

ВАРИАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕ-
ДОВАНИЯ КИНЕТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ В ПОЛУПРО-
ВОДНИКАХ

И.С.Дискер

ВВЕДЕНИЕ

Последние годы характеризуются развитием ряда направле-
ний, связанных с поиском новых, обладающих разнообразными
полезными свойствами полупроводниковых материалов. Такими на-
правлениями, в частности, являются синтез новых веществ, раз-
работка методов и технологии их получения в виде объемных мо-
нокристаллов, слитков и поликристаллов, в виде пленок и т.п.
Полученные вещества и соединения интенсивно используются во
многих областях науки и техники: радиоэлектронике, техниче-
ской физике, микроэлектронике, вычислительной технике и т.д.

Однако дальнейшее повышение эффективности исследований,
сокращение общего времени, затрачиваемого на поиск новых ве-
ществ и разработку соответствующей технологии их получения, в
значительной степени зависят от существующих методических
возможностей экспериментального изучения свойств различных ма-

териалов. Между тем в настоящее время затрачивается непропорционально большое количество времени, труда и средств на проведение исследований физических, физико-химических и др. параметров этих материалов; затрудняются условия переработки первичной экспериментальной информации: анализ и обобщение полученных экспериментальных данных, сопоставление новых результатов с имеющимися, сравнение теоретических представлений с экспериментом и т.п.

Указанное обстоятельство обусловлено, в частности, тем, что в последние годы создано известное несоответствие между обилием непрерывно синтезируемых новых веществ и материалов и существующими экспериментальными возможностями изучения их свойств в зависимости от различных факторов: химического состава, структуры и геометрии объектов исследования, технологии изготовления и т.п. Сказанное в полной мере относится и к такому вопросу, как, например, исследование кинетических коэффициентов в полупроводниках. Между тем общеизвестные физические способы определения указанных параметров в той или иной степени не обеспечивают выполнения следующих операций:

1. методически точного и быстрого измерения заданного параметра объекта исследования;
2. получения максимального количества физической информации в процессе одного эксперимента;
3. возможности проведения планируемого эксперимента в течение минимального времени;
4. полной автоматизации процесса экспериментального исследования.

Для преодоления существующих трудностей и создания условий, при которых исследователь не был бы все время привязан непосредственно к экспериментальным установкам на этапе проведения эксперимента, а участвовал бы только в двух других этапах научного эксперимента — в составлении программы физического исследования и анализе её результата (то есть фактически выполнял бы только интеллектуальные операции) — необходимо, с нашей точки зрения, выполнить следующее:

1. провести формализацию самого процесса экспериментального исследования независимо от конкретной задачи или избранного метода её решения, то есть выработать единые понятия и

логическую структуру эксперимента;

2. разработать такие методы исследования, которые позволили бы удовлетворить указанным выше критериям и были бы в известной мере универсальными (по крайней мере, в смысле определения параметров в возможно более широком диапазоне изменения их величин и возможности получения наибольшего количества различной физической информации в процессе одного эксперимента);

3. разработать системы автоматизированного исследования, полностью реализующие логическую структуру эксперимента.

В соответствии с поставленными задачами в данной работе рассматриваются некоторые вопросы формализации процесса проведения эксперимента и излагается теория вариационных методов экспериментального исследования кинетических коэффициентов в полупроводниках.

Описание теории систем автоматизированного исследования, их логики, структуры, способов практической реализации и областей применения будет изложено нами в отдельной работе. Здесь же отметим лишь одно обстоятельство. Проектируемые системы автоматизированного исследования могут обладать в зависимости от научной сложности задач, для решения которых они создаются, различной степенью технической сложности. Однако во всех случаях их логическая структура останется неизменной, подчиненной логической структуре процесса научного исследования.

§ I. О формализации процесса проведения физического эксперимента

Формализация процесса проведения физического эксперимента и рассмотрение его логической структуры неразрывно связаны с необходимостью введения некоторого количества понятий. В связи с этим в данной работе описываются и используются следующие понятия: факторы внешнего и внутреннего воздействий, операции воздействия и измерения, первичные сигналы информации, операции группировки факторов воздействия и первичных сигналов информации, операторы вариации факторов воздействия и регистрации, измерительные циклы и суммарная длительность эксперимента, первичные и вторичные параметры, алгоритмы физического исследования и переработки информации, неполный и полный фи-

зические эксперименты. Их определение дается одновременно с изложением логической структуры физического эксперимента.

Как известно, цель физического эксперимента заключается в изучении свойств некоторого объекта исследования от типа накладываемых на него факторов внешнего воздействия (одного или группы) и характера их изменения.

К факторам внешнего воздействия (Ф.В.В.) будем относить понимаемые в обобщенном термодинамическом смысле внешние силовые поля [I], приводящие к появлению в объекте исследования действующих сил (например, электрическое поле вызывает появление потока электрических зарядов, тепловое поле — градиента температуры и т.п.).

Когда на объект исследования воздействуют факторы внешнего воздействия, то они могут вызывать в нем появление внутренних силовых полей. Эти факторы будем называть факторами внутреннего воздействия (Ф.Вн.В.) (например, при наложении электрического поля может возникать тепловое поле, при одновременном наложении магнитного и теплового — электрическое поле и т.п.).

Факторы внешнего и внутреннего воздействий характеризуются абсолютной величиной, направлением приложения в объекте исследования и длительностью. При этом, естественно, Ф.В.В. могут носить либо информационный характер, то есть не вызывают какого-либо остаточного эффекта за время своего действия, либо силовой характер, когда в объекте исследования за это время происходят соответствующие обратимые или необратимые изменения.

Процесс наложения на объект исследования одного (или группы) Ф.В.В., поддержания его в течение заданного интервала времени и последующего снятия будем называть операцией воздействия.

Данные о реакции объекта исследования на соответствующие внешние и внутренние силовые поля, а также данные о параметрах этих полей в виде пропорциональных им по величине и направлению электрических сигналов будем называть первичными сигналами информации (С.И.П.). Последние определяются абсолютной величиной, полярностью сигнала и длительностью регистрации.

Процесс установления масштаба измерительной шкалы регистрирующего комплекса, определение полярности первичного сиг-

нала информации и длительности его регистрации охарактеризуем операцией измерения.

В процессе эксперимента как основные, так и неосновные Ф.В. и Вн.В. могут действовать на объект исследования произвольным образом, то есть в любом случайном сочетании друг с другом или в совершенно определенном, заранее выбранном порядке. Как будет показано ниже, последнее обстоятельство как раз и играет существенную роль при решении вопроса о методически точном определении физических свойств исследуемых объектов.

Поэтому для полного описания физического эксперимента введем понятия операции группировки факторов внешнего и внутреннего воздействий и операции группировки первичных сигналов информации.

Операция группировки факторов воздействия представляет собой процесс установления последовательности дискретного наложения и снятия факторов внешнего воздействия одного за другим по ступеням, на каждой из которых на объект исследования действует заданная комбинация силовых полей.

Полное описание процесса управления Ф.В. и Вн.В. в объекте исследования, определяемое операциями группировки факторов воздействия по ступеням и операциями воздействия на каждой ступени, назовем оператором вариации факторов воздействия.

Для полного описания процесса управления регистрацией первичных сигналов информации введем понятие оператора регистрации, определяемого операциями группировки С.И.П. и операциями измерения.

Операция группировки С.И.П. представляет собой процесс установления последовательности регистрации заданного количества С.И.П. на каждой соответствующей ступени оператора вариации.

В зависимости от того количества физической информации, которое нужно получить в ходе одного эксперимента, число ступеней оператора вариации может быть различным.

Общее число ступеней (входящих в оператор вариации), необходимое для получения заданного количества физической информации при фиксированных значениях (в пределах данного оператора) Ф.В. и Вн.В., характеризуется понятием и з м е р и т е -

льного цикла. Любая программа физического эксперимента может быть разбита на элементарные измерительные операции длительности цикла, регулярно повторяющиеся во времени. При этом каждый из последующих измерительных циклов будет отличаться от предыдущего характером операции воздействия.

Общее число измерительных циклов во временном масштабе будет определять суммарную длительность физического эксперимента.

Таким образом, с помощью введенных понятий, составив операторы вариации факторов воздействия и регистрации С.И.П., а также определив общее число измерительных циклов, можно дать полное описание первого этапа программы физического эксперимента, которую в дальнейшем будем называть алгоритмом физического исследования (А.Ф.И.).

Естественно, при этом характер и эффективность А.Ф.И. зависят прежде всего от степени совершенства методов проведения эксперимента. Конечным результатом реализации алгоритма физического исследования является регистрация первичных сигналов информации.

Как уже отмечалось выше, научный эксперимент складывается из трех этапов: а) составления А.Ф.И.; б) получения на его основе в ходе эксперимента первичных сигналов информации и в) составления и реализации программы переработки первичной информации.

Для описания третьего этапа физического эксперимента введем понятие о первичных и вторичных параметрах объекта исследования. Коэффициенты, отождествляющие связь между силовым полем и вызываемой им действующей силой, будем называть первичными параметрами. Способ их определения и, соответственно, формулы для вычисления зависят от выбранного метода исследования, иными словами, от качественного и количественного характера прикладываемого поля (его зависимости от времени, величины и направления, области распространения в объекте исследования и т.п.). Вычисление первичных параметров производится на основе измерения соответствующих им групп первичных сигналов информации.

Далее, получив численные величины первичных параметров при фиксированных значениях Ф.В.В., а также их функциональ-

ную зависимость от изменения Ф.В.В., можно при соответствующей группировке первичных параметров вычислить и вторичные параметры объекта исследования. Так, применительно к изучению природы носителей заряда в твердом теле, определив величины электропроводности и постоянной Холла, получают численные значения концентрации и подвижности носителей тока, а также знак их заряда; эффективность преобразования объектов исследования, к примеру, электрической энергии в тепловую, и наоборот, характеризуемую величиной критерия Иоффе, вычисляют на основе раздельного измерения при заданной температуре электропроводности, коэффициентов термоэдс и термопроводности; за вторичные параметры принимают также все теплофизические критерии (Бю, Рейнольдса, Прандтля и др.) и т.п.

Таким образом, к третьему этапу физического эксперимента относится проведение различных вычислительных операций над СИП-ами, первичными и вторичными параметрами и т.п. На основе соответствующей программы (определяемой уровнем наших знаний об объекте исследования, его физической модели, существующих теоретических представлений о данном классе физических явлений и т.д.) все эти вычислительные операции, различные по своему характеру и сложности, будем определять алгоритмом переработки информации (А.П.И.).

Реализация А.П.И., поскольку он уже непосредственно с экспериментом не связан, может быть проведена либо в любое время после выполнения А.Ф.И., либо (что значительно труднее осуществить практически) одновременно в ходе физического эксперимента. В последнем случае мы будем говорить о проведении полного физического эксперимента.

Если же практически реализован только алгоритм физического исследования, то тогда будем говорить о неполном физическом эксперименте.

Таким образом, общую логическую структуру физического эксперимента можно наглядно представить в виде, изображенном на рис. 1.

Изложенная логическая структура позволяет полностью формализовать процесс проведения физического эксперимента. При этом А.Ф.И. и А.П.И. могут носить как детерминированный характер, когда эксперимент поставлен по заранее заданной жесткой программе, так и вероятностный, поисковый или оптимизированный характер, если программа задана гибко с учетом её возможного изменения и перестройки на основе анализа первичной информации непосредствен-

но в ходе эксперимента.

Рассмотрим теперь некоторые особенности методов экспериментального определения физических свойств различных объектов исследования, на основе которых должны составляться алгоритмы физического исследования. Как правило, в процессе эксперимента на объект исследования одновременно действует не один, а некоторая комбинация нескольких Ф.В. и Вн.В. Между тем целью эксперимента является определение функциональной зависимости исследуемого параметра от действия только (одного или группы) заданных Ф.В.В. В этом случае все другие (неконтролируемые внешние или индуцированные заданными Ф.В.В.—внутренние) факторы являются нежелательными, паразитными. Последнее приводит к тому, что эффекты, характеризующие непосредственную связь между заданным силовым полем (или их группой) и вызываемой им в объекте исследования действующей силой, либо совсем не проявляются, либо фиксируются в эксперименте, но с неподдающейся точной количественной оценке погрешностью, которую мы в дальнейшем будем называть методической.

Так, например, в теории явлений переноса в твердых телах [2] обычно выражения, по которым вычисляются кинетические коэффициенты, получают для двух наиболее простых случаев: когда объект исследования находится либо в изотермических, либо в адиабатических условиях. Если в процессе эксперимента какое-либо из этих условий по тем или иным причинам не выполняется, то, строго говоря, пользоваться этими формулами нельзя.

Невозможность устранения паразитных Ф.В.В. и Ф.Вн.В. в процессе эксперимента или их неучет и приводят к методическим погрешностям определения исследуемых параметров. Сказанное хорошо иллюстрируется уже самим фактом существования в практике физического эксперимента различных способов определения исследуемых параметров при одних и тех же значениях факторов внешнего воздействия.

В данной работе развивается один из возможных путей предложенного автором [3] решения проблемы методически точного экспериментального определения исследуемых параметров на примере изучения кинетических коэффициентов в полупроводниках.

Суть этого предложения сводится к следующему. Поскольку каждый единичный фактор внешнего или внутреннего воздействия вызывает в объекте исследования соответствующую ему действующую силу, связь между которыми характеризуется опреде-

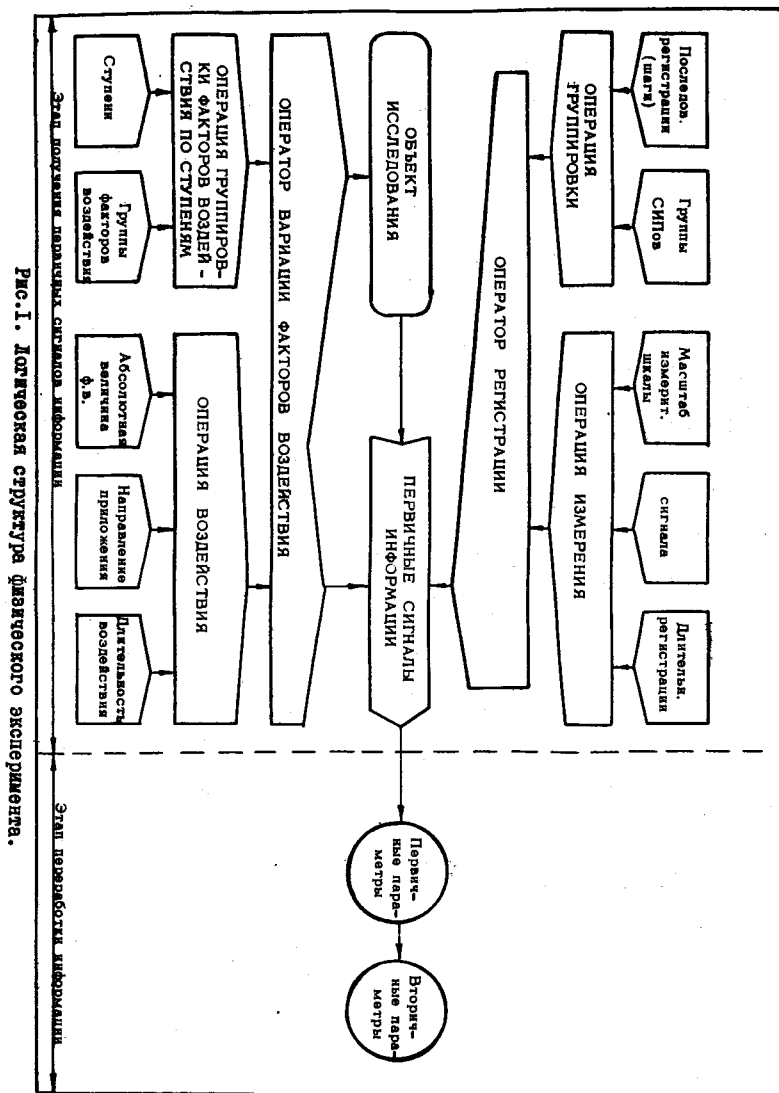


Рис. 1. Алгоритмическая структура физического эксперимента.

ленным кинетическим коэффициентом, то их точное определение может быть осуществлено лишь на основе разделения основных для данного опыта эффектов от неосновных (нежелательных, паразитных). В связи с этим выдвигается принцип вариации факторов внешнего и внутреннего воздействий. Его идея заключается в следующем:

1. Определяется общее количество образующих группу и действующих в данном эксперименте факторов внешнего и внутреннего воздействий. К их числу относятся как факторы неконтролируемые, существующие независимо, так и факторы, предусмотренные программно. Кроме того, факторы, отличающиеся друг от друга только направлением приложения к объекту исследования, учитываются каждый в отдельности.

2. Ф.В. и Вн.В. накладываются на объект исследования или снимаются с него не произвольно или случайным образом, а дискретно, в заранее установленном порядке.

3. На каждой ступени оператора вариации осуществляется наложение или снятие Ф.В. и Вн.В. в определенных комбинациях — размещениях. При этом каждая комбинация может отличаться одна от другой только на один фактор или на одну перестановку в размещении.

Методы экспериментального определения физических свойств различных объектов исследования, основанные на использовании принципа вариации факторов внешнего и внутреннего воздействий, будем называть вариационными методами.

Вариационные методы характеризуются вариацией последовательно накладываемых на объект исследования или снимаемых с него факторов внешнего воздействия; дискретной циклической регистрацией первичных сигналов информации, определяющих абсолютную величину, направление и длительность каждого из примененных в данном эксперименте факторов внешнего воздействия; дискретной циклической регистрацией первичных сигналов информации, определяющих реакцию объекта исследования на каждый отдельный или группу факторов внешнего воздействия.

Ниже, в параграфах 2,3,4, излагаются методы определения коэффициента теплопроводности и эндо- или экзотермических эффектов на основе вариации различных по характеру внешних и внутренних тепловых полей; в параграфах 5,6,7 описываются

методы определения электропроводности, коэффициента термодиффузии, температуропроводности, удельной теплоемкости и критерия Иоффе, основанные на вариации двух силовых полей — электрического и теплового; в параграфе 8 проводится анализ факторов, влияющих на точность измерения гальвано- и термомагнитных эффектов, и, наконец, в параграфе 9 излагаются методы определения кинетических коэффициентов, основанные на вариации трех силовых полей — теплового, электрического и магнитного.

§ 2. Определение коэффициента теплопроводности методом вариации стационарного и нестационарного тепловых полей

Существует, как известно [4,5], несколько путей определения величины λ_0 твердых тел, отличающихся друг от друга способом задания потоков тепла $W(x, \tau)$ через образец (например, стационарный, нестационарный и квазистационарный). Для одномерного потока энергии

$$W(x, \tau) = -\lambda_0 \operatorname{grad}_x T(x, \tau).$$

В первом случае распределение температур T_2 в измеряемом теле не зависит от времени при фиксированной температуре T_1 окружающей среды. Последняя может изменяться ступенчато через ΔT_i -тые фиксированные интервалы температур:

$$\operatorname{grad}_x T_2 = \operatorname{grad}_x T_2(x), \quad (1a)$$

$$T_1 = T_0 + \sum_{i=1}^n \Delta T_i. \quad (1b)$$

При работе в нестационарном режиме изменение температуры окружающей среды и распределение температуры в образце могут в общем случае быть различными функциями времени:

$$T_1 = T_1(\tau), \quad (2a)$$

$$\operatorname{grad}_x T_2 = \operatorname{grad}_x T_2(x, \tau). \quad (2b)$$

Нестационарные методы в последнее время привлекают внимание исследователей простотой своего осуществления и возможностью определения величины λ_0 в течение минимального промежутка времени.

Один из нестационарных методов определения λ_0 при комнатной температуре T_0 был предложен А.В. Иоффе и А.Ф. Иоффе [6, 7] и нашел широкое применение при исследовании полупроводниковых материалов. Он относится к группе методов, в которых окружающая среда неизотермична. Верхняя полусфера (рис. 2 а) имеет комнатную температуру T_{01} , а нижняя - температуру тающего льда T_{02} .

$$T_0 = T_{01}; \quad T_H = T_{02}; \quad (3a)$$

$$\text{grad}_x T_2 = \text{grad}_x T_2(x, \tau). \quad (3б)$$

Автором [8] были проведены подробный анализ и оценка границ применимости метода А.Ф.Иоффе и А.В.Иоффе. Излагаемый ниже способ определения λ_0 является его дальнейшим развитием. В рассматриваемом способе предполагается, что характер изменения тепловых полей имеет вид:

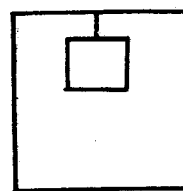
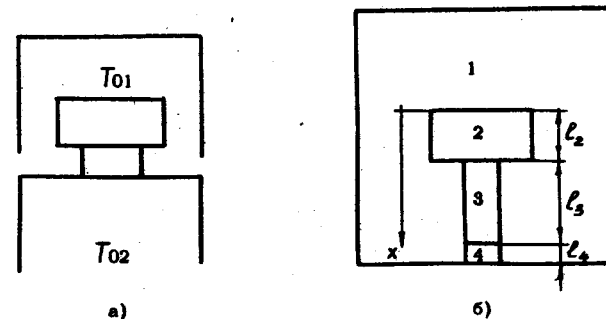
$$T_{li} = T_0 + \sum_{i=1}^n \Delta T_i, \quad (4a)$$

$$\text{grad}_x T_2 = \text{grad}_x T_2(x, \tau)_{T_{li}}, \quad (4б)$$

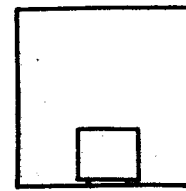
то есть при измерении теплопроводности происходит наложение на образец изотермического стационарного теплового поля окружающей среды и изменяющегося градиентного поля, создаваемого нестационарным источником тепла.

