

ISSN 2079-875X

УЧЕБНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ В ОБРАЗОВАНИИ

Научно-методический журнал

ГУМАНИТАРНЫЕ НАУКИ
∞
ЕСТЕСТВЕННЫЕ НАУКИ
∞
ТЕХНИЧЕСКИЕ НАУКИ

4/2013

ISSN 2079-875X

Scientific and methodological journal

**Uчебnyi experiment
w obrazovanii**

4(68) / 2013

**Научно-методический
журнал**

**№ 4 (68) (октябрь – декабрь)
2013**

УЧРЕДИТЕЛИ ЖУРНАЛА:

ФГБОУ ВПО «Мордовский
государственный педагогический
институт имени М. Е. Евсевьева»

ФГБОУ ВПО «Московский
государственный университет
имени М. В. Ломоносова»

Академия государственного
управления при Президенте
Азербайджанской Республики

Издается с января 1997 года

Выходит
1 раз в квартал

Фактический адрес:
430007, Республика Мордовия,
г. Саранск, ул. Студенческая,
11а, каб. 221

Телефоны:
(834-2) 33-92-82
(834-2) 33-92-84

Факс:
(834-2) 33-92-67

E-mail:
edu_exp@mail.ru

Сайт:
<http://www.mordgpi.ru>

Подписной индекс в каталоге
«Пресса России»
31458

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

В. К. Свешников (главный редактор) – доктор технических наук, профессор, член корреспондент АЭН РФ
Г. Г. Зейналов (зам. главного редактора) – доктор философских наук, профессор
Т. В. Кормилицына (отв. секретарь) – кандидат физико-математических наук, доцент

ЧЛЕНЫ РЕДКОЛЛЕГИИ

Х. Х. Абушкин – кандидат педагогических наук, профессор
В. К. Битюков – доктор технических наук, профессор
Н. В. Вознесенская – кандидат педагогических наук, доцент
Р. В. Конакова – доктор технических наук, профессор
М. В. Ладошкин – кандидат физико-математических наук, доцент
С. М. Мумряева – кандидат педагогических наук, доцент
С. А. Ямашкин – доктор химических наук, профессор

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

В. В. Кадакин – кандидат педагогических наук, доцент
У. К. Алекперов – доктор биологических наук, профессор академик НАНА (Баку, Азербайджан)
П. В. Замкин – кандидат педагогических наук
В. В. Майер – доктор педагогических наук, профессор (г. Глазов)
Н. М. Мамедов – доктор философских наук, профессор (Москва)
Л. А. Микешина – доктор философских наук, профессор (Москва)
М. П. Миронова – кандидат педагогических наук, доцент
Л. А. Назаренко – доктор технических наук, профессор (Харьков, Украина)
А. М. Пашаев – доктор физико-математических наук, академик НАНА (Баку, Азербайджан)
В. П. Савинов – доктор физико-математических наук, профессор (Москва)
Т. И. Шукшина – доктор педагогических наук, профессор
Н. А. Яценко – доктор физико-математических наук, профессор (США)

*Издание журнала одобрено Министерством образования и
науки Российской Федерации
Издание реферируется ВИНТИ РАН
Журнал включен в РИНЦ*

*Журнал издан за счет средств проекта 2.2.1 Решение комплексных
проблем в области физики и математики на базе научно-
образовательного центра и научно-исследовательских лабораторий
Программы стратегического развития института на 2012 – 2016 гг.*

ISSN 2079-875X

© «Учебный эксперимент
в образовании», 2013

Scientific and methodological
journal

№ 4 (68) (october-december)
2013

JOURNAL FOUNDER:

FSBEIHPE "Mordovian State
Pedagogical Institute named
after M. E. Evseyev"

FSBEIHPE "Moscow State
University after M. Lomonosov"

The Academy of state
management under
the President
of Azerbaijan Republic

Has been published since
January 1997

Quarterly issued

Actual address:
Room 221, 11a Studencheskaya
Street, the city of Saransk,
The Republic of Mordovia,
430007

Telephone numbers:
(834-2) 33-92-82
(834-2) 33-92-84

Fax number:
(834-2) 33-92-67

E-mail:
edu_exp@mail.ru

Website:
<http://www.mordgpi.ru>

Subscription index in the cata-
logue "The Press of Russia"
31458

EDITORIAL BOARD

- V. K. Sveshnikov** (editor-in-chief) – doctor of technical Sciences, Professor, corresponding member of Academy of electrotechnical Sciences of the Russian Federation
G. G. Zeynalov (editor-in-chief assistant) – doctor philosophical Sciences, Professor
T. V. Kormilitsyna (executive secretary) – candidate of physico-mathematical Sciences, associate Professor

EDITORIAL BOARD MEMBERS

- K. K. Abushkin** – candidate of pedagogical Sciences, Professor
V. K. Bitjukov – doctor of technical Sciences, Professor
N. W. Woznesenskaya – candidate of pedagogical Sciences, associate Professor
R. V. Konakova – doctor of technical Sciences, Professor
M. W. Ladoshkin – candidate of physical and mathematical Sciences, associate Professor
S. M. Mumryaewa – candidate of pedagogical Sciences, associate Professor
S. A. Yamashkin – doctor of chemical Sciences, Professor

EDITORIAL COUNCIL

- V. V. Kadakin** – candidate of pedagogical Sciences, associate Professor (Saransk)
U. K. Alakbarov – doctor of biological Sciences, Professor, academician of the national Academy of Sciences (Baku)
P. V. Zamkin – candidate of pedagogical Sciences (Saransk)
V. V. Mayer – doctor of pedagogical Sciences, Professor (Glazov)
N. M. Mamedov – doctor of philosophical Sciences, Professor (Moscow)
L. A. Mikeshina doctor of philosophical Sciences, Professor (Moscow)
M. P. Mironova – candidate of pedagogical Sciences, associate Professor (Saransk)
L. A. Nazarenko – doctor of technical Sciences, Professor (Kharkiv)
A. M. Pashayev – doctor of physical and mathematical Sciences, academician of the national Academy of Sciences (Baku)
B. N. Savinov – doctor of physical and mathematical Sciences, Professor (Moscow)
T. I. Shukshina – doctor of pedagogical Sciences, Professor (Saransk)
N. A. Yatsenko – doctor of physical and mathematical Sciences, Professor (USA)

*Publication of the magazine approved by the Ministry of education and science of the Russian Federation
The edition is reviewed by VINITI
The journal is included in the RISC*

Journal is published by the project 2.2.1 the Solution of complex problems in the field of physics and mathematics on the basis of scientific and educational centre and scientific research laboratories of the strategic development Program of the Institute for 2012-2016

ISSN 2079-875X

© «Uchebnyi experiment
w obrazovani», 2013

ОТ РЕДАКЦИИ

РЕЗОЛЮЦИЯ

VIII Международной научно-технической конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы физики»

В столице Республики Мордовия г. Саранске с 21 по 23 октября 2013 года проходила VIII Международная научно-техническая конференция «Фундаментальные и прикладные проблемы физики». Инициатором проведения конференции явилась кафедра физики и методики обучения физике ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный педагогический институт им. М. Е. Евсевьева». Конференция проводилась при финансовой поддержке Мордовского Регионального отделения Российского Союза НИО и Саранского дома науки и техники.

Проведение этой конференции продиктовано чрезвычайной важностью совершенствования учебного процесса в образовательных учреждениях в рамках концепции модернизации образования, органически связанной с использованием важнейших достижений науки и техники.

В условиях дефицита специального оборудования и приборов чрезвычайно важна интеграция научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ, проводимых в академических институтах, научно-исследовательских организациях и учебных заведениях через обмен информацией на симпозиумах, конференциях и совещаниях.

Преподавателям физики и технических дисциплин по роду своей деятельности приходится постоянно совершенствовать демонстрационный эксперимент, участвовать в постановке новых лабораторных практикумов, разрабатывать факультативные и специальные курсы. Естественно, что решение поставленных задач возможно на основе использования научных достижений в приоритетных областях науки и техники, полупроводниковой, вакуумной и плазменной электроники, источников света и других областях.

Следует отметить, что обмен информацией о научно-технических достижениях в области физики, физики полупроводников и наноэлектроники, источников излучения будет способствовать установлению научных связей для ускорения и повышения уровня научных исследований и в плане совершенствования конструкции и технологии выпускаемых отечественной промышленностью приборов.

Поэтому не случайно регулярные международные научно-технические конференции по фундаментальным и прикладным проблемам физики проводятся в ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный педагогический институт им. М. Е. Евсевьева». Они становятся заметным явлением среди подобных мероприятий.

Для участия в VIII конференции было подано более 120 заявок из 30 городов РФ (г. Москва, г. Томск, г. Волгоград, г. Рязань, г. Минск и др.) и ближнего зарубежья (г. Киев, г. Харьков, г. Баку, г. Ташкент, г. Нукус и др.). В программу конференции было включено 98 докладов, участие приняли более 200 человек.

По результатам работы конференции оргкомитет констатирует, что более активно из принявших участие в конференции организаций и вузов ведут научные исследования:

1. По экспериментальной и теоретической физике:

Институт химических проблем НАНА (г. Баку, Азербайджан); Государственный инженерный университет Армении; Ташкентский институт инженеров железнодорожного транспорта (г. Ташкент, Республика Узбекистан); Рязанский государственный радиотехнический университет; Институт систем обработки изображений Российской академии наук (г. Самара); Каракалпакский государственный университет имени Бердаха (г. Нукус); Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе; Национальный университет Узбекистана; ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный педагогический институт им. М. Е. Евсевьева»; ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва».

2. По физике низко размерных структур:

Волгоградский государственный университет, ФГБОУ ВПО «Рязанский государственный университет имени С. А. Есенина», Львовский национальный университет имени И. Франко, Каракалпакский государственный университет им. Бердаха, ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва».

3. По физике полупроводников:

Институт физики полупроводников имени В. Е. Лашкарева (г. Киев), Институт физики НАН Азербайджана, Ташкентский институт инженеров железнодорожного транспорта, ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва», ЗАО НПК «Электровыпрямитель», ФГБОУ ВПО «Рязанский государственный университет им. С. А. Есенина», Бакинский государственный университет.

4. По источникам света, светотехнике:

«Институт систем обработки изображений» РАН, ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва», ФГБОУ ВПО «Костромской государственной университет им. Н. А. Некрасова».

5. По технике физического эксперимента:

ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный педагогический институт им. М. Е. Евсевьева», Харьковская национальная академия городского хозяйства, ФГБОУ ВПО «Рязанский государственный университет им. С. А. Есенина», ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет имени Н. П. Огарёва», ФГБОУ ВПО «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова», Институт физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси, Рязанский государственный радиотехнический университет.

6. По использованию современных достижений в учебном процессе:

ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный педагогический институт им. М. Е. Евсевьева», ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва», Национальный университет Узбекистана.

Были заслушаны доклады в области физики, физики полупроводников и диэлектриков; физики наноразмерных структур; источников излучений, светотехники; техники физического эксперимента и использования современных достижений в учебном процессе.

Особый интерес участников конференции вызвали доклады:

1. «Достижения квантовой механики в исследовании свойств атомов» (Ю. Б. Малыханов, д. ф.-м. н., профессор, МордГПИ).

2. «Проблемы разработки полупроводниковых приборов силовой электроники нового поколения на основе карбида кремния» (Е. М. Гейфман, д. т. н., профессор, ЗАО НПК «Электровыпрямитель»).

3. «Перспективы развития источников света» (П. В. Бочканов, технический директор, кандидат технических наук; ГУП РМ «Научно-исследовательский институт источников света имени А. Н. Лодыгина»).

4. «Тенденции развития методики обучения физике в педагогическом вузе» (Х. Х. Абушкин, кандидат педагогических наук, профессор; МордГПИ).

5. «Разработка и перспективы использования ионных источников щелочных металлов в технике физического эксперимента» (В. К. Свешников, член-корреспондент АЭН РФ, д. т. н., профессор, МордГПИ).

6. «Моделирование переходных процессов излучения ртутной плазмы при импульсном возбуждении» (Б. Н. Денисов, д. ф.-м. н., профессор, ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва»).

8. «Приэлектродный плазмоид в ВЧ емкостном разряде низкого давления» (В. П. Савинов, д. т. н., ФГБОУ ВПО «Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова»).

9. «Быстрая трассировка лучей в задачах расчета оптических элементов светодиодов» (Е. С. Андреев, Институт систем обработки изображений РАН).

В прениях выступили: д. ф.-м. н., профессор, Б. Н. Денисов (г. Саранск), д. ф.-м. н., В. П. Савинов (г. Москва), к. т. н., доцент, А. А. Ашрятов (г. Саранск), д. ф.-м. н., профессор, Ю. Б. Малыханов (г. Саранск), д. т. н., профессор, А. С. Федоренко (г. Саранск).

В результате обсуждения докладов в целях повышения эффективности научных исследований, проводимых в различных исследовательских группах, их внедрения в конкретные технические разработки и в учебный процесс предлагается:

1. Расширить взаимодействие ученых кафедры физики и методики обучения физике, занимающихся теоретическими исследованиями в области физики низкоразмерных структур и расчета энергии нейтральных атомов и

ионов (Н. Н. Хвастунов, В. В. Карпунин, Ю. Б. Малыханов, М. В. Горшунов), с научно-исследовательской группой профессора Н. Г. Лебедева (ФГБОУ ВПО «Волгоградский государственный университет»).

2. Активизировать на кафедре физики и методики обучения физике экспериментальные научные исследования в области конкретных приложений наноструктур в технике. В частности, в направлении применения наноструктур в светотехнике необходима более тесная кооперация ученых кафедры (под руководством профессора Х. Х. Абушкина) с учеными кафедр светотехнического факультета ФГБОУ ВПО «Мордовский Государственный Университет им. Н. П. Огарёва» (профессор А. С. Федоренко и др.) в проведении исследований.

3. Учитывая важность развития силовой полупроводниковой электроники на основе широкозонных полупроводниковых материалов для сохранения обороноспособности России, а также российской энергетики и промышленности в целом, целесообразно рекомендовать Минпромторгу РФ и Минобороны РФ предусмотреть на 2014–2015 гг. финансирование НИОКР по разработке базовых технологий и конструкций современных конкурентоспособных полупроводниковых приборов на основе карбида кремния.

4. Продолжить проведение научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва», ГУБ РМ «НИИС им. А. Н. Лодыгина» и МордГПИ по созданию энергоэкономичных источников света, повышению их экологичности и снижению себестоимости.

5. Расширить интеграцию результатов исследований, проводимых в научно-исследовательских институтах и вузах, с целью выпуска конкурентоспособной продукции, исследования рынка сбыта научных разработок, коммерциализации их результатов и внедрения в производство и учебный процесс вузов. Расширить обмен научно-технической информацией, в том числе путем проведения регулярных конференций, публикации материалов в журнале «Учебный эксперимент в образовании», издаваемого МордГПИ.

Отмечая высокий научный уровень прошедшей конференции и представленных на конференции докладов, считаем необходимым:

1. Продолжить внедрение научно-технических достижений в приоритетных областях науки и техники в учебный процесс высших и средних специальных заведений в рамках Концепции модернизация образования.

2. Разрабатывать содержание и методику преподавания новых элективных курсов, в которых отражаются достижения современной физической науки и техники.

3. Активно внедрять в обучение физике информационно-коммуникационные технологии и на этой основе разрабатывать содержание и технологию дистанционного обучения.

4. Продолжить издание научно-методического журнала «Учебный эксперимент в образовании», отражающего современные достижения в области полупроводниковой техники, разрядных источников света и способствующие-

го внедрению научно-исследовательских и опытно-конструкторских разработок в создание и постановку принципиально новых демонстрационных и лабораторных практикумов, и рекомендовать включить его в реестр ВАК.

5. Провести в 2015 году IX Международную конференцию «Фундаментальные и прикладные проблемы физики» на базе ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный педагогический институт им. М. Е. Евсевьева».

Председатель оргкомитета конференции
член-корр. АЭН РФ, лауреат гос. премии РМ,
д-р техн. наук, профессор

В. К. Свешников

Ответственный секретарь
канд. физ.-мат. наук

В. В. Карпунин

С оперативной информацией можно ознакомиться на сайте МордГПИ
www.mordgpi.ru

ГУМАНИТАРНЫЕ НАУКИ

УДК 101.1

ГЕНЕЗИС ПОНЯТИЯ РАСШИРЕННОЙ РЕАЛЬНОСТИ*

С. Н. Макеев, А. Н. Макеев

ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный педагогический институт им. М. Е. Евсевьева», г. Саранск, Российская Федерация

Аннотация. В статье рассматривается история происхождения расширенной реальности. На основе анализа многочисленных информационных, интернет источников можно попытаться дать обобщённое определение расширенной реальности характерное для нашего времени. Расширенная реальность – это феномен пространственно временного континуума, совмещающий в себе объективную и виртуальную реальности, обладающая рядом специфических качеств и свойств, недоступных в объективной и виртуальной реальности по отдельности.

Ключевые слова: виртуальная реальность, расширенная реальность, дополненная реальность, объективная реальность, интернет.

GENESIS OF THE CONCEPT OF AUGMENTED REALITY

S. N. Makeev, A. N. Makeev

Abstract. The article discusses the history of the origin of augmented reality. Based on the analysis of a variety of informational, Internet sources can try to give a generalized definition of augmented reality characteristic of our time. Augmented reality is a phenomenon of a space time continuum, combining objective and virtual reality, it has a number of specific qualities and properties that are not available in an objective and virtual reality separately.

Key words: virtual reality, augmented reality, augmented reality, the objective reality of the Internet.

Облик современного общества складывается в условиях крупномасштабных перемен в жизни человечества и поразительных успехов науки и техники [5, с. 5]. Конец прошлого столетия характеризуется стабильно быстрым ростом применения информационно вычислительных технологий, про-

* Научное исследование проведено при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 гг.»: соглашение на предоставление гранта № 14.В37.21.0989. Тема гранта «Методология развития социокультурных констант образовательного пространства инновационного вуза в структуре устойчиво-развивающегося общества».

исходит виртуализация определенных областей жизни. На данный момент виртуальная реальность прочно входит во все сферы жизни и существенно влияет на формирование нового вида культуры, нравственности и системы ценностей. Проблема виртуальной реальности нашла своё место в работах многих русских и зарубежных философов, таких как Д. В. Иванов, Т. А. Кирик, М. Ю. Опенков, Н. А. Носов, М. Маклюэн, Дж. Вонд, М. Кастельс, Ж. Бодрийяр и др.

Как о предмете исследования о виртуальной реальности начали говорить еще в пятидесятых годах прошлого века. Для того времени всё это можно было отнести к научной фантастики и не более. Первые свойства данного явления были описаны писателем-фантастом Реем Бредбери, после чего в 80-х годах XX века Вильям Гиббсон в одном из своих романов упоминал о киберпространстве [6], а уже начиная с 90-х годов учёные-разработчики виртуальной компьютерной среды сделали серьезный прорыв в данной области и данное явление в связи с этим достигло апогея своей актуальности. Г. Г. Зейналов и О. И. Немыкина в статье [4, с. 7] полагают, что процесс виртуализации несет в себе позитивное и негативное, а так же создает предпосылки формирования единого общемирового информационного пространства на базе новых компьютерных технологий, Интернета и СМИ. С этого момента начинается глубокое философское осмысление феномена *виртуальной реальности*.

Активное использование понятия *виртуальной реальности* привело к тому, что многие новые появившиеся явления стали обозначать с применением данного понятия. Д. В. Иванов по этому поводу пишет, что не все из данных феноменов связаны непосредственно с компьютеризацией, но все они обнаруживают сходство логики человеческой деятельности с логикой «Виртуальной реальности»: Сущностный принцип данной логики – замещение реальных вещей и поступков образами-симуляциями. Такого рода замещение можно наблюдать практически во всех сферах жизни современного человека и тенденции замещения являются столь же релевантными теориям виртуализации, как тенденции компьютеризации [6, с. 132].

Сам же термин *виртуальная реальность* состоит из двух слов, каждое из которых содержит свою историю в лексиконе европейской и восточной культуры. Одно из первых упоминаний *виртуальности* встречается в санскрите, где глагол «*vrtti*» означает мгновенную, беспрепятственную реализацию психического акта Йоги [10].

Несколько иначе трактовали термин «*virtus*» в европейской философии. В переводе с латинского он обозначается как «доблесть, необычное качество». Употребление данного слова подразумевалось в контексте обозначения боевой доблести, экстаза битвы. Такое же значение использовал в своих трудах крупнейший представитель римского стоического платонизма Луций Анней Сенека. У Августина Блаженного, Гуги Сен-Викторского и дру-

гих схоластов «virtus» используется в смысле «доблесть, добродетель, необычное качество [7, с. 21].

В XXI веке дальнейшая эволюция виртуальной реальности приводит к возникновению нового понятия – *расширенной реальности*, образованной в результате взаимодействия объективной и виртуальной реальности. Объективная реальность, в которой мы сейчас живём, существенно отличается от той, которая была до появления технических устройств. Но появление современных компьютерных технологий внесли кардинальные изменения в наш мир и его познание. Со второй половины 20-го века возникла новая – *смешанная реальность*, сочетающая в себе объективную и виртуальную реальности, отличающиеся новым пространственно-временным континуумом.

Человек, во всех исторических эпохах своего развития стремился расширить своё жизненное пространство путём расширения объектов реальности, освоения новых земель. В первоначальном представлении нашим далёким предкам мир представлялся маленьким, для них пространство замыкалось видимыми очертаниями моря и гор. Тем не менее, уже в античной Греции целенаправленно занимались расширением своей реальности путём путешествий, мореплаваний, войн [1]. Продуктом всего этого были налаженные торговые пути с другими народами, новые земли и прочее.

В современном понимании расширению реальности представляется несколько в другой плоскости, где компьютер служит средством расширения реальности. В данном понятии, как утверждал Д. В. Иванов, произошло замещение реальных вещей и поступков образами-симуляциями. То есть под расширением реальности понимается применение компьютерных технологий и расширение объективной реальности за счёт виртуальной. В данном случае наша новая расширенная реальность становится неисчерпаемой.

Возникшая смешанная реальность в англоязычной научной литературе обозначается понятием *Augmented Reality* (*увеличенная действительность*). Новый термин был введен в научный оборот в 1992 году инженером Томом Коуделлом [2]. Отечественная научная традиция раскрывает *Augmented Reality* как *расширенная* и *дополненная реальность*, считая понятия *расширенная* и *дополненная* синонимами.

Ввод в научный оборот нового термина *расширенная реальность* связан с глобализацией виртуальной реальности. Она по своей сути является реакцией на новый виток развития научно-технического прогресса и на данный момент является одним из самых актуальных объектов для исследования не только для естественных, но и философских наук. С помощью использования элементов виртуальной реальности конструируется новый, объективно существующий искусственный мир.

Проведем анализ понятий. Сам термин *реальность* означает бытие вещей в его сопоставлении с небытием, а так же возможными, вероятными формами бытия, что объясняет существование *расширенной* или *дополненной* реальности. Данные слова являются синонимами, но на наш взгляд, несмотря на близость технологий, на которых возникают дополненная и расширенная

реальности, между ними имеются некоторые различия, как в техническом, так и в онтологическом плане.

Согласно словарю русского языка С. И. Ожегова термин *дополнение* трактуется как «сделать что-то более полным, добавляя что-то» [9, с. 178]. Следовательно, дополненная реальность возникает в результате проектирования на фрагменты объективной реальности элементов (звуковых и визуальных образов) виртуального мира, полученных посредством компьютерных технологий. С помощью специального инвертора (3D очки и др.) мы можем присутствовать рядом с виртуальными объектами и наблюдать их.

Расширенная реальность представляет собой виртуальную модификацию объективной реальности. Например, надевая розовые очки, вы так же взаимодействуете с расширенной реальностью, в которой натуральные цвета объектов изменяются или могут быть увеличены. Прослушивание музыки текущей по проводам в наши уши через гарнитуру, то же является одной из форм расширенной реальности, в которой музыка будет добавлена в объективную реальность, тем самым будет увеличена (расширена). Она добавляет к звукам окружающей среды звуки, скажем, фортепианную сонату Бетховена [12]. Обонятельные и осязательные расширения реальности в наше время так же технологически доступны.

Расширенная реальность это несколько иное бытие совмещенной объективно-виртуальной реальностей. Она возникает посредством пространственно-временного расширения объективной реальности с помощью компьютера. При расширенной реальности, использование компьютера виртуальный образ транслируется и существует в границах дисплея, ограничиваясь объективным пространством для визуального видения пользователя. Для того чтобы видеть больше виртуального пространства мы должны управлять процессом извне. Сами физически не можем присутствовать в виртуальном пространстве. Наш виртуализированный образ может быть инвертирован в киберпространство.

В научной литературе существуют множественные определения расширенной реальности: Своё определение расширенной реальности дал в 1994 году профессор гуманитарных и естественных наук Стэнфордского Университета Пол Милграм (Paul Milgram) Совместно с коллегой Фумио Кисино (Fumio Kishino) он описал «Континуум Виртуальность» (англ. Milgram's Reality-Virtuality Continuum) – пространство между реальностью и виртуальностью, между которыми расположены дополненная реальность – ближе к реальности и дополненная виртуальность – ближе к виртуальности [2]. А исследователь Рональд Азума (Ronald Azuma) в 1997 году дополненную реальность определил как систему, которая совмещает виртуальное и реальное; взаимодействует в реальном времени, работает в 3D [12].

Американский философ Рутгерского университета штата Нью-Джерси Д. Бюхнер рассматривал расширенную реальность как оптимизацию действительности, а так же как средство устранения некоторых патологий чело-

века (слуховые аппараты). По его словам реальность определяется как совокупность всего, что есть реально [13].

Расширить объективную реальность человек может не только посредством компьютерных технологий, но и посредством расширения кругозора своего сознания. Человеку в повседневной жизни свойственно не замечать многие элементы объективного мира до тех пор, пока ему это не интересно. В случае, если что-то конкретное заинтересовало человека, у него появляются мысли, идеи связанные с данным элементом, что тоже по своей сути являются расширением реальности, полученной посредством взаимодействия субъекта с объективным миром.

Это взаимодействие описал своей статье «Проблемы сознания» А. Г. Клещёв. Он рассматривал расширенную реальность в контексте пространства и времени. Под расширенной реальностью он понимал часть объективной реальности, в которой наряду с физическими объектами, считал реально существующими и обладающими определенной материальностью, связанные с ними, идеи, мысли, а так же те элементы реальности, которые мы не замечаем в повседневной жизни [7].

По мнению редакторов информационного сайта Computerra.ru в будущем «Виртуальной реальности не будет. Вместо неё нас ожидает изменённая реальность, где компьютерный мир незаметно переходит в подлинный, 3d-монстры разгуливают по настоящим улицам, а дорогу указывают всплывающие подсказки» [3]. Данное высказывание, конечно, спорное, но всё же «кто может показать нам будущее?».

Постепенно в средствах массовой информации представляется довольно краткий обзор взглядов на данное явление зарубежных и русских авторов, в частности и с точки зрения социально философских взглядов. Но степень разработанности данного феномена совсем не велика.

Новейшие технологии, использующую дополненную реальность первое время использовались только в военных целях, и все технологии держались в секрете, да и технические средства не позволяли насладиться всеми преимуществами дополненной реальности, сейчас же всё изменилось. С развитием телекоммуникаций и с появлением различных гаджетов у человека, имеющего при себе современный телефон на платформе Android или iOS, появилась уникальная возможность окунуться в мир дополненной, расширенной реальности. Разработано и разрабатывается большое количество сервисов, в основном, опять же для мобильных телефонов, к ним относятся видеоигры, распознавание различных технических объектов, людей. Один из наиболее известных русских проектов в этой области, именуется AlterGeo, разработанный компанией Wi2Geo.

Сквозь камеру своего мобильного устройства пользователи теперь могут видеть всплывающие информационные сообщения о местах и друзьях, наложенные на реальное изображение окружающего пространства. Приложение для iPhone и телефонов на базе Android используют встроенный в мобильное устройство компас и GPS [11]. К сожалению, данное приложение

находится ещё на стадии разработки, но оценить уже вполне возможно. Так же популярно и очень удобно приложение по распознаванию штрих кода. Весьма оригинальный туристический проект готовится при содействии Европейского Союза: в скором времени туристам будут предлагать *полувиртуальные* экскурсии по древним городам, где компьютерные образы будут накладываться на реальное окружение [8]. Предоставление полезной информации для пользователя, безусловно, является одной из главных функций будущей технологически расширенной реальности. В будущем вполне возможно подключение человеческого мозга к Интернету напрямую, что упростит взаимодействие человека с расширенной реальностью без каких либо специальных внешних технических средств. Это во многом упростит жизнь человеку в поиске, какой либо информации и прочих вещах, но в то же время, при неправильном использовании данной возможности послужит отрицательным фактором в развитии сознания человека.

Список использованных источников

1. Ахундов, М. Д. Концепции пространства и времени: истоки, эволюции, перспективы / М. Д. Ахундов. – М. : Наука, 1982. – 233 с.
2. Волков, Д. Технология «Расширенной реальности» / Д. Волков // Бизнес-журнал – № 3. – 2010. – 169 с.
3. Дополненная реальность становится просто реальностью [Электронный ресурс]. – Режим доступа : <http://infocom.uz/>.
4. Зейналов, Г. Г. Глобализация как фактор современного общественного развития / Г. Г. Зейналов, О. И. Немыкина // Учебный эксперимент в образовании. – 2011. – № 2. – С. 4–8.
5. Зейналов, Г. Г. Поиски новой рациональности в науке / Г. Г. Зейналов // Учебный эксперимент в образовании. – 2012. – № 2. – С. 5–12.
6. Иванов, Д. В. Императив Виртуализации: Современные теории общественных изменений / Д. В. Иванов. – СПб. : Изд-во С.-Петербург. ун-та, 2002. – 140 с.
7. Клещев, А. Г. Проблемы сознания [Электронный ресурс]. – Режим доступа : // <http://ecoclub.nsu.ru/>.
8. Носов, Н. А. Виртуальная психология / Н. А. Носов. – М. : Аграф, 2000. – 432 с.
9. Ожегов, С. И. Словарь русского языка / С. И. Ожегов. – М. : Рус. яз., 1989. – 927 с.
10. Патанджали. Йога-сутра [Электронный ресурс]. – Режим доступа : // <http://www.All-Yoga.ru>.
11. Augmented Reality: для чего нужна виртуальность? [Электронный ресурс]. – Режим доступа : // <http://www.old.computerra.ru/>.
12. Augmented Reality [Электронный ресурс]. – Режим доступа : // <http://www.creng.ru/>.
13. Kripke, Saul. 2011. Vacuous names and fictional entities, in *Philosophical troubles: Collected works. Volume 1.* 52–74. New York: Oxford University Press.

References

1. Akhundov M. D. Concept of space and time: the origins, evolution, per prospects. Moscow, Nauka, 1982, 233 p.
2. Volkov D. Doctor of Technology “augmented reality”. Business-magazine, No 3, 2010, pp. 169.

