nabla T$ ). Коэффициент теплопроводности учитывается в постоянной Нернста-Эттингсгаузена, таким образом, выражение для напряжения Нернста-Эттингсгаузена принимает вид:

$$U_{NE} = QBVT, \quad (1.24)$$

где  $Q$  – постоянная Нернста-Эттингсгаузена, которая задаётся выражением:

$$Q = \left(\frac{1}{2} - r\right) A_r \frac{k}{e} \mu, \quad (1.25)$$

Из формулы (1.25) видно, что при значении фактора рассеяния 0,5 напряжение Нернста-Эттингсгаузена равно нулю, то есть при равновероятном рассеянии носителей заряда на ионах примеси и на акустических фонах эффект пропадает.

Рассмотрим теоретическую зависимость постоянной Нернста-Эттингсгаузена от величины фактора рассеяния в структуре легированного германия (марки ГДГ-0,03). График теоретической кривой проиллюстрирован на рисунке 1.10. График представлен в координатах  $\{Qe/k, r\}$ , где  $Qe/k$  – величина, по размерности совпадающая с подвижностью носителей заряда – Нернстовская подвижность,  $\mu$  – Холловская подвижность.

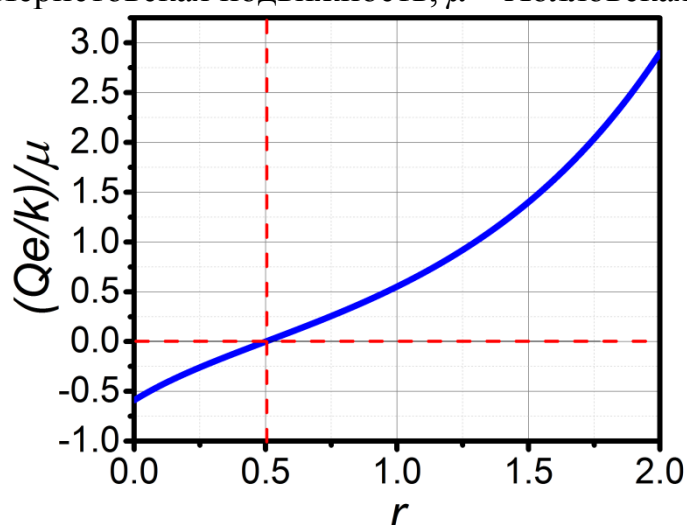


Рис. 1.10. Теоретическая зависимость нормальной постоянной Нернста-Эттингсгаузена от величины фактора рассеяния.

Из рисунка видно, что при факторе рассеяния меньше 0,5 (рассеяние на акустических фонах) знак эффекта отрицательный, при переходе точки равновероятного рассеяния эффект меняет знак. Учитывая тот факт, что характер рассеяния зависит от температуры измерения, можно предположить, что, эффект по модулю будет хорошо наблюдаться при низких и высоких температурах, и сложно – при средних температурах.

Объединив выражения для двух эффектов можно составить систему:

$$\begin{aligned} \mu(r) &= \frac{R_H}{A_r(r) \cdot R_{sl}}, \\ \mu(r) &= \frac{Qe}{\left(\frac{1}{2} - r\right) A_r(r) k}; \end{aligned} \quad (1.26)$$

Графическое решение системы (1.26) проиллюстрировано на рисунке 1.11.