На рис. 2б представлена принципиальная схема метода. В закрытой тепловой камере I, все стенки которой имеют температуру T_1 , помещают блок 2 и исследуемый образец 3. Последний установлен между подвижным блоком 2 и дном тепловой камеры. Для уменьшения теплового сопротивления торцы образца смачиваются контактирующей жидкостью 4, имеющей коэффициент теплопроводности λ_4 .

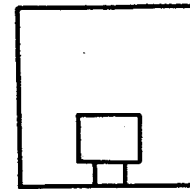
Анализ рассматриваемого метода проводится с учетом теплообмена блока и образца с окружающей средой (внутри тепловой камеры - воздух или вакуум) и теплового сопротивления контактных



в)



г)



д)

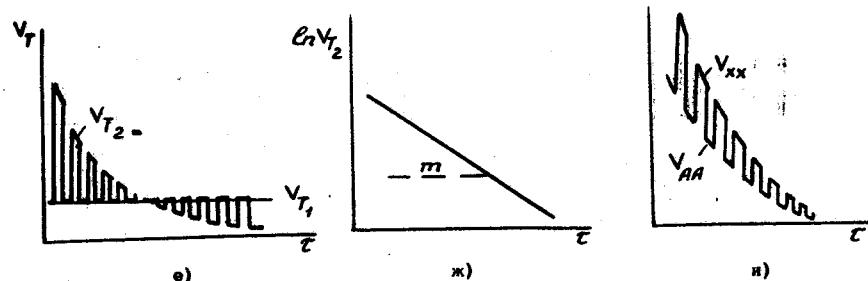


Рис.2. Схема метода определения теплопроводности: а) и б) - определение теплопроводности в неизотермической и изотермической камерах, соответственно; в), г), д) - определение m_a , m_k и m , соответственно; е) - кривые охлаждения верхнего блока и температуры тепловой камеры; ж) - вычисление темпа охлаждения; и) - кривые охлаждения, фиксируемые на одноименных ветвях термопар.

поверхностей. При этом для упрощения решения предполагается, что а) коэффициенты теплоотдачи в окружающую среду от блока и образца в первом приближении одинаковы и равны α ; б) тепловые контактные сопротивления на границах образца с блоком и дном тепловой камеры эквивалентны сопротивлению одного контактного слоя удвоенной толщины.

Уравнения теплопроводности соответственно для блока, образца и контактного слоя имеют вид:

$$\frac{\partial^2 T_2'(x, \tau)}{\partial x^2} - \frac{\alpha d_2}{\lambda_2 S_2} T_2'(x, \tau) = \frac{1}{\kappa_2} \frac{\partial T_2'(x, \tau)}{\partial \tau}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 T_3'(x, \tau)}{\partial x^2} - \frac{\alpha d_3}{\lambda_3 S_3} T_3'(x, \tau) = \frac{1}{\kappa_3} \frac{\partial T_3'(x, \tau)}{\partial \tau}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 T_4'(x, \tau)}{\partial x^2} - \frac{\alpha d_4}{\lambda_4 S_4} T_4'(x, \tau) = \frac{1}{\kappa_4} \frac{\partial T_4'(x, \tau)}{\partial \tau}. \quad (7)$$

Здесь $T'(x, \tau) = T(x, \tau) - T_0$, d и S - периметр и площадь поперечного сечения соответственно.

Краевые условия выражаются:

$$\alpha T_2'(0, \tau) = \lambda_2 \frac{dT_2'(0, \tau)}{dx}; \quad (8)$$

$$T_2'(\ell_2, \tau) = T_3'(\ell_2, \tau); \quad (9)$$

$$\lambda_2 S_2 \frac{dT_2'(\ell_2, \tau)}{dx} = \lambda_3 S_3 \frac{dT_3'(\ell_2, \tau)}{dx}; \quad (10)$$

$$T_3'(\ell_2 + \ell_3, \tau) = T_4'(\ell_2 + \ell_3, \tau); \quad (11)$$

$$\lambda_3 \frac{dT_3'(\ell_2 + \ell_3, \tau)}{dx} = \lambda_4 \frac{dT_4'(\ell_2 + \ell_3, \tau)}{dx}; \quad (12)$$

$$\left. \begin{aligned} T_2'(x, 0) &= T_0' \\ T_3'(x, 0) &= 0 \end{aligned} \right\}; \quad (13)$$

$$T_4'(\ell_2 + \ell_3 + \ell_4, \tau) = 0. \quad (14)$$

Решение уравнений (5) - (7) при крайних условиях (8) - (14) осуществляется операционным методом [9]. Опуская промежуточные вычисления, получаем, что перепад температуры $\Delta T = T_2'(\ell_2, \tau) - T_3'(\ell_2 + \ell_3, \tau)$

на образце в любой момент времени определяется выражением

$$\Delta T = \frac{T_0'}{(1+\beta)} \exp[-m\tau], \quad (15)$$

$$\text{где } \beta = \frac{1}{3} \frac{C_3}{C_2}; \quad (16)$$

$$m(1+\beta) = \frac{1}{\frac{C_2 \ell_3}{\lambda_3 S_3} + \frac{1}{3} \frac{C_2 \ell_2}{\lambda_2 S_2} + \frac{C_2 \ell_4}{\lambda_4 S_4} + \frac{C_3 \ell_3}{\lambda_3 S_3} + \frac{\alpha S_2^n}{C_2} \left(1 + \frac{S_3 - \frac{1}{3} d_3 \ell_3}{S_2^n}\right)}. \quad (17)$$

Из выражения (15) видно, что охлаждение блока со временем происходит строго по экспоненциальному закону.

Показатель степени экспоненты m характеризует скорость (темп) охлаждения тепловой системы блок-образец. Величина m может быть представлена выражением, содержащим три независимых темпа охлаждения:

$$m_0 = \frac{\lambda_3 S_3}{\ell_3 C_2}; \quad (18)$$

$$m_a = m_0^2 \left(1 - \frac{S_3 - \frac{1}{3} d_3 \ell_3}{S_2^n}\right); \quad (19)$$

$$m_a^2 = \frac{\alpha S_2^n}{C_2}; \quad (20)$$

$$m_k = \frac{\lambda_4 S_3}{\ell_4 C_2} \frac{1}{\left(1 + \frac{C_3}{C_2} + \frac{1}{3} \frac{\lambda_4 \ell_2}{\lambda_2 \ell_4}\right)}. \quad (21)$$

Тогда соотношение (17) принимает вид:

$$m(1+\beta) = \frac{1}{\frac{1}{m_0} + \frac{1}{m_k}} + m_a. \quad (22)$$

Из (18) и (22) нетрудно получить формулу для определения коэффициента теплопроводности исследуемого материала:

$$\lambda_3 = C_2 \frac{\ell_3}{S_3} m_0, \quad (23)$$

где

$$m_0 = \frac{m(1+\beta) - m_a}{1 - \frac{m(1+\beta) - m_a}{m_k}} \quad (24)$$

Величина m_0 обусловлена изменением теплосодержания верхнего блока только за счет теплового потока по образцу ($\alpha \rightarrow 0$, λ_4 и $\lambda_2 \rightarrow \infty$, то есть тепловые потери равны нулю); темп охлаждения m_a обусловлен только теплообменом верхнего блока с окружающей средой; m_k определяется теплопроводностью блока и контактного сопротивления на границах образца с блоком и дном тепловой камеры. Измерения проводятся в соответствии с программой (алгоритмом) физического исследования, представленной в табл. I. Отметим, что в табл. I, также как и далее во всех последующих, масштаб измерительных шкал указан для определенности в милливольтках, хотя, естественно, он может быть и любым другим в зависимости от природы объекта исследований и условий эксперимента.

Т а б л и ц а I

А.Ф.И. коэффициента теплопроводности

Оператор вариации Ф.В.					Оператор регистрации С.И.П.				
Операция группировки Ф.В.			Операция воздействия		Операция группировки С.И.П.		Операция измерения		
Ступени	Группы Ф.В.	Абс. величина Ф.В.	Напр. прилож.	Длит. возд., сек.	Посл. регистрации	Группы С.И.П.	Масшт. измер. шкалы	Полярн. сигн.	Длит. регистрации, сек.
I.	T_1	$T_1 = \text{const}$ $18 \div 100^\circ\text{C}$		До окончания опыта	I.	V_{T_1}	10 mv	+	2
2.	$grad T_x$	$grad T_x(x_1)$ $\leq 10^\circ\text{C}$	$\rightarrow x$	60-200	2.	V_{T_2}	1 mv	+	2

Таким образом, в целом рассматриваемый выше процесс охлаждения тепловой системы блок-образец-контактный слой можно рассматривать как результат вариации трех независимых факторов внешнего воздействия: теплообмена блока с окружающей сре-

дой, теплового потока через образец и теплового потока через контактный слой.

В соответствии с этими соображениями определение величины коэффициента теплопроводности складывается из трех операций: первая состоит в определении по схеме рис. 2в темпа охлаждения m_a^3 , вторая - в определении по схеме рис. 2г величины m_k (полученные значения m_a^3 и m_k являются константами экспериментального прибора для данного блока и контактирующей смазки) и, наконец, третья - в определении по схеме рис. 2д общего темпа охлаждения m . Величина m_k находится из кривой охлаждения блока через тонкую медную пластинку ($< 0,1$ см), покрытую с обеих сторон контактирующей жидкостью (например, глицерином, маслом, эвтектическим раствором $J_n - Ga$).

Тепловым сопротивлением медной пластинки можно пренебречь, так как оно много меньше теплового контактного сопротивления. Темпы охлаждения (m_a , m_k и m) находятся из кривых изменения температуры блока со временем (рис. 2е и 2ж) по формуле

$$m = \frac{\epsilon_n V_{T_{21}} - \epsilon_n V_{T_{22}}}{\tau_2 - \tau_1}, \quad (25)$$

где $V_{T_{21}}$ и $V_{T_{22}}$ - отсчеты по шкале регистрирующего прибора в моменты времени τ_1 и τ_2 . Для уменьшения теплового сопротивления блока его следует изготавливать из материала с большим коэффициентом теплопроводности (например, медь, серебро).

Обычно величина C_2 блока много больше теплоемкости образца C_3 , поэтому для вычисления λ_3 в первом приближении можно в (23) отношение теплоемкостей заменить отношением их объемов

$$\beta = \frac{1}{3} \frac{C_2}{C_3} \approx \frac{1}{3} \frac{v_2}{v_3}, \quad (26)$$

поскольку величины теплоемкости 1 см^3 твердых тел близки друг к другу.

Более точно значение величин λ_3 и C_3 может быть получено на основе совместного решения двух уравнений (23), в которых подвижные блоки δ_1 и δ_2 имеют различные теплоемкости C_{21} и C_{22} (соответственно их темпы охлаждения - m_a ,

m_{κ_1} и m_{κ_2} , m_{κ_2}). Значения m_1 и m_2 с помощью блоков δ_1 и δ_2 определяются экспериментально на исследуемом образце.

Следует отметить, что, кроме измерения теплопроводности по А.Ф.И., приведенному в табл. I, в этом же эксперименте можно получить дополнительную информацию о величине коэффициента термоэдс исследуемого материала (табл.2). Для этого в процессе охлаждения подвижного блока алгоритм физического исследования должен предусматривать дискретную регистрацию электро-движущих сил на одноименных ветвях термопарных проводов (рис.2а). Обгибая изменяющихся во времени сигналов собственной термоэдс образца V_{α} позволяет также найти величину λ , а по сопоставлению в один и тот же момент времени значений эдс V_{T_2} , полученных на торцах образца при помощи дифференциальной термопары, с величиной V_{α} на одноименных проводах определить величину коэффициента термоэдс относительно платины.

Т а б л и ц а 2

А.Ф.И. коэффициентов теплопроводности и термоэдс

Оператор вариации Ф.В.					Оператор регистрации С.И.П.				
Операция группировки Ф.В.		Операция воздействия			Операция группировки С.И.П.		Операция измерения		
Ступени	Группы Ф.В.	Абс. вел. Ф.В.	Напр. прилож.	Длит. возд., сек.	Посл. регистрации	Группы С.И.П.	Масшт. изм. шкалы.	Полярность сигн.	Длит. регистрации, сек.
1.	T_1	$T_1 = const$ $18 \div 100\%$		До окончания опыта	1	V_{T_1}	10 mv	+	2
2.	$grad T$	$grad T_{\alpha}(x, \tau)$ $< 10^\circ$	$\rightarrow x$	60-200	2	V_{T_2}	1 mv	+	2
	$E_{\Sigma T_2}$	$E_{\Sigma}(x, \tau)$	$\rightarrow x$	60-200	3	V_{T_3}	1 mv	+	2

§ 3. Исследование температурной зависимости теплопроводности методом вариации двух разнородных нестационарных тепловых полей

Рассмотрим вопрос о возможности определения теплопроводности в условиях, когда образец подвергается непрерывному воздействию двух разнородных, то есть таких, характер изменения которых во времени различен, нестационарных тепловых полей:

$$T_1 = T_1(\tau),$$

$$grad_x T_2 = grad_x T_2(x, \tau).$$

Случай, когда изменение T_1 характеризуется выражением (4а), связан с большой затратой времени на измерение температурного хода теплопроводности, что затрудняет процесс последующей автоматизации эксперимента, и поэтому он в дальнейшем рассматриваться не будет.

Имея в виду принципиальную схему, изображенную на рис.2б, будем считать, что а) температура окружающей среды изменяется непрерывно, например, по линейному закону

$$T_1(\tau) = T_0(0) + \nu\tau, \quad (27)$$

(здесь ν — скорость изменения температуры тепловой камеры в град/сек) и б) изменение градиента температуры вдоль образца происходит по способу, описанному в предыдущем параграфе.

При таком условии осуществляется непрерывная вариация во времени двух независимых факторов внешнего воздействия (тепловых полей в образце): внешнего — линейного и внутреннего (теплового потока от блока) — экспоненциального. Очевидно, что результирующий характер изменения теплового поля в образце лишь при определенных условиях может быть представлен в виде аддитивной суммы двух тепловых полей.

Для выяснения этого вопроса выпишем уравнение теплопроводности и крайние условия для образца с учетом теплоотдачи в окружающую среду (для упрощения задачи контактные тепловые со-

противления на торцах образца будем считать равными нулю).

$$\frac{\partial^2 T'_3(x, \tau)}{\partial x^2} - \frac{\alpha d_3}{\lambda_3 s_3} T'_3(x, \tau) = \frac{1}{\kappa_3} \frac{\partial T'_3(x, \tau)}{\partial \tau}; \quad (28)$$

$$C_2 \frac{\partial T'_3(\ell_2, \tau)}{\partial \tau} = -\alpha [S_2^n - S_3] T'_2(\ell_2, \tau) + \lambda_3 s_3 \frac{\partial T'_3(\ell_2, \tau)}{\partial x}; \quad (29)$$

$$T'_2(\ell_2, \tau) = T'_3(\ell_2, \tau); \quad (30)$$

$$T'_3(\ell_2 + \ell_3, \tau) = \nu \tau; \quad (31)$$

$$T'_2(\ell_2, 0) = T'_0; \quad (32)$$

$$T'_3(x, 0) = 0. \quad (33)$$

Здесь S_2^n - полная поверхность подвижного блока.

Решение уравнения (28) при краевых условиях (29)-(33) проводим операционным методом.

В пространстве изображений выражения (28)-(33) имеют вид:

$$\frac{d^2 \bar{T}'_3(x, p)}{dx^2} - \delta^2 \bar{T}'_3(x, p) = 0; \quad (34)$$

$$\bar{T}'_2(\ell_2, p) = \bar{T}'_3(\ell_2, p); \quad (35)$$

$$\lambda_3 s_3 \frac{d \bar{T}'_3(\ell_2, p)}{dx} = [C_2 p + \alpha (S_2^n - S_3)] \bar{T}'_3(\ell_2, p) - T'_0; \quad (36)$$

$$\bar{T}'_3(\ell_2 + \ell_3, p) = \frac{\nu}{p^2}; \quad (37)$$

$$\bar{T}'_2(\ell_2, p) = \frac{T'_0}{p}; \quad (38)$$

$$\bar{T}'_3(\ell_2 + \ell_3, p) = 0. \quad (39)$$

Тогда для перепада температуры на образце получим

$$\Delta \bar{T}'_3 = \bar{T}'_3(\ell_2, p) - \bar{T}'_3(\ell_2 + \ell_3, p)$$

$$\Delta \bar{T}'_3 = \frac{T'_0 \operatorname{sh} \delta \ell}{\{ [p + \frac{\alpha}{C_2} (S_2^n - S_3)] \operatorname{sh} \delta \ell + m_0 \delta \operatorname{ch} \delta \ell \}} - \frac{\nu}{p^2} \left\{ 1 - \frac{m_0 \delta \ell}{[p + \frac{\alpha}{C_2} (S_2^n - S_3)] \operatorname{sh} \delta \ell + m_0 \delta \operatorname{ch} \delta \ell} \right\}. \quad (40)$$

Здесь

$$\delta^2 = \frac{p}{\kappa^2} + \frac{\alpha d_3}{\lambda_3 s_3}. \quad (41)$$

Полученное выражение перевести точно из пространства изображений в пространство оригиналов не представляется возможным.

Выход из этого затруднения может быть найден, если учесть, что в эксперименте практически всегда можно удовлетворить ус-

ловиям $\delta \ell < 1$, а затем и $m_0 \tau < 1$. В этом случае, не при-
водя промежуточных вычислений и ограничиваясь членами 1-го по-
рядка малости, напишем окончательное выражение в пространстве
оригиналов для изменения перепада температуры на образце.

$$\Delta T'_3 = \frac{T'_0}{(1+\beta)} \exp(-m\tau) - \nu \tau \left\{ 1 - \frac{m_0}{2(1+\frac{2}{3}\beta + \frac{1}{6} \frac{\alpha d_3 \ell_2^2}{\lambda_3 s_3})} \tau \right\}. \quad (42)$$

Из полученного выражения видно, что при определенных ус-
ловиях изменение перепада температуры на образце в каждый
данный момент времени является действительно результатом ва-
риации встречных тепловых потоков, вызванных экспоненциальным
охлаждением тепловой системы блок-образец и линейным нараста-
нием температуры тепловой камеры. Этот процесс заканчивается
к моменту времени, при котором температуры блока и образца
становятся равными температуре тепловой камеры; далее идет
процесс их совместного нагрева.

Таким образом, алгоритм физического исследования темпера-
турного хода теплопроводности твердых тел (табл.3) включает в
измерительном цикле два первичных сигнала информации - эдс
 V_{T_1} и V_{T_2} , пропорциональные двум непрерывно изменяющимся
факторам внешнего воздействия.

На рис. 3 приведены эпюры электродвижущих сил, пропорцио-
нальных изменению температуры тепловой камеры ΔT_K (кривая 1),
а также изменению температуры блока с образцом в период их
быстрого нагрева (кривая 2) и последующего охлаждения (кривая 3)
- ΔT . В эксперименте температура блока поднимается на не-
сколько градусов выше температуры тепловой камеры, благодаря
включению проволочного нагревателя, помещенного внутри блока;

А.Ф.И. температурной зависимости коэффициента теплопроводности

Оператор вариации Ф.В.					Оператор регистрации С.И.П.				
Операция группировки Ф.В.		Операция воздействия			Операция группировки С.И.П.		Операция измерения		
Ступени	Группы Ф.В.	Абс. вел. Ф.В.	Напр. прилож.	Длит. возд. сек.	Посл. регистрации	Группы С.И.П.	Масшт. изм. шкалы	Полярность сигн.	Длит. регистрации, сек.
I.	T_1	$T_1 = T_1(\tau)$ $v = v_1$	$\begin{matrix} z \\ x \\ y \end{matrix}$	До окон. опыта	I	V_{T_1}	10 mv	+	2
2.	$grad T$	$grad T_1(\tau, \eta)$ $\leq 10^\circ$	$\rightarrow$	60-200	2	V_{T_2}	1 mv	+	2

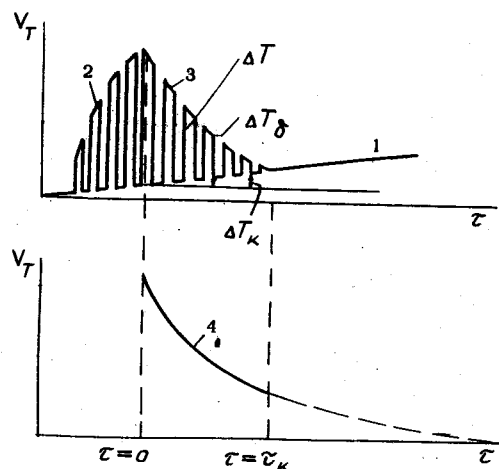


Рис.3. Эпюры ЭДС, пропорциональных изменению температуры тепловой камеры и блока с образцом: 1 - температура тепловой камеры; 2 и 3 - нагрев и охлаждение блока с образцом; 4 - вычисленная кривая охлаждения на отрезке

0 - τ_k .