3. Augmented reality is simply a reality, Available at: <http://infocom.uz/>.
4. Zeynalov G. G. Globalization as a factor of modern social development. Learning experience in education, 2011. No 2, pp. 4–8.
5. Zeynalov G. G. Search of new rationality in science. Training-cent experiment in education, 2012, No 2, pp. 5–12.
6. Ivanov D. Century Imperative Virtualization: Modern theories of social change. St. Petersburg, 2002, 140 p.
7. Kleshev A. G. The problem of consciousness, Available at: // <http://ecoclub.nsu.ru/>.
8. Nosov N. A. Virtual psychology. Moscow, Agraffe, 2000, 432 p.
9. Ozhegov S. I. Dictionary of the Russian language. Moscow, Eng. yaz., 1989, 927 p.
10. Patanjali. Yoga Sutra, Available at: // <http://www.All-Yoga.ru>.
11. Augmented Reality, Available at: // <http://www.old.computerra.ru/>.
12. Augmented Reality, Available at: // <http://www.creng.ru/>.
13. Kripke Saul. Vacuous names and fictional entities, in Philosophical troubles: Collected works. Vol. 1. New York: Oxford University Press, 2011, pp. 52–74.

УДК 378

МЕЖПРЕДМЕТНЫЕ СВЯЗИ В ПРЕПОДАВАНИИ МАТЕМАТИКИ И ФИЗИКИ

А. В. Даданова

ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный педагогический институт им. М. Е. Евсевьева», г. Саранск, Российская Федерация

Аннотация. Рассматриваются межпредметные связи математики и физики, которые выступают как мощный фактор – регулятив для установления и постоянного укрепления связи между всеми предметами и науками, позволяющий создавать своеобразный потенциал для будущего развития конкретных наук и научной картины мира.

Ключевые слова: методика обучения физике, межпредметные связи, физика.

INTERDISCIPLINARY COMMUNICATION IN THE TEACHING OF MATHEMATICS AND PHYSICS

A. V. Dadonova

Abstract. The interdisciplinary communication of mathematics and physics, which act as a powerful factor is the regulator for the establishment and the continuous enhancement of communication between all the objects and Sciences to create a kind of potential for the future development of specific science and scientific picture of the world are discussed in this work.

Key words: methods of teaching physics, interdisciplinary communication, and physics.

Поиски эффективных путей повышения воспитательного уровня процесса обучения в школе все больше привлекают внимание педагогов, ученых и практиков к проблеме межпредметных связей. В исследованиях известных ученых-педагогов (И. Д. Зверева, В. М. Коротова, М. Н. Скаткина и др.) межпредметные связи выступают как условие единства обучения и воспитания, средство комплексного подхода к предметной системе обучения.

Межпредметные связи выступают как мощный фактор - регулятив для установления и постоянного укрепления связи между всеми предметами и науками, позволяющий создавать своеобразный потенциал для будущего развития конкретных наук и научной картины мира и тем самым носит эвристический характер. Это позволяет использовать их в качестве средства организации развивающего обучения. Тем самым межпредметные связи выступают и как условие успешности развития научных знаний, и как метод поиска новых результатов, и как метод учебного познания, раскрывая перед учащимися путь познания мира и, тем самым, формируя концептуальный стиль мышления.

Сознательное использование учителем межпредметных связей может принести и приносит большую теоретическую и практическую пользу. Межпредметные связи становятся для учителя своеобразной формой мышления, ибо они представляют собой метод объяснения для происходящих в реальной природе процессов развития, для всеобщих связей природы, для перехода от одной области исследования к другой.

Связи между науками математики и физики многообразны и постоянны, которые определяются наличием общей предметной области, изучаемой данными предметами, хотя и с различных точек зрения [7]. Взаимосвязь математики и физики выражается во взаимодействии их идей и методов. Эти связи можно условно разделить на три вида, а именно [2]:

1. Физика ставит задачи и создает необходимые для их решения математические идеи и методы, которые в дальнейшем служат базой для развития математической теории.

2. Развитая математическая теория с её идеями и математическим аппаратом используется для анализа физических явлений, что часто приводит к новой физической теории, которая в свою очередь приводит к развитию физической картины мира и возникновению новых физических проблем.

3. Развитие физической теории опирается на имеющийся определенный математический аппарат, но последний совершенствуется и развивается по мере его использования в физике.

Рассматривая все это с точки зрения преподавания физики, нельзя не отметить, что при преподавании любой из изучаемых в данном предмете тем, используются математические понятия. В таблице 1 приведены темы, изуча-

емые в рамках физики и математические понятия которые используются в данной теме [5].

Таблица 1.

Тема	Математические понятия
Физические величины	Изменение физических величин, единицы длины, массы, скорости, десятичные дроби.
Скорость	Единицы Вычисления физических величин по формуле скорости. Расчет пути и времени движения. Решение уравнений с одним неизвестным.
Лабораторная работа «Изменение массы тела на рычажных весах»	Уметь переводить единицы величины в кратные и дольные единицы.
Плотность. Расчет массы и объема тела по его плотности.	Вычисление величин по формулам, решение уравнений с одним неизвестным.
Сила – векторная величина. Сложение сил.	Понятие вектора, его модуля. Сложение векторов. Понятие о масштабе.
Архимедова сила. Плавание тел.	Знания об измерении и вычислении величин по формулам, о единицах объема, массы.
Лабораторная работа «Выяснение условий плавания тел в жидкостях»	Изменение и вычисление величин по формулам, единицы массы и объема, перевод в кратные и дольные единицы, Приближенные вычисления, абсолютная погрешность
Закон Ома для участка цепи	Прямая и обратно пропорциональная зависимости. Линейная функция и ее график.
Плоское зеркало. Ход лучей в линзах.	Градусная мера угла. Измерения и построения углов. Равенство треугольников. Построение углов.
Положение тела в пространстве	Перемещение. Точка отсчета. Система координат. Вектор и его модуль.
Проекция вектора на координатные оси.	Действия над векторами, проекция вектора. Понятия \cos и \sin
Графическое представление движения	Линейная функция и ее график.
Равноускоренное движение, ускорение	Вычитание векторов. Перемещение при равноускоренном .Чтение графиков. Площадь трапеции

Кроме того, межпредметные связи физики и математики могут быть реализованы при формировании таких понятий как функция, величина, производная, интеграл. Изучение названных понятий в старших классах затрудняет преподавание, например, механики в курсе физики. Изучению всего курса физики препятствует недостаточное использование математического аппарата, которое происходит либо из-за позднего формирования у учащихся, либо из-за отсутствия согласованности действий преподавателей физики и математики в использовании общих физико-математических понятий. Выход из создавшейся ситуации может быть в совместном формировании у учащихся понятий математического анализа в курсах физики и математики как форма реализации межпредметных связей. При параллельном изучении основ механики и математического анализа открываются наибольшие воз-

возможности для формирования физических понятий - мгновенная скорость, мгновенное ускорение, перемещение, работа, так и математических - производная, первообразная, интеграл.

Тесная связь между школьными курсами физики и математики является традиционной. В результате коренной перестройки преподавания этих дисциплин связь между ними усилилась, однако имеют место и некоторые нарушения [1], и хотя они не столь уж значительны знание их позволит учителю физики более эффективно построить преподавание предмета. Можно привести следующие примеры:

Имеют место случаи, когда чисто математические понятия в математике не рассматриваются, а в физике вводятся и используются. В геометрии подробно рассматриваются операции сложения вычитания векторов, умножение вектора на число, и совершенно отсутствует понятие проекции вектора на ось.

– Не всегда на уроках физики используются некоторые математические понятия, которые прочно утвердились в математике. В физике не пользуются понятием противоположных векторов и нулевого вектора, хотя они известны учащимся из курса геометрии 8 класса.

– В учебниках физики и математики иногда используется различная терминология.

– Иногда в школьных курсах математики и физики имеет место несоответствие между символикой.

Хотя эти нарушения не столь уж значительны, знание их позволит учителю физики более эффективно построить преподавание предмета.

Одним из показателей эффективности работы учителя, служат результаты ЕГЭ и ГИА, а также олимпиад, конкурсов, где мы можем встретить задачи, которые требуют от ученика знания и физики и математики. Приведем несколько таких примеров:

Задача № 1.

В процессе расширения идеального газа от объема $V_1 = 1\text{л}$ до $V_2 = 11\text{л}$ давление изменяется по закону $p = \alpha V$, где $\alpha = 4\text{Па/м}^3$. Определить работу, совершенную газом в процессе.

Решение.

По условию задачи газ расширяется так, что давление газа и занимаемый им объем связаны линейной зависимостью $p = \alpha V$. Работа расширения в этом случае может быть определена одним из трех способов:

1) Алгебраический способ решения задачи - через определенный интеграл:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV = \int_{V_1}^{V_2} \alpha \cdot V \cdot dV = \frac{1}{2} \alpha (V_2^2 - V_1^2) = 2.4 \cdot 10^{-4} \text{ Дж}$$

2) Геометрическое решение задачи (графический способ решения физической задачи) Работу находим, как площадь трапеции, ограниченной графиком функции $p(V)$ и вертикальными линиями $V = V_1$ и $V = V_2$ (рис. 1.):

$$A = \frac{1}{2}(p_1 + p_2)(V_2 - V_1) = \frac{1}{2}(\alpha V_2 + \alpha V_1)(V_2 - V_1) = \frac{1}{2}\alpha(V_2^2 - V_1^2)$$

3) Решение задачи физическим способом, как произведение среднего значения функции в данном диапазоне изменения объема V на изменения объема $\Delta V = V_2 - V_1$:

$$A = \langle p(V) \rangle \Delta V = \langle \alpha V \rangle (V_2 - V_1) = \frac{1}{2}(\alpha V_2 + \alpha V_1)(V_2 - V_1) = \frac{1}{2}\alpha(V_2^2 - V_1^2)$$

Задача № 2.

Вырежьте из бумаги круг и квадрат, со стороной равной радиусу круга. Используя физические и математические знания, найдите способ получения число π .

Решение.

- С помощью линейки узнать длину стороны квадрата (радиус круга)
- Узнать массу вырезанных круга и квадрата.
- Отношение веса круга к весу квадрата даст площадь в кв.см.
- Разделить найденную величину на радиус круга в квадрате.
- Найдём число π .

Задача № 3.

На наклонной плоскости находится в покое тело массой m . Оно удерживается горизонтальной силой. Определите эту силу, если угол наклона равен α . Трением пренебречь.

Решение.

1) Физический метод решения (алгебраический метод) решения.

Схема решения всегда одна и та же: сначала рисуют все силы, а затем используют условие равновесия.

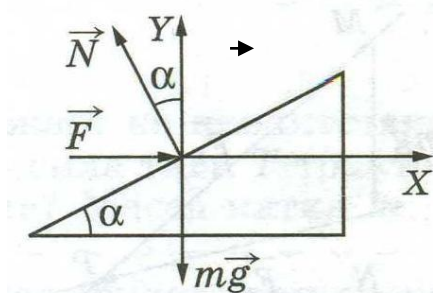


Рис. 1.

Тело находится в равновесии под действием трех сил: известной mg и неизвестной F и N . Реакция опоры N всегда перпендикулярна плоскости. Выбираем систему координат, как показано на рисунке 1, и проецируем все силы на оси X и Y .

$$\begin{cases} F - N \sin \alpha = 0 \\ N \cos \alpha - mg = 0; \end{cases}$$

$$N = \frac{mg}{\cos \alpha};$$

$$F = N \sin \alpha = \frac{mg}{\cos \alpha} \sin \alpha = mg \operatorname{tg} \alpha.$$

2) Геометрический метод решения.

Откладываем силу mg и из ее концов проводим прямые параллельные неизвестным силам (см. рис. 2). Прямые пересекаются в точке C .

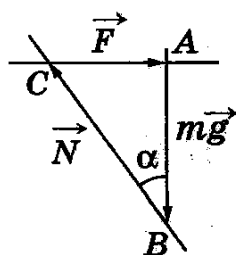


Рис. 2.

Из треугольника ABC находим:

$$F = mg \operatorname{tg} \alpha.$$

Ответ: $F = mg \operatorname{tg} \alpha$.

Задача № 4

Мальчик растянул пружину и в таком состоянии передал ее отцу, который увеличил деформацию в четыре раза. Во сколько раз работа, совершенная отцом, больше работы, совершенной сыном?

Решение. Физический способ решения.

Деформацию, созданную мальчиком, обозначаем через x . Потенциальная энергия пружины, равная совершенной работе равна $A_1 = \frac{kx^2}{2}$. После увеличения деформации в четыре раза потенциальная энергия пружины стала равной $\frac{k(4x^2)}{2} = \frac{16kx^2}{2}$.

Работа, совершенная отцом, равна разности потенциальных энергий:

$$A_2 = \frac{16kx^2}{2} - \frac{kx^2}{2} = \frac{15kx^2}{2}$$

Замечаем, что работа увеличилась в 15 раз.

Геометрическое решение задачи (графический способ решения физической задачи).

График силы следует из закона Гука: $F=kx$.

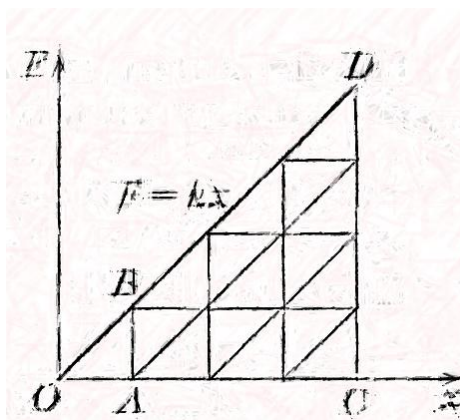


Рис. 3.

Графиком будет прямая, исходящая из начала координат (рис. 3.).
 OA – деформация, созданная в пружине мальчиком. Площадь треугольника AOB – это работа, совершенная мальчиком. AC – деформация, созданная отцом. OC=4AO. Площадь трапеции ABDC – работа, совершенная отцом. Разбивая трапецию на треугольники, замечаем, что их всего 15.
 Значит, отец совершил работу, в 15 раз большую работы, которую совершил сын. (Ответ. В 15 раз).

Делая вывод по всему выше сказанному, можно сказать, что успешное решение задач обучение во многом зависит от реализации межпредметных связей, что говорит о дидактическом требовании пересмотра их роли в образовательной системе нового века.

Список использованных источников

1. Белов, С. В. Межпредметные связи математики и физики в системе обучения в старших классах / С. В. Белов // Научный поиск. – 2012. – № 4. – С. 55–58
2. Иванов, А. И. О взаимосвязи школьных курсов физики и математики при изучении величин / А. И. Иванов // Физика в школе. – 1997. – № 7. – С. 48.
3. Кулагин, П. Г. Межпредметные связи в обучении / П. Г. Кулагин. – М. : Просвещение. – 1983. – 249 с.
4. Минченков, Е. Е. Роль учителя в организации межпредметных связей / Е. Е. Минченков // Межпредметные связи в преподавании основ наук в средней школе. Межвузовский сборник научных трудов. – Челябинск : Челябинский пед. Ин-т. – 1982. – С. 160.
5. Серополова, Е. Я. Межпредметные связи и формирование естественнонаучных понятий при обучении физике в основной школе / Е. Я. Серополова // Физика в школе. – 2007. – № 3. – С. 30–34
6. Федорец, Г. Ф. Межпредметные связи в процессе обучения / Г. Ф. Федорец. – М. : Наука. – 1985. – 360 с.
7. Хасанов, А. А. Межпредметные связи и их функции / А. А. Хасанов // Отечественная и зарубежная педагогика. – 2012. – № 2. – С. 130–132.

Referens

1. Belov Sergey Interdisciplinary communication of mathematics and physics in the system of teaching in the senior classes. *Scientific research*, 2012, No 4, p. 55–58.
2. Ivanov A. I. On the relationship between school courses of physics and mathematics at the study of values. *Physics in the school*, 1997, No 7, p. 48.
3. Kulagin, P. G. *Interdisciplinary communication and learning*. Moscow : Education. – 1983.
4. Minchenkov E. E. Role of teachers in the organization of interdisciplinary connections. *Interdisciplinary communication in the teaching of basic Sciences in secondary school*. Interuniversity collection of scientific works, Chelyabinsk : Chelyabinsk Cand. In-t, 1982, p. 160.
5. Seropolova E. Y Interdisciplinary connections and formation of natural-science concepts in physics education in the basic school. *School physics*, 2007, No 3, pp. 30–34.
6. Fedorets G. F. *Interdisciplinary communication in the learning process*. Moscow : Nauka, 1985.
7. Khasanov A. A. Interdisciplinary connections and their functions. *The domestic and foreign pedagogy*, 2012, No 2, pp. 130–132.

ЕСТЕСТВЕННЫЕ НАУКИ

УДК 681.3

ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТОКОВ: НАТУРНЫЙ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Р. В. Майер

*ФГБОУ ВПО «Глазовский государственный педагогический институт
имени В. Г. Короленко», г. Глазов, Российская Федерация*

Аннотация. Предлагается методика экспериментального изучения магнитного взаимодействия токов и измерения магнитной постоянной с помощью магнитных весов, состоящих из коромысла, двух обмоток и чашечки для гирь. Рассмотрен метод численного расчета силы магнитного взаимодействия между двумя обмотками, расположенными соосно в параллельных плоскостях. Результаты расчетов хорошо согласуются с результатами измерений.

Ключевые слова: магнитное взаимодействие, магнитное поле, силы взаимодействия, численный эксперимент.

THE STUDY OF MAGNETIC INTERACTION OF CURRENTS: PHYSICAL AND COMPUTER EXPERIMENT

R. V. Mayer

Abstract. The methods of experimental study of the magnetic interaction of currents and measurements of the magnetic constant with use of magnetic scales which is consisting of beam, two windings and the pan with weights are proposed. A method of the numerical calculation of the magnetic interaction forces between two coils which arranged coaxially in parallel planes are considered. The results of calculations are in good agreement with measurements.

Key words: magnetic interaction of the magnetic field, the interaction force, numerical experiment.

В методической литературе [1; 2] отсутствует описание методики экспериментального определения магнитной постоянной μ_0 . В то же время известны магнитные весы, позволяющие по силе магнитного взаимодействия между двумя обмотками определять ток в цепи [3, с. 88–91]. Ниже предлагается методика использования упрощенного варианта магнитных весов для изучения магнитного взаимодействия проводников с током и измерения μ_0 .

В курсе общей физики показано, что два параллельных проводника длиной l , находящиеся в воздухе на расстоянии $d \ll l$ друг от друга, по которым текут сонаправленные токи I_1 и I_2 , притягиваются с силой:

$$F = \mu_0 \frac{I_1 I_2}{2\pi d}.$$

Если проводники намотаны в обмотки по n витков радиусом r и по ним текут одинаковые токи $I_1 = I_2 = I$, то сила взаимодействия равна:

$$F = \mu_0 \frac{n^2 2\pi r I_1 I_2}{2\pi d} = \mu_0 \frac{n^2 r I^2}{d}.$$

Итак, сила F прямо пропорциональна квадрату тока I . Измерив F и I , можно определить магнитную постоянную μ_0 . Чтобы исключить систематические погрешности эксперимента, можно провести два опыта, определив F_1 и F_2 , соответствующие токам I_1 и I_2 при одинаковых d .

Тогда:

$$F_1 = \mu_0 \frac{n^2 r I_1^2}{d}, \quad F_2 = \mu_0 \frac{n^2 r I_2^2}{d}, \quad \mu_0 = \frac{d(F_1 - F_2)}{n^2 r (I_1^2 - I_2^2)}.$$

Эти формулы справедливы и в том случае, когда по обмоткам течет переменный ток с действующим значением I .

Для измерения μ_0 используется экспериментальная установка, состоящая из двух одинаковых обмоток 1 и 2, одна из которых лежит на столе, а другая подвешена к коромыслу 3; к другому его концу прикреплена чаша с грузами 4. Обмотки радиусом 6,8 см (или 13,5 см) по 60 витков (провод ПЭЛ 0,67) соединены последовательно с амперметром и реостатом 5–15 Ом и подключены к лабораторному автотрансформатору.

Перед проведением измерений с помощью грузов добиваются слабого перевеса чаши магнитных весов, при котором она только касается поверхности стола. Обмотки 1 и 2 располагают соосно точно друг под другом, развернув их так, чтобы при протекании тока они притягивались. На чашу весов кладут гирьку массой 5 г. Плавно увеличивая силу тока, определяют его минимальное значение, при котором чаша весов отрывается от поверхности стола и начинает подниматься вверх. Повторяют опыт, увеличивая массу чашечки с грузами на 5 г и каждый раз определяя силу тока, при котором сила магнитного взаимодействия уравнивает силу тяжести, действующую на гирьку.

По результатам двух измерений рассчитывают μ_0 . Она получается равной $(12 \pm 1) \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

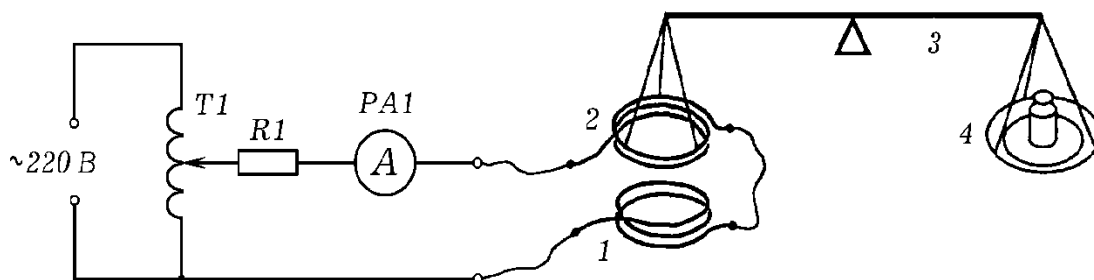


Рис. 1. Установка для изучения магнитного взаимодействия токов

При выполнении эксперимента студенты по результатам 10 измерений определяют μ_0 и исследуют зависимость силы взаимодействия F от силы тока I при различных расстояниях d между обмотками. Получающиеся экспериментальные кривые $F(I)$ при $d < r$ похожи на параболы. Если построить график зависимости $F = F(I^2)$, то точки окажутся рядом с прямой, проходящей вблизи начала координат; значит F пропорционально I^2 .

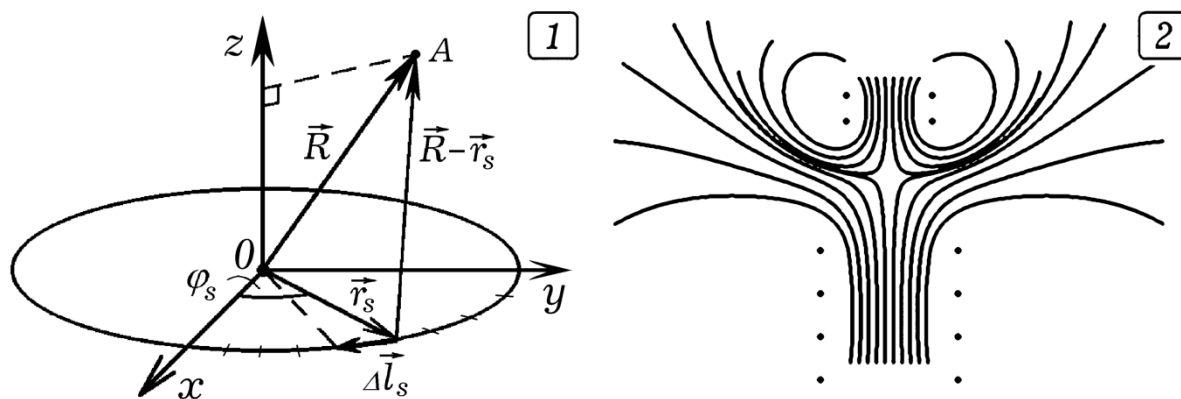


Рис. 2. Расчет магнитного поля витков с током

Оценим правомерность использования приведенных выше формул при d сравнимом с r . Для точного определения силы взаимодействия двух витков с током будем использовать метод численного интегрирования. Рассмотрим виток с током радиусом r , лежащий в плоскости xOy (рис. 2.1). Разобьем его на N элементов длиной $\Delta l = r\Delta\varphi$; координаты вектора $\Delta\vec{l}_s$ равны $(r \sin \varphi_s \Delta\varphi, -r \cos \varphi_s \Delta\varphi, 0)$, $\varphi_s = s\Delta\varphi$, $s = 1, 2, \dots, N$.

Расположение S -го элемента витка $\Delta \vec{l}_s$ и точки A , в которой определяется индукция поля \vec{B} , задаются векторами $\vec{r}_s(r \cos \varphi_s, r \sin \varphi_s, 0)$ и $\vec{R}(R_x, R_y, R_z)$. По закону Био-Савара-Лапласа:

$$\vec{B}(x, y, z) = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{s=1}^N \frac{I[\Delta \vec{l}_s, (\vec{R} - \vec{r}_s)]}{|\vec{R} - \vec{r}_s|^3},$$

где μ_0 – магнитная постоянная, I – сила тока.

Можно записать:

$$\Delta \vec{l}_s = \Delta l \sin \varphi_s \vec{i} - \Delta l \cos \varphi_s \vec{j} = r \Delta \varphi \sin \varphi_s \vec{i} - r \Delta \varphi \cos \varphi_s \vec{j},$$

$$\vec{r}_s = r \cos \varphi_s \vec{i} + r \sin \varphi_s \vec{j} + 0 \vec{k}, \quad \vec{R} = R_x \vec{i} + R_y \vec{j} + R_z \vec{k}.$$

В силу симметрии для всех точек плоскости yOz $B_x = 0$. В программе [5, с. 58], рассчитывающей магнитное поле, перебираются узлы двумерной сетки на плоскости yOz и вычисляются проекции B_z и B_y :

$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{s=1}^N \frac{I(\Delta l_{sx} \Delta y_s - \Delta l_{sy} \Delta x_s)}{\Delta R_s^3}, \quad B_y = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{s=1}^N \frac{I(\Delta l_{sz} \Delta x_s - \Delta l_{sx} \Delta z_s)}{\Delta R_s^3},$$

где $\Delta x_s = R_x - r \cos \varphi_s$, $\Delta y_s = R_y - r \sin \varphi_s$, $\Delta z_s = R_z = d$ — проекции вектора $\Delta \vec{R}_s = \vec{R} - \vec{r}_s$, соединяющего элемент витка $\Delta \vec{l}_s$ с точкой A ; его длина равна $\Delta R_s = \sqrt{\Delta x_s^2 + \Delta y_s^2 + \Delta z_s^2}$. Если обмотка содержит несколько витков, то соответствующие проекции вектора \vec{B} суммируются.

Рассмотренный метод [4; 5] позволяет построить силовые линии одного или нескольких витков с током, а также двух обмоток, по которым токи текут в одном или противоположных направлениях (рис. 2.2) и т. д.

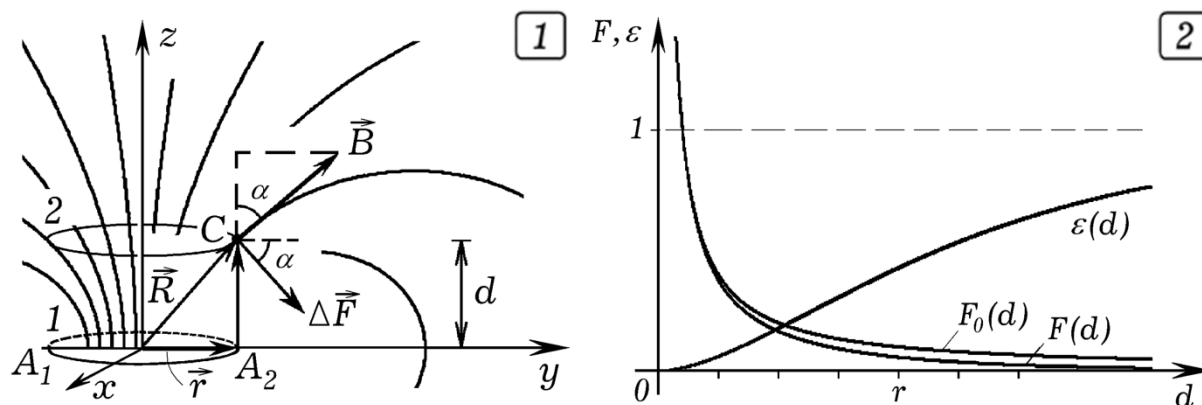


Рис. 3. Сравнения силы притяжения линейных проводников и витков с током той же длины

Рассмотрим виток радиусом r , пересекающий ось Oy в точках A_1 и A_2 (рис. 3.1). Определив индукцию магнитного поля \vec{B} в точке C , удаленной от A_2 на расстояние d , удастся найти силу $\Delta\vec{F}_s$, действующую на элемент Δl_{2s} витка 2 со стороны магнитного поля витка 1. Тогда сила притяжения обмоток определяется как сумма проекций $\Delta\vec{F}_s$ на ось Oz :

$$F_z = \sum_{s=1}^N \Delta F_{sz} = - \sum_{s=1}^N \Delta F_s \sin \alpha = -BI_2 N \Delta l_2 \sin \alpha = -2\pi BI_2 r \frac{B_y}{B}.$$

```

{$N+}Uses crt, graph;                                     { Free Pascal }
Const N=400; pi=3.1415; mu0=12.57E-7; I1=1; I2=1; { PR-1 }
r=0.068; M=5E+7; M1=3E+3;
Var i,j,DV,MV: integer; k,F,F0,B,Bx,By,Bz,Rx,Ry,Rz: single;
dfi,dx,dy,dz,dR,dlx,dly,dlz,sinA: single;
Procedure Raschet;
begin For i:=1 to N do begin dfi:=2*pi/N;
  dlx:=r*sin(dfi*i)*dfi; dly:=-r*cos(dfi*i)*dfi;
  dx:=Rx-r*cos(dfi*i); dy:=Ry-r*sin(dfi*i);
  dR:=sqrt(dx*dx+dy*dy+dz*dz);
  Bz:=k*I1*(dlx*dy-dly*dx)/(dR*dR*dR)+Bz;
  By:=k*I1*(dlz*dx-dlx*dz)/(dR*dR*dR)+By; end; end;
BEGIN DV:=Detect; InitGraph(DV,MV,'c:\bp\bgi');
line(0,350,680,350); line(20,0,20,450); k:=mu0/4/pi;
For j:=1 to 2000 do begin
  Bz:=0; By:=0; Rx:=0; Ry:=r; Rz:=0.005+0.001*j;
  dz:=Rz; Raschet; B:=sqrt(By*By+Bz*Bz);
  sinA:=By/B; F:=-2*pi*r*B*I2*sinA; F0:=mu0*I1*I2*r/Rz;
  circle(20+round(Rz*M1),350-round(F*M),1);
  circle(20+round(Rz*M1),350-round(F0*M),2);
  circle(20+round(Rz*M1),350-round((F0-F)*200/F0),1); end;
Repeat until KeyPressed; CloseGraph;
END.

```

Используемая программа PR–1 рассчитывает силу взаимодействия F между двумя витками и силу взаимодействия F_0 между двумя параллельными проводниками, по которым текут одинаковые токи, при различных расстояниях d . При этом строятся графики $F(d)$, $F_0(d)$ и относительной невязки $\varepsilon(d) = (F_0 - F) / F_0$.

Из рис. 3.2 видно, что при $d < r/4$ значения F и F_0 практически совпадают, а при $d = r$ отличаются почти в 2 раза ($\varepsilon = 0,43$). С ростом d/r величина F быстро уменьшается, поэтому измерить ее становится сложнее. В наших опытах $r = 0,068$ м, $n = 60$. При $d = 0,063$ м и $I_1 = I_2 = 5,7$ А результат измерения силы притяжения $F = 0,098$ Н, а результат вычислений на ПЭВМ $0,096$ Н, то есть теория подтверждается опытом. Сила взаимодействия линейных проводников той же длины $F_0 = 0,159$ Н ($\varepsilon = 0,39$). Невязке $\varepsilon = 0,10$ соответствует $d/r = 0,35$.

