

ISSN 0868-6238

ПОСВЯЩАЕТСЯ 100-ЛЕТИЮ ИМПЕРАТОРСКОГО  
САРАТОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

# **ВОПРОСЫ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ**



**Выпуск 16**

**2009**

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

# ВОПРОСЫ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

*Межвузовский научный сборник*

Выпуск 16

Издательство Саратовского университета  
2009

УДК [53 + 621.37/.39](082)  
ББК 22.3 я 43 + 32 я 43  
В74

**Вопросы прикладной физики:** Межвуз. науч. сб.– Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 2009.  
В74 – Вып.16.–73 с.: илл.

В сборнике представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований прикладных проблем в различных областях современной физики: математические методы в физике; статистическая физика и термодинамика; инструменты, аппаратура, компоненты и техника, общие для различных областей физики и астрономии; электромагнетизм, электронная и ионная оптика; оптика; конденсированные среды: структура, механические и тепловые свойства; геофизика гидросферы и атмосферы. Тематика разделов соответствует международной классификации по физике и астрономии (PACS 1996).

Для специалистов в области прикладной физики, а также для аспирантов и студентов-физиков старших курсов.

#### Редакционная коллегия:

В.С.Кошелев – ответственный редактор  
А.С.Шаповалов – заместитель ответственного редактора  
М.А.Старшов – научный редактор

#### Редакционный совет:

В.М. Аникин	Саратовский государственный университет
В.Б. Байбурин	Саратовский государственный технический университет
В.Г. Гайворон	Московская государственная академия приборостроения и информатики
О.Е. Глухова	Саратовский государственный университет
В.С. Кошелев	Саратовский государственный университет
О.Г. Мартыненко	Институт тепломассообмена Белорусской АН, Минск
Л.М. Минкин	Портландский государственный университет, США
В.В. Новоселов	Саратовский государственный университет
И.Н. Салий	Саратовский государственный университет
Н.И. Сеницын	СО ИРЭ РАН, Саратов
М.А. Старшов	Саратовский государственный университет
В.В. Тучин	Саратовский государственный университет
Д.А. Усанов	Саратовский государственный университет
Г.М. Цымбалов	СО ИРЭ РАН, Саратов
А.С. Шаповалов	Саратовский государственный университет
В.Н. Шевцов	Саратовский государственный университет

УДК [53 + 621.37/39](082)  
ББК 22.3 я 43 + 32 я 43

Научное издание

**ВОПРОСЫ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ**

*Межвузовский научный сборник*

Выпуск 16

Группа подготовки номера и компьютерная верстка  
М.А. Старшов, Б.Р. Галицкий, А.М. Старшов

Изд.лиц. ЛР № 020305 от 19.02.97.  
Формат 60×84 1/8. Бумага офсетная.  
Усл.печ.л. 16,27(17,5). Уч.-изд.л. 16,4.

Подписано в печать 18.12.2009.  
Гарнитура Times. Печать офсетная.  
Тираж 450 экз. Заказ

Издательство Саратовского университета. 410026, Саратов, ул. Астраханская, 83.  
Отпечатано с оригинал-макета в РОУ "Народный дом". 410600, Саратов, ул. Горького, 30.



ИЗДАТЕЛЬСТВО  
САРАТОВСКОГО  
УНИВЕРСИТЕТА

# К 100-летию университета

## Ректоры-физики



*Первый  
Ректор  
Василий Григорьевич  
Разумовский*



Зёрнов Владимир Дмитриевич  
1918—1921



Голубков Петр Васильевич  
1946—1950



Шевчик Владимир Николаевич  
1970—1977



Богомолов Анатолий  
Михайлович  
1977—1994



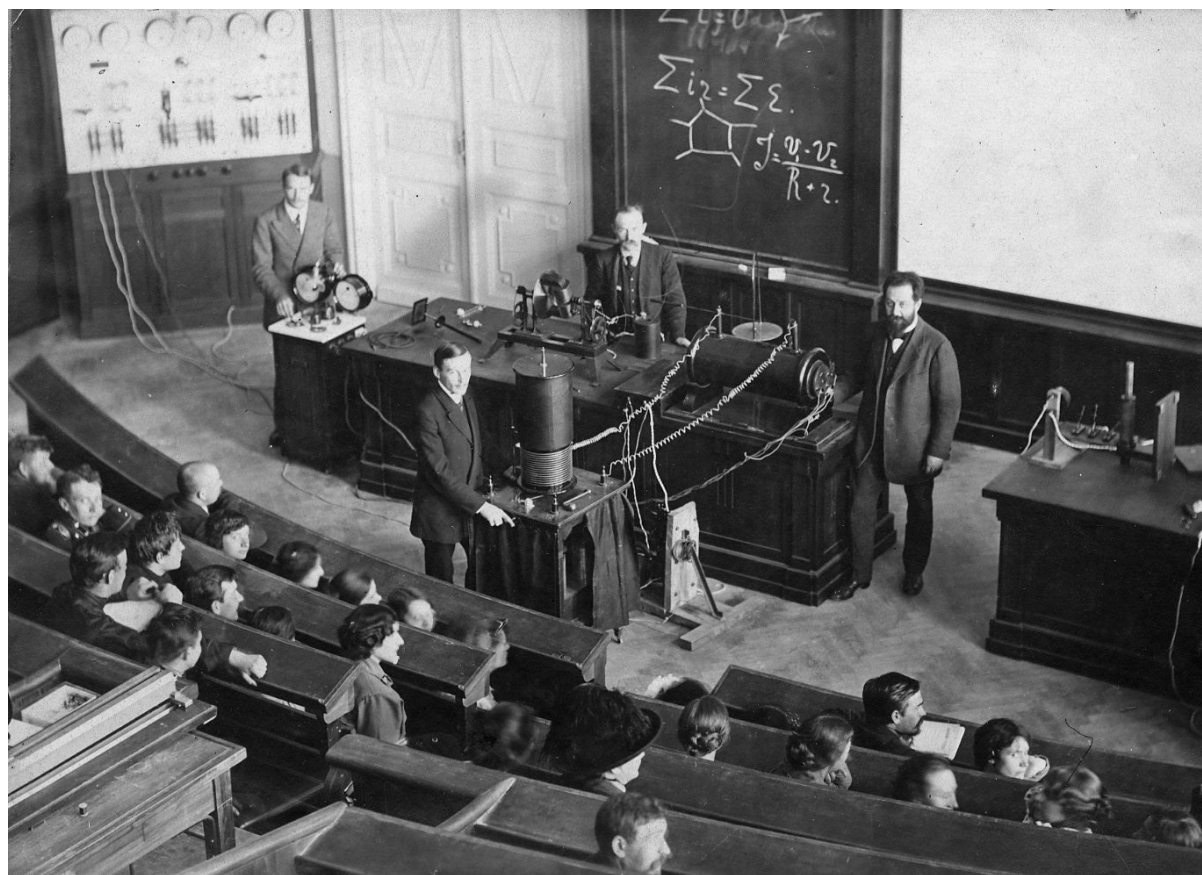
Грубецков Дмитрий Иванович  
1994—2004



*Ректор СПГУ  
Леонид Юрьевич  
Коссович*



*Лекция В.Д. Зёрнова в Большой физической аудитории*



*Проект может сделать любой архитектор.*

*Создать неповторимый акустический шедевр удаётся немногим.*

*Произведение архитектора-художника  
Карла Фёдоровича МЮФКЕ,  
Большая Физическая Аудитория,  
любимая многими поколениями физиков  
ГОРЬКОВСКАЯ*

**ИСТОРИЯ РАЗВИТИЯ НАПРАВЛЕНИЯ АЭРОДИНАМИКИ  
НА КАФЕДРЕ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ**

Е. А. Воробьева, Б. Н. Кондрашов, В.С. Кошелев, А.С. Шаповалов  
Саратовский государственный университет

*Воробьева Елена Александровна*, инженер центра патентных услуг СГУ, [vorobievae@mail.ru](mailto:vorobievae@mail.ru)

*Кондрашов Борис Никанорович*, старший преподаватель кафедры прикладной физики,  
заведующий Проблемной лабораторией физических и технологических исследований

*Кошелев Василий Сергеевич*, д.т.н., профессор кафедры прикладной физики,

*Шаповалов Александр Степанович*, д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой прикладной физики

В статье рассматривается история развития направления аэродинамики на кафедре прикладной физики СГУ.

Работы по аэродинамике на кафедре прикладной физики начались в 1989 году, когда два студента второго курса, А. Паксюткин и О. Каунов, обратились с просьбой к старшему преподавателю кафедры Кондрашову Б.Н. о написании ими курсовых работ по какой-нибудь теме, связанной с аэродинамикой. Необычность этой просьбы заключалась в том, что аэродинамика в то время не относилась к традиционным направлениям физического факультета. И на механико-математическом факультете кафедра аэродинамики в связи с изменениями научных интересов стала называться кафедрой вычислительного эксперимента в механике, то есть полностью перешла к математическому моделированию процессов, в том числе и аэродинамических. Но в составе кафедры продолжала функционировать аэродинамическая лаборатория с несколькими учебными аэродинамическими трубами, включая и сверхзвуковую трубу. Это оборудование использовалось кафедрой вычислительного эксперимента в качестве учебного для выполнения лабораторных работ по аэродинамике. На молодой в то время кафедре прикладной физики успешно развивались направления радиоэлектроники и теплофизики, в рамках которых нередко использовались аэро- и гидродинамические представления и модели. Заведующий кафедрой прикладной физики профессор Кошелев В.С. с пониманием отнесся к научным интересам студентов и утвердил темы курсовых работ.

Интерес студентов к вопросам аэродинамики был не случаен. Ещё в школе они проявили большой интерес к техническому творчеству и авиамоделизму, имели навыки самостоятельного изготовления различных моделей. Внимание студентов было привлечено к аэродинамическому эффекту Магнуса, мало изучаемому не только в средней школе, но и в ВУЗах. Научным руководителем этого направления стал Б.Н. Кондрашов, у которого был опыт занятий техническим творчеством, опыт работы на предприятиях, в том числе и авиационных. Кондрашов Б.Н. некоторое время изучал экспериментальную аэродинамику и имел практические навыки аэродинамических исследований, полученные им у известных отечественных специалистов: на кафедре профессора Гинзбурга И.П. в Ленинградском Военно-

Механическом институте и на кафедре академика Краснова Н.Ф. в МВТУ им. Н. Э. Баумана.

В мае 1989 года на кафедре прикладной физики появилась первая движущаяся тележка, использующая эффект Магнуса для движения. Тележка была четырёхколесной, имела вертикально установленный ротор диаметром 40 мм и высотой 200 мм и электрический привод вращения ротора – электродвигатель от детской электрифицированной игрушки. Питание электродвигателя осуществлялось дистанционно – по проводам. Так же осуществлялось и управление реверсом вращения, скоростью вращения и кнопкой «стоп - пуск». Всё, включая оригинальный пульт управления, было изготовлено руками студентов. Тележка лихо бегала в направлении перпендикулярном направлению ветра, обдувающего вращающийся ротор. Роль ветра исполнял один из студентов - авторов конструкции, бегая с работающим вентилятором в руках. Движущаяся перпендикулярно направлению воздушного потока тележка вызвала необыкновенный интерес у окружающих.

В 1989 году по рекомендации Госплана СССР в г. Саратове было создано одно из первых в стране Малое Государственное Научно-Производственное предприятие (МГНПП) «Поиск», целью которого было участие в проекте: Альтернативные источники энергии /малая энергетика /компьютеризация управлением промышленных предприятий, участие в конверсионной программе предприятий Военно-Промышленного Комплекса. Организационно и территориально оно являлось самостоятельным госпредприятием при СГУ. Возглавил научные разработки МГНПП «Поиск» Б.Н. Кондрашов.

Созданное малое предприятие курировал один из работников Госплана СССР, отвечающий за новые материалы и технологии, профессор Ежов Анатолий Александрович. Со стороны университета самое непосредственное участие в организации этой необычной для нашей страны формы научно-производственного предприятия, находящегося на полном хозрасчёте, принял ректор СГУ А. М. Богомолов и проректор СГУ по НИР Д.А. Усанов.

Интересный факт: за короткий срок существования МГНПП «Поиск» через него прошло несколько десятков студентов и преподавателей СГУ, многие



из которых позднее организовали собственные предприятия в Саратове, Москве, Петербурге и других городах. В Саратове успешно работают Ломакин Ю.А., Мостовой А.А., Аблаев И.Е., Каунов О.

Одними из первых сотрудников МГНПП «Поиск» стали студенты кафедры прикладной физики Паксюткин А. и Каунов О. Окрылённые успехом применения эффекта Магнуса, новоиспечённые инженеры за летний период сконструировали, изготовили и провели первые натурные испытания на Волге двух моделей судов с движителем в виде так называемых роторов Флетнера, использующих эффект Магнуса.

Первая модель представляла собой обычное однокорпусное судно длиной чуть более 0,5 м. На палубе судна последовательно в диаметральной плоскости вертикально были установлены два жестких ротора, приводимые во вращение индивидуальными электродвигателями. Роторы были изготовлены из прессшпана, имели высоту 20 см и диаметр 10 см. Питание электродвигателей осуществлялось от сухих гальванических элементов, расположенных в корпусе модели.

Вторая модель была более крупной. Это было двухкорпусное судно (катамаран) длиной около метра с вертикальным ротором диаметром 12 см и высотой, равной длине катамарана, торцевыми аэродинамическими шайбами и приводом от электродвигателя. В отличие от предыдущей модели и от роторов, опубликованных в доступной печати, ротор катамарана имел мягкую оболочку в виде чулка, сшитого из капрона и растянутого между торцовыми шайбами.

Обе модели прошли натурные ходовые испытания на Волге и хорошо ходили в направлении, перпендикулярном направлению ветра. Самым любопытным и неожиданным было наблюдение необыкновенно высоких тяговых характеристик мягкого матерчатого ротора. Никаких сведений об испытаниях такого типа роторов в то время не было.

В конце лета 1989 года в Москве состоялась встреча с академиком Паком З.П., который очень благосклонно отнесся к работам МГНПП «Поиск» в области альтернативных источников энергии вообще и работам в области прикладной аэродинамики в частности.

Благодаря академику Паку З.П. были заключены первые договора на создание ветродвижителей с малой метацентрической высотой для малого судостроения. Заказчиком выступило крупнейшее в СССР научно-производственное объединение ЛГНПО «Союз» (г. Люберцы, Московской области).

С результатами успешных натурных испытаний роторных ветродвижителей на моделях судов были ознакомлены представители ЛГНПО «Союз». В этом объединении в качестве конверсионной продукции к этому времени был разработан и изготовлен спортивный надувной катамаран. Катамаран изготавливался в опытной серии в гребном варианте и предназначался для продажи как товар народного потребления. Изготовителя интересовал вопрос о снабжении его каким-либо движителем, не требующим специального обучения. Комплектация гребно-

го варианта лёгким движителем, не требующим специальной подготовки, значительно расширила бы рынок сбыта продукции, так как эффективное парусное вооружение для такого типа судов в Советском Союзе требовало наличие удостоверения яхтенного капитана, а это - многолетнее обучение в яхт - клубе.

Таким образом, к началу осени 1989 года был заключён договор между ЛГНПО «Союз» и МГНПП «Поиск» о разработке для выпускаемого в объединении спортивного катамарана ветродвижительного устройства с низким центром парусности. Время действия договора 1989-1992 гг. С этого момента к работе подключились сотрудники кафедры вычислительного эксперимента в механике доцент Можилкин В.В., старший инженер кафедры Чернов А.М. и заведующий аэрогидродинамической лабораторией Блинков Ю.А. Кафедру прикладной физики в этих работах представляли руководитель проекта Кондрашов Б.Н., доцент Медокс В.Г. и группа студентов кафедры.

Благодаря участию сотрудников кафедры вычислительного эксперимента в механике и лаборатории аэрогидродинамики были проведены первые сравнительные аэродинамические испытания жестких и мягких роторов в большой учебной аэродинамической трубе Т-1 [1], проведены теоретические расчёты и выданы рекомендации по выполнению условий заключённого договора.

Заключение целевого договора позволило организовать поездки студентов и преподавателей СГУ на лучшие научно-производственные предприятия г. Москвы, г. Тулы, Московской области.

В это же время в ГОСПЛАНе СССР началось формирование групп по новым материалам и новым технологиям, включая и специальные разработки по малой альтернативной энергетике для Дальнего Востока, Камчатки, Сахалина и Курильских островов. На Саратовскую группу была возложена задача по разработке альтернативных источников энергии, в том числе и ветроэнергетики, мощностью до 10 кВт для использования в локальных энергетических комплексах в районах с малой плотностью населения. ГОСПЛАН СССР через МГНПП «Поиск» организовал неоднократные встречи Саратовских учёных физического и механико-математического факультетов с учёными г. Москвы и других ведущих научных центров страны, а также поездки в места будущего расположения энергетических установок. А самое главное, – сотрудникам и студентам был обеспечен быстрый доступ, как к любым техническим библиотекам, так и к последним разработкам учёных по заданной тематике.

Аэродинамические исследования в этот период активно продолжались. Были проведены сравнительные испытания различных типов ветроустройств с традиционным парусным вооружением: щелевой парус жесткой конструкции; трапециевидный парус; ротор-трансформатор; вингродор. Активное участие в аэродинамических проектах МГНПП «Поиск» принял студент Аблаев И.Е., который ради работы в этом направлении перешёл на кафедру прикладной физики с кафедры оптики.

На средства, поступившие из ЛГНПО «Союз», патентные службы Саратовского политехнического института провели поиск патентной информации по тематике, ведущейся в «Поиске». Оказалось, что существующие наработки патентоспособны.

К сожалению, летом 1991 года в связи с известной обстановкой в стране финансирование всех работ по линии ГОСПЛАНА СССР было прекращено.

В период с 1992 г. по 1995 г. исследования продолжались при почти полном отсутствии финансирования тем. Выполнялись в основном курсовые и дипломные работы по ветроэнергетике. Тем не менее, в этот период были созданы оригинальная конструкция электронного анерорумбомера и несколько конструкций электронных частотомеров для использования их в качестве измерителей угловых скоростей роторов. В 1992 году И.Е. Аблаев защитил дипломную работу на тему: «Проектирование ветроустройств с пониженным центром парусности». Это была первая работа, по экспериментальной аэродинамике, выполненная на кафедре прикладной физики. Ей предшествовали курсовые работы Паксоткина А. и Каунова О. (эффект Магнуса, 1989 г.).

В период с 1993 по 1999 годы были написаны две дипломные работы по экспериментальной аэродинамике, закрепившие направление, связанное с роторами, эффектом Магнуса и ветродвигателями малой мощности.

В 1994 г. Рожков В.Г. защитил дипломную работу на тему: «Сравнительный анализ роторов Флетнера с жесткой и мягкой оболочками /Ветроустройство малой мощности с пониженным центром парусности».

В 1994 г. МГНПП «Поиск» получил предложение предпринимателей Саратовской области, владельцев бывших заводов сельхозтехники, спроектировать в инициативном порядке ветроэнергетическую установку мощностью 5 кВт, обеспечивающую работу механической дойки в условиях постоянных в то время перебоев с электроэнергией в сельских районах. Главным условием проекта было возможность изготовления ветроэнергетической установки на оборудовании и из материалов предприятий сельхозтехники. Работы по этому проекту распределились следующим образом: лопасти ветродвигателя проектировал Б.Н. Кондрашов, ветродвигатель, включая преобразователь и аккумулятор энергии, проектировал В.Г. Медокс.

В процессе выполнения работы удалось создать оригинальную модель лопасти ветродвигателя с постоянным углом атаки, которую можно было изготовить на оборудовании завода сельхозтехники, используя, в частности, гибочные станки.

Летом 1995 года была сделана первая простейшая модель ветроколеса, в котором вместо обычных несущих аэродинамических поверхностей были применены неподвижные цилиндры. Технологичность такой простой конструкции рабочего колеса давала надежду на безусловную конкурентоспособность данной схемы. Однако испытания этой модели на учебной аэродинамической трубе СГУ окончились неудачей. Цилиндр в потоке воздуха дей-

ствительно испытывал описанные в литературе вибрации, но вращаться такая система не желала. Ламинарный воздушный поток аэродинамической трубы не вызывал вращения рабочего колеса (одноцилиндрового, с противовесом). В неламинарном потоке, закрученном лопастями вентилятора, не имеющего спрямляющих устройств, модель действительно вращалась по направлению вращения закрученного потока и направления вращения лопастей вентилятора. Таким образом, идея замены несущей поверхности - крыла - неподвижным цилиндром - провалилась. Но совершенно случайно было обнаружено важное качество такой конструкции - способность служить индикатором вихрей.

Исследуя вращение модели ветродвигателя с цилиндром вместо несущей плоскости в разных точках закрученного потока, создаваемого вентилятором, и используя в качестве лопасти легкий бумажный цилиндр, т.е. уменьшая момент инерции системы, можно было легко обнаружить эффект, известный как теорема Томсона о законе сохранения момента у вихрей.

Впервые в мире можно было наблюдать одновременно два вихря в свободном пространстве. Вентилятор создавал два вихря: один - внешний - с направлением вращения, совпадающим с направлением вращения лопастей вентилятора и второй - внутренний, - направление вращения которого было противоположно направлению вращения лопастей [3]. Был создан целый комплект таких индикаторов вихрей, в том числе и с изменяющимся радиусом индикации. Они позволяли оценивать размеры не слишком больших по диаметру вихрей и определять направление их вращения.

В процессе работы над различными вариантами индикаторов вихрей было выявлено, что если вместо приёмника ветрового давления применить свободно вращающийся ротор Савониуса (вингротор), то получается оригинальный ветродвигатель, не имеющий аналогов. Первый вингротор был склеен из чертёжной бумаги, из неё же были сделаны аэродинамические шайбы. Высота ротора -10 см, диаметр - 2см, аэродинамические шайбы имели диаметр 3 см. Уже первые испытания показали удивительно большой крутящий момент такого однороторного (рабочее колесо состояло из одного ротора и противовеса) ветродвигателя. Так осенью 1995 года была создана первая в мире модель ветродвигателя со свободно вращающимися вингроторами, входящими в состав ветроколеса с горизонтальным расположением рабочего вала.

Развитие направления на всех его этапах сопровождалось активным участием студентов в научной работе. В 1995 г. под руководством В.Г. Медокса была выполнена дипломная работа на тему: «Проект ветроэнергетической установки мощностью 5 кВт». Несколько работ было посвящено методике преподавания аэродинамики в ВУЗе и элементам аэрогидродинамики в средней школе. Особый интерес в 1996 году вызвала дипломная работа Дудина М.Ю на тему: «Некоторые вопросы активизации учебного процесса в средней школе». Интерес к этой работе был вызван не столько оригинальной попыткой

адаптирования сложных математических понятий к школьному уровню знаний, сколько большим количеством наглядных моделей, в том числе летающих и легко повторяемых учителями и школьниками.

Во второй половине 90-х годов заведующий кафедрой прикладной физики профессор Шаповалова А.С., сменивший на этом посту профессора Кошелева В.С., предложил руководителю направления расширить внедрение научных результатов и методик в учебный процесс и разработать серию специальных курсов.

В результате Кондрашовым Б.Н. было разработано пять новых спецкурсов по общему направлению альтернативные источники энергии и, в том числе по аэродинамике.

В 1999 году Антонов И.Ю. защитил дипломную работу на тему: «Ветроустановка с двумя степенями свободы». Это была первая экспериментальная установка для исследования роторных систем с двумя степенями свободы [2, 4]. На ней впервые в мире была продемонстрирована система с самовращающимися вингроторами, заменившими неподвижные лопасти и подвижные роторы. Интерес представляли также работы, выполненные на аэродинамической трубе СГУ и направленные на улучшение аэродинамических характеристик несущих поверхностей с помощью турбулизаторов. Бывший авиамоделист Илья Антонов самостоятельно изготовил все модели, использованные в аэродинамических испытаниях, и создал первую установку для снятия характеристик ветроустройств с двумя степенями свободы.

В 2000 г. Черняков С.А. защитил дипломную работу на тему: «Роторные системы различных конфигураций. Сравнительные испытания». Были изготовлены и испытаны самовращающиеся вингроторы-роторы Савониуса с различным числом и различной конфигурацией лопастей роторов, а также экзотические в то время роторы - так называемые Турбины Горлова.

В 2001 году В.В. Антонов усовершенствовал установку своего однофамильца и предшественника, что позволило испытывать многороторные ветроустановки с двумя степенями свободы у свободно вращающихся вингроторов. Он же в процессе работы над курсовыми проектами разработал, изготовил и испытал оригинальную конструкцию цифрового частотомера для определения скорости вращения роторов. Результатом его исследований стала дипломная работа на тему: «Сравнительные характеристики роторных ветродвигателей с двумя пересекающимися осями вращения».

В научной лаборатории ООО НПФ «ФИНПРОМ-РЕСУРС», созданной выпускником кафедры прикладной физики Аблаевым И.Е., студентами кафедры проводились научные исследования по вихрям и вихревому движению в жидкостях и газах вообще, и вихревым трубкам в частности. По этой тематике были написаны две дипломные работы, в которых обсуждались результаты, полученные в лаборатории. Одна из них - дипломная работа Федукина К.А. «Вихри и вихревые эффекты» - носила учебно-методический характер, но кроме обзора научных

работ в ней были подобраны и продемонстрированы различные наглядные опыты по вихрям и вихреобразованию.

В 2005 году Дружинина А.С. защитила дипломную работу на тему: «Вихревой эффект и его применение». Работа посвящена проблемам вихревых трубок, а точнее физики этого явления. Она интересна тем, что исследовались характеристики реальных вихревых трубок, созданных в Саратовском ООО НПФ «ФИНПРОМ-РЕСУРС». Был проведён сравнительный анализ результатов испытаний вихревых трубок, выработаны рекомендации по улучшению работы этих устройств, разработана наглядная модель образования вихря в вихревой трубке.

Кроме экспериментальных работ по аэродинамике на кафедре было написано несколько обзорных работ по ветроэнергетике, роторным устройствам и применению различных аэродинамических эффектов на транспорте и в промышленности.

В 2004 году Викторов Д.В. защитил дипломную работу на тему: «Определение числа Рейнольдса». Дипломником была изготовлена лабораторная установка, позволяющая экспериментально определять значение числа Рейнольдса для жидкостей, и создан макет методического пособия для выполнения этой работы.

В том же году Менский Б.А. защитил дипломную работу на тему «Исследование течения жидкости и газа вокруг тел вращения; лабораторная работа и методические указания». В этой работе, а также в предшествующих курсовых работах, Менским Б.А. был собран обширный материал, который может послужить основой для серии лабораторных работ по аэродинамике на стенде ТМЖ-1м кафедры прикладной физики..

В 2004 году Гусев С.В. защитил дипломную работу на тему: «Эффект Магнуса». В ней впервые проводится сравнение аэродинамических качеств двух тел вращения - цилиндра и шара, - принудительно вращаемых и одновременно движущихся в газовой среде.

В 2004 году Титаренко Р. защитил дипломную работу на тему: «Сравнение аэродинамических качеств роторов Флетнера и Савониуса». В этой работе впервые в мире были проведены сравнительные испытания роторов и вингроторов, роторов Савониуса, имеющих одинаковую ометаемую площадь и одинаково принудительно вращаемых внешним приводом в потоке воздуха.

В 2002 г. студентка кафедры Воробьева Е.А., выступая на студенческой научной конференции, попыталась объяснить некоторые особенности аэродинамики ветродвигателей со свободно вращающимися роторами, имеющими две степени свободы. К этому времени были получены многочисленные данные аэродинамических испытаний как самих роторов, так и роторов, входящих в состав рабочего колеса ветродвигателя с горизонтальным рабочим валом. Причём число роторов в рабочем колесе варьировалось от одного до трёх. Все роторы имели одинаковую ометаемую поверхность и одинаковые габаритные размеры, что позволяло проводить достоверные сравнительные испытания.

В дальнейшем Воробьева Е.А. продолжила исследования роторных ветродвигателей с горизонтальным рабочим валом и вингроторами вместо лопастей. И следующими стали работы по созданию системы спасения данного типа ветродвигателей при резких порывах ветра и при значительном увеличении скорости ветра.

Остановка роторов Савониуса представляет сложную проблему. При превышении скорости вращения выше определенного значения роторы идут «в разнос», что приводит к их разрушению. Решение этой проблемы стало целью курсовой работы Воробьевой Е.А.

Обзор существующих методов спасения показал, что они не совсем подходят для данного типа ветродвигателей вследствие возникновения сильного гироскопического эффекта, который привёл бы к быстрому разрушению подшипников валов. Поэтому было принято решение попытаться использовать для создания системы спасения ветродвигателей этой необычной конструкции именно гироскопический эффект. Такая система была разработана. В предложенной системе при увеличении скорости ветра гироскопический момент, действующий на ротор, возрастает и заставляет ротор поворачиваться вокруг новой (уже третьей) оси в сторону направления ветра. Скорость вращения вингроторов при этом уменьшается, и возвратная пружина возвращает ротор в исходное положение.

Результатом работ этого периода стала не только разработка системы спасения ветродвигателей предложенного типа. В процессе исследований было установлено, что на самовращающийся ротор, имеющий три степени свободы, то есть возможность поворачиваться вокруг трёх взаимноперпендикулярных осей, действуют две группы сил: аэродинамические силы - силы сопротивления и подъёмные аэродинамические силы – силы Магнуса, с одной стороны, и гироскопические силы, в том числе и силы прецессии, с другой стороны. Причём они могут быть направлены в одну сторону и усиливать друг друга, а могут иметь противоположные направления, и в этом случае они ослабляют друг друга.

С этого момента начался новый этап исследований - начались работы по созданию ветродвигателей с тремя степенями свободы.

Работы были сконцентрированы вокруг двух задач. Первая задача исследователей заключалась в обобщении всех полученных к этому времени экспериментальных данных и построении хотя бы качественной оценочной теории ветродвигателей с тремя степенями свободы роторов, входящих в состав рабочего колеса. Второй задачей было создание моделей роторов для выяснения возможности применения известных аэродинамических соотношений к идеологически новому типу двигателей и проведение аэродинамических испытаний.

Переработка полученных экспериментальных данных и переосмысление результатов проводились Кондрашовым Б.Н. и Воробьевой Е.А. с новых позиций – с позиций учёта и аэродинамических, и гироскопических сил. Для этого был выбран аппарат

векторного исчисления, и все необходимые формулы были приведены к единому векторному написанию, что резко упростило понимание полученных в эксперименте данных.

Основная часть этой работы была завершена и вынесена на защиту в качестве дипломной работы. В 2006 году Воробьева Е.А. защитила дипломную работу на тему: «Ветродвигатель с двумя степенями свободы». После чего начались работы по патентованию полученных результатов.

В 2008 году защитили дипломные работы Галкин А.Ю. на тему: «Прецессирующий ветродвигатель с вертикальным расположением рабочего вала» и Ковалёв А.С. на тему: «Влияние гироскопического эффекта на аэродинамические исследования роторных систем». Эти работы содержали материалы, не вошедшие в дипломную работу Е.А. Воробьевой.

Подводя итог исследований, проведённых в области аэродинамики, отметим научные результаты, имеющие значительное теоретическое и практическое значение.

Обнаружен и описан следующий ряд физических эффектов и особенностей характеристик роторов, а также ветродвигателей с двумя и тремя степенями свободы.

- Роторы с мягкой оболочкой обладают лучшими тяговыми характеристиками, чем роторы с жесткой поверхностью.

- Теоретически рассчитанные значения силы Магнуса, действующей на вращающийся цилиндр, существенно отличаются от экспериментально найденных величин для ветродвигателей с рабочим колесом, состоящим из свободно вращающихся роторов

- Скорость вращения рабочего вала практически не зависит от числа роторов, входящих в состав рабочего колеса. Крутящий момент с увеличением числа роторов возрастает. (У традиционных пропеллерных или лопастных ветродвигателей с увеличением числа лопастей скорость рабочего колеса уменьшается, а крутящий момент возрастает [5]).

- При уменьшении диаметра внешней аэродинамической шайбы на вингроторе, входящем в состав рабочего колеса, скорость вращения вингротора увеличивается, а его тяговые свойства улучшаются. (Теория и практика всей предыдущей истории исследований роторов говорили об обратном [6,7].)

- Разработанная качественная теория ветродвигателей, использующих для рабочего движения гироскопические силы, показывает, что пренебрежение гироскопическими силами, действующими на ротор, может приводить к ошибочным оценкам аэродинамических характеристик вращающихся роторов, в частности тяговых характеристик. (Сложность аэродинамики самовращающихся роторов, имеющих две, а тем более три степени свободы, и недостаточное количество сравнимых между собой экспериментов не позволяют в настоящее время создать строгую математическую теорию ветродвигателей этого типа.)

- В опубликованных литературных источниках отсутствует описание гироскопических эффектов в переходных режимах движения маховиков-

гироскопов. Поэтому на данном этапе исследований ветродвигателей, а точнее ветропреобразователей энергии, можно с уверенностью сказать, что Кондрашовым Б.Н. и Воробьевой Е.А. создан принципиально новый тип ветропреобразователей. В соответствующих режимах работы новые преобразователи имеют более высокий коэффициент преобразования энергии.

Об успешном развитии направления свидетельствуют также следующие цифры и факты:

- За годы работы в данном направлении Б.Н. Кондрашовым и его научной группой были заключены договора с промышленными предприятиями на общую сумму в 50 тысяч долларов.

- По данной тематике получено три патента на изобретения [8, 9, 10], опубликовано 10 статей в реферируемых журналах, защищено 20 дипломных работ, выполнено около 60 курсовых работ. Научные результаты докладывались на Всероссийской конференции физиков ( г. Москве, 2000 г. ) и на 4-х студенческих научных конференциях.

- Более 10 лет студентам кафедры читаются спецкурсы по аэро- и гидродинамике. Кондрашовым Б.Н. и Воробьевой Е.А. созданы электронные версии следующих учебных пособий: «Введение в теоретическую аэрогидродинамику» (126 м.п.с.), «Экспериментальная аэродинамика» (60 м.п.с.), «Методическое пособие к лабораторному практикуму по аэродинамике» (60 м.п.с.). На кафедре прикладной физики под руководством профессора Шаповалова А.С. создана группа по созданию цикла лабораторных работ в области аэро- и гидродинамики на основе аэродинамического стенда ТМЖ–1м.

- По инициативе проректора по НИР СГУ Усанова Д.А. и декана факультета нано- и биомедицинских технологий Венига С.Б. в 2006 году была создана проблемная лаборатория физико-технологических исследований НИЧ СГУ, заведующим которой был назначен Кондрашов Б.Н. Производственные помещения были представлены СГУ, а оборудование - предприятием ООО НПФ «ФИНПРОМ-РЕСУРС», с которым СГУ поддерживает сотрудничество в области альтернативных источников энергии.

- В 2008 г. проект «Ветродвигатель с тремя пересекающимися осями вращения» вошел в сборник 100 лучших инновационных идей, изобретений и

проектов, отобранных Экспертным советом Инновационного Конвента из более, чем 1500 работ, заявленных на конкурс [11].

- В 2009 г. проект «Гироскопический ветродвигатель» на IV Саратовском салоне изобретений, инноваций и инвестиций [12] отмечен грамотой Министерства промышленности и энергетики Саратовской области.

- В 2009 г. проект «Гироскопический ветродвигатель» отмечен золотой медалью и дипломом 1 степени на Всероссийской молодежной выставке-конкурсе прикладных исследований, изобретений и инноваций [13].