кривые ΔT и ΔT_k непрерывно регистрируются на одной диаграммной ленте самопишущего прибора.

Вычисленная кривая 4 (рис.3) на отрезке времени от $\tau=0$ до $\tau=\tau_k$ характеризует изменение температуры блока с образцом

$$\Delta T_{\Delta n} = \Delta T + \Delta T_k \quad (43)$$

так, как если бы в этот момент времени температура тепловой камеры не менялась. Из этой кривой и определяется искомая величина темпа охлаждения $m(T)$. Константы прибора $m_a(T)$ и $m_k(T)$ находятся аналогично изложенному в § I.

§ 4. Безэталонный дифференциально термический анализ по методу вариации однородно изменяющихся тепловых полей

Выше были рассмотрены методы определения теплофизических параметров веществ, в которых наложение тепловых полей на образец (тепловое поле окружающей среды и градиентное поле)

осуществлялось с помощью внешних источников тепла.

Примером использования одного теплофизического механизма для исследования физико-химических свойств веществ с помощью вариации двух тепловых полей, из которых одно внешнее, а другое внутреннее, является метод термического анализа.

При этом внутреннее поле, направленное навстречу или параллельно внешнему, возникает в самом образце, в некотором определенном интервале температур, обусловленном появлением в нем эндо- или экзотермических эффектов.

В методе дифференциального термического анализа (Д.Т.А.) внешнее тепловое поле также одно, а возникновение внутреннего теплового поля в образце фиксируется относительно некоторого эталонного вещества, в котором эндо- или экзотермические эффекты отсутствуют, то есть в данном интервале температур не появляется собственное внутреннее тепловое поле.

Как известно [10,11], сущность метода Д.Т.А. состоит в одновременной и непрерывной регистрации температуры T_A исследуемого вещества А (рис.4а) и разности температур ΔT_{AB} между ним и эталонным веществом В в процессе совместного линейного нагрева в одной тепловой камере.

Оба вещества помещаются в специальные тигли 1 и 2, установленные внутри камеры 3. Из совместного рассмотрения кривых изменения во времени величин $T_A = f_1(\tau)$ и $\Delta T_{AB} = f_2(\tau)$ в процессе нагревания или охлаждения образца и эталона определяют температуры и величины тепловых эффектов, возникающих в исследуемом материале.

В последние годы Д.Т.А. используется при исследованиях степени чистоты изучаемых материалов, идентификации химических соединений, количественном фазовом анализе механических смесей, определении кинетических и термодинамических параметров превращения и т.п. Связь данных термического, химического и рентгеноструктурного анализов позволяет получить полную информацию о физико-химических свойствах различных веществ.

К настоящему времени описано большое количество установок и приборов для Д.Т.А. [10-17]. Однако неизменным в них остается наличие эталона и способ поддержания нулевой или близкой к нулю разности температур между ним и исследуемым веществом.

Очевидно, что точность регистрации тепловых эффектов в исследуемом веществе с помощью Д.Т.А. будет зависеть от свойств эталона, постоянства скорости изменения температуры на-

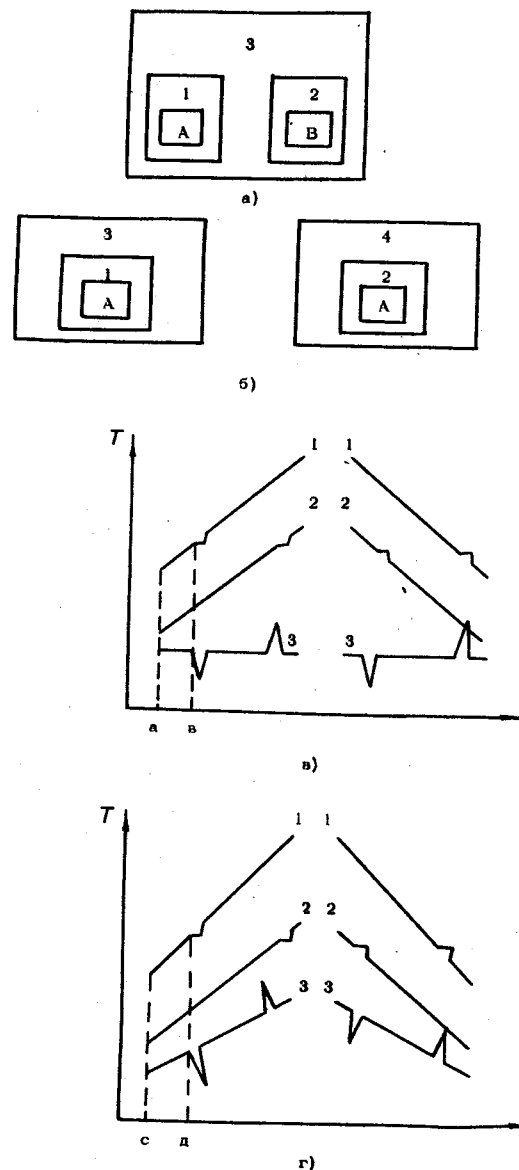


Рис.4. Схема методов дифференциального термического анализа: а) схема ДТА; б) схема БДТА; в) и г) - характер записи кривых нагрева и охлаждения по схеме БДТА при $\theta_1 = \theta_2$ и $\theta_1 \neq \theta_2$, соответственно.

гревательной камеры, геометрии и теплофизических характеристик экспериментальных тиглей или ампул, а также от места размещения и идентичности измерительных термодпар.

Если предположить, что ампулы с веществом имеют вид цилиндра, у которого длина много больше, чем радиус ($H \gg R$), то, как показано в [4], распределение температуры по радиусу цилиндра (при условии, что при $z=0$ температура конечна и при $z=R$ температура поверхности равна температуре окружающей среды) будет описываться уравнением:

$$\frac{\partial^2 T_{1,2}(z, \tau)}{\partial z^2} + \frac{1}{z} \frac{\partial T_{1,2}(z, \tau)}{\partial z} = \frac{1}{\kappa_{1,2}} \frac{\partial T_{1,2}(z, \tau)}{\partial \tau} + q_{1,2}(z, T_{1,2}) / \lambda_{1,2}. \quad (44)$$

Здесь индексы "1" и "2" относятся соответственно к исследуемому веществу и эталону. Решение этого уравнения при $q_{1,2}=0$ (при отсутствии тепловых эффектов) имеет вид:

$$T_{1,2}(z, \tau) = T_0 + U\tau - \frac{\theta(R^2 - z^2)}{4\kappa} + \frac{UR^2}{\kappa} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{\mu_n} J_0\left(\mu_n \frac{z}{R}\right) \exp\left(-\frac{\mu_n^2 \tau}{R^2}\right), \quad (45)$$

где A_n - начальные тепловые амплитуды;

$$A_n = \frac{z}{\mu_n \cdot J_1(\mu_n)};$$

$J_0 \mu_n \frac{z}{R}$ - функция Бесселя первого рода нулевого порядка от аргумента $\mu_n \cdot \frac{z}{R}$, μ_n - корни уравнения $J_0(\mu_n) = 0$.

Через некоторое время τ последний член в (45) стремится к нулю и в образце устанавливается квазистационарный режим, при котором температура любой точки образца определяется выражением:

$$T_{1,2}(z, \tau) = T_0 + U_{1,2} \tau - \frac{U_{1,2}}{4\kappa_{1,2}} (R^2 - z^2). \quad (46)$$

Используя формулу (3), получаем, что разность температур

$\Delta T_{1,2} = T_1 - T_2$ между образцом и эталоном (при $U_1 = U_2$), ко-

торая в процессе измерения может иметь место, определяется выражением:

$$\Delta T_{1,2}(\tau) = \frac{U}{4\eta\epsilon} \left(\frac{C_2}{\lambda_2} - \frac{C_1}{\lambda_1} \right), \quad (47)$$

где $\lambda_{1,2}$ и $C_{1,2}$ - соответственно коэффициенты теплопроводности и полная теплоемкость образца и эталона.

Из (47) следует, что $\Delta T(\tau) = 0$ во всем температурном интервале исследования вещества лишь в случае, когда $\frac{C_2}{\lambda_2} = \frac{C_1}{\lambda_1}$.

Таким образом, основным экспериментальным требованием в методе Д.Т.А. является необходимость поддержания нулевой разности температур между исследуемым веществом и эталоном при отсутствии тепловых превращений в веществе. Однако в реальных установках выполнить условие $\Delta T = 0$ практически никогда не удастся, поскольку теплофизические параметры исследуемого вещества и эталона ($\lambda_1, C_1, \lambda_2, C_2$, соответственно) по-разному зависят от температуры. Кроме того, существенную роль при этом играют условия теплообмена образца и эталона с окружающей средой. В последнем случае [II] следует иметь в виду, что температуры образца и эталона будут определяться выражением:

$$T_{1,2} = T_0 + U_{1,2} \tau - \frac{U_{1,2} R^2}{4\kappa_{1,2}} \left\{ \left[1 + \frac{2\lambda_{1,2}}{\alpha_{1,2} R} \right] - \frac{z^2}{R^2} \right\}, \quad (48)$$

а величина ΔT при $U_1 = U_2$ имеет вид:

$$\Delta T_{1,2} = \frac{UR^2}{4} \left\{ \left[\frac{1 + \frac{2\lambda_2}{\alpha_2 R}}{\kappa_2} - \frac{1 + \frac{2\lambda_1}{\alpha_1 R}}{\kappa_1} \right] - \frac{z^2}{R^2} \left(\frac{1}{\kappa_2} - \frac{1}{\kappa_1} \right) \right\}. \quad (49)$$

Здесь α_1 и α_2 - коэффициенты теплоотдачи соответственно образца и эталона. Из выражения (49) видно, что перепад температуры может в процессе термического анализа существенно изменяться при неодинаковом изменении теплоотдачи с поверхности образца и эталона.

Рассмотренные выше факторы (различие в теплофизических параметрах, условиях теплообмена, скорости нагрева, геометрии образцов и эталонов и т.п.) и являются одними из основных ис-

А.Ф.И. термических эффектов

Оператор вариации Ф.В.					Оператор регистрации С.И.П.				
Операция группир. Ф.В.		Операция воздействия			Операция группир. С.И.П.		Операция измерения		
Ступени	Группы Ф.В.	Абс. вел. Ф.В.	Напр. прилож.	Длит. возд., сек.	Посл. регистр. стра-ции	Групп. С.И.П.	Масшт. изм. шкалы	Поляр. ность сигн.	Длит. регистр. стра-ции, сек.
1.	T_1	$T_1 = U_1 \tau$		До окончания опыта	1	V_{T_1}	10 mv	+	2
2.	T_2	$T_2 = U_2 \tau$		До окончания опыта	2	V_{T_2}	10 mv	+	2
3.	ΔT	$\Delta T = \Delta U \tau$		До окончания опыта	3	$V_{\Delta T}$	1 mv	+	2

своего наклона, поскольку температура вещества, находящегося в этой пробирке, не достигает величины, соответствующей началу теплового эффекта. В данном случае вещество во второй ампуле выполняет роль эталона, применяемого обычно в методе Д.Т.А. Далее, по мере повышения температуры, наступает эффект во второй ампуле и происходит изменение наклона кривой

$T_2 = f_2(\tau)$; кривая записи температуры вещества в первой ампуле в этот отрезок времени своего наклона не изменяет, так как термическое превращение в ней закончилось уже раньше. В соответствии с этим на кривой $\Delta T = f_3(\tau)$ будет зафиксирован термический эффект во второй ампуле. Таким образом, один и тот же эффект регистрируется дважды в одном опыте, поскольку в обеих ампулах находятся одинаковые вещества.

Одновременная раздельная регистрация одним самопишущим прибором температур в обеих ампулах и перепада температур между ними повышает достоверность и точность результатов

точников погрешности определения температур и теплот превращения термических эффектов.

Другой возможный способ дифференциального термического анализа, получивший название безэталонного (Б.Д.Т.А.) был предложен в [17]. Метод Б.Д.Т.А. основан на вариации двух однородных пар тепловых полей (внешнего и внутреннего) в раздельных, но одинаковых по геометрии и свойствам объектах исследования.

С этой целью в нем вместо одного теплового поля, как это имеет место в методе Д.Т.А., вводятся два одинаково изменяющихся во времени внешних тепловых поля, каждое из которых локализуется в двух идентичных размещенных в раздельных тепловых камерах 3 и 4 ампулах 1 и 2 с одним и тем же веществом (рис. 4б).

Далее производится одновременная запись температур обоих веществ и разность температур между ними. Тогда, как легко видеть (поскольку $\lambda_1 = \lambda_2$ и $\kappa_1 = \kappa_2$), выражение для перепада температур при $\alpha_1 = \alpha_2$ примет вид:

$$\Delta T_{12}(\tau) = (T_{01} - T_{02}) + (U_1 - U_2)\tau. \quad (50)$$

При условии, что характер изменения тепловых полей сохраняется линейным, но скорости $U_1 \neq U_2$ (хотя и неизменны во времени), величина ΔT_{12} изменяется в соответствии с выражением (50). Если же нагрев тепловых камер вести так, чтобы скорости $U_1 = U_2$, то имеет место квазистационарный режим, при котором в отсутствие тепловых эффектов в веществе

$$\Delta T_{12}(\tau) = T_{01} - T_{02} = \text{const.} \quad (51)$$

Алгоритм физического исследования для проведения безэталонного дифференциального термического анализа представлен в табл. 4.

Характер записи измеряемых величин T_1 , T_2 и ΔT в случае, когда скорости $U_1 = U_2$ и $U_1 \neq U_2$ представлен соответственно на рис. 4в и 4г. Когда в первой ампуле, имеющей более высокую температуру, наступает тепловое превращение, то происходит изменение наклона кривой $T_1 = f_1(\tau)$; кривая записи температуры во второй ампуле в этот отрезок времени не изменяет

опыта. Такая запись позволяет отделить основные эффекты от паразитных, обусловленных различиями в условиях теплообмена ампул в процессе изменения их температуры во времени. Например, если изменение характера нагрева на одной кривой не повторяется на другой, то подобный эффект нельзя считать достоверным и его следует отбросить.

Следует отметить, что запись указанным способом термограмм в одном эксперименте не только при нагревании, но и при охлаждении исследуемого вещества позволяет получить дополнительную информацию о его физико-химических свойствах, установить идентичность термограмм в случае обратимости тепловых эффектов, регистрировать эффекты переохлаждения при застывании, изучать влияние газовой среды и т.п.

Естественно, что существенную роль в термическом анализе играет конструкция ампул, в которые помещается исследуемое соединение. Поэтому, в соответствии с решением уравнения (44), геометрия ампул должна выбираться такой, чтобы длина цилиндра была, по крайней мере, больше его удвоенного диаметра, а для четкой регистрации начала и конца термических эффектов толщина вещества, загружаемого в цилиндрическую ампулу, не должна превышать нескольких сотых долей длины цилиндра.

§ 5. Определение электропроводности и коэффициента термоэдс методом вариации электрического и теплового полей

Выше были рассмотрены различные случаи определения теплофизических параметров в твердых веществах под действием одного внешнего поля — теплового. При этом предполагалось, что в процессе исследования это поле или не вызывает появления никаких других полей, или только (направленное согласно или навстречу) родственно внешнему — внутреннему полям (в приведенном случае — тепловое).

Между тем во многих полупроводниковых материалах (например, термоэлектрических) перенос тепловой энергии обусловлен не только фононным механизмом теплопроводности, но также и тем, что в процессе переноса тепла участвуют и электрические носители заряда — электроны и дырки.

В этом случае внешнее тепловое поле будет вызывать в образце появление внутреннего электрического поля, а внешнее

электрическое — внутреннего теплового поля. Поэтому при экспериментальном определении электрофизических параметров исследуемых материалов это обстоятельство должно быть обязательно учтено.

Рассмотрим теперь, каким образом при одновременном существовании в образце нескольких разного типа внутренних и внешних силовых полей можно разделять их взаимное влияние друг на друга и в связи с этим методически точно определять такие электрофизические параметры, как электропроводность и коэффициент термоэдс.

Допустим, что исследуемый изотропный полупроводниковый образец I (рис.5а) находится в условиях свободной теплоотдачи внутри тепловой камеры 2 (например, подвешен на измерительных проводах 3). На этих же торцах имеются термопарные провода "X" и "A", а на боковой поверхности — измерительные зондовые провода "Z₁" и "Z₂". Тогда для изотропных полупроводников уравнения плотности потоков электрического тока j и энергии W при отсутствии магнитного поля имеют вид:

$$j = \sigma_0 \varepsilon - \sigma_0 \cdot \alpha \cdot \text{grad } T, \quad (52)$$

$$W = \alpha T j - \lambda_0 \cdot \text{grad } T. \quad (53)$$

Электропроводность σ_0 в изотермических условиях ($\text{grad } T = 0$) определяется выражением

$$\sigma_0 = j / \varepsilon_p, \quad (54)$$

если же $\text{grad } T \neq 0$, то

$$\sigma_0 = \frac{j}{\varepsilon - \alpha \cdot \text{grad } T}. \quad (55)$$

Появление $\text{grad } T$ в образце с коэффициентом термоэдс вызвано эффектом Пельтье, возникающим при $j \neq 0$. Кроме того, возможно также появление градиента температуры $\text{grad } T$, вследствие неизомеричности образца в момент начала эксперимента при $j = 0$. Поэтому в общем случае при определении электропроводности мы сталкиваемся с существованием в образце трех силовых полей: внешнего теплового, создающего на измерительных зондах при $j = 0$ величину термоэдс

$$\varepsilon_{T_2} = \alpha \text{ grad } T_2, \quad (56)$$

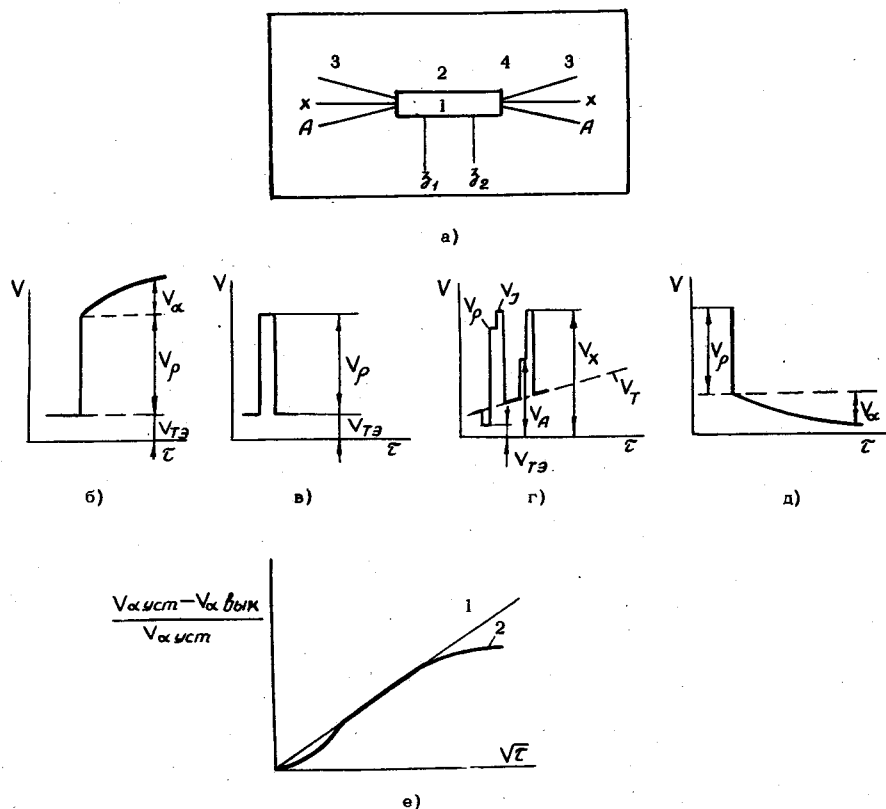


Рис.5. Схема и эпюры вариационного метода определения кинетических коэффициентов в полях $\mathcal{E}, T$: а) — общий вид образца в изотермической камере; б) и в), г) и д) — эпюры ЭДС при длительном и кратковременном включениях тока; совместном измерении электропроводности, термоэдс и температуры; при выключении тока, соответственно; е) — кривые для вычисления температуропроводности.