Опыты с обмотками радиусом $r = 0,135$ м дают аналогичные результаты.

Список использованных источников

1. Лабораторный практикум по общей физике: Учеб пособие для студентов физ. – мат. фак. пед. ин-тов / Ю. А. Кравцов, А. Н. Мансуров, Н. Г. Птицина и др.; Под ред. Е. М. Гершензона, Н. Н. Малова. – М. : Просвещение, 1985. – 351 с.
2. Расулов, Н. С., Каримов, А. Б. Универсальная установка для изучения магнитного взаимодействия токов // Физика в школе. – 1996. – № 2. – С. 55–56.
3. Хвольсон, О. Д. Курс физики. Т. 5 : Учение о магнитных и электрических явлениях / Изд. второе. – Берлин : Гос. Издат., 1925. – 983 с.
4. Майер, Р. В. Задачи, алгоритмы, программы. [Электронный ресурс] / URL: <http://maier-rv.glazov.net>, <http://komp-model.narod.ru>.
5. Майер, Р. В. Компьютерное моделирование физических явлений. – Глазов : ГГПИ, 2009. – 112 с. (<http://mayer.hop.ru>)

References

1. Kravtsov Y. A. Laboratory training in General Physics : Study Guide for Physics Students. Moscow, Education , 1985, 351 p.
2. Rasulov N. S., Karimov A. B. Universal unit to study the magnetic interaction of currents, Physics of the school, 1996, No 2, pp. 55–56.
3. Khvolson O. D. Physics course . Vol. 5 : The doctrine of the magnetic and electrical phenomena. Berlin, Gos. Izdat., 1925, 983 p.
4. Maier R. V. Objectives , algorithms and programs, Available at: <http://maier-rv.glazov.net>, <http://komp-model.narod.ru>.
5. Maier R. V. Computer modeling of physical phenomena. Glasov, 2009, 112 p. (<http://mayer.hop.ru>)

УДК 53:372.8:53.072

ОСОБЕННОСТИ ИЗУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ В ПРОФИЛЬНОЙ ШКОЛЕ

Д. А. Засекин

*Институт педагогики Национальной академии педагогических наук Украины
г. Киев, Украина*

Аннотация. В связи с внедрением стандартов образования, школьный курс физики, для которого традиционной была линейно-ступенчатая структура, приобрел новую структуру (концентрическую) и содержание. Расширение содержания изучения электромагнитных явлений на первом концентре (основная школа) и дифференцированное изучение электродинамики в старшей профильной школе (второй концентр) с учетом различных форм организации профильного обучения, обуславливают особенности методики ее преподавания.

Ключевые слова: профильное обучение, методика преподавания электродинамики.

THE PECULIARITIES OF STUDYING ELECTRODYNAMICS AT A PROFESSION-ORIENTED SCHOOL

D. A. Zasyekin

Abstract. The school course of Physics, which was peculiar for its line-stepped structure, got a new (concentric) structure and content, because of the academic standards implementation. Taking into consideration various forms of the profession-oriented education organization, the expansion of the content of studying the electromagnetic phenomena in the first kotsentrs (in a secondary school) and the differentiated studying of electrodynamics in a high profession-oriented school (in the second kotsentrs) predetermine the peculiarities of teaching it.

Key words: profession-oriented education, methodology of teaching electrodynamics.

Среднее общее образование в Украине длится одиннадцать лет в три этапа: начальное (1–4 классы), базовое (5–9 классы) и полное (10–11 классы). Базовое образование (вместе с начальным) направлено на общеобразовательную подготовку учащихся и формирование у них готовности к выбору будущей профессии и траектории последующего обучения. Полное среднее образование можно получать как в общеобразовательном, так и в профессиональном учебном заведении. Обучение в 10–11 классах общеобразовательных учебных заведений всех типов (школах, лицеях, гимназиях, учебно-воспитательных комплексах) построено по принципу профильной дифференциации. Как известно, профильное обучение направлено на реализацию лич-

ностно-ориентированного учебного процесса [8]. Использование принципов дифференциации и индивидуализации в профильном обучении, позволяет за счет изменений в структуре, содержании и организации образовательного процесса более полно учитывать интересы, склонности и способности учащихся, создавать условия для обучения старшеклассников в соответствии с их профессиональными интересами и намерениями в отношении продолжения образования.

С 2010 года в Украине официально установлены основные направления профильного обучения: общественно-гуманитарное (учебные профили: филологический, историко-правовой, экономический, юридический и др.), естественно-математическое (учебные профили: физико-математический, химико-биологический, географический, экологический, медицинский и др.), технологическое (учебные профили: информатика, технологии, проектирование и конструирование, менеджмент и др.), художественно-эстетическое (учебные профили: музыкальный, изобразительный, хореографический и др.), спортивное [8].

Учебный профиль – это комбинация предметов, изучаемых на различных уровнях: 1) уровень стандарта – обязательный минимум содержания учебных предметов, который не предусматривает дальнейшего их изучения; 2) академический уровень – объем содержания достаточен для дальнейшего изучения предметов в высших учебных заведениях – используется для учебных предметов, являющихся не профильными, но близкими к профильным (например, астрономия в физическом профиле, или биология в химико-физическом профиле); 3) профильный уровень – содержание учебных предметов углубленное и предусматривает ориентацию учащегося на будущую профессию.

В тоже время в школах допускается и обучение, по так называемому, «общеобразовательному профилю» – без определенного профильного предмета, который бы изучался углубленно. В этом случае для профессионального самоопределения учащихся вводится большее количество спецкурсов или курсов на выбор, которые носят различный характер и назначения.

Из различных форм и моделей профильного обучения, описанных в Концепции профильного обучения, на практике в основном профильное обучение реализуется в одно- или многопрофильных лицеях, в которые вступают выпускники 9 классов, ориентируясь на профильность лицея, а также в специализированных школах с углубленным изучением предметов, учебный процесс которых предусматривает углубленное изучение отдельных предметов, начиная из начальных классов.

Сравнительно новой формой организации обучения есть, так называемые, межшкольные профильные группы в образовательных округах. Обучаясь в своих школах, учащиеся изучают предметы на академическом уровне или уровне стандарта, профильное же обучение происходит в опорной шко-

ле, куда приходят учащиеся округа, образуя межшкольные группы по дополнительному изучению предметов, спецкурсов или курсов за выбором.

Исследуя проблемы методики преподавания физики, в связи с переходом на профильное обучение, мы отмечаем следующее. Профильное обучение предполагает системообразующую роль избранной знаниево-деятельностной области в системе интересов и профессиональных предпочтений личности. Это предусматривает усовершенствование методики преподавания профильных предметов, курсов за выбором и дополнительных занятий как единой системы. Иными словами, системообразующим и смыслообразующим центром профессионального самоопределения учащегося, выбравшего, физико-математический профиль, есть фундаментальный и прикладной аспекты физической и математической науки и соответствующая им сфера профессиональной деятельности.

В случае если система интересов и профессиональных предпочтений личности до конца не определена или в общеобразовательной школе нет возможностей реализовать запросы и желания всех учащихся – особого значения приобретает методика преподавания курсов за выбором, спецкурсов и дополнительных занятий по предмету.

Рассмотрим пути совершенствования методов и приемов обучения в профильной школе на примере методики преподавания электродинамики.

Проблеме совершенствования методики изучения электродинамики посвященные труды А. В. Перышкина, А. А. Пинского, С. Е. Каменецкого, Н. М. Шахмаева, В. Ф. Ефименко, М. Я. Снежко, Я. Э. Умборга, В. Ф. Савченка, С. Д. Сулеймана и др.

Электродинамика – один из наиболее сложных разделов школьного курса, изучающий широкий круг явлений и процессов, связанных с проявлением электромагнитного взаимодействия. Общеобразовательные задачи раздела: формирование у учащихся понятия электромагнитного поля и электрического заряда, объяснения электромагнитного взаимодействия на принципе близкодействия, формирование электромагнитной картины мира.

Выполнив сравнительный анализ описанных в литературе [1; 3; 4; 7; 11] методических подходов к изучению электродинамики в курсе средней школы, остановимся на тех особенностях методики преподавания, которые, по нашему мнению, наиболее актуальны в условиях профильного обучения.

Начнем с анализа содержания и структуры учебного материала школьного курса физики основной школы (первого концентрира). Теперь, согласно учебной программе в 9-ом классе изучаются такие вопросы, которые раньше не изучались в курсе пропедевтики. В разделе «Электрическое поле» это: закон сохранения электрического заряда; электрическое поле; закон Кулона. В разделе «Электрический ток» – электрический ток в растворах и расплавах электролитов; электролиз и его применение в промышленности и технике; ток в полупроводниках; электропроводимость полупроводников; зависимость силы тока в полупроводниках от температуры; термисторы; электрический ток в газах; самостоятельный и несамоостоятельный разряды; примене-

ние газового разряда. В разделе «Магнитное поле» – магнитное действие тока; опыт Эрстеда; действие магнитного поля на проводник с током; электромагнитная индукция; опыты Фарадея; гипотеза Ампера. Соответственно возросли и требования к уровню общеобразовательной подготовки учащихся основной школы.

В старшей школе (второй концентр) весь курс электродинамики изучается полностью в 11 классе [6] в такой последовательности «Электрическое поле», «Электрический ток», «Электромагнитное поле», «Электромагнитные колебания и волны». Содержательное наполнение программы академического уровня осталось довольно традиционным, принятым для средней школы. Всего на изучение указанных разделов курса отводится 60 часов.

На профильном уровне на курс электродинамики отводится вдвое больше учебного времени. Эти часы распределяются как на углубленное изучение основ электродинамики за счет выполнения заданий повышенной сложности, большего количества лабораторных работ, так и на изучение вопросов, которые расширяют содержание программы профильного уровня (по сравнению с программой академического уровня).

Отметим, что учебные программы по физике для старшей школы построены по принципу дополнения: программа профильного уровня включает в себя программу академического уровня, которая в свою очередь включает в себя программу уровня стандарта. Такой подход имеет свои недостатки и преимущества. Преимуществом является то, что существует возможность внедрять различные формы организации профильного обучения (например, межпрофильные группы в образовательных округах) и разрабатывать методическое обеспечение (учебники, пособия, задания для контроля знаний) по уровневому принципу. Недостаток, по нашему мнению, в том, что для учащихся профильных классов, изучающих физику на профильном уровне, учебный процесс, начиная с учебной программы, должен быть построен на методологических принципах, что в данный момент отсутствует.

Указанные изменения в школьной программе основной и старшей школы определяют особенности построения методики преподавания электродинамики в профильной школе. Особенное значение приобретают идеи С. Е. Каменецкого [7], Г. М. Голина [5], А. И. Бугаева [2], В. Г. Разумовского [10], А. И. Ляшенко [9], связанные с тем, что изучение электродинамики в старших классах должно основываться на принципе генерализации знаний вокруг основных физических принципов и теорий, и на высшем уровне обобщения – уровне фундаментальных физических взаимодействий, приводящему к формированию современной физической картины мира.

Основными физическими теориями классической электродинамики являются теория электромагнитного поля Максвелла, электронная теория Лоренца и специальная теория относительности Эйнштейна.

В методической литературе и диссертационных исследованиях [1; 3; 4; 7; 11] рассматриваются различные пути изучения теории Максвелла: 1) урав-

нение Максвелла рассматриваются как завершающее обобщение изучения электромагнитных явлений; 2) изучения электродинамики должно выходить из учения об электромагнитном поле.

Традиционно в школьной практике преподавания электродинамики использовался только первый путь: понятие электромагнитного поля вводилось после изучения электростатического и магнитного полей, в результате изучения явления электромагнитной индукции.

В связи с переходом на новую структуру школьного курса физики значительно расширилась база знаний учеников об электромагнитных взаимодействиях, которые они получают в основной школе. К тому же изучение основ специальной теории относительности происходит в 10 классе. Таким образом, перед изучением электродинамики ученики уже имеют представление об инвариантных и относительных величинах, принципе относительности, релятивистских эффектах, предельном значении скорости распространения света. Таким образом, вполне возможно применять различные способы подачи понятия электромагнитного поля. В ходе своего исследования мы проверяли эффективность трех таких последовательностей: 1) вводили понятие электромагнитного поля в начале изучения электродинамики; 2) при изучении магнитного поля подвижных электрических зарядов; 3) после изучения явления электромагнитной индукции.

Наиболее эффективным, по нашему мнению, является первый подход. В общих чертах покажем его преимущества.

Вводные занятия по электродинамике мы начинали из обобщения знаний, полученных учащимися в 10 классе при изучении механического взаимодействия и в 9 классе – при изучении электромагнитных явлений. В механике изучались силы тяготения, упругости и трения, которые зависят или от расстояния между взаимодействующими телами, или от их относительных скоростей. Ньютоновская механика опирается на принцип дальнего действия (взаимодействия передаются мгновенно на сколь угодно большие расстояния). Демонстрируя известный из курса 9 класса опыт по взаимодействию параллельных токов учащимся, предлагается объяснить причину возникновения силы притяжения или отталкивания. Учитывая, что расстояние между проводниками и относительная скорость электронов в проводниках не изменяются (если токи одного направления), учащиеся приходят к выводу, что данное взаимодействие должно объясняться с позиций другой концепции (концепции близкодействия), согласно которой взаимодействия между зарядами (токами, магнитами) передаются с конечной скоростью. Тогда должен быть и какой-то материальный объект, с которым этот процесс происходит. Все это можно объяснить, только введя понятие электромагнитного поля.

Дальнейшее изучение основных понятий электродинамики (электрического заряда, электрического и магнитного полей) рассматриваем в различных системах отсчета. В случае равномерного движения заряда существуют такие инерциальные системы отсчёта, где есть либо электрическое поле, либо и электрическое, и магнитное. В случае неравномерного движения

заряда его поле всегда будет электромагнитным – одновременно будут существовать и действовать и электрическое, и магнитное поля.

Связь же переменных электрических и магнитных полей бесспорна, эти поля существуют одновременно, обуславливая друг друга. Электромагнитное поле проявляется по силовому действию на электрический заряд. На движущийся заряд действует сила, обусловленная и электрической и магнитной составляющей поля, на покоящийся заряд действует только электрическая составляющая.

Особенности обучения электродинамики заключаются и в том, что в рамках ее изучения на профильном уровне учащиеся глубже знакомятся с динамическими и статистическими теориями. Электромагнитное поле является объектом исследования в динамической теории Максвелла. Состояние электромагнитного поля характеризуется напряженностями электрического поля $E(r, t)$ и магнитного поля $H(r, t)$. По известным электрическим и магнитным свойствам вещества, задаваемым диэлектрической проницаемостью и магнитной проницаемостью, определяются две другие характеристики поля: электрическая индукция $D(r, t)$ и магнитная индукция $B(r, t)$. Уравнения Максвелла для этих четырех векторов позволяют по заданным начальным значениям полей определить величину электромагнитного поля в любой последующий момент времени. Специальная теория относительности Эйнштейна вместе с системой уравнений Максвелла образуют релятивистскую электродинамику, в рамках которой может быть решена любая задача электродинамики.

Теория Друде-Лоренца, описывающая микроскопические электромагнитные процессы, также является динамической. Изучая на профильном уровне термоэлектрические явления, учащимся показывают трудности классической электронной теории, и тем самым прогнозируют дальнейший путь развития физических теорий: на смену динамическим приходят статистические. На смену классической электронной теории пришла квантовая теория.

Таким образом, особенностью преподавания электродинамики на профильном уровне является то, что ее изложение можно построить вокруг основных ее теорий, разбив на две части: 1) первая часть посвящена изучению электростатики и магнитостатики в вакууме, явления электромагнитной индукции и квазистационарного переменного тока; 2) вторая посвящена магнитным и электрическим полям в веществе, механизмам электропроводности различных сред, электромагнитным волнам.

Рассматривая особенности методики преподавания электродинамики в профильной школе, еще раз обращаем внимание на то, что основные уроки, спецкурсы, курсы за выбором и дополнительные занятия образуют единую систему. Учитывая, что ведущей деятельностью старшеклассников в профильной школе есть учебно-профессиональная, эффективно организовать элективный компонент в форме исследовательской и проектной работы.

Таким образом, обобщая рассмотренные и другие аспекты методики преподавания электродинамики в профильной школе, перечислим ее особенности.

В основу методики преподавания электродинамики следует заложить принцип системности и генерализации, который заключается в построении процесса обучения вокруг основных физических принципов и теорий. Это формирует структурированные знания учащихся, что позволяет использовать им общие принципы, теории, идеи к анализу частных проблем, обуславливает их адаптацию к изучению общей и теоретической физики в дальнейшем.

Следующий принцип – «обучение как учебная модель науки» позволяет в процессе обучения «разворачивать» познавательную деятельность, отображать исторический контекст исследования, методологию его изучения, включая учащихся в квази-исследования.

Преподавая электродинамику, следует активно применять методы и приемы, направленные на формирование профессионального стиля мышления, универсальных знаний, умений, навыков, а также опыт самостоятельной деятельности и личной ответственности.

Использование модульного и системного принципа отбора учебного материала для элективного компонента с целью не столько его расширения, сколько отражения в его содержании сущностных положений, которые могут быть перенесены на широкое поле профессиональной деятельности.

Список использованных источников

1. Белых, Н. Г. Методическая система изучения электродинамики в средней школе: автореферат дис. ... канд. пед. наук: 13.00.02 [Электронный ресурс] / Белых Наталья Геннадиевна. – М., 2010. – 20 с.
2. Бугаев, А. И. Методика преподавания физики в средней школе: Теоретические основы: [учебн. пособ. для студентов пед. ин-тов по физ.-мат. спец.] / А. И. Бугаев. – М. : Просвещение, 1981. – 288 с.
3. Гершензон, Е. М. Курс общей физики: Электродинамика: / Е. М. Гершензон, Н. Н. Малов Учеб. пособие. – М. : Просвещение, 1990. – 319 с.
4. Глазунов, А. Т. Методика преподавания физики в средней школе: Электродинамика нестационарных явлений. Квантовая физика: [пособие для учителя] / А. Т. Глазунов, И. И. Нурминский, А. А. Пинский; под ред. А. А. Пинского. – М. : Просвещение, 1989. – 272 с.
5. Голин, Г. М. Вопросы методологии физики в курсе средней школы: кн. для учителя / Г. М. Голин. – М. : Просвещение, 1987. – 127 с.
6. Засекина, Т. Н. Физика, 11 кл. Учеб. для общеобраз. учеб. завед. (академический уровень, профильный уровень) / Т. Н. Засекина, Д. А. Засекин – Х. : Сиция, 2011. – 336 с.
7. Каменецкий, С. Е. Электродинамика в курсе физики средней школы. Пособие для учителей / С. Е. Каменецкий, И. Г. Пустильник – М. : Просвещение, 1978. – 127 с.
8. Концепція профільного навчання в старшій школі // Інформаційний зб. МОН України. – К. : Пед. преса, 2003. – № 24. – С. 3–15.
9. Ляшенко, О. І. Формування фізичного знання в учнів середньої школи / О. І. Ляшенко. – К. : Генеза, 1996. – 128 с.
10. Основы преподавания физики в средней школе / В. Г. Разумовский, А. И. Бугаев, Ю. И. Дик и др., под ред. А. В. Перышкина. – М. : Просвещение, 1984. – 398 с.

11. Попко, Н. М. Методическая система изучения классической электродинамики в курсе общей физики: Учеб. пособие / Н. М. Попко, Л. Н. Хуторская; Под ред. Г. А. Гачко. – Гродно: ГрГУ, 2001. – 238 с.

References

1. Belych N. G.-Methodical system of study of electrodynamics in high school: abstract of the thesis... Doctor of pedagogical Sciences. Moscow, 2010, 20 p.
2. Bugaev A. I. Methods of teaching physics in high school: Theoretical basis. Moscow, Education, 1981, 288 p.
3. Gershenzon E. M. Course of General physics: Electrodynamics. Moscow, Education, 1990, 319 p.
4. Glazunov A. I. Methods of teaching physics in high school: Electrodynamics of non-stationary phenomena. Quantum physics. Moscow, Education, 1989, 272 p.
5. Golin G. M. Questions of methodology of physics in the course of secondary school. : Moscow, Education, 1987, 127 p.
6. Zasekina T. A. Physics, 11 grade Textbook. Kharkov: Sizia, 2011, 336 p.
7. Kamenetsky S. E. Electrodynamics in course of physics in secondary school. Moscow, Education, 1978, 127 p.
8. The concept of profile education in senior classes. Kiev, 2003, No 24, pp. 3–15.
9. Lyaschenko O. I. Formation of physical knowledge of secondary school students. Kiev, 1996, 128 p.
10. Basics of teaching physics in high school. Moscow, Education, 1984, 398 p.
11. Popko N. M. Methodical system of studying of classical electrodynamics in the course of General physics. Grodno, 2001, 238 p.

УДК 532.685:537.632

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ СТОЛБЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ НА ПОРИСТОМ ОСНОВАНИИ*

О. А. Рунова

*ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный педагогический институт
имени М. Е. Евсевьева», г. Саранск, Российская Федерация*

Аннотация. Построена и исследована математическая модель распространения и неустойчивости волн на поверхности цилиндрического столба намагничивающейся жидкости бесконечной длины, окружающей коаксиально расположенное, бесконечное ядро из пористого материала круглого сечения. Найдены условия, при которых возмущения поверхности жидкого столба ста-

* Научное исследование проведено при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 гг.»: соглашение на предоставление гранта № 14.132.21.1353.

новятся неустойчивыми и приводят к его распаду на цепочку из соединенных капель.

Ключевые слова: волны, магнитная жидкость, цилиндрическая конфигурация жидкости, магнитное поле, длинное пористое ядро.

RESEARCH OF PROPAGATION OF SURFACE WAVES IN A CYLINDRICAL POLE MAGNETIC FLUID ON THE BASIS OF POROUS

O. A. Runova

Abstract. A mathematical model of wave propagation and instability on a surface of an infinite cylindrical configuration of magnetic fluid, surrounding a coaxial infinite cylindrical porous core, is constructed and studied. The conditions are found under which the disturbances of the liquid column become unstable and result in its fragmentation into a chain of connected droplets.

Key words: waves, magnetic fluid, cylindrical configuration of fluid, magnetic field, long porous core.

Магнитные жидкости получают искусственно путем коллоидного диспергирования наночастиц твердого ферромагнетика в обычной немагнитной жидкости. Такие жидкости широко используются в различных областях техники и технологии.

Задача о волнах на поверхности струи магнитной жидкости рассмотрена в работе [1]. Распространение поверхностных волн в слое немагнитной жидкости на пористом основании исследовано в работе [2]. Исследования распространения волн на заряженной поверхности цилиндрического столба электропроводной жидкости, окружающей длинное пористое ядро, проведены в работе [3].

1. Математическая модель. Рассматривается задача о распространении поверхностных волн в цилиндрическом столбе магнитной жидкости, окружающей длинное пористое ядро. Предполагается, что внутри объема магнитной жидкости находится ядро из пористого материала в форме коаксиально расположенного круглого цилиндра. Учитываются силы поверхностного натяжения жидкости. Силы тяжести предполагаются отсутствующими. Ось симметрии пористого цилиндра совпадает с осью симметрии коаксиально расположенного соленоида, создающего однородное магнитное поле с напряженностью \mathbf{H}_0 . Задача решается в цилиндрической системе координат (r, θ, z) , в которой жидкий столб покоится. Ось z направлена по оси симметрии пористого цилиндра. Радиусы пористого цилиндра, невозмущенной жидкости и соленоида обозначены через a , a_0 и b соответственно. Величины, относящиеся к пористой среде, свободной жидкости, находящейся вне пористой среды, и промежутку между жидкостью и соленоидом, будем обозначать во всех случаях индексами 1, 2 и 3 соответственно. Магнитная проница-

емость μ_1, μ_2, μ_3 в областях 1, 2, 3 предполагается постоянной. Предполагаем, что $\mu_3 = 1$, а магнитная проницаемость среды в области 1 вычисляется по формуле $\mu_1 = \mu_2 \Gamma + \mu_s (1 - \Gamma)$, где μ_s – проницаемость пористой матрицы, Γ – пористость, которая представляет собой отношение объема пор к объему среды. Магнитная сила равна нулю при постоянной проницаемости, однако это не означает, что магнитное поле не влияет на движение жидкости. В самом деле, на поверхностях раздела сред существуют механические напряжения, посредством которых и происходит взаимодействие поля со средой.

Уравнения движения магнитной жидкости в пористой среде при сделанных предположениях имеют вид [2; 4]:

$$\frac{c}{\Gamma} \frac{\partial \mathbf{u}_1}{\partial t} = -\text{grad } p_1 - \frac{3}{K} \mathbf{u}_1, \quad \text{div } \mathbf{u}_1 = 0. \quad (1)$$

Здесь c – плотность жидкости, 3 – вязкость, K – коэффициент проницаемости пористой среды, p_1 – давление, \mathbf{u}_1 – макроскопическая скорость фильтрации, связанная со средней скоростью \mathbf{x}_1 жидкости в порах соотношением $\mathbf{u}_1 = \Gamma \mathbf{x}_1$.

В линейном приближении уравнения движения свободной жидкости, в предположении, что амплитуда волны значительно меньше ее длины, имеют вид [5]:

$$c \frac{\partial \mathbf{u}_2}{\partial t} = -\text{grad } p_2, \quad \text{div } \mathbf{u}_2 = 0, \quad (2)$$

где \mathbf{u}_2 – скорость свободной жидкости.

Ограничиваемся случаем волн достаточно большой длины l , существенно превышающей радиус a_0 жидкого столба магнитной жидкости, с тем, чтобы пренебречь слагаемыми, содержащими $\Delta \mathbf{u}_1$ и $\Delta \mathbf{u}_2$ в уравнениях (1) и (2). Вязкостью в правой части первого уравнения (2) в длинноволновом приближении пренебрегается в предположении отсутствия прилипания жидкости на поверхности пористого цилиндра. В рассматриваемой модели не накладываемся никаких ограничений на касательный к поверхности пористого цилиндра компонент скорости, требуется лишь непрерывность потока жидкости в нормальном к этой поверхности направлении.

Уравнения для магнитного поля имеют вид [6]:

$$\text{rot } \mathbf{H}_i = 0, \quad \text{div } \mu_i \mathbf{H}_i = 0 \quad (i = 1, 2, 3). \quad (3)$$

Из уравнений (1) – (3) следует:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_1 &= \nabla\varphi_1, \quad \mathbf{u}_2 = \nabla\varphi_2, \quad \mathbf{H}_i = \nabla\psi_i, \\ \Delta\varphi_1 &= 0, \quad \Delta\varphi_2 = 0, \quad \Delta\psi_i = 0 \quad (i = 1, 2, 3). \end{aligned} \quad (4)$$

Далее все величины будем записывать в виде:

$$\begin{aligned} p_1 &= p_{10} + p_{1w}, \quad p_2 = p_{20} + p_{2w}, \quad \mathbf{H}_i = \mathbf{H}_{i0} + \mathbf{H}_{iw}, \\ \psi_i &= \psi_{i0} + \psi_{iw} = z\mathbf{H}_{i0} + \psi_{iw} \quad (i = 1, 2, 3). \end{aligned} \quad (5)$$

Индексами 0 и w обозначены соответственно невозмущенные величины и малые возмущения, связанные с волной; $\mathbf{H}_{10} = \mathbf{H}_{20} = \mathbf{H}_{30} \equiv \mathbf{H}_0$. Возмущения ψ_{iw} также должны удовлетворять уравнениям Лапласа (4).

Система граничных условий имеет вид:
на границе пористой среды ($r=a$):

$$1) u_{1r} = u_{2r}, \quad 2) \psi_1 = \psi_2, \quad 3) \mu_1 \mathbf{n} \nabla \psi_1 = \mu_2 \mathbf{n} \nabla \psi_2, \quad (6)$$

$$4) p_1 - \frac{\mu_1}{4\pi} H_{1n}^2 + \frac{\mu_1}{8\pi} \mathbf{H}_1^2 = p_2 - \frac{\mu_2}{4\pi} H_{2n}^2 + \frac{\mu_2}{8\pi} \mathbf{H}_2^2,$$

на свободной поверхности жидкости $r = a_0 + \xi(\mathbf{i}, z, t)$:

$$u_{2r} = \frac{do}{dt}, \quad 6) \psi_2 = \psi_3, \quad 7) \mu_2 \mathbf{n} \nabla \psi_2 = \mu_3 \mathbf{n} \nabla \psi_3,$$

$$p_2 - \frac{\mu_2}{4\pi} H_{2n}^2 + \frac{\mu_2}{8\pi} \mathbf{H}_2^2 - \left(p_3 - \frac{\mu_3}{4\pi} H_{3n}^2 + \frac{\mu_3}{8\pi} \mathbf{H}_3^2 \right) = 2\alpha C,$$

на поверхности соленоида ($r = b$):

$$\psi_{3w} = 0,$$

то есть возмущение потенциала ψ_3 равно нулю.

Здесь α – коэффициент поверхностного натяжения, C – средняя кривизна поверхности, \mathbf{n} – единичная нормаль к соответствующей поверхности.

Для возмущений давления из (1) и (2) с учетом (5) следует:

$$p_{1w} = -\frac{c}{\Gamma} \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} - \frac{\eta}{K} \varphi_1, \quad p_{2w} = -\rho \frac{\partial \varphi_2}{\partial t}. \quad (7)$$

С учетом вышеизложенного, граничные условия (6) в линейном приближении принимают вид:

$$\begin{aligned}
 & 1) \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} \quad (r = a), \quad 2) \psi_{1w} = \psi_{2w} \quad (r = a), \quad 3) \mu_1 \frac{\partial \psi_{1w}}{\partial r} = \mu_2 \frac{\partial \psi_{2w}}{\partial r} \quad (r = a), \\
 & \quad 4) p_{1w} + \frac{\mu_1 H_0}{4\pi} \frac{\partial \psi_{1w}}{\partial z} = p_{2w} + \frac{\mu_2 H_0}{4\pi} \frac{\partial \psi_{2w}}{\partial z} \quad (r = a), \\
 & 5) \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} = \frac{d\xi}{dt} \quad (r = a_0), \quad 6) \psi_{2w} = \psi_{3w} \quad (r = a_0), \\
 & \quad 7) \mu_2 \left(H_0 \frac{\partial \xi}{\partial z} - \frac{\partial \psi_{2w}}{\partial r} \right) = \mu_3 \left(H_0 \frac{\partial \xi}{\partial z} - \frac{\partial \psi_{3w}}{\partial r} \right) \quad (r = a_0), \\
 & 8) p_{2w} + \frac{\mu_2 H_0}{4\pi} \frac{\partial \psi_{2w}}{\partial z} - \frac{\mu_3 H_0}{4\pi} \frac{\partial \psi_{3w}}{\partial z} = -\alpha \left(\frac{\xi}{a_0^2} + \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} \right) \quad (r = a_0), \quad 9) \\
 & \quad \psi_{3w}(b) = 0.
 \end{aligned}$$

Кроме того, на оси пористого цилиндра ($r=0$) решения уравнений должны быть конечными. В граничных условиях (8) вместо p_{1w} , p_{2w} надо подставить их выражения (7).

Математическая модель является, таким образом, краевой задачей, состоящей из уравнений Лапласа (4) в цилиндрических координатах и граничных условий (8).