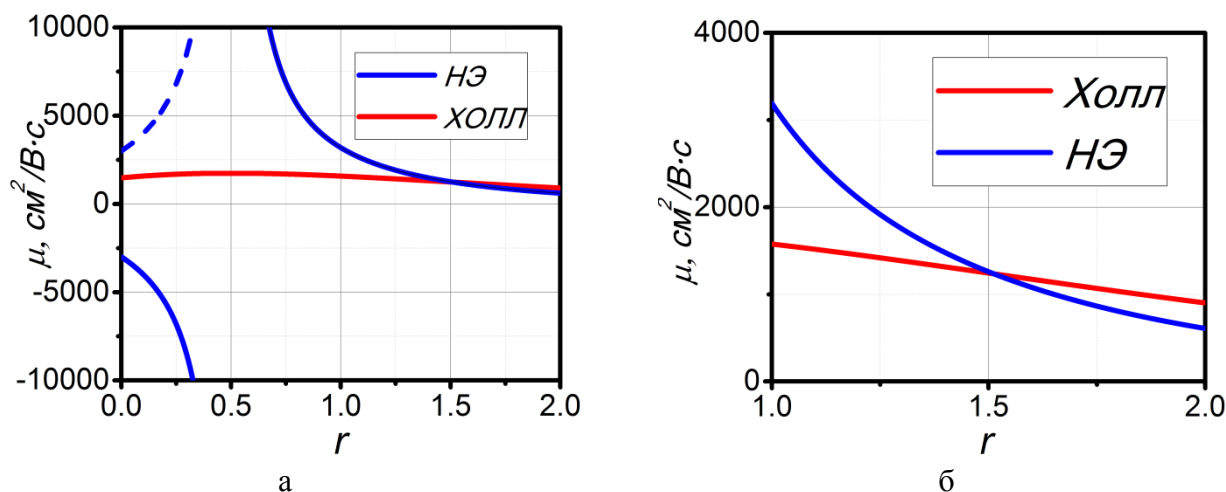


Рис. 1.11 - Теоретические параметрические зависимости Нернстовской и Холловской подвижностей от величины фактора рассеяния. Координаты точки пересечения кривых соответствуют значениям истинной подвижности и фактора рассеяния, а – полный график, б – увеличенный участок пересечения.

Таким образом, система (1.26) – это система из двух уравнений с двумя неизвестными. Исследование эффекта Холла и эффекта Нернста-Эттингсгаузена в совокупности позволяет более достоверно определить транспортные параметры структуры вследствие того, что значение Холл-фактора рассчитывается, а не постулируется, как при исследовании структуры только эффектом Холла или только эффектом Нернста-Эттингсгаузена. Подвижность, рассчитанная из системы (1.26), является истинной подвижностью.

## 1.5. Эффект Зеебека в магнитном поле – продольный эффект Нернста-Эттингсгаузена

Рассмотрим два из трёх видов воздействия одновременно: тепловое и магнитное. Поместим рассматриваемую нами систему во внешнее магнитное поле и создадим одномерную разность температур. Важно, чтобы вектор магнитной индукции  $\mathbf{B}$  (напряжённости магнитного поля  $\mathbf{H}$ ) был перпендикулярен вектору градиента температуры (см. рис. 1.12б). Вольтметр (на рисунке не отображён) подключен таким же образом, как и проиллюстрировано на рисунке 1.12а (вдоль градиента температур, либо перпендикулярно ему).

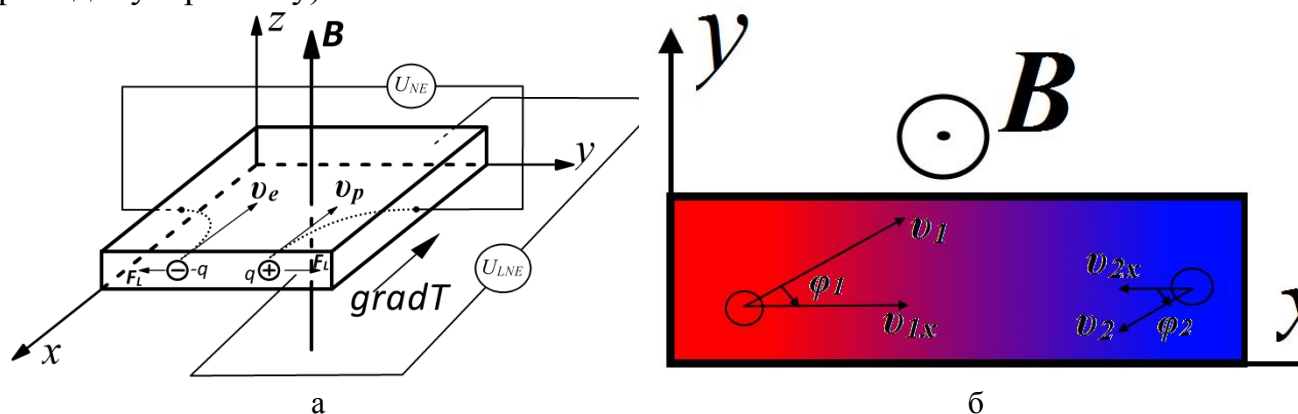


Рис. 1.12 - а – Схема возникновения продольного эффекта Нернста-Эттингсгаузена (эффект Зеебека в магнитном поле), б – распределения температуры и механизм образования продольного магнитного эффекта