электрического поля, обуславливающего чисто омическую величину падения напряжения на единичную длину образца

$$\varepsilon_p = \frac{1}{\sigma_0}, \quad (57)$$

и внутреннего теплового поля, приводящего вследствие эффекта Пельтье к появлению эдс

$$\varepsilon_\alpha = \alpha \operatorname{grad} T. \quad (58)$$

В итоге получаем, что экспериментальная величина

$$\phi = \frac{j}{\varepsilon_{T\theta} + \varepsilon_p + \varepsilon_\alpha}. \quad (59)$$

Обычно для уменьшения погрешности в определении σ_0 за счет паразитных факторов измерения проводят на переменном токе или при двух противоположных направлениях постоянного тока через образец. Однако при измерениях σ_0 на постоянном токе практически возможно исключить методическую ошибку измерения. Для этого следует в определенной последовательности провести вариацию факторов внешнего воздействия и регистрацию первичных сигналов информации, соответствующих измеряемым величинам эдс ($V_{T\theta}$, V_α) и падениям напряжения V_p , например, так, как это показано в табл. 5.

Т а б л и ц а 5

А.Ф.И. электропроводности

Оператор вариации Ф.В.					Оператор регистрации С.И.П.				
Операция группировки Ф.В.		Операция воздействия			Операция группировки С.И.П.		Операция измерения		
Ступени	Группы Ф.В.	Абс. вел. Ф.В.	Напр. прилож.	Длит. возд., сек.	Посл. регистрации	Группы С.И.П.	Масшт. изм. шкалы	Поляр. ность сигн.	Длит. регистрации, сек.
I	2	3	4	5	6	7	8	9	10
I.	$\operatorname{grad} T_0$ j	$\operatorname{grad} T_0$ $j=0$	$\pm$ $+$	До окончания опыта	I	$V_{T\theta}$	10 мВ	$+$	2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
2.	$grad T_3$ j	$grad T_3$ $j=j_1$	$\pm$ +	До окончания опыта 2	2	$V_{T3} + V_p$	$10 mV$	+	2
3.	$grad T_3$ j E_α	$grad T_3$ $j=j_1$ $E_\alpha - E_\alpha(T)$	$\pm$ +	До окончания опыта 60-100 60-100	3	$V_{T3} + V_p + V_k$	$10 mV$	+	60-100

Результирующая эппра V , записанная регистрирующим прибором на образце или измерительных зондах, будет иметь вид, изображенный на рис. 5б. Отсюда не составляет труда найти истинную омическую величину V_p . Характер изменения приведенной кривой обусловлен различным временем установления электрического и тепловых полей в образце.

Отметим, что вариацией длительности действия Ф.В.В. можно значительно сократить процесс измерения электропроводности (рис. 5в). С этой целью электрический ток включается на минимальное время, длительность которого определяется инерционностью регистрирующего прибора и записывается только величина V_p , так как для появления V_α требуется гораздо большее время.

Для определения коэффициента термоэдс в случае, если $j=0$, имеем:

$$\alpha = \frac{E_\alpha}{grad T_3} \quad (60)$$

В данном случае погрешность измерения α может быть связана с неточностью в определении истинного перепада температуры ΔT_u вследствие паразитного теплового сопротивления на торцах образца

$$\alpha = \frac{V_\alpha}{\Delta T_u + \Delta T_{пар}} \quad (61)$$

Поэтому измеряемая величина коэффициента термоэдс α будет отличаться от истинной α_0 .

$$\alpha = \alpha_0 \frac{1}{\left(1 + \frac{\Delta T_{пар}}{\Delta T_u}\right)} \quad (62)$$

Следует отметить, что указанная ошибка в определении величины α обусловлена тем, что само измерение перепада температуры на образце производится с помощью регистрации разности эдс двух термопар, спаи которых установлены на торцах образца. Более точно α определяется, если спаи термопар установлены на боковой поверхности образца. Однако здесь возникают трудности, связанные с устранением потока тепла по термопарным проводам. Предпочтительнее в этом случае размещение спаев термопар в отверстиях внутри образца.

Укажем на другой, весьма удобный метод определения коэффициента термоэдс, при котором указанные трудности исключаются. Суть его заключается в том, что вместо измерения собственной термоэдс образца на одноименных измерительных проводах, величина α определяется путем последовательного измерения величины термоэдс образца на одноименных измерительных проводах, водах V_{AA} , затем на других - V_{XX} . Тогда, как нетрудно видеть, среднее по двум измерениям значение коэффициента термоэдс

$$\alpha = \frac{1}{2} \left\{ \frac{V_{AA} + V_{XX}}{V_{AA} - V_{XX}} \alpha_{XA} + (\alpha_{XPT} - \alpha_{APT}) \right\}, \quad (63)$$

где α_{XA} , α_{XPT} и α_{APT} - коэффициенты термоэдс термопар "XA", материалов "X", "A" относительно платины, соответственно.

Знаки термоэдс в полученном выражении учитываются автоматически. Если измеряемая величина $V_{AA} > V_{XX}$, то образец имеет положительный знак коэффициента термоэдс, если $V_{AA} < V_{XX}$, то отрицательный.

С целью сокращения суммарного времени, необходимого для выполнения эксперимента, процесс измерения величин α_0 и α_0 может быть совмещен. Так, для определения температурного хода электропроводности и коэффициента термоэдс алгоритм физического исследования (табл. 6) включает в себя следующие операторы факторов воздействия и регистрации С.И.П.

Таблица 6

А.Ф.И. температурной зависимости электропроводности
и коэффициента термоэдс

Оператор вариации Ф.В.					Оператор регистрации С.И.П.				
Операция группир. Ф.В.		Операция воздействия			Операция группиров. С.И.П.		Операция измерения		
Ступени	Группы Ф.В.	Абс. вел. Ф.В.	Напр. прилож.	Длит. возд., сек.	Посл. реги-страция	Группы С.И.П.	Масшт. изм. шкалы	Полярн. сигн.	Длит. реги-страция, сек.
1.	T_1 j	$T_1 = T_1(t)$ $j = 0$	+	До окончания опыта 2	1	V_{T_1}	10 mv	+	2
2.	T_1 $grad T_1$ j	$T_1 = T_1(t)$ $grad T_1$ $j = 0$	+	До оконч. опыта 2	2	V_{T_2}	10 mv	+	2
3.	T_1 $grad T_1$ j	$T_1 = T_1(t)$ $grad T_1$ $j = j_1$	+	До оконч. опыта 2	3	$V_{T_2} + V_p$	10 mv	+	2
4.	T_1 $grad T_1$ j	$T_1 = T_1(t)$ $grad T_1$ $j = j_1$	+	До оконч. опыта 2	4	V_j	10 mv	+	2
5.	T_1 $grad T_1$ j	$T_1 = T_1(t)$ $grad T_1$ $j = 0$	+	До оконч. опыта 4	5 6	V_{AA} V_{xx}	10 mv 10 mv	± ±	2 2

Первичный сигнал информации V_T есть величина эдс, пропорциональная измеренной температуре образца, а V_j — величина падения напряжения на эталонном сопротивлении, включенном в токовую цепь образца, пропорциональная силе тока. Характер записываемой информации изображен на рис. 5г. Из приведенной эпюры видно, что длительность включения электрического тока, равная в нашем случае двум секундам, была выбрана такой, чтобы исключить влияние эффекта Пельтье.

Таким образом, с помощью рассмотренного выше способа вариации трех факторов внешнего воздействия (внешнего теплового, электрического и внутреннего теплового силовых полей) оказалось возможным составить алгоритм исследования температурного хода электропроводности и коэффициента термоэдс в виде непрерывно повторяющегося измерительного цикла, состоящего из шести первичных сигналов информации.

Если же в представленной программе исследования интервал времени после включения или выключения тока будет достаточным для регистрации процесса установления стационарного температурного поля в образце, то в этом случае оказывается возможным получить дополнительную информацию о температуропроводности исследуемого образца.

§ 6. Определение температуропроводности и теплоемкости при воздействии внешнего и внутреннего тепловых и электрических полей

Анализ условий, при которых возможно определять коэффициент температуропроводности κ полупроводниковых материалов на основании измерения кривых нарастания термоэдс на образце после включения тока, был проведен в [18]. Между тем представляет интерес выполнить такой анализ также для случая определения κ по кривым спадания термоэдс после выключения тока в момент, когда уже установилось стационарное распределение температуры в образце. Затем, имея оба решения, оценить, какое из них целесообразнее использовать при проведении практических измерений.

При решении задачи будем иметь в виду следующее: 1) иссле-

дущий образец (рис.5а) представляет собой стержень (с площадью поперечного сечения S и длиной ℓ), к концам которого для создания по его поперечному сечению однородного электрического поля прикреплены тонкие металлические пластины 4 длиной ℓ_n и сечением, равным сечению образца; 2) перепад температуры по поперечному сечению образца пренебрежимо мал, так как его размеры невелики; 3) теплоемкость подводящих проводов ничтожна по сравнению с теплоемкостью образца C и контактных пластин C_n . Оценка показывает, что соотношение полных теплоемкостей подводящих проводов и образца составляет величину меньше 10^{-4} .

Для случая нарастания термоэлектрической составляющей полного падения напряжения уравнение теплопроводности, а также крайние условия с учетом теплоты Пельтье, теплопроводности образца, теплообмена с окружающей средой и теплоемкости контактных пластин выражаются соответственно на горячем и холодном концах образца следующим образом:

$$\frac{\partial^2 T'(x, \tau)}{\partial x^2} - \frac{\alpha d}{\lambda S} T'(x, \tau) + \frac{j^2}{\lambda \sigma_0} = \frac{1}{\kappa} \frac{\partial T'(x, \tau)}{\partial \tau}, \quad (64)$$

$$-\lambda \frac{\partial T'(0, \tau)}{\partial x} = \alpha_j [T'(0, \tau) + T_0] - \alpha T'(0, \tau) - C_n \rho_n \ell_n \frac{\partial T'(0, \tau)}{\partial \tau}, \quad (65)$$

$$\lambda \frac{\partial T'(\ell, \tau)}{\partial x} = -\alpha_j [\Gamma'(\ell, \tau) + T_0] - \alpha T'(\ell, \tau) - C_n \rho_n \ell_n \frac{\partial T'(\ell, \tau)}{\partial \tau}, \quad (66)$$

$$T'(x, 0) = 0. \quad (67)$$

В окончательном виде решение (64) при крайних условиях (65) - (67) приводит к тому, что перепад температуры на образце в первые моменты после включения тока имеет вид:

$$\Delta T_{\text{окл.}} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{\alpha j T_0}{\lambda} \sqrt{\kappa \tau} [1 - \xi], \quad (68)$$

$$\xi = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\alpha}{\lambda} \sqrt{\kappa \tau} - \frac{2}{3} \frac{j^2 \kappa}{\sigma_0 \lambda T_0} \tau + \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{j^2 \alpha}{\sigma_0 \lambda^2 T_0} (\kappa \tau)^{3/2} \dots$$

$$\dots + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{C_n \rho_n}{\sigma_0} \frac{\ell_n}{\sqrt{\kappa \tau}} - \frac{1}{2} \left(\frac{C_n \rho_n}{\sigma_0} \right)^2 \frac{\ell_n^2}{\kappa \tau} + \frac{7\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{C_n \rho_n}{\sigma_0} \right)^3 \frac{\ell_n^3}{(\kappa \tau)^{3/2}}. \quad (69)$$

В формулу (68) входят два ряда. Первый обусловлен влиянием теплоотдачи в окружающую среду и джоулевым теплом и возрастает со временем, а второй обусловлен теплоемкостью контактных пластин и со временем убывает. Из выражения (68) видно, что в некотором интервале времени, определяемом свойствами исследуемого вещества и условиями эксперимента, сумма членов обоих рядов становится малой по сравнению с единицей, и тогда величину $\Delta T_{\text{окл.}}$ можно считать пропорциональной $\sqrt{\tau}$. Интервал времени, для которого это условие выполняется, определяется неравенством:

$$\frac{\pi}{4} \left(\frac{C_n \rho_n}{\sigma_0} \right) \frac{\ell_n^2}{\kappa \delta^2} < \Delta \tau < \frac{4}{\pi} \frac{\lambda^2 \delta^2}{\alpha^2 \kappa}, \quad (70)$$

где δ - допустимая величина относительной погрешности при определении изменения перепада температуры. Коэффициент температуропроводности κ может быть легко найден (рис.5е) построением графика $V_\alpha / V_{\alpha \text{ уст.}} = f(\sqrt{\tau})$, где $V_\alpha = \alpha \cdot \Delta T_{\text{уст.}}$ - установившаяся величина термоэлектрической составляющей полного падения напряжения на образце:

$$V_\alpha / V_{\alpha \text{ уст.}} = A \sqrt{\tau}, \quad (71)$$

$$A = \frac{4 T_0 \cdot \sqrt{\kappa}}{\sqrt{\pi} \cdot \ell \cdot T_{\text{оп}}} [1 + \gamma - \xi], \quad (72a)$$

$$\gamma = \frac{\alpha \ell}{2 \lambda} + \frac{\ell}{2 \lambda S} \sum_1^n \sqrt{\alpha \cdot \lambda_n \alpha_n S_n}, \quad (72b)$$

где λ_n , α_n и S_n - соответственно коэффициент теплопроводности, периметр и площадь поперечного сечения подводящих проводов.

Рассмотрим теперь второй случай, когда κ определяется по кривой спада термоэлектрической составляющей полного падения напряжения после выключения тока. Здесь уравнение теплопроводности и крайние условия имеют вид:

$$\frac{\partial^2 T'(x, \tau)}{\partial x^2} - \frac{\alpha d}{\lambda S} T'(x, \tau) = \frac{1}{\kappa} \frac{\partial T'(x, \tau)}{\partial \tau}, \quad (73)$$

$$-\lambda \frac{\partial T'(0, \tau)}{\partial x} = -\alpha T'(0, \tau) - c_n \rho_n e_n \frac{\partial T'(0, \tau)}{\partial \tau}, \quad (74)$$

$$\lambda \frac{\partial T'(\ell, \tau)}{\partial x} = -\alpha T'(\ell, \tau) - c_n \rho_n e_n \frac{\partial T'(\ell, \tau)}{\partial \tau}, \quad (75)$$

$$T'(x, 0) = T'_{уст.} \quad (76)$$

Проводя решение уравнения (73) при краевых условиях (74)–(76) операционным методом, получаем

$$\Delta T_{вык.} = \frac{\alpha_s T_{cp}}{\lambda(1+\gamma)} \left\{ 1 - \frac{4\sqrt{\kappa\tau}}{\sqrt{\pi}} (1-\phi) \right\}, \quad (77)$$

где $\phi = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\alpha}{\lambda} \sqrt{\kappa\tau} + \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{\alpha}{\lambda} \right)^2 \kappa\tau + \frac{\sqrt{\pi}}{2} e_n (\kappa\tau)^{-1/2} -$

$$- \frac{1}{2} \left(\frac{c_n \rho_n}{c\rho} \right)^2 e_n^2 (\kappa\tau)^{-1} + \frac{7\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{c_n \rho_n}{c\rho} \right)^3 e_n^3 (\kappa\tau)^{-3/2}. \quad (78)$$

В выражение (77) для перепада температуры на образце в первые моменты времени после выключения тока так же, как и в (68), входят два ряда, члены которых расположены по возрастающим степеням времени τ и отличаются друг от друга на $(\tau)^{1/2}$

или на $(\tau)^{-1/2}$. В некотором интервале времени сумма членов обоих рядов также становится малой по сравнению с единицей, и тогда $\Delta T_{вык.}$ можно считать пропорциональным $(\tau)^{1/2}$. Как видно из (78), этот интервал определяется тем же неравенством (70), что и в первом случае.

При нахождении коэффициента температуропроводности удобно воспользоваться следующим соотношением, справедливым при выполнении условия (70):

$$\frac{V_{\alpha уст.} - V_{\alpha вык.}}{V_{\alpha уст.}} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} (\kappa\tau)^{1/2}. \quad (79)$$

Из сопоставления (68) и (77) видно, что в поправках ξ и ψ первые члены вида $\frac{\alpha}{\lambda}$, характеризующие влияние теплоотдачи в окружающую среду, слагаемы, а члены более высокого порядка малости отличаются тем, что в (68) они содержат в качестве множителя величину $\frac{j^2}{\phi_0 \lambda T_0}$, учитывающую некоторое

весьма незначительное влияние теплоты Джоуля, а в (77) этот

множитель отсутствует. Члены, учитывающие теплоемкость контактных пластин, в поправках ξ и ψ совпадают.

В идеальном случае, когда теплоотдача в окружающую среду и теплоемкость контактных пластин равны нулю ($\xi=0$, $\psi=0$), а средняя температура $T_{cp.} = T_0$, выражения (68) и (77) являются зеркальным отражением друг друга ($\Delta T_{вкл.} = \Delta T_{уст.} - \Delta T_{вык.}$).

В рассматриваемых условиях эти формулы отличаются между собой на величину $\frac{T_{cp.}}{T_0(1+\gamma)}$. Этот множитель появляется в результате того, что в величину $T_{cp.}/T_0(1+\gamma)$ входит начальная температура T_0 , а в $V_{\alpha уст.}$ — средняя температура $T_{cp.}/(1+\gamma)$, характеризующая состояние образца ко времени установления стационарного состояния. Во втором случае в каждом из выражений для $V_{\alpha вык.}$ и $V_{\alpha уст.}$ содержится средняя температура образца $T_{cp.}/(1+\gamma)$, поэтому в (79) она сокращается. Физически это значит, что характер относительного изменения величины термомолекулярной составляющей полного падения напряжения в первые моменты после выключения тока не зависит ни от величины тока, ни от температуры образца, а определяется температуропроводностью исследуемого материала. Из этого следует, что коэффициент температуропроводности κ более целесообразно определять в режиме выключения тока.

В соответствии с проведенным анализом полная программа физического исследования, в которой наряду с определением ϕ_0 и α предусматривается получение дополнительной информации о температуропроводности исследуемого вещества, приведена в таблице 7.

Из приведенной таблицы видно, что в отличие от алгоритма исследования, составленного для определения температурного хода ϕ_0 и α (см. табл. 6), в данном случае электрический ток в образце поддерживается при измерении трех С.И.П. постоянным по величине ($j \neq 0$) и лишь при измерении термоэдс выключается ($j = 0$); каждый последующий измерительный цикл проходит на фоне непрерывно (обычно линейно) изменяющейся температуры тепловой камеры, в которой установлен образец

Т а б л и ц а 7

А.Ф.И. температурной зависимости электропроводности,
коэффициента термоэдс и температуропроводности

Оператор вариации Ф.В.					Оператор регистрации С.И.П.				
Операция группир. Ф.В.		Операция воздействия			Операция группир. С.И.П.		Операция измерения		
Ступени	Группы Ф.В.	Абс. вел. Ф.В.	Напр. прилож.	Длит. возд. сек.	Посл. регистрации	Группы С.И.П.	Масшт. изм. шкалы	Полярность сигн.	Длит. регистрации сек.
1.	T_i	$T_i - T_i(\tau)$	$\frac{z}{y} \frac{1}{x}$	До окончания опыта					
	$grad T_j$	$grad T_j$	$\rightarrow x$	Пост.	I	V_T	10mv	+	2
	j	$j = j_i$	$\rightarrow x$	"					
2.	T_i	$T_i - T_i(\tau)$	$\frac{z}{y} \frac{1}{x}$	До окончания опыта					
	$grad T_j$	$grad T_j$	$\rightarrow x$	Пост.	2	$V_{Tj} + V_T V_i$	10mv	+	2
	j	$j = j_i$	$\rightarrow x$	"					
3.	T_i	$T_i - T_i(\tau)$	$\frac{z}{y} \frac{1}{x}$	До окончания опыта					
	$grad T_j$	$grad T_j$	$\rightarrow x$	Пост.	3	V_j	10mv	+	2
	j	$j = j_i$	$\rightarrow x$	"					
4.	T_i	$T_i - T_i(\tau)$	$\frac{z}{y} \frac{1}{x}$	До окончания опыта					
	$grad T_j$	$grad T_j$	$\rightarrow x$	Пост.	4	$V_p + V_\alpha$	10mv	+	60-100
	j	$j = 0$	$\rightarrow x$	60-100					
5.	T_i	$T_i - T_i(\tau)$	$\frac{z}{y} \frac{1}{x}$	До окончания	5	V_{AA}	10mv	+	2
	$grad T_j$	$grad T_j$	$\rightarrow x$	Пост.	6	V_{xx}	10mv	±	2
	j	$j = 0$	$\rightarrow x$	4					

§ 7. Определение критерия термоэлектрической эффективности с помощью вариации внутренних и внешних тепловых и электрических полей

Способность полупроводниковых материалов преобразовывать тепловую энергию в электрическую или электрическую в тепловую характеризуется, как известно [19], величиной критерия термоэлектрической эффективности (критерий Иоффе) J_0 .