Отмеченными успехами в развитии аэродинамики сотрудники кафедры прикладной физики в значительной степени обязаны своим более опытным коллегам, работающим на кафедре вычислительного эксперимента в механике. Работа студентов и преподавателей кафедры прикладной физики в лаборатории аэрогидродинамики стала возможной благодаря договоренности, достигнутой между заведующим кафедрой прикладной физики профессором Шаповаловым А.С. и заведующим кафедрой вычислительного эксперимента в механике профессором Шиндяпиным Г.П. Реакция профессора Шиндяпина Г.П. на просьбу коллеги была быстрой, точной и благожелательной: «Мы будем рады вам помочь». И эта помощь оказалась деловой и эффективной. Без участия заведующего аэродинамической лабораторией Чернова А.М. было бы невозможно осуществить ни одного аэродинамического испытания. Благодаря ему стало возможным в инициативном порядке выполнять лабораторные работы по аэродинамике студентам-физикам. Он организовывал обзорные занятия по экспериментальной аэродинамике. Успехам научной группы Кондрашова Б.Н. в значительной степени способствовали многочисленные консультации доцента кафедры вычислительного эксперимента в механике Чернова М.А.

С самых первых исследований в области аэродинамики к работам научной группы Кондрашова Б.Н. проявлял благожелательный интерес, оказывал помощь и поддержку проректор по НИР профессор Усанов Д.А.

Всем перечисленным коллегам кафедра прикладной физики выражает глубокую благодарность.

#### Библиографический список

1. Блинков Ю.А., Кондрашов Б.Н., Мозжилкин В.В., Чернов А.М. Сравнительный анализ роторов Флетнера с жесткой и мягкой оболочками. // Аэродинамика. Переходные режимы в течениях жидкости: Межвуз. сб. научн. тр. Изд. СГУ. Саратов, 1993. Вып. 13(16). С. 71.
2. Кондрашов Б.Н., Антонов И.Ю. Роторный ветродвигатель с двумя пересекающимися осями вращения // Вопросы прикладной физики. Саратов, 1999. Вып. 5. С. 24-26.
3. Кондрашов Б.Н., Медокс В.Г., Бычкунова Е.Б. О некоторых аэродинамических демонстрациях в курсе общей физики // Вопросы прикладной физики. Саратов, 1999. Вып. 5. С.23-24.
4. Кондрашов Б.Н., Аблаев И.Е., Антонов В.В., Воробьева Е.А. Сравнение характеристик роторных ветродвигателей с двумя пересекающимися осями вращения // Вопросы прикладной физики. Саратов, 2002. Вып. 8. С.61-63.
5. Кондрашов Б.Н., Антонов В.В. Два аэродинамических эффекта роторных ветродвигателей // Вопросы прикладной физики. Саратов, 2001. Вып. 7. С.16.
6. Воробьева Е.А., Кондрашов Б.Н. Влияние концевых шайб на некоторые характеристики ветродвигателей с двумя степенями свободы // Вопросы прикладной физики. Саратов, 2003. Вып. 9. С. 47-50.



7. Кондрашов Б.Н., Воробьева Е.А. Учет гироскопического эффекта при аэродинамических испытаниях вращающихся в набегающем потоке воздуха роторов // Вопросы прикладной физики. Саратов, 2008. Вып. 15. С. 65-67.
8. Кондрашов Б.Н., Воробьева Е.А. «Ветродвижитель с роторными лопастями и тремя степенями свободы». Патент на изобретение РФ №2317440.
9. Кондрашов Б.Н., Воробьева Е.А. Прецессирующий ветродвижитель с горизонтальным расположением вала. Патент на изобретение РФ №2338922.
10. Кондрашов Б.Н., Воробьева Е.А. Прецессирующий ветродвижитель с вертикальным расположением вала. Патент на изобретение РФ №2351794.
11. Воробьева Е.А., Кондрашов Б.Н. Ветродвижитель с тремя пересекающимися осями вращения. Сборник 100 инноваций. Идеи, изобретения, проекты, М. 2008, с. 202-203.
12. Воробьева Е.А., Кондрашов Б.Н. Гироскопический ветродвижитель. Сборник четвертого Саратовского салона изобретений, инноваций и инвестиций. Ч.2. Саратов, 2009. С. 12-13.
13. Воробьева Е.А., Кондрашов Б.Н. Гироскопический ветродвижитель. Сборник Всероссийской молодежной выставки-конкурса прикладных исследований, изобретений и инноваций. Саратов, 2009. С. 155.

**HISTORY OF DEVELOPMENT OF THE AERODYNAMICS DIRECTION  
AT THE APPLIED PHYSICS DEPARTMENT**

E.A. Vorobyova, B. N. Kondrashov, V.S. Koshelev, A.S. Shapovalov  
Saratov State University

In the article history of development of the aerodynamics direction at the applied physics department of Saratov State University is considered.

# ОБРАЗОБРАЖЕНИЕ

## DIMENSIONAL ANALYSIS OF MAGNET FALLING THROUGH A VERTICAL CONDUCTIVE TUBE

V.V. Mashnikov, Saratov State University, Saratov Russia

L.M. Minkin, Portland Community College, Oregon, USA

A.S. Shapovalov, Saratov State University, Saratov Russia

**Abstract.** Based on existing experimental data collected as a magnet falls in vertical non-ferromagnetic conductive tubes and using the principles of dimensional analysis, the time for magnet fall was found more accurately than in previous studies. The given formula is in good agreement with experimental data and free from shortcomings of previous research.

### 1. Introduction

A magnet falling in a conductive vertical non-ferromagnetic tube is an effective demonstration for Lenz' Law of electromagnetic induction [1-3]. The time of a magnet's fall depends on many factors and analytical solution for finding this time causes significant mathematical difficulties [1]. Using the dimensional analysis or similitude theory for solving complex problems can be very productive. Actually, the dimension and similitude theories differ only with respect problem formulation but have no principle difference. The similitude theory gives remarkable results in fluid dynamics where equations for fluid motion are non-linear partial differential equations. Therefore, using dimensional analysis for finding the time of a magnet fall in a conductive tube should be considered a reasonable approach [2]. However, dimensional analysis itself (without additional data) usually cannot lead to specific results because there are no physics laws in its principles. To make certain conclusions from this theory, one must determine what physical variables are involved and the relationship between them. The dimension theory does not give the answer to this question. It can be done only by using experimental data or with the help of the laws of physics.

Using dimensional analysis, Pelesko et al [2] found the formula (in SI system of units) for time,  $T$ , of magnet fall based on the assumption that a magnet reaches a terminal speed very rapidly

$$T = c \frac{\mu_0^2 \sigma M^2 L}{mgb^4} \quad (1)$$

Here  $c$  is the dimensionless constant,  $\mu_0$  the magnetic permeability,  $\sigma$  the electrical conductivity,  $M$  magnetic moment of magnet,  $b$  the pipe diameter,  $m$  the magnet mass,  $L$  the pipe length,  $g$  the acceleration due to gravity. This formula does not specify if  $b$  is an inner or outer diameter of the pipe. In fact, the experimental data for  $b$  of the cited paper relate to an outer diameter. This formula does not include the thickness of the pipe. However, it follows from the law of physics that  $T$  must depend on a pipe thickness as resistance of the tube (eddy current and induced magnetic field) depends on thickness. The proposition that  $T$  must depend on pipe thickness has been confirmed experimentally [3]. In addition, the authors of Ref. 2 overlooked that according

to Eq. (1) the time variable  $T$  is measured in units of second/meter and therefore Eq. (1) must be modified [3]. The authors of Ref. 3 made corrections which are based on the measuring  $T$  for four different copper tubes of the same (1.60 cm) inner diameter and length and different thicknesses. They decided that the time of the fall is proportional to  $a^{-4}$  ( $a$  is the inner diameter of the pipe) and to satisfy dimensional requirement and include thickness in the equation for time falling, they multiplied the left side of the Eq. (1) by  $\delta=b-a$  ( $\delta/2$  is a pipe thickness)

$$T = c \frac{\mu_0^2 \sigma M^2 L \delta}{mga^4} \quad (2)$$

To adjust experimental data, dimensionless constant  $c$  was chosen as the function of  $\delta/2a$ :  $c=C \exp(-\delta/2a)$ , where  $C$  is a new constant [3]. Experimental data [2,3] allow testing the Eq. (2).

### 2. Analysis and correction of formulas for magnet fall time

Eq. (2) can be written in the form

$$T = C_1 (b-a) \exp\left(-\frac{b-a}{a}\right), \quad (3)$$

where  $C_1 = C \frac{\mu_0^2 \sigma M^2 L}{mga^4}$ . One can see that  $T$ , defined

by Eq. (3), has a maximum when the thickness of the pipe is equal to the inner radius ( $b=2a$  or  $\delta=a/2$ ). This conclusion contradicts the laws of physics. For fixed  $a$  (that is the case in experiment conducted in Ref. 3),  $T$  must be non-decreasing function of thickness  $\delta=(b-a)/2$ . Indeed, the greater the thickness of the tube the less its resistance and the greater induced current in the tube. It is well known that eddy current is large in massive conductors while according to Eq. (3)  $T$  tends to zero when  $(b-a)$  tends to infinity which is obvious absurd.

Fig 1 of the cited paper [3] presents the experimental graph of time of the magnet fall versus wall thickness. The inner radius was constant and equal 8 mm. The experiment was done for thickness of the tubes 1,2,4, and 8 mm. According to Eq. (3) one should expect that this function must have maximum for pipe thickness 8 mm but the graph (Fig. 1, Ref. 3) clearly indicates that it is not the case.

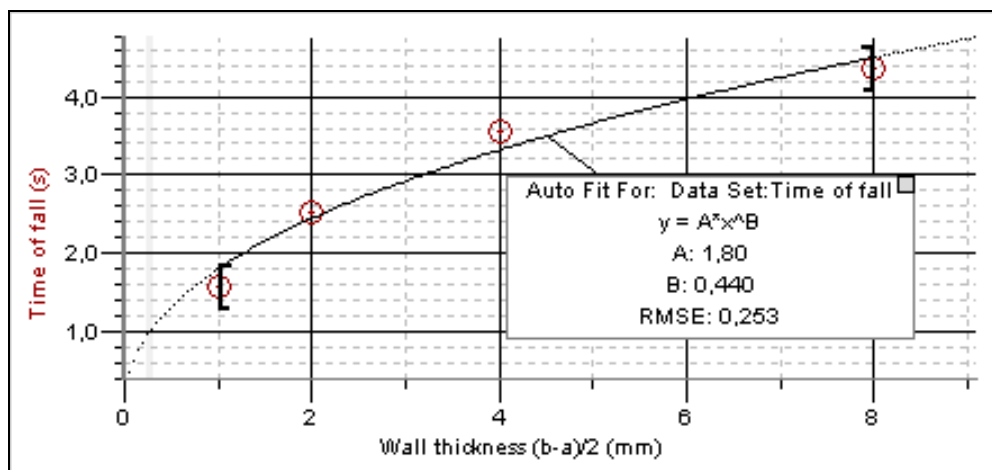


Fig 1. Dependence of the time of fall of the magnet on the thickness of the tube [3]. The inner diameter of the tube is 1.60 mm and length is 25.0 cm.

Although it is reasonable to include thickness of the pipe in the equation for time of magnet's fall in a conductive pipe, the Eqs. (2,3) suggested for this purpose should be revised because prediction of existing of maximum of function  $T$  versus thickness is wrong ( $T$  cannot be proportional to  $(b-a)\exp(-\delta/2a)$ ).

Actually, dimensional analysis cannot distinguish two variables in the same dimension. But using the information from experiment, the formula for the time of the magnet's fall can be found from dimensional principles. Let us make the assumption that time of magnet fall is a function of  $\mu_0, \sigma, b, m, L$ , and  $g$ :  $T=F(\mu_0, \sigma, b, M, m, L, \delta, g)$ . It is shown [2] that  $T$  is proportional to  $\frac{L}{mg}$ . Dimensional analysis and

similitude theory state that the relation between variables must be power function (although the power does not need to be a whole or rational number):

$$T = const \frac{L}{mg} \mu_0^\alpha \sigma^\beta M^\varphi a^\lambda \delta^\epsilon \quad (4)$$

Dimensional analysis allows to find  $\alpha=2, \beta=1, \varphi=2, \epsilon+\lambda=-3$ . Using a power function as a fit function for relationship between time of magnet fall and wall thickness [3] one can find that  $\epsilon=0.440$  and correspondingly  $\lambda=-3.44$  (Fig. 1). After that Eq. (4) can be written in the form

$$T = const \frac{\mu_0^2 \sigma M^2 L \delta^{0.440}}{mga^{3.44}} \quad (5)$$

As expected,  $T$  is an increasing function of thickness  $\delta$  (Fig 1). Using the Eq. (5), the ratio  $\frac{T_2}{T_1}$  can be calculated for the experimental data given in Ref. 2. Two copper tubes had the following geometrical parameters [2]:

Tube 1:  $b_1=2.03$  cm,  $2\delta_1=0.130$  cm,  $a_1=b_1-\delta_1=1.97$  cm  
 Tube 2:  $b_2=1.43$  cm,  $2\delta_2=0.110$  cm,  $a_2=b_2-\delta_2=1.38$  cm and therefore

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{\delta_2^{0.440} a_1^{3.44}}{\delta_1^{0.440} a_2^{3.44}} = 3.66$$

This is the only 1% difference as compared to experimental data ( $(\frac{T_2}{T_1})_{\text{exper}} = 3.63$ ).

As a fit function for time of a magnet's fall well matches the experimental data of Ref. 3

(Fig. 1), one can expect that the Eq. (5) satisfies the experimental data of Ref. 3. Indeed, let us compare theoretical and experimental time ratio for a magnet's fall for two tubes of the same inner diameter and different thickness<sup>3</sup>:

Tube A:  $\delta_1=2$  mm,  $T_1=2.53$  s

Tube B:  $\delta_2=8$  mm,  $T_2=4.37$  s

Then

$$\left(\frac{T_2}{T_1}\right)_{\text{exp}} = \frac{4.37}{2.53} = 1.73$$

and

$$\left(\frac{T_2}{T_1}\right)_{\text{theory}} = \frac{8^{0.440}}{2^{0.440}} = 1.84.$$

The difference is only 5%.

### 3. Conclusion

Some corrections were made to improve the formula for finding the time of a magnet's fall in a conductive pipe. The new formula (5) is based on dimensional analysis and experimental data and free from the shortcomings of the previous results. However, this analysis should not be considered as a completed research. It is likely that other factors (for example a magnet's radius) play a significant role in finding of a magnet fall time.

All calculations were done in SI units as before [2,3]. Certainly, the result does not depend on choosing the system of units but using Gauss system simplifies the problem and Eq. (5) has the similar form but without the dimensional constant  $\mu_0^2$ .

### References

1. Hahn K. D., Johnson E. M., Brokken A. and Baldwin S. // 1998. Am. J. Phys. V. 66. P. 1066-1076
2. Pelesko J. A., Cesky M. and Huertus S. // 2005. Am. J. Phys. V. 73. P. 37-39
3. Roy M. K., Manoj K., Harbola and Verma H. C. // 2007. Am. J. Phys. V. 75. P. 728-730

## АНАЛИЗ ПРОХОЖДЕНИЯ МАГНИТА В ПРОВОДЯЩЕЙ ТРУБКЕ МЕТОДОМ РАЗМЕРНОСТИ

<sup>1</sup>Машников В.В., <sup>2</sup>Минкин Л.М., <sup>1</sup>Шаповалов А.С.

<sup>1</sup>Саратовский государственный университет

<sup>2</sup>Portland Community College, штат Орегон, США

Основываясь на экспериментальных данных, при прохождении магнита в вертикальной неферромагнитной трубке и используя принципы теории размерности, время падения магнита определено точнее, чем в предыдущих исследованиях. Представленная формула находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными и свободна от недостатков предыдущих исследований.

УДК 621.385.6

## О МЕТОДИКЕ ПРИМЕНЕНИЯ ТЕОРЕМЫ КЕМПБЕЛЛА ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

А.С. Шаповалов, И.А. Шаповалова

Саратовский государственный университет

*Шаповалов Александр Степанович, д.ф.-м.н., профессор кафедры прикладной физики*

*Шаповалова Ирина Александровна, сотрудник ОМФ НИИЕН СГУ*

Обсуждается методика применения теоремы Кемпбелла для расчёта статистических характеристик реальных импульсных случайных процессов современной электроники. Приводится простой пример обобщения результатов теоремы на сложные потоки случайных событий, которые встречаются при практических расчётах.

Анализ отечественных и зарубежных учебников, учебных пособий и научной литературы показывает, что при исследовании реальных импульсных случайных физических процессов в качестве математической модели широко используется простейший или пуассоновский поток случайных событий [1-7]. Это объясняется тем, что при анализе потоков событий вообще, он играет роль, подобную роли нормального закона среди других законов распределения [8]. Как известно, сумма большого числа независимых случайных величин, подчиненных разным законам распределения, оказывается приближённо распределённой по нормальному закону. Точно так же при суперпозиции большого числа ординарных, стационарных потоков с практически любым последствием возникает поток, близкий к простейшему. Для этого достаточно выполнения условия, заключающегося в том, что суммируемые потоки оказывают на сумму приблизительно равномерно малое влияние [8]. Теорема Кемпбелла существенно облегчает расчёт математического ожидания, дисперсии и автокорреляционной функции реакции линейной динамической системы на пуассоновский поток импульсов, поступающих на её вход. По этой причине она часто используется студентами при выполнении курсовых и дипломных работ. В то же время её практическое применение нередко вызывает у студентов определённые затруднения. Дело в том, что классическая формулировка основных выводов теоремы приводится для случая, когда все импульсы отклика

системы на одиночные импульсы, поступающие на её вход, совершенно идентичны по форме и могут отличаться лишь «амплитудой» (случайным постоянным множителем) [3]. В действительности же при моделировании реальных физических процессов приходится сталкиваться с ситуацией, когда импульсы отклика, отличаясь по форме и (или) по знаку, образуют несколько групп или типов. В частности, с такой ситуацией приходится сталкиваться при рассмотрении депрессии дробового шума пространственным зарядом в вакуумных электронных приборах [1], при анализе генерационно-рекомбинационного шума в твёрдотельных приборах [2], при исследовании фликкер-шума [3] и т.д. Обобщение выводов теоремы на подобные случаи не составляет особой трудности, но требует определённых навыков и практики. В данной работе приводится пример простой, но более общей статистической задачи, в которой результаты теоремы Кемпбелла распространяются на ситуацию, более сложную, чем та, которая оговаривается в условии теоремы. В качестве такой задачи предлагается расчёт математического ожидания, дисперсии и автокорреляционной функции реакции линейной динамической системы, когда импульсы отклика системы на одиночный импульс имеют разную форму и образуют несколько групп.

Предположим, что на вход стационарной линейной динамической системы поступают два независимых пуассоновских процесса, параметры интенсивности которых (среднее число импульсов,

поступающих на вход в единицу времени) равны соответственно  $v_1$  и  $v_2$ . Будем считать также, что импульсы отклика системы на одиночные импульсы 1-го и 2-го потоков, поступающих на вход, описываются функциями формы  $\varphi_1(t)$  и  $\varphi_2(t)$ . Тогда случайные функции  $x(t)$  и  $y(t)$ , описывающие реакции системы на 1-й и 2-й пуассоновские потоки, представятся суммами [3]

$$x(t) = \sum_k a_k \varphi_1(t - t_k),$$

$$y(t) = \sum_p b_p \varphi_2(t - t_p),$$

где  $a_k, b_k$  – случайные амплитуды соответственно  $k$ -го и  $p$ -го импульса 1-го и 2-го потоков;  $t_k$  и  $t_p$  – моменты возникновения указанных импульсов.

В этом случае реакция системы  $z(t)$  на результирующий поток, являющийся суперпозицией двух потоков, опишется суммой независимых случайных функций

$$z(t) = x(t) + y(t).$$

Вследствие независимости функций  $x(t)$  и  $y(t)$  математическое ожидание  $m_z$ , дисперсия  $D_z$  и автокорреляционная функция  $R_z(\tau)$  случайного процесса  $z(t)$  будут определяться выражениями [8]

$$m_z = m_x + m_y, \quad (1)$$

$$D_z = D_x + D_y, \quad (2)$$

$$R_z(\tau) = R_x(\tau) + R_y(\tau), \quad (3)$$

где  $m_x, m_y$  – математические ожидания функций  $x(t)$  и  $y(t)$ ;  $D_x, D_y$  – дисперсии функций  $x(t)$  и  $y(t)$ ;  $R_x(\tau)$  и  $R_y(\tau)$  – автокорреляционные функции случайных процессов  $x(t)$  и  $y(t)$ ;  $\tau$  – разность моментов времени.

Согласно теореме Кемпбелла выражения для математического ожидания, дисперсии и автокорреляционной функции случайного процесса  $x(t)$  имеют вид [3]

$$m_x = v_1 \bar{a} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_1(t) dt, \quad (4)$$

$$D_x = v_1 \bar{a}^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_1^2(t) dt, \quad (5)$$

$$R_x(\tau) = v_1 \bar{a}^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_1(t) \varphi_1(t + \tau) dt, \quad (6)$$

где  $\bar{a}$  и  $\bar{a}^2$  – соответственно среднее значение и средний квадрат амплитуды импульса отклика системы на одиночный импульс 1-го потока, поступающий на её вход.

Аналогичные соотношения справедливы и для соответствующих характеристик случайного процесса  $y(t)$

$$m_y = v_2 \bar{b} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_2(t) dt, \quad (7)$$

$$D_y = v_2 \bar{b}^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_2^2(t) dt, \quad (8)$$

$$R_y(\tau) = v_2 \bar{b}^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_2(t) \varphi_2(t + \tau) dt, \quad (9)$$

где  $\bar{b}$  и  $\bar{b}^2$  – соответственно среднее значение и средний квадрат амплитуды импульса отклика системы на одиночный импульс 2-го потока, поступающий на её вход.

Подставляя соотношения (4)-(9) в (1)-(3), получим выражения для математического ожидания  $m_z$ , дисперсии  $D_z$  и автокорреляционной функции  $R_z(\tau)$  результирующего случайного процесса  $z(t)$  на выходе динамической системы

$$m_z = v_1 \bar{a} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_1(t) dt + v_2 \bar{b} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_2(t) dt, \quad (10)$$

$$D_z = v_1 \bar{a}^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_1^2(t) dt + v_2 \bar{b}^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_2^2(t) dt, \quad (11)$$

$$R_z(\tau) = v_1 \bar{a}^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_1(t) \varphi_1(t + \tau) dt + v_2 \bar{b}^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_2(t) \varphi_2(t + \tau) dt. \quad (12)$$

Аналогичным образом нетрудно записать выражения для математического ожидания, дисперсии и автокорреляционной функции реакции  $z(t)$  стационарной линейной динамической системы при любом конечном числе типов импульсов отклика системы на одиночный импульс, поступающий на её вход,

$$m_z = \sum_{i=1}^{i=n} v_i \bar{a}_i \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_i(t) dt, \quad (13)$$

$$D_z = \sum_{i=1}^{i=n} v_i \bar{a}_i^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_i^2(t) dt, \quad (14)$$

$$R_z(\tau) = \sum_{i=1}^{i=n} v_i \bar{a}_i^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_i(t) \varphi_i(t + \tau) dt. \quad (15)$$

Здесь  $i$  – порядковый номер потока (или функции формы импульса отклика),  $n$  – число потоков, поступающих на вход системы;  $v_i$  – параметр интенсивности  $i$ -го потока;  $\bar{a}_i$  и  $\bar{a}_i^2$  –

соответственно среднее значение и средний квадрат амплитуды импульса отклика системы на одиночный импульс  $i$ -го потока, поступающий на её вход;  $\varphi_i(t)$  – функция формы импульса отклика системы на одиночный импульс  $i$ -го потока, поступающий на её вход.

Полученные выражения нетрудно проанализировать в различных частных случаях. В качестве примера рассмотрим один из них. Предположим, что импульсы отклика системы на одиночный входной импульс образуют два типа, отличающиеся только знаком, то есть  $\varphi_1(t) = \varphi(t)$ ,  $\varphi_2(t) = -\varphi(t)$ ,  $\bar{a} = \bar{b}$ ,  $\bar{a}^2 = \bar{b}^2$ . Тогда пуассоновский поток на входе линейной динамической системы можно представить суперпозицией двух пуассоновских потоков, параметры интенсивности которых, равные соответственно  $v_1$  и  $v_2$ , определяются соотношением вероятностей появления на выходе системы импульса отклика 1-го или 2-го типов. В этом случае из (10)-(12) следует



$$m_z = (v_1 - v_2) a \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(t) dt, \quad (16)$$

$$D_z = v a^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi^2(t) dt, \quad (17)$$

$$R_z(\tau) = v a^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(t) \varphi(t + \tau) dt, \quad (18)$$

где  $v = v_1 + v_2$  – параметр интенсивности результирующего потока. Если вероятности появления откликов  $\varphi_1(t) = \varphi(t)$  и  $\varphi_2(t) = -\varphi(t)$  равны, то параметры интенсивности потоков  $v_1$  и  $v_2$  одинаковы и  $m_z = 0$ .

Выражения (16)-(18) могут быть использованы в различных практических приложениях, в частности, при анализе фликкер-шума в физических системах, когда вероятности возникновения положительной и отрицательной флуктуации тока предполагаются одинаковыми.

Естественно, что при более разнообразном составе импульсов отклика конечные выражения, записанные на основе (13)-(15), становятся более сложными, однако их применение позволяет более полно моделировать реальные физические ситуации и способствовать развитию навыков статистических расчётов.

#### Библиографический список

1. Голубенцев А.Ф., Денисов Ю.И., Минкин Л.М. Введение в статистическую электронику. Саратов, 1990.
2. Лукьянчикова Н.Б. Флуктуационные явления в полупроводниках и полупроводниковых приборах. М., 1990.
3. Букингом М. Шумы в электронных приборах и системах. М., 1986.
4. Ван дер Зил А. Шумы при измерениях. М., 1979.
5. Робинсон Ф.Н.Х. Шумы и флуктуации в электронных схемах и цепях. М., 1980.
6. Шумы в электронных приборах. Под редакцией Смуллина Л.Д. и Хауса Г.А. М.-Л., 1964.
7. Давенпорт В.Б., Рут В.Л. Введение в теорию случайных сигналов и шумов. М., 1960.
8. Вентцель Е.С. Теория вероятностей. М., 1964.

#### ABOUT A METHOD OF CAMPBELL THEOREM APPLICATION FOR THE MODELLING OF THE PHYSICAL PROCESSES

A.S. Shapovalov, I.A. Shapovalova

Saratov State University

It is discussed a method of Campbell theorem application for a calculation of the statistical characteristics of the real impulse random processes in modern electronics. It is proposed the simple example of the theorem results generalization for multiple flows of the random events, which meet in practical computations.

УДК 621.371

#### ЧТО ТАКОЕ ГРУППОВАЯ СКОРОСТЬ? ВОПРОСЫ МЕТОДИКИ ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ И ТЕОРИИ ВОЛН

М.В. Давидович

Саратовский государственный университет,

*Давидович Михаил Владимирович*, профессор кафедры радиотехники и электродинамики

Рассмотрен математический и физический смысл понятия “групповая скорость”.

Когда мы говорим о скорости, то подразумеваем скорость движения или переноса какой-либо материальной субстанции или некой величины (параметра). Так, фазовая скорость (ФС)  $v_p$  есть скорость переноса фазы. В нестационарной волне подразумевается фаза мгновенная, которая в стационарной (монокроматической) волне совпадает со спектральной фазой. ФС – это скорость движения величины кинематической (фазы), математически описывающей волновой процесс. Можно каким-либо образом определить скорости переноса амплитуды (огигающей цуга или волнового пакета), или ее максимума, а также скорости его переднего и заднего фронтов [1]. Такой цуг или импульс в диспергирующей среде характеризуется, вообще говоря, многими скоростями [1]. Информация (сигнал) переносятся именно такими

нестационарными волнами со скоростью переноса сигнала. Скорости переноса энергии  $v_e$  и импульса (момента количества движения) поля  $v_m$  характеризуют движение физических субстанций и, вообще говоря, различны. В электромагнитном поле (волне) они определяются тензором энергии-импульса (ТЭИ) [2]. В вакууме это тензор Абрагама [2]. В среде необходимо использовать ТЭИ системы поле-вещество в форме Минковского с заменой входящего в него тензора максвелловских напряжений на тензор, получаемый путем интегрирования соответствующего балансного уравнения для среды [2]. Заметим, что электромагнитная волна (ЭМВ) есть волна переноса энергии и импульса фотонами, взаимодействующими со средой. Часто для среды вводят понятие поляритона. Существует много других

типов волн (например, гидродинамических, звуковых и т.п.), переносящих энергию, но не являющихся волнами энергии, как ЭМВ. Это волны в материи. Для них существенно наличие среды распространения. Когда встает вопрос о групповой скорости (ГС)  $v_g$ , подразумевается наличие частотной группы волн и дисперсии, означающей зависимость фазовой скорости монохроматической волны от частоты. Электрическое поле плоской монохроматической волны вдоль оси  $z$  в комплексной форме определяется как  $\mathbf{E}(\omega, z, t) = \mathbf{E}_0 \exp(j\omega t - j\gamma z)$ ,

$\gamma = \beta(\omega) - j\alpha(\omega)$ , где  $\beta$  – фазовая постоянная,  $\alpha$  – постоянная затухания, а вектор  $\mathbf{E}_0$  ортогонален орт-вектору  $\mathbf{z}_0$ . Соответственно  $v_p = \omega / \beta$ ,

$v_g = [\partial\beta(\omega) / \partial\omega]^{-1}$ . При замене  $\omega \rightarrow -\omega$  имеем  $\beta(-\omega) \rightarrow -\beta(\omega)$ ,  $\alpha(-\omega) \rightarrow \alpha(\omega)$ , т.е.  $\gamma(-\omega) \rightarrow -\gamma^*(\omega)$  [3]. Все реальные волновые процессы имеют не сосредоточенный спектр и потери, а монохроматическая волна есть абстракция. Тем не менее, в ней формально ввести величину  $v_g(\omega)$  можно. Есть два случая: дисперсия в средах и дисперсия в структурах. Первый проявляется при распространении волн в идеальных волноведущих структурах, например, полых металлических волноводах. Ему соответствуют пространственные спектральные группы монохроматических волн, распространяющиеся под углом  $\theta$  к оси со скоростью света  $c$  и идеально отражающиеся от стенок волновода, при этом имеем кинематику:

$v_p v_e = c^2$ ,  $v_p = c / \cos(\theta)$ ,  $v_g = c \cos(\theta)$ ,  $\tan(\theta) = c\gamma(\omega) / \omega$ ,  $v_e = v_g$ . Второму случаю – дисперсии в средах соответствует фазовый сдвиг между поляризациями, при этом всегда есть потери. Поставленный в заглавии вопрос означает следующее: соответствует ли ГС переносу какой-либо материальной субстанции с этой скоростью или некоторого параметра (величины)? И если да, то какой именно.

Впервые ГС начал рассматривать У. Гамильтон [4,5] в 1839 г. Затем ее заново ввел Д. Стокс [6,7] в 1876. Он, по-видимому, наиболее точно определил ГС как скорость распространения биений двух бесконечно близких по частоте монохроматических волн одинаковой амплитуды. Далее вклад в исследование ГС внесли Рэлей [8], Бриллюэн [9], Мандельштам [10], Леонтович, Рытов [11], Лайтхилл [12,13] и огромное число других исследователей.

В настоящее время по данному, в общем, простому вопросу в литературе существует парадоксальная ситуация: в подавляющем большинстве учебников, оригинальных монографий и даже научных публикаций без обиняков содержатся утверждения, что групповая скорость есть скорость переноса энергии и сигнала. Наряду с этим есть достаточное число публикаций,

утверждающих, что часто, или почти всегда ГС не имеет смысла (см. ссылки на литературу в [1–3]). С методической точки зрения вопрос о смысле ГС весьма важен. Если попытаться найти ответ на этот вопрос в учебниках и монографиях, получим весьма разнообразную картину (см. ссылки в [1,3]). Сразу заметим, что есть сильно дисперсивные среды, в которых скорость движения энергии в монохроматической волне совпадает с фазовой скоростью  $v_p$  [3]. Это, например, дистиллированная вода или морская вода в радиодиапазоне. ГС лишь приближенно характеризует движение цуга, и то при слабой дисперсии и малых потерях. При традиционном введении ГС не понятно, почему необходимо рассматривать группу волн (т.е. нестационарную волну) для определения скорости переноса энергии в стационарной (т.е. в монохроматической) волне, где нет спектральной группы волн!

Между тем, ГС никак не может характеризовать скорость движения энергии или сигнала, поскольку часто она превышает скорость света в вакууме  $c$  [2,3]. Для заданного закона частотной дисперсии в плоской монохроматической волне с одномерным движением

$E_x(z, t) = E_0 \exp(j\omega t - j\beta(\omega)z - \alpha(\omega)z)$  всегда можно ввести три скорости – скорость переноса энергии, фазовую и групповую скорости:

$$v_e = \mathbf{z}_0 v_e = \frac{\mathbf{P}(\omega)}{W(\omega)} = \frac{\text{Re}(\mathbf{E}(\omega, z, t) \times \mathbf{H}^*(\omega, z, t))}{2W(\omega)},$$

$$v_p = \frac{\omega}{\beta(\omega)},$$

$$v_g = \left[ \frac{d\beta(\omega)}{d\omega} \right]^{-1}. \tag{1}$$

В монохроматической волне переносится также и импульс [2]. Встает вопрос, связаны ли эти скорости, а если связаны, то как, и в каком случае. Часто скорости передачи сигнала или информации отождествляют с  $v_g$ . С другой стороны, известно мнение, что групповую скорость нельзя вводить при диссипации.

Вопрос о ГС наиболее удачно изложен в [14] (стр. 412-413). Известна теорема Леонтовича-Лайтхилла [1-3,10-13], утверждающая, что в гамильтоновых системах (с эрмитовым гамильтонианом) ГС совпадает со скоростью переноса энергии монохроматической волной. В реальных средах условия этой теоремы никогда не выполняются, в частности, из-за диссипации. Имеет место вопрос: есть ли у ГС “физический смысл”, и если да, то какой и когда. Ясно, что ГС вводить можно всегда, а определение Стокса наиболее общее. При движении волновых пакетов ГС почти никогда не определяет  $v_e$ , ее использование часто приводит к парадоксам [1-3,10] и не целесообразно. В ряде монографий изложен результат Бриллюэна для спектральной плотности энергии:

$\tilde{W}(\omega, t) = d[\omega W(\omega, t)]/d\omega$ , подгоняющий  $v_g$  под  $v_e$ , где обозначена “обычная” монохроматическая плотность энергии  $W(\omega, t) = [\varepsilon(\omega)E^2(\omega, t) + \mu(\omega)H^2(\omega, t)]/2$ . Этот “вывод” основан на асимптотическом разложении и взятии его первого приближения [1–3], как и введение  $v_g$ . Он является ошибочным для диспергирующих диссипативных сред, как неверно и приводимое в большинстве учебников соотношение  $W(\mathbf{r}, t) = [\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)]/2$  (см.

[1–3]). Ввести такую плотность  $\tilde{W}(\omega, t)$  для нестационарной волны нельзя.

Итак, для скорости энергии необходимо использовать общепринятую величину

$$\mathbf{v}_e(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) / W(\mathbf{r}, t),$$

определяемую через вектор Пойнтинга и плотность энергии поля-вещества. Именно она соответствует переносу энергии, и именно она различна в разных частях импульса. Групповая же скорость не может характеризовать движение импульса. Но для некоторых идеальных случаев монохроматических волн может быть совпадение  $v_g(\omega)$  с  $v_e(\omega)$ .