Согласно [7], величина термо-ЭДС пропорциональна разности скоростей носителей заряда, движущихся от горячей области образца к холодной области и наоборот. Тогда для нулевого магнитного поля можно записать:

$$U_{ТЭ}(0) \sim v_{1x}(0) - v_{2x}(0), \quad (1.27)$$

где  $v_{1x}$  – проекция скорости носителей заряда, движущихся от горячей области образца к холодной, на ось  $x$ ,  $v_{2x}$  – проекция скорости носителей заряда, движущихся от холодной области образца к горячей, на ось  $x$ <sup>3</sup>. При помещении образца во внешнее магнитное поле указанные выше величины, вообще говоря, могут иметь другие значения вследствие действия на носители заряда силы Лоренца  $\mathbf{F}_L$  со стороны магнитного поля – траектории носителей будут искривляться, тем самым вызывая уменьшение величины проекции скорости на ось  $x$  см. рис. 1.12б<sup>4</sup>. Тогда, по аналогии с (1.27), можно записать:

$$U_{ТЭ}(B) \sim v_{1x}(B) - v_{2x}(B), \quad (1.28)$$

Проекции скоростей на ось  $x$  связаны с соответствующими векторами скоростей простыми тригонометрическими соотношениями (см. рис. 1.12б):

<sup>3</sup> В формуле (1.27) в скобках индекс 0 означает, что данные величины указаны без магнитного поля

<sup>4</sup> проекции скоростей носителей заряда на ось  $x$  может только уменьшится, тогда как величина термо-ЭДС может как увеличится, так и уменьшится

$$v_{1x,2x}(B) = v_{1,2} \cdot \text{Cos}\{\varphi_{1,2}(B)\}, \quad (1.29)$$

где  $\varphi_{1,2}$  – углы поворотов (указаны на рисунке 1.12б) скоростей вокруг оси  $z$  за счёт действия силы Лоренца со стороны внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}$  на носители заряда в полупроводнике. Поскольку сила Лоренца лишь искривляет траекторию движения носителей заряда (не является тормозящей силой), можно отметить, что величина скоростей  $v_{1,2}$ , как указано в формуле (1.29), не зависит от величины внешнего магнитного поля, а обусловлена лишь величиной градиента температур, так как именно температура влияет на рассеяние носителей заряда в объёме полупроводника.

С учётом выше сказанного, относительное увеличение (уменьшение) величины термо-ЭДС можно записать в виде:

$$\frac{U_{ТЭ}(B)}{U_{ТЭ}(0)} \sim \frac{v_1 \cdot \text{Cos}\{\varphi_1(B)\} - v_2 \cdot \text{Cos}\{\varphi_2(B)\}}{v_1 - v_2}. \quad (1.30)$$

Из формулы (1.30) следует, что увеличение или уменьшение величины термо-ЭДС определяется характером изменения углов  $\varphi_{1,2}$  при включении магнитного поля. В рамках классической электродинамики можно получить выражение для угла поворота [10]:

$$\varphi_{1,2} = \omega \cdot \tau_{1,2}(T), \quad (1.31)$$

где  $\tau$  – время свободного пробега (индексы 1 и 2 имеют тот же смысл, что и ранее), эта величина не зависит от магнитного поля, а определяется температурой;  $\omega$  – циклотронная частота, описывающая взаимодействие внешнего магнитного поля и заряженной частицы, которая задаётся выражением:

$$\omega = \frac{eB}{2m^*}, \quad (1.32)$$

Объединив (1.35) и (1.36), можно получить:

$$\varphi(B)_{1,2} = \frac{eB}{2m^*} \cdot \tau_{1,2}(T). \quad (1.33)$$

Таким образом, формула (1.33) показывает, что величина угла для данной температуры определяется временем свободного пробега  $\tau$ , точнее, зависимостью этого коэффициента от температуры. Последняя определяется характером рассеяния носителей: если носители преимущественно рассеиваются на фононах, то с ростом температуры время свободного пробега уменьшается, так как увеличение температуры приводит к увеличению количества фононов. Напротив, если носители преимущественно рассеиваются на ионизированной примеси, то с ростом температуры время свободного пробега увеличивается, как было рассмотрено в разделе 1.1.2. Эта задача хорошо изложена в [5].

Рассмотрим математическое описание эффектов:

$$\begin{cases} \tau(T_{\text{гор}}) < \tau(T_{\text{хол}}) \rightarrow U_{ТЭ}(B) > U_{ТЭ}(0); \\ \tau(T_{\text{гор}}) > \tau(T_{\text{хол}}) \rightarrow U_{ТЭ}(B) < U_{ТЭ}(0). \end{cases} \quad (1.34)$$

Следовательно, по знаку изменения величины термо-ЭДС во внешнем магнитном поле можно судить о характере рассеяния носителей в полупроводнике.