В настоящее время критерий Иоффе определяется на основе раздельного измерения параметров α , λ_0 и σ_0 :

$$J_0 = \frac{\alpha^2 \sigma_0}{\lambda_0} T \quad (80)$$

измерением максимального перепада температуры ΔT_{max} на торцах образца относительно температуры $T_{хол.}$ при оптимальной величине проходящего через образец тока [19]:

$$J_0 = \frac{2 \Delta T_{max}}{T_{хол.}}, \quad (81)$$

где $T_{хол.}$ - температура холодного конца образца, а также методом Хармана [20,21] по измерению термоэдс V_α и омического падения напряжения V_p на образце при прохождении через него одной и той же величины постоянного тока

$$J_0 = \frac{V_\alpha}{V_p}. \quad (82)$$

Отметим, что в нем величина V_p определялась независимо от V_α по измерению электропроводности образца на переменном токе и последующему вычислению V_p при том токе, при котором измерялась величина V_α . При этом не учитывались также и паразитные тепловые потери.

Из упомянутых выше трех способов определения критерия J_0 первый предполагает его вычисление на основе измерения трех независимых физических параметров вещества (σ_0 , α и λ_0) любыми известными методами. Естественно, что точность такого способа невелика. Во втором критерий J_0 определяется непосредственно, но для его измерения требуется создание ус-

ловий бесконечной теплоотдачи ($\alpha \rightarrow \infty$) на одном торце образца, адиабатических условий ($\alpha \rightarrow 0$) - на другом, что требует создания специальной экспериментальной установки. Этот метод также неудобен и тем, что величину J_0 трудно отнести к определенной величине температуры окружающей среды, поскольку в ряде случаев величины ΔT и T_{cp} соизмеримы. И, наконец, лишь в третьем - определение J_0 осуществляется непосредственным измерением в условиях свободной теплоотдачи.

В связи с этим представляет существенный интерес рассмотреть все возможные способы непосредственного измерения величины критерия термоэлектрической эффективности исследуемого образца, находящегося в условиях свободной теплоотдачи.

Используя способ вариации Ф.В.В. (электрическое и тепловое поля), имеем в данном случае три варианта: электрическое и тепловое поля задаются в образце раздельно, и в каждом из них определяются составляющие величины J_0 ; критерий J_0 определяется по измерению одного физического параметра вначале в одном поле, а затем при наложении двух полей. Последнее может быть осуществлено двумя путями - на основе измерения или величины электропроводности, или величины коэффициента теплопроводности.

Итак, в нашем распоряжении оказывается принципиально возможным тремя различными способами произвести непосредственное экспериментальное определение критерия термоэлектрической эффективности. Рассмотрим их подробнее [22] - каждый в отдельности - и для этого обратимся к уравнениям (52) и (53).

Способ I. Пусть величина термоэдс определяется в адиабатических и в изотермических (омическое падение напряжения на образце - электропроводность) условиях.

Выражение для вычисления величины J_0 получается из уравнения (53) на основании того, что в адиабатических условиях ($W=0$) теплота Пельтье на стыке уравнивается тепловым потоком через образец

$$\alpha \cdot J_j = \lambda_0 \operatorname{grad} T. \quad (83)$$

Подставляя в полученное соотношение выражение J из уравнения (52) для изотермических условий ($\operatorname{grad} T=0$) и полагая, что на участке образца длиной ℓ , $\alpha \cdot \operatorname{grad} T = V_e / \ell$ и $\mathcal{E} = V_p / \ell$, по-

лучаем формулу

$$J_{0ad} = \frac{\alpha \cdot \operatorname{grad} T}{\mathcal{E}} = \frac{V_e}{V_p} \Big|_{j=\text{пост.}} \quad (84)$$

Полученное выражение и лежит в основе метода Хармана.

Для того, чтобы учесть теплообмен с окружающей средой ($W \neq 0$), следует значение j ($\operatorname{grad} T=0$) подставить в уравнение (53), и тогда

$$J_{0ad} = \frac{V_e}{V_p} \left(1 + \frac{W}{\lambda_0 \operatorname{grad} T} \right)_{j=\text{пост.}} \quad (85)$$

Формула (85) является уточнением (84) для реальных условий эксперимента. Величина поправочного члена в (85) выражается отношением паразитных тепловых потерь на стыке к тепловому потоку через образец.

Способ II. Определяется электропроводность в адиабатических и изотермических условиях.

Выражения для электропроводности, определяемой в изотермических и адиабатических условиях, соответственно описываются (54) и (55). Сопоставляя их, видим, что критерий Иоффе находится из выражения:

$$J_0 = \frac{\sigma_0 - \sigma}{\sigma}. \quad (86)$$

В случае теплообмена с окружающей средой в (55) следует подставить величину градиента температуры из уравнения (53), и тогда после несложных преобразований получим:

$$J_{00} = \frac{\sigma_0 - \sigma}{\sigma} \frac{1}{\left(1 - \frac{W}{\alpha_j T} \right)}. \quad (87)$$

Здесь величина поправки характеризуется соотношением тепловых потерь на стыке к теплоте Пельтье.

Интересно отметить, что уравнение (87) можно привести к виду, аналогичному (85), если подставить в него значения σ_0 .

и σ соответственно из (54) и (55). Тогда

$$J_{00} = \frac{V_{\alpha}}{V_{\rho}} \cdot \frac{1}{\left[1 - \frac{w}{\alpha \cdot j \cdot T}\right]}. \quad (88)$$

Из уравнений (85) и (88) видно, что они отличаются между собой лишь способом учета тепловых потерь на стыке образца с контактами. В последнем случае, однако, величина этой поправки может быть уменьшена в процессе эксперимента соответствующим подбором величины плотности тока j .

Далее, существенно важно найти условия для наиболее точного определения величины критерия Иoffe в ходе эксперимента. При непосредственном измерении V_{α} и V_{ρ} на образце величина V_{α} определяется методически точно, а величина V_{ρ} с методической погрешностью, обусловленной наличием паразитного сопротивления на границе образца с металлом ($V_{\rho_{уст.}} = V_{\rho_{изм.}} - V_{\rho_{кон.}}$). Эту трудность можно преодолеть, если величину J_0 определять не на торцах образца, а на зондах, то есть

$$J_{0z} = \frac{V_{\alpha z}}{V_{\rho z}}. \quad (89)$$

Однако это соотношение может быть справедливо лишь при выполнении двух условий, если а) образец электрически однороден по всей длине, тогда:

$$V_{\rho z} = V_{\rho_{уст.}} \cdot \ell_z / \ell;$$

и б) перепад температуры на зондах пропорционален перепаду температуры на торцах образца

$$\Delta T_z = \Delta T_{уст.} \cdot \ell_z / \ell.$$

В этом случае действительно имеет место

$$J_{0z} = J_0.$$

Первое условие выполняется практически всегда. Что касается выполнения второго условия, то это не столь очевидно, и необходимо, по крайней мере, найти границы, в пределах которых

оно может быть справедливым.

Рассмотрим для этого случай, когда образец находится в условиях свободной теплоотдачи (рис. 4а) и в установившемся режиме температуры на торцах образца соответственно равны

$$T_1'(x=0) \quad \text{и} \quad T_2'(x=\ell).$$

Как нетрудно видеть, решение уравнения теплопроводности при отсутствии теплоотдачи с боковых поверхностей образца ($\alpha=0$)

$$\frac{d^2 T'(x)}{dx^2} + \frac{j^2}{\sigma_0 \lambda_0} = 0, \quad (90)$$

когда по образцу протекает ток j , имеет вид:

$$T(x) = -\frac{1}{2} \frac{j^2}{\sigma_0 \lambda_0} x^2 + \frac{(T_2 - T_1) + \frac{1}{2} \frac{j^2 \ell^2}{\sigma_0 \lambda_0}}{\ell} \cdot x + T_1. \quad (91)$$

Величина перепада температуры на зондах, размещенных в точках x_1 и x_2 , будет

$$\Delta T(x_2 - x_1) = (T_1 - T_2) \frac{(x_2 - x_1)}{\ell} + \frac{1}{2} \frac{j^2}{\sigma_0 \lambda_0} (x_2 - x_1) [(x_1 + x_2) - \ell]. \quad (92)$$

Из рассмотрения полученного выражения следует, что при

$x_1 + x_2 = \ell$ имеет место соотношение

$$\frac{\Delta T(x_2 - x_1)}{x_2 - x_1} = \frac{T_1 - T_2}{\ell}. \quad (93)$$

С учетом теплоотдачи с боковых поверхностей образца ($\alpha \neq 0$) уравнение теплопроводности представляется следующим образом:

$$\frac{d^2 T'(x)}{dx^2} - \frac{\alpha d}{\lambda_0} T'(x) + \frac{j^2}{\lambda_0 \sigma_0} = 0. \quad (94)$$

Не приводя для краткости промежуточных вычислений, напомним

$$T'(x) = \frac{T_1' sh \delta(\ell-x) + T_2' sh \delta x - \frac{j^2 s}{\alpha \delta_0 \alpha} [sh \delta(\ell-x) + sh \delta x]}{sh \delta \ell} + \frac{j^2 s}{\alpha \delta_0} \quad (95)$$

Найдем теперь перепад температуры на зондах, имея в виду, что практически всегда аргументы $\delta(\ell-x) < 1$ и $\delta x < 1$. Тогда, разлагая гиперболические синусы в ряд Тейлора и ограничиваясь двумя первыми членами разложения, получаем:

$$\Delta T(x_1-x_2) = (T_1-T_2) \frac{(x_2-x_1)}{\ell} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{j^2}{\lambda_0 \delta_0} \cdot \frac{[(x_1+x_2)-\ell]}{(T_1'-T_2')} + \right. \\ \left. + \frac{\alpha \cdot d \cdot \ell}{2 \lambda_0 s} \left[\frac{x_1^2 + x_1 x_2 + x_2^2 - \ell^2}{3 \ell} - \frac{T'}{(T_1'-T_2')} (x_1+x_2-\ell) \right] \right\} \quad (96)$$

Из полученного выражения видно, что при выполнении соотношения (93) влияние теплоотдачи также минимально.

Таким образом, предложение об определении величины критерия термоэлектрической эффективности на измерительных зондах оказывается действительно справедливым при выполнении определенных геометрических соотношений между координатами зондов и длиной образца.

На этом основании алгоритм физического исследования критерия термоэлектрической эффективности в совмещенном режиме включения и выключения тока и измерения С.И.П. на зондах может быть сформулирован следующим образом:

А.Ф.И. критерия термоэлектрической эффективности

Оператор вариации Ф.В.					Оператор регистрации С.И.П.				
Операция группир. Ф.В.		Операция воздействия			Операция группировки С.И.П.		Операция измерения		
Ступени	Группы Ф.В.	Абс. вел. Ф.В.	Напр. прилож.	Длит. возд. сек.	Посл. регистрации	Группы С.И.П.	Масшт. изм. шкалы	Поляр. сигн.	Длит. регистр. сек.
1.	T_1	$T_1 = U_1 \tau$ $U_1 = \frac{z}{y} \frac{\tau}{x}$	$\frac{z}{y} \frac{\tau}{x}$	До окончания опыта	1	V_T	10 mv	+	2
2.	T_1 $grad T_1$ j	$T_1 = U_1 \tau$ $grad T_1$ $j=0$	$\frac{z}{y} \frac{\tau}{x}$ $\rightarrow x$ $\rightarrow x$	До окончания опыта. Пост. 2	2	V_{T2j}	10 mv	+	2
3.	T_1 $grad T_1$ j	$T_1 = U_1 \tau$ $grad T_1$ $j=j_1$	$\frac{z}{y} \frac{\tau}{x}$ $\rightarrow x$ $\rightarrow x$	До окончания опыта. Пост. 60-120	3	$V_{T2j} + V_{T3j} + V_{T4j}$	10 mv	+	60-120
4.	T_1 $grad T_1$ j	$T_1 = U_1 \tau$ $grad T_1$ $j=j_1$	$\frac{z}{y} \frac{\tau}{x}$ $\rightarrow x$ $\rightarrow x$	До окончания опыта. Пост. 2	4	V_j	10 mv	+	2
5.	T_1 $grad T_1$ j	$T_1 = U_1 \tau$ $grad T_1$ $j=0$	$\frac{z}{y} \frac{\tau}{x}$ $\rightarrow x$ $\rightarrow x$	До окончания опыта. Пост. 60-120	5	$V_{T2j} + V_{T3j}$	10 mv	+	60-120

Способ III. Определяется теплопроводность в условиях нулевого тока и тока короткого замыкания.

Из уравнения (53) при нулевом токе ($j=0$) коэффициент теплопроводности

$$-\frac{W_0}{g \text{grad} T} \Big|_{j=0} = \lambda_0. \quad (97)$$

В условиях короткого замыкания при отсутствии внешнего источника тока ($\mathcal{E}=0$)

$$j = \sigma_0 \cdot \alpha \cdot g \text{grad} T. \quad (98)$$

Подставляя (98) в (53), получаем:

$$-\frac{W}{g \text{grad} T} \Big|_{j \neq 0} = \lambda = \lambda_0 (1 + J_{0\lambda}). \quad (99)$$

Сравнивая полученное выражение с (97), видим, что коэффициент теплопроводности λ , определяемый в условиях короткого замыкания, отличается от λ_0 на величину $J_{0\lambda}$. Последний, таким образом, находится из соотношения:

$$J_{0\lambda} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0}. \quad (100)$$

С учетом сопротивления R_0 внешней электрической цепи плотность тока будет:

$$j = -\frac{\sigma_0 \cdot \alpha \cdot g \text{grad} T}{(1 + R_0/R_0)}, \quad (101)$$

и уточненное выражение для критерия $J_{0\lambda}$ принимает вид:

$$J_{0\lambda} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \left(1 + \frac{R_0}{R_0}\right). \quad (102)$$

В последнем выражении величина поправки характеризуется соотношением сопротивления внешней цепи к сопротивлению исследуемого образца.

Определение критерия термоэлектрической эффективности батарей. Рассмотрим теперь вопрос об измерении критерия термоэлектри-

ческой эффективности термоэлементов, находящихся непосредственно внутри батареи (рис.6), а также термобатарей в целом.

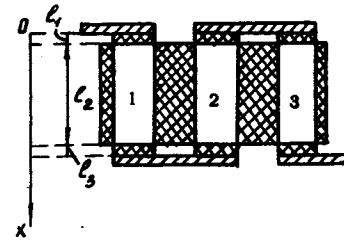


Рис. 6. Общий вид термоэлектрической батареи.

Пусть в термобатарее находятся элементы с параметрами λ_2 , ℓ_2 , S_2 ; материал изоляционных прослоек имеет коэффициент теплопроводности λ_4 , площадь поперечного сечения S_2 и высоту ℓ_2 , суммарное электрическое сопротивление переходных слоев на обоих торцах между элементом и контактными пластинами равно Z . Тепловой режим отдельного элемента и контактных слоев (индекс 1 и 3), по которым проходит электри-

ческий ток, определяется уравнениями:

$$\frac{d^2 T_2'}{dx^2} + \frac{j^2}{\sigma_0 \lambda_2} = 0. \quad (103)$$

$$\frac{d^2 T_3'}{dx^2} + \frac{j^2}{\sigma_{1,3} \lambda_{1,3}} = 0. \quad (104)$$

Граничные условия имеют вид:

$$-\lambda \frac{dT_1'}{dx} + \alpha T_1'(0) = 0. \quad (105)$$

$$T_1'(x) = T_2'(x), \quad (106)$$

$$\alpha J T_1 = \lambda_1 S_1 \frac{dT_1'}{dx} - \lambda_2 S_2 \frac{dT_1'}{dx} - \lambda_4 S_4 \frac{dT_4'}{dx}, \quad (107)$$

$$-\alpha J T_2 = \lambda_2 S_2 \frac{dT_2'}{dx} - \lambda_3 S_3 \frac{dT_3'}{dx} + \lambda_4 S_4 \frac{dT_4'}{dx}, \quad (108)$$

$$T_2'(x) = T_3'(x), \quad (109)$$

$$-\lambda_3 \frac{dT_3'}{dx} = \alpha T_3'. \quad (110)$$

Совместное решение уравнения (I03) и (I04) с учетом (I05) - (I10) приводит к следующему выражению для критерия Иoffee одного из элементов термоэлектрической батареи:

$$J_{0\partial} = \frac{V_{\alpha}}{V_{\rho}} (1 + \eta), \quad (\text{III})$$

где

$$\eta = \frac{\alpha \ell_2}{2 \lambda_2} + \frac{\lambda_4 S_4}{\lambda_2 S_2} + \frac{z}{R}. \quad (\text{II2})$$

Здесь V_{ρ_2} - омическое падение напряжения между контактными пластинами.

Из (III) следует, что учет теплоотдачи позволяет лишь более точно определять величину $J_{0\partial}$ непосредственно в процессе его измерения. Остальные два члена, входящие в поправку, учитывают влияние технологических и конструктивных факторов изготовления термобатареи (материал каркаса батареи и переходные электрические сопротивления на контактах). Эти факторы необратимо снижают величину критерия $J_{0\partial}$ элементов в термобатареях при их эксплуатации в реальных энергетических устройствах по сравнению с критерием термоэлектрической эффективности веществ, из которых эти элементы изготовлены.

Для оценки влияния указанных факторов достаточно поместить батарею в условия свободной теплоотдачи при заданной температуре окружающей среды; пропустить по исследуемому элементу ток и записать на нем быстродействующим регистрирующим прибором эпюру падения напряжения, подобную изображенной на рис.5б или 5д, и затем вычислить величину критерия $J_{0\partial}$ по формуле (III).

Аналогичным образом может быть определена термоэлектрическая эффективность батареи в целом, которую мы в дальнейшем будем характеризовать так называемым кажущимся критерием термоэлектрической эффективности батареи - $J_{0\kappa\partial}$. Примем, что батарея состоит из n положительных и n отрицательных элементов, обладающих соответственно суммарным электрическим сопротивлением R_n^+ и R_n^- , переходными сопротивлениями z_n^+ и z_n^- . Тогда полные величины сопротивления батареи, омического падения напряжения и термоэдс соответственно будут:

$$R_{\Sigma} = \sum_1^n (R_n^+ + R_n^-) + \sum_1^n (z_n^+ + z_n^-), \quad (\text{II3})$$

$$V_{\rho_{\Sigma}} = \sum_1^n (V_{\rho_n}^+ + V_{\rho_n}^-), \quad (\text{II4})$$

$$V_{\alpha_{\Sigma}} = \sum_1^n (V_{\alpha_n}^+ + V_{\alpha_n}^-). \quad (\text{II5})$$

Положительные и отрицательные ветви термоэлементов в батарее, содержащей z_n элементов, если они изготавливаются из соответствующих материалов одной партии и плавки, можно с достаточной точностью характеризовать средними значениями величин

$$V_{\alpha_{cp}}^+ \text{ и } V_{\alpha_{cp}}^-. \text{ Тогда соотношение} \quad \frac{V_{\alpha_{\Sigma}}}{V_{\rho_{\Sigma}}} = \frac{V_{\alpha_{cp}}^+ + V_{\alpha_{cp}}^-}{V_{\rho_{cp}}^+ + V_{\rho_{cp}}^-}. \quad (\text{II6})$$

Сопоставляя полученное выражение с (III), нетрудно видеть, что оно будет характеризовать термоэлектрическую эффективность

всей батареи. Так, представив $\alpha_{cp}^+/\alpha_{cp}^- = \xi_{\alpha}$ и $V_{\rho_{cp}}^+/V_{\rho_{cp}}^- = \xi_{\rho}$

как некоторые постоянные, характеризующие степень идентичности элементов, получим, что кажущийся критерий термоэлектрической эффективности батареи:

$$J_{0\kappa\partial} = \frac{V_{\alpha_{\Sigma}}}{V_{\rho_{\Sigma}}} = \frac{V_{\alpha_{cp}}^+}{V_{\rho_{cp}}^+} \cdot \frac{(1 + \xi_{\alpha})}{(1 + \xi_{\rho})}. \quad (\text{II7})$$

Здесь мы для определенности выразили величину $J_{0\kappa\partial}$ через параметры положительной ветви термоэлементов. Естественно, что то же самое можно было бы сделать и для отрицательной ветви. Существенно, однако, что, пользуясь выражением (II7), можно количественно выразить реальную термоэлектрическую эффективность батареи через легкоизмеряемые значения $V_{\alpha_{\Sigma}}$ и $V_{\rho_{\Sigma}}$.

Экспериментальное определение кажущегося критерия термоэлектрической эффективности батареи производится таким же образом, как и измерение величины $J_{0\partial}$ отдельного элемента, с той лишь разницей, что ток пропускается через всю батарею, а

кривая полного падения напряжения регистрируется на её концах. Алгоритм физического исследования критериев J_{0z} и $J_{0кв}$ аналогичен приведенному в табл. 7.

§ 8. Анализ факторов, влияющих на точность определения гальвано- и термомагнитных эффектов

Гальвано- и термомагнитные эффекты в проводниках первого рода, проявляющиеся при одновременном воздействии электрического и магнитного или теплового и магнитного полей, широко используются в практике физических исследований.

С рассматриваемой нами точки зрения они являются типичным примером сосуществования в исследуемом материале различной комбинации внутренних и внешних тепловых, электрических и магнитных полей.