#### Библиографический список

1. Давидович М.В. // УФН. 2009. Т. 179. № 4. С. 443-446.
2. Давидович М.В. // Известия Саратовского университета. Новая серия. 2009. Серия Физика. Т. 9. В. 2. С. 65–89.
3. Давидович М.В. // Письма в ЖТФ. 2006. Т.32. Вып. 22. С. 53-63.
4. Hamilton, W.R. // Proc. Roy. Irish Acad. 1839. 1. 267-341.
5. Левин М.Л. // УФН. 1978. Т. 125. С. 565-567.
6. Stokes G.G. On the theory of oscillatory waves // Reports of the British Association Advancement of Science. 1847. V. 1. Part 4. March 1. P. 441-455.
7. Stokes, G.G. Problem 11 of the Smith's Prize examination papers (Feb. 2, 1876). In Mathematical and Physical Papers. 1876. V. 5. P.362 (Johnson Reprint Co., New York, 1966).
8. Стретт Дж. В. (Лорд Рэлей). Теория звука. Т. 1. М: ГИТТЛ, 1955. 504 с.
9. Brillouin L. Wave Propagation and Group Velocity. Academic, New York, 1960.
10. Мандельштам Л.И. Полное собрание трудов. Т. 5. М.: АН СССР. 1950. С. 419-421.
11. Рытов. С.М. // ЖЭТФ. 1947. Т. 17(10). С. 930.
12. Lighthill, M.J. Waves in Fluids, Cambridge, C.U.P., 1978.
13. Lighthill M.J. // J. Inst. Math. and its Appl. 1965. V. 1. P. 1–28.
14. Гольдштейн Л.Д., Зернов Н.В. Электромагнитные поля и волны. М.: Советское радио, 1971. 654 с.

#### WHAT IS THE GROUP VELOCITY? THE QUESTIONS OF WAVE THEORY METHODS OF TEACHING

M.V. Davidovich

Saratov State University

The mathematical and physical meanings of “group velocity” conception have been considered.

УДК 621.371

#### О МЕТОДИКЕ ПРЕПОДАВАНИЯ ОСНОВНЫХ ТЕОРЕМ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

М.В. Давидович

Саратовский государственный университет,

*Давидович Михаил Владимирович*, профессор кафедры радиотехники и электродинамики

Рассмотрены основные принципы (теоремы) электродинамики, некоторые иллюзии, возникающие при их незнании или неправильном понимании и вопросы, на которые следует делать акценты при их преподавании.

На физических факультетах по специальности “радиофизика и электроника” классическая электродинамика обычно преподается как раздел общей физики, а также в виде таких дисциплин как “Теория излучения и распространения электромагнитных волн” и “Электродинамика СВЧ полей и волн”. В эти курсы входят основные принципы (теоремы) электродинамики. К ним относятся: принцип излучения (условия излучения или условия на бесконечности), теорема

единственности, лемма Лоренца, теорема эквивалентности (формулы Стрэттона-Чу), теорема взаимности, принцип перестановочной двойственности, принцип вторичных источников (электрических и магнитных токов поляризации), теорема Умова-Пойнтинга (баланс мощности в нестационарной форме, в форме теоремы о комплексной мощности и теоремы о колеблющейся мощности), а также теорема о балансе электромагнитного импульса поля. Эти

основополагающие принципы хорошо и подробно изложены в [1-5] (подход к балансу импульса в вакууме дан в [5]), а их знание необходимо студенту и любому специалисту для правильного владения основами классической электродинамики. Однако, как показывает опыт преподавания, в понимании указанных принципов имеются трудности. Сразу следует отметить, что часть их обусловлена изложением в большинстве учебников, которое, как правило, одинаковое. Как и во всякой науке, в электродинамике используются модели. Любая наука или теория есть модель, в той или иной степени соответствующая действительности. Так, обычно используемые монохроматические (гармонические во времени) процессы есть модель, точно в природе не реализующаяся. Плоская монохроматическая волна – тоже модель, реализуемая лишь в локальном приближении. Такая волна имеет бесконечную энергию в любом перпендикулярном движении слое, поэтому во всем пространстве возбуждена быть не может. Известно, что она есть предельный случай сферической волны, энергия которой всегда конечна. Однородные уравнения Максвелла в свободном пространстве допускают математические решения в виде плоских волн (их бесконечное число в силу непрерывного спектра углов распространения). Часто в виде разложений по таким волнам ищут решения граничных задач. Однако эти однородные уравнения не имеют решений в цилиндрической и сферической системах координат, на что обычно в литературе акцент не делается. Хорошо этот вопрос разобран в [5], где показано, что функции  $f(t \mp r/c)/r$  не являются всюду решениями однородного волнового уравнения. Именно, они есть решения неоднородного волнового уравнения с дельта-особенностью  $\delta(t)\delta(\mathbf{r})$  в начале координат [1-6]. Такие решения в нестационарном случае известны как скалярные пространственно-временные функции Грина (ФГ) свободного пространства [6] 
$$g^\mp(R, t - t') = \delta(t - t' \mp R/c) / (4\pi R)$$
 или как ее спектральные трансформанты Фурье [1] 
$$G^\mp(\vec{R}, \omega) = (4\pi R)^{-1} \exp(\mp j\omega R/c)$$
 для монохроматических полей (здесь  $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ ). Они соответствуют так называемым точечным диполям [1], которые также суть абстракции при описании реальных источников. Обычно студенты понимают под точечным дипольным источником (диполем Герца) два противоположных заряда, расположенные на малом расстоянии (как это часто излагается), а не дельта-источник тока [1]. Опережающие ФГ (соответственно ФГ в виде сходящихся сферических волн) и соответствующие решения в классической электродинамике следует отбросить по причинам, указанным в [5,6]. Любое решение открытой задачи можно выразить через ФГ. Это решение (как и ФГ со знаком “-“) удовлетворяет принципу излучения (Зоммерфельд, 1912). Есть и другие его формулировки: принцип предельного поглощения (Свешников, 1951) [7],

принцип парциального излучения (отсутствие отраженных от бесконечности волн). Принцип предельного поглощения отходит от идеализации свободного пространства (вакуума), вводя бесконечно малые потери. Этот принцип, в частности, использован для доказательства теоремы единственности [2]. Она утверждает, что решение внешней задачи единственно. Заметим, что единственность внешней задачи доказывается и в среде без потерь (идеальном вакууме) [1]. Реально идеального вакуума нет, а потери есть всегда (даже в разреженной плазме межзвездного пространства). Единственность решений задач электродинамики собственно и определена условиями излучения, выбираемыми из двух возможных решений уравнений второго порядка одно. Поэтому все принципы излучения взаимосвязаны. Например, из принципа предельного поглощения можно получить принцип Зоммерфельда. В качестве еще одного принципа, определяющего единственность решения, следует упомянуть условия на ребре (условия Мейкснера [8]), основанные на конечности плотности энергии поля.

Как пример, где игнорируются принципы излучения и теорема единственности, отметим две ошибочные работы [9,10]. В них рассмотрены “решения” уравнений Максвелла в сферических координатах в свободном без границ пространстве [9] и во внешней области идеально проводящего шара при отсутствии источников поля (сторонних токов) [10]. Согласно теореме единственности решение здесь одно, и оно есть нуль (т.е. удовлетворяет однородным уравнениям Максвелла). Нет источников поля – нет и поля. Однако в [9,10] утверждается, что есть сходящиеся и расходящиеся сферические волны, в первом случае проходящие через начало координат и переходящие друг в друга, а во втором – удовлетворяющие нулевым граничным условиям на поверхности шара. Ошибка в выводе в [9,10] именно та, на которую указал Р. Фейнман [5]. Заметим, что физически существовать сходящаяся волна не может по нескольким причинам. Первая – нарушение принципа причинности [5]. Вторая – бесконечная плотность энергии в начале координат, которая изменит плоскую метрику пространства Минковского (и саму волну). Третья – такая волна, чтобы дойти до центра при наличии даже бесконечно малых потерь в реальном пространстве, должна иметь бесконечную плотность энергии на бесконечности. Четвертая – принцип относительности. Если принять, что все точки пространства эквивалентны (т.е. все они могут быть взяты за начало сферических систем координат), то принципу относительности противоречит приход сферической волны именно в выбранный вами центр. Если есть источник (в идеале точечный), то именно он определяет начало координат (центр) и именно от него расходится сферическая волна. По-другому это можно сформулировать так: для создания сходящейся сферической волны необходимо непрерывно разместить на бесконечно удаленной сфере (которой быть не может) определенным

образом по заданным законам сфазированные источники, плотность которых при бесконечно малых потерях в среде бесконечна. Естественно, такую модель с центром Вселенной следует отбросить. Конечно, можно разместить на сфере большого конечного радиуса много сфазированных источников (например, лазерных), сфокусированных в центр и действующих достаточно долго. Именно так можно в будущем достичь высокой плотности излучения для наблюдения эффекта Швингера вакуумного рождения пар частица-античастица. Но тогда фокусировка не точечная и волна не сферическая, кроме того, она нестационарная. Создание сходящейся в точку сферической волны противоречит наличию дифракционного предела. Сейчас в литературе обсуждается вопрос о его преодолении, в частности, с использованием так называемой линзы Веселаго-Пендри – бесконечной пластины с проницаемостями  $\varepsilon = \mu = -1$ . Такая пластина теоретически может создать для перпендикулярного к ней точечного гармонического диполя полусферическую волну, сходящуюся в точку. Однако физически нельзя получить недиспергирующий материал с действительными значениями  $\varepsilon$  и  $\mu$ , точно равными  $-1$ , как и сделать идеально однородную и плоскую бесконечную пластину. Нельзя создать и идеальный монохроматический диполь. Квазимонохроматичность приводит к расфокусировке в виде конечности пятна. Это происходит из-за различия времен запаздывания проходящих через линзу лучей от нуля до бесконечности. Математически сходящаяся волна существовать может только как сингулярное решение неоднородного волнового уравнения с дельта-особенностью. Соответствующие векторные решения в виде расходящихся волн от распределенных локализованных источников известны более ста лет (Герц, 1888). Результаты в виде разложений по сферическим гармоникам можно посмотреть в [1-6]. Поэтому сами постановки задач в [9,10] ошибочны. Заметим, что физически и решение в виде расходящейся сферической волны с особенностью строго не существует, а решения в виде ФГ суть абстракции. Эти решения также сингулярны в нуле. Но ФГ используется для построения решений для конкретных распределений токов. Для реального конечного диполя (дипольной антенны) в дальней зоне они сколь угодно близко приближаются к известным идеальным аналитическим решениям.

Пусть теперь идеально проводящий шар возбуждается неким источником. Соответствующая задача решена в [1,11,12], а её решение единственно, т.е. коэффициенты разложения по сферическим гармоникам определены как интегралы от плотности стороннего тока и равны нулю, если его нет. Аналогичная задача для многослойного сферического резонатора решена в [13]. Но к таким решениям можно добавить любое решение задачи дифракции плоской волны (падающей под любым

из направлений) на указанном металлическом шаре. В чем здесь причина неоднозначности? В данном случае плоская волна выступает как стороннее поле. Ему соответствуют удаленные и не рассматриваемые сторонние источники на бесконечности. Можно рассматривать их вместе с источником в ближней зоне, и тогда единственность не нарушается. Все сказанное выше относится и к цилиндрической системе, где следует определять сингулярные решения через функции Ганкеля так:  $G^{\mp}(R, \omega) = -(j/4)H_0^{(2,1)}(\sqrt{k_0^2 - k_z^2}R)$  [1]. Здесь предполагается зависимость полей вида  $\exp(-jk_z z)$  от координаты  $z$ . Несингулярные решения однородного волнового уравнения возможны, только если  $k_z = k_0$ , т.е. как плоская Т-волна вдоль оси  $z$ .

Еще один приём, определяющий единственность, заключается в отбрасывании бесконечных решений. Так, собственные моды идеальных сферического и цилиндрического резонаторов и цилиндрического волновода определяются условием конечности полей в центре и граничными условиями. Этого достаточно, чтобы выделить из двух решений одно. Подобные случаи соответствуют классу внутренних задач электродинамики. Для экранированных резонаторов теорема единственности утверждает единственность решения, если частота возбуждения не совпадает с одной из их собственных действительных частот. В противном случае решение определено с точностью до собственного колебания с произвольной амплитудой и не единственно. Заметим, что рассмотрение диссипации приводит к квазисобственным модам с комплексными частотами, и тогда решение задачи всегда единственно. В случае волноводов деление на внутренние и внешние задачи условно. В теории возбуждения волноводов [2,14] используются условия излучения, и решение задачи всегда единственно. Однако при диссипации встает вопрос о полноте и ортогональности квазисобственных функций. Удобно использовать разложения по собственным функциям структур без диссипации [14].

Лемма Лоренца и аналогичные ей утверждения типа теорем эквивалентности и Стрэттона-Чу широко используются для построения интегральных уравнений, в теории возбуждения, для формулировки принципа взаимности. Все эти результаты, как и большинство результатов электродинамики сплошных сред, включая и теоремы о балансе энергии и импульса, в литературе изложены без учета временной и пространственной дисперсий. В частности, обычно приводят результат для плотности энергии электромагнитного поля

$$u(\mathbf{r}, t) = [\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)]/2,$$

который верен только в вакууме или в статике. Изложение подобных вопросов мало изменилось со времен Максвелла, Герца и Пойнтинга, которые естественно дисперсию не рассматривали и считали проницаемости не операторами, а константами



(соответственно концепции эфира). Учёт дисперсии в нестационарной электродинамике приводит к сложной временной картине и к необходимости учета предыстории создания поля для построения квадратичных величин (плотностей энергии, импульса и их потоков) [15]. В частности, тензор плотности потока импульса должен определяться как решение дифференциальных уравнений [15]. Принцип вторичных источников утверждает, что тело (материальную среду) можно учесть как некие вторичные токи поляризации, действующие в вакууме. Он используется для построения объемных интегральных уравнений электродинамики. Здесь существенно, что эти источники определены через полные неизвестные поля.

Весьма непросто вопрос о принципе взаимности (Г. Гельмгольц, 1869; У. Рэлей, 1873; Х. Лоренц, 1896) и его нарушении, в частности о невыполнении условий Онсагера-Казимира для материальных параметров [16]. При его изложении необходимо акцентировать на то, что гиротропия может быть следствием не только магнитоактивности среды, но и ее внутренних свойств (например, спиральности), при этом важна роль потерь. Так, в идеальной бесстолкновительной магнитоактивной плазме  $\hat{\epsilon}_{ik} = \hat{\epsilon}_{ki}^*$ . При этом среда невзаимная. Но условиями взаимности можно пользоваться, если в одном из них поменять направление постоянного магнитного поля. В столкновительной плазме это уже несправедливо из-за диссипации, и  $\hat{\epsilon}_{ik} \neq \hat{\epsilon}_{ki}^*$ .

При этом волны разных вращательных поляризаций имеют различные затухания.

Подводя итог, можно сформулировать рекомендации для преподавания рассмотренных вопросов. Первое – необходимо всегда делать акцент на используемую модель и условия ее применимости. Второе – показывать взаимосвязь разных моделей для одних и тех же явлений. Третье – различать математический и физический подходы (модели) к описанию явлений. Так, обычно рассматриваемые во всех курсах электродинамики свободные волны полых волноводов могут привести к убеждению, что эти волны существуют сами по себе. Между тем хорошо понятно даже школьнику, что для появления в отрезке волновода волны необходимо к одному из его концов подключить генератор. Когда мы рассматриваем задачу математически как решение однородных уравнений Максвелла для бесконечного волновода в виде волны определенного типа, мы подразумеваем наличие на одном его конце (скажем, при  $z = -\infty$ ) идеального генератора именно этой волны, а на другом (при  $z = \infty$ ) наличие идеальной нагрузки. Именно так работают электродинамические пакеты прикладных программ с тем отличием, что указанные референсные плоскости расположены на конечных расстояниях от анализируемой структуры. Все здесь сказанное непосредственно относится к разобранному примеру со сферическими волнами (заметим, что сферический, радиальный цилиндрический и конический волновые каналы часто вводятся как обобщение регулярных волноводов).

#### Библиографический список

1. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.: Радио и связь, 1983. 296 с.
2. Л.А.Вайнштейн. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.
3. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели электродинамики М.: Высшая школа, 1991. 224 с.
4. Стрэттон Дж. Теория электромагнетизма. М.-Л.: ОГИЗ, 1948. 540 с.
5. Фейнман Р., Лейтон Р., Сендс М. Фейнмановские лекции по физике. Электродинамика. Т. 6. М.: Мир, 1966. 344 с.
6. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. М.: Мир, 1978, Т.1. 548 с.
7. Свешников А.Г. // ДАН СССР. 1951. Т. LXXX, № 3. С. 345–347.
8. Митра Р., Ли С. Аналитические методы в теории волноводов. М.: Мир, 1974.
9. Зюрюкин Ю.А., Павлова М.В. // РЭ. 2008. Т. 53. № 3. С. 286.
10. Зюрюкин Ю.А., Павлова М.В. // Изв. вузов. ПНД, 2002. Т. 10. № 5. С. 84.
11. Марков Г.Т. // ЖТФ, 1953. Т. 23, №. 5. С. 838.
12. Марков Г.Т., Бодров В.В., Панковский А.А. // Известия вузов. Радиофизика. 1966. Т. 9. № 5. С. 967.
13. Давидович М.В., Стефюк Ю.В. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2009. Т. 12, № 4. С. 18-27.
14. Давидович М.В. // РЭ. 2001. Т. 46. 11. С. 1285-1292.
15. Давидович М.В. // Известия Саратовского университета. Новая серия. 2009. Серия Физика. Т. 9. В. 2. С. 65–89.
16. Onsager L. // Phys. Rev. 1931. V. 37. Feb. 15. P. 405.

#### ON THE MAIN ELECTROMAGNETIC PRINCIPLES TEACHING TECHNIQUE

M.V. Davidovich  
Saratov State University

The main electromagnetic principles (theorems) as well as some illusions which are arising under their ignorance or misunderstanding have been considered. The questions which must be accentuated in the teaching have been investigated.

**СИЛА, ЗАВИСЯЩАЯ ОТ КАЧЕСТВА ПОДОШВ**

Б.Р. Галицкий, М.А. Старшов

Саратовский государственный университет

*Галицкий Борис Романович*, студент физического факультета  
*Старшов Михаил Александрович*, доцент, кафедра прикладной физики

Рассматриваются причины, вызывающие равномерное вращение материальной точки в классической механике.

Ошибки и заблуждения тем и сильны, что в них всегда есть своя доля истины.

А.В. НИКИТЕНКО. Т.2, С.19.

Немного более трёх столетий прошло с момента появления работы Христиана Гюйгенса «О центробежной силе» и всё это время неопределённость этого понятия вызывает многочисленные путанные высказывания. Это заметил редактор русского перевода первого тома берклеевского курса физики в примечании: «Вокруг понятия сил инерции часто возникают разногласия. Однако большинству специалистов, по-видимому, ясно, что с этими разногласиями не связано никакой физической проблемы, а речь идет о недоразумениях, возникающих в результате нечеткой терминологии». Если для физиков проблемы нет, в преподавании физики необходима чёткая и единая позиция.

Распространённую точку зрения лучше всех, возможно, выразил когда-то А. СТАСЕНКО, обращаясь к девятиклассникам:

«А как известно, если вы стоите на вращающейся платформе, **КРЕПКО ДЕРЖАТЬСЯ ЗА ЧТО-НИБУДЬ**, вам кажется, что на вас действует сила, направленная по радиусу наружу. Хотя при этом вы вращаетесь вместе с платформой, т.е. двигаетесь по окружности, и, следовательно, имеете ускорение, направленное к центру (центростремительное ускорение). Эта сила, стремящаяся отбросить вас к периферии, как раз и возникла из-за того, что вращающаяся система отсчёта относится к большому классу так называемых неинерциальных систем. Назовём эту силу центробежной силой инерции («...бежной» указывает направление от оси вращения)...» [1].

Замечательна сама мысль о том, что сила возникает из-за отношения к большому классу! Да и соображение о движении по окружности, следствием которого автор явно считает ускорение, впечатляет.

А вы попробуйте перестать «крепко держаться» за что-нибудь, представьте только себе, что та платформа и подошвы вашей обуви стали вдруг абсолютно гладкими! Этот мысленный эксперимент немедленно заставит вас двигаться **ПО КАСАТЕЛЬНОЙ** к той окружности, на которой вы себя видите, а заодно и напомнит о законах ньютоновской механики.

По первому закону тело сохраняет состояние покоя или равномерного прямолинейного движения, пока и поскольку действие **ДРУГИХ ТЕЛ** не

заставит его изменить это состояние. («тело» звучит короче, но по смыслу речь идёт о материальной точке, во времена Ньютона ещё не придуманной).

Второй закон как - будто приучил нас видеть в силе причину изменения скорости материальной точки, следовательно, ускорение появляется в результате действия некоторых других тел, а никак не наоборот!

При равномерном вращении материальной точки её ускорение направлено точно к центру вращения, создаётся поэтому **ЦЕНТРОСТРЕМИТЕЛЬНОЙ СИЛОЙ**, о которой писал уже сам Ньютон. Создаётся такая сила в каждом конкретном случае вращательного движения разными причинами, или природа её может быть различной. На платформе А.Стасенко это сила трения, Луна обращается вокруг Земли довольно давно под действием центростремительной силы, гравитационной по своей природе и т.д.

Но у Ньютона был ещё и третий закон, по которому силы всегда выступают парно, причём обе силы в любом взаимодействии непременно имеют одну природу. Вот та вторая сила во вращательном движении по праву называется центробежной, ибо направлена от центра. Природа этой силы – та же самая сила трения между платформой и вращающимся на ней телом, а есть и гравитационная сила, действующая на Землю со стороны вращающейся вокруг неё Луны. Может это делать, например, электростатическая, кулоновская сила, только не следует говорить так, как обычно заверяют большие физики: «В классической модели атома водорода, по Н. Бору, центробежная сила уравнивается силой кулоновского притяжения между электроном и атомным ядром (протоном)...Ограничимся для простоты круговыми орбитами» [2]. Сколько же грубейших физических ошибок сумел собрать в минимальном объёме замечательный учёный! Центробежную силу нельзя, да и не надо уравнивать, это сила, действующая на ядро, а на электрон действует центростремительная сила, **РОЛЬ КОТОРОЙ В ДАННОМ СЛУЧАЕ ИГРАЕТ КУЛОНОВСКАЯ СИЛА**. Ещё хуже говорить об орбитах в теории Бора, ведь в своей первой работе о спектрах и строении атомов Нильс Бор начинает с доказательства невозможности движения

заряженного тела по замкнутой траектории! Исходя из классической физики, в соответствии с которой движущийся ускоренно заряд непрерывно излучает энергию, а вращательное движение непременно ускоренное, Н. Бор приходит к выводу: «Мы видим, что пользоваться атомной моделью Резерфорда невозможно, если опираться на обычную электродинамику».

Только после этого Бор сформулировал свои неклассические постулаты и просто опробовал их на планетарной модели атома, к которой только что пришёл – из опыта, между прочим! – РЕЗЕРФОРД. В дальнейших выступлениях Бор явно сокращал употребление слова «орбита», и в своей Нобелевской речи говорил только о СОСТОЯНИЯХ ЭЛЕКТРОНА В АТОМЕ.

Тот же А. Стасенко годом ранее использовал своё понимание физики таким примером из космического быта: «...и это покачивание вокруг оси для растений даже очень комфортно: ЦЕНТРОБЕЖНАЯ СИЛА ИНЕРЦИИ создаёт у них иллюзию поля тяготения (правда, переменного), и они в своём росте будут тянуться к оси вращения»[ЗКВАНТ, 1994, №5, С.45].

Примеров неправильного употребления слов «центробежная сила» можно встретить в очень многих физических текстах, не говоря уж о всяких иных. Вот лишь ещё один, другой профессор в том

же Соросовском журнале учит школьников: «для частицы массы  $m$ , обращающейся по стационарной круговой орбите вокруг центральной массы  $M \gg m$ , скорость движения определяется из условия равенства (по модулю) центробежной и гравитационной сил...»[4]. Всё-таки на Луну действует ЦЕНТРОСТРЕМИТЕЛЬНАЯ СИЛА, которая по природе является гравитационной!

Насколько заразительны заблуждения, связанные с понятием «центробежной силы», можно заметить по оценке упомянутой книги Х. Гюйгенса в одном пособии по физике: «Здесь впервые исследовано движение, происходящее под действием силы, отличающейся от силы тяжести, и сделан ещё один шаг после Галилея к открытию связи между силой и ускорением. Сила натяжения нити оказалась пропорциональна ускорению, с которым двигается груз, оторвавшись от неё».[5]. Разве оторвавшийся груз движется с ускорением? И разве сила пропорциональна ускорению, а не совсем наоборот, ускорение определяется действующей силой?

«Вечно повторяемые фразы костенеют в уме, наконец делаются неподвижными убеждениями, и органы воззрения становятся тупы» (А.Герцен).

История показывает, к сожалению, что труднее всего бороться с пережитками и суевериями, так что путаница в центробежных и центростремительных силах сохранится в веках...

#### Библиографический список

1. Стасенко А. //КВАНТ 1995, №5.
2. Крайнов В.П. //Соросовский образовательный журнал, 1998, №4.
3. Стасенко А. //КВАНТ, 1994, №5.
4. Гнедин Ю.Н. //Соросовский образовательный журнал, 1996, №8.
5. Алексеев Г.Н. Энергия и энтропия. М., 1978.

#### A FORCE WHICH DEPENDS ON THE QUALITY OF SOLES

Galitsky B. R., Starshov M. A.

Saratov State University

The paper considers the reasons causing uniform rotation of a material point in classical mechanics

УДК 802/808(082)

#### ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ И ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫЕ ПРОЕКТЫ В ОБУЧЕНИИ ИНОСТРАННОМУ ЯЗЫКУ

И.А. Шаповалова

МОУ «СОШ №31» Кировского района г. Саратова

*Шаповалова Ирина Александровна, учитель английского языка высшей категории*

В статье обсуждаются преимущества и «плюсы» информационных технологий и телекоммуникационных проектов в изучении английского языка. Рекомендуются различные тесты и упражнения, которые помогают студентам учить и улучшать свой английский. Обращается внимание на то, что телекоммуникационные проекты помогают студентам проводить некоторое время в реальном языковом окружении.

Современный мир предъявляет всё более высокие требования к обучению иностранному языку в повседневном общении и профессиональной сфере. Использование информационных технологий раскрывает огромные возможности компьютера как средства обучения. В настоящее время существует большое количество

мультимедийных обучающих программ. Что касается Интернета, то он предоставляет огромные возможности и услуги информационного и коммуникативного характера.

В мультимедийных обучающих программах можно найти разные методические приёмы, которые позволяют проводить ознакомление материала,

тренировку, контроль. Статья посвящена краткому обзору современных методик обучения, основанных на применении информационных технологий.

#### **Упражнения типа «вопрос – ответ».**

Одним из самых распространённых видов упражнений является упражнение «вопрос – ответ». Виды взаимодействия включают множественный выбор и «открытый ответ», когда обучаемый вводит свой ответ через клавиатуру. Такие упражнения успешно используются для закрепления грамматики, лексики.

#### **Конструирование текста.**

На дисплее появляется текст, а затем предлагаются различные упражнения по его восстановлению: расстановка абзацев текста в правильном порядке, расстановка знаков препинания, восстановление слов, обозначенных в тексте точками. Такие упражнения помогают охватить конструирование текста всех уровней: морфемы, слова, словосочетания, предложения, текст из единиц разной сложности.

#### **Работа над произношением.**

Эффективность такой работы с ПК очевидна. Это и звуковоспроизведение, повтор, показ на экране артикуляции органов речи и объяснение, как правильно произносить звук.

#### **Диктант.**

В упражнениях такого режима предлагается ввести через клавиатуру прозвучавшее слово, словосочетание или предложение, причём обязательно один раз.

#### **Интернет.**

Что касается Интернета, то в качестве основы содержания обучения выступают различные виды речевой деятельности – аудирование, говорение, чтение, письмо. Интернет по своим возможностям позволяет практиковаться во всех четырёх видах речевой деятельности. Структура Интернета состоит из нескольких сервисов или служб. Эти службы можно разделить на две группы в соответствии с их функциями – коммуникативной и информационной. К коммуникативным службам относятся: электронная почта, веб-форум, видеоконференция, чат. Информационные службы популярны в преподавании, поскольку они содержат богатые образовательные ресурсы, и они просты в использовании. Отечественный и зарубежный опыт показывает, что использование системы гипермедиа WWW (World Wide Web), поисковых систем, информационных каталогов существенно повышает эффективность обучения английскому языку.

По этой причине современный преподаватель иностранного языка должен уметь хорошо

ориентироваться в огромном количестве мультимедийных учебников и Интернет-ресурсов. Именно они обеспечивают овладение иностранным языком в единстве с культурой его носителей, а также облегчают работу преподавателя и повышают эффективность обучения.

#### **Метод проектов.**

Как компьютер и Интернет, в последнее время всё больше сторонников приобретает и метод проектов. Проектная методика изменяет традиционную аудиторно-урочную систему в сторону гибкости и мобильности, открывает доступ студентам к новейшим технологиям получения информации, даёт возможность преподавателям в рамках одного метода реализовать личностно-ориентированный подход, развивать в студенте творческую личность.

Проектная работа – это организация обучения, при котором студенты под руководством преподавателя создают проекты. Данная работа может занимать одно занятие или несколько. Всё зависит от планируемого результата. Этим результатом может быть – плакат, постер, чертёж, видеофильм, презентация и т.д. Студенты получают задания поискового характера. Это предполагает работу с дополнительной литературой, интервьюирование однокурсников, преподавателей, видео- и фотосъёмку и т.д. Деятельность студентов основывается на групповой работе, которая является не только формой обучения, но и естественным компонентом учебного процесса.

Проектирование – это деятельность, направленная на конкретную тему.

Всё большую популярность приобретают телекоммуникационные проекты на основе сотрудничества разных вузов, городов и стран.

Международные телекоммуникационные проекты уникальны для нас в том отношении, что они дают возможность создать реальную языковую среду. Это проекты, которые организуются в Интернете на основе какой-то общей проблемы, решение которой одинаково интересно для участников разных стран.

Таким образом, компьютерные технологии могут помочь преподавателю в обучении различным видам речевой деятельности, существенно совершенствуют процесс преподавания иностранного языка, обладая следующими преимуществами перед традиционными методами: информационная ёмкость, интенсификация самостоятельной работы каждого студента, повышение познавательной активности студентов.

#### **Библиографический список**

1. Современные теории и методы обучения иностранным языкам. Материалы второй Международной научно-практической конференции «Языки мира и мир языка». М., 2006.
2. Попова Г.С., Нигматуллова Э.Ф. Информационные технологии в обучении английскому языку. М., 2006.
3. Резцова С.А. Телекоммуникационные проекты в обучении английскому языку. М., 2006.

## INFORMATION TECHNOLOGIES AND TELECOMMUNICATIVE PROJECTS IN TEACHING ENGLISH

Shapovalova I.A.

Saratov secondary school №31

The advantages and «pluses» of information technologies and telecommunicative projects in studying English are discussed. A lot of different tests and exercises which can help students to learn and improve their English is recommended. Focus is made on telecommunicative projects, which help students to spend some time in real language environment.

УДК 530 (075.8)

### О МЕТОДЕ И РЕЗУЛЬТАТАХ ГРАДУИРОВКИ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ЗОНДОВ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО СТЕНДА

В.А. Овчинников

Саратовский государственный университет

*Овчинников Вячеслав Александрович, инженер*

Обосновывается необходимость периодической градуировки измерительных зондов аэродинамического стенда в учебной лаборатории. Представлены методика и результаты проведения такой градуировки.

На кафедре прикладной физики Саратовского государственного университета в учебном процессе используется аэродинамический стенд ТМЖ-1м, разработанный и рекомендованный к использованию в вузах АО «Росучприбор» и кафедрой гидромеханики и гидромашин Московского энергетического института [1,2]. В состав стенда входят восемь модулей (воздушных приемников), которые используются при проведении лабораторных работ, предназначенных для исследования процессов аэродинамики [2]: «Потери напора по длине в круглой трубе», «Потери напора по длине в прямоугольном канале», «Потери напора на внезапном расширении», «Потери напора на внезапном сужении», «Обтекание круглого цилиндра», «Обтекание крылового профиля», «Начальный и стабилизированный участок трубы», «Течение в диффузоре» и др.

Модули представляют собой трубы прямоугольного или круглого сечения. Каждый модуль имеет на одном конце фланец для подсоединения к всасывающему воздухопроводу аэродинамического стенда, на другом конце (входном) – направляющий корпус для установки цилиндрического зонда (гидродинамической трубки), необходимого для измерения скорости потока, создаваемого модулем. Зонд представляет устройство, схематически показанное на рис.1. В рабочей части зонда имеются отверстия 3 и 4, расположенные противоположно друг к другу. Отверстия с помощью соответствующих капилляров соединены со штуцерами 1 и 2 (каждое со своим).

По величине перепада давлений, измеряемых со штуцеров зонда, определяется скорость потока. Кривая зависимости скорости потока от величины перепада давлений, вместе со свидетельством о поверке, прилагается к каждому зонду. Каждый из пяти зондов используется в нескольких лабораторных работах. Поверка и градуировка зондов производится в ГУ ГОСНИЦ ЦАГИ Испытательный центр «Аэроакустика», межповерочный интервал один год.

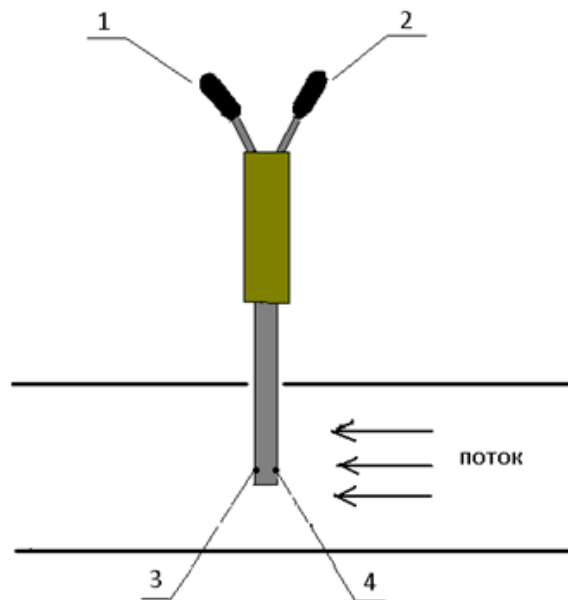


Рис. 1

Интенсивное использование зондов в учебном процессе может привести к загрязнению отверстий и капиллярных трубок зондов. Не исключены механические повреждения зондов (деформация капиллярных трубок). Всё это влечёт за собой отклонение измеренной величины скорости потока от её истинного значения. В данной статье предлагается метод оценочной градуировки зондов в межповерочный интервал и приводятся результаты экспериментального определения кривой зависимости скорости потока от величины перепада давлений в условиях учебной лаборатории.

Для проведения градуировки зондов был создан специальный макет воздушного приемника, изображённый на рис. 2.

Из листа оргстекла толщиной 11 мм был изготовлен фланец размером 370x290 мм с отверстиями под шпильки для крепления макета к аэродинамическому стенду. В центре фланца имеется отверстие, в которое помещается и жёстко крепится конец пластиковой трубы с внутренним



## ОБРАЗОВАНИЕ

диаметром 28 мм, толщиной стенки 2 мм и длиной 500 мм. Для обеспечения герметичности соединения трубы с фланцем используется клей «герметик». На входе воздушного приемника имеется отверстие, обеспечивающее размещение в трубе рабочей части зондов.