### 1.6. Виды воздействия и основанные на них эффекты исследования транспортных свойств полупроводниковых наноструктур

В таблице 1.1 приведены эффекты, возникающие при электрическом, магнитном и тепловом воздействии на исследуемый образец.

**Таблица 1.1 - Виды воздействий магнитного, электрического и теплового полей на полупроводниковую подложку и возникающих при этом эффектов**

| Приложенное внешнее воздействие | Сила   | Кинетический эффект  | Геометрическая ориентация эффекта |
|---------------------------------|--|--|-----------------------------------|
| $\vec{E}$                       | $e\vec{E}$   | Электропроводность   | Продольный                        |
| $\vec{E}, \vec{B}$              | $-e(\vec{E} + [\vec{v} \vec{B}])$                    | Эффект Холла   | Поперечный, продольный            |
| $\vec{E}, \vec{B}$              | $-e(\vec{E} + [\vec{v} \vec{B}])$                    | Магнетосопротивление   | Поперечный, продольный            |
| $\nabla T$                      | $-e\nabla(\varphi - \mu/e)$                          | Термо-ЭДС (эффект Зеебека)   | Продольный                        |
| $\nabla T, \vec{B}$             | $-e\{-\nabla(\varphi - \mu/e) + [\vec{v} \vec{B}]\}$ | Продольный эффект Нернста-Эттингсгаузена (эффект Зеебека в магнитном поле) | Продольный                        |
| $\nabla T, \vec{B}$             | $-e\{-\nabla(\varphi - \mu/e) + [\vec{v} \vec{B}]\}$ | Поперечный эффект Нернста-Эттингсгаузена                                   | Поперечный                        |

## 2. Методика измерения термоэлектрических и термомагнитных эффектов на пластинах полупроводника

Принципиальная схема крепления исследуемой структуры на держателе представлена на рис. 2.1:

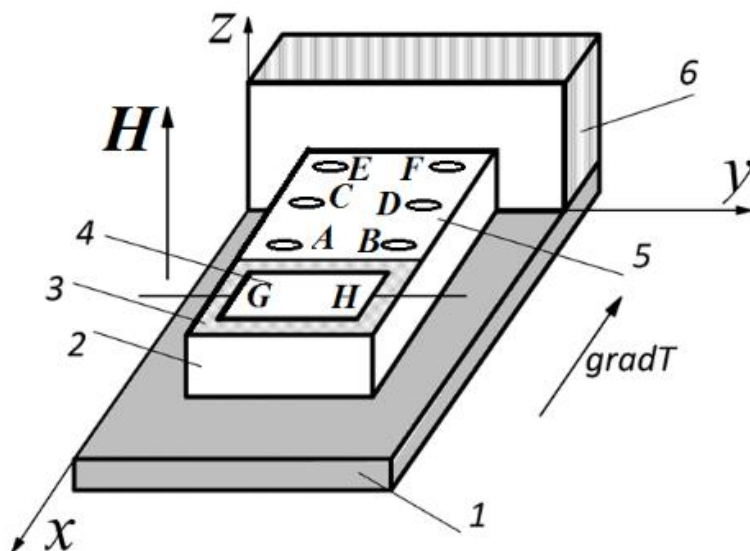


Рис.2.1. Схематичный вид держателя с продольным распределением теплового потока: 1 – текстолитовый держатель, 2 – исследуемый образец, 3 – слюда, 4 – резистор-нагреватель, 5 – контакты, 6 – металлический массивный радиатор

Верхняя грань образца условно разделяется в соотношении 1:2. На меньшей части устанавливается резистор-нагреватель 4. Между резистором и поверхностью образца укладывается тонкая слюда для дополнительной диэлектрической изоляции, а также для улучшения теплового контакта между нагревателем и исследуемой структурой. На большей части формируется шесть омических контактов 5. Грань, противоположная грани 2, прижимается к металлическому массивному радиатору 6, который служит теплоотводом в данной системе для создания градиента температур в исследуемой структуре. Пространство между образцом и радиатором заполняется термопастой, однако стоит отметить, что в данном случае термопаста обязательно должна обладать диэлектрическими свойствами для предотвращения шунтирования образца. Для обеспечения геометрии эффекта Холла и эффекта Нернста-Эттингсгаузена магнитное поле необходимо приложить перпендикулярно латеральной плоскости образца. С целью предотвращения распространения теплового потока вглубь структуры к текстолиту между поверхностью держателя и подложкой структуры размещается пластина сапфира (на рис. 2.1 не указана).