2. *Решение краевой задачи.* Решение уравнений (4) с граничными условиями (8) ищем в виде:

$$\begin{aligned}
 \varphi_1(r, \theta, z, t) &= \varphi_1^*(r) \exp(-\gamma t + ikz + im\theta), \\
 \varphi_2(r, \theta, z, t) &= \varphi_2^*(r) \exp(-\gamma t + ikz + im\theta), \\
 \psi_{1w}(r, \theta, z, t) &= \psi_{1w}^*(r) \exp(-\gamma t + ikz + im\theta), \\
 \psi_{2w}(r, \theta, z, t) &= \psi_{2w}^*(r) \exp(-\gamma t + ikz + im\theta), \\
 \psi_{3w}(r, \theta, z, t) &= \psi_{3w}^*(r) \exp(-\gamma t + ikz + im\theta), \\
 \xi(r, \theta, z, t) &= \xi^*(r) \exp(-\gamma t + ikz + im\theta).
 \end{aligned} \tag{9}$$

где $\varphi_i^*(r)$ ($i=1, 2$), $\psi_j^*(r)$ ($j=1, 2, 3$), ξ^* – неизвестные величины, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, $m = 0, 1, 2, \dots$; $\gamma = \gamma_r + i\gamma_i$, $\omega = |\gamma_i|$ – частота, $\beta = \gamma_r$ – коэффициент, который может быть положительным при затухании возмущения, и отрицательным при неустойчивости, приводящей к нарастанию возмущения.

Подставляя выражения (9) для φ_i ($i=1, 2$) и для ψ_{jw} ($j=1, 2, 3$) в уравнения Лапласа, записанные в цилиндрических координатах, получим систему пяти модифицированных уравнений Бесселя порядка m для амплитуд, решения которых имеют вид:

$$\begin{aligned}\varphi_1^* &= C_1 I_m(kr) + C_2 K_m(kr), \varphi_2^* = C_3 I_m(kr) + C_4 K_m(kr), \\ \psi_{1w}^* &= C_5 I_m(kr) + C_6 K_m(kr), \psi_{2w}^* = C_7 I_m(kr) + C_8 K_m(kr), \\ \psi_{3w}^* &= C_9 I_m(kr) + C_{10} K_m(kr).\end{aligned}$$

Здесь I_m и K_m – модифицированные функции Бесселя первого и второго рода порядка m . Следует положить $C_2 = 0$ и $C_6 = 0$, так как $K_m(kr) \rightarrow \infty$ при $r \rightarrow 0$.

Граничные условия (8) с учетом пяти модифицированных уравнений Бесселя порядка m для амплитуд принимают следующий вид:

- 1) $C_1 I_m'(ka) = C_3 I_m'(ka) + C_4 K_m'(ka)$,
- 2) $C_5 I_m(ka) = C_7 I_m(ka) + C_8 K_m(ka)$,
- 3) $\mu_1 C_5 I_m(ka) = \mu_2 C_7 I_m'(ka) + \mu_2 C_8 K_m'(ka)$,
- 4) $-\frac{\rho\gamma}{\Gamma} C_1 I_m(ka) + \frac{\eta}{K} C_1 I_m(ka) - \frac{ik\mu_1 H_0}{4\pi} C_5 I_m(ka) =$
 $= -\rho\gamma [C_3 I_m(ka) + C_4 K_m(ka)] - \frac{ik\mu_2 H_0}{4\pi} [C_7 I_m(ka) + C_8 K_m(ka)]$
- 5) $kC_3 I_m'(ka_0) + kC_4 K_m'(ka_0) = -\gamma \xi^*$,
- 6) $C_7 I_m(ka_0) + C_8 K_m(ka_0) = C_9 I_m(ka_0) + C_{10} K_m(ka_0)$,
- 7) $\mu_2 \left\{ ikH_0 \xi^* - C_7 k I_m'(ka_0) - C_8 k K_m'(ka_0) \right\} =$
 $= \mu_3 \left\{ ikH_0 \xi^* - C_9 k I_m'(ka_0) - C_{10} k K_m'(ka_0) \right\}$,
- 8) $\rho\gamma^2 [C_3 I_m(ka_0) + C_4 K_m(ka_0)] + \frac{ik\mu_2 \gamma H_0}{4\pi} [C_7 I_m(ka_0) + C_8 K_m(ka_0)] -$
 $-\frac{ik\mu_3 \gamma H_0}{4\pi} [C_9 I_m(ka_0) + C_{10} K_m(ka_0)] = -\frac{\alpha\gamma \xi^*}{a_0^2} (1 - m^2 - ka_0^2)$,
- 9) $C_9 I_m(kb) + C_{10} K_m(kb) = 0$.

Здесь i – мнимая единица, штрихами обозначены производные. Для упрощения вычислений далее предполагаем, что соленоид достаточно большого радиуса, то есть $a_0/b \ll 1$. Приравнивая определитель системы (10) к нулю, получим дисперсионное уравнение для поверхностных волн, кубическое относительно γ :

$$A_1 \gamma^3 + A_2 \gamma^2 + A_3 \gamma + A_4 = 0, \quad (11)$$

где A_1, A_2, A_3, A_4 – коэффициенты, зависящие от свойств магнитной жидкости и пористой среды.

Уравнение (11) может быть приведено к так называемому неполному кубическому уравнению [7] с дискриминантом $Q = (p/3)^3 + (q/2)^2$, где p и q выражаются через коэффициенты уравнения (11). При условии $Q > 0$ существует волновое движение, поскольку уравнение (11) имеет при этом два комплексно сопряженных корня. При $Q \leq 0$ волновых движений нет, так как все три корня уравнения (11) действительные. В частном случае, когда при $\Gamma \rightarrow 1$, $\eta/K \rightarrow 0$ (пористую среду заменяем магнитной жидкостью) первое уравнение (1) переходит в уравнение Эйлера, а из уравнения (11) при $a \rightarrow 0$ следует квадратное относительно γ дисперсионное уравнение, полученное в работе [1], результаты которой согласуются с экспериментом. При отсутствии магнитного поля, когда $H_0 = 0$ или $\mu_1 = \mu_2 = \mu_3 = 1$, получается классический результат Релея о распаде струи обычной жидкости.

3. *Анализ модели.* Численное исследование задачи о распространении поверхностных волн в цилиндрическом столбе магнитной жидкости, окружающей длинное пористое ядро проводилось для следующих значений параметров в системе СГС: $\rho = 1$ г/см³; $\alpha = 20$ г/с²; $\eta = 0,01$ г/см·с; $\Gamma = 0,8$; $K = 0,02$ см²; $0 < k < 1,8$ см⁻¹; $0 \leq H_0 \leq 40$ Э (эрстед, $1 \text{ Э} = (1/4\pi) \cdot 10^3$ А/м $\approx 79,6$ А/м); $\mu_2 = 2$; $\mu_3 = 1$; $\mu_s = 1$; $m = 1$.

На рис. 1, *а* и *б* приведены графики зависимостей безразмерной частоты колебаний волны $\tilde{\omega}(k) = \omega(k)[\alpha/\rho a_0^3]^{-1/2}$ и безразмерного коэффициента затухания волны $\tilde{\beta}(k) = \beta(k)[\alpha/\rho a_0^3]^{-1/2}$ от волнового числа k при $m = 1$ для различных значений невозмущенного магнитного поля H_0 .

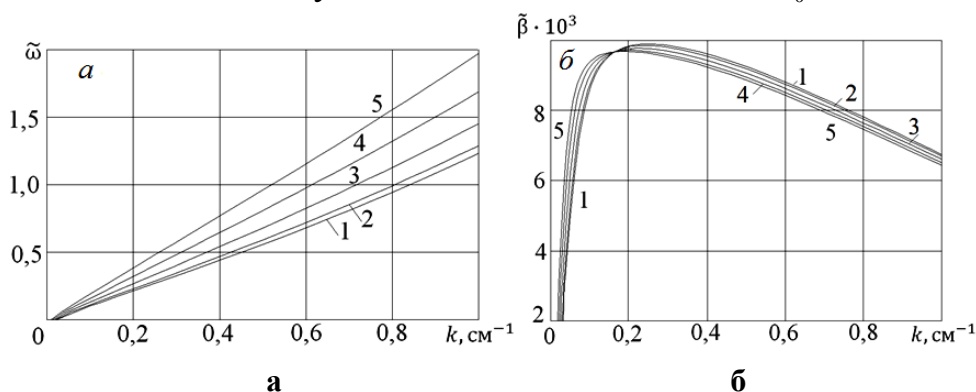


Рис. 1. Зависимости безразмерной частоты $\tilde{\omega}(k)$ и безразмерного коэффициента затухания $\tilde{\beta}(k)$ от волнового числа k : $H_0 = 0, 10, 20, 30, 40$ Э (1 – 5); $a = 0,5$ см; $a_0 = 1,1$ см; $m = 1$

Из рис. 1, *а* видно, что с ростом напряженности магнитного поля H_0 значения безразмерной частоты $\tilde{\omega}(k)$ возрастают при фиксированном значении волнового числа k . С ростом волнового числа значения частоты колебаний волны также возрастают. Из графиков на рис. 1, *б* видно, что с ростом

напряженности магнитного поля H_0 максимальные значения безразмерного коэффициента затухания волны $\tilde{\beta}(k)$ уменьшаются. С ростом волнового числа k при каждом заданном значении H_0 значения $\tilde{\beta}(k)$ сначала резко возрастают, а затем монотонно убывают. На рис. 2, *а* и *б* показаны зависимости $\tilde{\omega}(k)$ и $\tilde{\beta}(k)$ от волнового числа k при $m=1$ и фиксированных значениях $H_0 = 20$ Э, $a = 0,5$ см для разных значений радиуса невозмущенного столба жидкости a_0 . Они показывают влияние радиуса a_0 на безразмерные частоту и декремент затухания.

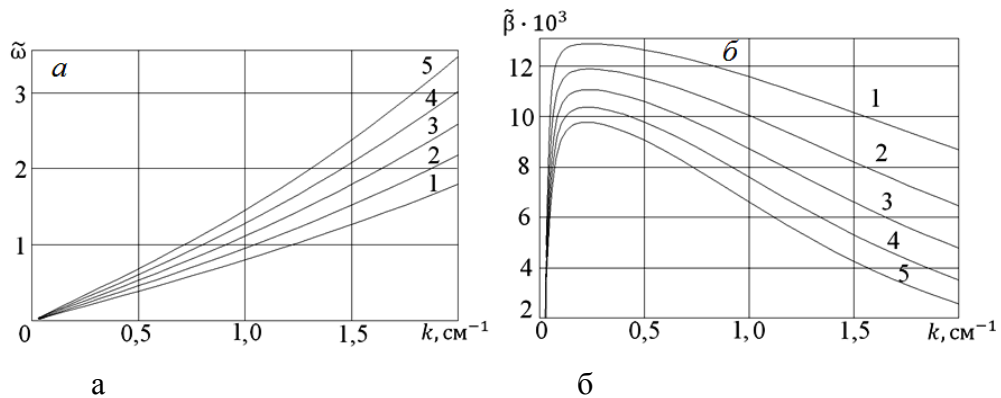


Рис. 2. Зависимости безразмерной частоты $\tilde{\omega}(k)$ и безразмерного коэффициента затухания $\tilde{\beta}(k)$ от волнового числа k : $a_0 = 0,7; 0,8; 0,9; 1,0; 1,1$ см (1 – 5); $a = 0,5$ см; $m = 1$; $H_0 = 20$ Э

Из графиков на рис. 2, *а* видно, что при увеличении волнового числа безразмерная частота $\tilde{\omega}(k)$ увеличивается для каждого значения a_0 . При увеличении радиуса невозмущенной поверхности жидкости a_0 частота возрастает при фиксированном значении волнового числа. Из рис. 2, *б* видно, что при увеличении k значения коэффициента затухания $\tilde{\beta}(k)$ сначала возрастают, затем, по достижении максимума, монотонно убывают. Максимальные значения $\tilde{\beta}(k)$ уменьшаются с ростом a_0 .

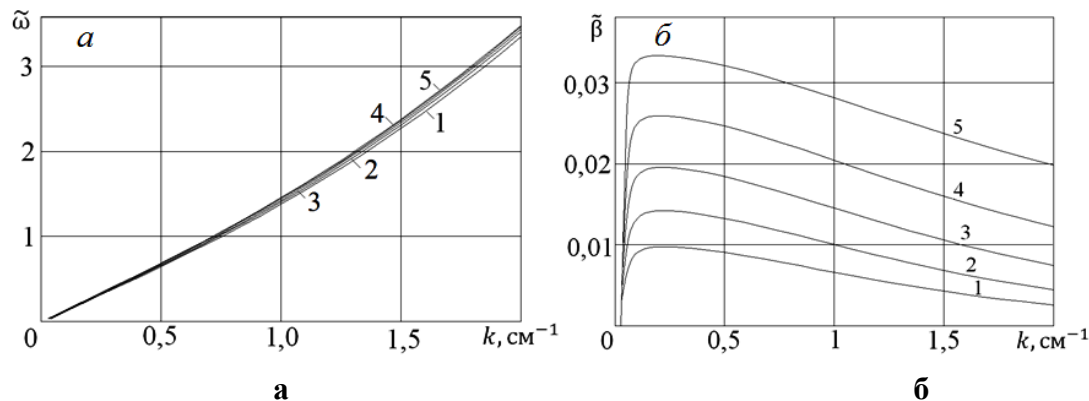


Рис. 3. Зависимости безразмерной частоты $\tilde{\omega}$ и безразмерного коэффициента затухания $\tilde{\beta}(k)$ от волнового числа k : $a = 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9$ см (1 – 5); $a_0 = 1,1$ см; $m = 1$; $H_0 = 20$ Э

На рис. 3, а, б показаны зависимости $\tilde{\omega}(k)$ и $\tilde{\beta}(k)$ от волнового числа k для разных значений радиуса пористого цилиндра a при $m=1$ и фиксированных значениях $H_0 = 20$ Э, $a_0 = 1,1$ см. Из рис. 3, а видно, что безразмерная частота $\tilde{\omega}(k)$ слабо зависит от радиуса пористого цилиндра. Из графиков на рис. 3, б видно, что значения $\tilde{\beta}(k)$ с ростом волнового числа k резко возрастают, а затем монотонно убывают для каждого заданного значения радиуса пористого цилиндра. При увеличении a максимальные значения коэффициента затухания возрастают.

Графики зависимостей $\tilde{\omega}(k)$ и $\tilde{\beta}(k)$ при $m=1$ аналогичны графикам, построенных для $m=0$ при тех же значениях всех параметров. Отличие состоит в том, что для $m=1$ графики сдвинуты влево по отношению к соответственным графикам для $m=0$. Критические точки расположены близко к нулевому значению. При $m=1$ затухание возмущений $\tilde{\beta}(k)$ сильнее, чем при $m=0$. Частота $\tilde{\omega}(k)$ при заданных k и одинаковых значениях других параметров для $m=1$ больше, чем для $m=0$. При $m \geq 2$ движение является аperiodическим, с сильным затуханием всех возмущений.

Заключение. Исследовано распространение волн на поверхности цилиндрического столба магнитной жидкости, окружающей ядро из пористого материала в приложенном магнитном поле, направленном вдоль оси жидкого столба. Рассмотрена область длинных волн $0 < k < 1,8 \text{ см}^{-1}$ при $m=1$. Численно исследованы зависимости безразмерной частоты и декремента затухания от волнового числа при различных значениях невозмущенного магнитного поля, радиуса невозмущенного столба жидкости и при различных значениях радиуса пористого цилиндра. В интервале $k_c < k < 1,8 \text{ см}^{-1}$ существует затухающее волновое движение с безразмерной частотой $\tilde{\omega}(k)$, монотонно возрастающей с ростом волнового числа k . Зависимость $\tilde{\beta}(k)$ имеет более сложный характер, чем безразмерная частота.

Автор благодарит профессора Н. Г. Тактарова за постановку задачи и её обсуждение.

Список использованных источников

1. Тактаров, Н. Г. Распад струи магнитной жидкости / Н. Г. Тактаров // Магнитная гидродинамика. – 1975. – № 2. – С. 35–38.
2. Столяров, И. В. Распространение волн в слое жидкости на пористом основании / И. В. Столяров, Н. Г. Тактаров // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1987. – № 5. – С. 183–186.
3. Миронова, С. М. Распространение волн на заряженной поверхности цилиндрического столба жидкости, окружающей длинное пористое ядро / С. М. Миронова, Н. Г. Тактаров // Изв. РАН. МЖГ. – 2012. – № 4. – С. 104–110.
4. Иванов, А. Б. К исследованию фильтрации магнитных жидкостей / А. Б. Иванов, Н. Г. Тактаров // Магнитная гидродинамика. – 1990. – № 3. – С. 138–139.

5. Седов, Л. И. Механика сплошной среды / Л. И. Седов. – Т. 1. – М. : Наука, 1976. – 536 с.
6. Тамм, И. Е. Основы теории электричества / И. Е. Тамм. – М. : Наука, 1976. – 616 с.
7. Курош, А. Г. Курс высшей алгебры / А. Г. Курош – М. : Наука, 1975. – 431 с.

References

1. Taktarov N. G. The Collapse of the jet magnetic fluid . Magnetohydrodynamics, 1975, No 2, pp. 35–38.
2. Stolyarov I., Taktarov N. G. Century wave Propagation in a liquid layer on a porous basis . Izv. USSR Academy of sciences, 1987, No 5, p. 183–186.
3. Mironova S. M., Taktarov N. G. Propagation of waves on the charged surface of a cylindrical of the liquid column, the long porous core. Izv. Russian Academy of Sciences, 2012,- No 4, pp. 104–110.
4. Ivanov A. B., Taktarov N. G. To filtration of the magnetic fluid. Magnetohydrodynamics, 1990, No 3, pp. 138–139.
5. Sedov L. I. Continuum Mechanics. Moscow, Nauka, 1976, 536 p.
6. Tamm I. E. The Bases of the theory of electricity. Moscow, Nauka, 1976, 616 p.
7. Kurosh A. Course of higher algebra. Moscow, Nauka, 1975, 431 p.

ТЕХНИЧЕСКИЕ НАУКИ

УДК 621.315.592

ПЛЕНОЧНЫЙ P-N ПЕРЕХОД НА ОСНОВЕ СУЛЬФИДА КАДМИЯ

М. А. Джафаров

*Институт Физических Проблем, Бакинский государственный университет,
Баку, Азербайджан*

Аннотация. Среди широкого спектра наноматериалов особое место занимают наноструктурированные материалы для нанофотоники. Наноструктурирование вещества позволяет направленным образом изменить спектр его физико-химических свойств.

До сих пор преобразователи на базе CdS изготовлены в основном как гетероструктуры. Создание p-n перехода затруднено из-за получения CdS с дырочной проводимостью. В литературе приводятся только некоторые данные, относящиеся к пленочно-монокристаллическим p-n переходам. В представленной работе приводятся результаты исследований пленочного p-n перехода на основе CdS, осажденных из водного раствора.

Ключевые слова: наноматериалы, пленочные переходы в кристаллах, наноструктурирование.

FILM P-N TRANSITION BASED ON CADMIUM SULFIDE

M. A. Jafarov

Abstract. Special place among the wide spectrum occupies of nanomaterials a nanostructured materials for nanophotonics. Nanostructure substance allows aimed change the range of its physical and chemical properties. Still converters on the basis of CdS produced mainly as heterostructures. The creation of a p-n junction is difficult due to the receipt of CdS with hole conductivity. The literature shows only some of the data related to membrane монокристаллическим p-n transitions. The results of research on the film p-n junction on the basis of CdS deposited from aqueous solution are presentet in this work.

Key words: nano-materials, film transitions in crystals, nanostructuring.

До сих пор преобразователи на базе CdS изготовлены в основном как гетероструктуры. Создание p-n перехода затруднено из-за получения CdS с дырочной проводимостью [1, 2]. В литературе приводятся только некоторые данные, относящиеся пленочно-монокристаллическим p-n переходам. В представленной работе приводятся результаты исследований пленочного p-n перехода на основе CdS, осаждённых из водного раствора.

Исследуемые образцы приготавливались методом осаждения из раствора на алюминиевую подложку в единой технологии. Перед нанесением нижнего алюминиевого электрода образец выдерживался на воздухе при температуре 300°C в течении 10 мин.

Фазовый состав и кристаллическую структуру осадков изучали методом рентгеновской дифракции (рис. 1) параллельно с комплексонометрическим определением концентрации ионов кадмия для исследования процесса образования CdS.

Структуры нанопорошков и тонких пленок CdS имеют характерные особенности, присущие дифрактограммам наноструктурированного CdS. Три широких пика на углах $\sim 27^{\circ}$, 44° и 52° соответствуют нано-CdS. Размеры частиц варьируются от 2 до 14 нм.

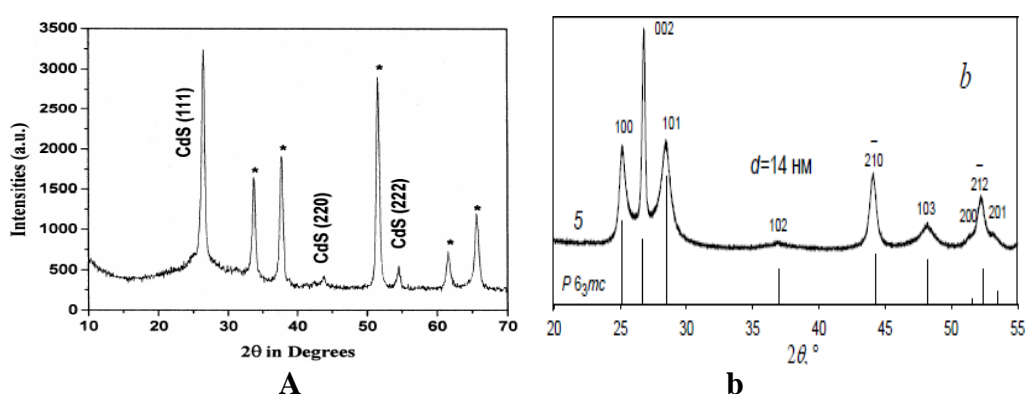


Рис. 1. Дифрактограммы наноструктурированного n-CdS (a) и p-CdS (b)

Образование структур происходит по одной реакции путем постепенного уменьшения сульфидизации кристаллических частиц, осаждённых из водного раствора CdCl_2 и $\text{N}_2\text{H}_4\text{CS}$ на алюминиевой подложке.

На основании данных измерений вольт-амперных (ВАХ) и вольт-фарадных (ВФХ) характеристик и термостимулированной проводимости (ТСП) образцов было установлено наличие проводимости, обусловленной присутствием p-n переходов. Проведены исследования ВАХ, ВФХ и термостимулированной проводимости в интервале температур 80–400 К. ВАХ снималась в импульсном, статическом и динамическом режимах, а ВФХ по методике RLC моста, что позволило одновременно измерять барьерную емкость и дифференциальное сопротивление барьера, а также сопротивление в нейтральной части полупроводника. На основании данных измерений вольт-фарадных характеристик образцов было установлено наличие проводимости, обусловленной присутствием обратносмещённых p-n переходов. Была обнаружена высокая концентрация дырок (10^{21} см^{-3}), характерная для проводящего состояния.

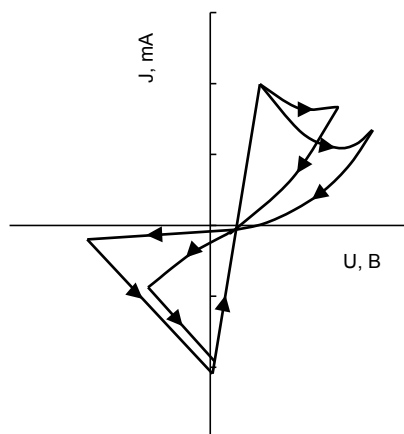


Рис. 2. ВАХ структур Al-Al₂O₃-pCdS-nCdS. T=300 К

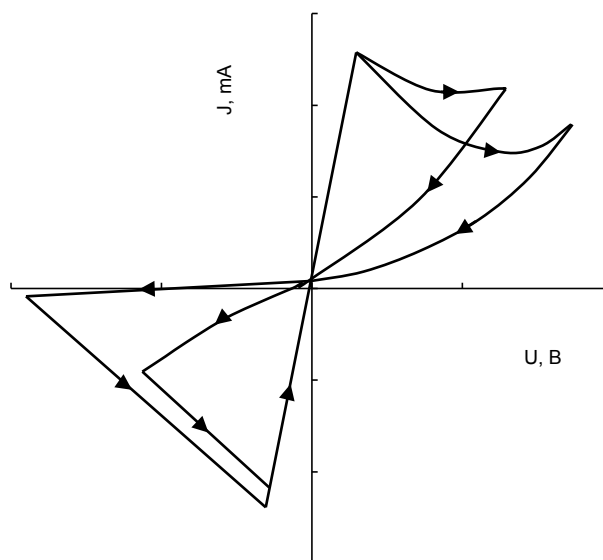


Рис. 3. ВАХ структур Al/Al₂O₃/p-CdS/n-CdS. T=80 К

ВАХ пленочного p-n перехода pCdS-nCdS (рис. 2–3) обладает выпрямляющим свойством с коэффициентом $10^3 \cdot 10^4$ при напряжении $V=2 \div 3$ В. Прямые ветви ВАХ (в логарифмическом масштабе) состоят из двух участков, соответствующих различным механизмам токопрохождения (рис. 4).

При увеличении прямого напряжения в начале наблюдается участок ВАХ с большим наклоном, что соответствует тому, когда один механизм токопрохождения сменяется другим.

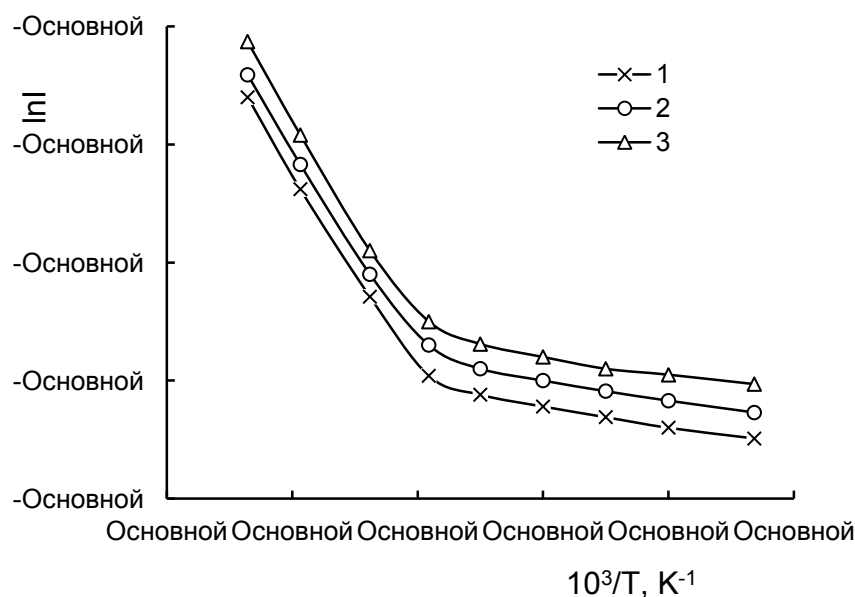


Рис. 4. Температурная зависимость прямого тока р-п перехода на основе CdS

По ходу температурной зависимости наклона прямых $\ln I \sim V$ (рис. 5) можно выделить два интервала температур. Ниже 250К наклон остается практически постоянным, что соответствует доминирующей роли туннельных процессов, а выше 250К с ростом температуры наклон увеличивается, что свидетельствует о возрастающей роли тепловых процессов. Показано, что ширина барьера равна 0,1 мкм при нулевом смещении и достигает 0,15 мкм при напряжении 2 В обратного смещения. Значит, область пространственного заряда в изучаемых структурах занимает только часть толщины пленок, а область пространственного заряда в р-CdS является очень узкой вследствие резкой асимметрии проводимости. В начале внешнее напряжение падает на область пространственного заряда в CdS n типа. Наличие n-CdS с высоким удельным сопротивлением исключает присутствие сильного поля на краю металлического контакта и образует обратносмещенный р-п переход, параллельно барьеру Al/p-CdS. Проводимость туннельно прозрачного диэлектрика Al_2O_3 , присутствующего на поверхности алюминия, гораздо выше, чем проводимость обратносмещенного р-п перехода и большая часть приложенного внешнего электрического напряжения падает на р-п переход. Прямые ВАХ структуры Al/p-CdS/n - CdS практически идентичны с ВАХ р-п переходов. При этом ток через структуры экспоненциально возрастает с ростом приложенного напряжения:

$$I = I_s \exp\left(\frac{eV}{kT} - 1\right),$$

где I_s – ток насыщения. Обратный ток насыщения на два порядка меньше, чем ток через туннельно-прозрачный окисный слой Al_2O_3 и составляет 10–10 А/см² для высокотемпературного участка ($T > 250$ К). Далее силу прямого тока можно описать выражением:

$$I_{np} = I_s \exp(eV / \eta kT),$$

где $\eta = 2 \div 3$ – коэффициент неидеальности.

Энергия активации тока насыщения при этом составляет 0,9 эВ, что меньше значения барьера и I не является чисто термоэмиссионным, а соответствует эмиссионно-рекомбинационному механизму. Измерения проводимости пленок CdS в зависимости от толщины слоя указывают на существование неглубокого полуизолирующего слоя в n-слое p-n перехода, полученного на горячей подложке, и вероятно, связанного с диффузией вакансий атомов кадмия.

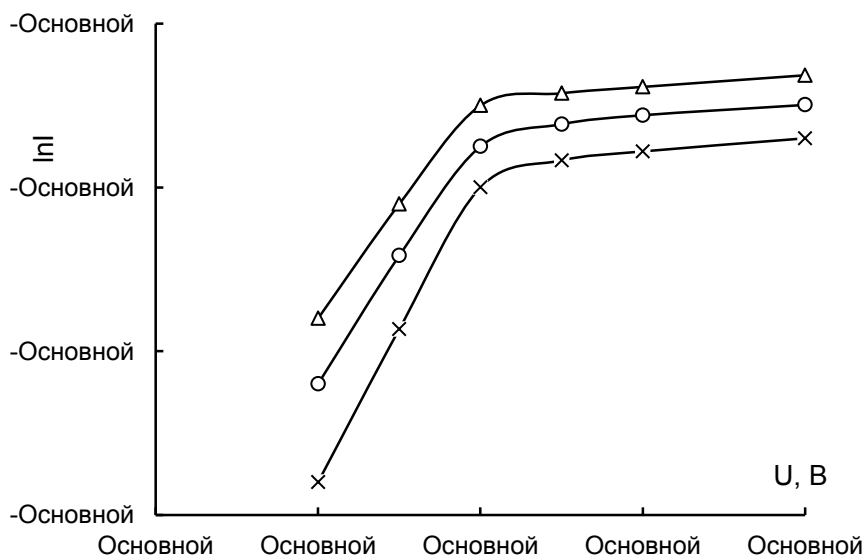


Рис. 5. Прямые ветви ВАХ p-n переходов на основе CdS при различных температурах. $T, К$: 1 – 293; 2 – 323; 3 – 343

На рис. 6. представлены кривые ТСП p-n переходов, полученные при оптическом (кривая 1) и электрическом (кривая 2) возбуждении. Обнаруженные при этом низкотемпературный (при $T = 120 К$) и высокотемпературный (при $T = 330 К$) пики были характерными для p-n перехода. Интенсивность пика с $T = 120 \div 130 К$ при импульсном возбуждении была в 3-4 раза больше, чем при оптическом возбуждении. При оптическом возбуждении, в основном заселяются уровни с $T = 225 К$ и $T = 330 К$ в n-слое. Особенностью рис. 6 является различие номинальной температуры максимумов при переходе от одного эксперимента ($T_m = 125 К$) к другому ($T_m = 145 К$), а также близкое расположение максимумов с $T_m = 225 К$ ($E = 0,4 эВ$) и $T_m = 250 К$ ($E = 0,45 эВ$), выявленные в пленках n- и p-типа.