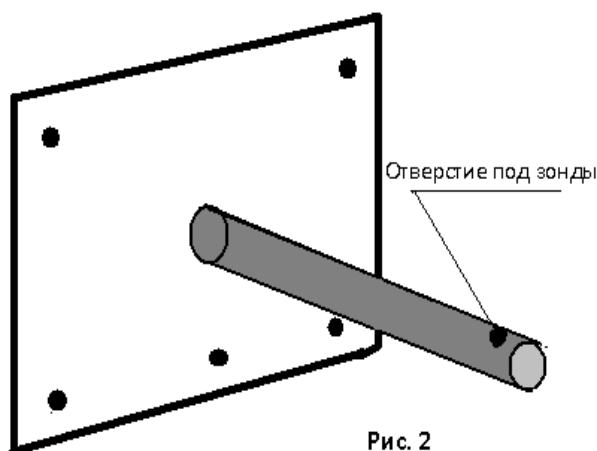


Рис. 2

В средней части всасывающего воздухопровода аэродинамического стенда имеется регулятор расхода воздуха, выполненный в виде дроссельной заслонки и позволяющей плавно изменять расход воздуха (десять фиксируемых положений заслонки) в пределах необходимых диапазонов скоростей потока, формирующегося в стандартных модулях. Для обеспечения необходимого диапазона скоростей потока в разработанном измерительном модуле на его входе помещено сужающее устройство, размеры которого подобраны опытным путём.

Определение скорости потока на входе измерительного макета проводилось методом прямых измерений. Для этого был применён термоанемометр testo-425, изготовленный немецкой фирмой «testo», заводской номер №00974000, с диапазоном измерения скорости потока 0 - 20 м/с. Класс точности анемометра обеспечивает погрешность измерений не выше  $\pm(0,05 \text{ м/с} + 5\% \text{ ИВ})$ .

Измерения проводились в следующем порядке. После закрепления фланца измерительного макета на стенде в отверстие под зонды (см. рис. 2) помещался измерительный зонд термоанемометра. Скорость потока на входе макета измерялась при десяти фиксируемых положениях дроссельной заслонки стенда, обеспечивающей изменение расхода воздуха, а следовательно и скорости потока. Затем в отверстие под зонды помещались рабочие части градуировочных зондов. Измерение величин давления на штуцерах каждого зонда проводилось помощи микроанометра ММН – 2400 (входит в комплект стенда). Полученные данные позволили построить градуировочные графики, то есть кривые зависимости скорости потока от перепада давлений для каждого зонда. Указанные кривые для трёх зондов приведены на рис. 3-5.

По оси абсцисс на этих рисунках отложена величина перепада давлений в Па, по оси ординат - скорость потока в м/с.

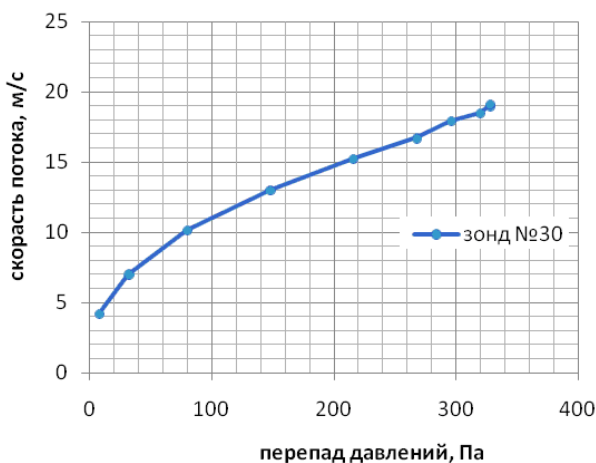


Рис.3.

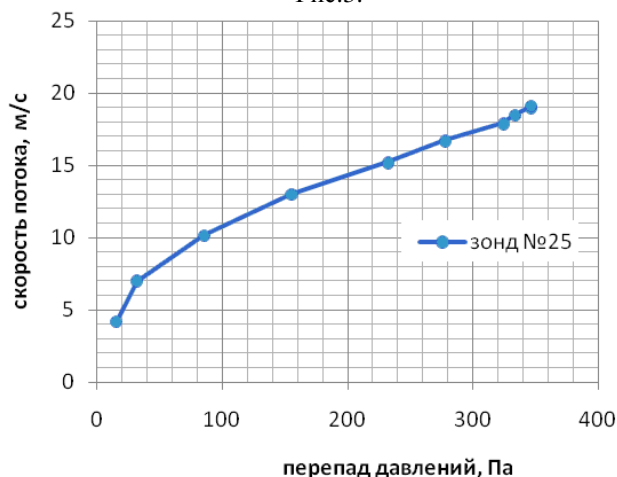


Рис.4.

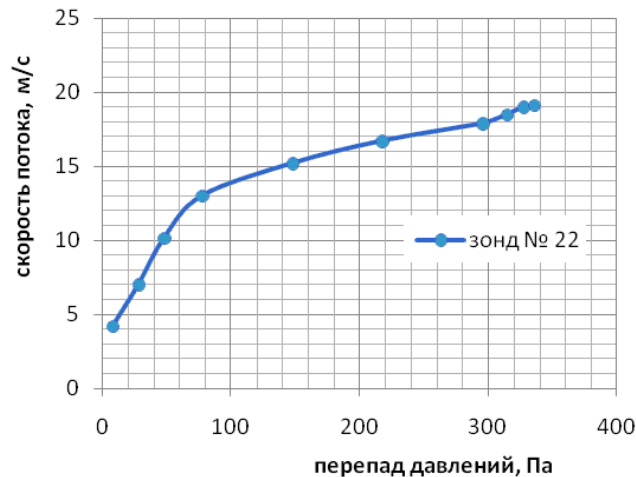


Рис. 5.

Сопоставление экспериментальных данных, представленных на рисунках 3-5, показывает, что градуировочные кривые стандартных измерительных зондов, прилагаемых к аэродинамическому стенду ТМЖ-1м, могут заметно отличаться. Таким образом, при подготовке к проведению достаточно точных измерений градуировочные кривые должны быть получены для каждого зонда.

Практика применения разработанного специального измерительного макета воздушного приемника показала, что он, в принципе, может быть использован для постановки отдельной

лабораторной работы, посвящённой градуировке измерительных зондов. Выполнение такой лабораторной работы будет способствовать

приобретению учащимися навыков аэродинамических исследований.

#### Библиографический список

1. Стенд аэродинамический универсальный (модернизированный) ТМЖ 1М. Паспорт ТМЖ 1М ПС. Российское научно-производственное объединение «Роснаучприбор». Акционерное общество «Интос». М., 1997.
2. Емцев Б.Т., Филатов С.В. Руководство к использованию в учебном процессе универсального лабораторного аэродинамического стенда ТМЖ-1м. Российское научно-производственное объединение «Роснаучприбор». Акционерное общество «Интос». Московский энергетический институт (технический университет). М., 2001.

#### ABOUT A METHOD AND RESULTS OF CALIBRATION OF THE AERODYNAMICS RACK MEASURING PROBES

Ovchinnikov V.A.

Saratov State University

The necessity of periodic calibration of aerodynamics rack measuring probes in laboratory practice is founded. A method and results of such calibration are represented.



## ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

УДК 621.382.01

### ПРОСТОЙ РАСЧЁТ СПЕКТРА ГЕНЕРАЦИОННО-РЕКОМБИНАЦИОННОГО ШУМА

А.С. Шаповалов, Л.М. Минкин, И.А. Шаповалова

Саратовский государственный университет

*Шаповалов Александр Степанович*, д.ф.-м.н., профессор кафедры прикладной физики

*Шаповалова Ирина Александровна*, сотрудник ОМФ НИИЕН СГУ

Портландский государственный университет, США

*Минкин Леонид Моисеевич*, профессор

Предлагается простой расчёт спектральной плотности генерационно-рекомбинационного шума в полупроводниках. Расчёт основан на применении теоремы Кемпбелла.

Важным источником шума в полупроводниках и полупроводниковых приборах является генерационно-рекомбинационный шум [1-6]. Теоретическому и экспериментальному исследованию этого явления посвящено значительное количество работ отечественных и зарубежных авторов [1-10].

Ввиду высокой теоретической и практической значимости генерационно-рекомбинационного шума расчет его спектральной плотности, как правило, входит в программы общих и специальных курсов по статистической электронике, шумам и флуктуациям в электронных приборах. Расчёты указанного спектра и других статистических характеристик, представленные в известных источниках [1-6], часто вызывают у учащихся определённые затруднения, особенно на этапе получения и обоснования автокорреляционной функции. По этой причине в данной работе приводится простой расчёт спектра генерационно-рекомбинационного шума, основанный на применении теоремы Кемпбелла и соотношений Хинчина-Винера.

Генерационно-рекомбинационный шум в полупроводниках возникает вследствие флуктуаций  $\delta N$  числа свободных носителей заряда  $N$  относительно некоторого равновесного значения  $N_0$ , обусловленных эффектами генерации и рекомбинации числа носителей. Обычно случайную функцию  $\delta N = \delta N(t)$  условно считают непрерывной функцией времени. Поставленная задача состоит в расчёте спектральной плотности этой функции  $S_{\delta N}(\omega)$  ( $\omega$  – круговая частота).

Воспользуемся следующей математической моделью флуктуаций  $\delta N(t)$ . Предположим, что в полупроводниковом образце в момент времени  $t_k$  вследствие случайного характера генерационно-рекомбинационных процессов возникает  $a_k$  неравновесных носителей. Как известно [11], с течением времени их число  $\delta N_k(t)$  будет спадать по экспоненциальному закону

$$\delta N_k = a_k e^{-\frac{t-t_k}{\tau}}, \quad (1)$$

где  $\tau$  – время жизни избыточных носителей заряда. Исходя из физических соображений, естественно считать, что последовательность флуктуационных импульсов (1) представляет стационарный пуассоновский поток событий, следующих с некоторой частотой  $\nu$ . Следовательно, результирующие флук-

туации числа свободных носителей заряда  $\delta N(t)$  опишутся суперпозицией указанных импульсов [2]

$$\delta N(t) = \sum_k a_k e^{-\frac{t-t_k}{\tau}}. \quad (2)$$

Будем полагать, что случайные величины  $a_k$  являются алгебраическими и распределёнными по одному и тому же закону. В [2] они условно называются амплитудами импульсов. Математическое ожидание амплитуд импульсов, очевидно, следует принять равным нулю, а независимые случайные моменты возникновения импульсов  $t_k$  считать распределёнными по закону равномерной плотности.

В рамках этой математической модели процесса математическое ожидание  $M\{\delta N\}$ , дисперсия  $D\{\delta N\}$  и автокорреляционная функция  $R_{\delta N}(u)$  флуктуаций числа свободных носителей заряда могут быть записаны на основе теоремы Кемпбелла таким образом:

$$M\{\delta N\} = \nu \bar{a} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(t) dt, \quad (3)$$

$$D\{\delta N\} = \nu \bar{a}^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi^2(t) dt, \quad (4)$$

$$R_{\delta N}(u) = \nu \bar{a}^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(t) \varphi(t+u) dt, \quad (5)$$

где

$$\varphi(t) = \begin{cases} e^{-\frac{t}{\tau}} & \text{при } t \geq 0, \\ 0 & \text{при } t < 0 \end{cases}. \quad (6)$$

$\varphi(t)$  – функция формы импульса;  $\bar{a}$  – математическое ожидание амплитуды импульса;  $\bar{a}^2$  – математическое ожидание квадрата амплитуды;  $u$  – разность моментов времени.

По условию задачи  $\bar{a} = 0$  и, следовательно,  $M\{\delta N\} = 0$ . Подставив (6) в (4), (5) и выполнив интегрирование, получим

$$D\{\delta N\} = \nu \bar{a}^2 \frac{\tau}{2}, \quad (7)$$

$$R_{\delta N}(u) = \nu \bar{a}^2 \frac{\tau}{2} e^{-\frac{|u|}{\tau}}, \quad (8)$$

Двухсторонняя спектральная плотность флуктуаций числа носителей  $S_{\delta N}(\omega)$  является преобразованием Фурье от автокорреляционной функции

$$S_{\delta N}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{\delta N}(u) e^{-j\omega u} du. \quad (9)$$

Подстановка (8) в (9) и интегрирование последнего приводят к следующему выражению для генерационно-рекомбинационного спектра числа носителей

$$S_{\delta N}(\omega) = \frac{\nu a^2}{2\pi} \frac{\tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (10)$$

В принципе поставленную задачу можно считать решённой. Однако обычно соотношения (8),(10) для автокорреляционной функции и спектральной плотности записывают через дисперсию числа носителей. Кроме того, часто в качестве конечного результата расчёта приводится спектральная плотность флуктуаций тока образца. Поэтому есть смысл привести дополнительные выражения для указанных статистических характеристик.

Обозначим для краткости  $D\{\delta N\} = \overline{\delta N^2}$ . В соответствии с (7)

$$\nu a^2 = \frac{2}{\tau} \overline{\delta N^2}. \quad (11)$$

Подстановка (11) в (8) и (10) приводит к известным выражениям [1,3,4] для автокорреляционной функции и спектральной плотности числа носителей

$$R_{\delta N}(u) = \overline{\delta N^2} e^{-\frac{|u|}{\tau}}$$

$$S_{\delta N}(\omega) = \frac{\overline{\delta N^2}}{\pi} \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (12)$$

Используя (12), выражение для спектра флуктуаций тока можно записать на основе следующих соображений. Если средние значения тока и числа носителей в образце равны соответственно  $I_0$  и  $N_0$ , то ток, обусловленный движением одного носителя заряда, составляет  $I_0/N_0$ . Следовательно, флуктуации тока  $\delta I$  и числа носителей  $\delta N$ , а также спектральные плотности флуктуаций тока  $S_I(\omega)$  и числа носителей  $S_N(\omega)$ , связаны соотношениями [1,3]

$$\delta I = \frac{I_0}{N_0} \delta N,$$

$$S_I(\omega) = \frac{I_0^2}{N_0^2} S_{\delta N}(\omega). \quad (13)$$

Таким образом, согласно (12) и (13) спектральная плотность флуктуаций тока может быть представлена так:

$$S_I(\omega) = \frac{I_0^2}{\pi N_0^2} \overline{\delta N^2} \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (14)$$

В литературных источниках, посвящённых шумам и флуктуациям, наряду с двухсторонней спектральной плотностью  $S_I(\omega)$  [6], задающейся на всей оси  $\omega$ , используется физическая спектральная плотность  $W_i(f)$ , которая задается только для положительных значений частоты  $f = \omega/2\pi$  и равна

$$W_i(f) = \begin{cases} 4\pi S_I(2\pi f) & \text{при } f \geq 0, \\ 0 & \text{при } f < 0. \end{cases} \quad (15)$$

В соответствии с выражениями (14),(15) физическая спектральная плотность флуктуаций тока, вызванных генерационно-рекомбинационным эффектом, запишется так:

$$W_i(f) = 4 \frac{I_0^2}{N_0^2} \overline{\delta N^2} \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (16)$$

Выражение (16) точно совпадает с известным результатом, представленным в [1,3] и других источниках.

Привлекательной чертой изложенного расчёта являются не только простота и наглядность. Используемый подход позволяет вскрыть структуру выражения для дисперсии числа частиц, то есть связь дисперсии с параметрами  $\overline{a^2}$ ,  $\nu$ ,  $\tau$  пуассоновского потока событий, моделирующего процесс возникновения флуктуаций. Знание этой связи представляет существенный интерес. Это обстоятельство выгодно отличает приведённый метод расчёта от подхода, использованного в [3] и других работах.

### Библиографический список

1. Лукьянчикова Н.Б. Флуктуационные явления в полупроводниках и полупроводниковых приборах. М., 1990.
2. Букингем М. Шумы в электронных приборах и системах. М., 1986.
3. Ван дер Зил А. Шумы при измерениях. М., 1979.
4. Ван дер Зил А. Флуктуационные явления в полупроводниках. М., 1961.
5. Ван дер Зил А. Флуктуации в радиотехнике и физике. М., 1958.
6. Шумы в электронных приборах. Под редакцией Смуплина Л.Д. и Хауса Г.А. М.-Л., 1964.
7. Hoffmann H.J., Sohn W. Analysis of Localized Levels in Semiconducting CdS from Generation-Recombination Noise Spectra // Phys. Stat. Solid A. – 1977.-Vol. 44, № 1.- P. 237-246.
8. Hoffmann H.J., Huber E. Generation-Recombination Noise and Defect Levels in Semiconducting CdSe Crystals // Physica (B+C). – 1981.-Vol. 111, № 2,3.- P. 249-256.
9. Bosman G., Zijlstra R.J.J. Generation-Recombination Noise in p-type Silicon // Solide-State Electron. – 1982. – Vol. 25, № 4. - P. 273-280.
10. Van Rheenen A.D., Bosman G., Van Vliet C.M. Decomposition of Generation-Recombination Noise Spectra in Separate Lorentzians // Solide-State Electron. – 1985. – Vol. 28, № 5. - P. 457-463.
11. Епифанов Г.И., Мома Ю.А. Твёрдотельная электроника. М. 1986.

**THE SIMPLE CALCULATION  
OF THE GENERATION-RECOMBINATION NOISE SPECTRUM**

<sup>1</sup>A.S. Shapovalov, <sup>2</sup>L.M. Minkin, <sup>1</sup>I.A. Shapovalova

<sup>1</sup>Saratov State University

<sup>2</sup>Portland State University, USA

A simple calculation of the generation-recombination noise spectral density in semiconductors is proposed. The calculation is based on use of the Campbell's theorem.

УДК 621.382.01

**О КОРРЕКЦИИ СИНТЕЗА ФЛИККЕР-СПЕКТРА**

А.С. Шаповалов, Л.М. Минкин, С.А. Шаповалов

Саратовский государственный университет

*Шаповалов Александр Степанович*, д.ф.-м.н., профессор кафедры прикладной физики

Портландский государственный университет, США

*Минкин Леонид Моисеевич*, профессор

Саратовское электроагрегатное производственное объединение

*Шаповалов Степан Александрович*, инженер

Уточняется расчёт спектральной плотности фликкер-шума для модели Мак Уортера. Показано, что корректный синтез фликкер-спектра требует применения распределения времени жизни свободных носителей заряда по закону обратных квадратов.

Фликкер-шум наблюдается практически во всех электронных приборах и физических системах [1-5]. Несмотря на то, что он был открыт Джонсоном ещё в 1925 году, причины его возникновения не известны до сих пор. Противоречивость экспериментальных данных о фликкер-шуме позволяет сосуществовать множеству точек зрения на его природу [1]. Различные научные школы дают противоположные ответы на такие вопросы как: это объёмный эффект или поверхностный, обусловлен он флуктуациями числа свободных носителей заряда или флуктуациями подвижности носителей, стационарный или нестационарный и т.д. В такой ситуации особый интерес представляют математические модели случайных процессов, имеющих фликкерный спектр, так как анализ их математического описания может пролить свет на физическую природу фликкерных флуктуаций. Среди математических моделей фликкер-шума наиболее широкое признание получила модель Мак-Уортера [4], в рамках которой фликкерный спектр получается методом синтеза генерационно-рекомбинационных спектров, соответствующих различным значениям характерной постоянной времени (времени жизни носителей). В адрес этой модели было сделано ряд критических замечаний [1,5]. Это означает, что подход, использованный в данной модели, нуждается в дальнейшем развитии и совершенствовании.

С физической точки зрения модель фликкер-шума в полупроводниках Мак-Уортера является моделью поверхностных ловушек. С математической точки зрения она представляет собой развитие модели генерационно-рекомбинационного шума. Её отправной точкой является предположение о том, что постоянная времени ловушек  $\tau$  (эту величину называют также постоянной захвата, временем жизни избыточного носителя заряда) является случай-

ной величиной, и известный спектр генерационно-рекомбинационного шума при наличии поверхностных ловушек следует считать условным. В качестве условного спектра используется известное выражение для физической спектральной плотности  $W_{i\text{cond}}(f)$  генерационно-рекомбинационного шума [1-4], в котором дисперсия числа свободных носителей заряда, очевидно, также должна считаться условной

$$W_{i\text{cond}}(f) = 4 \frac{I_o^2}{N_o^2} D_{\text{cond}}\{\delta N\} \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (1)$$

Здесь  $f$  - частота,  $\omega = 2\pi f$  - круговая частота,  $I_o$  - постоянная составляющая тока полупроводникового образца,  $N_o$  - полное число свободных носителей заряда в образце,  $D_{\text{cond}}\{\delta N\}$  - условная дисперсия числа носителей, то есть дисперсия найденная при условии, что постоянная времени принимает фиксированное значение  $\tau$ .

Для получения безусловной спектральной плотности указанный спектр следует усреднить по всем возможным значениям  $\tau$ . Если предположить, что дисперсия  $D_{\text{cond}}\{\delta N\}$  числа носителей не зависит от  $\tau$ , и величина  $\tau$  распределена по усечённому гиперболическому закону, то усреднение (1) по  $\tau$  приводит к фликкерному спектру.

В действительности предположение о независимости дисперсии от  $\tau$  в общем случае не является корректным, а синтез фликкерного спектра, приведённый практически во всех классических работах, справедлив только в том случае, когда принимается постулат о независимости  $D_{\text{cond}}\{\delta N\}$  от  $\tau$ , что физически трудно обосновать.

Зависимость дисперсии  $D_{\text{cond}}\{\delta N\}$  от  $\tau$  легко обнаруживается, если  $D_{\text{cond}}\{\delta N\}$  рассчитывается на основе теоремы Кэмпбелла [1]. Статистический рас-

чѐт, основанный на усреднении по ансамблю флуктуирующих систем и приведѐнный, например, в [2], не вскрывает структуру зависимости дисперсии и автокорреляционной функции флуктуаций числа носителей от параметров потока событий, который формируется последовательностью флуктуационных импульсов. Если полагать, что указанный поток является стационарным пуассоновским потоком импульсов экспоненциальной формы, что вполне естественно, то в соответствии с теоремой Кэмпбелла условная дисперсия и автокорреляционная функция числа носителей имеют вид [6]

$$D_{cond} \{ \delta N \} = \nu a^2 \frac{\tau}{2}, \tag{2}$$

$$R_{\delta N cond}(u) = \nu a^2 \frac{\tau}{2} e^{-\frac{|u|}{\tau}}, \tag{3}$$

а условная физическая спектральная плотность, соответствующая выражению (3), равна

$$W_{i cond}(f) = \frac{2I_o^2}{N_o^2} \nu a^2 \tau \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2}. \tag{4}$$

Здесь  $\nu$  – средняя частота следования импульсов;  $\overline{a^2}$  – математическое ожидание квадрата случайной амплитуды флуктуационного импульса;  $u$  – разность моментов времени. Подстановка выражения (2) в (4) приводит к соотношению (1). Однако дисперсия числа частиц в этом соотношении является условной и зависящей от величины  $\tau$ .

Если величина  $\tau$  распределена по закону  $g(\tau)$ , то её среднее значение  $\overline{\tau}$ , безусловная дисперсия  $D\{\delta N\}$  числа носителей и спектральная плотность флуктуаций тока  $W_i(f)$  определяются равенствами

$$D\{\delta N\} = \nu a^2 \frac{\overline{\tau}}{2}, \tag{5}$$

$$W_i(f) = \frac{2I_o^2}{N_o^2} \nu a^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} g(\tau) d\tau, \tag{6}$$

$$\overline{\tau} = \int_{-\infty}^{+\infty} \tau g(\tau) d\tau, \tag{7}$$

Из выражения (4),(6) следует, что для синтеза фликкер-спектра необходимо предположить не усечѐнное гиперболическое распределение величины  $\tau$ , а распределение по усечѐнному закону обратных квадратов

$$g(\tau) = \begin{cases} \frac{\tau_1 \tau_2}{\tau_2 - \tau_1} \frac{1}{\tau^2} & \text{при } \tau_1 \leq \tau \leq \tau_2, \\ 0 & \text{при } \tau \leq \tau_1, \tau \geq \tau_2, \end{cases} \tag{8}$$

где  $\tau_1, \tau_2$  – соответственно наименьшее и наибольшее значения времени жизни носителей (постоянной времени). Согласно (5),(7) и (8) среднее значение времени жизни носителя составляет

$$\overline{\tau} = \frac{\tau_1 \tau_2}{\tau_2 - \tau_1} \ln \frac{\tau_2}{\tau_1},$$

а безусловная дисперсия числа носителей равна

$$D\{\delta N\} = \frac{\nu a^2}{2} \frac{\tau_1 \tau_2}{\tau_2 - \tau_1} \ln \frac{\tau_2}{\tau_1}. \tag{9}$$

Подставив (8) в (6) и выполнив интегрирование, получим следующее выражение для безусловной спектральной плотности

$$W_i(f) = 2 \frac{I_o^2}{N_o^2} \nu a^2 \frac{\tau_1 \tau_2}{\tau_2 - \tau_1} \frac{1}{\omega} (\arctg \omega \tau_2 - \arctg \omega \tau_1)$$

Через безусловную дисперсию  $D\{\delta N\}$ , которая определяется соотношением (9), это результат запишется так:

$$W_i(f) = 4 \frac{I_o^2}{N_o^2} D\{\delta N\} \frac{1}{\ln \frac{\tau_2}{\tau_1}} \frac{1}{\omega} (\arctg \omega \tau_2 - \arctg \omega \tau_1). \tag{10}$$

Как и в расчѐтах, представленных в [1,2], при

$$\omega \tau_2 \gg 1 \quad (\arctg \omega \tau_2 \cong \frac{\pi}{2}) \quad \text{и} \quad 0 < \omega \tau_1 \ll 1$$

( $\arctg \omega \tau_1 \cong 0$ ) спектральная плотность (10) принимает фликкерный вид

$$W_i(f) = \frac{I_o^2}{N_o^2} \frac{D\{\delta N\}}{\ln \frac{\tau_2}{\tau_1}} \frac{1}{f}. \tag{11}$$

Полученный результат целесообразно записать в обозначениях работы [2]. Обозначим безусловную дисперсию числа свободных носителей  $D\{\delta N\}$  символом  $\overline{\delta N^2}$ . При пуассоновском распределений числа свободных носителей  $\overline{\delta N^2} = N_o$ . В общем же случае, как и в [2], предположим, что  $\overline{\delta N^2} = \beta N_o$ ,

где  $\beta$  – постоянная величина, зависящая от закона распределения числа носителей. Обозначив

$$\alpha = \frac{\beta}{\ln \frac{\tau_2}{\tau_1}},$$

соотношение (11) можно представить в виде

$$W_i(f) = \frac{\alpha I_o^2}{N_o} \frac{1}{f}. \tag{12}$$

По виду конечный результат расчѐта (12) точно совпадает с аналогичным выражением, приведѐнным в [2] и других литературных источниках. Однако совпадение результатов по форме не означает, что они совпадают по содержанию. В работе [2] величина  $\overline{\delta N^2}$ , содержащаяся в коэффициенте  $\alpha$ , в действительности представляет собой условную дисперсию, а в данном расчѐте – безусловную. В работе [2] принимается гиперболический закон распределения  $\tau$ , а в данном расчѐте – закон обратных квадратов. Корректный расчѐт безусловного спектра флуктуаций тока, учитывающий зависимость условной дисперсии от времени жизни носителей и соответствующий гиперболическому закону распределения  $\tau$ , не приводит к фликкерному спектру.

Таким образом, существующее физическое обоснование [1-4] закона распределения  $\tau$  нуждается в соответствующей корректировке, которая будет способствовать дальнейшему развитию представлений о физическом механизме возникновения фликкер-шума.

**Библиографический список**

12. 1 Букингем М. Шумы в электронных приборах и системах. М., 1986.
13. 2 Ван дер Зил А. Шумы при измерениях. М., 1979.
14. Ван дер Зил А. Шум. Источники, описание, измерения. М.1973.
15. McWhorter A.L. Semiconductor Surface Physics. University of Pennsylvania Press, Philadelphia. 1956.
16. Шаповалов А.С. О возможности развития модели фликкер-шума Мак-Уэртера.//Вопросы электроники СВЧ. Саратов, 1985. Вып. 15. С. 54-58.
17. Шаповалов А.С., Минкин Л.М., Шаповалова И.А. Простой расчёт спектра генерационно-рекомбинационного шума. // Вопросы прикладной физики. Саратов, 2009. Вып. 16.

**ABOUT CORRECTION OF THE FLICKER-SPECTRUM SYNTHESIS.**

<sup>1</sup>A.S.Shapovalov, <sup>2</sup>L.M.Minkin, <sup>3</sup>S.A. Shapovalov

<sup>1</sup>Saratov State University,

<sup>2</sup>Portland State University, USA

<sup>3</sup>Saratov Electric Aggregate Production Firm

The calculation of the flicker-noise spectral density for McWhorter's model is elaborated. It is shown that the correct synthesis of the flicker-spectrum demands application of the free charge carrier lifetime distribution according to the law of reversed squares.



## ВЫЧИСЛЕНИЕ ТРАЕКТОРИИ ДВИЖЕНИЯ ФОТОНА В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ МЕТОДАМИ ВАРИАЦИОННОГО ИСЧИСЛЕНИЯ

Г.Е. Гарбер

Саратовский государственный университет

*Гарбер Георгий Евгеньевич, garber@mail.saratov.ru*

Дается чисто физическое объяснение релятивистской теории тяготения без тензорного формализма. Задача об отклонении светового луча в гравитационном поле решается на основе обобщения вариационных принципов Ферма и Гамильтона. Вещественное криволинейное пространство Римана–Минковского строится естественным путем с использованием этого обобщенного принципа. Фундаментальная дифференциальная форма, определяющая геометрию криволинейного пространства, выводится из него без дополнительных постулатов. Уравнения для траектории фотона также вычисляются и описывают геодезические линии в смысле Минковского в четырехмерном пространстве. Наконец, вычисляется решение задачи в виде гиперболической траектории в обычном трехмерном пространстве.

После открытия фотона А. Эйнштейн предположил, что в гравитационном поле новая частица ведет себя так же, как и другие элементарные частицы. Поэтому в гравитационном поле световой луч должен отклоняться. Предсказанное явление было экспериментально подтверждено А. Эддингтоном. Для теоретического объяснения отклонения светового луча применяется общая теория относительности А. Эйнштейна [1, 2, 3]. Но в настоящее время эта теория имеет абстрактную, чисто математическую форму тензорного исчисления и геометрии риманова пространства [1, 2]. С физикой её связывает только неочевидный постулат, что все частицы в гравитационном поле движутся по геодезическим линиям. Физическое объяснение и логический анализ рассматриваемого явления отсутствуют, а результат дается сразу в готовом виде. Принятый в общей теории относительности обратный порядок изложения очень похож на подгонку решения задачи под заранее известный результат. Формальный подход мало понятен и не представляет интереса для обычных физиков, не являющихся узкими специалистами в этой области, и сильно отличается от простого и ясного закона всемирного тяготения Ньютона.

Необходимо добавить, что подобный обратный и искусственный порядок изложения приводит к математически некорректным утверждениям. Используемые в физике криволинейные пространства в действительности не являются римановыми, потому что в бесконечно малой окрестности риманово пространство является евклидовым. Фундаментальная дифференциальная форма, которая в физике называется элементом [4], напротив, не является положительно определенной эллиптической формой, а представляет собой гиперболическую форму сигнатуры 2. Поэтому в общей теории относительности применяются псевдоримановы пространства и, строго говоря, псевдо-геодезические кривые.

Решение задачи прямого вычисления траектории фотона в гравитационном поле позволяет дать физическое объяснение и ввести четырехмерное криволинейное пространство как естественное обобщение векторного пространства Минковского.

Р. Фейнман отметил, что основные формулы электродинамики полностью аналогичны формулам гидродинамики [5, с. 236]. Волновые уравнения выводятся из уравнений Максвелла, которые основаны на понятиях и определениях векторного анализа: поток, дивергенция, циркуляция, взятых из теории течения жидкости [6]. Поэтому электромагнитные волны могут рассматриваться как движение множества частиц, подобно движению жидкости, в форме потока фотонов. Количество фотонов легко найти, разделив полную энергию волны на энергию одного фотона:  $E_f = h\nu$ .

В соответствии с корпускулярной гипотезой И. Ньютона и квантовой теорией электромагнитного поля А. Эйнштейна, каждый фотон – это локализованная в пространстве микроскопическая частица, подобная частице воды, молекуле. И, наоборот, не нужно приписывать единичной частице несуществующие волновые свойства, в соответствии с правилом Ньютона: «Не должно принимать в природе иных причин сверх тех, которые истинны и достаточны для объяснения явлений». Поэтому фотон можно рассматривать как обычную частицу с определенной траекторией, конечной энергией, и наглядно представить в виде светового пятнышка, солнечного зайчика бесконечно малого диаметра. А волновые свойства (интерференцию и дифракцию) имеет только совокупность большого числа частиц.

Важная особенность единичного фотона состоит в том, что эта частица не имеет массы. Действительно, рассмотрим величину энергии частицы в релятивистской механике [4]

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, E_f = h\nu \quad (1)$$

Если скорость частицы стремится к скорости света:  $v \rightarrow c$ , и  $m \neq 0$ , то  $E \rightarrow \infty$ , что противоречит конечной величине энергии фотона (1). Отсюда следует, что масса фотона равна нулю:  $m_f = 0$ . Этот факт делает невозможным прямое применение закона всемирного тяготения Ньютона

$$F = \gamma \frac{mM}{r^2} \quad (2)$$

где  $m=m_f$ ,  $M$  и  $r$  – масса и расстояние до центрального тела.

Возникшую трудность можно обойти, применив центральный закон оптики – принцип наименьшего времени или принцип Ферма [7]. Согласно этому закону, свет распространяется по такой траектории, для которой время движения минимально. Но в релятивистской механике вместо обычного времени применяется собственное время частицы. Действительно, обычное время зависит от системы координат, и только собственное время частицы является инвариантной величиной. Собственное время имеет физический смысл – это время в начальной точке системы координат, движущейся вместе с частицей. Для перехода к движущейся системе координат применяется преобразование Лоренца в дифференциальной форме [4]

$$dx' = \frac{dx - v_s dt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, dt' = \frac{dt - \frac{v_s dx}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3)$$

где  $v_s$  – скорость системы координат,  $\beta = v_s/c$ .

Величину собственного времени находим, подставив в первое уравнение (3)  $dx' = 0$  и положив  $v_s = v$

$$d\tau \equiv dt' = dt \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, v = \frac{dx}{dt} \quad (4)$$

Принцип Ферма устанавливает, что интеграл собственного времени (4) при движении частицы вдоль траектории минимален, а его вариация равна нулю

$$\delta \mathcal{I} = \delta \int_{t_0}^{t_1} d\tau = c^{-1} \delta \int_{t_0}^{t_1} \sqrt{c^2 dt^2 - \sum_1^3 (dx^i)^2} = 0 \quad (5)$$

где  $x^1 = x$ ,  $x^2 = y$ ,  $x^3 = z$ .

Таким образом, определение траектории фотона естественным путем приводит к решению вариационной задачи на основе принципа Ферма. При этом вводится основная дифференциальная форма, которая определяет геометрию для линейного векторного пространства Минковского. Уравнение (5) можно переписать, опустив множитель  $c^{-1}$ , в виде:

$$\delta \int_{t_0}^{t_1} \sqrt{F_1(\dot{x}, \dot{y}, \dot{z})} dt = \delta \int_{t_0}^{t_1} \sqrt{c^2 - \sum_1^3 (\dot{x}^i)^2} dt = 0 \quad (6)$$

где  $\delta \sqrt{F_1} = \delta F_1 / (2\sqrt{F_1})$ .

Полученная задача решается стандартными методами вариационного исчисления [6]. Следует отметить, что вариация имеет особенность для траекторий фотонов, так как знаменатель вариации подинтегральной функции (6) обращается в нуль:  $F_1 = 0$ ,  $v = c$ . Поэтому сначала необходимо решить задачу аналитически для материальной точки Ньютона, для которой  $F_1 \neq 0$ ,  $v \neq c$ . Решение легко находится. Это линейные функции:  $x = a_1 t + b_1$ ,  $y = a_2 t + b_2$ ,  $z = a_3 t + b_3$ , и траектории имеют вид прямых линий. Полученное решение соответствует первому закону Ньютона: тело сохраняет состояние

равномерного прямолинейного движения, если на него не действует сила. Поэтому вариационное уравнение (6) описывает траектории частиц произвольного вида.