В зависимости от подключения контактов можно производить измерения величин:



$$\left\{ \begin{array}{l} \left( \begin{array}{l} I_{AE} U_{AB} \\ I_{AB} U_{AE} \end{array} \right) \rightarrow \rho \text{ или } \sigma; \\ \left( \begin{array}{l} I_{AF} U_{EB} \\ I_{EB} U_{AF} \end{array} \right) \rightarrow R_H; \\ \left( \begin{array}{l} I_{GH} U_{AE} \\ I_{GH} U_{FB} \end{array} \right) \rightarrow \alpha; \\ I_{GH} U_{CD} \rightarrow Q. \end{array} \right. \quad (2.1)$$

где  $\sigma$  – удельное сопротивление исследуемой структуры,  $R_H$  – постоянная Холла,  $\alpha$  – коэффициент Зеебека,  $Q$  – постоянная Нернста-Эттингсгаузена.

В данной записи используется следующее обозначение: например,  $(I_{AE} U_{AB})$  – ток пропускается через контакты  $AE$ , напряжение регистрируется с контактов  $AB$ .

Качественно схемы подключения образца проиллюстрированы на рис. 2.2a-d.

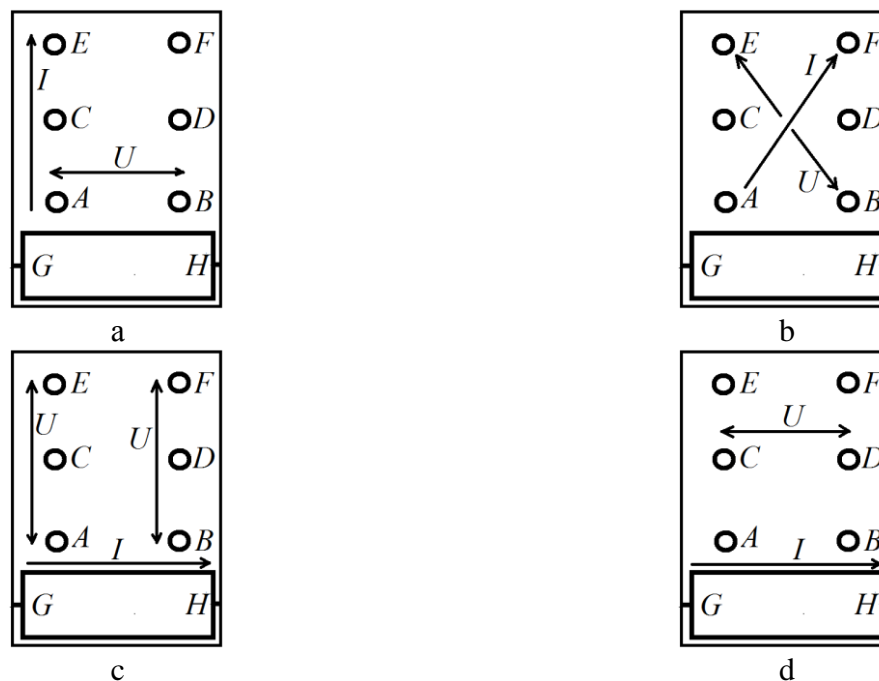


Рис. 2.2. Принципиальная схема распайки образца при измерении: а – удельного сопротивления (удельной проводимости); б – эффекта Холла; с – эффекта Зеебека (продольного эффекта Нернста-Эттингсгаузена); д – поперечного эффекта Нернста-Эттингсгаузена

В ходе измерений через резистор пропускается электрический ток, в результате чего происходит разогрев структуры и создание на соответствующих гранях градиента температур с последующей регистрацией эффекта Нернста-Эттингсгаузена. Далее, проводится регистрация магнитопольной зависимости напряжения Холла, после чего регистрируется удельное сопротивление структуры четырёхзондовым методом путём измерения вольтамперной характеристики.

Принципиальная схема измерительной установки приведена на рис. 2.3:

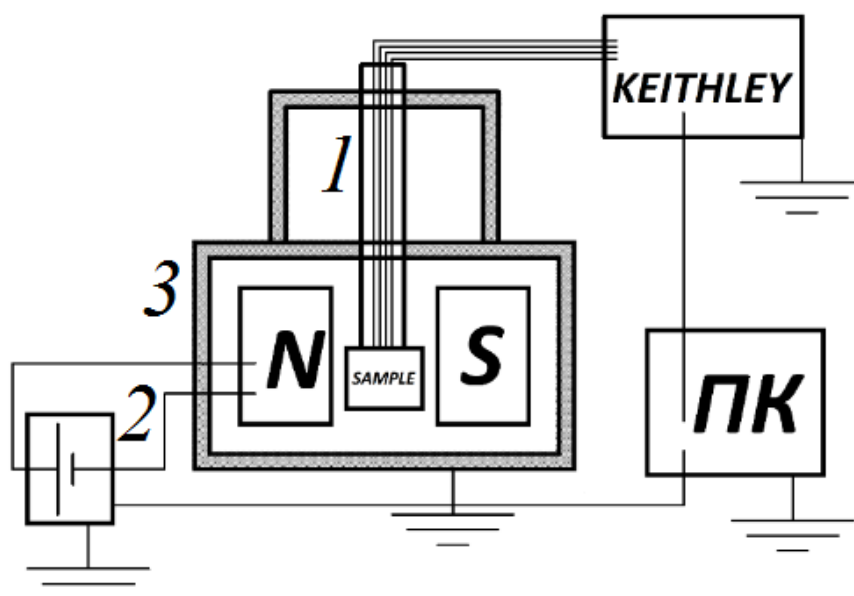


Рис.2.3. Принципиальная схема измерительной установки: 1 – держатель образца, 2 – источник напряжения АКПП-1105, 3 – каркас электромагнита, ПК – персональный компьютер, N,S – полюса электромагнита (максимальная индукция магнитного поля 3200Э), Sample – исследуемый образец, Keithley – источник тока и измеритель напряжения KEITHLEY 2401

Установка представляет собой электромагнит *NS*, подключённый к источнику постоянного напряжения *АКПП-1105*. Образец *Sample*, закреплённый на держателе, размещается между полюсами магнита и подключается четырьмя контактами к прибору *Keithley 2401* (Примечание: в эффекте Нернста-Эттингсгаузена образец подключается двумя контактами, два других вывода от источника *Keithley* подключаются к резистору), который представляет собой источник тока (напряжения) с интегрированным амперметром (вольтметром). Установка автоматизирована и управляется с помощью специального программного обеспечения, реализованного на базе среды разработки приложений *LabView*, установленного на персональном компьютере ПК<sup>5</sup>.

Развёртка по полю осуществляется с помощью развёртки по напряжению источника. Регистрация магнитного поля производится аналитически с помощью калибровочного графика (калибровочные данные загружены в ПО, пересчёт производится автоматически в режиме реального времени). Переключение поля осуществляется автоматически с помощью электромагнитного реле *SRD-05VDC-SL-C*. Управление реле осуществляется с помощью платы *Arduino nano3 ВТЕ14-01*.

<sup>5</sup> Автоматизация произведена при измерении эффектов Холла и Нернста-Эттингсгаузена (HALL+NE, см. прил. 1) и удельного сопротивления четырёхзондовым методом (VAC, см. прил. 2)

## Вопросы

1. Опишите постановку задачи о нахождении плотности токов в системе с градиентом физических величин. Каковы рамки применения изотермического приближения
2. Напишите уравнение Больцмана для носителей в полупроводнике. Опишите каждый член уравнения.
3. Какой функцией распределения описывается статистика свободных носителей заряда в полупроводнике. При каких условиях можно перейти к статистике Больцмана. Понятие невырожденного полупроводника. Критерий вырождения. Оцените концентрацию бора в кремнии, чтобы полупроводник стал вырожденным. Как модифицируется решение уравнения Больцмана при вырождении полупроводника.
4. Как найти плотность тока, используя возмущённую функцию распределения носителей заряда?
5. Опишите каждое слагаемое в выражении для плотности тока в уравнении (1.13).
6. Опишите причины возникновения термоэлектрического эффекта. Как по знаку термо-ЭДС можно определить тип носителей в полупроводнике. В чём отличие эффекта Зеебека в биполярных и униполярных полупроводниках? Какую информацию несёт в себе коэффициент Зеебека (для простоты рассмотреть случай униполярного полупроводника).
7. Эффект Холла, запишите основные формулы. Что такое Холл-фактор и фактор рассеяния. В чём отличие между этими величинами. Методики определения Холл-фактора.
8. Поперечный эффект Нернста-Эттингсгаузена. Чем определяется постоянная эффекта. В чём принципиальное отличие между эффектами Холла и Нернста-Эттингсгаузена?
9. Продольный эффект Нернста-Эттингсгаузена. Причины возникновения. Как изменится напряжение Зеебека при помещении полупроводника в поперечное магнитное поле при условии, что свободные носители заряда рассеиваются на заряженных примесных центрах?
10. Опишите методику измерения эффектов Зеебека, Нернста-Эттингсгаузена, Холла. Четырёхзондовый метод измерения удельного сопротивления.
11. Подготовка образца. Описание держателя. Назначение контактов.