Емкость обратносмещенного диода изменяется на 5 ÷ 8 % после опустошения нижнего энергетического уровня. ВФХ (Зависимость $C^{-2} \sim V$) при обратных смещениях до 2-3 В имеет линейный участок. Напряжение отсечки V_0 при этом составляет 1,2-1,25 В. Ловушки в слое пространственного заряда и в нейтральной части были заполнены оптическим возбуждением из области собственного поглощения полупроводника или же импульсным возбуждени-

ем напряжения. Для идентификации уровней была измерена ёмкость обратно смещенного диода при $T = 80$ К после заполнения ловушек. Далее температуру увеличивали выше одного из значений температур, соответствующих максимумам ТСП, при этом уровень опустошался, а затем охлаждали до 80К и снова измеряли ёмкость. Изменения в ёмкости происходят в результате изменения заряда в области пространственного заряда.

С учетом этого сказанного, емкость структуры можно выразить формулой:

$$C = C_0 \left[1 + \frac{2\varepsilon V}{qN_a t^2} \right]^{-1/2} = C_0 \left[1 - \frac{2\varepsilon V}{qN_a t^2} \right],$$

где C – емкость при нулевом смещении; t – толщина полуизолирующей области, связанная с шириной данной области пространственного заряда. При рассмотренных нами условиях величина составляет $\sim 0,6$ мкм. При прямом смещении в результате перемещения термически освобожденных дырок происходит изменение емкости, что приводит к отношению:

$$1 \leq \Delta C = C_0 \frac{N_{a1} \alpha^2}{2N_a d},$$

где a – ширина объемного заряда в р- слое; d – ширина объемного заряда в n-слое; N_a – соответствует концентрации мелких акцепторных уровней вычисленной по значению ТСП.

Обнаруженное различие в значениях температуры для уровней с одинаковыми энергиями активации связано, по-видимому, с изменением сечения захвата в результате взаимодействия различных центров, в зависимости от их степени заполнения.

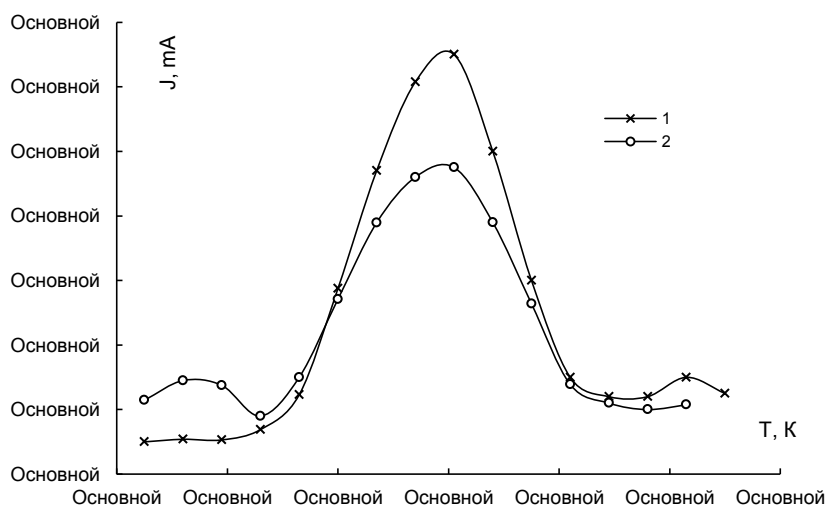


Рис. 6. Кривые ТСП, возбужденные светом (1) и электрическим импульсом (2) в р-n переходах на основе CdS. $\lambda = 0,5$ мкм, $U = 10$ В

Результаты емкостных измерений использовались для оценки предела, к которому стремится ширина области объемного заряда при приближении напряжения смещения к пороговому напряжению переключения.

Список использованных источников

1. Заманова, Э. Н. Эффект фотопамяти в высокоомных монокристаллах CdS:Cu / Э. Н. Заманова, М. А. Джафаров // ФТП. – Т. 29 – Вып. 8., 1995. – С. 1411–1413.
2. Абдинов, А. Ш. Функциональные возможности пленок CdSe_{1-x}Te_x, осажденных из водного раствора, в ИК области спектра / А. Ш. Абдинов, М. А. Джафаров, Г. М. Мамедов // Прикладная физика. – Москва, 2008. – № 3. – С. 84–89.
3. Абдинов, А. Ш. Рекомбинационные процессы в пленках CdSe_{1-x}Te_x, осажденных из раствора химическим способом / А. Ш. Абдинов, М. А. Джафаров, С. А. Мамедова // Неорганические материалы. – 2007. – № 3. – С. 1–3.

References

1. Zamanov E. N., Jafarov M. A. Photo Effect memory in high-Ohm mono CdS crystals:Cu. FTP, Vol. 29, No 8, 1995, pp. 1411–1413.
2. Abdinov A. S, Jafarov M., Mamedov G. M., Nasirov E. F. Functionality films CdSe_{1-x}Te_x deposited from aqueous solution, in the IR region of the spectrum. Moscow, Applied physics, 2008, No 3, p. 84–89.
3. Abdinov A. S, Jafarov M., Mamedova S. A. Recombination processes in films CdSe_{1-x}Te_x deposited from a solution of chemically. Moscow, Inorganic materials, 2007, No 3, pp. 1–3.

УДК 538.945/519.64

ГАРМОНИКИ НАМАГНИЧЕННОСТИ ТОНКОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ДИСКА В МОДЕЛИ КРИТИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ С $J_c \sim 1/H^2$ В ПОСТОЯННОМ И ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Н. Д. Кузьмичев, А. А. Федченко

ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет имени Н. П. Огарёва, г. Саранск, Российская Федерация

Аннотация. В настоящей работе рассмотрен процесс проникновения магнитного поля в тонкий диск жесткого сверхпроводника II рода в приближение полной экранировки внешнего магнитного поля в центре образца. Использовалась следующая зависимость критической плотности тока от магнитного поля: $J_c(H) = \gamma/H^2$. Рассчитаны зависимости гармоник намагниченности от амплитуды переменного и величины постоянного внешних магнитных полей.

Ключевые слова: жесткий сверхпроводник II рода, критическое состояние, критическая плотность тока, намагниченность, гармоники намагниченности.

HARMONICS OF MAGNETIZATION OF A THIN SUPERCONDUCTING DISK IN THE MODEL OF THE CRITICAL STATE WITH J_c APPROXIMATELY $1/H^2$ IN CONSTANT AND VARIABLE MAGNETIC FIELD

N. D. Kuzmichev, A. A. Fedchenko

Abstract. The process of penetration of a magnetic field into a thin, hard disk type II superconductor in the approximation of a full screening of the external magnetic field in the centre of the sample describes in this paper. We used the following dependence of the critical current density of the magnetic field: $J_c(H) = \gamma/H^2$. The dependences of the harmonics of magnetization of the amplitude of the variable and the constant external magnetic fields.

Key words: hard, a type II superconductor, critical state, critical current density, the magnetization, harmonics of magnetization.

Отклик тонких сверхпроводящих дисков разной формы на переменное и постоянное магнитные поля важно знать из-за практических применений. Данной тематике посвящено много работ, как в России, так и за рубежом [1–5].

В сверхпроводники II рода магнитное поле проникает в виде потока, образованного нитями Абрикосова и распространяется фронтом внутрь жёсткого сверхпроводника, преодолевая силу пиннинга. Изменение магнитного потока внутри сверхпроводника вызывает в области проникновения вихрей электрическое поле, которое в свою очередь, мгновенно создает экранирующий сверхпроводящий ток (сверхток) с критической плотностью J_c , которая зависит от локальной плотности магнитного потока (концентрации вихрей – средней напряжённости поля H).

Зависимость критической плотности тока от магнитного поля вида $J_c(H) = \gamma/H^2$ применялась в данной работе. Такая зависимость приближенно описывает ситуацию при высокой плотности проникших в образец вихрей и для керамических сверхпроводников [1]. В этом случае уравнение критического состояния для очень тонкого диска радиуса R и полутолщины b ($R \gg b$) [3, 4] в аксиальном внешнем поле имеет вид:

$$\frac{dH}{dr} = \pm \frac{\gamma b}{H^2 r}. \quad (1)$$

Здесь r – есть текущий радиус цилиндра, $H(r)$ представляет собой осевую составляющую напряженности магнитного поля. Знак правой части уравнения (1) определяется знаком производной по времени от внешнего поля, т. е. знаком dH/dt обозначаются возраст. Вышеуказанная зависимость $J_c(H)$ рядом авторов использовалось для описания критического состояния гранулярных поликристаллических высокотемпературных сверхпроводников [1].

Уравнение (1) решается с граничным условием $H(R) = H_e$. Где H_e – напряженность внешнего магнитного поля. Знак (+) в уравнении (1) соответ-

ствуется растущему во времени магнитному полю, а знак (–) убывающему полю. Решение (1) для растущего поля имеет вид:

$$H(r) = \left[H_e^3 - 3\gamma b \cdot \ln\left(\frac{R}{r}\right) \right]^{\frac{1}{3}}, \quad (2)$$

а для убывающего решение уравнения (1) есть:

$$H(r) = \left[H_e^3 + 3\gamma b \cdot \ln\left(\frac{R}{r}\right) \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (3)$$

Намагниченность $M(H_e)$ сверхпроводника в виде тонкого диска вычислялась согласно формуле используемой для определения магнитного момента системы токов [6] учитывая, что экранирующий ток в силу цилиндрической симметрии является азимутальным:

$$M(H_e) = \frac{I}{2V} \int_{\rho}^R [\mathbf{r}, \mathbf{J}_c] dV. \quad (4)$$

Здесь V – объем сверхпроводника, ρ – радиус внутренней части цилиндра, куда поле не проникло.

Начальная кривая намагниченности для возрастающего внешнего поля от 0 до H_e следуя (4) при использовании выражения (2) вычисляется по формуле:

$$M_{in}(H_e) = -\frac{I}{R^2} \int_{\rho(H_e)}^R J_c(H) r^2 dr = -M_0 \cdot \exp\left(-\frac{H_e^3}{\gamma b}\right) \int_0^{\left(\frac{H_e^3}{3\gamma b}\right)} \frac{e^{3z}}{z^{2/3}} dz \quad (5).$$

Здесь $M_0 = \left(\frac{\gamma R^3}{9b^2}\right)^{1/3}$. Интеграл в выражении (6) не выражается через элементарные функции.

В переменном магнитном поле ($H_e(t) = H_0 + h \cdot \cos(\omega t)$) сверхпроводник разбивается на области с противоположно текущими экранирующими сверхтоками (рис.1). Это приводит к гистерезису в намагничивании жесткого сверхпроводника. Уравнения кривых, которые определяют петлю гистерезиса намагниченности, будут выражаться следующими интегралами:

$$\begin{cases} M_+(H_0, h) = -\frac{I}{R^2} \left[\int_{\rho}^{\lambda} J_c(H) r^2 dr - \int_{\lambda}^{\xi} J_c(H) r^2 dr + \int_{\xi}^R J_c(H) r^2 dr \right] \\ M_-(H_0, h) = -\frac{I}{R^2} \left[\int_{\rho}^{\xi} J_c(H) r^2 dr - \int_{\xi}^R J_c(H) r^2 dr \right] \end{cases} \quad (6),$$

где $M_+(H_0, h)$ – ветвь петли в возрастающем поле, а $M_-(H_0, h)$ – ветвь петли для убывающего внешнего магнитного поля. Здесь ρ – радиус центральной части диска, куда возрастающее поле до величины $H_0 + h$ еще не проникло, λ – внутренний радиус кольцевого слоя диска с противоположно текущим экранирующим сверхтоком в убывающем поле до значения $H_0 - h$ и ζ – внешний радиус этого же кольцевого слоя диска. Величина ξ является внутренним радиусом кольцевого слоя в убывающем поле от значения $H_0 + h$ до текущего значения $H(t)$ (рис. 1).

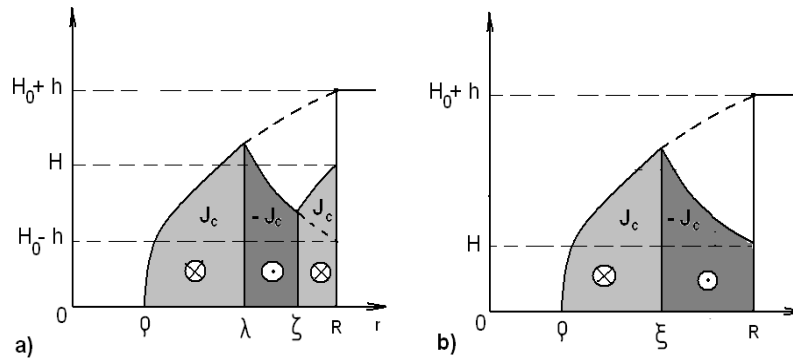


Рис. 1. Разбиение сверхпроводника в постоянном и переменном аксиальных магнитных полях на области с противоположно текущими сверхтоками:

На рис. 1 а) возрастающее поле проникло на глубину $R-\rho$, убывающее – на глубину $R-\lambda$ и снова возрастающее на $R-\zeta$ (ветвь петли гистерезиса в растущем поле – M_+). На рис. 1 б) возрастающее поле проникло на глубину $R-\rho$, убывающее – на глубину $R-\xi$ (ветвь петли гистерезиса в убывающем поле – M_-).

Аналитический расчет для M_- и M_+ приводит к следующим выражениям:

$$M_-(H_0, h, H_e) = -M_0 \cdot \left\{ \exp\left(-\frac{(H_0 + h)^3}{\gamma b}\right) \cdot \int_0^{[(H_0+h)^3 + H_e^3]/6\gamma b} \frac{e^{-3z} dz}{z^{2/3}} + \right. \\ \left. + \exp\left(\frac{H_e^3}{\gamma b}\right) \cdot \int_{[(H_0+h)^3 + H_e^3]/6\gamma b}^{H_e^3/3\gamma b} \frac{e^{-3z} dz}{z^{2/3}} \right\} \quad (7)$$

$$M_+(H_0, h, H_e) = -M_0 \cdot \left\{ \exp\left(-\frac{(H_0 + h)^3}{\gamma b}\right) \cdot \int_0^{[(H_0+h)^3 + (H_0-h)^3]/6\gamma b} \frac{e^{-3z} dz}{z^{2/3}} + \right. \\ \left. + \exp\left(\frac{(H_0 - h)^3}{\gamma b}\right) \cdot \int_{[(H_0+h)^3 + (H_0-h)^3]/6\gamma b}^{[H_e^3 + (H_0-h)^3]/6\gamma b} \frac{e^{-3z} dz}{z^{2/3}} + \right. \\ \left. + \exp\left(-\frac{H_e^3}{\gamma b}\right) \cdot \int_{[(H_0-h)^3 + H_e^3]/6\gamma b}^{H_e^3/3\gamma b} \frac{e^{-3z} dz}{z^{2/3}} \right\} \quad (8)$$

На практике важны гармоники намагниченности, так как экспериментально их достаточно легко измерить. В работе [7] показано, что вклад в

синфазные (действительные) части гармоник дает средняя кривая намагниченности $\overline{M}(H_0, h, H_e)$, а в квадратурные (мнимые) составляющие вклад дает разностная кривая намагниченности $\Delta M(H_0, h, H_e)$. Указанные кривые определяются следующим образом [7]:

$$\overline{M}(H_0, h, H_e) = \frac{M_-(H_0, h, H_e) + M_+(H_0, h, H_e)}{2}, \quad (9)$$

$$\Delta M(H_0, h, H_e) = M_-(H_0, h, H_e) - M_+(H_0, h, H_e). \quad (10)$$

Действительные M'_n и мнимые M''_n составляющие гармоник намагниченности вычислялись согласно формулам, приведённым в работе [7]:

$$M'_n(H_0, h) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \overline{M}(H_0, h, H_e(t)) \cos(n\omega t) d(\omega t), \quad (11)$$

$$M''_n(H_0, h) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \Delta M(H_0, h, H_e(t)) \sin(n\omega t) d(\omega t). \quad (12)$$

Модули гармоник намагниченности определяются формулой:

$$M_n(H_0, h) = \sqrt{(M'_n(H_0, h))^2 + (M''_n(H_0, h))^2}. \quad (13)$$

Заметим, что [7]:

$$M''_1 = \frac{1}{\pi h} \oint H dM = \frac{Q}{\pi \mu_0 V h}. \quad (14)$$

Здесь Q – энергия потерь на перемагничивание за цикл, μ_0 – магнитная постоянная, а V – объем сверхпроводника.

Аналитические вычисления гармоник намагниченности приводят к чрезвычайной громоздкости функций выраженных через интегралы неудобных для дальнейшего анализа и сравнения с экспериментом, поэтому их вычисления проводились численно в системе MathCad.

На рис. 2 приведены расчеты амплитуд 1 гармоники намагниченности в зависимости от величины амплитуды h напряженности внешнего переменного магнитного поля. Из рис. 2 видно, что гармоники имеют максимумы, положения которых зависят от номера гармоники. С ростом n максимум смещается в сторону роста h . Максимумы обусловлены конкуренцией двух механизмов – увеличением объема сверхпроводника занятого сверхтоком и подавлением величины J_c с ростом поля.

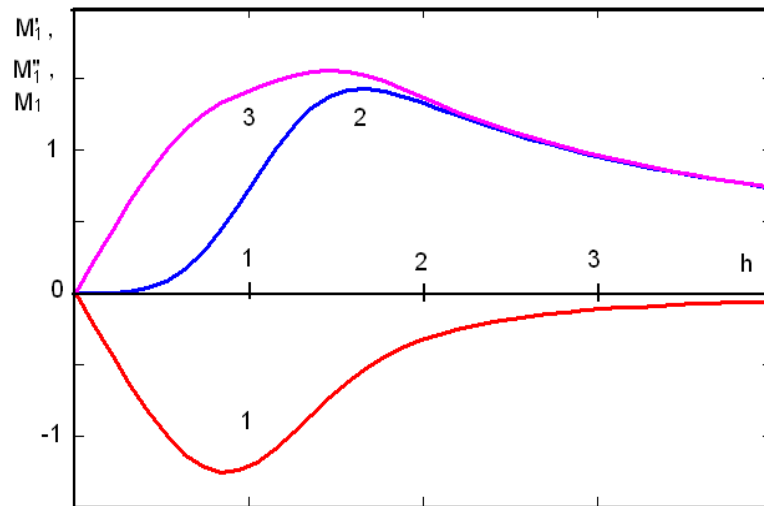


Рис. 2. Амплитуды действительной M_1' – 1, мнимой M_1'' – 2 частей и модуля M_1 – 3 первой гармоники намагниченности в зависимости от амплитуды h переменного магнитного поля. Магнитное поле выражено в единицах $H_p = (\gamma b)^{1/3}$, амплитуды гармоник намагниченности в единицах M_0 (6)

Учитывая рис. 2 (кривая 2) получим, что максимум потерь на перемагничивание сверхпроводника приходится на величину $h_m \approx 1.7H_p$. Величина равна $H_p = (\gamma b)^{1/3}$.

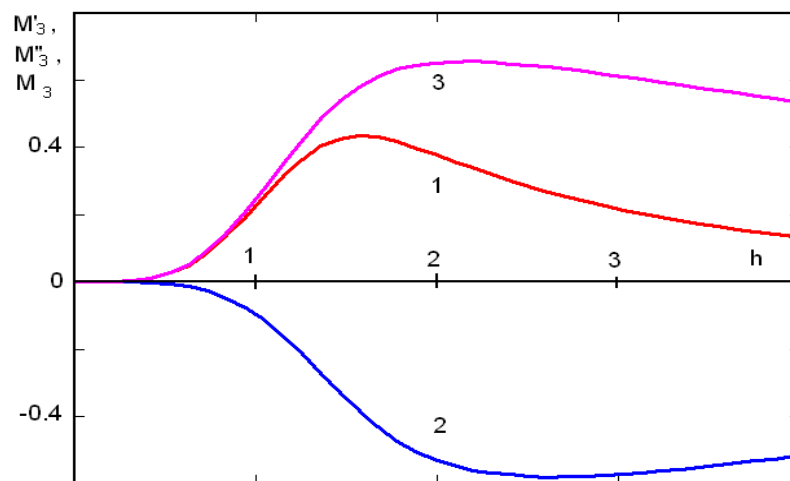


Рис. 3. Амплитуды действительной M_3' – 1, мнимой M_3'' – 2 частей и модуля M_3 – 3 третьей гармоники намагниченности в зависимости от амплитуды h переменного магнитного поля. Магнитное поле выражено в единицах $H_p = (\gamma b)^{1/3}$, амплитуды гармоник намагниченности в единицах M_0

На рисунках 4–6 представлены расчеты амплитуд 1 и 3 гармоник намагниченности в зависимости от величины напряженности внешнего постоянно-го магнитного поля H_0 при 2-х значения амплитуды модуляции $h = 0.25H_p$ и H_p . Для $h = 0.25H_p$ из рис. 4 видно, что потери с ростом возрастают и достигают максимума при $H_0 \approx 2 H_p$. При $h = H_p$ и $H_0 = 0$ потери максимальны

(рис. 5). Третья гармоника намагниченности имеет сложную зависимость с переменной знака, как в действительной части, так и в мнимой части для $h = H_p$ (рис. 6). Пятая гармоника имеет ещё более сложную зависимость с большим числом максимумов и минимумов.

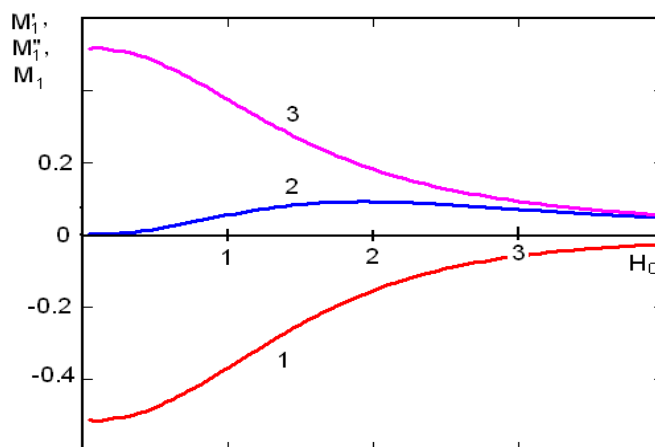


Рис. 4. Зависимости действительной M_1' – 1, мнимой M_1'' – 2 частей и модуля M_1 – 3 первой гармоники намагниченности от постоянного поля H_0 для $h = 0.25H_p$. Напряженность магнитного поля выражена в единицах $H_p = (\gamma b)^{1/3}$, а амплитуды гармоник намагниченности в единицах M_0 (6)

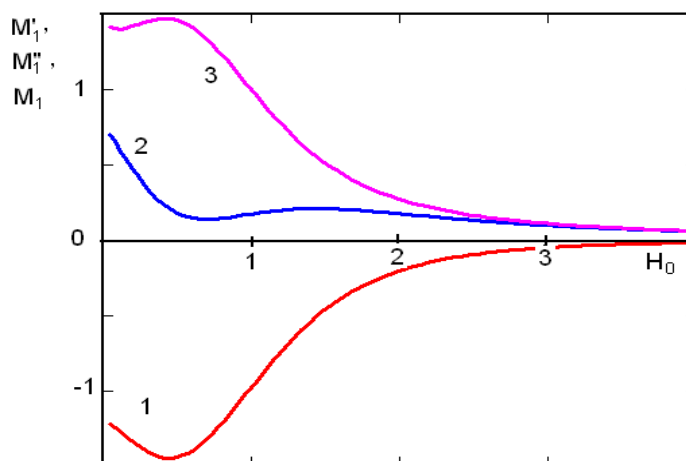


Рис. 5. Зависимости действительной M_1' – 1, мнимой M_1'' – 2 частей и модуля M_1 – 3 первой гармоники намагниченности от постоянного поля H_0 для $h = H_p$.

Напряженность магнитного поля выражена в единицах $H_p = (\gamma b)^{1/3}$, а амплитуды гармоник намагниченности в единицах M_0 (6).

Магнитное поле выражено в единицах $H_p = (\gamma b)^{1/3}$, амплитуды гармоник намагниченности в единицах M_0 .

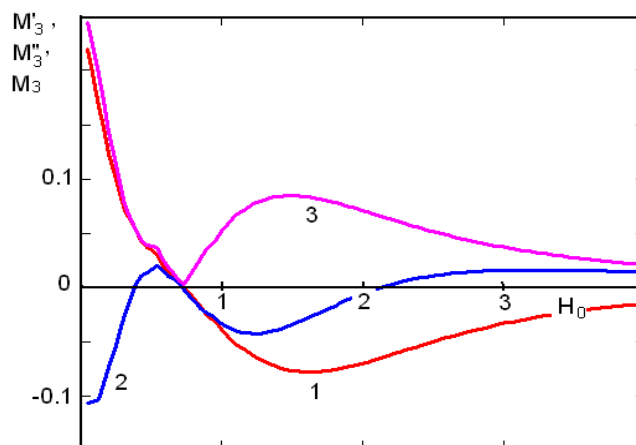


Рис. 6. Амплитуды действительной M'_3 – 1, мнимой M''_3 – 2 частей и модуля M_3 – 3 первой гармоники намагниченности в зависимости от постоянного магнитного поля H_0 для $h = H_p$

Список использованных источников

1. Lam, Q. H. Nonlinear electrodynamics in granular YBa₂Cu₃O₇: Measurements and models of complex permeability / Q. H. Lam, Y. Kim, C. D. Jeffries // Phys. Rev. B. – 1990. – V. 42. – P. 4846–4849.
2. Brandt, E. H. Superconductor disks and cylinders in an axial magnetic field. I. Flux penetration and magnetization curves / E. H. Brandt // Phys. Rev. B. – 1998. – V. 58. – P. 6506–6522.
3. Кузьмичев, Н. Д. Математическое моделирование нелинейного отклика короткого цилиндра из жёсткого сверхпроводника / Н. Д. Кузьмичев, А. А. Федченко // ИзВУЗов. Поволжский регион. – 2011. – № 3(19) – С. 110–119.
4. Кузьмичев Н. Д. Численное моделирование гармоник намагниченности диска из жесткого сверхпроводника второго рода в приближении экранировки поля в центре образца / Н. Д. Кузьмичев, А. А. Федченко // Труды СВМО. – 2011. – Т. 13. – № 4. – С. 25–34.
5. Кузьмичев Н. Д. Математическое моделирование процесса намагничивания сверхпроводящих дисков в переменном магнитном поле с помощью программного комплекса / Н. Д. Кузьмичев, А. А. Федченко // Учебный эксперимент в образовании. – 2012. – № 4. – С. 65–70.
6. Ландау, Л. Д. Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М. : Наука, 1982. – 620 с.
7. Кузьмичев, Н. Д. Гистерезисная намагниченность и генерация гармоник магнитными материалами: анализ спектра гармоник намагниченности на примере высокотемпературных сверхпроводников / Н. Д. Кузьмичев // ЖТФ. – 1994. – Т. 64. – Вып. 12. – С. 63–74.

References

1. Lam Q. H. Nonlinear electrodynamics in the granular YBa₂Cu₃O₇: Measurements and models of complex permeability. Phys. Rev. B, 1990, V. 42, p. 4846–4849.
2. Brandt E. H. Superconductor disks and cylinders in an axial magnetic field. I. Flux penetration and magnetization curves. Phys. Rev. B., 1998, v. 58, p. 6506–6522.
3. Kuzmichev N. D. Mathematical modeling of nonlinear response of short cylinders of the hard superconductor. IzWuz. Povolzhskiy region, 2011, No 3(19), p. 110–119.

4. Kuzmichev N. D. Numerical simulation of harmonics of magnetization disc from the hard superconductors of the second kind in the approximation of the shielding field in the centre of the sample. Proceedings of SMO, 2011, 13, No 4, p. 25–34.

5. Kuzmichev N. D. Mathematical modeling of the process of magnetization superconducting disk in an alternating magnetic field with the help of software Complex. Learning experience in education, 2012, No 4, p. 65–70.

6. Landau L. D. Electrodynamics of continuous media. Moscow, Nauka, 1982, 620 p.

7. Kuzmichev N. D. Hysteresis magnetization and harmonic generation magnetic materials: analysis of the spectrum of harmonics of magnetization on the example of high-temperature superconductors. ZhTF, 1994, 64, vol. 12, pp. 63–74.

УДК 537.311.32

МЕХАНИЗМ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ АНИОНОЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ ADP И KDP

Ю. А. Маскаев, А. М. Шикин, И. В. Зорькин

*ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет
имени Н. П. Огарёва», г. Саранск, Российская Федерация*

Аннотация. Проведено изучение электропроводности σ кристаллов ADP и KDP, легированных примесями CrO_4 , Cr_2O_7 , MoO_4 и SO_4 . Установлено, что σ является чувствительной величиной к примесному составу и растет с увеличением концентрации примеси. Экспериментальные результаты хорошо описываются на основе прыжковой проводимости электронов (дырок) по локализованным состояниям примеси с энергией активации 0,40 и 0,45 эВ для KDP и ADP соответственно.

Ключевые слова: L-, A-дефекты, фосфатные группы, энергия активации, прыжковая проводимость.

CONDUCTIVITY MECHANISM ANIONOLEGIROVANNYH ADP AND KDP CRYSTALS

Yu. A. Maskaev, A. M. Shikin, I. V. Zorkin

Abstracts. The study of electrical conductivity crystals ADP and KDP, doped impurities CrO_4 , Cr_2O_7 , MoO_4 and SO_4 is considered in this paper. It is established that the value of σ is sensitive to the impurity content and increases with the concentration of impurities. The experimental results are well described on the basis of hopping of electrons (holes) with localized impurity states with an activation energy of 0.40 and 0.45 eV for the KDP and ADP, respectively.

Key words: L-, A-defects, phosphate groups, the energy of activation, hopping conductivity.

Кристаллы дигидрофосфата калия (*KDP*) и дигидрофосфата аммония (*ADP*) являются электрооптическими материалами, которые широко используются в нелинейной оптике, в системах записи оптической информации и в других областях техники. Общепринято считать, что эти кристаллы являются протонными проводниками [1–3], электропроводимость которых обуславливается процессом перехода протона по линии водородной связи, соединяющей соседние анионы. Наличие в этих кристаллах примесей приводит к появлению протонных вакансий (*L*-дефектов) вследствие сохранения условия электронейтральности и образования примесно-вакансионных комплексов. В решетке *ADP* существует, кроме того, дополнительная сеть водородных связей, связанная с решеткой аммония. Это усложняет механизм перемещения из-за наличия вакансий и в решетке аммония (*A*-дефекты). В ряде работ изучалось влияние катионных примесей на проводимость *KDP* и *ADP*. Исследование, проведенное в [4], показало, что добавка катионов Co^{2+} в эти кристаллы увеличивает проводимость, и процесс проводимости контролируется механизмом вращения фосфатных групп $H_2PO_4^-$, а не движением *L*- или *A*-дефектов. В [5] отмечено, что легирование *Va* и *S* также приводит к росту проводимости за счет создания дополнительных вакансионных дефектов. По [6] механизм электропроводимости является трехстадийным процессом, включающим передачу протона от катиона к аниону, переориентацию протонированного аниона и перескок протонов к соседнему аниону, причем активируемой стадией является переориентация протонированного аниона.