Для получения траектории фотона производится предельный переход по найденным аналитическим решениям (6), когда скорость частицы стремится к скорости света:  $v \rightarrow c$ . Предельное положение расчетных прямолинейных траекторий дает прямолинейную траекторию фотона.

Движение частицы с ненулевой массой в гравитационном поле определяется принципом Гамильтона [4]

$$\delta \int_{t_0}^{t_1} L dt = 0, L = \frac{mv^2}{2} - mV(r) \quad (7)$$

где  $L$  – функция Лагранжа,  $V(r) = -\gamma M/r$  – гравитационный потенциал Ньютона (2).

Так как уравнение (7) не зависит от величины массы частицы, то можно считать  $m=1$ . Очевидно, что вариационные уравнения (5) и (7), которые описывают движение частиц произвольного вида, похожи между собой. Э. Ферми установил соответствие между принципом Ферма (5) и принципом Гамильтона (7) [8]. Чтобы облегчить сравнение, разделим функцию Лагранжа  $L$  из уравнения (7) на  $c^2$ . В нерелятивистском приближении величина первого члена имеет бесконечно малое значение:  $v^2/c^2 \ll 1$ . Аналогичная оценка дается и для второго члена  $L$ . Поэтому измененную величину  $L$  можно внести под знак квадратного корня, пренебрегая бесконечно малой величиной высшего порядка. Подставим найденное приближенное значение в уравнение (7)

$$\delta \int_{t_0}^{t_1} L dt = \delta(-c) \int_{t_0}^{t_1} \sqrt{c^2 - 2L} dt = 0 \quad (8)$$

$$-\frac{L}{c^2} = \sqrt{1 - 2\frac{L}{c^2}}$$

Уравнение (8) можно преобразовать, выразив функцию Лагранжа  $L$  через значения координат (7). Полученное уравнение эквивалентно уравнению (7) для обычных значений скорости  $v \ll c$ , но оно остается справедливым и в релятивистском случае. Это непосредственно следует из вида вариации подинтегральной функции в уравнениях (8), (9)

$$\delta \mathcal{I} = \delta \int_{t_0}^{t_1} \sqrt{(1 + 2V(r))c^2 dt^2 - \sum_1^3 (dx^i)^2} = 0 \quad (9)$$

$$\delta(\sqrt{c^2 - 2L}) = \frac{-\delta L}{\sqrt{c^2 - 2L}}$$

Движение частиц вещества с ненулевой массой ( $m \neq 0$ ) описывается уравнением (9). Сравнение принципа Ферма (5) с найденным уравнением (9) показывает их подобие между собой. Поэтому можно сформулировать единый обобщенный принцип Ферма и Гамильтона в форме вариационного уравнения, которому подчиняется

движение в гравитационном поле фотонов и частиц вещества с ненулевой массой

$$\delta \int_{t_0}^{t_1} ds = \delta \int_{t_0}^{t_1} \sqrt{(1 + 2V(r))c^2 dt^2 - \sum_1^3 (dx^i)^2} = 0 \quad (10)$$

При таком физическом подходе все частицы эквивалентны между собой, отклоняются в гравитационном поле в соответствии с вариационным уравнением (10) и различаются только по величине скорости. Полученное основное вариационное уравнение имеет очевидный физический смысл, следует из законов оптики и механики и выведено путем вычислений, без дополнительных постулатов. Фундаментальная дифференциальная форма  $ds^2$  также найдена путем вычислений и может быть представлена в компактной тензорной форме:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, x^0 = ct \quad (11)$$

$$g_{00} = 1 + 2V(r), g_{\mu\nu} = -\delta_{\mu\nu}$$

где  $\delta_{\mu\nu}$  - символ Кронекера:  $\delta_{\mu\nu} = 1$ , если  $\mu = \nu$ ;  $\delta_{\mu\nu} = 0$ , если  $\mu \neq \nu$ ;  $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$ .

Аналогично векторному пространству Минковского, фундаментальная дифференциальная форма (11) – это гиперболическая форма сигнатуры 2, инвариантная при преобразованиях координат. Коэффициенты формы представляют тензор второго ранга и зависят от координат точки, в отличие от векторного пространства Минковского. Поэтому фундаментальная дифференциальная форма (11) определяет геометрию криволинейного четырехмерного пространства, которое естественно назвать пространством Римана-Минковского.

Следует отметить, что фактически степень искривления мала по сравнению с векторным пространством Минковского, так как в величине коэффициента  $g_{00} = 1 + 2V(r)$  значение  $V(r)$  на поверхности Земли имеет порядок  $10^{-9}$  [1]. Кроме того, криволинейное пространство найдено естественным путем как вещественное, а искусственная комплексификация должна быть исключена, так как не имеет физического смысла. Согласно замечанию Р. Фейнмана: «В физике праведна и чтима только действительная часть комплексного числа» [9]. Невозможно превратить гиперболу в эллипс простым умножением координаты на мнимую единицу  $i$ , как невозможно перевести гиперболическую форму в эллиптическую форму.

Рассмотрим решение задачи в общем виде, применяя тензорные обозначения для упрощения суммирования. Вычислим вариацию от фундаментальной формы в тензорном представлении (11), и найдем вариацию подинтегральной функции основного вариационного уравнения (10):

$$2ds\delta(ds) = dx^\mu dx^\nu \frac{dg_{\mu\nu}}{dx^\lambda} \delta x^\lambda + 2g_{\mu\lambda} dx^\mu \delta dx^\lambda \quad (12)$$

$$\delta(ds) = \left( \frac{1}{2} \frac{dg_{\mu\nu}}{dx^\lambda} v^\mu v^\nu \delta x^\lambda + g_{\mu\lambda} v^\mu \frac{d\delta x^\lambda}{ds} \right) ds$$

где  $v^\mu = dx^\mu / ds$ .

В качестве путевого параметра вдоль траектории здесь используется величина  $ds$ , которая не является эвклидовой длиной. Допустимо рассматривать только времениподобные траектории с условием  $ds > 0$ , для которых деление в уравнениях (12) возможно. Подставим найденное значение вариации в основное уравнение (10) и проинтегрируем второе слагаемое по частям

$$\delta \int_{t_0}^{t_1} ds = \int_{t_0}^{t_1} \left( \frac{1}{2} \frac{dg_{\mu\nu}}{dx^\lambda} v^\mu v^\nu - \frac{d(g_{\mu\lambda} v^\mu)}{ds} \right) \delta x^\lambda ds = 0 \quad (13)$$

Так как вариация  $\delta x^\lambda$  является произвольной функцией, то выражение в скобках (13) равно нулю. После выполнения дифференцирования, опуская промежуточные преобразования, получим окончательное уравнение для экстремали в общем виде [1]

$$g_{\mu\lambda} \frac{dv^\mu}{ds} + \Gamma_{\lambda\mu\nu} v^\mu v^\nu = 0 \quad (14)$$

$$\Gamma_{\lambda\mu\nu} = \frac{1}{2} \left( \frac{dg_{\lambda\mu}}{dx^\nu} + \frac{dg_{\lambda\nu}}{dx^\mu} - \frac{dg_{\mu\nu}}{dx^\lambda} \right)$$

где  $\Gamma_{\lambda\mu\nu}$  - символ Кристоффеля первого типа.

Эти уравнения выведены прямым вычислительным путем, без использования введенных заранее геометрических определений и методов, только на основе физических законов. Решение найденных дифференциальных уравнений (14) представляет собой геодезическую линию при условии, что параметр кривой  $ds$  – это обычная эвклидова длина. Однако в рассматриваемом пространстве Римана-Минковского величина  $ds$  является обобщенным параметром, а не длиной, и равна квадратному корню из фундаментальной формы гиперболического типа (11). Поэтому полученную кривую можно рассматривать как геодезическую линию только при этом условии, в смысле Минковского, или  $M$ -геодезическую. Окончательное уравнение для  $M$ -геодезической линии получим, выразив явно производную в уравнениях (14) с помощью обратной матрицы  $g^{\sigma\lambda}$  [1]

$$\frac{dv^\sigma}{ds} + \Gamma_{\mu\nu}^\sigma v^\mu v^\nu = 0 \quad (15)$$

$$\Gamma_{\mu\nu}^\sigma = g^{\sigma\lambda} \Gamma_{\lambda\mu\nu}$$

где  $\Gamma_{\mu\nu}^\sigma$  - символ Кристоффеля второго типа.

Решение уравнений (15) в общем виде и получение конечного результата представляет большие трудности, а его физический смысл недостаточно понятен. Поэтому проще найти решение задачи, применяя непосредственно основное вариационное уравнение (10). Для частиц с ненулевой массой выполняется условие:  $c^2 - 2L > 0$ , вследствие чего знаменатель вариации подинтегральной функции (9), (10) отличен от нуля. Следовательно, в этом случае основное уравнение (10) сводится к принципу Гамильтона (7). Получаем уравнения Лагранжа, в которых можно перейти к полярным координатам в обычном двумерном пространстве [4], [6]

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{dL}{dq_i} \right) - \frac{dL}{dq_i} = 0 \quad (16)$$

$$q_1 = r, q_2 = \varphi, V(r) = -\gamma \frac{M}{r}$$

Уравнения Лагранжа в полярных координатах для движения материальной точки в гравитационном поле имеют вид:

$$\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 + \gamma \frac{M}{r^2} = 0 \quad (17)$$

$$\frac{d}{dt} (r^2 \dot{\varphi}) = 0$$

Второе уравнение выражает постоянство секторной скорости:  $v_s = \text{const}$ . Поэтому производится замена переменной ( $t$  на  $\varphi$ ) в первом уравнении, чтобы получить уравнение для траектории

$$r^2 \frac{d\varphi}{dt} = 2v_s, dt = \frac{r^2 d\varphi}{2v_s} \quad (18)$$

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr(2v_s)}{r^2 d\varphi}$$

Проведя естественную замену переменной  $r_1 = r^{-1}$  в уравнениях (18), получим окончательное уравнение для траектории частицы в полярных координатах. Это линейное дифференциальное уравнение с постоянными коэффициентами

$$\frac{d^2 r_1}{d\varphi^2} + r_1 - \frac{\gamma M}{4v_s^2} = 0, r_1 = r^{-1} \quad (19)$$

Решение полученного уравнения (19) очевидно. Результатом является гармоническая функция. Окончательно получаем для траектории частицы с ненулевой массой в гравитационном поле

$$r = \frac{p}{1 + e \cos \varphi}, p = \frac{4v_s^2}{\gamma M} \quad (20)$$

где  $p$  - фокальный параметр,  $e$  - эксцентриситет.

Найденное уравнение (20) задает гиперболу в полярных координатах. Каноническое представление в прямоугольной системе координат  $xOy$  наглядно показывает асимптотические свойства гиперболы на бесконечности. Ветви гиперболы для достаточно больших значений координат отличаются на бесконечно малую величину от прямолинейных асимптот, которые даются уравнениями [6]

$$y = \frac{b}{a} x, y = -\frac{b}{a} x \quad (21)$$

$$a = \frac{p}{e^2 - 1}, b = \frac{p}{\sqrt{e^2 - 1}}$$

где  $a, b$  - полуоси гиперболы.

Для получения численных значений параметров необходимо от секторной скорости  $v_s$  перейти к обычной линейной скорости  $v$ . Траектория частицы на бесконечности фактически совпадает с асимптотой, поэтому можно использовать уравнения (21), переписав их в полярных

координатах. Используются также уравнения (18), связывающие переменные  $d\varphi$  и  $dt$ . Опуская промежуточные вычисления, приведем конечный результат

$$r = \frac{h}{\sin(\varphi - \varphi_a)} \quad (22)$$

$$v^2 = \dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2 = \frac{4v_s^2}{h^2}$$

где  $h$  - расстояние от фокуса гиперболы до асимптоты,  $\varphi_a$  - угол наклона асимптоты к оси  $Ox$ .

Изменение направления движения частицы в гравитационном поле - это дополнение к углу между асимптотами. Его величина измеряется как сумма углов отклонения асимптот от вертикальной оси  $Oy$  при каноническом представлении гиперболы. Искомый суммарный угол вычисляется по формулам (20)-(22), с использованием геометрического равенства  $b=h$ . Значение угла, с учетом его малой величины, равно

$$\Delta\varphi = \pi - 2\varphi_a = 2\text{arctg} \frac{a}{b} \quad (23)$$

$$\Delta\varphi \approx 2 \frac{\gamma M}{v^2 h}$$

Таким образом, найдена траектория частицы в гравитационном поле, которая имеет форму гиперболы (20). Вычислены параметры гиперболы и определено значение угла отклонения траектории от прямой линии (21)-(23). Найденная кривая - это проекция четырехмерной геодезической в смысле Минковского, или  $M$ -геодезической (15) на обычное трехмерное пространство  $(x, y, z)$ . Аналитический метод решения вариационного уравнения (10) возможен потому, что для частиц с ненулевой массой выполняется условие  $ds > 0$ , и вариация существует (9), (10).

Для фотона аналитическое решение (16)-(23) невозможно, так как указанное условие не выполняется:  $ds=0$ . Поэтому траектория фотона находится как предельная кривая для вычисленных решений (17)-(20), аналогично рассмотренному ранее случаю, когда гравитационное поле отсутствует (5), (6). Криволинейное пространство Римана-Минковского является непрерывным, поэтому значения интеграла основного уравнения (10), соответствующие последовательности аналитических траекторий, стремятся к минимальному значению:  $I \rightarrow \min I$ . Следовательно, траектория фотона соответствует минимальному значению интеграла (10). Поэтому она также является  $M$ -геодезической. Численное значение угла отклонения светового луча равно пределу  $\Delta\varphi$  при  $v \rightarrow c$  (23).

При движении частиц в гравитационном поле  $M$ -геодезические линии четырехмерного пространства Римана-Минковского соответствуют прямолинейным траекториям в векторном пространстве Минковского. Это движение, как отмечено, подчиняется первому закону Ньютона, потому что в описании отсутствуют масса частицы

и сила взаимодействия. При таком подходе гравитационное взаимодействие включено в геометрию пространства, где в качестве прямых линий рассматриваются  $M$ -геодезические. Поэтому все изложенное можно интерпретировать как кинематическую часть общей теории относительности.

Существует естественная связь между общей теорией относительности Эйнштейна и предыдущими теориями тяготения. Три закона И. Кеплера также дают теорию тяготения в геометрической форме. На следующем этапе И. Ньютон расчетным путем вывел закон всемирного тяготения из законов Кеплера в виде закона динамики. Наконец, используя новые физические теории, А. Эйнштейн обобщил закон всемирного тяготения и распространил его на все явления механики, оптики и электродинамики. Общая теория относительности Эйнштейна является логическим развитием законов Кеплера и Ньютона и распространением этих законов на электромагнитное поле, с использованием новых математических методов вариационного исчисления и дифференциальной геометрии. А. Эйнштейн снова придал релятивистскому закону тяготения геометрическую форму – форму геометрии четырехмерного криволинейного пространства Римана–Минковского. Любые физические частицы подчиняются этому закону – и частицы вещества, и

электромагнитные кванты с нулевой массой движутся по  $M$ -геодезическим линиям. Отметим, что орбиты планет являются проекциями  $M$ -геодезических на обычное трехмерное пространство.

**Выводы.** Решается задача об отклонении светового луча в гравитационном поле обычными методами прикладной физики. Метод решения основан на принципе Ферма. Производится вывод обобщенного вариационного уравнения для траекторий частиц с помощью идеи Э. Ферми о соответствии принципов Ферма и Гамильтона. Решение полученного уравнения прямым вычислением приводит к известным уравнениям геодезических линий в четырехмерном криволинейном пространстве. Естественным путем, без всяких дополнительных предположений и постулатов, дается определение вещественного (а не комплексного) криволинейного пространства Римана – Минковского и находится его фундаментальная дифференциальная форма. Показано, что траекториями частиц являются геодезические линии в смысле Минковского. Результат решения задачи наглядно представлен в виде графика в обычном трехмерном пространстве и имеет вид гиперболы. Наконец, приводится формула для численного значения угла отклонения светового луча в гравитационном поле.

#### Библиографический список

1. Дирак П.А.М. Общая теория относительности. М.: Атомиздат, 1978.
2. Паули В. Теория относительности. М.: Наука, 1991.
3. Синг Дж.Л. Общая теория относительности. М.: Иностран. лит., 1963.
4. Лич Дж.У. Классическая механика. М.: Иностран. лит., 1961.
5. Фейнман Р.Ф., Лейтон Р.Б., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Вып. 7. М.: Мир, 1966.
6. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов. М.: Наука, 1986.
7. Фейнман Р.Ф., Лейтон Р.Б., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Вып. 3. М.: Мир, 1966.
8. Ферми Э. Квантовая механика. М.: Мир, 1968.
9. Фейнман Р.Ф., Лейтон Р.Б., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Вып. 2. М.: Мир, 1966.

### CALCULATION OF PHOTON'S TRAJECTORY IN THE GRAVITATIONAL FIELD BY METHODS OF THE CALCULUS OF VARIATIONS

G.E. Garber

Saratov State University

The pure physical explanation of relativistic theory of gravitation without any tensor formalism is given. The problem of deviation of light beam in gravitational field is solved on the basis of generalized variational Fermat's and Hamilton's principles. Real curvilinear Riemann-Minkowski space is constructed by natural way with the help of this generalized principle. Fundamental differential form defining the geometry of curvilinear space is deduced from them without any additional postulates. Equations for the photon's trajectory are calculated also, and the geodesic lines in the Minkowski's meaning in 4-dimensional space are described. Finally, the solution of the problem is calculated in the form of hyperbolic trajectory in the ordinary 3-dimensional space.

**ФАЗОВАЯ СКОРОСТЬ ВОЛН ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА  
В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ *n-GaAs*, *n-InP* И *n-GaN***

А.И.Михайлов, С.А.Сергеев

Саратовский государственный университет

Михайлов Александр Иванович, д. ф.-м. н, профессор, [MikhailovAI@info.sgu.ru](mailto:MikhailovAI@info.sgu.ru)

Сергеев Сергей Алексеевич, старший преподаватель, [ssergeev@bk.ru](mailto:ssergeev@bk.ru).

В данной работе приводятся результаты теоретического исследования влияния диффузии и частотной дисперсии дифференциальной подвижности электронов на фазовую скорость волн пространственного заряда, распространяющихся в дрейфовом потоке электронов в полупроводниковых структурах на основе арсенида галлия, фосфида индия и нитрида галлия.

Наиболее известным функциональным устройством на волнах пространственного заряда (ВПЗ) в полупроводниках является тонкопленочный усилитель бегущей волны (ТУБВ) на *n-GaAs* [1,2]. Одной из отличительных особенностей ТУБВ является широкополосность, которую, однако, не всегда можно рассматривать как полезное свойство. Для реализации частотно-избирательных режимов в [3,4] была предложена новая конструкция полупроводниковой структуры преобразователя частоты миллиметрового диапазона, основанного на параметрическом взаимодействии ВПЗ в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью. Предложенная конструкция содержит выходной элемент связи с электродинамической системой в виде встречно-штыревого преобразователя (ВШП). Для эффективной фильтрации полезных и подавления паразитных спектральных составляющих преобразователя за счет частотно-избирательного выходного элемента связи должны быть выбраны соответствующие параметры ВШП. При определении шага ВШП необходимо точно знать фазовую скорость ВПЗ фильтруемого сигнала.

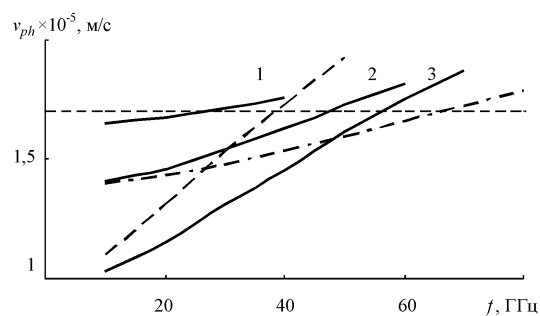
В [5] был проведен теоретический расчет частотной зависимости фазовой скорости ВПЗ в *n-GaAs*. Показано, что фазовая скорость ВПЗ может существенно отличаться от дрейфовой скорости электронов.

С помощью известной одномерной модели [6] из уравнений Пуассона и непрерывности получено дисперсионное уравнение и была найдена постоянная распространения ВПЗ  $\gamma = \alpha + i\beta$ . Фазовая скорость ВПЗ при известной  $\gamma$  может быть рассчитана:

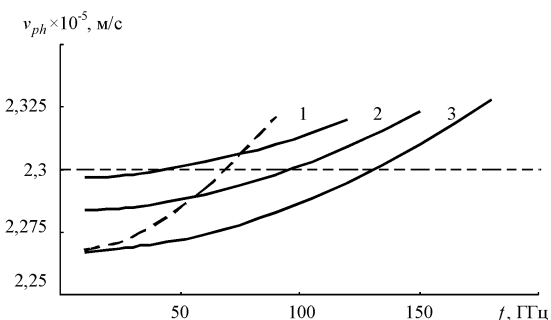
$$v_{ph} = \omega / \beta \tag{1}$$

По (1) рассчитывались зависимости фазовой скорости ВПЗ от частоты. В расчетах использовались численные значения параметров и величин, характерные для *n-GaAs*: диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = 12,5$ ; дрейфовая скорость электронов  $v_0 = 1,7 \cdot 10^7$  см/с для  $E_0 = 5,5$  кВ/см и коэффициент диффузии  $D = 200$  см<sup>2</sup>/с; для *n-InP*:  $\epsilon = 12,35$ ; для  $E_0 = 18,5$  кВ/см,  $v_0 = 2,3 \cdot 10^7$  см/с,  $D = 50$  см<sup>2</sup>/с; для *n-GaN*:  $\epsilon = 9,7$ ; для  $E_0 = 200$  кВ/см,  $v_0 = 2,8 \cdot 10^7$  см/с,  $D = 23$  см<sup>2</sup>/с. Указанным значениям  $E_0$  соответствуют и величины отрицательной

дифференциальной подвижности электронов  $\mu_d = d v / d E |_{E_0}$ , полученные по данным работ [7-9].



а)



б)

Рис. 1

На рис. 1 представлены зависимости фазовой скорости ВПЗ  $v_{ph}$  от частоты  $f = \omega / 2\pi$  для арсенида галлия (Рис. 1а) и фосфида индия (Рис. 1б). Параметром в расчетах была концентрация электронов в полупроводнике  $n_0 = 10^{14}$  см<sup>-3</sup> (сплошные кривые с номером 1),  $5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> (2) и  $10^{15}$  см<sup>-3</sup> (3). На рисунке 1а для сравнения приведена зависимость  $v_{ph}$  от  $f$  для  $D = 400$  см<sup>2</sup>/с и  $n_0 = 5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> (пунктирная кривая). На рис. 1б приведена аналогичная зависимость для *n-InP*:  $D = 100$  см<sup>2</sup>/с и  $n_0 = 5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> (пунктирная кривая). Все приведенные на рисунках зависимости получены с учетом частотной дисперсии дифференциальной подвижности электронов за исключением штрих-пунктирной кривой на рис. 1а, которая получена без учета зависимости  $\mu_d$  от  $f$  для  $D = 200$  см<sup>2</sup>/с и  $n_0 = 5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Тонкие горизонтальные пунктирные прямые отмечают

значения дрейфовой скорости электронов  $v_0 = 1,7 \cdot 10^7$  см/с для арсенида галлия и  $v_0 = 2,3 \cdot 10^7$  см/с для фосфида индия.

Из приведенных на рисунке зависимостей видно, что фазовая скорость ВПЗ может заметно отличаться от дрейфовой скорости электронов. При этом на частотах ниже граничной частоты усиливаемых ВПЗ [10]  $f_c$  фазовая скорость ВПЗ  $v_{ph}$  меньше, чем дрейфовая скорость электронов  $v_0$ , а для частот  $f > f_c$  фазовая скорость становится больше  $v_0$ . Анализ показывает, что отличие фазовой скорости ВПЗ от  $v_0$  непосредственно связано с влиянием диффузии. Приведенные результаты свидетельствуют о том, что диффузия замедляет нарастающие ВПЗ и ускоряет затухающие. Различие  $v_{ph}$  и  $v_0$  возрастает с ростом концентрации электронов  $n_0$  и, в частности, для частот, меньших  $f_c$ , может достигать 30-40 % для *GaAs*. Для *InP* различие между  $v_{ph}$  и  $v_0$  не такое существенное и составляет 4-6 %, что связано с меньшей величиной коэффициента диффузии электронов  $D$  у *n-InP* по сравнению с *n-GaAs*. Проведенный анализ показал,

что для *GaN* различия между  $v_{ph}$  и  $v_0$  для данных  $n_0$  пренебрежимо малы, так как у этого материала высокая дрейфовая скорость и невысокий коэффициент диффузии электронов.

Отметим также, что различие между  $v_{ph}$  и  $v_0$  становится еще более существенным при увеличении  $D$  (сплошные кривые с номером 2 и пунктирные) и при учете частотной дисперсии дифференциальной подвижности электронов (штрих-пунктирная и сплошная кривая с номером 1 на рис. 1а).

Полученные в данной работе результаты необходимо учитывать при определении геометрических размеров элементов связи, служащих для преобразования электромагнитных сигналов в ВПЗ и обратно. Это становится особенно важным при разработке функциональных устройств на ВПЗ для коротковолновой части СВЧ диапазона, предназначенных для работы в режиме преобразования частоты и требующих создания частотно-избирательных элементов связи.

#### Библиографический список

1. Дин Р., Матарезе Р. // ТИИЭР. 1972. Т. 60, № 12. С. 23-43.
2. Kumabe K., Kanbe H. // Int. J. Electronics. 1985. V. 58. P. 587-611.
3. Михайлов А.И., Сергеев С.А., Горячев А.А. // Изв. ВУЗов. Радиоэлектроника. 2000, Т.43, № 2. С.16-24.
4. Патент 2138116 РФ, МКИ Н 03 D 7/00, 7/12, Н 01 L 27/095. Преобразователь частоты СВЧ диапазона/ А.И. Михайлов, С.А. Сергеев, Ю.М. Игнатьев (РФ). - № 98116381/09, Оpubл. 20.09.99. Бюл. № 26.
5. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // Вопросы прикладной физики. Саратов 1998. Вып. 4. С. 75-76.
6. Кэррол Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах. М., 1972.
7. Rees H.D. // Sol. St. Comm. 1969. V. 7. P. 267-269.
8. Белоусов Н.П., Чайка В.Е. // Укр. физ. журнал. 1984. Т. 29, № 4. С. 627-628.
9. Starikov E., Shiktorov P., Gružinskis V. etc. // Acta Physica Polonica A. 2005. V. 107, № 2. P. 408-411.
10. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, Вып. 4. С. 85-90.

#### PHASE VELOCITY OF SPACE-CHARGE WAVES IN *n-GaAs*, *n-InP* AND *n-GaN* SEMICONDUCTOR STRUCTURES

A.I. Mikhailov, S.A. Sergeev

Saratov State University

Some results of theoretical investigation of the influence of diffusion and frequency dispersion of electrons differential mobility on the phase velocity of space-charge waves propagating in drift beam of electrons in semiconductor structures of gallium arsenide, indium phosphide and gallium nitride are given in the paper.



**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГАЗА В ВИДЕ СВОБОДНЫХ РАДИКАЛОВ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ПОЛУПРОВОДНИКА ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЭКСИТОНОВ**

Н.Б. Трофимова, А.Г. Роках, А.Н. Базыма

Саратовский государственный университет

*Трофимова Нина Борисовна*, к.ф.-м.н., доцент кафедры физики твердого тела.

*Роках Александр Григорьевич*, д.ф.-м.н., профессор кафедры физики полупроводников.

*Базыма Артем Николаевич*, практикант лаборатории полупроводников

Показано, что в предположении «химического» возбуждения экситонов в твердом теле вероятность генерации свободных электронов в зоне проводимости достигает высоких значений, достаточных для практического применения.

Для создания твердотельных датчиков газов в последнее время используются газочувствительные свойства плёнок оксидов металлов, соединений  $A_3B_5$  и  $A_2B_6$ , а также некоторых широкозонных полупроводников с высокой чувствительностью к адсорбции газа [1-6].

Сенсорный эффект заключается в изменении электрических характеристик полупроводника при появлении на поверхности газовых молекул. Происходит это из-за возникновения достаточно устойчивого поверхностного химического взаимодействия. Молекулы газа могут изменить концентрацию свободных носителей или менять вольт-амперную характеристику полупроводника вследствие изменения энергетического рельефа [4,5]. Хемосорбция приводит к резкому изменению концентрации свободных электронов, участвующих в токопереносе.

Не менее заметное изменение концентрации свободных носителей может наблюдаться и при прямом адсорбционном взаимодействии и изменении концентрации электрически активных дефектов, ответственных за примесную электропроводность широкозонных полупроводников.

В данной работе исследовалась возможность повышения чувствительности полупроводника к газу при наличии экситонных состояний в твердом теле за счет «хемогенерации» экситонов.

Механизм образования электронно-возбужденной молекулы АВ в результате взаимодействия атомов А и В показан на рисунке 1. По мере сближения частиц возникает либо связанное состояние, либо антисвязанное в системе А + В (кривые 1 и 2 соответственно). В первом случае образуется

молекула АВ в основном электронном состоянии (после отвода теплоты реакции  $q$ ). Если энергия сталкивающихся частиц велика, то, преодолев потенциальный барьер  $E_0$  в точке «а», система может перейти с кривой 2 на кривую 3, что будет означать образование электронно-возбужденной молекулы  $(AB)^*$ . Помимо этого возможно образование электронно-возбужденного состояния путем непосредственного перехода с терма 1 в электронно-возбужденное состояние  $1'$ . Вероятность переходов определяется специальными правилами [7]. Возможен и переход с терма 1 на терм 3 в результате их «пересечения» в точке «в» при  $r < r_0$  - процесс типа «химической активации».

Если в качестве партнера по столкновению атома А будет выступать не атом В, а поверхность твердого тела S, то наиболее существенное изменение в приведенной модели будет связано с тем, что дискретный электронно-возбужденный терм заменится на квазинепрерывную серию термов, соответствующих электронным возбуждениям в зоне проводимости и дырочным возбуждениям в валентной зоне, т.е. терм 3 на рисунке 2 следует затемнить зоной квазинепрерывных уровней шириной  $\Delta_1 + \Delta_2 = E_2 - E_1$  (рис.2),  $\Delta_1$  - энергетическая ширина валентной зоны,  $\Delta_2$  - энергетическая ширина зоны проводимости. Поэтому вероятность электронного возбуждения твердого тела при адсорбции будет определяться вероятностью перехода с дискретного уровня основного состояния на квазинепрерывный спектр электронно-возбужденных состояний при их «пересечении».

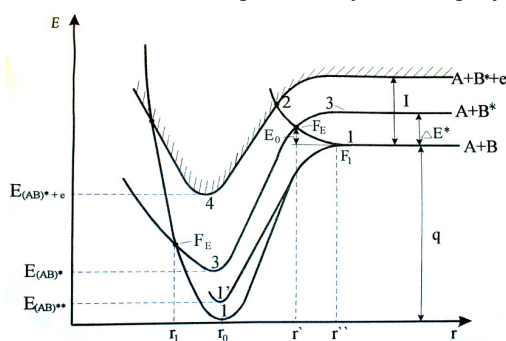


Рис.1. Образование электронно-возбужденной молекулы АВ при столкновении атомов А и В

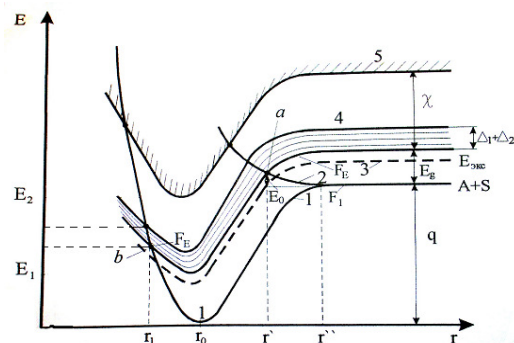


Рис.2. Электронное возбуждение твердого тела при адсорбции атома А на поверхности S

Считая термы квазинепрерывного спектра примерно параллельными и учитывая, что вероятность перехода в этом приближении зависит лишь от разности диагональных матричных элементов [7], для вероятности перехода из состояния  $|1\rangle$ , соответствующих дискретному терму 1, в состояние  $|E\rangle$  квазинепрерывного спектра (в интервале  $E_2-E_1$ ), можно записать [7,8]:

$$P = 1 - \exp \left[ - \frac{2\pi}{|\Delta F| \hbar \nu} \int_{E_1}^{E_2} | \langle 1 | V | E \rangle |^2 \rho(E) dE \right] \quad (1),$$

где  $\nu$  - скорость движения частицы по квазиклассической траектории 1 в месте «пересечения» непрерывного спектра (принимается постоянной);  $\langle 1 | V | E \rangle$  - матричный элемент оператора электронного взаимодействия при «пересечении» термов;  $\rho(E)$  - плотность состояний с энергией  $E$ ;  $\Delta F = F_1 - F_E$  - наклоны термов при  $r = r_1$  (имеют смысл силы).

Однако, если ширина квазинепрерывного спектра  $E_2-E_1$  велика (ковалентный кристалл), то скорость уже нельзя считать постоянной и достаточно большой для выполнения квазиклассического приближения во всех точках непрерывного спектра. Поэтому процесс электронного возбуждения полупроводника следует рассматривать квантовомеханически. Это приводит к следующему выражению для вероятности перехода [9]:

$$P = 1 - \exp \left\{ - \frac{2\pi (2m)^{2/3}}{\hbar^{1/2} (F_1 F_E)^{1/3} (F_E - F_1)^{2/3}} \times \right. \quad (2).$$

$$\left. \times \int_{E_1}^q | \langle 1 | V | E \rangle |^2 A_i \left[ - (q - E) \left( \frac{2m}{\hbar^2} \right)^{1/3} (F_1^{-1} - F_E^{-1})^{2/3} \right] \rho(E) dE \right\}$$

В формуле (2) учитывается, что частица не может иметь энергию больше  $q$  - теплоты адсорбции.  $A_i(-x)$  - функция Эйри;  $m$  - масса молекулы газа.

Если теплота адсорбции недостаточна для перехода системы в область «пересечения» термов (дефицит энергии равен  $E_0$ ), или переход в квазинепрерывный спектр происходит с отталкивательной кривой (величина потенциального барьера равна  $E_0$ ), то, как нетрудно показать, выполнив усреднение по максвелл - бальмановскому распределению, вероятность электронного возбуждения при адсорбции уменьшится примерно в  $e^{-E_0/kT}$  раз по сравнению с химически активированными процессами. Экспоненциальная зависимость эффективности электронного возбуждения от температуры газа  $T$  будет являться характерным признаком частично или полностью химически неактивированных процессов электронного возбуждения твердых тел.