При этом поскольку материальными носителями потоков энергии являются не только фононы, но и электрические носители заряда различного рода, то четкое разделение эффектов, обусловленных только парной комбинацией из общего числа трех внешних силовых полей, наталкивается на значительные трудности. Между тем в теории гальвано- и термомагнитных эффектов [23,24] рассматриваются обычно два крайних случая: либо когда исследуемый образец находится в адиабатических условиях, либо в изотермических. Последние дают более простые количественные соотношения для определения гальвано- и термомагнитных эффектов, ими обычно на практике и пользуются.

Для исследования физических свойств твердых тел наиболее широко используются эффекты Холла и изменения магнитосопротивления, поперечный и продольный эффекты Нернста-Эттингсгаузена. Экспериментальное измерение этих явлений связано с рядом трудностей — исключением различного рода паразитных эдс, накладывающихся на основную измеряемую величину. Последние могут быть вызваны неэквивалентностью холловских зондов, неизотермичностью исследуемого образца, его теплообменом с окружающей средой, теплопроводом по токовым и потенциальным проводам.

В настоящее время разработан целый ряд квазистационарных методов, в которых используются различные комбинации переменного магнитного поля и переменного тока, позволяющие исклю-

чить указанные паразитные эдс при исследовании эффекта Холла и изменения сопротивления в магнитном поле [25-28]. К сожалению, они довольно громоздки, при их использовании требуется сложная радиотехническая аппаратура, и в ряде случаев они недостаточно точны. Поэтому все же до последнего времени основным методом исследования гальваномагнитных эффектов в силу своей простоты является стационарный метод постоянного тока и постоянного магнитного поля. Термомагнитные явления обычно измеряются в постоянных магнитных полях. Однако при измерениях стационарным компенсационным методом удается исключить не все паразитные эффекты, что в ряде случаев может привести к искажению результатов измерений. Укажем также, что значительное влияние на точность измерения гальвано- и термомагнитных эффектов оказывают условия теплообмена исследуемого образца с окружающей средой.

В связи с этим представляет существенный интерес рассмотреть и количественно оценить влияние указанных факторов на точность измерения гальвано- и термомагнитных (ГТМ) явлений (эффектов Холла, изменения сопротивления в магнитном поле и поперечного эффекта Нернста-Эттингсгаузена) в реальных условиях эксперимента [30].

Предположим, что образец, имеющий форму параллелепипеда, помещен в магнитное поле; ток и поле ориентированы так, как это показано на рис. 7а. Эдс Холла измеряется на зондах 1, 4, расположенных на противоположных гранях $x-z$ -образца, перпендикулярных граням $y-z$. Здесь и дальше для определенности мы будем рассматривать лишь изотропные полупроводники с простой зонной структурой и носителями одного знака — электронами с зарядом $-e$. При этом имеется в виду случай слабого поля ($\frac{uH}{c} < 1$, где u и c — соответственно подвижность носителей тока и скорость света).

Вариант I. Образец находится в изотермических условиях. В этом случае погрешность в определении эдс Холла связана только с асимметрией зондов. Падение напряжения на зондах

$E_{1,4} = E_{3R} + E_x$. Величину E_{3R} легко исключить, если произвести измерения при двух направлениях магнитного поля и неизменном направлении тока, и тогда эдс Холла

$$(E_x)_{u_z} = R_{xu_z} \frac{JH}{l}, \quad (II8)$$

где постоянная Холла исследуемого образца

$$R_{xuz} = \frac{\mathcal{A}}{enc} \quad (119)$$

Коэффициент $\mathcal{A}$ определяется механизмом рассеяния и степенью вырождения электронного газа, n — концентрация носителей тока.

Вариант 2. Образец находится в адиабатических условиях (температура на торцах образца $T_a = T_b = \text{const}$, и теплоотдача с боковой поверхности образца отсутствует $\alpha = 0$).

В этом случае одновременно с эффектом Холла возникает эффект Эттингсгаузена — градиент температуры в направлении, перпендикулярном направлению магнитного поля и тока. Если коэффициент термоэдс исследуемого материала α не равен нулю, этот перепад температуры приводит к появлению эдс Эттингсгаузена E_g , которая складывается с эдс Холла и определяется выражением:

$$E = \alpha_y \left(\frac{dT}{dy} \right)_g = B(z, \mu^*) \frac{\kappa \alpha}{\ell} \cdot \frac{0}{\lambda} T \cdot R_x \cdot \frac{JH}{z_1}, \quad (120)$$

где коэффициент, определяемый механизмом рассеяния и степенью вырождения электронного газа,

$$B(z, \mu^*) = \frac{2z + \frac{3}{2}}{2z + \frac{1}{2}} \cdot \frac{\mathcal{F}_{2z+\frac{1}{2}}(\mu^*)}{\mathcal{F}_{2z-\frac{1}{2}}(\mu^*)} - \frac{z+2}{z+1} \frac{\mathcal{F}_{2z+1}(\mu^*)}{\mathcal{F}_2(\mu^*)}, \quad (121)$$

$\mathcal{F}(\mu^*)$ — интеграл Ферми,

κ , z , μ^* — соответственно постоянная Больцмана, показатель степени в зависимости длины свободного пробега электрона от энергии, приведенная величина уровня химического потенциала. В случае невырожденного полупроводника [24], [25]:

$$B(z, \mu^*) = z - \frac{1}{2}. \quad (122)$$

Для вырожденного полупроводника

$$B(z, \mu^*) = (2z-1)(2z+2). \quad (123)$$

Итак, полная эдс на холловских зондах:

$$E_{1,4} = E_{xuz} \left[1 + B(z, \mu^*) \frac{\kappa}{\ell z_1} J_0 \right]. \quad (124)$$

Вариант 3. Образец находится в адиабатических условиях (теплоотдача с боковых граней образца не равна нулю).

Чтобы оценить влияние теплоотдачи на величину перепада температуры ΔT_g , обусловленного эффектом Эттингсгаузена, рассмотрим тепловой режим образца, изображенного на рис. 7а. При этом будем считать, что градиент температуры в направлении x и z отсутствует. Это условие достаточно хорошо выполняется при малых критериях Био: $B_i \frac{\alpha \ell}{\lambda_0} < 1$ при длине

образца $\ell > 2y_1$. Для стационарного состояния уравнение теплопроводности и граничные условия с учетом теплоты Эттингсгаузена и теплоотдачи в окружающую среду имеют вид:

$$\frac{d^2 T'}{dy^2} - \frac{2\alpha}{\lambda_0 z_1} T' + \frac{j^2}{\sigma_0 \lambda_0} = 0, \quad (125)$$

$$W_g + \lambda_0 \frac{dT'(0)}{dy} - \alpha T'(0) = 0, \quad (126)$$

$$W_g + \lambda_0 \frac{dT'(y_1)}{dy} + \alpha T'(y_1) = 0, \quad (127)$$

где

$$W_g = B(z, \mu^*) \frac{\kappa}{\ell} \sigma_0 T R_x j H. \quad (128)$$

Решая уравнение (125) с учетом граничных условий (126) и (127), получаем, что перепад температуры в направлении y определяется выражением:

$$\Delta T = \frac{W_g y_1}{\lambda_0} (1 - \xi), \quad (129)$$

$$\xi = \frac{2\alpha y_1^3}{\lambda_0 z_1 (y_1 + z_1)} \left[1 - \frac{2}{3} \frac{z_1}{y_1} + \frac{1}{4} \left(\frac{z_1}{y_1} \right)^2 \right]. \quad (130)$$

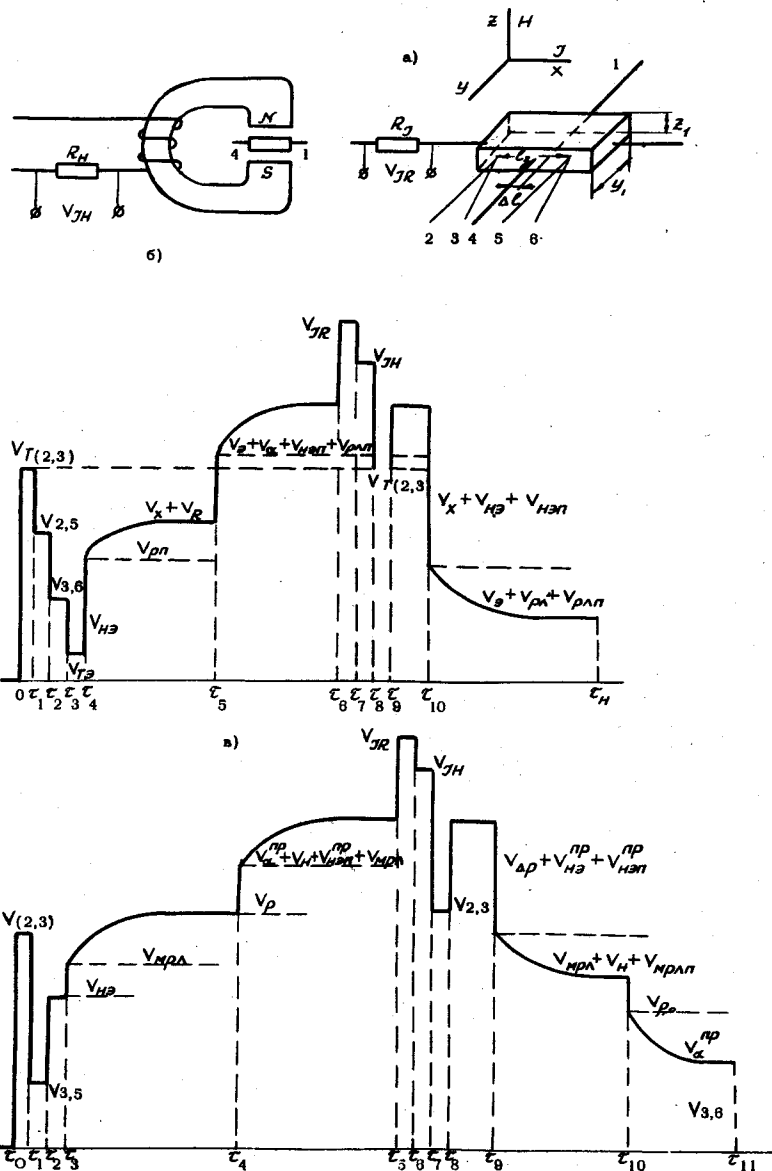


Рис. 7. Схемы и эпюры метода определения кинетических коэффициентов в полях T, H, E : — ориентация полей E, H и E_x ; б) и в) — эпюры ЭДС поперечных и продольных гальвано- и термомагнитных эффектов, соответственно.

Величина ξ является поправкой, обусловленной теплоотдачей с поверхности образца. Соответственно, измеряемая в этом случае ЭДС между холловскими зондами запишется в виде:

$$E_{1,4} = E_{x0} [1 + B(z, \mu^*) \frac{\kappa}{\xi z_1} J_0 (1 - \xi)]. \quad (131)$$

Здесь в критерий Иоффе J_0 входит уже средняя температура образца T_{cp} .

Таким образом, из формулы (131) следует, что теплоотдача с поверхности образца уменьшает эффект Эттингсгаузена и, соответственно, неизотермическую часть ЭДС Холла. Чтобы представить себе порядок величины поправки ξ , рассмотрим, например, каково будет её значение для образца, имеющего соотношение толщины к ширине $\frac{z_1}{y_1} = 0,5$ и коэффициент теплопроводности $\lambda_0 = 1,3 \text{ } ^\circ\text{T}/\text{м} \cdot \text{град}$ при комнатной температуре. В этом случае для вакуума ($\alpha = 4,2 \text{ } ^\circ\text{T}/\text{м}^2 \cdot \text{град}$) — $\xi = 0,06$ и в камере спокойного воздуха ($\alpha = 216 \text{ } ^\circ\text{T}/\text{м}^2 \cdot \text{град}$) — $\xi = 0,33$. Из этого примера видно, что теплоотдача приводит к сильному уменьшению эффекта Эттингсгаузена и её необходимо учитывать при измерении последнего. В то же время теплоотдача (при малых B_i) не снижает эффекта Эттингсгаузена настолько, чтобы им можно было пренебречь при измерении ЭДС Холла.

Вариант 4. Имеет место продольный градиент температуры вследствие поглощения и выделения теплоты Пельтье на торцах образца при прохождении через него постоянного тока.

В магнитном поле существование $grad_x T$ приводит к появлению поперечной ЭДС Нернста-Эттингсгаузена, которая складывается с ЭДС Холла. Величина ЭДС Нернста-Эттингсгаузена [24] определяется выражением:

$$E_{H\beta} = B(z, \mu^*) \frac{\kappa}{\xi} \sigma_0 \cdot R_x \cdot H \cdot y_1 \cdot grad_x T. \quad (132)$$

Для определения величины $grad_x T$ воспользуемся результатами работы [19], в которой получено выражение для распределения температуры по длине образца, вызванного эффектом Пельтье с учетом теплоотдачи с торцов и боковой поверхности образца и теплоотвода по боковым и термопарным проводам. Для средней части образца, где расположены холловские зонды, не-

трудно получить, что величина:

$$grad_x T\left(\frac{\ell}{2}\right) = \frac{\alpha \cdot j T_{cp}}{\lambda(1+\gamma')}, \quad (133)$$

где

$$\gamma' = \frac{\alpha \gamma_1}{2\lambda_0} + \frac{1}{6} \frac{\alpha}{\lambda_0} \frac{\gamma_1^2 (\gamma_1 + z_1)}{\ell z_1} + \frac{\gamma_1}{2\lambda_0 z_1 \ell} \sum_{n=1}^3 \alpha d_n \lambda_n c_n. \quad (134)$$

Подставляя (133) в формулу (132), имеем:

$$E_{H3} = B(z, \mu^*) \frac{\kappa}{\ell \alpha} \cdot \frac{J_0}{(1+\gamma')} \cdot E_{H33}. \quad (135)$$

Таким образом, с учетом (131) и (135) окончательная формула для определения эдс Холла в реальных условиях эксперимента будет:

$$E_{1,4} = E_{H33} \left\{ 1 + B(z, \mu^*) \frac{\kappa}{\ell \cdot z_1} \cdot J_0 \left[\frac{1}{1+\xi} + \frac{1}{1+\gamma'} \right] \right\}. \quad (136)$$

Полученное выражение показывает, что влияние паразитных эффектов Эттингсгаузена и Нернста-Эттингсгаузена на точность определения эдс Холла будет тем сильнее, чем больше критерий Иоффе исследуемого материала, и при достаточно больших J_0 может существенно исказить результаты измерений. Так, например, в случае атомного полупроводника при рассеянии на акустических колебаниях решетки ($z=0$), при величинах

$$\alpha = 170-180 \frac{\text{мкВ}}{\text{град}} \text{ и } J_0 = 0,6, \text{ а также с учетом тепло-}$$

отдачи погрешность в определении эдс Холла составит 20-25%.

Изменение сопротивления в магнитном поле. Рассмотрим теперь, какое влияние на точность определения относительного изменения сопротивления $\frac{\Delta \rho}{\rho_0}$ в магнитном поле оказывает продольный эффект Нернста-Эттингсгаузена, который возникает благодаря перепаду температур, вызванному эффектом Пельтье. При отсутствии магнитного поля с включением тока через образец между измерительными зондами 2,5 или 3,6 устанавливается разность потенциалов $E_p(H=0)$, равная сумме омического падения напряжения $E_{p0}(H=0)$ и термоэдс $E_\alpha(H=0)$, вызванной эффектом Пельтье. При включении магнитного поля меж-

ду измерительными зондами появляются дополнительные эдс

$E_{\Delta p}(H \neq 0)$ и $E_{H3}^{np}(H \neq 0)$, обусловленные, соответственно, изменением сопротивления образца и продольным эффектом Нернста-Эттингсгаузена:

$$E_p(H \neq 0) = E_{p0}(H=0) + E_\alpha(H=0) + E_{\Delta p}(H \neq 0) + E_{H3}^{np}(H \neq 0). \quad (137)$$

Легко видеть, что с учетом эффектов Пельтье и Нернста-Эттингсгаузена формула для относительного изменения сопротивления в магнитном поле принимает вид:

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_0} = \frac{\Delta \rho}{\rho} \cdot \frac{\left[1 + \frac{E_\alpha(H=0)}{E_{p0}(H=0)} \right]}{\left[1 + \frac{E_{H3}^{np}(H \neq 0)}{E_{\Delta p}(H \neq 0)} \right]}. \quad (138)$$

Полученное выражение может быть преобразовано, если заменить значения входящих в него величин. Так, величина термоэдс, связанная с эффектом Пельтье, согласно (133)

$$E_\alpha = \frac{j \alpha^2 T_{cp} \cdot \ell_3}{\lambda_0 (1+\gamma')}.$$

Омическое падение напряжения

$$E_{p0}(H=0) = j \rho_0 \ell_3.$$

Затем в слабом магнитном поле [2] продольная эдс Нернста - Эттингсгаузена и относительное изменение сопротивления определяются выражениями:

$$E_{H3}^{np} = c(z, \mu^*) \frac{\kappa}{\ell} \left(\frac{UH}{c} \right)^2 \Delta T_x, \quad (139)$$

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \mathcal{D}(z, \mu^*) \left(\frac{UH}{c} \right)^2. \quad (140)$$

Заменяя значения E_{α} , E_{ρ_0} , $E_{H\alpha}$ и $E_{\Delta\rho}$ в формуле (138), получаем окончательное выражение для относительного изменения магнитосопротивления:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\Delta\rho}{\rho} \cdot \frac{\left[1 + \frac{J_0}{(1+\gamma')}\right]}{\left[1 + \frac{G(\tau, \mu^*)}{D(\tau, \mu^*)} \cdot \frac{\kappa}{e\mathcal{L}_1} \cdot \frac{J_0}{(1+\gamma')}\right]}. \quad (141)$$

Таким образом, формула (141) показывает, что получаемое в опыте измеренное значение $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ отличается от истинного изменения магнитосопротивления на некоторую величину, стоящую в квадратных скобках. Указанная поправка зависит от природы образца и условий эксперимента, и её роль в практике физических исследований может быть количественно определена.

Укажем, что, строго говоря, следовало бы также учесть и эффекты Нернста и Мадж-Риги-Ледюка. Однако для простоты и в силу их малости по сравнению с приведенными выше они здесь не рассматриваются.

Поперечный эффект Нернста - Эттингсгаузена. При помещении в магнитное поле образца, вдоль которого имеется перепад температуры, в нем возникают два поперечных термомангнитных эффекта: эффект Нернста - Эттингсгаузена - эдс $E_{H\alpha}$, возникающая в направлении, перпендикулярном направлению градиента температуры магнитного поля, и эффект Риги-Ледюка - перепад температуры ΔT_y , возникающий в том же направлении и приводящий к появлению термоэдс $E_{\rho\lambda}$, которая накладывается на эдс $E_{H\alpha} (grad_y T=0)$. Таким образом, полная эдс в направлении "y" на зондах I, 4 имеет вид:

$$E_{H\alpha} = E_{H\alpha} (grad_y T=0) + E_{\rho\lambda}. \quad (142)$$

Эдс Риги-Ледюка [22] определяется выражением:

$$E_{\rho\lambda} = G(\tau, \mu^*) \alpha \sigma_0 \cdot R_x H \cdot y, \frac{\lambda_{\alpha}}{\lambda_0} grad_x T. \quad (143)$$

Коэффициент $G(\tau, \mu^*)$ для невырожденного и вырожденного полупроводника, соответственно, будет:

$$G_{нев.}(\tau, \mu^*) = \frac{(\tau + \frac{1}{2})^2 + \frac{3}{2}}{\tau + 2}, \quad (144)$$

$$G_{выр.}(\tau, \mu^*) = 1. \quad (145)$$

Или, окончательно, учитывая также и влияние теплоотдачи с поверхности образца, имеем:

$$E_{H\alpha} = E_{H\alpha} (grad_y T=0) \left[1 + \frac{G(\tau, \mu^*)}{B(\tau, \mu^*)} \cdot \frac{\alpha \cdot \ell}{\kappa} \cdot \frac{\lambda_{\alpha}}{\lambda_0} (1-\xi) \right]. \quad (146)$$

Полученную формулу можно преобразовать, заменив в ней на основании закона Видемана-Франца [20] электронную составляющую коэффициента теплопроводности

$$\lambda_{\alpha невр.} = (\tau + 2) \left(\frac{\kappa}{e}\right)^2 \sigma_0 T,$$

$$\lambda_{\alpha выр.} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{\kappa}{e}\right)^2 \sigma_0 T.$$

Тогда с учетом теплоотдачи в невырожденном полупроводнике

$$E_{H\alpha} = E_{H\alpha} (grad_y T=0) \left[1 + \frac{(\tau + \frac{1}{2})^2 + \frac{3}{2}}{(\tau - \frac{1}{2})} \cdot \frac{\kappa}{e\mathcal{L}_1} \cdot \frac{J_0}{\lambda_0} (1-\xi) \right] \quad (147)$$

и в вырожденном полупроводнике

$$E_{H\alpha} = E_{H\alpha} (grad_y T=0) \left[1 + \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{2\tau + 2}{2\tau - 1} \left(\frac{\kappa}{e\mathcal{L}_1}\right)^2 \frac{J_0}{\lambda_0} (1-\xi) \right]. \quad (148)$$

Полученное выражение количественно характеризует разницу между истинной и измеряемой величинами эффекта Нернста-Эттингсгаузена на холловских зондах I, 4.