Наличие противоречивых сведений дает основание предположить, что процесс проводимости *ADP* и *KDP* является сложным процессом, включающим в себя перенос протонов, движение *L*- и *A*-дефектов, переориентацию фосфатных групп и переориентацию примесно-вакансионных комплексов. Поэтому с целью уточнения механизма представляет интерес исследовать влияние на проводимость анионолегирующих примесей.

В настоящей работе проведено изучение электропроводимости кристаллов *ADP* и *KDP*, легированных примесями CrO_4 , Cr_2O_7 , MoO_4 и SO_4 . Анионолегированные кристаллы были выращены из водных растворов методом снижения температуры. Введение примесей осуществлялось путем добавки и раствор солей $(NH_4)_2SO_4$, K_2SO_4 , $(NH_4)_2CrO_4$, K_2CrO_4 , H_2MoO_4 и $(NH_4)_2MoO_4$. Концентрация примесей определялась нефелометрическим и колориметрическим физико-химическими методами анализа. Измерение электропроводимости осуществлялось на постоянном токе с помощью тераомметра Е6-13А в диапазоне температур 190–450 К с точностью поддержания температуры $\pm 0,5$ градуса на образцах размером 10 x 10 x 2 мм. С целью повышения надежности измерений в конструкции держателя была предусмотрена тройная система электродов: два измерительных и охранный кольцо, служащее для устранения поверхностной проводимости.

На рис. 1 а, б и 2 а, б приведены зависимости логарифма электропроводности монокристаллов соответственно *ADP* и *KDP* от обратной температуры. Как видно из рисунков, электропроводность является чувствительной

величиной к примесному составу и зависит как от концентрации, так и от типа введенной примеси и хорошо описывается термоактивационной зависимостью:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{W}{kT}\right), \quad (1)$$

где W – энергия активации, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, σ_0 – предэкспоненциальный множитель, который зависит от температуры, концентрации примеси и симметрии кристалла.

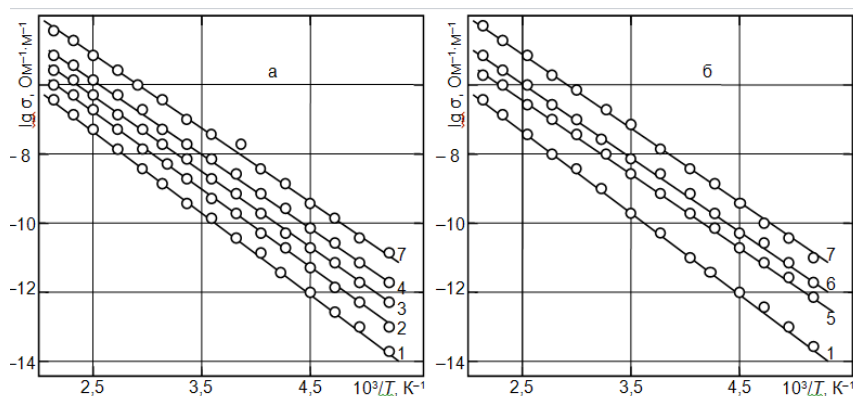


Рис. 1. Зависимость $\lg \sigma$ монокристалла KDP от T^{-1} : 1 – KDP «чистый», 2 – $10 \cdot 10^{-4} \% Cr^{3+}$, 3 – $15 \cdot 10^{-4} \% Cr^{3+}$, 4 – $21 \cdot 10^{-4} \% Cr^{3+}$, 5 – $3 \cdot 10^{-4} \% Mo^{4+}$, 6 – $7 \cdot 10^{-4} \% Mo^{4+}$, 7 – $4 \cdot 10^{-3} \% S^{4+}$

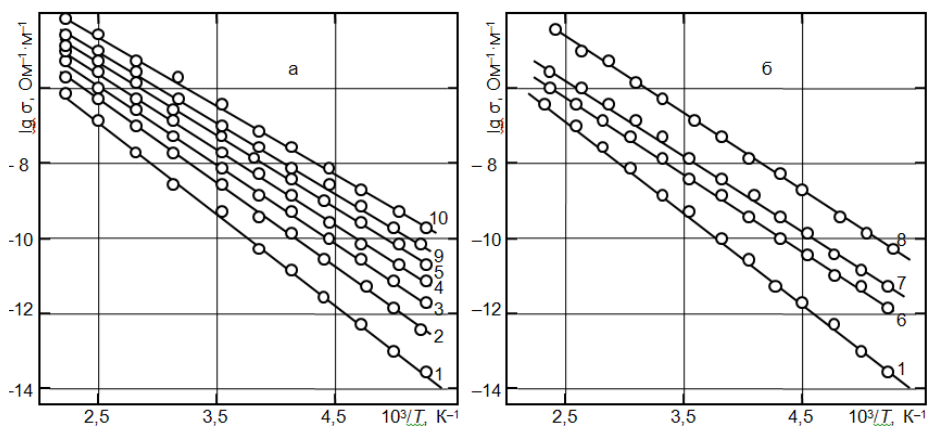


Рис. 2. Зависимость $\lg \sigma$ монокристалла ADP от T^{-1} : 1 – ADP «чистый», 2 – $5 \cdot 10^{-3} \% Cr^{3+}$, 3 – $6 \cdot 10^{-3} \% Cr^{3+}$, 4 – $9 \cdot 10^{-3} \% Cr^{3+}$, 5 – $11 \cdot 10^{-3} \% Cr^{3+}$, 6 – $9 \cdot 10^{-4} \% Mo^{4+}$, 7 – $13 \cdot 10^{-4} \% Mo^{4+}$, 8 – $18 \cdot 10^{-4} \% Mo^{4+}$, 9 – $8 \cdot 10^{-3} \% S^{4+}$, 10 – $12 \cdot 10^{-3} \% S^{4+}$

Величины энергий активации для кристаллов и KDP с различным содержанием примесей приведены в табл. 1, причем наблюдается тенденция уменьшения энергии активации с ростом содержания примеси.

Очевидно, что введение примесей хрома, серы и молибдена в решетку кристаллов приводит к нарушению их стехиометрии.

Для сохранения электронейтральности в решетке *KDP* образуются протонные вакансии, а в решетке *ADP* кроме того возникают дополнительные вакансии в системе водородных связей аммония и молекулы аммония [5].

Таблица 1

№ п/п	Тип кристалла	Тип примеси	Концентрация, 10^{22} м^{-3}	Энергия активации, эВ	Среднее расстояние между примесн. атомами, 10^{-8} м
1	<i>KDP</i>	чистый	--	0,50	--
2	<i>KDP</i>	Cr^{3+}	10,0	0,46	2,1
3	<i>KDP</i>	Cr^{3+}	16,0	0,45	1,9
4	<i>KDP</i>	Cr^{3+}	22,0	0,42	1,6
5	<i>KDP</i>	Mo^{4+}	3,1	0,43	3,2
6	<i>KDP</i>	Mo^{4+}	7,2	0,41	2,4
7	<i>KDP</i>	S^{4+}	41,0	0,46	1,3
8	<i>ADP</i>	чистый	--	0,55	--
9	<i>ADP</i>	Cr^{3+}	47,0	0,51	1,3
10	<i>ADP</i>	Cr^{3+}	56,0	0,50	1,2
11	<i>ADP</i>	Cr^{3+}	85,0	0,48	1,1
12	<i>ADP</i>	Cr^{3+}	103,0	0,46	1,0
13	<i>ADP</i>	Mo^{4+}	8,5	0,44	2,3
14	<i>ADP</i>	Mo^{4+}	12,0	0,44	2,0
15	<i>ADP</i>	Mo^{4+}	17,0	0,44	1,8
16	<i>ADP</i>	S^{4+}	75,0	0,42	1,1
17	<i>ADP</i>	S^{4+}	113,0	0,40	1,0

При этом возможно, что протонные вакансии располагаются вблизи ионов легирующей примеси, приводя к образованию примесь-вакансионных комплексов. Такие комплексы действительно были обнаружены методом ионного термотока в *ADP* и *KDP*, легированных Cr_2O_7 [7]. Перенос заряда в легированных *ADP* и *KDP* может происходить за счет диффузии протонов по вакансиям и путем движения примесных комплексов. Известно, кристаллы *ADP* и *KDP* можно рассматривать как ионные кристаллы [7; 8], проводимость которых можно описать зависимостью:

$$\sigma = qN\mu, \quad (2)$$

где N – концентрация вакансий, компенсирующих заряд ионов примеси, q – заряд носителя, μ – ионная подвижность.

Поскольку концентрация нестехиометрических вакансий N больше концентрации термодинамически равновесных вакансий и не зависит от температуры, то зависимость $\sigma(T)$ полностью определяется зависимостью $\mu(T)$:

$$\mu = \frac{qa^2v\gamma}{kT} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right), \quad (3)$$

где a – расстояние одиночного перескока при диффузии, v – частота перескоков, γ – геометрический фактор, зависящий от симметрии кристалла, W – энергия активации движения носителей заряда, которая не должна заметно зависеть от концентрации примесей.

Однако из табл. 1 видно, что W , определенная из зависимости $\lg \sigma = (1/T)$, уменьшается с ростом концентрации вводимой примеси. Возможно, что в примесных кристаллах ADP и KDP перенос заряда частично может осуществляться не только путем диффузии протонов, но и за счет движения электронов и дырок, локализованных на ионах хрома, серы, молибдена и других примесях. Элементы с переменной валентностью при введении в матрицу кристалла могут выступать как в качестве доноров, так и в качестве акцепторов, по энергетическим уровням которых электроны (дырки) могут перемещаться путем перескоков, аналогично процессу, наблюдаемому в ионных соединениях [6]. Из теории полупроводников хорошо известно, что термоактивационный характер проводимости $\sigma(T)$ и зависимость W от концентрации примеси легко можно объяснить, исходя из перескокового механизма движения носителей заряда между примесями.

Согласно [9] прыжковая проводимость σ пропорциональна вероятности перехода носителя с одного центра на другой и описывается выражением:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-2\alpha R - \frac{W}{kT}\right), \quad (4)$$

где R – расстояние между центрами, $1/\alpha$ – радиус локализованного состояния примесного центра, W – потенциальный барьер между примесными центрами, σ_0 – предэкспоненциальный множитель, зависящий от спектра фононов, участвующих в процессе переноса заряда.

Экспериментальные результаты хорошо описываются в рамках прыжковой проводимости. На рис. 3 а, б показано изменение логарифма электропроводимости в кристаллах ADP и KDP , легированных ионами Cr_2O_7 , от среднего расстояния R между примесными центрами, которое оценивалось из равенства $4\pi/3R^3N = 1$, где N – концентрация Cr^{3+} в кристалле.

Очевидно, $\lg \sigma$ линейно зависит от R в диапазоне температур 190–450 К.

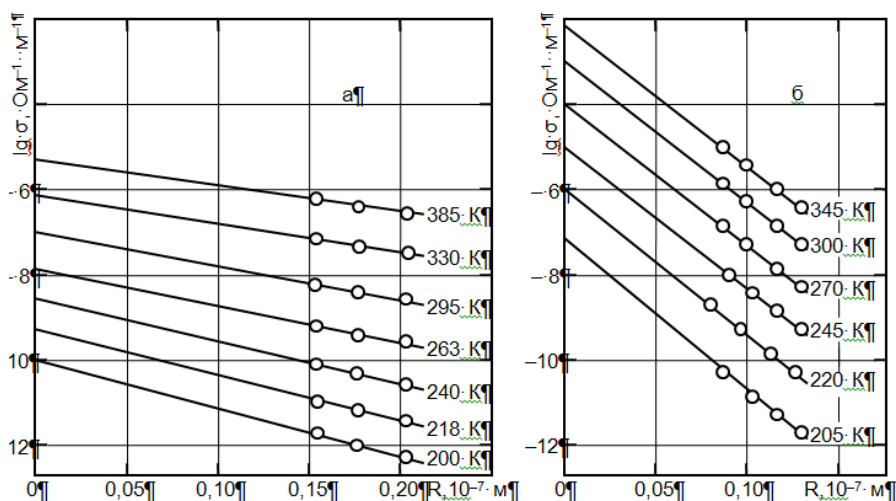


Рис. 3. Зависимость $\lg \sigma$ монокристаллов KDP (а) и ADP (б), легированных Cr_2O_7 от среднего расстояния между примесными центрами при различных температурах

Построив зависимость величины $A = (\lg \sigma_0 - \frac{W}{kT})$, определенной по точкам пересечения $\lg \sigma (R)$ при $R = 0$ от обратной температуры, легко можно определить энергию активации W (рис. 4 а, б). Значения определенной таким способом энергия активации для обоих исследуемых кристаллов ADP и KDP, легированных хромом, серой и молибденом, приведены в табл. 2.

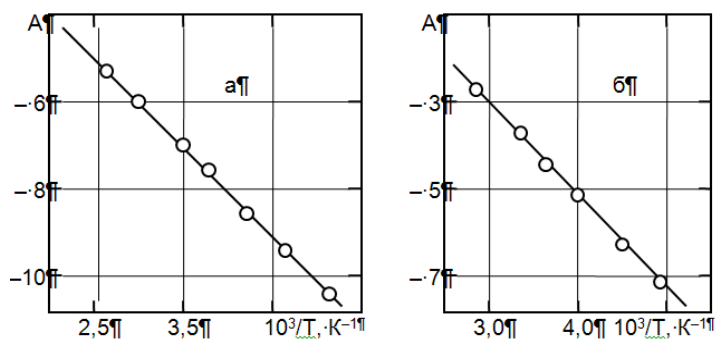


Рис. 4. Зависимость величины $A = (\lg \sigma_0 - W/kT)$ от $1/T$ для монокристаллов KDP (а) и ADP (б)

Величина энергии активации примесей, полученная исходя из предположения прыжковой проводимости электронов (дырок) по локализованным состояниям примесей, оказывается меньше, чем для простого протонного механизма переноса заряда (табл. 1). Оба механизма переноса заряда, ионный и электронный, могут присутствовать в кристалле одновременно, однако ионный механизм может доминировать при повышенных температурах. С этой точки зрения, возможно, объяснить наблюдаемый в ряде работ [7; 8] так называемый высокотемпературный фазовый переход, проявляющийся в виде

излома на зависимости $\lg \sigma (1/T)$, который может быть связан с переходом к ионному механизму переноса заряда.

Таблица 2

№ п/п	Тип кристалла	Тип примеси	Энергия активации, эВ
1	KDP	Cr ³⁺	0,40
2	KDP	Mo ⁴⁺	0,35
3	ADP	Cr ³⁺	0,45
4	ADP	Mo ⁴⁺	0,46
5	ADP	S ⁴⁺	0,38

Список использованных источников

1. Желудев, И. С. Физика кристаллических диэлектриков / И. С. Желудев // М. : Наука, 1968. – 447 с.
2. Praveena, P. Electronic polarization of ions in KDP and ADP from natural birefringence data / P. Praveena, G. S. Siddiqui Kumar, R. Ethiraj // J. Mater. Sci. Lett. – 1989. – № 4. – P. 496–498.
3. Мезон, У. Пьезоэлектрические кристаллы и их применение в ультразвуке / У. Мезон. – М. : Изд-во иностр. лит., 1952. – 447 с.
4. Murphy, E.I. Condition in Single Crystals of Ammonium Dihydrogen Phosphate / E. I. Murphy // J. Appl. Phys. – 1964. – V. 35. – № 9. – P. 2609–2614.
5. Хайретдинов, З. Ф. Механизм переноса заряда в решетке аммонийных солей / З. Ф. Хайретдинов, А. И. Бурштейн, В. В. Болдырев // ФТТ. – 1973. – Т. 15. – Вып. 10. – С. 3029–3033.
6. Harris, L. B. Direct Current Condition in Ammonium and Potassium Dihydrogen Phosphate / L. B. Harris, G. J. Vella // J. Chem. Phys. – 1973. – V. 58. – № 10. – P. 4550–4557.
7. Алемайкин, Ф. М. Механизм электропроводности анионолегированных кристаллов ADP и KDP / Ф. М. Алемайкин, Г. А. Ермаков, И. С. Рез, А. М. Шикин // Сегнетоэлектрики. – Минск, 1983. – С. 106–116.
8. Алемайкин, Ф. М. Электропроводность анионолегированных кристаллов ADP и KDP / Ф. М. Алемайкин, Г. И. Ильина, Ю. И. Полозов, А. М. Шикин // Электронные свойства твердых тел и фазовые превращения. – Саранск : Изд-во Морд. гос. ун-та, 1978. – С. 11–18.
9. Локшин, Э. П. Выращивание и свойства кристаллов группы KDP. II. Зависимость оптических свойств и электропроводности кристаллов от условий выращивания / Э. П. Локшин // Кристаллография. – 1996. – Т. 41. – № 6. – С. 1125–1134.

References

1. Zheludev I. S. Physics of crystal dielectrics. Moscow, Nauka, 1968, 447 p.
2. Praveena P. Electronic polarization of ions in KDP crystal and ADP from natural birefringence data. J. Mater. Sci. Lett, 1989, No 4, pp. 496–498.
3. Maisons D. Piezoelectric crystals and their applications in ultra acoustics. Publishers of the aliens. lit., 1952, 447 p.
4. Murphy E. I. Condition in Single Crystals of Ammonium Dihydrogen Phosphate. J. Appl. Phys, 1964, V. 35, No 9, pp. 2609–2614.
5. Khairtdinov Z. F., Burstein A. I., Boldyrev V. V. The mechanism of charge transfer in the lattice of ammonium salts. FTT, 1973, 15, vol. 10, pp. 3029–3033.
6. Harris L. B., Vella G. J. Direct Current Condition in Ammonium and Potassium Dihydrogen Phosphate. J. Chem. Phys, 1973, v. 58, No 10, pp. 4550–4557.

7. Alemaykin F. M., Ermakov G. A., Res I. S., Shikin A. M. Mechanism of conductivity anionolegirovannyh ADP crystals and KDP crystal. *Ferroelectrics*, Minsk, 1983, pp. 106–116.

8. Alemaykin F. M., Ilyin G. I., Polozov I., Shikin A. M. Conductivity anionolegirovannyh ADP crystals and KDP crystal. *Electronic properties of solids and phase transformations*, Saransk, 1978, pp. 11–18.

9. Lokshin E. P. Cultivation and properties of crystals group KDP crystal. II. The dependence of the optical properties and electrical conductivity of crystals are the conditions of growing. *Kristallografiya*, 1996, 41, No 6, pp. 1125–1134.

УДК 621.3

ВЛИЯНИЕ КОНСТРУКЦИИ И НАПОЛНЕНИЯ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ СТАРТЁРОВ НА ИХ ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

М. И. Майоров, А. М. Майоров, В. А. Горюнов

*ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет
имени Н. П. Огарёва», г. Саранск, Российская Федерация*

Аннотация. Данные о стартерах, способных обеспечить импульс напряжения больше 2000 В при включении в схему с дросселем весьма ограничены. В литературе отсутствуют сведения о конкретных параметрах таких стартеров, и влиянии конструктивных и технологических особенностей на эти параметры. Совершенно не рассмотрен вопрос о причинах ограничения амплитуды высоковольтного импульса, генерируемого в схеме включения стартера с дросселем.

Ключевые слова: газоразрядные стартеры, высоковольтные импульсы, дроссель, вольтамперные характеристики.

INFLUENCE OF THE CONSTRUCTION AND FILLING OF GAS-DISCHARGE STARTERS ON THE VOLT-AMPERE CHARACTERISTICS OF THEIR

M. I. Mayorov, A. M. Mayorov, V. A. Goryunov

Abstract. Data on starters capable of impulse voltage more in 2000 for inclusion in the scheme with throttle very limited received. In the literature data about specific parameters such starters, and the influence of constructive and technological features of these parameters there are no. The question of reasons for restricting the amplitude of high-voltage pulse, generated by the scheme include the starter with throttle isn't consideret.

Key words: gas-discharge starters, high-voltage pulses, throttle, volt-ampere characteristics.

Данные о стартерах, способных обеспечить импульс напряжения больше 2000 В при включении в схему с дросселем весьма ограничены. В литературе отсутствуют сведения о конкретных параметрах таких стартеров, и влиянии конструктивных и технологических особенностей на эти параметры. Совершенно не рассмотрен вопрос о причинах ограничения амплитуды высоковольтного импульса, генерируемого в схеме включения стартера с дросселем. Авторы частично отвечают на эти вопросы.

В качестве образцов для измерения, использовались газоразрядные стартеры различной конструкции, основные типы которых представлены на рис. 1.

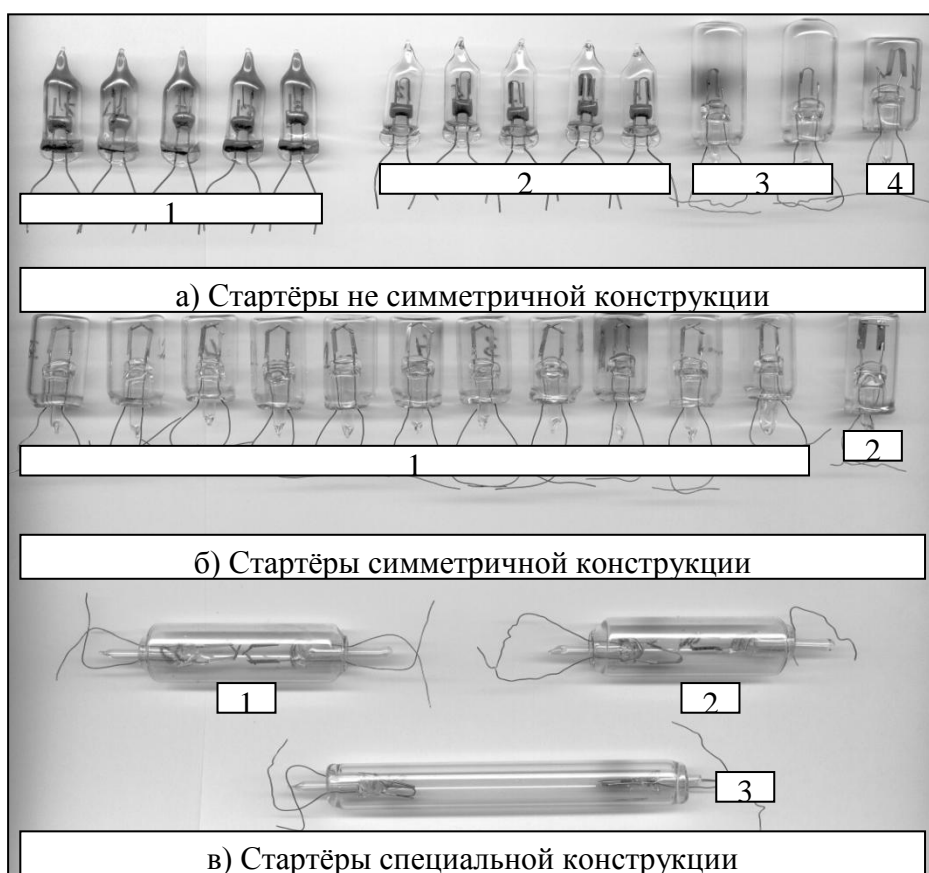


Рис. 1. Типы конструкций стартеров

Стартеры не симметричной конструкции: а) 1,2 – имеют бусинковую конструкцию, а) 3 – гребешковую конструкцию, а) 4 – гребешковую конструкцию, а также наплавку из тугоплавкого вольфрама на биметаллической пластине в месте контакта.

Стартеры симметричной конструкции: б) 1 – имеют гребешковую конструкцию и контакты на обеих биметаллических пластинах из тугоплавкого вольфрама; б) 2 – имеет гребешковую конструкцию и контакты на одной из биметаллических пластин из тугоплавкого вольфрама.

Стартёры специальной конструкции включали в себя три конструктивные модели. Они имели гребешковую конструкцию. В торцы колбы устанавливались обычные стартёры, но в различных комбинациях: в) 1 – конструкции обоих стартёров симметричные; в) 2 – конструкция одного стартёра – симметричная, другого – несимметричная с вольфрамовыми наплавками в месте контактирования; в) 3 – конструкции обоих стартёров не симметричные.

Все вышеперечисленные типы стартёров наполнялись различными газами, в различных пропорциях.

Для простоты распознавания типа стартёра было решено ввести специальные названия для стартёров, показывающие род наполняющего газа, конструкцию стартёра, тип крепления электродов и давление газа в колбе рис. 2.

Если стартёр имел сложное наполнение, состоящее из разных газов, под разным давлением, то это записывалось так 3.В.Д.40(+5 % CH₄) (стартёр несимметричной конструкции с бусинкой, наполнен смесью гелия под давлением 40 мм. Рт.ст с 5 % примесью метана).

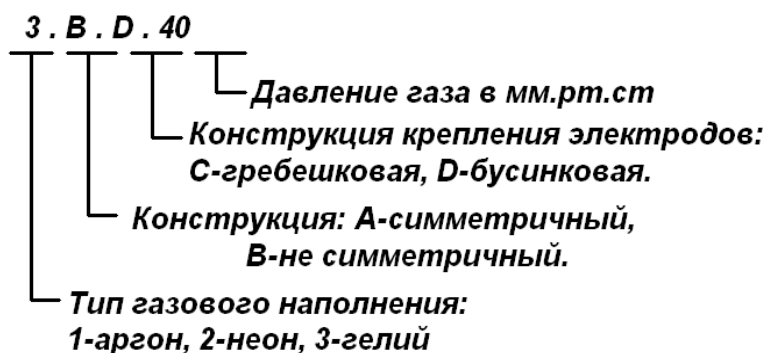


Рис. 2. Расшифровка названия стартёра

Для того чтобы получить определенные параметры высоковольтного импульса напряжения, генерируемого в дроссельной схеме включения ИЗУС, необходимо подобрать оптимальный состав газового наполнения, его давление и материал электрода стартера.

На рис. 3 приведены вольтамперные характеристики (ВАХ) стартёров разной конструкции, при разном наполнении.

Из данных рис. 3 видно, что ВАХ при нарастании напряжения и его уменьшении – разные. Отмечается определённый гистерезис ВАХ, являющийся следствием инерционных свойств разряда в стартёре.

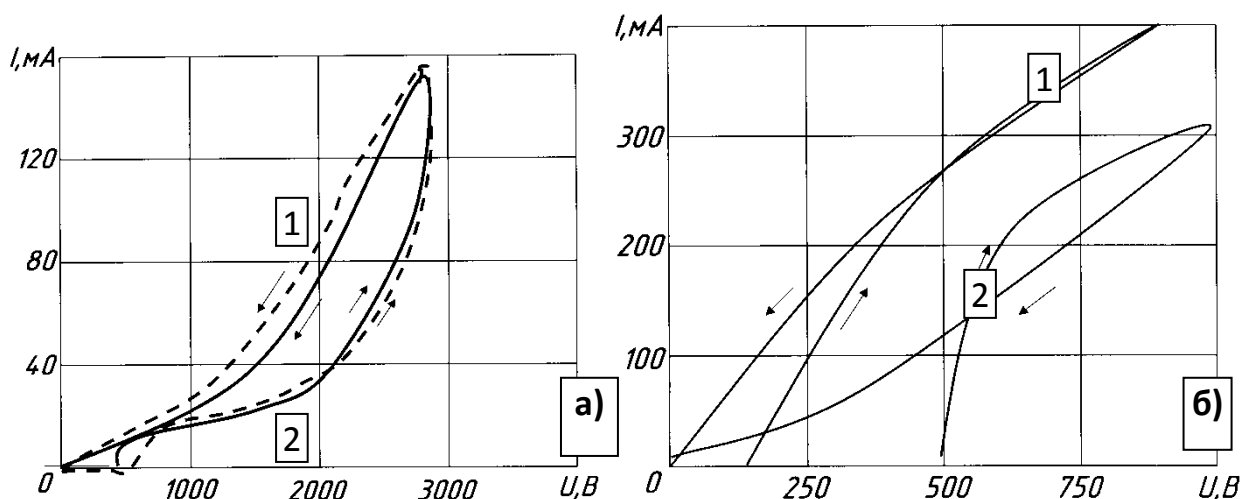


Рис. 3. ВАХ стартеров: а) 3.A.C.40 (зависимость 1); 3.B.D.40 (зависимость 2); б) 1.B.D.8 (зависимость 1); 2.B.D.40 (зависимость 2) (стрелки указывают последовательность измерений)

Как показал анализ ВАХ, стартеры наполненные He (рис. 3а), в стадии аномального тлеющего разряда $U > 1500$ В, подчиняются экспоненциальной зависимости, с возрастающим показателем экспоненты. Стартеры, наполненные Ar и Ne (рис. 3б), имеют ВАХ, которая может быть аппроксимирована степенной функцией.

Из рис. 3 следует, что наибольшая амплитуда импульса, генерируется в схеме со стартерами, наполненными He. Остановимся на них более подробно.

На рис. 4 представлены ВАХ стартеров, наполненных He. Графики построены в полулогарифмическом масштабе. Важной особенностью всех графиков является то, что ВАХ, измеренная при возрастании напряжения является в данных координатах сверхлинейной, а при убывании напряжения – прямой линией, т. е. ВАХ, измеренная при возрастании напряжения, подчиняются экспоненциальной зависимости с возрастающим показателем экспоненты, а при убывании напряжения просто экспонентой.

На графиках показаны уравнения зависимостей, а также величина достоверности R^2 , с которой данные кривые аппроксимируются экспоненциальной зависимостью.

Как отмечается в [1], именно экспоненциальность ВАХ является причиной бурной природы электрического пробоя, детальный механизм которого может в разных условиях существенно меняться. Примерами экспоненциальных связей являются зависимость от напряженности электрического поля, коэффициента ударной ионизации атомов электронами α , аналогичная функция возбуждения атомов, которая влияет на ступенчатую ионизацию, фотоэффекты на катоде и в объеме газа и т. д. Поэтому следует ожидать возникновения электрического пробоя в газоразрядных стартерах с экспоненциальной ВАХ.

Из результатов предыдущих исследований следует, что как только напряженность поля в приэлектродной области достигает величин, превышающих $5 \cdot 10^4$ В/см, аномальный тлеющий разряд переходит в низковольтную форму с катодным пятном – реализуется механизм взрывной электронной эмиссии (ВЭЭ).