Ранее нами на основе формулы (2) проводились расчеты по оценке вероятности перехода. Была проанализирована вероятность взаимодействия газовой молекулы с полупроводником в квазиклассическом и квантовомеханическом приближении. При квантовомеханическом приближении были рассмотрены несколько частных случаев представления функции Эйри, а именно, при  $x \rightarrow 0$ ,

$x \rightarrow \infty$ ,  $x \rightarrow -\infty$ . Первый случай представления функции Эйри реализуется при одинаковом наклоне термов  $F_E$  и  $F_1$ , т.е. разность  $(F_1 - F_E)$  равна нулю. Это выполняется при условии равенства  $r_1$  и  $r_0$ . Остальные случаи реализуются при различных наклонах термов  $F_E$  и  $F_1$ . Однако, процесс электронного возбуждения полупроводника рассматривался без учета экситонных эффектов, возникающих в материале. Представляется интересным проанализировать и оценить вероятность взаимодействия газовой молекулы с полупроводником при наличии экситонных явлений, а также сравнить эти данные с полученными в более ранних работах. При рассмотрении экситонных эффектов вероятность взаимодействия газовой молекулы с полупроводником уже не будет зависеть от параметров газа (массы газовой молекулы  $m$ , теплоты адсорбции  $q$  и др.) и функции Эйри  $A_i(-x)$ . Она будет определяться лишь энергетическими состояниями полупроводника и молекулы газа (при этом скорость газа считается постоянной).

Основываясь на механизме образования электронного возбуждения при адсорбции газа на поверхности полупроводника, можно рассматривать «химическое» возбуждение экситонов в твердом теле при  $r < r_0$  (рис.2). В случае квазиизолированного от решетки центра адсорбции вероятность неадиабатического перехода из антисвязанного состояния - 2 в электронно-возбужденное - 3 или из основного 1 в 3 в точке  $r_1$  (рис.1) при «пересечении» термов определяется формулой Ландау-Зинера [8]:

$$P = 2 \exp \left[ - \frac{2\pi | \langle i | V | 3 \rangle |^2}{|\Delta F| \hbar \nu} \right] \times \left( 1 - \exp \left[ - \frac{2\pi | \langle i | V | 3 \rangle |^2}{|\Delta F| \hbar \nu} \right] \right) \quad (3).$$

где  $\nu = \sqrt{\frac{2q}{m}}$  - скорость движения частицы по квазиклассической траектории. Ранее [10] было показано, что средняя длительность столкновения налетающего атома газа с поверхностью равна по порядку величины  $\sim 1 \cdot 10^{-13}$  сек. Поэтому значение скорости молекулы газа  $\nu$  принимается за постоянную величину, 3 - состояние экситонного уровня,  $i$  - состояние оператора  $V$ ;  $i$  принимает значения 1 или 2.

Используя оценку для газа водорода H в виде свободных радикалов на германии Ge, можно считать, что  $| \langle i | V | 3 \rangle |$  примерно постоянен, отличен от нуля и имеет приближенное значение  $1 \cdot 10^{-20} \div 1 \cdot 10^{-21}$  Дж [7,10]; наклоны термов при этом будут иметь порядок  $F_E < F_1 \sim 1 \cdot 10^{-9}$  Н; скорость частиц газа  $\nu \sim 1 \cdot 10^4$  м/с. Тогда оценочное значение вероятности  $P = 0,495 \div 0,012$ , т.е. таким значениям параметров соответствует значение вероятности перехода  $P \sim 10^{-1} \div 10^{-2}$ .

При рассмотрении механизма образования электронно-возбужденной молекулы в результате взаимодействия атомов A и B (рис. 1) представляется возможным переход с терма 1 на терм 3 в результате их «пересечения» в точке «b» при  $r < r_0$ . Идет процесс «химической активации» или «хемовозбуждения».

При хемовозбуждении экситонов величина вероятности перехода будет определяться параметрами как самой газовой молекулы, так и условиями перехода, т.е. значением скорости молекулы  $v$ , величиной наклона термов  $F$ , матричным элементом оператора электронного взаимодействия пересекающихся термов  $|<i>V|3>|^2$ . Расчет проводился при использовании программы «MathCAD 13.0 Enterprise Edition».

Используя формулу (3), проведем численный анализ вероятности перехода  $P$  от скорости молекулы  $v$  при значении разности наклона термов  $\Delta F = 1 \cdot 10^{-9}$  Н для различных величин матричного элемента пересекающихся термов. Значение  $|<i>V|3>|^2$  варьировались в пределах от  $1 \cdot 10^{-42}$  Дж<sup>2</sup> до  $1 \cdot 10^{-40}$  Дж<sup>2</sup> с шагом  $5 \cdot 10^{-42}$  Дж<sup>2</sup>. Значения скорости молекулы газа  $v$  изменялись в интервале от 0 до  $5 \cdot 10^4$  м/с.

Результаты расчета представлены в таблице 1 и на рисунке 3. Как видно из рис.3, зависимость

вероятности перехода  $P$  от скорости молекулы газа  $v$  представляет собой кривую, на которой сначала наблюдается экспоненциальный рост  $P$ , затем вероятность  $P$  достигает максимума. После происходит экспоненциальный спад и асимптотическое стремление вероятности перехода к нулю. Такой вид зависимости вероятности перехода  $P$  от  $v$  объясняется тем, что в расчетную формулу (3) входят два сомножителя:

$$\exp\left[-\frac{2\pi |<i>V|3>|^2}{|\Delta F| \hbar v}\right] \text{ и } \left(1 - \exp\left[-\frac{2\pi |<i>V|3>|^2}{|\Delta F| \hbar v}\right]\right).$$

По мере изменения  $v$  превалирующее действие оказывает то один, то другой сомножитель. Поэтому на графике наблюдаются участки роста и спада, а между ними  $P$  достигает максимума  $P_{\max}$ .

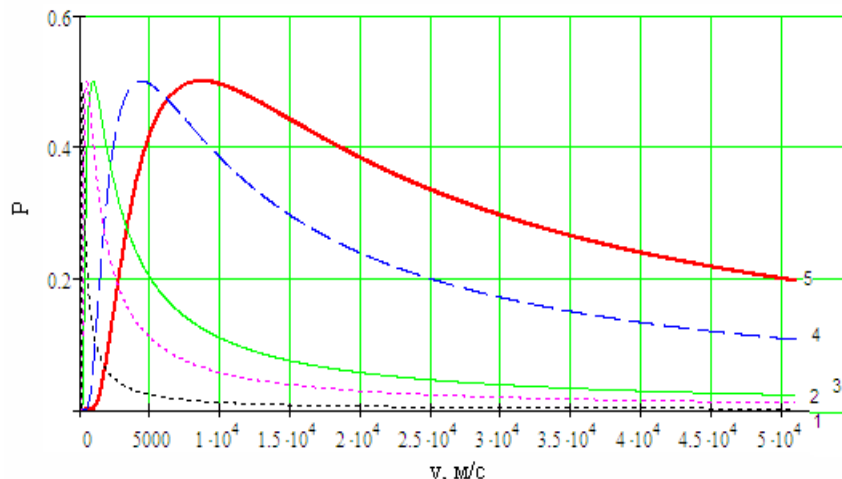


Рис.3. Зависимость вероятности перехода от скорости газовой молекулы при значении параметра  $\Delta F = 1 \cdot 10^{-9}$  Н для различных значений квадрата модуля матричного элемента: 1) при  $|<i>V|3>|^2 = 1 \cdot 10^{-42}$  Дж<sup>2</sup>, 2) при  $|<i>V|3>|^2 = 5 \cdot 10^{-42}$  Дж<sup>2</sup>, 3) при  $|<i>V|3>|^2 = 1 \cdot 10^{-41}$  Дж<sup>2</sup>, 4) при  $|<i>V|3>|^2 = 5 \cdot 10^{-41}$  Дж<sup>2</sup>, 5) при  $|<i>V|3>|^2 = 1 \cdot 10^{-40}$  Дж<sup>2</sup>.

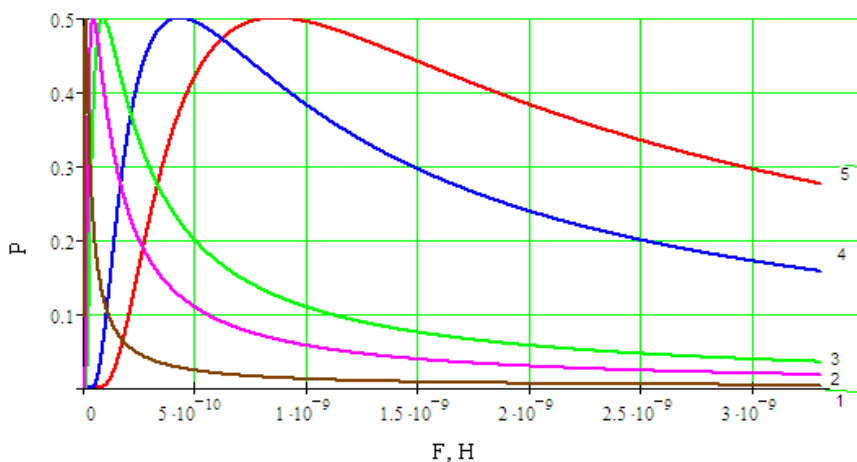


Рис.4. Зависимость вероятности перехода от разности наклона термов  $\Delta F$  при значении параметра  $v = 1 \cdot 10^4$  м/с для различных значений квадрата модуля матричного элемента: 1) при  $|<i>V|3>|^2 = 1 \cdot 10^{-42}$  Дж<sup>2</sup>, 2) при  $|<i>V|3>|^2 = 5 \cdot 10^{-42}$  Дж<sup>2</sup>, 3) при  $|<i>V|3>|^2 = 1 \cdot 10^{-41}$  Дж<sup>2</sup>, 4) при  $|<i>V|3>|^2 = 5 \cdot 10^{-41}$  Дж<sup>2</sup>, 5) при  $|<i>V|3>|^2 = 1 \cdot 10^{-40}$  Дж<sup>2</sup> молекулы  $v = 1 \cdot 10^4$  м/с и различных величин квадрата модуля матричного элемента оператора электронного взаимодействия пересекающихся термов  $|<i>V|3>|^2$ . Значения  $|<i>V|3>|^2$  варьировались в пределах от  $1 \cdot 10^{-42}$  Дж<sup>2</sup> до  $1 \cdot 10^{-40}$  Дж<sup>2</sup> с шагом  $5 \cdot 10^{-42}$  Дж<sup>2</sup>. Значения  $\Delta F$  изменялись в интервале от 0 до  $3,3 \cdot 10^{-9}$  Н.

Таблица 1

V, м/с	P				
	$ \langle i V 3\rangle ^2$ , Дж <sup>2</sup>				
	$1*10^{-42}$ , гр.1	$5*10^{-42}$ , гр.2	$1*10^{-41}$ , гр.3	$5*10^{-41}$ , гр.4	$1*10^{-40}$ , гр.5
50	0,423	$5,157*10^{-3}$	$1,337*10^{-5}$	0	0
90	0,5	0,07	$2,663*10^{-3}$	$8,443*10^{-15}$	0
200	0,383	0,349	0,097	$6,796*10^{-7}$	$2,309*10^{-13}$
300	0,295	0,466	0,237	$9,739*10^{-5}$	$4,743*10^{-9}$
420	0,23	0,5	0,367	$1,661*10^{-3}$	$1,381*10^{-6}$
870	0,124	0,412	0,5	0,063	$2,12*10^{-3}$
1000	0,109	0,383	0,495	0,097	$5,157*10^{-3}$
1500	0,075	0,295	0,441	0,237	0,037
2000	0,057	0,238	0,383	0,349	0,097
3000	0,039	0,171	0,295	0,466	0,237
4290	0,027	0,125	0,226	0,5	0,374
6000	0,02	0,092	0,171	0,476	0,466
8610	0,014	0,066	0,125	0,414	0,5
15000	$7,897*10^{-3}$	0,039	0,075	0,295	0,441
25000	$4,749*10^{-3}$	0,023	0,046	0,199	0,334
40000	$2,972*10^{-3}$	0,015	0,029	0,133	0,238

Из рисунка 3 также следует, что зависимость вероятности перехода от  $v$  достигает максимума  $P_{\max}=0,5$  для всех значений квадрата модуля матричного элемента (кривые 1,2,3,4,5 соответственно). С ростом квадрата модуля матричного элемента  $|\langle i|V|3\rangle|^2$  максимум вероятности  $P_{\max}$  не меняет своего значения, он лишь смещается в сторону больших скоростей. Это наглядно отображено в таблице 1. В ней представлены значения вероятности перехода  $P$  для конкретных значений скорости. Легко видеть, что для  $|\langle i|V|3\rangle|^2 = 1*10^{-42}$  и  $5*10^{-42}$  Дж<sup>2</sup> (кривые 1 и 2) значение  $P$  достигает максимума в области малых значений скорости,  $v < 500$  м/с, и далее с ростом  $v$  быстро падает. При этом диапазон  $v$ , в котором значение  $P$  остается выше 0,1, очень мал (1000 м/с для  $|\langle i|V|3\rangle|^2 = 1*10^{-42}$  Дж<sup>2</sup> и 4000 м/с для  $|\langle i|V|3\rangle|^2 = 5*10^{-42}$  Дж<sup>2</sup>). Для значения  $|\langle i|V|3\rangle|^2 = 1*10^{-41}$  Дж<sup>2</sup> (кривая 3)  $P_{\max}$  достигается уже при  $v=870$  м/с, а диапазон скорости увеличивается до 8500 м/с. Максимальный диапазон значений скорости (более 40000 м/с) и самое большое  $v=8610$  м/с, соответствующее  $P_{\max}=0,5$ , достигается при  $|\langle i|V|3\rangle|^2 = 1*10^{-40}$  Дж<sup>2</sup> (кривая 5). Однако, исходя из практических соображений, наиболее оптимальной является кривая 4 при  $|\langle i|V|3\rangle|^2 = 5*10^{-41}$  Дж<sup>2</sup>, т.к. при этом квадрате модуля матричного элемента  $P_{\max}=0,5$  достигается для  $v=4290$  м/с, а величина  $P > 0,1$  начинается с 1000 м/с.

Из рис. 3 и таблицы 1 следует, что для зависимости вероятности перехода  $P$  от скорости

молекулы  $v$  существенным является взаимодействие газовой молекулы с поверхностью полупроводника, т.е. определяющую роль играет значение квадрата модуля матричного элемента  $|\langle i|V|3\rangle|^2$ . Для малого уровня взаимодействия ( $|\langle i|V|3\rangle|^2 = 10^{-42}$ ) зависимость  $P$  от  $v$  имеет очень избирательный максимум, а значение вероятности  $P > 0,1$  наблюдается в узком интервале  $v$ . С ростом уровня взаимодействия избирательность максимума уменьшается, а интервал скоростей  $v$  со значением вероятности  $P > 0,1$  увеличивается в 2-60 раз. Существует оптимальное значение  $|\langle i|V|3\rangle|^2 = 5*10^{-41}$  Дж<sup>2</sup> (кривая 4), при котором вероятность перехода в диапазоне  $v$  от  $3*10^3$  до  $6*10^3$  м/с не опускается ниже значения 0,466.

Рассматривается случай хемовозбуждения молекулы, когда расстояние между взаимодействующими молекулами полупроводника и газа становится меньше  $r_0$  ( $r < r_0$ ). По формуле (3) проведем численный анализ зависимости вероятности перехода от разности наклона термов  $\Delta F$  для значения скорости молекулы  $v = 1*10^4$  м/с и различных величин квадрата модуля матричного элемента оператора электронного взаимодействия пересекающихся термов  $|\langle i|V|3\rangle|^2$ . Значения  $|\langle i|V|3\rangle|^2$  варьировались в пределах от  $1*10^{-42}$  Дж<sup>2</sup> до  $1*10^{-40}$  Дж<sup>2</sup> с шагом  $5*10^{-42}$  Дж<sup>2</sup>. Значения  $\Delta F$  изменялись в интервале от 0 до  $3,3*10^{-9}$  Н.

Из рис.4 следует, что зависимость вероятности перехода от разности наклона термов аналогична функциональной зависимости  $P(v)$  (см. рис. 3) и

имеет области экспоненциального роста и спада с максимумом между ними. Вероятность перехода достигает максимума  $P_{max} = 0,495$  для всех значений квадрата модуля матричного элемента (рис.3 кривые 1, 2, 3, 4, 5 соответственно). С ростом матричного элемента  $P_{max}$  смещается в сторону больших

значений разности наклона термов  $\Delta F$ . Следовательно, положение максимума определяется взаимодействием газовой молекулы с поверхностью полупроводника.

Таблица 2

$\Delta F, Н$	<b>P</b>				
	$\langle  i V 3\rangle^2, Дж^2$				
	$1*10^{-42}, гр.1$	$5*10^{-42}, гр.2$	$1*10^{-41}, гр.3$	$5*10^{-42}, гр.4$	$1*10^{-40}, гр.5$
$1*10^{-12}$	$5,157*10^{-3}$	$2,309*10^{-13}$	0	0	0
$3*10^{-12}$	0,237	$9,739*10^{-5}$	$4,743*10^{-9}$	0	0
$5*10^{-12}$	0,423	$5,157*10^{-3}$	$1,337*10^{-5}$	0	0
$7*10^{-12}$	0,489	0,028	$4,023*10^{-4}$	0	0
$1*10^{-11}$	0,495	0,097	$5,157*10^{-3}$	$2,309*10^{-13}$	0
$3*10^{-11}$	0,295	0,466	0,237	$9,739*10^{-5}$	$4,743*10^{-9}$
$5*10^{-11}$	0,199	0,495	0,423	$5,157*10^{-3}$	$1,337*10^{-5}$
$7*10^{-11}$	0,15	0,453	0,489	0,028	$4,023*10^{-4}$
$1*10^{-10}$	0,109	0,383	0,495	0,097	$5,157*10^{-3}$
$3*10^{-10}$	0,039	0,171	0,295	0,466	0,237
$5*10^{-10}$	0,023	0,109	0,199	0,495	0,423
$7*10^{-10}$	0,017	0,08	0,15	0,453	0,489
$1*10^{-9}$	0,012	0,057	0,109	0,383	0,495
$1,5*10^{-9}$	$7,897*10^{-3}$	0,039	0,075	0,295	0,441
$2*10^{-9}$	$5,931*10^{-3}$	0,029	0,057	0,238	0,383
$2,5*10^{-9}$	$4,749*10^{-3}$	0,023	0,046	0,199	0,334
$3*10^{-9}$	$3,96*10^{-3}$	0,02	0,039	0,177	0,295

В таблице 2 представлены значения вероятности перехода P для некоторых значений скорости газовой молекулы. Используя оценку для газа водорода в виде свободных радикалов на германии Ge, можно считать, что наклоны термов должны иметь порядок  $F_E < F_1 \sim 1*10^{-9} Н$ . Следовательно, на этот же диапазон должен выпадать максимум вероятности перехода. Это выполняется для значения квадрата модуля матричного элемента  $\langle |i|V|3\rangle^2 = 1*10^{-40} Дж^2$ . Поэтому кривую 5 на рисунке 4 можно принять за оптимальную для данной зависимости P( $\Delta F$ ).

Такой характер зависимости вероятности перехода P от разности наклона термов  $\Delta F$  или от скорости газовой молекулы v представляет большой практический интерес, т.к. позволяет подбирать необходимый вид полупроводника для детектирования конкретного газа с учетом его параметров и уровня взаимодействия с активным элементом датчика. При этом для каждого уровня взаимодействия газовой молекулы с поверхностью

полупроводника ( $\langle |i|V|3\rangle$ ) будет существовать максимум вероятности перехода, определяемый значением параметров (v,  $\Delta F$ ).

Процесс диссоциации экситона с образованием свободного электрона может быть учтен в виде Максвелл–Больцмановского множителя в квазиклассическом рассмотрении.

При этом величина P в выражении (4) уменьшится соответственно и будет определять вероятность возбуждения экситона с последующей диссоциацией и появлением свободного электрона в зоне проводимости.

$$P = 2 \exp \left[ -\frac{2\pi \langle |i|V|3\rangle^2}{|\Delta F| \hbar v} \right] \times \left( 1 - \exp \left[ -\frac{2\pi \langle |i|V|3\rangle^2}{|\Delta F| \hbar v} \right] \right) \times \left( \exp \left[ -\frac{E_{ex}}{kT} \right] \right). \quad (4)$$

где  $E_{ex}$  – глубина залегания первого экситонного уровня или энергия связи экситона [11]. На рис. 5,6 представлены температурные зависимости

вероятности возникновения свободных электронов при «хемогенерации» экситонов для полупроводников с разными величинами энергии связи экситона:  $E_{ex}=0.03\text{эВ}$  и  $E_{ex}=0.1\text{эВ}$ . В зависимости от силы взаимодействия молекулы газа с полупроводником вероятность перехода увеличивается. Однако, для разных полупроводников величина  $P$  различна.

Сравнительный анализ, проведенный для Ge, CdS, Cu<sub>2</sub>O, GaAs ( $E_{ex}=0.016\text{эВ}$ ,  $0.03\text{эВ}$ ,  $0.1\text{эВ}$ ,  $0.17\text{эВ}$ ) для слабого, среднего и сильного уровня взаимодействия газ-полупроводник, показал, что наибольший практический интерес представляют Ge и CdS. Для них даже при комнатной температуре значение вероятности достигает 0.266 и 0.2 соответственно и увеличивается с ростом температуры до 500К в 1,5-2 раза.

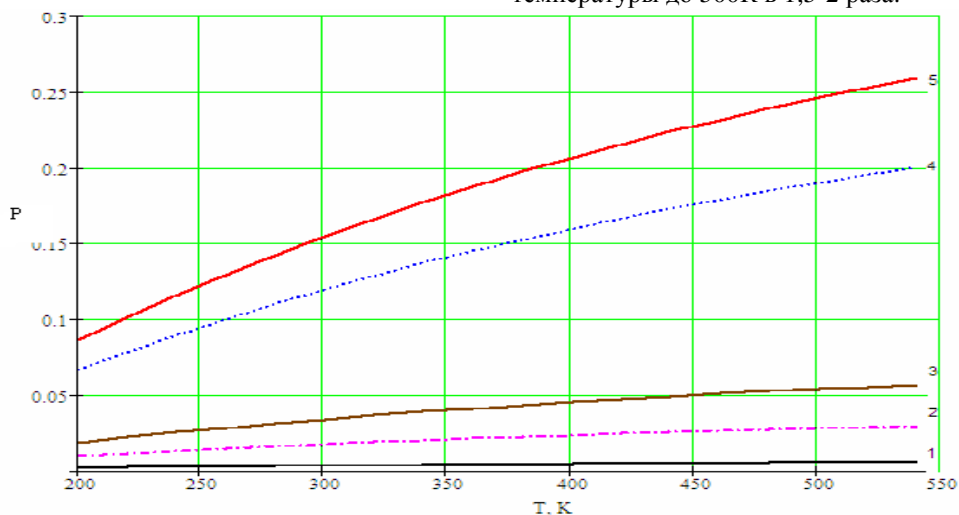


Рис.5

Зависимость вероятности перехода от температуры при значениях параметров  $\Delta F=1 \cdot 10^{-9}$  Н и  $v=1 \cdot 10^4$  м/с, для величины  $E_{ex} = 0,03$  эВ ( $H_2S$ ): 1) при  $|<i>V|>|^2=1 \cdot 10^{-42}$  Дж<sup>2</sup>, 2) при  $|<i>V|>|^2=5 \cdot 10^{-42}$  Дж<sup>2</sup>, 3) при  $|<i>V|>|^2=1 \cdot 10^{-41}$  Дж<sup>2</sup>, 4) при  $|<i>V|>|^2=5 \cdot 10^{-41}$  Дж<sup>2</sup>, 5) при  $|<i>V|>|^2=1 \cdot 10^{-40}$  Дж<sup>2</sup>

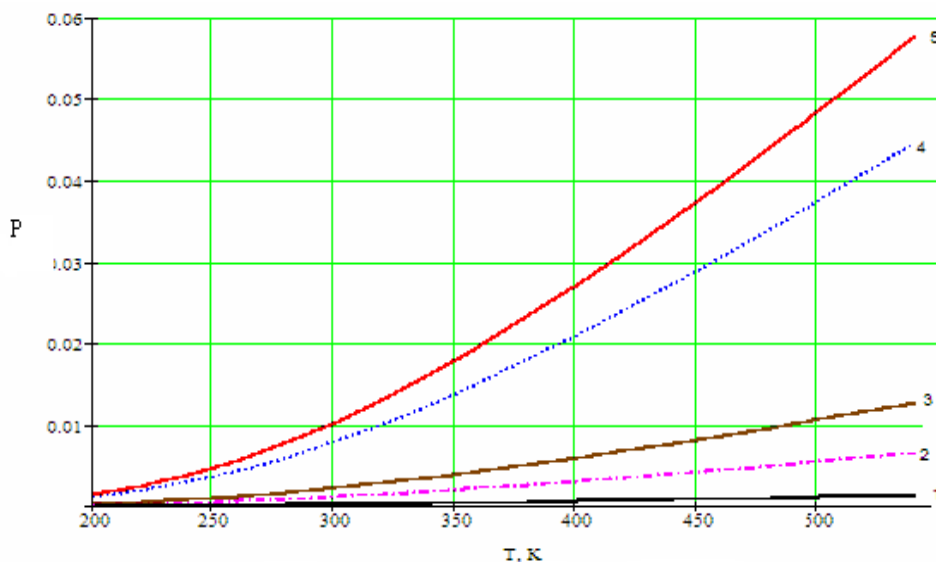


Рис.6

Зависимость вероятности перехода от температуры при значениях параметров  $\Delta F=1 \cdot 10^{-9}$  Н и  $v=1 \cdot 10^4$  м/с, для величины  $E_{ex} = 0,1$  эВ: 1) при  $|<i>V|>|^2=1 \cdot 10^{-42}$  Дж<sup>2</sup>, 2) при  $|<i>V|>|^2=5 \cdot 10^{-42}$  Дж<sup>2</sup>, 3) при  $|<i>V|>|^2=1 \cdot 10^{-41}$  Дж<sup>2</sup>, 4) при  $|<i>V|>|^2=5 \cdot 10^{-41}$  Дж<sup>2</sup>, 5) при  $|<i>V|>|^2=1 \cdot 10^{-40}$  Дж<sup>2</sup>.

С учетом проведенных оценок нами была экспериментально достигнута [12,13] высокая пороговая чувствительность для сероводорода ( $H_2S$ ) на поверхности  $CdS \div PbS$ , концентрация  $H_2S = 1.6 \cdot 10^{-5}$  объемных % без дополнительного подогрева. Это на порядок ниже предельно-

допустимой концентрации (ПДК) для  $H_2S$  в окружающей среде. ( $10^{-4}$  %).

Использование процесса «хемовозбуждения» экситонов позволит увеличить чувствительность активного элемента в несколько раз.

## Библиографический список

1. Колешко В.М., Сергейченко А.В. //Нано-и микросистемная техника, 2007, №2, С.41-46.
2. Yamazoe N.//Sensors and Actuators.1991.B5.P.7-19.
3. Гутман Э.Е.//Журнал физической химии 1984, Т.58, №4, С.801
4. Белявский Л.С., Черкашин В.Н. Точность радиоэлектронных измерительных систем. Киев, «Техника», 1981г.
5. Робертс М., Макки И. Физика поверхности раздела полупроводник – газ М., «Мир», 1983.
6. Henry Windischmann, P. Mark //J. Electrochemical Society. 1979, №4, p.627.
7. Никитин Е.Е. Теория элементарных атомно-молекулярных процессов в газах. М., «Химия», 1970.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М., «Наука», 1974.
9. Vandaruk A.D., Plante J.P., //J. chem. Phys. 1976. V.65, p.86.
10. Кондратьев В.Н., Никитин Е.Е. Кинематика и механика газо-фазных реакций. М., «Наука», стр.118, 1975.
11. Давыдов А.С.Теория твердого тела. М., «Наука», 1976.
12. Парфенов В.В., Роках А.Г., Седельников В.А., Стецора С.В., Трофимова Н.Б. // в кн. «Состояние и развитие эколого-экономической системы Саратовской области. Докл. регион. научно-практ. конференции. 1998. 322с.
13. Rokakh A.G., Trofimova N.B. Application of CdS-PbS thin film structures for the gas sensors //HO International wissenschaftliches colloquium. 18-21.09.95. Imenau, BRD, S.45

**INTERACTION OF GAS VISIBILITY FREEDOM RADICALS WITH SEMICONDUCTOR SURFACE  
IN PRESENCE EXCITEMENT EXITONS**

N.B. Trofimova, A.G. Rokah, A.N. Bazima

It is shown that supposition chemistry generation exitons in the solid state probability of excitement freedom electrons in the conductivity gape achieves high significance, sufficient for practical application.

УДК 621.385

**ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПОЛЯ МИШЕНЕЙ ПРИ НАПЫЛЕНИИ МАГНЕТРОННЫМИ  
РАСПЫЛИТЕЛЬНЫМИ СИСТЕМАМИ**

А.И. Жбанов, В.С. Кошелев, В.Н. Шевцов

Саратовский государственный университет

*Жбанов Александр Игоревич, к.ф.-м.н., доцент*

*Кошелев Василий Сергеевич, д.т.н., профессор*

*Шевцов Владимир Николаевич, к.ф.-м.н., доцент*

Представлены некоторые результаты численного моделирования температурных полей мишеней при напылении.

На рис. 1 представлена физическая модель мишени, находящейся в тигле, который охлаждается проточной водой. Стенки тигля могут быть выполнены из меди или молибдена, сама мишень — из алюминия, кадмия или магния. Толщина мишени может варьироваться от 3 до 10 мм. На свободную поверхность мишени в область, имеющую форму эллиптического кольца, падает электронный поток, разогревающий ее до значительных температур. Для интенсификации процесса напыления на поверхности мишени должен находиться расплавленный слой. После завершения прогрева установка работает в стационарном тепловом режиме. Математическая модель этого режима включает трехмерное нелинейное уравнение стационарной теплопроводности с соответствующими условиями однозначности. Реализация такой модели затруднительна даже численными методами. Однако, если воспользоваться двумерной осесимметричной моделью, то можно провести расчет температурного

поля мишени в двух взаимно перпендикулярных плоскостях и, тем самым, провести упрощенное моделирование реального трехмерного температурного поля.

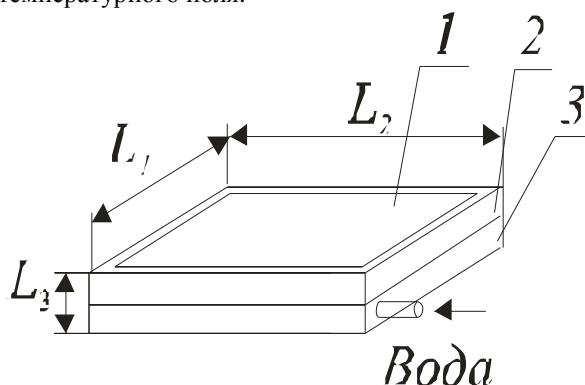


Рис. 1. Физическая модель: 1—мишень; 2—тигель; 3—водяная рубашка.  $L_1 = 11$  см,  $L_2 = 24$  см,  $L_3 = 0,3$  —1,0 см.



Осесимметричная модель включает дифференциальное уравнение стационарной теплопроводности  $div(\lambda \cdot grad T) = 0$  с граничными условиями

$$-\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Gamma_1} = q,$$

$$-\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Gamma_2} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4,$$

$$-\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Gamma_3} = \alpha \cdot (T - T_{cp}),$$

где  $T$  – температура мишени;

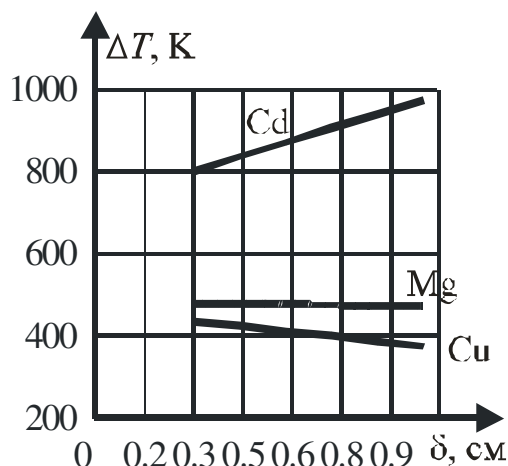


Рис. 3. Зависимости температурных перепадов между центром и краем мишени от ее толщины.

Для численной реализации осесимметричной модели был выбран метод конечных элементов [1]. Была составлена соответствующая компьютерная программа, по которой проведена серия расчетов температурного поля мишени. Параметры граничных условий рассчитывались общепринятыми способами [2]. В процессе моделирования необходимо было подобрать такую величину плотности теплового потока, при которой температура мишени была бы в пределах 800 — 1100°C.

В качестве примера на рис. 2 приведено распределение температуры в продольном сечении мишени, когда она изготовлена из алюминия, а тигель из меди. Здесь  $R_{пл} = 4,8$  см — радиус границы плавления. Из проведенных расчетов удалось

$\lambda$  – коэффициент теплопроводности материала мишени;

$q$  – плотность теплового потока, обусловленная воздействием электронного пучка на мишень;

$\varepsilon$  – степень черноты поверхности мишени;

$\sigma$  – постоянная Стефана–Больцмана;

$\alpha$  – коэффициент теплообмена;

$T_{cp}$  – средняя температура воды в охлаждающей рубашке;

$\Gamma_1$  – поверхность, на которую действует электронный поток;

$\Gamma_2$  – излучающая поверхность;

$\Gamma_3$  – внутренняя поверхность водяной рубашки, омываемая водой.

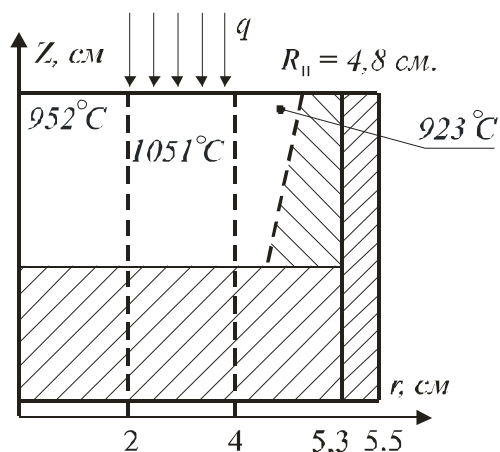


Рис. 2. Схема расположения расплавленной области мишени.  $R_{пл}$  — радиус границы плавления.

выявить зависимости температурных перепадов между центром и краем мишени от ее толщины для различных материалов. Эти зависимости для трех металлов представлены на рис. 3. Из графиков видно, что для кадмия температурный перепад возрастает от 802 до 977°C, для магния он практически постоянен, а для меди уменьшается от 435 до 375°C.

Таким образом, применение компьютерного моделирования на основе метода конечных элементов помогает теоретически исследовать теплообменные процессы технологии электронных приборов.

#### Библиографический список

1. Сегерлинд Л. Применение метода конечных элементов. М.: Мир, 1979.
2. Филиппов И.Ф. Теплообмен в электрических машинах. Л.: Энергоатомиздат, 1988.

#### TARGET TEMPERATURE FIELDS DUSTED BY MAGNETRON DUSTING SYSTEMS

A.I Zhanov, V.S. Koshelev, V.N. Shevtsov

The Saratov State University

Some examples of numerical modeling of target temperature fields by the dusting process are presented.

**ОЦЕНКА УРОВНЕЙ ПАРАЗИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ, СОЗДАВАЕМЫХ В ЦЕПИ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА СИЛОВЫМИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ ДИОДАМИ В СОСТАВЕ ЭЛЕКТРОНАГРЕВАТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ. ЧАСТЬ 1.**

А.В. Козлов, А.В. Скрипаль, А.С. Шаповалов, В.Я. Явчуновский

Саратовский государственный университет

*Козлов Андрей Владимирович*, аспирант,*Скрипаль Александр Владимирович*, д.ф.-м. н., профессор*Шаповалов Александр Степанович*, д.ф.-м. н., профессор

НПФ «ЭТНА»

*Явчуновский Виктор Яковлевич*, д.ф.-м. н., директор

Приведены результаты расчета уровней напряжения радиопомех, создаваемых силовыми полупроводниковыми диодами в составе электронагревательных устройств. Расчет проведен для нескольких различных типов диодов с использованием функций Берга. Исследовано влияние технологического разброса характеристик диодов на уровни промышленных радиопомех, создаваемые ими в цепи переменного тока.