## Задание

1. Собрать измерительную схему.
2. Закрепить образец на держателе, сделать распайку.
3. Установить держатель в магнит. Пропустить через резистор-нагреватель электрический ток.
4. По знаку термо-ЭДС определить тип полупроводника.
5. Провести регистрацию магнитополовой зависимости напряжения Холла.
6. Измерить удельное сопротивление четырёхзондовым методом.
7. Провести регистрацию магнитополовой зависимости напряжения Нернста-Эттингсгаузена.
8. Провести регистрацию магнитополовой зависимости эффекта Зеебека (на усмотрение преподавателя).
9. На основе экспериментально полученных магнитополовых зависимостей провести численную оценку параметров<sup>6</sup>: подвижность и концентрация свободных носителей заряда, величину фактора рассеяния и Холл-фактора. Определить доминирующий тип рассеивающего центра, а также определить тип и марку полупроводниковой пластины.

---

<sup>6</sup> Подсказка: расчёты по аналогии из раздела 1.4. настоящего пособия

## Литература

1. Павлов Д.А., Планкина С.М., Кудрин А.В. / Эффект Холла // Практикум.- Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет.- 24 с, (2013).
2. Планкина С.М., Кудрин А.В. / Определение параметров полупроводника из температурной зависимости удельного сопротивления и эффекта Холла // Практикум.- Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет.- 17 с, (2014).
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. / Статистическая физика // Теоретическая физика.- ФИЗМАТЛИТ.- 616 с, (2002).
4. Цидильковский И.М. / Термомагнитные явления в полупроводниках // Москва.- 396 с, (1960).
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. / Механика и электродинамика // Москва.-.272 с, (1962).
6. Ашкрофт Н., Мермин Н. / Физика твёрдого тела // Мир.- 486 с, (1979).
7. Блатт Ф. Дж. / Теория подвижности электронов в твёрдых телах // М.: Физматлит,- 224 с, (2004).

## Приложение 1. Описание программного обеспечения HALL+NE

Интерфейс программного обеспечения HALL+NE представлен на рисунке I.

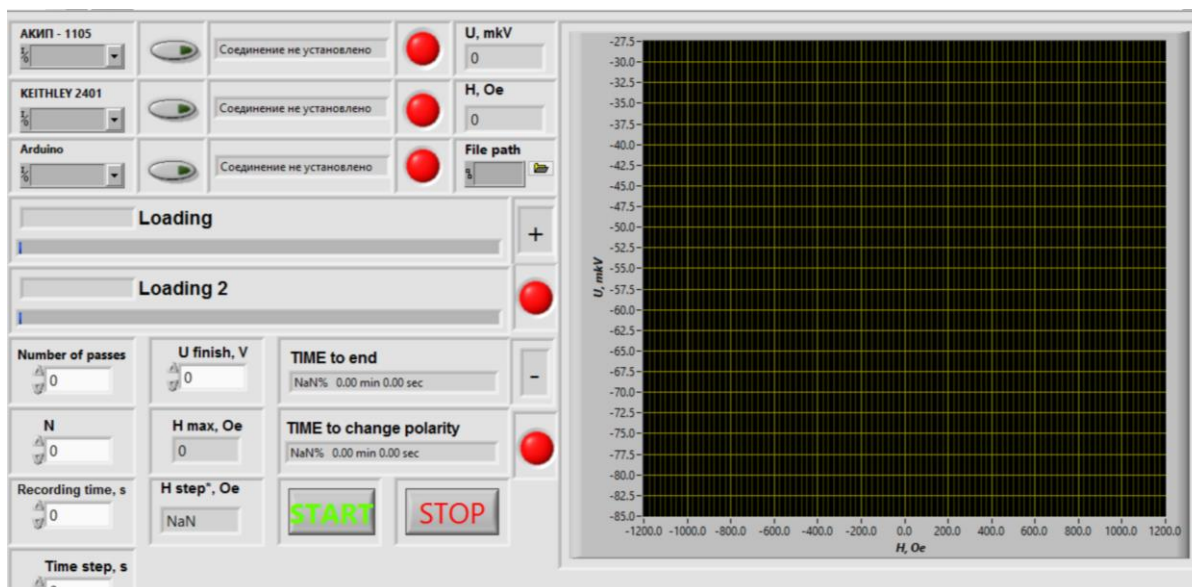


Рис. I. Интерфейс программы для автоматизации процесса регистрации магнитопольных зависимостей напряжений Холла и Нернста-Эттингсгаузена

Интерфейс программы состоит из панели соединения с приборами через СОМ-порты, параметры эксперимента (количество точек в одном проходе по полю, количество проходов, время между измерениями, время накопления сигнала, максимальное значение напряжения с источника на магнит), а также визуальной части, представляющей собой график, на котором в режиме реального времени отображается магнитопольная зависимость исследуемой величины.