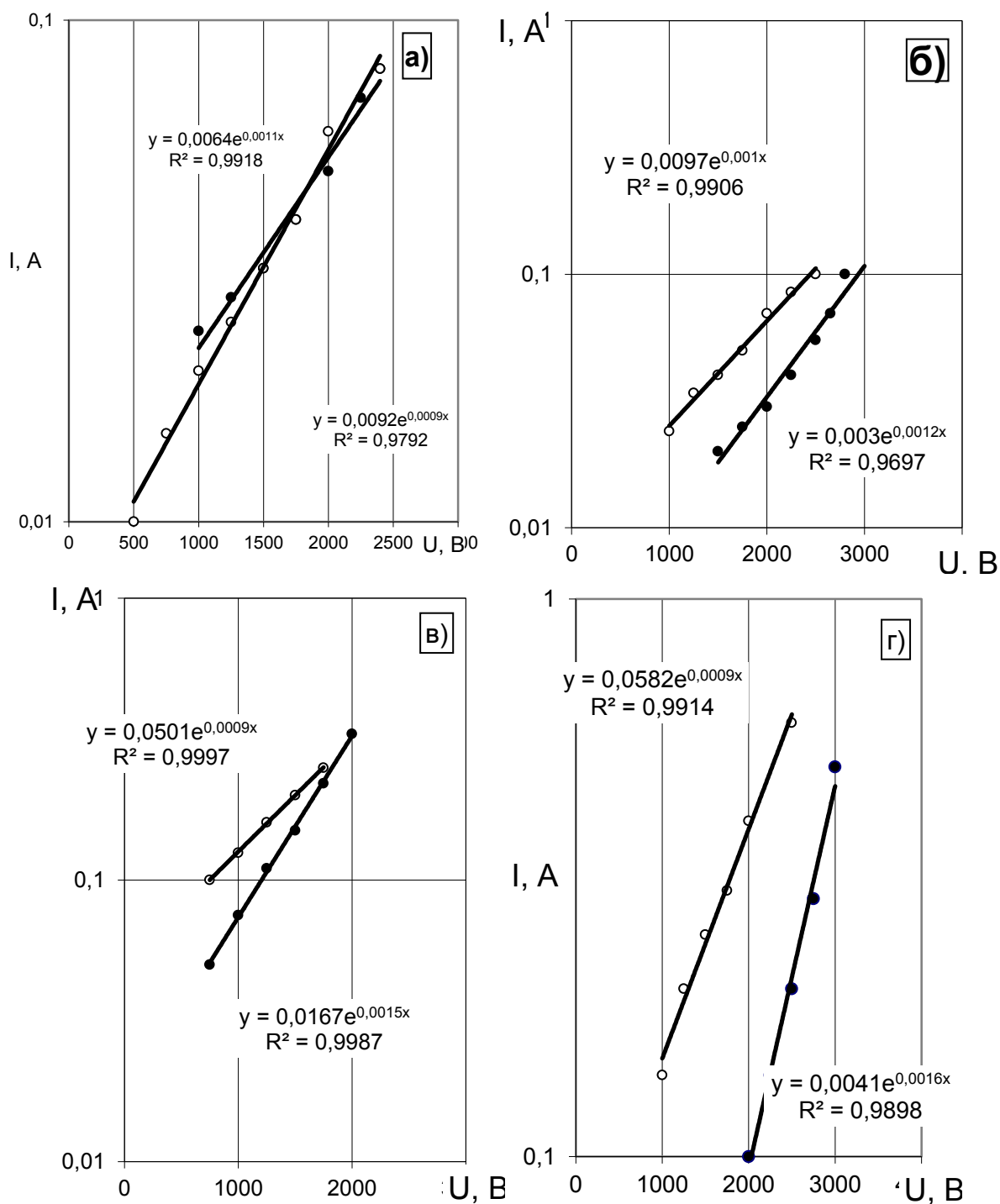


Рис. 4. ВАХ стартеров: а) 3.В.С.35; б) 3А.С.30.(+Sm); в) 3.А.С.20.(+5%CH₄);

г) 3.А.С.40; ВАХ измерены: ● — при возрастании напряжения;

○ — при убывании напряжения

Наиболее показательно это проявляется в стартерах – место локализации катодного пятна находится возле спая электрода со стеклом (область 2 на рис. 5). Исследовали стартеры, наполненные He. В спектре излучения пятна присутствуют интенсивные линии Na, входящего в состав стекла. В данной области также присутствуют и линии He, однако их интенсивность в момент пробоя уменьшается, тогда как интенсивность линии Na в этот момент увеличивается (данные б и в рис. 5).

В то же время в точке 1 (рис. 6) свечение Na отсутствовало. Здесь присутствовало только свечение He. Анализ рис. 5 показывает, что интенсивность свечения He в области 1 пропорциональна напряжению на стартере и довольно быстро падает после пробоя. Интенсивность свечения Na мгновенно – взрывообразно, достигает своего максимального значения при пробое и быстро падает после него.

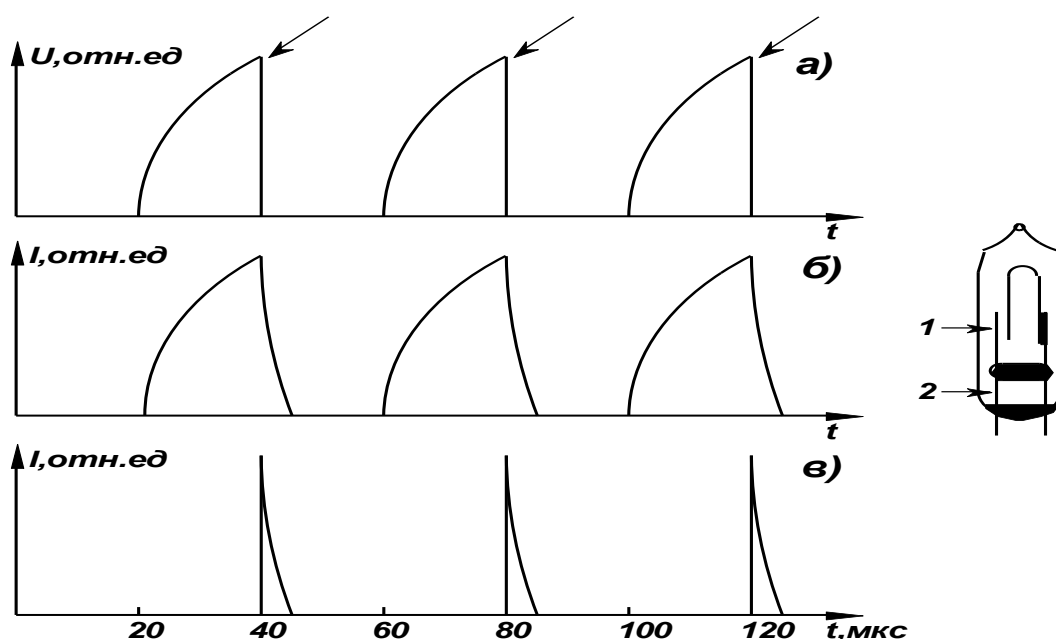


Рис. 5. Временные зависимости: а) напряжения на стартере (стрелками указано напряжение возникновения пробоя); б) интенсивности линии He (587,5 нм) в области 1; в) интенсивности линии Na (589 нм) в области 2

Данный экспериментальный факт можно объяснить тем, что при работе стартера реализуется процесс напыления натрия на внутренние поверхности газоразрядного стартера, т.к. колба стартера изготовлена из стекла, в состав которого входит натрий. В месте пробоя (рис. 5, область 2), под бусинкой, при возникновении ВЭЭ поверхность электрода, вместе с осевшим на ней слоем натрия, взрывается и в спектре свечения под бусинкой появляется интенсивная линия натрия.

На рис. 6 изображен результат воздействия ВЭЭ на электрод стартера.

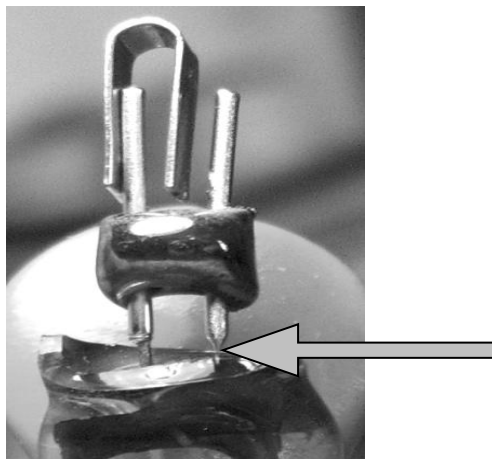


Рис. 6. Результат воздействия ВЭЭ на электрод стартера. Стрелкой указана область разрушения электрода

Хорошо видно разрушение электрода в месте контакта со стеклом. В этой области наблюдалось наиболее интенсивное излучение натрия при пробоях в стартере (область 2 на рис. 5).

Список использованных источников

1. Королёв, Ю. Д. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде / Ю. Д. Королёв, Г. А. Месяц. – Новосибирск: Наука, 1982. – 254 с.

References

1. Korolev Yu D., Mesyats G. A. Field emission and explosion processes in gas discharge. Novosibirsk, Nauka, 1982, 254 p.

УДК 539.2; 620.9

КВАНТОВЫЕ СВОЙСТВА СПЕКТРОВ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛАХ ПРИ СВЕРХНИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

В. А. Калытка

Международная Бизнес-Академия, г. Караганда, Казахстан

Аннотация. Исследуется квантовый механизм миграционной поляризации в конденсированных средах в переменном электрическом поле в области низких и сверхнизких температур. Вычисляется нестационарный статистический оператор для протонов. Рассчитывается неравновесная матрица плотности для ансамбля невзаимодействующих протонов,двигающихся в одномерном многоямном потенциальном рельефе прямоугольной формы в переменном поляризующем поле. Исследуются аномальные эффекты, связанные со смещени-

ем низкотемпературного максимума тангенса угла диэлектрических потерь в слоистых кристаллах. Результаты квантово-механического расчета могут быть использованы в курсе «Физика твердого тела».

Ключевые слова: квантовый механизм, миграционная поляризация, сверхнизкие температуры, протоны, переменное электрическое поле.

THE QUANTUM PROPERTIES OF THE SPECTRA OF DIELECTRIC LOSSES IN LAYERED CRYSTALS AT LOW TEMPERATURES

V. A. Kalytka

Abstract. The quantum mechanism of migration of polarization in condensed media in an alternating electric field in the area of low and ultralow temperatures is investigated. The unstationary statistical operator for protons is calculated. The nonequilibrium density matrix for an ensemble of noninteracting protons moving in a one-dimensional potential relief of rectangular alternating field is calculated. Explores The anomalous effects associated with a shift of low-temperature maximum dissipation factor in layered crystals are explored. The results of quantum - mechanical calculation can be used in a course «Physics of solid body».

Key words: quantum mechanism, migration polarization, ultra-low temperature, protons, alternating electric field.

Введение

Электрофизические свойства слоистых кристаллов (кристаллогидраты, слоистые силикаты) в температурном диапазоне $T = 70 - 450$ К, в области слабых полей $E \approx 10^5 \div 10^6 \frac{B}{m}$, проявляются в протонной проводимости, сводящейся к прыжковой диффузии протонов по водородным связям в направлении поляризующего поля [1]. Релаксационное движение протонов в слоистых минералах (водные сульфаты двухвалентных металлов, слюды, вермикулиты, тальк, пирофиллит) во внешнем электрическом поле (при поляризации) и в поле разрушающегося электростатического заряда (при деполяризации) позволяет классифицировать материалы данного класса, как протонные полупроводники и диэлектрики [1; 2]. Поляризацию слоистых кристаллов можно считать миграционной.

Кинетика миграционной поляризации кристаллов с водородными связями (КВС) протекает как за счет термически активируемых переходов протонов (максвелловская релаксация), так и их туннелирования (диффузионная релаксация) [1; 2].

Теоретические исследования диэлектрической релаксации в КВС, в области высоких температур (100–450 К), проводятся методами квазиклассической кинетической теории, основанной на совместном решении системы уравнений Фоккера-Планка и Пуассона при заданной модели электродов [1]. Для описания релаксации протонов по водородным связям при температурах

выше критической линейного приближения по малому параметру достаточно, поскольку в высокотемпературном диапазоне доминирующий вклад в миграционную поляризацию вносят термически активируемые переходы протонов, распределенных согласно классической статистике Больцмана по уровням энергии квазинепрерывного спектра [2; 3].

При низких температурах (70–100 К), из-за значительной прозрачности потенциального барьера, расстояние между соседними уровнями энергии увеличивается, энергетический спектр релаксирующих протонов становится квазидискретным, что приводит к их квантовому распределению [4; 5].

В области низких температур ($T \leq 100\text{K}$) параметр разложения заметно увеличивается $\gamma \approx 0,01 \div 0,1$, возрастает вклад нелинейных по полю членов в картину протонной релаксации, что уже в рамках квазиклассического подхода [4] требует более строгого учета влияния туннелирования протонов на кинетику миграции дефектов Бьеррума.

Расчет теоретических спектров токов термостимулированной деполяризации (ТСТД) в квадратичном приближении [4], как и в работах [2; 3], опирается на решение уравнения Фоккера-Планка, при блокирующих электродах. В [4] строгость квантово-механического подхода при учете туннелирования проявляется в применении аппарата матрицы плотности к расчету плотности ТСТД.

Авторами [6; 7] результаты нелинейной квантовой теории термостимулированной деполяризации применены к исследованию размерных эффектов в нанометровых слоях (3–30 нм) кристаллогидратов (халькантит) и слоистых силикатов (флогопит). На основании квантово-механической формулы для плотности ТСТД методом варьирования толщины кристаллического слоя установлено, что низкотемпературный теоретический максимум плотности ТСТД смещается из области низких температур (94 К – халькантит 100 К – флогопит) при 30 мкм нм к сверхнизким температурам (25 К – халькантит, 29 К – флогопит) при 3 нм, что обусловлено аномальными изменениями структуры энергетического спектра протонов при температурах жидкого гелия (4–25 К).

Из решения трансцендентного спектрального уравнения для протонов установлено, что при блокирующих контактах на границе кристалла сокращение толщины слоя от 30000 нм до 3 нм обуславливает уменьшение максимального количества уровней энергии низкотемпературных релаксаторов в халькантите от 2000 до 3, а во флогопите от 3500 до 30.

Установленные электрофизические свойства нанокристаллического состояния протонных полупроводников и диэлектриков указывают на определяющую роль туннелирования протонов в нанокластерах (1–10 нм) при диэлектрической релаксации в слоистых кристаллах в области гелиевых температур [8].

Определенный интерес представляет исследование кинетики низкотемпературной диэлектрической релаксации в слоистых кристаллах в переменном поляризующем поле.

Прямой квантово-механический расчет теоретических спектров комплексной диэлектрической проницаемости позволит строго выявить влияние туннелирования протонов на частотные и температурные спектры тангенса угла диэлектрических потерь в кристаллогидратах и слоистых силикатах в диапазоне низких (вблизи азотной) и сверхнизких температур.

Применение матрицы плотности к расчету комплексной диэлектрической проницаемости позволит исследовать размерные эффекты в КВС, квантовый механизм спонтанной поляризации в сегнетоэлектрических кристаллах (KDP, DKDP), магнитные квантовые явления в антиферромагнитных диэлектриках.

1. Статистический оператор для ансамбля невзаимодействующих протонов

Статистические квантовые свойства протонной подсистемы в анионной подрешетке КВС, в отсутствие внешнего возмущения, в области низких температур (70–100 К), при математическом описании миграции дефектов Бьеррума, учтем с помощью матрицы плотности [9; 10], вычисляемой на основании квантовой статистики Больцмана [11], и из решения нестационарного уравнения Лиувилля [9; 10]:

$$\frac{\partial \rho_c}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar} [\rho_c, H_c] = 0. \quad (1)$$

Для невозмущенной системы, состоящей из взаимодействующих подсистем (анионной подрешетки и мигрирующих между анионами протонов), Гамильтониан принимает вид:

$$H_c = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_i \Delta_i - \frac{\hbar^2}{2M} \sum_j \Delta_j + \sum_{ij} U_{ij} + \sum_{jk} U_{jk} + \sum_{is} U_{is}. \quad (2)$$

В (2) m – масса протона; M – масса иона анионной подрешетки; U_{ij} – энергия взаимодействия i -го протона и j -го иона решетки; U_{jk} – энергия взаимодействия j -го и k -го ионов решетки; U_{is} – энергия кулоновского взаимодействия i -го и s -го протонов.

По результатам экспериментального исследования спектров диэлектрических потерь и токов термостимулированной деполяризации в кристаллах с водородными связями очевидны допущения [1; 2]:

1) равновесная концентрация релаксаторов мала ($N_0 \approx 10^{16} - 10^{18} \text{ м}^{-3}$), что позволяет не учитывать энергию их кулоновского взаимодействия, ограничиваясь моделью идеального протонного газа;

2) масса ионов анионной подрешетки гораздо больше массы протона, что дает возможность пренебречь движением ионов и перейти к адиабатическому приближению;

3) так как времена релаксации ионной подсистемы на 2-3 порядка больше времен релаксации протонов, миграцию протонов рассмотрим на некотором ионном фоне:

$$H_{\text{и}} = \sum_{jk} U_{jk} = \text{Const} .$$

С учетом принятых допущений оператор Гамильтона (2) системы существенно упрощается:

$$H_{\text{с}} = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_i \Delta_i + \sum_{ij} U_{ij} + \text{Const} . \quad (3)$$

Гамильтониан невозмущенной системы представим в виде:

$$H_{\text{с}} = H_{\text{пр}}^{(0)} + H_{\text{ф}} + H_{\text{пр,ф}} . \quad (4)$$

В (4) $H_{\text{пр}}^{(0)}$ – гамильтониан протонной подсистемы; $H_{\text{ф}}$ – гамильтониан фононной подсистемы; $H_{\text{пр,ф}}$ – оператор протон-фононного взаимодействия.

Согласно принятым в для протонной релаксации в КВС допущениям:

- 1) пренебрегаем протон – фононным взаимодействием $H_{\text{пр,ф}} \rightarrow 0$;
- 2) гамильтониан фононной подсистемы полагаем числовым оператором $H_{\text{ф}} \rightarrow \text{const}$;

3) ограничиваемся моделью идеального протонного газа.

Тогда, уравнение Лиувилля (1), с учетом (5), принимает вид:

$$\frac{\partial \rho_{\text{пр}}^{(0)}}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar} [\rho_{\text{пр}}^{(0)}, H_{\text{пр}}^{(0)}] = 0 , \quad (5)$$

Значительная по сравнению с массой электрона масса протона и малая равновесная концентрация дефектов Бьеррума позволяют полагать температуру вырождения протонного ансамбля близкой к абсолютному нулю [4], [5]. Энергия Ферми протонного газа также стремится к нулю.

Решение уравнения (5) запишем согласно квантовой статистике Больцмана для невзаимодействующих протонов, распределенных по уровням энергии квазидискретного спектра в поле кристаллического потенциального рельефа

$$\rho_{\text{пр}}^{(0)} = N_{\text{п}} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{E_n}{k_{\text{Б}} T}\right) \right\}^{-1} \times \exp\left(-\frac{H_{\text{пр}}^{(0)}}{k_{\text{Б}} T}\right) . \quad (5a)$$

Статистический оператор протонной подсистемы в присутствии поляризуемого поля вычисляется из нестационарного уравнения Лиувилля:

$$\frac{\partial \rho_{np}}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar} [\rho_{np}; H_{np}] = 0, \quad (6)$$

где $H_{np} = H_{np}^{(0)} + W_{эл}$ – возмущенный внешним полем гамильтониан протона; $H_{np}^{(0)}$ – невозмущенный гамильтониан протона; $W_{эл}$ – возмущенная поправка; $\rho_{np} = \rho_{np}^{(0)} + \delta\rho_{np}$ – неравновесный статистический оператор протонов; $\delta\rho_{np}$ – неравновесная поправка поправка к невозмущенному статистическому оператору (6).

Воздействуем операторами $\frac{\partial \rho_{np}}{\partial t}$ и $\frac{1}{i\hbar} [\rho_{np}; H_{np}]$ на волновую функцию протона в n-ом стационарном состоянии и исключая члены второго порядка по полю $\delta\rho_{np}(W_{эл} \psi_n)$, $W_{эл}(\delta\rho_{np} \psi_n)$. Тогда из (6) имеем:

$$\frac{\partial(\delta\rho_{np} \psi_n)}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar} \left\{ \delta\rho_{np}(H_{np}^{(0)} \psi_n) - H_{np}^{(0)}(\delta\rho_{np} \psi_n) + \rho_{np}^{(0)}(W_{эл} \psi_n) - W_{эл}(\rho_{np}^{(0)} \psi_n) \right\} = 0. \quad (7)$$

Вводя в (7) скалярный оператор $u_n(x; t) = \delta\rho_{np} \psi_n(x; t)$, приходим к уравнению:

$$\frac{\partial u_n}{\partial t} + \frac{E_n}{i\hbar} u_n - \frac{1}{i\hbar} H_{np}^{(0)} u_n + \frac{1}{i\hbar} [\rho_{np}^{(0)}; \delta W_{эл}] \psi_n = 0. \quad (8)$$

Для модели прямоугольного рельефа в области s-ой потенциальной ямы:

$$\frac{\partial \tilde{u}_{ns}}{\partial t} + \frac{E_n}{i\hbar} \tilde{u}_{ns} + \frac{\hbar}{2mi} \frac{\partial^2(\tilde{u}_{ns})}{\partial x^2} + \frac{1}{i\hbar} [\tilde{\rho}_{np}^{(0)}; \tilde{W}_{эл,s}] \tilde{\psi}_{ns} = 0 \quad (8.a)$$

и s-го потенциального барьера:

$$\frac{\partial \hat{u}_{ns}}{\partial t} + \frac{E_n - U_0}{i\hbar} \hat{u}_{ns} + \frac{\hbar}{2mi} \frac{\partial^2(\hat{u}_{ns})}{\partial x^2} + \frac{1}{i\hbar} [\hat{\rho}_{np}^{(0)}; W_{эл,s}] \hat{\psi}_{ns} = 0, \quad (8.b)$$

На основании (5) приходим к одномерному уравнению неразрывности:

$$q \frac{\partial(\delta N_{np})}{\partial t} + \frac{\partial j_{np}}{\partial x} = 0, \quad (9)$$

откуда находим оператор плотности протонного тока:

$$j_{np}(x; t) = -q \frac{\partial}{\partial t} \int \delta N_{np}(x; t) dx + j_{np,0}(t). \quad (10)$$

Для модели блокирующих электродов:

$$j_{np}(d; t) = j_{np}(0; t) = 0, \quad (11)$$

В начальный момент времени поляризация отсутствует:

$$\tilde{u}_{ns}(x; 0) = 0, \quad \hat{u}_{ns}(x; 0) = 0. \quad (12)$$

Решение уравнений (8.а, б) строим совместно с уравнением Пуассона [4; 5]:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon} \delta N_{np}(x; t), \quad (13)$$

с учётом граничного условия [1]:

$$\int_0^d E(x; t) dx = V_0 \exp(i\omega t), \quad (14)$$

где V_0 , ω - соответственно амплитуда и частота внешнего поля.

Решение операторных дифференциальных уравнений (8.а, 8.б) строилось в конечных разностях.

2. Теоретические спектры комплексной диэлектрической проницаемости

На основании квантово-механического выражения для избыточной концентрации релаксаторов (протонов) [4], запишем оператор поляризации протонной подсистемы:

$$P = q \sum_{n=0}^{\infty} \psi_n^* x \tilde{u}_n. \quad (15)$$

Усреднение (15) по координате и энергии проведем с помощью неравновесной поляризационной матрицы плотности:

$$\langle P \rangle = \int_0^d \Psi^* P(x, t) \Psi dx. \quad (16)$$

Поляризация кристалла в переменном поле [2]:

$$\langle P \rangle = \epsilon_0 (\epsilon^* - \epsilon_\infty) E_0 \exp(i\omega t). \quad (17)$$

На основании (16), (17), запишем теоретический спектр комплексной диэлектрической проницаемости:

$$\epsilon^*(\omega, T) = \epsilon_\infty + \frac{1}{\epsilon_0 E_0} \exp(-i\omega t) \int_0^d \Psi^* P(x, t) \Psi dx. \quad (18)$$

3. Квантово-механический расчет параметров релаксаторов в протонных полупроводниках и диэлектриках

Первые экспериментальные исследования диэлектрических потерь в сложных кристаллах с водородными связями (слоистые силикаты, кристаллогидраты, гидрослюда, слоистые минералы переменного состава) были начаты К. А. Водопьяновым, измерившим частотные и температурные спектры тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta$ и диэлектрической проницаемости ϵ' ряда кристаллов при температурах выше 190 К и частотах 50–10⁷ Гц [1].

В работах М. П. Тонконогова, А. А. Блистанова, Ю. М. Поплавко, В. М. Тимохина, В. А. Миронова были выполнены прецизионные измерения спектров частотных и температурных спектров $\text{tg}\delta$ в кристаллах мусковита $KAl_2(AlSi_3O_{10})(OH)_2$, онотского талька $Mg_3(Si_4O_{10})(OH)_2$, флогопита $KMg_3(AlSi_3O_{10})(OH)_2$, халькантита $CuSO_4 \cdot 5H_2O$, и в гипсе $CaSO_4 \cdot 2H_2O$ [1].

В частотных спектрах тангенса угла потерь талька и гипса в широком диапазоне температур (80–400 К) обнаружены 1–3 монорелаксационных максимума, обусловленных релаксацией дефектов Бьеррума и переориентацией молекул воды в электрическом поле.

В кристаллах $CuSO_4 \cdot 3H_2O$, $NiSO_4 \cdot 6H_2O$, $SnCl_2 \cdot 2H_2O$ в диапазоне температур 100–130 К, экспериментально обнаружена протонная проводимость, которая в области высоких температур (130–450 К) перекрывается высокой ионной проводимостью [1].

В частотном спектре $\text{tg}\delta$ онотского талька $Mg_3(Si_4O_{10})(OH)_2$, измеренном при температуре $T = 80$ К (низкотемпературный спектр), наблюдаются три максимума, при $\nu = 1,5 \cdot 10^5$ Гц, $\nu = 5 \cdot 10^5$ Гц и $\nu = 2,5 \cdot 10^6$ Гц, положения которых по частоте практически не изменяются при более высокой температуре ($T = 98$ К, 112 К, 125 К), а амплитуды максимумов возрастают в 1,5 и 2 раза. В гипсе $CaSO_4 \cdot 0,5H_2O$ низкотемпературной ветви (86 К) частотного спектра $\text{tg}\delta$ отвечают максимумы $\nu = 1,4 \cdot 10^5$ Гц, $\nu = 5,3 \cdot 10^5$ Гц и $\nu = 2,9 \cdot 10^6$ Гц [1].

При переходе к частотным спектрам при более высоких температурах (112 К, 124 К, 150 К) измерения в гипсе, как и в тальке: максимумы $\text{tg}\delta$ по оси частот не смещаются, а по амплитуде возрастают в 1,3 раза (112 К), в 1,45 раз (124 К). В высокотемпературных ветвях ($T = 150\text{--}70$ К), и в тальке, и в гипсе все три максимума смещаются с увеличением температуры измерения в сторону более высоких частот и возрастают по амплитуде на 50–100 %.

Установленные экспериментально закономерности температурного поведения спектров $\text{tg}\delta(\omega)$ позволяют утверждать, что низкотемпературные ветви (80–112 К) спектра тангенса угла потерь определяются в основном туннельной релаксацией дефектов Бьеррума и слабо чувствительны к температуре по частотному параметру, а возрастание амплитуд максимумов № 1–3 с увеличением температуры измерения в диапазоне 80–125 К обусловлено несущественным возрастанием концентрации дефектов структуры. Толщина образцов в эксперименте принята 30 мкм [1].

При измерении температурных спектров $\text{tg}\delta$ онотского талька при частоте поляризующего $\nu = 7 \cdot 10^6$ Гц обнаружены 4 максимума при температурах 160 К, 220 К, 265 К, 310 К, а в гипсе при 145 К, 210 К, 270 К, 320 К. При уменьшении частоты от $\nu_1 = 7 \cdot 10^6$ Гц до $\nu_2 = 10^3$ Гц первый максимум в тальке (160 К) сместился к 75 К, а в гипсе от 145 К к 79 К. Экспериментальная энергия активации первого максимума $\text{tg}\delta$ (Т) в тальке составила $U_0 = 0,09 \pm 0,02$ эВ, а в гипсе $U_0 = 1,1 \pm 0,02$ эВ.

Сопоставление энергий активации вычисленных по температурным и частотным спектрам $\text{tg}\delta$ позволяет утверждать, что первый максимум $\text{tg}\delta$ (Т) кристаллов талька и в гипсе связан с релаксацией ионизационных дефектов Бьеррума H_3O^+ , второй максимум обусловлен переориентацией молекул кристаллизационной воды, третий связан с релаксацией дефектов OH^- , а четвертый связан с ориентационными дефектами Бьеррума VL, VD.

Из-за слабой разрешающей способности резонансной установки метод тангенса угла потерь не позволяет обнаружить низкотемпературные максимумы в спектрах $\text{tg}\delta$ (Т), связанные с туннелированием протонов внутри и между ионами анионной подрешетки.

На основании выражения (18) методом минимизации функции сравнения нами проведено аналитическое исследование спектров $\text{tg}\delta(\omega)$ и $\text{tg}\delta$ (Т) и вычислены параметры релаксаторов в онотском тальке и гипсе в диапазоне температур 70–350 К. При расчете теоретических спектров $\text{tg}\delta(\omega)$ приняты экспериментальные температуры: для талька $T = 80, 98, 112, 125, 150, 218, 250, 298$ К; для гипса $T = 86, 112, 124, 150, 200, 273, 293$ К. При расчете теоретических зависимостей $\text{tg}\delta$ (Т) частота переменного поля варьировалась от $\nu_1 = 7 \cdot 10^6$ Гц до $\nu_2 = 10^3$ Гц. Толщина кристалла принята 30 мкм.

Выражение (18) позволило методом матрицы плотности рассчитать энергию активации, температурное положение и амплитуду низкотемпера-

турного максимума $\operatorname{tg}\delta(T)$ при $\nu_1 = 7 \cdot 10^6$ Гц. По результатам численного расчета, для онотского талька: $T_{\max} = 105$ К, $\operatorname{tg}\delta(\nu_1, T_{\max}) \approx 0,5 \cdot 10^{-4}$; $U_0 = 0,045$ эВ, а в гипсе: $T_{\max} = 97$ К, $\operatorname{tg}\delta(\nu_1, T_{\max}) \approx 0,9 \cdot 10^{-4}$; $U_0 = 0,05$ эВ. На основании (19) варьированием толщины кристаллического слоя от 30 мкм до 3 нм установлены смещения теоретических температурных максимумов $\operatorname{tg}\delta(T)$ при $\nu_1 = 7 \cdot 10^6$ Гц для онотского талька и гипса (таблицы 1, 2). Согласно таблицам 1, 2 низкотемпературный максимум $\operatorname{tg}(T)$ наиболее чувствителен к изменению толщины кристаллического слоя, в результате чего: низкотемпературный теоретический максимум в тальке $\operatorname{tg}\delta(\nu_1, T_{\max})$ с уменьшением толщины слоя от 30 мкм до 3 нм смещается от низких (105 К) в сторону сверхнизких температур (22 К), а амплитуда максимума возрастает от $0,5 \cdot 10^{-4}$ до 0,53; в гипсе максимум $\operatorname{tg}\delta(\nu_1, T_{\max})$ смещается от 97 К к 15 К с возрастанием амплитуды от $0,9 \cdot 10^{-4}$ при 30 мкм до 0,76 при 3 нм. Увеличение экспериментальной температуры монорелаксационного пика $\operatorname{tg}(T)$, согласно таблицам 1, 2 приводит к ослаблению зависимости параметров максимума $\operatorname{tg}\delta(\nu_1, T_{\max})$ от толщины слоя. Параметры высокотемпературных максимумов (310 К – в онотском тальке, 320 К – в гипсе) при варьировании толщины кристаллического слоя практически не изменяются.