**1. Введение**

Использование полупроводниковых элементов в технических устройствах позволило в значительной степени улучшить характеристики этих устройств, сократить их размеры, а также увеличить срок службы. Благодаря таким свойствам, как высокая надежность, широкий диапазон рабочих характеристик, малые габаритные размеры, полупроводниковые диоды нашли широкое применение в радиотехнике, электронике, энергетике и т.д.

Однако, развитие полупроводниковой техники, использование различных полупроводниковых устройств в составе электротехнических приборов промышленного и бытового назначения привело к необходимости постановки и решения ряда новых технических и исследовательских задач, одной из которых является проблема электромагнитной совместимости (ЭМС) [1].

Постановка такой задачи обусловлена возросшими требованиями к техническим устройствам, способным генерировать различного вида радиопомехи.

В этой связи применение в устройствах нелинейных элементов (диодов, транзисторов, тиристоров и др.), с помощью которых каким-либо образом изменяются характеристики проходящего сигнала, требует проведения оценки генерируемых ими уровней паразитных колебаний.

В настоящей работе исследуется возможность использования полупроводникового диода в электронагревательных приборах с целью значительного уменьшения габаритов нагревательного блока. Суть подхода заключается в том, что сопротивление, а, соответственно, и длина каждого из нагревательных элементов уменьшаются вдвое относительно базовой конструкции, а в цепь тока включается последовательно диод. При этом диод пропускает полупериоды переменного тока соответствующей полярности, и снижает, соответственно, примерно вдвое эффективные значения тока и мощности, выделяемой в этой цепи. В результате те же уровни средней мощности реализуются при вдвое меньших габаритных размерах нагревательного блока, что дает

значительную экономию по затратам материалов и трудоемкости сборочных операций.

Однако включение диода в цепь переменного тока влечет за собой возникновение в ней высших гармонических составляющих, создающих соответствующий уровень промышленных радиопомех (ИРП). В настоящей работе ставится задача исследования влияния собственных электрических параметров диода (вида его вольтамперной характеристики) на уровень ИРП в цепи переменного тока.

**2. Постановка задачи исследований**

Исследованию выпрямителей малой мощности посвящена работа [2], в которой даются рекомендации к применению некоторых типов диодов в составе ключевых источников вторичного питания радиоэлектронной аппаратуры. Показано, что основное влияние на уровни ИРП оказывают крутизна вольтамперной характеристики (ВАХ) диода и его инерционность, обуславливаемая эффектом накопления и рассасывания заряда, которые, в свою очередь, непосредственно зависят от структуры силовых ключей.

Отличием современных силовых диодов является более равномерное распределение носителей заряда и соответствующая этому распределению форма поля во внутренней структуре полупроводника, обеспечиваемая за счет новейших технологий изготовления, таких как, например, EmCon-технология («Emitted controlled» - управляемый по эмиттеру) [3], основывающаяся на использовании в качестве исходного материала кремния, выращенного методом плавающей зоны, а также применения технологической операции имплантации ионов.

Структура диода, изготовленного по такой технологии, представляет собой низколегированный основной материал (кремний) с содержанием в ней  $p$ - и  $n$ - эмиттеров, выполняющих функцию определения нарушения распределения поля на стороне, противоположной области нахождения эмиттеров, и его изменения, а также для обеспечения требуемого уровня пробивного напряжения  $p$ - $n$  перехода. Таким образом, распределение носителей заряда в структуре EmCon диода контролируется созданными вследствие



$$\frac{a_0}{2} = U_m \gamma_0(\theta) \frac{\pi_0}{2} = U_m \gamma_0(\theta) \quad (7)$$

$$a_1 = U_m \gamma_1(\theta) a_1 = U_m \gamma_1(\theta) \quad (8)$$

$$a_n = U_m \gamma_n(\theta) a_n = U_m \gamma_n(\theta) \quad (9)$$

где  $\gamma_0(\theta), \gamma_1(\theta), \dots, \gamma_n(\theta)$   $\gamma_0(\theta), \gamma_1(\theta), \dots, \gamma_n(\theta)$  – функции Берга, аналитическая запись которых имеет следующий вид

$$\gamma_0(\theta) = \frac{1}{\pi} (\sin \theta - \theta \cos \theta)$$

$$\gamma_0(\theta) = \frac{1}{\pi} (\sin \theta - \theta \cos \theta) \quad (10)$$

$$\gamma_1(\theta) = \frac{1}{\pi} (\theta - \sin \theta \cos \theta)$$

$$\gamma_1(\theta) = \frac{1}{\pi} (\theta - \sin \theta \cos \theta) \quad (11)$$

$$\gamma_n(\theta) = \frac{2 \sin(n\theta) \cos \theta - n \cos(n\theta) \sin \theta}{\pi n(n^2 - 1)}, \quad (12)$$

где  $n \geq 2n \geq 2$

$$i = \begin{cases} 0, & U < U_n \\ S(U - U_n), & U \geq U_n \end{cases} \quad (13)$$

здесь  $U_n$  - наибольшее значение напряжения на диоде при нулевом токе

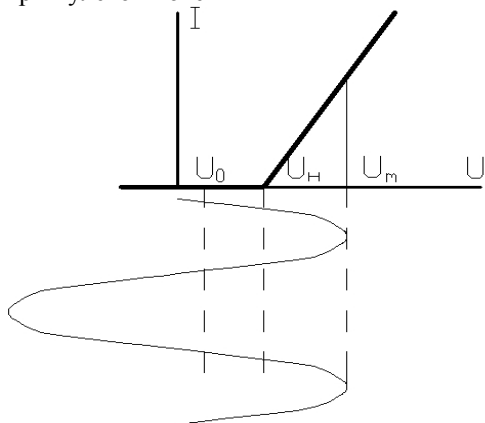


Рис. 3. Кусочно-линейная вольтамперная характеристика диода

Таким образом, при кусочно-линейной аппроксимации вольтамперной характеристики (ВАХ) диода (рис.3) вида (13) выражение для амплитуд ВГС тока примет вид (14):

$$I_n = \gamma_n(\theta) S U_m I_n = \gamma_n(\theta) S U_m \quad (14)$$

Соответственно угол отсечки импульсов тока определится из выражения  $U_0 + U_m \cos \theta = U_n$

$$U_0 + U_m \cos \theta = U_n$$

$$\theta = \arccos\left(\frac{U_n - U_0}{U_m}\right) \theta = \arccos\left(\frac{U_n - U_0}{U_m}\right) \quad (15)$$

Таким образом, создаваемое исследуемым устройством напряжение ИРП на сетевых зажимах с учетом [7], будет определяться следующим образом

$$U_n = \gamma_n(\theta) S U_m R_{sc} U_n = \gamma_n(\theta) S U_m R_{sc}, \quad (16)$$

где  $R_{sc}$  – номинальное сопротивление эквивалента сети, используемого при регламентированном измерении уровней ИРП на сетевых зажимах.

В настоящей работе решалась, в частности, задача снижения уровней ИРП электротехнических устройств с включенными в их схему силовыми диодами. Причем уровни ИРП необходимо было снизить до заданного уровня в определенном диапазоне частот: от 0,15 МГц до 30 МГц. С учетом этого дальнейшая методика расчета сводилась к определению ряда значений  $U U_m$ , лежащих в полосе  $\Delta f$  относительно выбранной частоты  $f$ , их суммированию и выбору максимального значения напряжения радиопомех.

Таким образом, ищется ряд значений напряжений ИРП  $U = \sum_{f \pm \Delta f} U_n$ , из которых затем

определяется максимальное значение  $U$ . Дальнейшее построение зависимостей  $U(f)$ , соответствующим значениям ИРП, полученным в результате расчета по описанной методике, и сравнение их с существующими нормами по ЭМС, дает возможность определить технологический запас электронагревателей, содержащих силовые полупроводниковые диоды.

#### 4. Результаты расчета уровней ИРП для схем с одним диодом в нагревательной линии.

Исходными данными при проведении расчета уровней ИРП для электронагревателей с однополупериодным питающим напряжением являются кривые ВАХ сравниваемых диодов. В реальных условиях включаемые в схему электронагревательного прибора диоды могут работать в широком диапазоне температур, при этом ВАХ диодов могут существенно изменяться в пределах этого диапазона. Для того, чтобы получить значения радиопомех, создаваемых описываемыми устройствами во всей рабочей области температур, расчета уровней ИРП для какой-либо одной кривой ВАХ недостаточно, поскольку зависимость напряжения радиопомех от угла отсечки диода является сугубо нелинейной. Таким образом, задачу определения необходимого технологического запаса по ЭМС электронагревателей, работающих в схеме с входящими в нее диодами, следует решать с учетом реальной температуры диодов в рабочем режиме.

В настоящей работе задача нахождения технологического запаса диодных схем электронагревателей среднего уровня мощности решается следующим образом. Рассчитав по соответствующей методике (см. раздел 3) частотные зависимости напряжений радиопомех, используя в качестве исходных данных предельные ветви ВАХ, определяемые экспериментально при верхней и нижней температурах корпуса диода, далее строим зависимость напряжения ИРП от угла отсечки диода при фиксированных частоте и крутизне ВАХ, из которой возможно определить область, соответствующую безопасной с точки зрения ЭМС работе исследуемых полупроводниковых структур. Следующий этап сводится к определению угла отсечки сравниваемых диодов в реальном рабочем

режиме и расчету соответствующей частотной зависимости напряжения радиопомех.

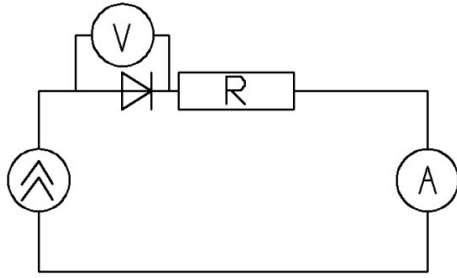


Рис. 4. Схема определения вольт-амперных кривых диодов: R –сопротивление нагревательной линии, V – вольтметр, А – амперметр.

Определение вольт-амперных кривых проводилось по схеме, показанной на рис.4. В качестве объектов исследования были выбраны диоды марок IDP23E60 и Д-112-25, изготавливаемые по EmCon и стандартной технологиях соответственно. Через каждый из диодов при помощи источника постоянного тока пропускаться ток и измерялось падение напряжения на диоде, соответствующее силе тока, изменяемой в пределах от 1 до 20 А. Остальная часть ВАХ аппроксимировалась прямой линией, являющейся касательной к участку квазилинейного нарастания тока ранее полученной экспериментальной кривой.

В процессе измерений расход воздуха от вентилятора регулировался в широких пределах, что позволяло снять ВАХ каждого из диодов при различных, но в каждом случае одинаковых для обоих типов сравниваемых диодов температурах их корпусов, косвенно свидетельствующих о рабочих температурах полупроводниковых структур.

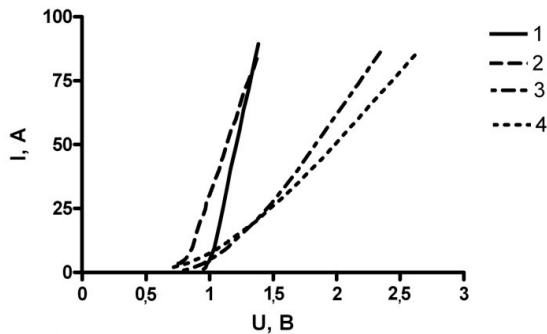
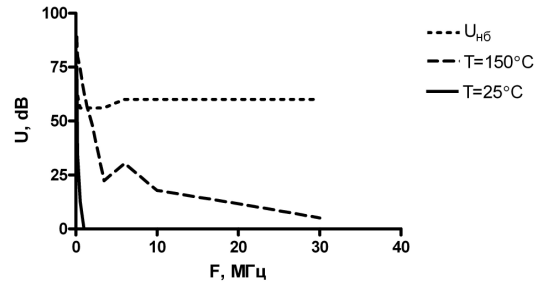
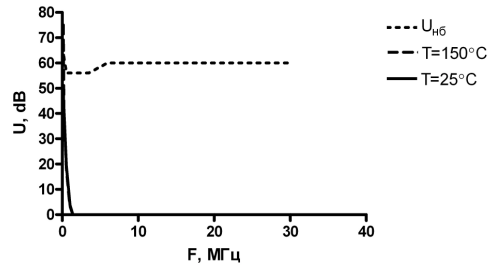


Рис. 5. Предельные вольт-амперные характеристики диодов Д-112-25 и IDP23E60, полученные при температурах их корпусов 25°С и 150°С соответственно (1,3) и (2,4)

Из полученных предельных ВАХ, снятых при минимальном и максимальном значениях температуры корпуса (рис. 5) видно, что для полупроводниковой структуры, используемой в диоде IDP23E60, характерен меньший разброс характеристик. Соответственно, диапазон существующих углов отсечки для данного типа диода меньше диапазона углов отсечки, определяемого кривыми ВАХ второго типа диода. Следовательно, и количество значений  $\theta$ , соответствующих высоким уровням ИРП для диода первого типа меньше.



а



б

Рис.6. Частотные зависимости уровней ИРП для полупроводниковых структур, используемых в диодах Д-112-25 (а) и IDP23E60 (б).  $U_{нб}$  показывает предельно допустимый уровень напряжения ИРП по бытовым нормам

Рассчитанные в заданном диапазоне частот 0,15-30 МГц [7], кривые напряжений ИРП позволяют говорить о превышении допустимых норм по ЭМС (на 23 dB на частоте 0,15 МГц) для диода марки Д-112-25 при температуре его корпуса, равной 150°С и наличии максимума уровней радиопомех на частоте 6 МГц. Для диода IDP23E60 при такой рабочей температуре уровень радиопомех существенно ниже и превышает нормы по ИРП всего на 9 dB. При температуре корпуса 25 °С значение напряжений ИРП для обоих типов диодов значительно меньше (соответственно на 8 и 18 dB) значений, определяемых нормативными документами. Таким образом, при относительно низких температурах принципиально могут использоваться оба диода.

Следует уточнить, что ВАХ диода марки IDP23E60, измеренные при температурах, соответственно, 25 °С и 150 °С различаются существенно меньше, чем аналогичные характеристики диода марки Д-112-25. Соответственно и значения напряжения ИРП для электронагревательной схемы с данной полупроводниковой структурой изменяются значительно слабее, и не опускаются ниже норм по ЭМС [7] при повышении рабочей температуры до 130 °С – 150 °С.

Более подробные расчеты показывают, что в диапазоне рабочих температур сравниваемых диодов (70÷100 °С) частотные зависимости напряжений радиопомех также существенно различаются (см. табл.1)

**Таблица 1.** Зависимость величины технологического запаса нагревательных схем, содержащих силовые диоды, на частоте 0,15 МГц относительно норм по ИРП, дВ. Знак «-» означает превышение уровня паразитных колебаний над существующими нормами по ИРП [7].

t, °C	Тип диода	
	Д-112-25	IDP23E60
25	8	18
40	5	17
55	4	16
70	2	15
85	0	15
100	-5	0
115	-9	-2
130	-11	-5
150	-23	-9

Таким образом, при средней температуре указанного рабочего диапазона ~85 °C для схемы с диодом IDP23E60 имеется значительный технологический запас порядка 15 дВ. Для схемы с диодом Д-112-25 технологический запас по уровню радиопомех практически отсутствует.

В качестве еще одного подхода к определению уровней ИРП, соответствующих температурам диодов от 25 °C до 150 °C можно построить зависимость напряжения радиопомех от угла отсечки импульсов при фиксированных значениях крутизны ВАХ и частоты.

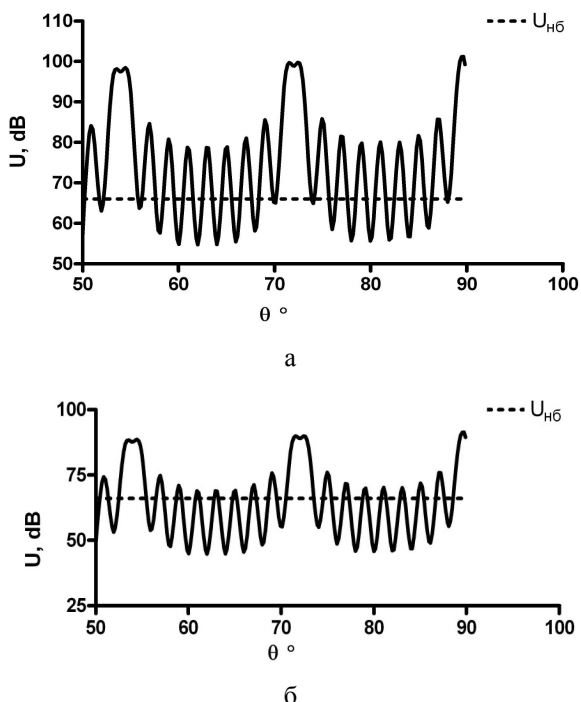


Рис. 7. Зависимость напряжения радиопомех от угла отсечки диодов Д-112-25 (а) и IDP23E60 (б) на частоте  $f=0.15$  МГц.  $U_{н6}$  показывает предельно допустимый уровень напряжения ИРП по бытовым нормам

На рис. 7 (а, б) представлены зависимости напряжения радиопомех от угла отсечки диода для разных величин  $S$  крутизны ВАХ. Диоду Д-112-25 соответствует кривая с  $S=10,10$  А/В, а диоду IDP23E60 – кривая с  $S=8,85$  А/В.

Из представленных кривых несложно увидеть различия в уровнях ИРП для рассматриваемых схем с различными полупроводниковыми структурами.

Расчет показывает, что для диода Д-112-25 угол отсечки  $\theta$  в этом диапазоне температур изменяется от 69° до 85° и, соответственно, в него попадают 2 ярко выраженных максимума напряжения ИРП.

Для диода IDP2360E  $75^\circ \leq \theta \leq 86^\circ$  и в него не попадает ни один из ярко выраженных максимумов.

Однако следует учитывать, что такой уровень паразитных колебаний генерируется одним диодом в одной нагревательной линии. Включение в схему еще одной параллельной линии с диодом, включенным в том же направлении, приведет к увеличению напряжения ИРП на 6 дВ. А в мощных электронагревательных приборах таких линий может быть и несколько десятков, и напряжение ИРП при этом также может вырасти на несколько десятков децибел.

Общим подходам к снижению уровней ИРП и созданию при этом достаточных технологических запасов относительно норм по ЭМС посвящен следующий раздел настоящей работы.

**5. Анализ схем с несколькими нагревательными линиями, содержащими диоды**

В реальных электронагревательных приборах сопротивление нагревательных линий, а, соответственно, и ток в них выбирают так, чтобы спираль с некоторым технологическим запасом не доходила до свечения в рабочем режиме.

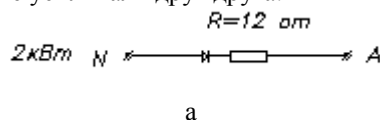
Для типовых значений параметров нагревательных элементов величины токов в нагревательных линиях составляют 6÷10 А.

Соответственно выделяемая в ней мощность при подаче на нагревательный элемент межфазного (~380 В) промышленного напряжения, либо напряжения «нейтраль-фаза» (220 В) составляет порядка 1,5÷3 кВт (в среднем, как правило, 2 кВт).

Поскольку для реальных целей требуются мощности нагрева, достигающие десятков и даже сотен киловатт, промышленные электронагревательные приборы средней мощности выполняются на совокупности параллельно включенных линий.

Мощные же приборы выполняются по классическим схемам – «треугольника» или «звезды» с возможным включением нескольких нагревательных линий в каждой из ветвей этих схем.

Типовые схемы, принятые и рассматриваемые авторами настоящей работы для изделий мощностью от 2 до 30 кВт, представлены на рис.8. При включении диодов в такие схемы важно выбрать вариант схемы их подключения, чтобы генерируемые ими (при отсечке части синусоиды промышленного переменного напряжения частотой 50 Гц) высшие временные гармоники взаимно гасили, а не усиливали друг друга.





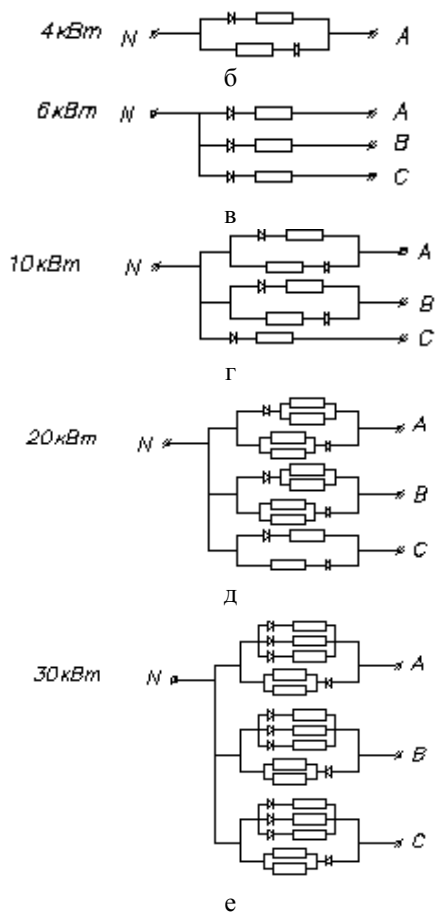


Рис. 8. Схемы электроннагревателей, содержащие силовые диоды.

Связь уровня паразитных электромагнитных полей, излучаемых за счет возникновения напряжений ИРП в нагревательных линиях с силовыми диодами, определяется антенными свойствами самих нагревательных линий и экранирующими свойствами корпусов и элементов конструкции электроннагревательных приборов.

Очевидно, что уровень паразитных полей, генерируемых каждым конкретным электроннагревательным прибором пропорционален квадрату напряжения ИРП, возникающего в нагревательных линиях с диодами.

При относительно простых соединениях, например, для двух параллельно включенных ветвей (рис.8 б), этого добиться несложно – достаточно включить диоды в соседних ветвях навстречу друг другу, и все временные гармоники в соседних ветвях будут генерироваться в противофазе, и полностью гасить друг друга в подводящих проводах (рис. 9).

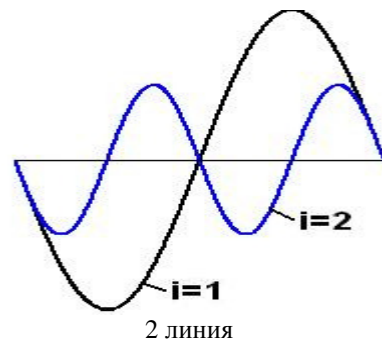
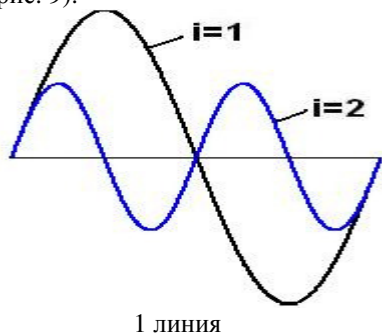


Рис.9. Этюды высших гармонических составляющих, генерируемых в двух параллельных линиях при встречном включении диодов в соседних ветвях

Рассмотрим несколько более сложных случаев соединения ветвей нагревательных линий с диодами.

Для соединения типа «треугольник» или «звезда» с одной ветвью на каждой фазе (межфазном промежутке) в каждой из ветвей уровень ИРП будет определяться в соответствии с данными, полученными в предыдущем разделе. Однако, если рассматривать уровень помех, излучаемых в эфир, результирующее электромагнитное поле следует представить как алгебраическую сумму полей, излучаемых каждой из ветвей. В этом случае для k-й гармоники (в случае одинаковых условий генерации паразитных колебаний во всех ветвях) можно записать

$$E_k = a_k (\cos(k\omega t) + \cos(k\omega t + \frac{2\pi}{3})) + \dots \quad (17)$$

$$\cos(k\omega t + \frac{4\pi}{3}) = 0$$

Несложно показать, что результирующее поле радиопомех в этом случае будет тождественно равно нулю. В реальных случаях нагрузка по фазам даже при равенстве числа нагревательных линий по каждой из ветвей будет несколько различаться. Однако эти различия будут существенно меньше нагрузки в каждой из нагревательных линий и результирующий уровень помех будет многократно меньше, чем создаваемый одной нагревательной линией с диодом.

Очевидно (см. рис. 8), что при различии числа ветвей по фазам напряжения (межфазовым промежуткам) число линий в одной из ветвей может быть либо на одну больше, либо на одну меньше, чем в двух других. Иначе говоря, если в каждой из двух ветвей число нагревательных линий равно n, то для третьей оно будет n±1.

Тогда в общем виде, для случая неравномерной нагрузки фаз для k-й гармоники поля справедливым будет следующее выражение

$$E_k = n \cdot a_k \left[ \cos(k\omega t) + \cos(k\omega t + \frac{2\pi}{3}) + \cos(k\omega t + \frac{4\pi}{3}) \right] \quad (18)$$

$$\pm a_k \cos(k\omega t + \frac{4\pi}{3})$$

Поскольку, как было показано выше, первое слагаемое тождественно равно нулю, для



суммарного значения уровня радиопомех можно записать

$$E_k = a_k \cos(k\omega t) \quad (19)$$

Таким образом, уровень помех, создаваемый сколь угодно сложной системой с диодом в каждой нагревательной линии, будет примерно таким же, как и в одной нагревательной линии с диодом.

Здесь следует сделать только две оговорки:

1. При создании системы любого уровня сложности необходимо максимально выравнивать нагрузку по фазам, т.е. не допускать, чтобы число нагревательных линий в любой из фазовых ветвей отличалось, более чем на одну от числа линий в каждой из двух других.
2. В реальных системах нагрузки по нагревательным линиям могут различаться на несколько процентов друг от друга за счет технологического разброса их сопротивлений. Расчет показывает, что за счет этого уровень радиопомех, создаваемых мощными нагревательными устройствами, может на 1÷2 дБ превышать уровень помех от одной нагревательной линии с диодом.

#### **Заключение**

Из полученных в настоящей работе результатов исследований можно сделать следующие выводы:

1. Основным фактором, влияющим на уровень ИРП нагревательных линий с силовыми диодами является угол отсечки импульсов, причем зависимость напряжения радиопомех от угла отсечки является существенно нелинейной.
2. В свою очередь, угол отсечки является функцией рабочей температуры диода, которая может в рассматриваемых диодах достигать 100 °С.
3. Существенное преимущество с позиций ЭМС имеют современные силовые диоды, например диоды, изготовленные с использованием EmCon технологии. При включении в нагревательные линии диодов этого типа удается со значительным технологическим запасом соблюдать установленные нормы по уровню напряжений ИРП в рабочих диапазонах температур
4. При относительно равномерном распределении нагрузки по фазам переменного трехфазного напряжения уровень электромагнитных полей, создаваемых в эфире сложными нагревательными устройствами, состоящими из большого числа нагревательных линий, практически не отличается от уровня радиопомех, создаваемых одной нагревательной линией с силовым диодом.

#### **Библиографический список**

1. Князев А.Д., Кечиев Л.Н., Петров Б.В. Конструирование радиоэлектронной и электронно-вычислительной аппаратуры с учетом электромагнитной совместимости. – М.: Радио и связь, 1989.
2. Б.В. Петров, В. К. Глебин. Анализ помех от выпрямителя с емкостной нагрузкой. «Радиотехника», № 1, 1985 г.
3. Porst, F. Auerbach, H. Brunner, G. Deboy, F. Hille. Improvement of the diode characteristics using emitter-controlled principles (EmCon-diode)// Proc. ISPD, 1997.
4. М.И. Абрамович, В.М. Бабайлов, В.Е. Либер. Диоды и тиристоры в преобразовательных установках. М.: Энергоатомиздат, 1992.
5. М.Н. Орлова Управление статическими и динамическими параметрами силовых кремниевых приборов методом радиационного технологического процесса. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. Москва, 2007.
6. Баскаков С. И. Радиотехнические цепи и сигналы. – М.: Высшая школа, 1988.
7. ГОСТ Р 51318.14.1-99 (СИСПР 14-1-93) Совместимость технических средств электромагнитная. Радиопомехи промышленные от бытовых приборов, электрических инструментов и аналогичных устройств. Нормы и методы испытаний.

#### **ESTIMATION OF PARASITIC OSCILLATION LEVELS, GENERATED BY POWER SEMICONDUCTOR DIODES IN ALTERNATING-CURRENT CIRCUIT ELECTRIC HEATERS. PART 1**

A.V. Kozlov, A.V. Skripal, A.S. Shapovalov, V.Y. Yavchunovsky

The results of the radio interference voltage levels estimation, generated by power semiconductor diodes in the electric heaters have been shown. An account with Berg functions for the several different diode types has been carried out. The technological scattering of diode characteristics effect on the industrial radio interference voltage levels, generated them in alternating-current circuit, was investigated.

**ОЦЕНКА УРОВНЕЙ ПАЗАРИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ, СОЗДАВАЕМЫХ В ЦЕПИ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА СИЛОВЫМИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ ДИОДАМИ В СОСТАВЕ ЭЛЕКТРОНАГРЕВАТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ. ЧАСТЬ 2**

А.В. Козлов

Саратовский государственный университет

Козлов Андрей Владимирович, аспирант

Приведены результаты измерений уровней напряжений промышленных радиопомех (ИРП), создаваемых силовыми диодами с различающейся структурой в цепи переменного тока.

**1. Введение**

В работе [1] проведен расчет частотных зависимостей напряжений ИРП для двух силовых полупроводниковых диодов, изготовленных по различным технологиям (стандартной и планарной с использованием операции ионной имплантации), входящих в состав электронагревательных устройств. На основе сравнительного анализа показаны основные преимущества диодов первого типа.

Целью настоящей работы является проведение экспериментального исследования частотных зависимостей уровней напряжений ИРП, возникающих при работе электронагревателей, содержащих силовые диоды с различающейся структурой.

**2. Оборудование и методика эксперимента**

Экспериментальное исследование сравнимых полупроводниковых структур проводилось по следующей схеме (рис. 1), основу которой составлял измеритель радиопомех. В качестве измерителя был выбран селективный микровольтметр SMV-11. Также был использован V-образный эквивалент сети с номинальным сопротивлением 50 Ом, функция которого состояла в подавлении высших гармонических составляющих, не имеющих отношения к рассматриваемым в настоящей работе источникам помех.

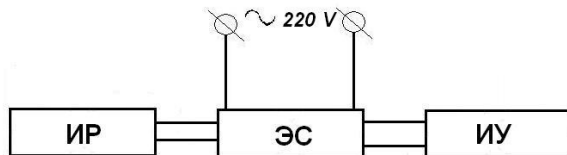
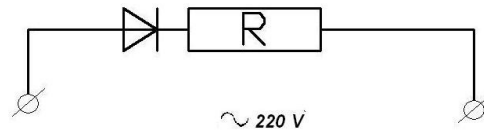
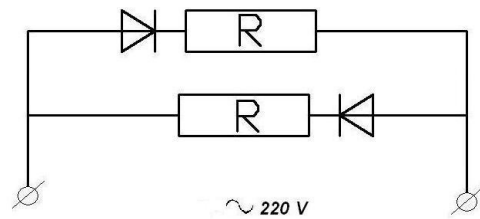


Рис.1 Схема измерения кондуктивных ИРП (ИР – измеритель радиопомех, ЭС – эквивалент сети, ИУ – исследуемое устройство)

Непосредственное измерение уровней ИРП в цепи проводилось на зажимах сети питания в диапазоне частот 0,15-30 МГц, в полосе относительно каждой из частот, равной 9 кГц по ГОСТ [2], определяющим специфику данных измерений. Измеряемой величиной являлось квазипиковое напряжение радиопомех, а в качестве объектов исследования, как и в [1], были выбраны диоды марок IDP23E60, изготавливаемый по планарной EmCon технологии, и Д-112-25, изготавливаемый по стандартной технологии, входящие в состав электронагревательных приборов включенными последовательно (рис.2) с сопротивлением, равным типовому для нагревательной цепи с мощностью 2 кВт (R=12 Ом).



а



б

Рис. 2 Схемы подключения диодов в составе электронагревательных устройств

**3. Результаты измерений**

В полном соответствии с проведенным в [1] теоретическим анализом диоду марки Д-112-25 соответствуют существенно большие значения напряжений ИРП.

Сравнение уровней ИРП, возникающих в цепи переменного тока при работе силовых полупроводниковых приборов стандартной и современной технологий изготовления, включенных по схеме (рис. 2 а), показало значительное различие во всем частотном диапазоне (рис. 3), которое увеличивается с ростом частоты.

Для другого типа диода характерен меньший уровень промышленных радиопомех, который на частоте 0,15 МГц на 12 dB меньше значений, установленных нормативными документами, т.е. имеется значительный технологический запас. Для схемы с диодом Д-112-25 технологический запас по уровню радиопомех практически отсутствует.

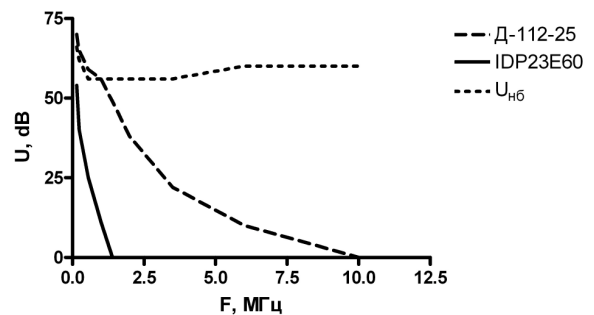


Рис. 3 Частотные зависимости напряжений радиопомех, создаваемых исследуемыми диодами. U<sub>нб</sub> показывает предельно допустимый уровень напряжения ИРП по бытовым нормам

Как известно, с ростом потребляемой мощности с увеличением числа входящих в схему нагревательных элементов уровень паразитных колебаний, вносимых входящими в эту схему диодами, включенными последовательно с нагревательными элементами, также увеличивается. В [1] для минимизации уровня паразитных колебаний сложных схем, составленных из большого количества содержащих диоды нагревательных элементов, было предложено включать эти элементы попарно, причем входящие в них диоды вводить так, чтобы в параллельных ветвях они были включены навстречу друг другу (рис. 2 б). Экспериментальное исследование уровней паразитных колебаний, генерируемых такими схемами, является одной из целей настоящей работы.

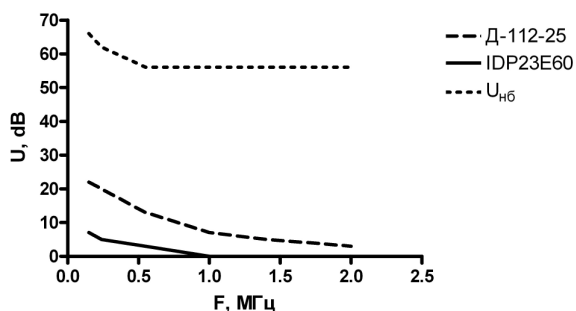


Рис. 4 Частотные зависимости напряжений радиопомех, создаваемых сравниваемыми силовыми диодами, включенными навстречу друг другу в параллельных ветвях нагревателей.  $U_{nb}$  показывает предельно допустимый уровень напряжения ИРП по бытовым нормам

Измерение уровней ИРП, вносимых в цепь переменного тока двумя встречно направленными диодами, показало, что вследствие их взаимного влияния значения напряжений ИРП оказываются значительно меньшими (рис. 4) по сравнению с предыдущими измерениями для обоих типов диодов. Тот факт, что суммарный уровень напряжений радиопомех, получаемый при сложении спектров паразитных колебаний от соседних ветвей со встречно включенными диодами не равен тождественно нулю, можно объяснить, видимо, наличием технологических разбросов активных сопротивлений и параметров полупроводниковых структур в соседних ветвях. Соответственно, и разница в уровнях паразитных колебаний,

#### Библиографический список

1. Оценка уровней паразитных колебаний, создаваемых в цепи переменного тока силовыми полупроводниковыми диодами в составе электронагревательных устройств. Часть 1. А.В. Козлов, А.В. Скрипаль, А.С. Шаповалов, В.Я. Явчуновский. /Вопросы прикладной физики вып. №16 2009 г.
2. ГОСТ Р 51318.14.1-99 (СИСПР 14-1-93) Совместимость технических средств электромагнитная. Радиопомехи индустриальные от бытовых приборов, электрических инструментов и аналогичных устройств. Нормы и методы испытаний

### ESTIMATION OF PARASITIC OSCILLATION LEVELS, GENERATED BY POWER SEMICONDUCTOR DIODES IN ALTERNATING-CURRENT CIRCUIT ELECTRIC HEATERS. PART 2

A.V. Kozlov

Saratov State University

The results of industrial radio interference voltage levels measurements, generated by power semiconductor diodes with various structures in the alternating-current circuit have been shown.