Следует отметить, что величина суммарной эдс при определении эффекта Холла может быть уточнена за счет влияния эффекта Риги-Ледюка, создаваемого эффектом Пельтье на торцах образца при прохождении через него тока. Для этого, подставляя (I46) в (I36), после несложных преобразований получаем:

$$E_{1,4} = E_{x43} \left\{ 1 + B(z, \mu^*) \frac{\kappa J_0}{2d} \left[\frac{1}{1-\xi} + \frac{1}{1+\eta} \right] + G(z, \mu^*) \frac{\lambda_2}{\lambda_0} \frac{(1-\xi)}{(1+\eta)} J_0 \right\}. \quad (I49)$$

Проведенный анализ показывает, что значительные ошибки могут возникать, если вычислять кинетические коэффициенты в проводниках первого рода по формулам, выведенным из предположения о существовании в исследуемом объекте только одной парной комбинации внешних силовых полей (например, $E+N$ или $T+N$) на основе экспериментального исследования гальвано- и термомагнитных эффектов в реальных условиях, когда, кроме этой комбинации силовых полей, существуют и другие факторы воздействия (например, тепловые поля, обусловленные неизотермичностью образца, тепловыми потерями с его поверхности, а также внутренние тепловые и электрические поля, появившиеся в результате взаимного влияния термоэлектрических, гальвано- и термомагнитных эффектов друг на друга). Полученные формулы позволяют количественно учитывать влияние этих факторов.

Таким образом, перед экспериментатором появляются две возможности: либо определять, например, основные гальвано- и термомагнитные эффекты по формулам (I4I), (I47), (I48) и (I49), либо попытаться найти такой метод физического исследования, который бы позволил непосредственно в ходе эксперимента отделять одни эффекты от других и наблюдать их не в совокупности, а раздельно.

В следующем параграфе описывается предложенный автором [3I] метод физического исследования, позволяющий осуществить эту задачу.

§ 9. Исследование гальвано- и термомагнитных эффектов по методу вариации теплового, магнитного и электрического полей

Рассмотрим возможность применения метода вариации факторов внешнего воздействия к экспериментальному определению гальвано- и термомагнитных эффектов. Отличие излагаемого ниже метода от известных заключается в том, что исследуемый образец подвергают последовательно суммирующемуся воздействию внешних теплового, магнитного и электрического полей и далее последовательно снимают магнитное и электрическое поля, регистрируют во времени изменение результирующей эдс и о каждом эффекте судят по граничным точкам переходных процессов, возникающих при воздействии и снятии соответствующих полей. Так, изотермические эффекты Холла и магнетосопротивления практически мгновенно устанавливаются при включении магнитного поля и тока и также мгновенно исчезают при их выключении; поперечный и продольный эффекты Нернста-Эттингсгаузена также мгновенно устанавливаются и исчезают под воздействием теплового градиента при включении и выключении магнитного поля. Эффекты же Пельтье, Эттингсгаузена, Риги-Ледюка, Маджи-Риги-Ледюка, Нернста и различного рода паразитные термоэдс, связанные с изменением распределения температуры в образце, устанавливаются за время, много большее, чем первые эффекты. Это обстоятельство и позволяет разделить во времени безынерционные эффекты от инерционных, если включение и выключение магнитного, электрического и теплового полей производить в указанной выше последовательности. В общем случае на холловских зондах полная разность потенциалов

$$V_{1,4} = V_{T3} + V_{H3} + V_{RA} + V_{X} + V_R + V_3 + V_d + V_{H3I} + V_{RAI}, \quad (I50)$$

а при измерении продольных эффектов (зонды 2,5 или 3,6)

$$V_{2,5} = V_{T3}^{np} + V_{H3}^{np} + V_{RA}^{np} + V_{\rho_0}^{np} + V_{\Delta\rho} + V_N + V_{H3I}^{np} + V_{RAI}^{np}. \quad (I51)$$

Здесь V_R — омическое падение напряжения на участке образца

длиной Δl ; V_{T3} и V_{T3}^{np} — термоэдс при $J=0$ и $H=0$;

V_{Hd} и V_H вызваны продольными эффектами Маджи-Риги-Ледюка и Нернста; для полного описания суммарных значений $V_{1,4}$ и $V_{2,5}$ нами принято во внимание также и влияние вторичных эффектов, появляющихся за счет асимметрии зондов и теплоты Пельтье ($V_{Hдп}$, $V_{Рдп}$ и $V_{Hдп}^{пр}$, $V_{Рдп}^{пр}$).

Предлагаемый способ предусматривает последовательное суммирование воздействие на исследуемый образец внешних полей, например, в следующем порядке: теплового поля с градиентом, направленным вдоль протекания тока в образце, магнитного поля и электрического поля. Далее, с образца снимают магнитное и электрическое поля. Временная выдержка при воздействии и снятии полей обусловлена временем стационарных состояний, которые зависят от физических свойств и геометрии образца. Результирующую величину электрических сигналов, снимаемых с холловских или продольных зондов, фиксируют быстродействующим регистрирующим прибором. Анализируя полученную эпюру, определяют численные значения величин, соответствующих каждому гальвано- и термомагнитному эффекту в исследуемом материале. Для примера ниже описывается один из вариантов алгоритмов физического исследования поперечных (табл.9) и продольных (табл.10) гальвано- и термомагнитных явлений в твердых телах.

В таблицы 9 и 10 (а также и в последующие) включены С.И.П. V_{Hd} и V_{Rd} , характеризующие величины напряженности магнитного поля и силы тока через образец, соответственно.

Из рассмотрения алгоритмов физического исследования, приведенных в табл. 9 и табл. 10, видно, что при определении поперечных гальвано- и термомагнитных эффектов в исследуемом образце имеет место следующая динамика изменения результирующей эдс (рис. 76): при воздействии градиента теплового поля возникает термоэдс, обусловленная асимметрией холловских электродов $V_{Tз}$; при воздействии магнитного поля появляются эдс, обусловленные безынерционным термомагнитным эффектом Нернста-Эттингсгаузена $V_{Hз}$ и инерционным эффектом Риги-Ледюка $V_{Рд}$. При воздействии электрического поля E возникают безынерционные эдс Холла V_x и омическое падение напряжения V_R , вызванное асимметрией холловских электродов, а также инерцион-

Т а б л и ц а 9

А.Ф.И. поперечных гальвано- и термомагнитных эффектов

Оператор вариации Ф.В.					Оператор регистрации С.И.П.				
Операция группир. Ф.В.		Операция воздейст.			Операция группир. С.И.П.		Операция измерения		
Ступени	Группы Ф.В.	Абс. вел. Ф.В.	Напр. прилож.	Длит. возд. сек.	Посл. регистрации	Группы С.И.П.	Масшт. изм. шкалы	Полярность сигна.	Длит. регистрации, сек.
1.	T	$T_1 - T_2 (T)$	$\begin{matrix} z \\ y \end{matrix} \begin{matrix} x \\ -x \end{matrix}$	До окончания опыта	1	$V_{T(2,3)}$	10mv	+	2
2.	$grad T_z$	$grad T_z$	$-x$	Пост.	2	$V_{2,5}$	1mv	+	2
	H	$H=0$	$\uparrow z$	6	3	$V_{3,6}$	1mv	+	2
	J	$J=0$	$-x$	6	4	$V_{Tз}$	1mv	+	2
3.	$grad T_z$	$grad T_z$	$-x$	Пост.	5	$V_{Tз} + V_{Hз} + V_{Рд}$	1mv	+	60-120
	H	$H=H_1$	$\uparrow z$	60-120					
	J	$J=0$	$-x$	60-120					
4.	$grad T_z$	$grad T_z$	$-x$	Пост.	6	$(V_{Tз} + V_{Hз} + V_{Рд}) + (V_x + V_R) + (V_{Hдп} + V_{Рдп}) + (V_{Hдп}^{пр} + V_{Рдп}^{пр})$	1mv	+	60-120
	H	$H=H_1$	$\uparrow z$	60-120	7	$V_{Rд}$	10mv	+	2
	J	$J=J_1$	$-x$	60-120	8	$V_{Hд}$	10mv	+	2
5.	T	$T_1 - T_2 (T)$	$\begin{matrix} z \\ y \end{matrix} \begin{matrix} x \\ -x \end{matrix}$	До окончания опыта	9	$T_{V(2,3)}$	10mv	+	2
6.	$grad T_z$	$grad T_z$	$-x$	Пост.	10	$(V_x + V_{Hз} + V_{Hдп}) + (V_{Hдп}^{пр} + V_{Рдп}^{пр}) + (V_{Rд} + V_{Рдп}) + V_{Tз}$	1mv	+	60-120
	H	$H=0$	$\uparrow z$	60-120					
	J	$J=J_1$	$-x$	60-120					
7.	$grad T_z$	$grad T_z$	$-x$	Пост.	11	$(V_R + V_x) + V_{Tз}$	1mv	+	60-120
	H	$H=0$	$\uparrow z$	60-120					
	J	$J=0$	$-x$	60-120					

Таблица I O

А.Ф.И. продольных гальвано- и термомагнитных эффектов

Оператор вариации Ф.В.					Оператор регистрации С.И.П.				
Операция группир. Ф.В.		Операция воздействия			Операция группир. С.И.П.		Операция измерения		
Ступени	Группы Ф.В.	Абс. вел. Ф.В.	Напр. прилож.	Длит. возд., сек.	Посл. регистр.	Группы С.И.П.	Масшт. изм. шкалы	Полярность сигн.	Длит. регистрации, сек.
1.	T_1	$T_1 - T_1(t)$	$\begin{matrix} z \\ y \end{matrix} \begin{matrix} \nearrow \\ \searrow \end{matrix} x$	До оконч. опыта	I	$V_{T(2,3)}$	10mv	+	2
2.	$grad T_2$	$grad T_2$	$\rightarrow x$	Пост.	2	$V_{2,5}$	1mv	+	2
	H	$H=0$	$\uparrow y$	4	3	$V_{3,6}$	1mv	+	2
	J	$J=0$	$\rightarrow x$	4					
	J	$J=0$	$\rightarrow x$	4	3	$V_{3,6}$	1mv	+	2
3.	$grad T_2$	$grad T_2$	$\rightarrow x$	Пост.	4	$V_{2,5} + (V_{H3}^{np} + V_{MPL})$	1mv	+	60-120
	H	$H=H_1$	$\uparrow z$	60-120					
	J	$J=0$	$\rightarrow x$	60-120					
4.	$grad T_2$	$grad T_2$	$\rightarrow x$	Пост.	5	$V_{2,5} + (V_{H3}^{np} + V_{MPL}) + (V_p + V_H + V_{H3}^{np} + V_{MPL})$	1mv	+	60-120
	H	$H=H_1$	$\uparrow z$	60-120	6	V_{JR}	10mv	+	2
	J	$J=J_1$	$\rightarrow x$	60-120	7	V_{3H}	10mv	+	2
5.	T_1	$T_1 - T_1(t)$	$\begin{matrix} z \\ y \end{matrix} \begin{matrix} \nearrow \\ \searrow \end{matrix} x$	До оконч. опыта	8	$V_{2,3}$	10mv	+	2
6.	$grad T_2$	$grad T_2$	$\rightarrow x$	Пост.	9	$(V_{pR} + V_{H3}^{np} + V_{MPL}) + (V_{MPL} + V_H + V_{H3}^{np} + V_{MPL})$	1mv	+	60-120
	H	$H=0$	$\uparrow z$	60-120					
	J	$J=J_1$	$\rightarrow x$	60-120					
	J	$J=0$	$\rightarrow x$	60-120					
7.	$grad T_2$	$grad T_2$	$\rightarrow x$	Пост.	10	$(V_p + V_{H3}^{np}) + V_{2,5}$	1mv	+	60-120
	H	$H=0$	$\uparrow z$	60-120	II	$V_{3,6}$	1mv	+	2
	J	$J=0$	$\rightarrow x$	60-120					
	J	$J=0$	$\rightarrow x$	60-120					

ные эффекты - эдс Эттингсгаузена V_9 и термоэдс V_α , V_{H3} и V_{MPL} , обусловленные термоэлектрическим эффектом Пельтье. При снятии магнитного поля исчезают безынерционные эдс - V_{H3} , V_α и V_{H3} и инерционные - V_9 , V_{pR} , V_{MPL} . При снятии электрического поля исчезают безынерционное падение напряжения V_R и инерционная термоэдс V_α .

При определении продольных гальвано-и термомагнитных эффектов в исследуемом образце динамика результирующей эдс имеет следующий вид (рис. 7в): при воздействии градиента теплового поля на потенциальных электродах появляется термоэдс V_{T2}^{np} , при воздействии магнитного поля возникает эдс V_{H3}^{np} , обусловленная безынерционным эффектом Нернста-Эттингсгаузена и эдс

V_{MPL} , вызванная инерционным эффектом Маджи-Риги-Ледюка. При воздействии электрического поля появляются безынерционные эдс V_{pR} , обусловленные изменением омического сопротивления образца в магнитном поле и омическим падением напряжения V_R , а также инерционные эдс V_H , V_α^{np} и V_{H3}^{np} , вызванные эффектами Нернста и Пельтье. При снятии магнитного поля исчезают безынерционные эдс V_{H3}^{np} , V_{pR} и V_{H3}^{np} , а также

инерционные V_H , V_{MPL} и V_{MPL} . При снятии электрического поля исчезают безынерционное падение напряжения V_R и инерционная термоэдс V_α^{np} .

Следует указать, что поскольку различные поперечные и продольные гальвано- и термомагнитные эффекты по абсолютной величине значительно отличаются друг от друга, то для получения высокой точности измерения необходимо предусматривать возможность записи результирующей эпюры электрических сигналов таким образом, чтобы каждый отдельный С.И.П. регистрировался в соответствующем измерительном масштабе.

На рис. 7б, в* приведены соответственно для поперечных и продольных эффектов типичные эпюры эдс и падения напряжений, регистрируемых на диаграммной ленте прибора. На основании кривых, изображенных на этих рисунках, легко найти величины эдс, обусловленные основными гальвано- и термомагнитными эффектами, а также величины термоэдс и омического падения напряжения на зондах в отсутствие магнитного поля при соответствующих значениях величин T_{cp} и ΔT . Вычисление средней температуры для

любого измерительного цикла производится по формуле:

$$T_{cp} = [V_T(\tau_1) + V_T(\tau_2) + V_T(\tau_3)] / 3\alpha_{TH}. \quad (152)$$

Перепад температуры между точками крепления термопар, знание которого необходимо для определения коэффициентов термоэдс, продольного и поперечного эффектов Нернста-Эттингсгаузена, вычисляется из выражения:

$$\Delta T = [V_{2,5}(\tau_2) - V_{3,6}(\tau_2)] / \alpha_{TH}. \quad (153)$$

Определение кинетических коэффициентов производится по следующим формулам:

коэффициент термоэдс по методу, изложенному в § 4:

$$\alpha(T) = \frac{1}{2} \left[\frac{V_{2,5}(\tau_2) + V_{3,6}(\tau_2)}{V_{2,5}(\tau_2) - V_{3,6}(\tau_2)} \alpha_{TH} + (\alpha_{2,5\text{от}} - \alpha_{3,6\text{от}}) \right]. \quad (154)$$

Аналогично определяется величина $\alpha(T)$ и в последующих измерительных циклах.

постоянная поперечного эффекта Нернста-Эттингсгаузена

$$Q = V_{N\epsilon}(\tau_2) \alpha_{TH} e \cdot 10^8 / H y, (V_{2,5}(\tau_2) - V_{3,6}(\tau_2)) \left[\frac{\text{см}^2}{\text{сек.град}} \right] \quad (155)$$

изотермическая постоянная Холла

$$R_x = [(V_x + V_R) \tau_5 - (V_R) \tau_6] z_1 \cdot 10^8 / JH; \quad (156)$$

относительное изменение коэффициента термоэдс магнитном поле (продольный эффект Нернста-Эттингсгаузена)

$$\Delta \alpha / \alpha = V_{N\epsilon}^{np} / V_{\alpha}^{np} = V_{N\epsilon}^{np}(\tau_3) / V_{2,5}(\tau_3), \quad (157)$$

относительное изменение удельного сопротивления в магнитном поле

$$\Delta \rho / \rho = V_{\rho} / V_{\rho_0} = [V_{\rho}(\tau_2) - V_{\rho_0}(\tau_2)] / V_{\rho_0}(\tau_2); \quad (158)$$

электропроводность

$$\sigma_0 = \frac{c_2}{y_1 z_1} \cdot \frac{J}{V_{\rho_0}}. \quad (159)$$

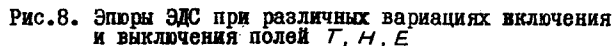
Итак, как было показано выше, применение принципа программной вариации Ф.В.В. к исследованию гальвано- и термо-магнитных явлений позволяет в процессе одного эксперимента определять эффекты, возникающие в исследуемом материале вследствие взаимодействия в нем внешних и внутренних силовых полей (тепловых, магнитных и электрических). Вместе с тем следует особо подчеркнуть важность правильного выбора программы вариации факторов внешнего воздействия. Так, при исследовании гальвано- и термомагнитных (ГТМ) явлений в зависимости от цели эксперимента возможные варианты программ можно разбить на два типа:

1. программы, предназначенные для определения всех ГТМ эффектов (как безынерционных, так и инерционных);
2. программы, составленные для определения только основных (безынерционных) ГТМ эффектов.

В обоих случаях требуется: а) так варьировать Ф.В.В., чтобы длительность их включения была минимальной, и б) осуществлять реализацию поставленной цели при наименьшем количестве операций воздействия.

Рассматривая с этой точки зрения алгоритмы физического исследования, приведенные в таблицах 9 и 10, видим, что они относятся к программам I-го типа; не позволяют однозначно определять все ГТМ эффекты (не определяются эффекты Эттингсгаузена и Нернста), вычисление истинной величины эдс Холла становится возможным лишь после седьмой операции действия, а не сразу же после четвертой.

Составим в соответствии с указанной классификацией несколько других вариантов программ I-го типа и найдем среди них оптимальную. На рис. 8а, б, в, г, д приведены результирующие эпюры пяти вариантов программ и выписанные под ними операции воздействия. Как нетрудно видеть, в случаях (а) и (г) эффекты полностью не разделяются, а в (б), (в) и (д) — эффекты разделяются полностью; вариации (в) и (д) имеют преимущества перед (б), поскольку в них отсутствуют вторичные эффекты, обусловленные теплотой Пельтье. Вариация (д) позволяет определять все ГТМ эффекты за наименьшее количество операций воз-



Ниже, в табл. II, приводится полный алгоритм физического исследования программы первого типа:

Т а б л и ц а II
А.Ф.И. поперечных гальвано- и термомагнитных эффектов (I тип)

Оператор вариации Ф.В.					Оператор регистрации С.И.П.				
Операция группир. Ф.В.		Операция воздейст.			Операция группир. С.И.П.		Операция измерения		
Ступени	Группы Ф.В.	Абс. вел. Ф.В.	Напр. прилож.	Длит. возд., сек.	Посл. регистрации	Группы С.И.П.	Масш. изм. шкалы	Полярность ситн.	Длит. регистрации, сек.
1.	T_1	$T_1 - T_1(t)$	$\begin{matrix} z \\ y \end{matrix} \begin{matrix} \nearrow \\ \searrow \end{matrix} x$	До окончания опыта	I	$V_{T(2,3)}$	10 mv	+	2
2.	$grad T_3$	$grad T_3$	$\rightarrow x$	Пост.	2	$V_{2,5}$	1 mv	+	2
	H	$H=0$	$\uparrow z$	6	3	$V_{3,6}$	1 mv	+	2
	J	$J=0$	$\rightarrow x$	6	4	$V_{7,9}$	1 mv	+	2
3.	$grad T_3$	$grad T_3$	$\rightarrow x$	Пост.	5	$V_{7,9} + V_{12} + V_{15}$	1 mv	+	60-120
	H	$H=H_1$	$\uparrow z$	60-120					
	J	$J=0$	$\rightarrow x$	60-120					
4.	$grad T_3$	$grad T_3$	$\rightarrow x$	Пост.	6	$V_{7,9} + (-V_{12} + V_{15}) + (-V_{18} + V_{21})$	1 mv	+	60-120
	H	$H=0$	$\uparrow z$	60-120					
	J	$J=J_1$	$\rightarrow x$	60-120					
5.	$grad T_3$	$grad T_3$	$\rightarrow x$	Пост.	7	$V_{7,9} + (V_{12} + V_{15}) + (V_{18} + V_{21})$	1 mv	+	60-120
	H	$H=H_1$	$\uparrow z$	60-120	8	$V_{2,5}$	10 mv	+	2
	J	$J=J_1$	$\rightarrow x$	60-120	9	$V_{7,9}$	10 mv	+	2
6.	T_1	$T_1 - T_1(t)$	$\begin{matrix} z \\ y \end{matrix} \begin{matrix} \nearrow \\ \searrow \end{matrix} x$	До окончания опыта	10	$V_{T(2,3)}$	10 mv	±	2
7.	$grad T_3$	$grad T_3$	$\rightarrow x$	Пост.	II	$(V_{12} + V_{15} + V_{18} + V_{21}) + V_{7,9}$	1 mv	+	60-120
	H	$H=0$	$\uparrow z$	60-120					
	J	$J=0$	$\rightarrow x$	60-120					

Рассмотрим теперь программы второго типа. Отличительной особенностью изложенного метода является возможность резкого уменьшения длительности эксперимента при исследовании кинетических коэффициентов, благодаря использованию основных безинерционных гальвано- и термомагнитных эффектов (Холла, Нернста-Эттингсгаузена и магнетосопротивления) путем исключения из алгоритма физического исследования (табл. 9, 10, 11) той его части, которая связана с измерением инерционных эффектов [3]. Приведем в связи с этим три алгоритма физического исследования, составленные для раздельного определения а) поперечных, б) продольных, а также совместного определения в) поперечных и продольных эффектов.