Таблица 1

Температурные положения и амплитудные значения тангенса угла потерь в онотском тальке при частоте поляризующего поля 7 МГц в зависимости от толщины кристаллического слоя

Толщина слоя, нм	Амплитуды и температурные положения теоретических максимумов $\operatorname{tg}\delta(T)$				
30000	$0,5 \cdot 10^{-4}$ (105)	$2,5 \cdot 10^{-3}$ (160)	$3,2 \cdot 10^{-3}$ (220)	$4,25 \cdot 10^{-3}$ (265)	$4,5 \cdot 10^{-3}$ (310)
3000	$1,9 \cdot 10^{-4}$ (96)	$2,8 \cdot 10^{-3}$ (157)	$3,24 \cdot 10^{-3}$ (219)	$4,25 \cdot 10^{-3}$ (265)	$4,5 \cdot 10^{-3}$ (310)
300	$2,3 \cdot 10^{-4}$ (88)	$5,4 \cdot 10^{-3}$ (146)	$4,2 \cdot 10^{-3}$ (215)	$4,25 \cdot 10^{-3}$ (265)	$4,5 \cdot 10^{-3}$ (310)
30	$4,6 \cdot 10^{-2}$ (50)	$6,8 \cdot 10^{-3}$ (127)	$7,2 \cdot 10^{-3}$ (207)	$4,25 \cdot 10^{-3}$ (265)	$4,5 \cdot 10^{-3}$ (310)
3	0,53 (22)	$5,8 \cdot 10^{-2}$ (103)	$5,5 \cdot 10^{-2}$ (190)	$5,3 \cdot 10^{-3}$ (259)	$4,9 \cdot 10^{-3}$ (308)

Обнаруженные из квантово-механического расчета спектров $\text{tg } \delta(\omega, T)$ закономерности подтверждают, что аномально высокие диэлектрические потери в слоистых кристаллах (кристаллогидратах, слоистых силикатах) в области сверхнизких (гелиевых) температур обусловлены туннелированием протонов в нанокластерах (1–10 нм), играющих промежуточную роль между изолированными атомами и зернами поликристаллических структур.

Аппарат матрицы плотности (выражение 18) позволил исследовать нелинейные кинетические явления в протонных полупроводниках при сверхнизких температурах, с учетом квантового распределения протонов по уровням энергии квазидискретного спектра с учетом переменного поляризующего поля.

Таблица 2

Температурные положения и амплитудные значения тангенса угла потерь в гипсе при частоте поляризующего поля 7 МГц в зависимости от толщины кристаллического слоя

Толщина слоя, нм	Амплитуды и температурные положения теоретических максимумов $\text{tg}(T)$				
30000	$0,9 \cdot 10^{-4}$ (97)	$1,8 \cdot 10^{-3}$ (145)	$3,9 \cdot 10^{-3}$ (210)	$3,3 \cdot 10^{-3}$ (270)	$4,1 \cdot 10^{-3}$ (320)
3000	$1,6 \cdot 10^{-4}$ (89)	$2,3 \cdot 10^{-3}$ (142)	$4,3 \cdot 10^{-3}$ (209)	$3,3 \cdot 10^{-3}$ (270)	$4,1 \cdot 10^{-3}$ (320)
300	$4,5 \cdot 10^{-4}$ (80)	$5,4 \cdot 10^{-3}$ (138)	$4,9 \cdot 10^{-3}$ (200)	$3,3 \cdot 10^{-3}$ (270)	$4,1 \cdot 10^{-3}$ (320)
30	$6,6 \cdot 10^{-2}$ (47)	$7,4 \cdot 10^{-3}$ (130)	$9,6 \cdot 10^{-3}$ (190)	$3,5 \cdot 10^{-3}$ (267)	$4,1 \cdot 10^{-3}$ (320)
3	$0,76$ (15)	$3,4 \cdot 10^{-2}$ (102)	$5,1 \cdot 10^{-2}$ (183)	$4,9 \cdot 10^{-3}$ (264)	$4,5 \cdot 10^{-3}$ (317)

Выводы:

1. В области низких температур (70–100 К) механизм диэлектрических потерь в слоистых кристаллах определяется туннелированием протонов в анионной подрешетке.

2. Получено аналитическое решение нестационарного уравнения Ливилля для идеального газа протонов, мигрирующих в поле многоямного прямоугольного потенциального рельефа в переменном поляризующем поле при блокирующих электродах.

3. Построены квантово-механические формулы для численного расчета теоретических спектров $\text{tg } \delta(\omega, T)$ в слоистых кристаллах в области низких температур (70–100 К).

4. С помощью аппарата матрицы плотности исследованы параметры низкотемпературного максимума тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg } \delta(T)$ при частоте поляризующего поля 7 МГц в онотском тальке и гипсе.

5. Исследованы эффекты нанокристаллического состояния онотского талька и гипса. Выявлены аномально высокие теоретические амплитуды тангенса угла потерь со смещением низкотемпературного (80–100 К) максимума $\text{tg } \delta(T)$ в сторону сверхнизких (10–25 К) температур при нанометровых толщинах кристаллических слоев.

Список использованных источников

1. Тонконогов, М. П. / М. П. Тонконогов, Ж. Т. Исмаилов, В. М. Тимохин // Нелинейная теория спектров термостимулированных токов в сложных кристаллах с водородными связями. – Изв. Вузов. Физика. – 2002. – № 10. – С. 76–84.

2. Тонконогов, М. П. Диэлектрическая спектроскопия кристаллов с водородными связями. Протонная релаксация / М. П. Тонконогов // УФН. – 1998. – № 1. – Т. 168. – С. 29–54.

3. Тонконогов, М. П. Максвелловская релаксация в кристаллах с водородными связями / М. П. Тонконогов, Т. А. Кукетаев, Ж. Т. Исмаилов, К. К. Фазылов // Изв. ВУЗов. Физика. – 2001. – № 5. – С. 86–87.

4. Тонконогов, М. П. Размерные эффекты в слоях нанометровой крупности при установлении поляризации в кристаллах с водородными связями / М. П. Тонконогов, Т. А. Кукетаев, Ж. Т. Исмаилов, К. К. Фазылов // Изв. Вузов. Физика. – 2005. – № 11. – С. 89–91.

5. Тонконогов, М. П. Механизм туннелирования протонов в кристаллах с водородными связями. Физика диэлектриков (Диэлектрики-2004): Материалы X Международной конференции / М. П. Тонконогов, К. К. Фазылов, В. А. Калытка. – СПб., 2004. – С. 49–50.

6. Тонконогов, М. П. / М. П. Тонконогов, Т. А. Кукетаев, К. К. Фазылов, В. А. Калытка // Квантовые эффекты при термодеполяризации в сложных кристаллах с водородными связями. – Изв. вузов. Физика. – 2004. – № 6. – С. 8.

7. Тонконогов, М. П. / М. П. Тонконогов, Ж. Т. Исмаилов, К. К. Фазылов // Размерные эффекты в нанометровых слоях диэлектриков : Материалы Междунар. науч. конф. «Тонкие пленки и наноструктуры», 22–26 ноября. – Москва. – М. : МИРЭА. – 2005. – Часть 2. – С. 105–108.

8. Тонконогов, М. П. Размерные эффекты при протонной релаксации / М. П. Тонконогов, К. К. Фазылов, В. А. Калытка // Компьютерное моделирование – 2005 : Труды VI Междунар. науч.-техн. конф., 28 июня–2 июля 2005 г., Россия, С.-Петербург. – Изд-во Политехнического ун-та. – 2005. – С. 143–145.

9. Ландау, Л. Д. Квантовая механика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М. : Наука, 1974. – Т. 3.

10. Давыдов, А. А. Квантовая механика / А. А. Давыдов. – М. : Наука, 1974. – 568 с.

11. Ландау, Л. Д. Статистическая физика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М. : Наука, 1989. – Т. 9. – 186 с.

References

1. Tonkonogov M., Ismailov G.T., Timokhin V.M., Fazylov K.K., Kalytka V. A, Baimukhanov Z.K. Nonlinear theory of spectra thermo stimulated currents in complex crystals with hydrogen bonds. Izv. The universities. Physics, 2002, No 10, p. 76–84.
2. Tonkonogov M. Dielectric spectroscopy of crystals with hydrogen bonds. Proton relaxation. // Phys. 1998. № 1, T. 168, p. 29–54.
3. Tonkonogov M., Kuketarv T.A., Ismailov G.T., Fazylov K.K. Maxwell relaxation in crystals with hydrogen bonds, Izv. The universities. Physics, 2001, v. 5, p. 86–87.
4. Tonkonogov M., Kuketaev T. A., Fazylov K.K., Kalytka V.A. Dimensional effective you are in the layers of nanometer size when establishing polarization in crystals with water-family ties, Izv. The universities. Physics, 2005, No 11.
5. Tonkonogov M., Fazylov K.K., Kalytka V.A. Mechanism tunneling Pro-tones in crystals with hydrogen bonds. Physics of dielectrics (Dielectrics-2004): proceedings of the X International conference, St. Petersburg, 2004, p. 49–50.
6. Tonkonogov M., Kuketaev T.A., Fazylov K.K., Kalytka V.A. Quantum efficiency when you thermal depolarization in complex crystals with hydrogen bonds. Izv. The universities. Physics, 2004, No 6, p. 8.
7. Tonkonogov M., Ismailov G.T., Fazylov K.K., Kalytka VA, Baimukhanov H. K. Dimensional effects in nanometer layers of dielectrics. Materials of the International scientific conference «Thin films and nanostructures», 22–26 November, Moscow, MIREA, 2005, part 2, pp. 105–108.
8. Tonkonogov M., Fazylov K.K., Kalytka VA-Size effects in proton-Noah relaxation. Computer simulation-2005. Proceedings of VI International scientific and technical conference. 28 June–2 July 2005, Russia, S. Petersburg, Publishing house of the Polytechnic University, 2005, pp. 143–145.
9. Landau L. D. and Lifshits E. M. Quantum mechanics, Moscow, Nauka, 1974, v. 3.
10. Davydov A. A. Quantum mechanics, Moscow, Nauka, 1974, 568 p.
11. Landau L. D. and Lifshits E. M. Statistical physics, Moscow, Nauka, 1989, v. 9, p. 186.

УДК 621.3

ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА И ПРОЦЕССЫ В ПРИАНОДНОЙ ОБЛАСТИ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

В. А. Горюнов, А. М. Майоров, М. М. Майоров

ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет имени Н. П. Огарёва», г. Саранск, Российская Федерация

Аннотация. Предложена модель, описывающая процесс протекания тока в прианодной области. представлена эквивалентная схема прианодной области разряда низкого давления, позволяющая описать процесс протекания тока в этой области. Вычислены номиналы элементов эквивалентной схемы.

Ключевые слова: анод, анодный ток, прианодная область, газовый разряд.

EQUIVALENT CIRCUIT AND PROCESSES IN NEAR THE ANODE THE FIELD OF GAS DISCHARGE LOW PRESSURE

V. A. Goryunov, A. M. Mayorov, M. I. Mayorov

Abstract. A model describing the process of current near the anode region. presents an equivalent circuit of the near the anode area of low pressure discharge, which allows to describe the process of the current in this area. Calculated values elements equivalent circuit.

Key words: anode, anode current, near the anode region, gas discharge.

Разность потенциалов между анодом и плазмой, называемая анодным падением, обычно сосредоточена в пленке, толщина которой составляет доли миллиметра.

Если анодный ток, извлеченный из разряда, меньше хаотического тока, извлеченного при потенциале плазмы, то анод будет заряжен отрицательно относительно плазмы. Если же поступающий на анод ток должен быть больше хаотического тока, то анод будет заряжен положительно относительно плазмы. В этом случае вблизи анода создается область нескомпенсированного объемного заряда электронов. Полная или частичная компенсацию этого объемного заряда приводит к изменению анодного падения. Часто эта компенсация проходит с большой скоростью, что приводит к резкому увеличению электропроводности (пробой). При постоянном по величине токе за пробоем следует новое накопление нескомпенсированного объемного заряда и снова пробой и т. д. На рис. 1 приведены осциллограммы тока (1) через люминесцентную лампу типа ЛБ 18 и анодного падения напряжения (2) на ней. Колебания анодного падения напряжения с амплитудой 10 В и частотой 2000 Гц подобны тем, какие реализуются в релаксационных генераторах.

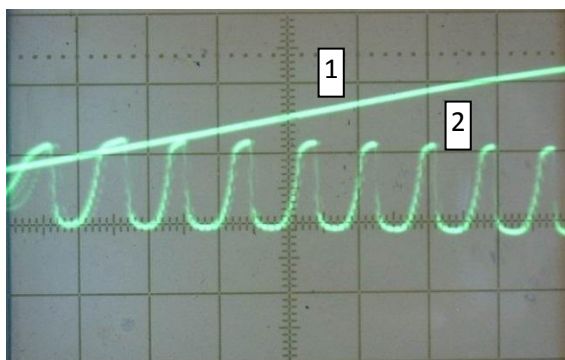


Рис. 1

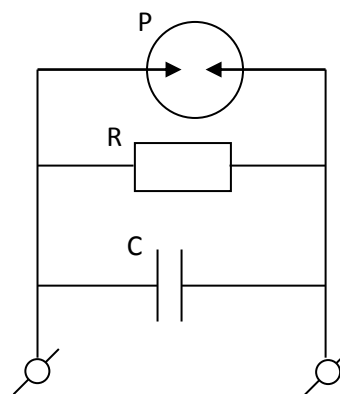


Рис. 2

На рис. 2 представлена эквивалентная схема прианодной области разряда низкого давления, позволяющая описать процесс протекания тока в этой области.

Возникновение анодных колебаний объясняется периодическими изменениями величины анодного падения, связанными с накоплением и рассеиванием нескомпенсированного пространственного заряда вблизи малого анода. При подключении лампы к источнику напряжения почти все анодное падение сосредотачивается в тонком слое около анода. Благодаря наличию ускоряющих полей электроны подлетают к поверхности анода со значительной энергией. Некоторые электроны могут иметь энергию, достаточную для ионизации атомов газа вблизи анода. В результате происшедшей дополнительной ионизации плотность плазмы у анода возрастет и станет достаточной, чтобы весь ток попал на анод при небольшом значении анодного падения потенциала. Дополнительная ионизация при этом прекратится, и падение потенциала в прианодной области снова будет возрастать до тех пор, пока не создадутся условия для новой ионизации.

Электроны, ускоренные полем, проводят усиленную ионизацию и постепенно накапливающиеся положительные ионы разрушая отрицательно объемный заряд, вызывают снижение потенциала электрода. Процесс развивается лавинообразно, при некотором критическом значении анодного падения электронный слой «пробивается», его проводимость резко возрастает. Вследствие снижения потенциала электрода почти до потенциала основной плазмы производство новых ионов вокруг электрода начинает падать, само же пятно постепенно рассасывается в окружающее пространство благодаря диффузии положительных ионов (чему помогает и поле вокруг пятна). Около малого электрода снова возникает облако электронов, и потенциал анода снова возрастает и процесс повторяется снова.

Величина этого критического значения анодного падения в люминесцентных лампах примерно равна потенциалу ионизации ртути. На осциллограмме напряжения на лампе отмечаются релаксационные колебания амплитудой порядка 10 В.

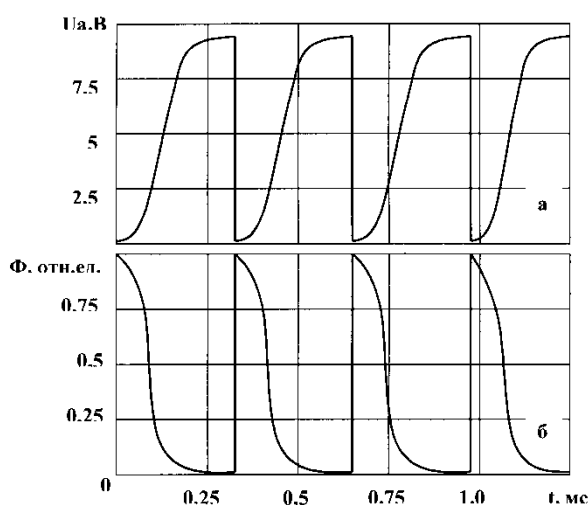


Рис. 3. Колебания анодного падения потенциала U_a (а) и светового излучения Φ (б) в зоне анодного пятна для лампы при токе 0,3 А

Проведенные дополнительно эксперименты показали, что при вымораживании паров ртути амплитуда анодных колебаний возрастала до потенциала ионизации аргона. В специально изготовленных лампах с чисто неоновым наполнением амплитуда анодных колебаний достигала 17 В.

Синхронно с возникновением «пробоев» (рис. 3а) возникали импульсы свечения плазмы в прианодной области (рис. 3б), локализованные между анодом и стенкой лампы [1]. Это также подтверждает возможность использования предложенной модели для объяснения анодных колебаний в люминесцентных лампах.

Приведенные данные говорят о том, что ток в анодный полупериод притекает на анод в основном со стороны стенки лампы ближней к сетевому вводу. Стенка лампы заряжена отрицательно относительно соседствующей с ней плазмы, вследствие разной подвижности электронов и ионов, и поэтому разность потенциалов между ней и сетевым вводом в анодный полупериод максимальна.

Проведенные расчеты показали, что предложенная модель хорошо описывает процесс протекания тока в прианодной области. Были вычислены номиналы элементов эквивалентной схемы – напряжение пробоя разрядника P равно 10 В, сопротивление резистора $R = 30$ Ом, величина емкости $C = 5$ мкФ.

Список использованных источников

1. Горюнов, В. А. Модуляция проводимости прианодной области в газовом разряде низкого давления / В. А. Горюнов, А. М. Майоров, М. И. Майоров // Светотехника. – 2007. – № 2. – С. 8–13.

References

1. Goryunov V. A. Modulation conductivity near the anode in the field of gas discharge in low pressure. Swetotechnika, 2007, No 2, pp. 8–13.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Горюнов Владимир Александрович

Доктор физико-математических наук, профессор кафедры экспериментальной физики ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет имени Н. П. Огарёва», г. Саранск, Российская Федерация

Дадонова Александра Васильевна

Аспирант ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный педагогический институт имени М. Е. Евсевьева», г. Саранск, Российская Федерация

Джафаров Маариф

Институт Физических Проблем, БГУ, Баку, Азербайджан

Засекин Дмитрий Александрович

Научный сотрудник лаборатории математического и физического образования Института педагогики НАПН Украины

Зорькин Иван Викторович

Студент 5-го курса Института физики и химии ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет имени Н. П. Огарёва». г. Саранск, Российская Федерация

Калытка Валерий Александрович

Кандидат физико-математических наук, Международная Бизнес-Академия, г. Караганда, Республика Казахстан

Кузьмичёв Николай Дмитриевич

Доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой общенаучных дисциплин ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет имени Н. П. Огарёва», г. Саранск, Российская Федерация

Майер Роберт Валерьевич

Доктор педагогических наук, доцент, профессор кафедры физики и дидактики физики ФГБОУ ВПО «Глазовский государственный педагогический институт имени В. Г. Короленко», заслуженный деятель науки Удмуртской республики, г. Глазов, Российская Федерация

Майоров Михаил Иванович

Доктор физико-математических наук, доцент кафедры общенаучных дисциплин ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет имени Н. П. Огарёва», г. Саранск, Российская Федерация

Майоров Алексей Михайлович

Преподаватель ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет имени Н. П. Огарёва», г. Саранск, Российская Федерация

Макеев Сергей Николаевич

Аспирант кафедры философии ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный педагогический институт имени М. Е. Евсевьева», г. Саранск, Российская Федерация

Макеев Андрей Николаевич

Кандидат технических наук, доцент кафедры теплоэнергетических систем Института механики и энергетики ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет имени Н. П. Огарёва», г. Саранск, Российская Федерация

Маскаев Юрий Андреевич

Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры экспериментальной физики, Институт физики и химии ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет имени Н. П. Огарёва», г. Саранск, Российская Федерация

Рунова Ольга Александровна

Аспирант кафедры математики и методики обучения математике ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный педагогический институт имени М. Е. Евсевьева», г. Саранск, Российская Федерация

Шикин Александр Михайлович

Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры экспериментальной физики, Институт физики и химии ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет имени Н. П. Огарёва», г. Саранск, Российская Федерация

Федченко Александр Алексеевич

Преподаватель ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет имени Н. П. Огарёва», г. Саранск, Российская Федерация

СОДЕРЖАНИЕ

ОТ РЕДАКЦИИ	3
-------------------	---

ГУМАНИТАРНЫЕ НАУКИ

Генезис понятия расширенной реальности <i>С. Н. Макеев, А. Н. Макеев</i>	8
---	---

Межпредметные связи в преподавании математики и физики <i>А. В. Даданова</i>	14
---	----

ЕСТЕСТВЕННЫЕ НАУКИ

Изучение магнитного взаимодействия токов: натурный и вычислительный эксперимент <i>Р. В. Майер</i>	22
--	----

Особенности изучения электродинамики в профильной школе <i>Д. А. Засекин</i>	28
---	----

Исследование распространения поверхностных волн в цилиндрическом столбе магнитной жидкости на пористом основании <i>О. А. Рунова</i>	35
--	----

ТЕХНИЧЕСКИЕ НАУКИ

Пленочный р-п переход на основе сульфида кадмия <i>М. А. Джафаров</i>	45
--	----

Гармоники намагниченности тонкого сверхпроводящего диска в модели критического состояния с $J_c \sim 1/H^2$ в постоянном и переменном магнитном поле <i>Н. Д. Кузьмичев, А. А. Федченко</i>	51
Механизм электропроводности анионолегированных кристаллов ADP и KDP <i>Ю. А. Маскаев, А. М. Шикин, И. В. Зорькин</i>	59
Влияние конструкции и наполнения газоразрядных стартёров на их вольтамперные характеристики <i>М. И. Майоров, А. М. Майоров, В. А. Горюнов</i>	66
Квантовые свойства спектров диэлектрических потерь в слоистых кристаллах при сверхнизких температурах <i>В. А. Калытка</i>	72
Эквивалентная схема и процессы в прианодной области газового разряда низкого давления <i>В. А. Горюнов, М. И. Майоров, А. М. Майоров</i>	84
СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ	88

CONTENTS

FROM THE EDITORS 3

HUMAN SCIENCES

GENESIS OF THE CONCEPT OF AUGMENTED REALITY
S. N. Makeev, A. N. Makeev 8

INTERDISCIPLINARY COMMUNICATION IN THE TEACHING OF MATH-
EMATICS AND PHYSICS
A. V. Dadonova 14

SCIENCE

THE STUDY OF MAGNETIC INTERACTION OF CURRENTS:
PHYSICAL AND COMPUTER EXPERIMENT
R. V. Mayer 22

THE PECULIARITIES OF STUDYING ELECTRODYNAMICS
AT A PROFESSION-ORIENTED SCHOOL
D. A. Zasyekin 28

RESEARCH OF PROPAGATION OF SURFACE WAVES IN
A CYLINDRICAL POLE MAGNETIC FLUID ON THE BASIS OF POROUS
O. A. Runova 35

ENGINEERING SCIENCE

FILM P-N TRANSITION BASED ON CADMIUM SULFIDE
M. A. Jafarov 45

HARMONICS OF MAGNETIZATION OF A THIN SUPERCONDUCTING
DISK IN THE MODEL OF THE CRITICAL STATE WITH J_C
APPROXIMATELY $1/H_2$ IN CONSTANT AND VARIABLE
MAGNETIC FIELD
N. D. Kuzmichev, A. A. Fedchenko 51

CONDUCTIVITY MECHANISM ANIONOLEGIROVANNYH ADP AND KDP CRYSTALS <i>Yu. A. Maskaev, A. M. Shikin, I. V. Zorkin</i>	59
INFLUENCE OF THE CONSTRUCTION AND FILLING OF GAS- DISCHARGE STARTERS ON THE VOLT-AMPERE CHARACTERISTICS OF THEIR <i>M. I. Mayorov, A. M. Mayorov, V. A. Goryunov</i>	66
THE QUANTUM PROPERTIES OF THE SPECTRA OF DIELECTRIC LOSSES IN LAYERED CRYSTALS AT LOW TEMPERATURES <i>V. A. Kalytka</i>	72
EQUIVALENT CIRCUIT AND PROCESSES IN NEAR THE ANODE THE FIELD OF GAS DISCHARGE LOW PRESSURE <i>V. A. Goryunov, M. I. Mayorov, A. M. Mayorov</i>	84

ПРАВИЛА ОФОРМЛЕНИЯ РУКОПИСЕЙ,
ПРЕДСТАВЛЯЕМЫХ В РЕДАКЦИЮ ЖУРНАЛА
«УЧЕБНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ В ОБРАЗОВАНИИ»

Журнал «Учебный эксперимент в образовании» включает разделы:

1. Проблемы, теория и практика учебного эксперимента в образовании.
2. Современные научные достижения в технике эксперимента.
3. Лекционные демонстрации в преподавании естественно-научных, технических и гуманитарных дисциплин.
4. Лабораторные приборы и установки.
5. Учебный эксперимент и вопросы формирования ценностной системы личности.
6. Компьютерные технологии в образовании.
7. Проблемы управления образовательным процессом.

К публикации принимаются материалы, касающиеся результатов оригинальных исследований и разработок, не опубликованные и не предназначенные для публикации в других изданиях. Объем статьи 6–12 с. машинописного текста и не более 2–4 рисунков.

1. В редакцию необходимо представлять следующие материалы:

1.1 Рукопись статьи – 1 экз. в печатном виде на листах формата А4 (оформление – см. п. 2) и 1 экз. в электронном виде (оформление – см. п. 3). Бумажный вариант должен полностью соответствовать электронному.

1.2 Ходатайство на имя главного редактора журнала члена-корреспондента АЭН РФ, доктора технических наук, профессора В. К. Свешникова, подписанное руководителем организации и заверенное печатью.

1.3 Два экземпляра рецензии, подписанные специалистом и заверенные печатью учреждения. В рецензии отражается актуальность раскрываемой проблемы, оценивается научный уровень представленного материала и дается рекомендация об опубликовании статьи в журнале.

1.4 Сведения об авторе(ах): ФИО (полностью), ученая степень, ученое звание, должность, место работы (место учебы или соискательство), контактные телефоны, факс, e-mail, почтовый индекс и адрес.

1.5 Фамилия и инициалы автора(ов), название статьи, аннотация (не более 0,3 стр.), ключевые слова и фразы на русском и английском языках.

1.6 В конце статьи – список литературы (оформление – см. п. 2.6.).

1.7 Индекс УДК (универсальная десятичная классификация).

2. Правила оформления рукописи статьи в печатном виде:

2.1 Текст рукописи набирается шрифтом Times New Roman размером 14 pt с межстрочным интервалом 1,5. Русские и греческие буквы и индексы, а также цифры набирать прямым шрифтом, а латинские – курсивом. Аббревиатуры и стандартные функции (Re, cos) набираются прямым шрифтом.

2.2 Размеры полей страницы по 20 мм формата А4. Обязательна нумерация страниц по центру.

2.3 Основной текст рукописи может включать формулы. Формулы должны иметь нумерацию (с правой стороны в круглых скобках). Шрифт формул должен соответствовать требованиям, предъявляемым к основному тексту статьи (см. п. 2.1). В статье должен быть необходимый минимум формул, все второстепенные и промежуточные математические преобразования выносятся в приложение к статье (для рецензента).

2.4 Основной текст рукописи может включать таблицы, рисунки, фотографии (черно-белые или цветные). Данные объекты должны иметь названия и сквозную нумерацию.

Качество предоставления рисунков и фотографий – высокое, пригодное для сканирования. Шрифт таблиц должен соответствовать требованиям, предъявляемым к основному тексту статьи (см. п. 2.1). Шрифт надписей внутри рисунков – Arial № 10 (обычный).

2.5 Список литературы размещается в конце статьи в порядке последовательности ссылок в тексте. Ссылки на литературу в тексте заключаются в квадратные скобки. Оформление списка литературы проводить в соответствии с требованиями ГОСТ 7.1-2003.

2.6 Рукопись должна быть тщательно отредактирована и подписана автором(ми) с обратной стороны последней страницы с указанием контактных телефонов.

3. Правила оформления рукописи статьи в электронном виде

3.1 В электронном виде необходимо представить два текстовых файла: 1) рукопись статьи; 2) информация об авторе(ах). Запись файлов выполняется в текстовом редакторе MicrosoftWord (расширения .doc или .rtf) на дискету или лазерный диск, а также возможна отправка на электронную почту (см. ниже). В названии файлов указывается фамилия автора(ов).

3.2 Все графические материалы (рисунки, фотографии) записываются в виде отдельных файлов в графических редакторах CorelDraw, Photoshop и др. (расширения .cdr, .jpeg, .tiff). Все графические материалы должны быть доступны для редактирования.

4. Общие требования:

4.1 Редакция оставляет за собой право дополнительно назначать экспертов.

4.2 Рукописи, не соответствующие изложенным требованиям, к рассмотрению не принимаются.

4.3 Рукописи, не принятые к опубликованию, авторам не возвращаются. Редакция имеет право производить сокращения и редакционные изменения текста рукописей.

4.4 На материалах (в том числе графических), заимствованных из других источников, необходимо указывать авторскую принадлежность. Всю ответственность, связанную с неправомерным использованием объектов интеллектуальной собственности, несут авторы рукописей.

4.5 Гонорар за опубликованные статьи не выплачивается.

4.6 Рукописи статей с необходимыми материалами представляются ответственному секретарю журнала Т. В. Кормилициной по адресу:

430007, г. Саранск, ул. Студенческая, д. 11 а, каб. 221. Тел.: (8342) 33-92-82; тел./факс: (8342) 33-92-67; эл. почта: edu_exp@mail.ru

5. Порядок рассмотрения статей, поступивших в редакцию:

5.1 Поступившие статьи рассматриваются членами редколлегии в течение месяца.

5.2 Редакционная коллегия оставляет за собой право отклонять статьи, не отвечающие установленным требованиям или тематике журнала. Рукописи, не принятые к опубликованию, авторам не возвращаются.

5.3 Редакционная коллегия не вступает в дискуссию с авторами отклоненных материалов и не возвращает рукописи.

5.4 Редакция не несет ответственность за допущенные авторами ошибки и плагиат в содержании статей.

5.5 Редакционная коллегия в течение 7 дней уведомляет авторов о получении статьи. Через месяц после регистрации статьи редакция сообщает авторам о результатах рецензирования и о сроках публикации статьи.

5.6 Редакционная коллегия предоставляет автору бесплатный экземпляр журнала, содержащий опубликованную статью.

Подписка

Осуществляется подписка на научно-методический журнал
«Учебный эксперимент в образовании».

Журнал выходит 4 раза в год, распространяется только по подписке.
Подписчики имеют преимущество в публикации научных работ.

На журнал можно подписаться в почтовых отделениях. Индекс для
подписки в каталоге «Почта России» – 31458.

Подписная цена на полугодие – 346 руб. 62 коп.

По всем вопросам подписки и распространения журнала обращаться
по адресу: 430007, г. Саранск, ул. Студенческая, д. 11а, каб. 221.
Тел.: (8342) 33-92-82;
тел./факс: (8342) 33-92-67;
эл. почта: edu_exp@mail.ru

Подписано в печать
Формат 70x100 1/16. Печать ризография.
Гарнитура Times New Roman. Усл. печ. л. 15,5.
Тираж 200 экз. Заказ № .

ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный педагогический институт
им. М. Е. Евсевьева»
Редакционно-издательский центр
430007, г. Саранск, ул. Студенческая, 11 а