При запуске программы пользователю необходимо задать максимальное напряжение на источнике – от этой величины зависит максимальное поле магнита в эксперименте. Программа автоматически сделает пересчёт и подскажет пользователю какое максимальное поле индуцирует магнит при введённом значении напряжения. Далее необходимо задать число точек на одном проходе – от этого параметра зависит шаг по напряжению от источника. Стоит отметить, что поскольку калибровочная характеристика напряжение источника-магнитное поле магнита имеет нелинейный характер, для обеспечения равномерного шага по магнитному полю необходима корректировка шага по напряжению. Программа производит корректировку автоматически в процессе измерений.

От временных параметров зависит точность эксперимента. При увеличении параметров точность эксперимента увеличивается, однако общее время проведения измерений растёт.

Кроме того, пользователю необходимо провести соединение со всеми приборами, нажав на соответствующую кнопку. При соединении строка-индикатор выведет марку прибора. В противном случае на индикаторе будет отображена надпись «Соединение не установлено». Программа не запустит

алгоритм измерений до тех пор, пока не будет выполнено соединение со всеми тремя приборами.

После введения всех необходимых параметров пользователь должен нажать на кнопку **START**, что приведёт к первому измерению. После получения первого значения в программе появится диалоговое окно, которое предложит пользователю указать место сохранения файла с данными. Файл дописывается после каждого измерения, что обеспечивает сохранность данных даже при условии, что эксперимент будет экстренно оборван.

## Приложение 2. Описание программного обеспечения VAC

Программное обеспечение VAC позволяет автоматизировать регистрацию вольт-амперных характеристик, которые регистрируются прибором KEITHLEY-2401 в режиме источника тока. Интерфейс программного обеспечения VAC представлен на рисунке II.

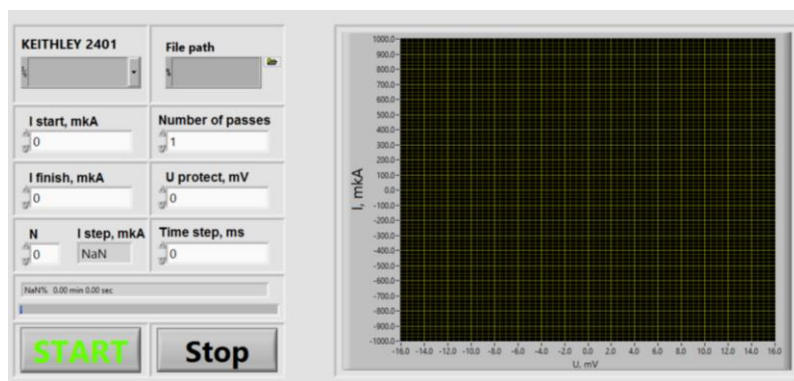


Рис. I. Интерфейс программы для автоматизации процесса регистрации магнитопольевых зависимостей напряжений Холла и Нернста-Эттингсгаузена

Интерфейс программы состоит из панели соединения с приборами через СОМ-порты, параметры эксперимента (начальное и конечное значение тока, количество точек, число проходов, защитное напряжение, время накопления данных), а также визуальной части, представляющей собой график, на котором в режиме реального времени отображается вольт-амперная характеристика.

При запуске программы пользователю необходимо задать интервал измерений по току. Далее нужно задать число точек и программа автоматически сделает пересчёт шага по току. После этого нужно задать число проходов, время накопления сигнала и защитное напряжение. Исходя из введённых пользователем данных программа рассчитает примерное время проведения эксперимента.

После введения всех необходимых параметров пользователь должен нажать на кнопку **START**, что приведёт к первому измерению. После получения первого значения в программе появится диалоговое окно, которое предложит пользователю указать место сохранения файла с данными. Файл дописывается после каждого измерения, что обеспечивает сохранность данных даже при условии, что эксперимент будет экстренно оборван.



Кузнецов Юрий Михайлович  
Дорохин Михаил Владимирович  
Кудрин Алексей Владимирович

**ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРМОМАГНИТНЫХ И ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ  
ЯВЛЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТРАНСПОРТНЫХ  
ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛАСТИН**

*Практикум*

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Национальный исследовательский Нижегородский государственный  
университет им. Н.И. Лобачевского»  
603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23