Алгоритм физического исследования, упомянутый в пункте а), приведен в табл. 12.

Из таблицы 12 следует: 1) А.Ф.И. поперечных ГТМ состоит из семи операций воздействия и 2) при регистрации С.И.П. с быстроедействием, равным 1 сек, общее время, затрачиваемое на проведение одного измерительного цикла, составляет 18 сек.

А.Ф.И. основных продольных ГТМ представлен в табл. 13.

Здесь также А.Ф.И. состоит из семи операций воздействия, а общее время, затрачиваемое на проведение одного измерительного цикла, составляет также 16 сек.

Ниже приводится алгоритм физического исследования, предусматривающий совместное определение поперечных и продольных ГТМ явлений (см. табл. 14).

Из приведенной таблицы видно, что А.Ф.И. состоит по-прежнему из семи операций воздействия. Далее, время, затрачиваемое на проведение одного измерительного цикла, составляет 24 секунды, то есть на совмещенную программу исследования требуется значительно меньше времени, чем при выполнении двух раздельных измерительных циклов.

Представляет интерес оценить общее время и количество измерительных циклов, необходимых для исследования характера изменения кинетических коэффициентов в интервале температур в 1000°. При скорости линейного нагрева $v = 5$ град/мин требуется всего 200 минут для прохождения указанного интервала температур. За это время будет зафиксировано 666 (табл. 12) и 70 (табл. 13) измерительных циклов, то есть разрешающая способность эксперимента составит, соответственно, 0,67 и 0,7 экспериментальных точек на градус (примерно 2,7 - 3 экспериментальных значения каждого кинетического коэффициента в интервале четырех градусов изменения температуры окружающей среды).

Таблица I2

А.Ф.И. основных поперечных гальвано- и термомагнитных эффектов

Оператор вариации $\Phi.B.$					Оператор регистрации С.И.П.				
Операция группир.		Операция воздействия			Операция группир. С.И.П.		Операция измерен.		
Ступени	Группы $\Phi.B.$	Абс. вел. $\Phi.B.$	Напр. прилож.	Длит. возд., сек.	Посл. регистрация	Группы СИП	Масшт. изм. шкалы	Полярность сигн.	Длит. регистрации, сек.
I.	I_1	$I_1 - I_1(t)$	$\begin{matrix} z \\ y \end{matrix} \begin{matrix} \nearrow \\ \searrow \end{matrix} x$	До оконч. опыта	I	$V_{2,3}$	10mv	+	2
2.	$grad I_3$ H	$grad I_3$ H=0	$\rightarrow x$ $\uparrow z$	Пост. 6	2 3	$V_{2,5}$ $V_{3,6}$	1mv 1mv	+	2
	J	J=0	$\rightarrow x$	6	4	$V_{7,9}$	1mv	+	2
3.	$grad I_3$ H	$grad I_3$ H=H ₁	$\rightarrow x$ $\uparrow z$	Пост. 2	5	$V_{7,9} + V_{H,3}$	1mv	+	2
	J	J=0	$\rightarrow x$	2					
4.	$grad I_3$ H	$grad I_3$ H=0	$\rightarrow x$ $\uparrow z$	Пост. 2	6	$V_{7,9} + V_{R,3}$	1mv	+	2
	J	J=J ₁	$\rightarrow x$	2					
5.	$grad I_3$ H	$grad I_3$ H=H ₁	$\rightarrow x$ $\uparrow z$	Пост. 2	7	$V_{7,9} + V_{J,3} + V_{H,3} + V_{R,3}$	1mv	+	2
	J	J=J ₁	$\rightarrow x$	2					
6.	$grad I_3$ H	$grad I_3$ H=0	$\rightarrow x$ $\uparrow z$	Пост. 2	8	$V_{J,R}$	10mv	+	2
	J	J=J ₁	$\rightarrow x$	2					
7.	$grad I_3$ H	$grad I_3$ H=H ₁	$\rightarrow x$ $\uparrow z$	Пост. 2	9	$V_{J,H}$	10mv	+	2
	J	J=0	$\rightarrow x$	2					

Таблица I3

А.Ф.И. основных продольных гальвано-и термомагнитных эффектов

Оператор вариации $\Phi.B.$					Оператор регистрации С.И.П.				
Операция групп. $\Phi.B.$		Операция воздействия			Операция группир. С.И.П.		Операция измерения		
Ступени	Группы $\Phi.B.$	Абс. вел. $\Phi.B.$	Напр. прилож.	Длит. возд., сек.	Посл. регистрация	Группы С.И.П.	Масшт. изм. шкалы	Полярность сигн.	Длит. регистрации, сек.
I.	I_1	$I_1 - I_1(t)$	$\begin{matrix} z \\ y \end{matrix} \begin{matrix} \nearrow \\ \searrow \end{matrix} x$	До оконч. опыта	I	$V_{7(2,3)}$	10mv	+	2
2.	$grad I_3$ H	$grad I_3$ H=0	$\rightarrow x$ $\uparrow y$	Пост. 4	2	$V_{2,5}$	1mv	+	2
	J	J=0	$\rightarrow x$	4	3	$V_{3,6}$	1mv	+	2
3.	$grad I_3$ H	$grad I_3$ H=H ₁	$\rightarrow x$ $\uparrow z$	Пост. 2	4	$V_{3,6} + V_{H,3}^{np}$	1mv	+	2
	J	J=0	$\rightarrow x$	2					
4.	$grad I_3$ H	$grad I_3$ H=0	$\rightarrow x$ $\uparrow z$	Пост. 2	5	$V_{3,6} + V_{J,3}$	1mv	+	2
	J	J=J ₁	$\rightarrow x$	2					
5.	$grad I_3$ H	$grad I_3$ H=H ₁	$\rightarrow x$ $\uparrow z$	Пост. 2	6	$V_{3,6} + V_{J,3}^{np} + V_{R,3}$	1mv	+	2
	J	J=J ₁	$\rightarrow x$	2					
6.	$grad I_3$ H	$grad I_3$ H=H ₁	$\rightarrow x$ $\uparrow z$	Пост. 2	7	$V_{J,H}$	10mv	+	2
	J	J=0	$\rightarrow x$	2					
7.	$grad I_3$ H	$grad I_3$ H=0	$\rightarrow x$ $\uparrow z$	Пост. 2	8	$V_{J,R}$	10mv	+	2
	J	J=J ₁	$\rightarrow x$	2					

А.Ф.И. основных поперечных и продольных гальвано-и термо-
магнитных эффектов

Оператор вариации Ф.В.					Оператор регистрации С.И.П.				
Операция группировки Ф.В.		Операция воздейст.			Операция группир. С.И.П.		Операция измерения		
Ступени	Группы Ф.В.	Абс. вел. Ф.В.	Напр. прилож.	Длит. возд., сек.	Посл. регистр. трации	Группы С.И.П.	Масшт. изм. шкалы	Полярность сигн.	Длит. регистрации, сек.
I.	T_1	$T_1 = T_1(t)$	$\begin{matrix} z \\ \nearrow \\ x \end{matrix}$	До окончания опыта	I	$V_T (2,3)$	10 mv	+	2
2.	$grad T_2$	$grad T_2$	$\rightarrow x$	Пост.	2	$V_{2,5}$	1 mv	+	2
	H	$H=0$	$\uparrow z$	6	3	$V_{3,6}$	1 mv	+	2
	J	$J=0$	$\rightarrow x$	6	4	V_{T2}	1 mv	+	2
3.	$grad T_3$	$grad T_3$	$\rightarrow x$	Пост.	5	$V_{T3} + V_{H3}$	1 mv	+	2
	H	$H=H_1$	$\uparrow z$	4	6	$V_{3,6} + V_{\rho}$	1 mv	+	2
	J	$J=0$	$\rightarrow x$	4					
4.	$grad T_3$	$grad T_3$	$\rightarrow x$	Пост.	7	$V_{T3} + V_R$	1 mv	+	2
	H	$H=0$	$\uparrow z$	4	8	$V_{3,6} + V_{\rho}$	1 mv	+	2
	J	$J=J_1$	$\rightarrow x$	4					
5.	$grad T_3$	$grad T_3$	$\rightarrow x$	Пост.	9	$V_{3,6} + V_{H3} + V_{\rho}$	1 mv	+	2
	H	$H=H_1$	$\uparrow z$	4	10	$V_{T2} + V_R + V_{H2} + V_x$	1 mv	+	2
	J	$J=J_1$	$\rightarrow x$	4					
6.	$grad T_3$	$grad T_3$	$\rightarrow x$	Пост.	II	V_{JH}	10 mv	+	2
	H	$H=H_1$	$\uparrow z$	2					
	J	$J=0$	$\rightarrow x$	2					
7.	$grad T_3$	$grad T_3$	$\rightarrow x$	Пост.	I2	V_{JR}	10 mv	+	2
	H	$H=0$	$\uparrow z$	2					
	J	$J=J_1$	$\rightarrow x$	2					

Сравнивая совместный А.Ф.И. (I4) с суммой двух отдельных (I2+I3), получаем, что разрешающая способность эксперимента в первом случае составляет 0,50 экспериментальных точек на градус, а во втором - 0,35.

В заключение отметим, что существенным достоинством рассмотренных нами алгоритмов физического исследования ГТМ эффектов является также возможность осуществления следующих практических рекомендаций:

I. Разрешающая способность эксперимента может быть значительно увеличена путем регистрации С.И.П. более быстродействующим прибором. Ограничивающим фактором в этом направлении является лишь необходимость соблюдения соответствующих длительностей действия факторов внешнего воздействия, определяемых критериями термодинамики необратимых процессов [1,34].

2. Здесь были составлены алгоритмы физического исследования, в которых имеет место непрерывное изменение только одного фактора внешнего воздействия - температуры. Очевидно, что при необходимости то же самое можно применить и к другим факторам - магнитному полю и электрическому току.

3. Кратковременное наложение и снятие внешних силовых полей позволяет сделать экспериментальную установку весьма простой, поскольку, например, для создания магнитного поля достаточно иметь электромагнит постоянного тока небольших размеров (вопросы охлаждения электромагнита при дискретном кратковременном пропускании больших токов через его обмотку уже играют менее существенную роль).

В ы в о д ы

I. В работе рассмотрены вопросы формализации процесса научного эксперимента. Логическая структура эксперимента разбивается на три этапа:

а) составление программы исследования, б) получение и регистрация первичных сигналов информации в ходе эксперимента, в) составление программы переработки первичной информации и её реализация.

Для описания логической структуры эксперимента и всех её этапов введены следующие понятия: факторы внешнего и внутреннего воздействий, операции воздействия и измерения, первичные сигналы информации, операции группировки факторов воздействия

и первичных сигналов информации, операторы вариации факторов воздействия и регистрации, измерительные циклы и суммарная длительность эксперимента, первичные и вторичные параметры, алгоритмы физического исследования и переработки информации, неполный и полный физические эксперименты.

2. Показано, что методическая погрешность определения первичных параметров определяется тем, что в процессе эксперимента на объект исследования действуют не только заданные, но и неконтролируемые паразитные факторы внешнего и внутреннего воздействий. В связи с этим выдвигается принцип вариации факторов внешнего и внутреннего воздействий.

Его суть заключается в том, что существующие в данном эксперименте факторы внешнего и внутреннего воздействий (как заданные, так и неконтролируемые) накладываются на объект исследования или снимаются с него дискретно, по заранее составленной программе в определенных комбинациях — размещениях так, что каждая последующая вариация отличается от предыдущей только на один фактор или на одну перестановку в размещении.

3. Разработаны вариационные методы экспериментального определения физических свойств различных объектов исследования, отличительной особенностью которых является вариация последовательно накладываемых на объект исследования или снимаемых с него факторов внешнего воздействия, дискретной циклической регистрацией первичных сигналов информации, определяющих абсолютную величину, направление и длительность каждого из примененных в данном эксперименте факторов внешнего воздействия; дискретной циклической регистрацией первичных сигналов информации, определяющих реакцию объекта исследования на каждый отдельный или группу факторов внешнего воздействия.

4. Излагается теория методов определения теплопроводности твердых тел, основанных на вариации двух пар различных по характеру тепловых полей: нестационарного экспоненциального, направленного вдоль образца, и, соответственно, стационарного, или линейно изменяющегося во времени внешних изотермических полей окружающей среды.

Показано, что процесс охлаждения тепловой системы блок-образец-контактный слой при определенных условиях можно рассматривать как результат вариации трех независимых факторов внешнего воздействия: теплообмена блока с окружающей средой,

теплового потока через образец и теплового потока через контактный слой.

При определении температурного хода теплопроводности добавляется вариация встречных тепловых потоков, вызванных экспоненциальным охлаждением тепловой системы блок-образец и линейным нарастанием температуры тепловой камеры.

Описан метод безэталоного дифференциально термического анализа по методу вариации однородно изменяющихся тепловых полей: внешнего изотермического, линейно нарастающего во времени и внутреннего поля в самом образце, направленного параллельно или навстречу внешнему и возникающего в некотором определенном интервале температур, обусловленном появлением в нем эндо- или экзотермических эффектов. При этом вводятся два одинаково изменяющихся во времени внешних тепловых поля, каждое из которых локализуется в двух идентичных образцах в раздельных тепловых камерах.

5. Описана теория методов экспериментального определения электропроводности, коэффициента термоэдс, температуропроводности, удельной теплоемкости и критерия Иоффе полупроводниковых материалов, теория, основанная на вариации двух силовых полей: электрического и теплового. Разработаны алгоритмы физического исследования — электропроводности, температурной зависимости электропроводности и коэффициента термоэдс, температурной зависимости электропроводности, коэффициента термоэдс и температуропроводности; критерия термоэлектрической эффективности в совмещенном режиме включения и выключения тока и измерения первичных сигналов информации на измерительных зондах.

6. Проведен теоретический анализ факторов, влияющих на точность определения продольных и поперечных гальвано- и термомагнитных эффектов. Показано, что значительные ошибки могут возникать; если производить вычисление кинетических коэффициентов в проводниках первого рода по формулам, при выводе которых предполагалось существование только одной из парных комбинаций силовых полей (например, $E + H$ или $T + H$).

Полученные формулы позволяют учитывать влияние тепловых полей, обусловленных неизотермичностью образца, тепловыми потерями с его поверхности, а также внутренних электрических и тепловых полей, появляющихся в результате взаимного влияния термоэлектрических, гальвано- и термомагнитных эффектов друг

на друга.

7. Разработан метод исследования гальвано- и термомангнитных эффектов на основе вариации трех силовых полей: теплового, магнитного и электрического. Проведен анализ различных вариантов алгоритмов физического исследования двух типов: предназначенные для определения всех ГТМ эффектов как безынерционных, так и инерционных, и предназначенные для определения только основных безынерционных эффектов. При их составлении учитывались два требования: варьировать так Ф.В.В, чтобы длительность их включения была минимальной, и осуществлять реализацию заданной программы с наименьшим количеством операций воздействия. Описан А.Ф.И. всех ГТМ первого типа, полностью удовлетворяющий этим требованиям. С его помощью могут быть дополнительно определены коэффициент теплопроводности и критерий термоэлектрической эффективности из измерений эдс Эттингсгаузена; электронной и решеточной составляющих теплопроводности на основе сопоставления эффектов Эттингсгаузена и Риги-Ледюка.

Описаны три алгоритма физического исследования второго типа соответственно для раздельного измерения: а) поперечных, б) продольных, а также для совместного определения в) поперечных и продольных эффектов.

Таким образом, разработанные алгоритмы физического исследования кинетических коэффициентов в полупроводниках позволяют получать наибольшее количество физической информации в процессе одного эксперимента с высокой методической точностью и в кратчайшее время; обуславливают возможность предварительного программирования и полной автоматизации всех последующих этапов процесса проведения полного физического эксперимента.

1. Р.Хаазе. Термодинамика необратимых процессов. Изд-во "Мир", 1967.
2. А.И.Ансельм. Введение в теорию полупроводников. Физматгиз, 1962.
3. И.С.Лискер. Использование электронной вычислительной машины для комплексного исследования характеристик полупроводниковых материалов и управления физическим экспериментом. - Вычислительные системы, Новосибирск, 1963, вып.8.
4. А.В.Ликов. Теория теплопроводности. ГИТТЛ, М., 1952.
5. Г.Карслоу, Д.Егер. Теплопроводность твердых тел. Изд-во "Наука", 1964.
6. А.В.Иоффе, А.Ф.Иоффе. Простой метод измерения теплопроводности. Ж.Т.Ф. № 12, 1952.
7. А.В.Иоффе, А.Ф.Иоффе. Ж.Т.Ф. № 11, 1958.
8. И.С.Лискер. Измерение коэффициента теплопроводности полупроводников в нестационарном режиме. Сб. "Тепло-массоперенос", Изд-во АН БССР, 1962, стр. 20-33.
9. В.А.Диткин, А.П.Прудников. Справочник по операционному исчислению. Изд-во "Высшая школа", 1965.
10. Л.Г.Берг. Введение в термографию, 1961.
11. Г.О.Пилоян. Введение в теорию термического анализа. Изд-во "Наука", М., 1964.
12. Purity Control by Thermal Analysis. Proc. Internat. Symp., Amsterdam, 1957.
13. Smith. J. Electrochem., 66, 10, 1962.
14. Э.К.Келер, А.К.Кузнецов. Журнал неорганической химии, № 6, 1956.

15. А.В.Ралко. Тепломассоперенос, т.2, Изд-во АН БССР, Минск, 1962.
16. Гульдин, Бужинская и др. Журнал неорганической химии, 1963, 8, 8.
17. А.С.Хрисианов, Г.Ф.Коровятников. Заводская лаборатория, № 4, 1964.
18. И.С.Лискер, С.П.Бардеева. Способ проведения дифференциального термического анализа. Авторское свидетельство № 187384, 20.1.1964. Бюллетень изобретений № 20, 1966, стр. 147.
19. И.С.Лискер. Нестационарный метод измерения термоэлектрических и теплофизических характеристик полупроводниковых материалов. И.Ф.Ж. № 3, 1962, стр. 58-65.
20. А.Ф.Иоффе. Физика полупроводников. Изд-во АН СССР, 1957.
21. T.C.Narman, S.H.Cahn, M.J.Logan. J. Appl. Phys., 1959, N 9, p. 1351-1359.
22. T.C.Narman. J.Appl.Phys., 1958, N 9, p.1373.
23. И.С.Лискер. К вопросу об определении критерия термоэлектрической эффективности полупроводниковых материалов. ФТТ, 1966, № 4, стр. 1299-1301.
24. Б.И.Давыдов и И.М.Шмукевич. Теория электронных полупроводников. У.Ф.Н., т.24, вып. I, 1940.
25. И.М.Цидильковский. Термомагнитные явления в полупроводниках. Изд-во "Физматгиз", 1960.
26. В.П.Жузе, С.Н.Николаев. Журнал технической физики, 1953, № 5.
27. Л.С.Стильбанс. Гальваномагнитные явления. Полупроводники в науке и технике. Изд-во АН СССР, 1957.
28. Б.Н.Богомолов, В.А.Мясников. Ж.Т.Ф. № 6, 1957.
29. Putley. J.Scient. Instrum., vol.33, N 4, 1956, p.164.

30. В.И.Кайданов, И.С.Лискер. К вопросу об определении гальвано- и термомагнитных эффектов в полупроводниках. ИФЖ, 1965, № 5.
31. И.С.Лискер. Способ измерения гальвано- и термомагнитных эффектов в проводниках первого рода. Авторское свидетельство № 171913 от 14.6.1963. Бюллетень изобретений № 12, 1965.
32. Е.Д.Девяткова. Ж.Т.Ф. 27, 461, 1957.
33. Дж.Драбл, Г.Голдсмит. Теплопроводность полупроводников. И.Л., М., 1963. (перевод).
34. С.Де Гроот, П. Мазур. Неравновесная термодинамика. Изд-во "Мир", М., 1964.

Ленинградский агро-
физический институт.

Поступила в редакцию
14/VI-1967 г.