создаваемых при работе таких электроприборов для сравниваемых полупроводниковых структур (стандартной и планарной) остается практически такой же, как и для случая одного диода, включенного последовательно с нагревательным элементом.

Полученные результаты измерений частотных зависимостей значения квазипикового напряжения ИРП позволяют говорить о превышении уровней радиопомех, создаваемых диодом типа Д-112-25 в составе электронагревательных устройств среднего и высокого уровней мощности по сравнению со значениями ИРП, соответствующими диоду IDP23E60 при любых равных условиях, что подтверждает результаты [1].

#### 4. Выводы

1. Исследование частотных зависимостей напряжений ИРП для силовых полупроводниковых диодов, полученных при помощи различных технологий изготовления, включенных последовательно с нагревательным элементом в цепь переменного тока, показало существенно большие значения уровней радиопомех, создаваемых полупроводниковыми структурами, изготовленными по стандартной технологии, по сравнению со структурами, изготовленными по планарной технологии. Это хорошо согласуется с полученными в [1] результатами расчета.

2. Использование схем со встречно направленными в параллельно включаемых нагревательных цепях диодами позволяет весьма существенно снизить значения напряжения радиопомех для обоих типов диодов. Однако сохраняется существенная разница в значениях квазипикового напряжения радиопомех между сравниваемыми типами диодов, существующая и в схеме с одним диодом, включенным последовательно с нагревательным элементом в цепь переменного тока.

Использование современных типов диодов, изготовленных по планарной технологии и предложенных в [1] и в настоящей работе схем сложения мощности нагрева позволяют получить уровень паразитных колебаний от электронагревательных приборов с силовыми диодами, не превышающий уровень, допустимый по нормативным документам [2].

УДК 681.3.06:533.6:621.646

## КОМПЛЕКС УНИВЕРСАЛЬНЫХ ПРОГРАММ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ГИДРАВЛИКИ (АЭРОДИНАМИКИ) И РАСЧЁТА КОЭФФИЦИЕНТОВ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА

В.В.Хроменков

Саратовский государственный университет

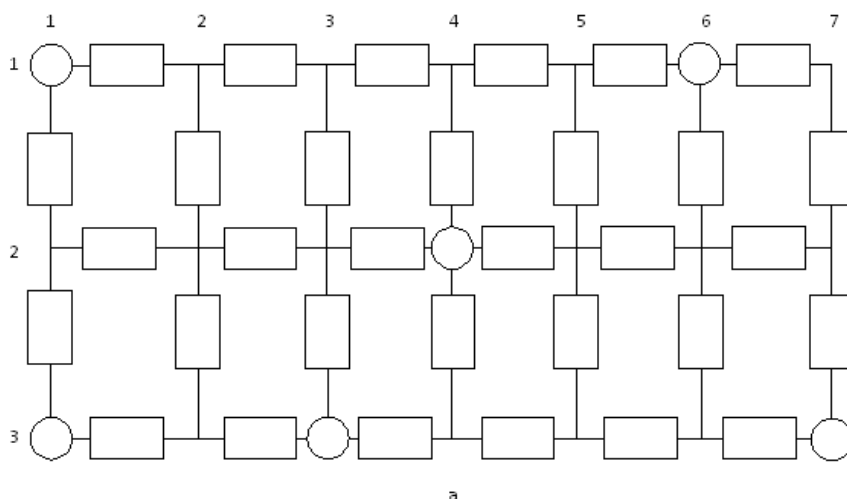
*Хроменков Владимир Васильевич*, к.ф.-м.н., доцент, [KhromenkovVV@info.sgu.ru](mailto:KhromenkovVV@info.sgu.ru)

Описаны компьютерные программы для численного расчёта сложных гидравлических или аэродинамических систем с целью определения расхода жидкости или газа, скорости их прокачки и коэффициента конвективного теплообмена в любом участке системы.

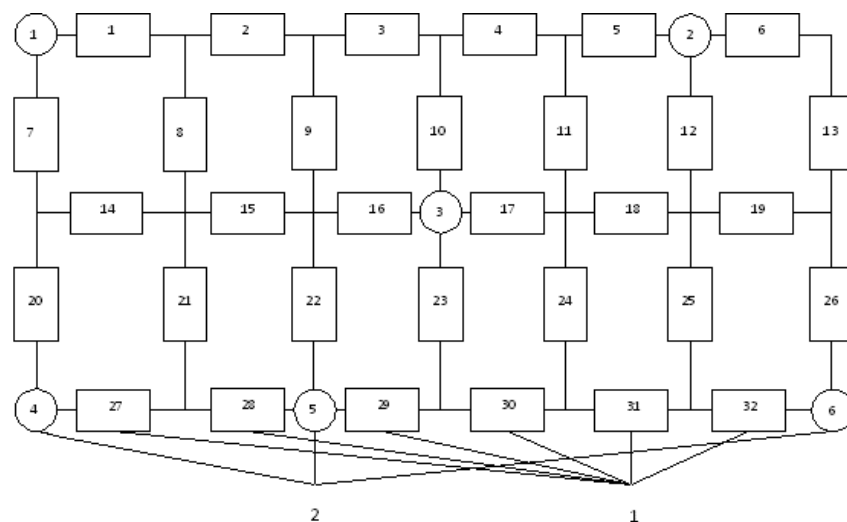
Программы комплекса предназначены для расчёта жидкостных (газовых) систем повышенной сложности. Система может состоять из большого числа разнообразных каналов с многочисленными поворотами, разветвлениями и слияниями потоков, расширениями и сужениями и включать в себя насосы, компрессоры, вентиляторы, стоки (выходы в атмосферу) и т.п. В ней может прокачиваться практически любая жидкость или газ.

Для решения задачи гидравлики (аэродинамики) система представляется в виде сетки из

гидравлических сопротивлений 1, в узлах которой располагаются источники давления или стоки в атмосферу 2 (рисунок), что значительно упрощает алгоритм. Узлы схемы нумеруются по горизонтали слева направо, а по вертикали – сверху вниз (рисунок а). Сопротивления нумеруются в порядке следования в схеме слева направо и сверху вниз (рисунок б). Значение некоторых сопротивлений может быть равно нулю (прямое соединение) или очень большой величине (разрыв цепи).



а



б

Источники давления (насосы, вентиляторы и т.п.) нумеруются в порядке следования слева направо и сверху вниз. К «источникам давления» относятся и выходы в атмосферу (стоки). Важно, чтобы первый источник или сток располагался в левом верхнем углу схемы, а последний в правом

нижнем. Расположение остальных источников произвольное. Число узлов по горизонтали в маленькой схеме должно быть больше или равно числу узлов по вертикали (одиночная цепь – только горизонтальная). Эти ограничения существенно упрощают программу. Практически любая

гидравлическая система легко может быть представлена в таком виде.

Пользователь задает только геометрию системы, вид используемой жидкости или газа, величину источников давления, начальное значение расходов жидкости. Расчёт гидравлических сопротивлений, составление системы нелинейных уравнений типа Кирхгофа:

$$\text{для узлов цепи} \quad \sum Q_i = 0, \quad (1)$$

$$\text{для ветвей цепи} \quad \sum Z_i Q_i^2 = p, \quad (2)$$

где  $Q$  – расход жидкости в элементе схемы,  $Z$  – величина локального гидравлического сопротивления элемента схемы,  $p$  – перепад давления в цепи,  $i$  – порядковый номер элемента, решение задачи гидравлики или аэродинамики и вычисление расходов и скоростей прокачки жидкости или газа осуществляется автоматически. Следует отметить, что при расчёте локальных гидравлических сопротивлений учитывается сложный характер зависимости этих сопротивлений от расходов жидкости как в данном элементе схемы, так и в соседних элементах. Для этого в программу включен банк данных с формулами [1] для наиболее распространенных гидравлических сопротивлений.

Уравнения (1) составляются для всех узлов цепи, включая узлы, соединяющие только два сопротивления, за исключением узлов, в которых расположены источники давления. Уравнения (2) составляются для ветвей цепи, а не для контуров, что позволило существенно упростить алгоритм.

Обход ветвей в программе осуществляется, начиная с первого источника и заканчивая последним. Притом, если в процессе обхода попадает промежуточный источник, то уравнение обрывается. Следующее уравнение составляется, начиная с этого промежуточного источника.

Решение осуществляется итерационно. По начальным значениям расходов вычисляются величины сопротивлений, которые затем используются для определения следующего приближения для расходов. Итерации продолжаются до достижения заданной точности.

Использованный в программе метод решения системы нелинейных алгебраических уравнений обеспечивает быструю и, в подавляющем числе случаев, стопроцентную сходимость.

В частности, при расчёте систем охлаждения узлов электронных приборов и сопел аэродинамических труб результат, совпадающий с экспериментальными данными, получался даже в тех случаях, когда начальное приближение для расходов отличалось от истинного более чем на порядок или даже задавалось противоположное направление течения жидкости.

Начальное значение  $Q$  существенно влияет только на число итераций, необходимых для получения решения. Это связано с тем, что

сходимость метода решения системы нелинейных уравнений зависит от соотношения между величинами расходов жидкости  $Q$  и величинами локальных гидравлических сопротивлений  $Z$  в уравнениях (2). В случае с расчетом распространенных гидравлических систем это соотношение оптимально.

Результатом решения задачи гидравлики (аэродинамики) являются величины расходов жидкости или газа и скорость их прокачки во всех участках системы.

Для решения многих практических задач, связанных с конвективным теплообменом, необходимо определить величину коэффициента конвективного теплообмена. В специальной литературе приведено большое количество эмпирических соотношений, характеризующих теплообмен при сходных условиях, что создает проблемы при их практическом применении. Программы комплекса позволяют автоматически подобрать подходящие для данного конкретного случая формулы и рассчитать величину коэффициента конвективного теплообмена, а при наличии нескольких формул для одинаковых условий имеется возможность их сравнения. Кроме того, в процессе расчёта определяется режим течения жидкости или газа (ламинарный, переходный или турбулентный) и наличие пузырькового или плёночного кипения.

В программы включены банки данных, содержащие физические параметры наиболее распространенных жидкостей и газов и формулы для расчёта коэффициентов конвективного теплообмена, взятые из специальной литературы.

Все программы состоят из отдельных модулей и полностью совместимы между собой, что позволяет использовать их как отдельно друг от друга, так и в виде единой программы. При необходимости возможно включение этих модулей в программы по расчету теплового режима изделий, охлаждаемых или нагреваемых потоком жидкости или газа.

Программы позволяют рассчитывать системы охлаждения узлов электронных приборов, аэродинамических труб, различных машин и оборудования, а также системы отопления и вентиляции зданий и сооружений, и другие объекты.

Разработано несколько вариантов программ, ориентированных на узкую область применения: программы для расчёта систем водяного охлаждения сопел аэродинамических труб, программы для расчёта систем охлаждения в узлах электронных приборов и другие. Использование специализированных вариантов дополнительно снижает количество исходных данных и ещё больше облегчает работу пользователя.

Программы комплекса были успешно применены, в частности, при расчете системы охлаждения возмущающего электромагнита гиротрона [2].

#### Библиографический список

1. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М., 1975.
2. Хроменков В.В. //Электронная техника. Сер. 1. СВЧ-техника. 2004. Вып. 2(484). С. 60-63.



**COMPLEX OF UNIVERSAL PROGRAMS FOR THE DECISION OF THE PROBLEM OF  
HYDRAULICS (AERODYNAMICS) AND CALCULATION OF FACTORS CONVECTION OF HEAT  
EXCHANGE**

V.V. Khromenkov

Saratov State University

Computer programs for numerical calculation of difficult hydraulic or aerodynamic systems with the purpose of definition of the expense of a liquid or gas, speed of their prorolling and factor of convection heat exchange in any site of system are described.

УДК 533.6.011, 621.077

**УЧЕТ ГИРОСКОПИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ПРИ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЯХ  
ВРАЩАЮЩИХСЯ В НАБЕГАЮЩЕМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА РОТОРОВ**

Б.Н. Кондрашов, Е.А. Воробьева

Саратовский государственный университет

*Кондрашов Борис Никанорович*, старший преподаватель кафедры прикладной физики, заведующий  
Проблемной лабораторией физических и технологических исследований СГУ.

*Воробьева Елена Александровна*, инженер центра патентных услуг СГУ, соискатель кафедры  
материаловедения, технологии и управления качеством,

[vorobievae@mail.ru](mailto:vorobievae@mail.ru)

В работе рассматривается вопрос учета гироскопических сил действующих на вращающийся в потоке газа ротор.

Более 150 лет назад немецкий физик Г. Магнус обнаружил эффект подъемной силы у движущегося и вращающегося в потоке воздуха цилиндра. Это, так называемый, «эффект Магнуса» [1].

Интерес к исследованиям в этой области аэродинамики существует до сих пор. Связано это, прежде всего, с попытками создания высокоэффективных ветродвигателей, в которых лопасти заменяются вращающимися цилиндрами [2, 3].

Отмечено, что большинство исследований на вращающихся телах в потоке газа носят фрагментарный характер, недостаточный для полного параметрического анализа [3].

К сожалению, в публикациях по данному вопросу приводятся, в основном, только значения параметров  $C_x$  и  $C_y$ , а также основные геометрические характеристики роторов, такие, как: диаметр цилиндра, удлинение, относительный диаметр концевых шайб, а также некоторые характеристики, относящиеся непосредственно к аэродинамическим испытаниям, такие как число Рейнольдса ( $Re$ ) и число Струхала ( $Ch$ ). При этом почти полностью отсутствуют такие характеристики как масса роторов, типы аэродинамических весов и их конструктивные особенности. Все это приводит к затруднениям в сравнительном анализе характеристик роторов, полученных в разных лабораториях.

При проведении экспериментов в аэродинамической лаборатории Саратовского государственного университета (СГУ) было обнаружено, что результаты численного моделирования силы Магнуса, действующей на вращающийся цилиндр, с использованием модели двумерного течения идеальной жидкости,

получаются больше экспериментальных данных в 3,2 раза. Расхождение объяснялось, во-первых, тем, что реальное течение жидкости трехмерно, а не двумерно, и малым числом Рейнольдса в эксперименте – во-вторых. Наконец, в-третьих – сравнительно высокой турбулентностью в применяемой аэродинамической трубе.

Предполагалось, что учет всех этих факторов приведет к более хорошим результатам сравнения теории и эксперимента [4].

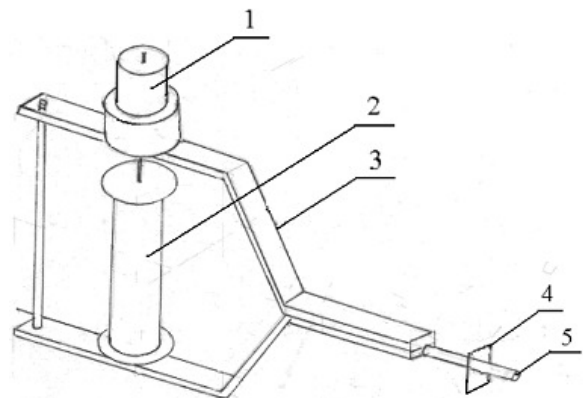


Рис. 1 Схема установки испытываемого ротора в державке, где 1 – электродвигатель; 2 – испытуемый ротор; 3 – державка; 4 – ограничительная рамка; 5 – штанга весов.

Замена металлического ротора на ротор с мягкой капроновой оболочкой, натянутой между аэродинамическими концевыми шайбами, привел к неожиданным результатам: «мягкий» цилиндр при определенных условиях, обладал более высоким аэродинамическим качеством, по сравнению с жестким. Это объясняли «подстройкой» формы

мягкого цилиндра к оптимальной вследствие его деформации за счет сил инерции и распределения давления [4].

Дальнейшие работы в области роторов и вингроторов позволили переосмыслить причины несовпадения теоретических и экспериментальных результатов.

Дело в том, что аэродинамические весы, используемые в лаборатории СГУ, не обеспечивали строгого перемещения ротора точно по направлениям  $x$  и  $y$ , лежащим в горизонтальной плоскости, и давали возможность перемещения ротора в вертикальной плоскости, проходящей через ось вращения ротора  $z$  и горизонтальную ось  $x$ . Таким образом, под действием сил лобового давления ротор имел возможность отклоняться (разворачиваться вокруг оси  $y$ ) в этой плоскости.

На рисунке 1 показана схема установки испытываемого ротора в державке, которая и передавала все перемещения ротора в пространстве на свободно висящую на проволочных подвесах раму весов (на рисунке не показана). Рамка 4 – ограничивала перемещение державки.

Конструктивно электродвигатель ротора крепился статором к раме державки, а ротор электродвигателя – жестко соединялся с осью вращающегося испытываемого ротора. Это позволяет рассматривать систему ротор – ротор электродвигателя, как единую систему – вращающийся гироскоп (рисунок 2), имеющий момент инерции относительно оси, проходящей через ось вращения. Причем центр масс такого гироскопа, из-за сравнительно большой массы, ротора – электродвигателя смещен вверх по сравнению с центром масс исследуемого цилиндра.

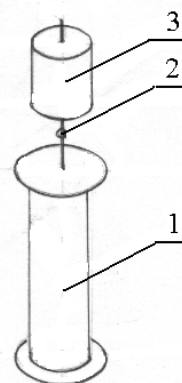


Рис. 2 Система ротор – ротор электродвигателя, где 1 – испытываемый ротор; 2 – предполагаемый центр масс системы; 3 – ротор электродвигателя.

Таким образом, гироскоп может поворачиваться (пусть и на незначительный угол  $\Delta$ ) вокруг оси, совпадающей с осью  $y$ .

Из этого можно сделать вывод о возможности появления гироскопического момента и гироскопической силы, действующей на вращающуюся систему (ротор – ротор электродвигателя).

Причем при отклонении оси системы роторов вдоль направления оси  $y$  (по ветру) гироскопическая сила будет действовать в направлении, противоположном аэродинамической силе Магнуса.

На рисунке 3а изображены аэродинамические силы, действующие на вращающийся ротор, момент инерции которого относительно оси вращения  $I=0$ .

На рисунке 3б – силы действующие на ротор момент инерции, которого  $I \neq 0$  и ось которого может поворачиваться вокруг оси  $Ox$ . Для простоты изображения все силы, действующие на ротор, приложены к одной точке.

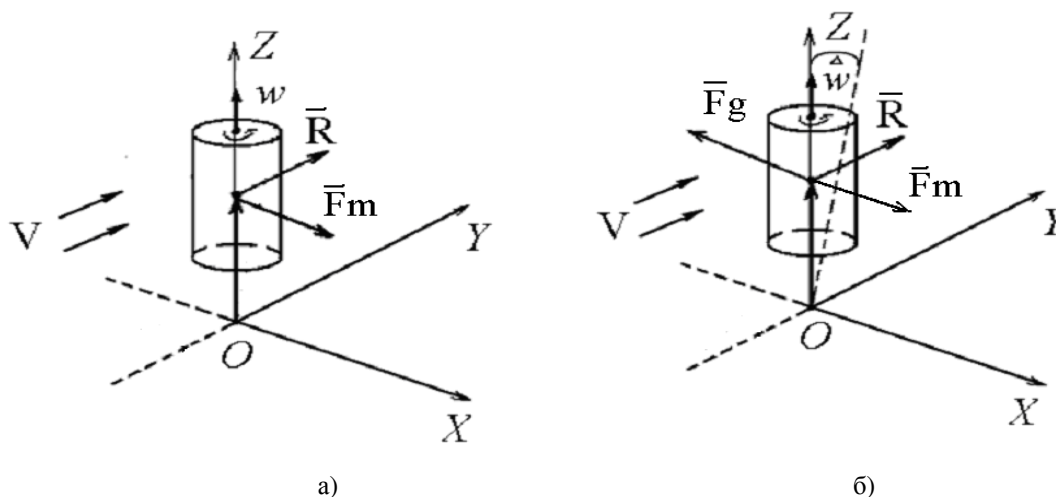


Рис. 3. Силы, действующие на вращающуюся роторную систему в потоке воздуха: а) – аэродинамические силы, действующие на вращающийся ротор  $I=0$ ; б) – аэродинамические силы и гироскопические силы, действующие на вращающийся ротор  $I \neq 0$ .  $V$  – скорость набегающего потока;  $R$  – лобовое сопротивление;  $F_m$  – сила Магнуса;  $F_g$  – гироскопические силы;  $w$  – угловая скорость вращения ротора;  $\Delta$  – малый угол отклонения оси гироскопа вокруг точки  $O$  относительно горизонтальной оси;  $X, Y, Z$  – оси координат.

Таким образом, суммарная подъемная сила, действующая на ротор  $\mathbf{F}$ , будет равна векторной сумме силы Магнуса  $\mathbf{F}_m$  и гироскопической силы  $\mathbf{F}_g$ .

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_m + \mathbf{F}_g$$

В зависимости от направления силы  $\mathbf{F}_g$  суммарная подъемная сила будет или больше, или меньше силы Магнуса  $\mathbf{F}_m$ .

Скорее всего, именно гироскопическая сила в испытаниях, проведенных в СГУ, и уменьшала подъемную аэродинамическую силу, что приводило к расхождению при сравнении экспериментальных данных и численных расчетов.

Что же касается улучшения характеристик «мягкого» ротора, то, по-видимому, уменьшенный по сравнению с жестким ротором момент инерции уменьшал и гироскопическую силу, что приводило в

конечном итоге к увеличению аэродинамического качества ротора.

Создание ветродвигателей с двумя и тремя степенями свободы, полностью подтвердила данное предположение. В настоящее время нет никаких сомнений, что «чистые» эксперименты по определению силы Магнуса  $\mathbf{F}_m$ , действующей на вращающийся цилиндр, необходимо проводить по схеме Прандтля [1], то есть экспериментальная установка должна иметь вращающийся цилиндр с моментом инерции вокруг собственной оси  $I=0$ . Только в этом случае экспериментальные данные можно рассматривать как достоверные, и использовать для сравнительного анализа ротор, испытанный в разных лабораториях.

#### Библиографический список

1. Красноперов Е.В., Экспериментальная аэродинамика, ОНТИ. НКТП. СССР. 1935, с. 173
2. Ветродвигатели, Под ред. Е.М. Фатеева, М., Машгиз, 1962, 248 с.
3. Бычков И.М., Ветродвигатель с эффектом Магнуса. Характеристики вращающегося цилиндра. Теплофизика и аэродинамика, 2005, Т. 12, №1.
4. Блинков Ю.А., Кондрашов Б.Н., Мозжилкин В.В., Чернов А.М., Сравнительный анализ роторов Флетнера с жесткой и мягкой оболочками, Аэродинамика, Переходные режимы в течениях жидкости: Межвуз. сб. научн. тр. Саратов, Изд. СГУ, 1993, вып. 13(16), с71.

### ACCOUNT OF GYROEFFECT AT AERODYNAMIC TESTS OF THE ROTORS REVOLVED IN APPEARING SUDDENLY BLAST

B.N. Kondrashov, E.A. Vorobyova  
Saratov State University

The work concerns an issue of considering the gyroscopic forces influencing a rotor revolving in a gas flow.

УДК 533.51/57

### ОБ ОДНОМ ЭФФЕКТЕ ЛАМПЫ ЛМ-2 ПРИ ПОЛУЧЕНИИ СВЕРХВЫСОКОГО ВАКУУМА

Б. Н. Кондрашов, Е. А. Воробьева

Саратовский государственный университет

*Кондрашов Борис Никанорович*, старший преподаватель кафедры прикладной физики, заведующий Проблемной лабораторией физических и технологических исследований СГУ.

*Воробьева Елена Александровна*, инженер центра патентных услуг СГУ, соискатель кафедры материаловедения, технологии и управления качеством, [vorobievae@mail.ru](mailto:vorobievae@mail.ru)

В статье описано использование эффекта откачки лампы ЛМ-2 при ее обдуве воздухом для получения сверхвысокого вакуума.

Уже более полусотни лет для измерения высокого и сверхвысокого вакуума используется ионизационный манометр ЛМ-2. Простота конструкции и обслуживания, доступность и практически линейная зависимость давления от полного тока сделали эту лампу универсальным прибором у вакуумщиков - практиков. По ней до сих пор градуируют более современные вакуумметры.

Известно, что при достаточно хорошем обезгаживании всех деталей манометрической лампы она становится способной поглощать газы, поступающие в манометр, и это свойство используется для получения сверхвысокого вакуума.

Отмечалось ограниченное количество газов, которое может поглотить манометрическая лампа.

При давлениях до  $10^{-4}$  -  $10^{-5}$  мм рт. ст. поглощение происходит быстро насыщенно, после чего снижение давления прекращается.

При давлении меньше  $10^{-5}$  мм рт. ст. момент «насыщения» отдалается и действие манометра продолжается достаточно длительное время, что дает возможность при помощи ионизационного манометра добиться сверхвысокого вакуума в вакуумной системе небольшого объема [1].

При получении сверхвысокого вакуума, в камерах достаточно большого объема, возникает проблема резкого уменьшения производительности насосов, при разряжении начиная с  $10^{-6}$  мм рт. ст. Для получения вакуума порядка  $5 \cdot 10^{-8}$  мм рт. ст. даже при хорошем обезгаживании высоковакуумной установки требуется достаточно длительное время, особенно на последнем этапе.



Авторами обнаружен эффект использования в качестве вспомогательного вакуумного насоса лампы ЛМ-2, при совместной работе с магниторазрядным насосом типа НОРД в диапазоне от  $5 \cdot 10^{-5}$  до  $5 \cdot 10^{-8}$  мм рт. ст.

Схема установки представлена на рис. 1

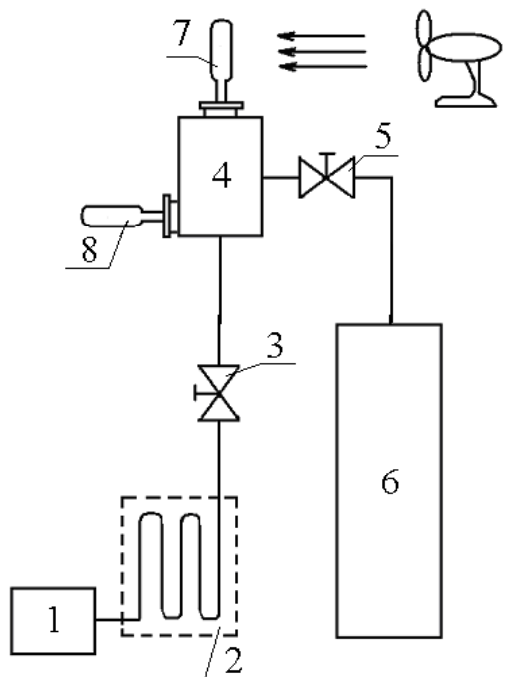


Рис. 1 Схема установки

1 – форвакуумный насос, 2 – масляная ловушка, 3 – вентиль, 4 – высоковакуумная камера, 5 – высоковакуумный вентиль, 6 – магниторазрядный насос (НОРД), 7 – манометрическая лампа ЛМ-2, 8 – контрольная (не обдуваемая) манометрическая лампа ЛМ-2.

Измерение вакуума проводилось вакуумметрами типа ВИТ-1. Контроль вакуума осуществлялся не обдуваемой манометрической лампой ЛМ-2, помещенной в защитный металлический кожух.

Установка была тщательно обезгажена. Эффект обнаружен при обдуве баллона лампы ЛМ-2 при снятом защитном кожухе внешним бытовым вентилятором, установленным на расстоянии около 30 см от баллона лампы.

Происходит резкое падение давления в вакуумной камере. Откачка сокращается от нескольких часов, до нескольких минут. Аномально высокое откачивающее свойство лампы ЛМ-2 не зависит от температуры окружающей среды в диапазоне от  $+14^{\circ}\text{C}$  до  $+35^{\circ}\text{C}$ , - а только от обдува (причем увеличение объема проходящего воздуха мало влияет на степень откачки, изменяется лишь время насыщения). При этом температура баллона лампы снижается всего на несколько градусов ( $5-15^{\circ}\text{C}$ ). Эффект наблюдается при совместной работе НОРДа и обдуваемой лампы (рис. 2).

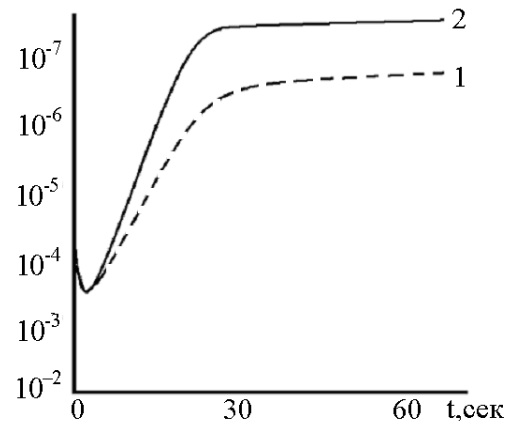


Рис. 2. Получение сверхвысокого вакуума в рабочей камере с помощью магниторазрядного насоса НОРД и обдуваемой лампы ЛМ-2, кривая 2. Для сравнения приведена зависимость получения сверхвысокого вакуума от времени без обдува лампы ЛМ-2, кривая – 1

При выключенном НОРДе, соединенном напрямую с вакуумной камерой, обдув лампы ЛМ-2 позволяет удерживать достаточное время сверхвысокий вакуум в вакуумной камере (рис. 3, кривая 2). Для сравнения на рисунке представлено изменение давления при отключенном НОРДе без обдува (рис. 3, кривая 1).

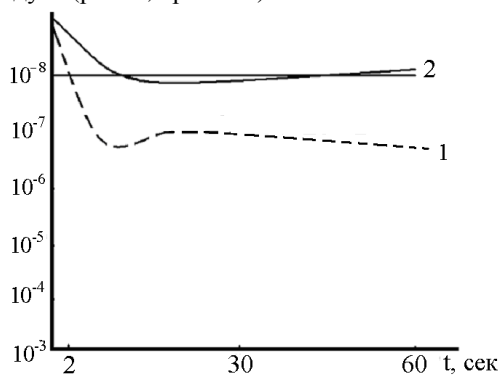


Рис. 3. Удержание вакуума в рабочей камере при отключенном НОРДе, кривая 1 - без обдува, кривая 2 – с обдувом лампы ЛМ-2.

Особенно эффективна работа обдуваемой манометрической лампы ЛМ-2 при откачке из вакуумной камеры и магниторазрядного насоса из состояния, когда эти объемы были соединены с атмосферой, без обязательного в таких случаях обезгаживания системы путем прогрева. Без этого отжига объема насоса и высоковакуумной камеры возможна беспроблемная откачка до давления  $10^{-5} - 5 \cdot 10^{-6}$  тора. Применение обдува лампы ЛМ-2 позволяет получить вакуум в камере  $5 \cdot 10^{-7}$  тора в течение 1,5 ч с момента начала откачки камеры форвакуумным насосом. Откачка до степени  $5 \cdot 10^{-5}$  осуществляется сначала форвакуумным насосом до давления  $10^{-3}$  тора, а затем магниторазрядным насосом до давления  $5 \cdot 10^{-5}$  тора. При «грязной» камере и «грязном» насосе дальнейшая откачка магниторазрядным насосом резко замедляется.

Для ускорения откачки применяется следующий прием – попеременный обдув баллона лампы ЛМ-2: обдув в течение нескольких минут, отключение обдува, перерыв в обдуве, с последующим включением обдува (см. рис. 4).

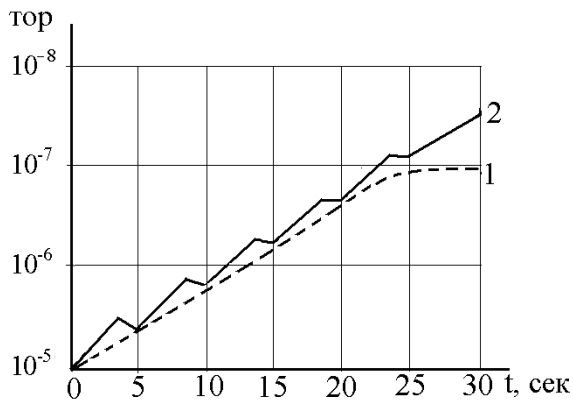


Рис. 4. Ступенчатая откачка «грязных» камеры и НОРДа, кривая 1 - без обдува лампы ЛМ-2, кривая 2 – с попеременным отключением обдува лампы ЛМ-2.

Такое попеременное включение – выключение обдува позволяет значительно ускорить получение вакуума порядка  $5 \cdot 10^{-7}$  тора, при первоначальном давлении, равном атмосферному. Время откачки составляет 1,2-1,5 ч.

Зависимость ионного тока лампы ЛМ-2 от ионного тока магниторазрядного насоса имеет сложный характер. Установлено, что по крайней мере при включении обдува ионный ток магниторазрядного насоса падает, а при отключении обдува ток несколько увеличивается, и затем медленно начинает уменьшаться.

Поглощение газов ионизационным манометром ЛМ-2 осуществляется [2]:

1. за счет адсорбции положительных ионов на коллекторе и стекле;
2. ряд газов ( $O_2$ ,  $Cl$  и другие) поглощаются химическим путем, взаимодействуя с накаливаемым катодом;

3. поглощение газов стеклом сопровождается, пусть и медленной, их диффузией в стекле;
4. существует и обратная диффузия гелия через стекло внутрь манометра [3].

Последнее обстоятельство накладывает ограничения на получение высокого и сверхвысокого вакуума.

При обычном режиме ионизационного манометра достаточно быстро наступает динамическое равновесие между поглощенными его деталями и колбой газами и возвращающимися в обратном направлении. Обдув колбы ионизационного манометра ЛМ-2 воздухом несколько сдвигает точку динамического равновесия за счет локального понижения температуры и постоянного отвода тепла с ее поверхности. При этом увеличивается слой адсорбированных на поверхности стекла ионов, в том числе и ионов металлов, которые становятся поглощающими центрами для находящихся в откачиваемом объеме ионов газов и одновременно являются, своего рода, протектором для газов, адсорбированных стеклом и диффундирующих в нем. При отключении обдува точка динамического равновесия несколько возвращается назад при этом, происходит разрушение (испарение) металлизированного слоя, осевшего внутри стеклянной колбы, а затем и выделение газов из стекла. Но в связи с тем, что при обдуве газы в стекле диффундировали на большую глубину, они покидают стекло достаточно долго, что увеличивает время динамического равновесия. Именно это и объясняет те ступеньки, которые изображены на рис. 4.

Подтверждением данного предположения может служить незначительный металлический налет на внутренней стороне стеклянной поверхности лампы ЛМ-2, образовавшийся за несколько лет ее работы в описанном режиме.

**Библиографический список**

1. Закиров Ф.Г., Николаев Е.А., Откачник вакуумщик, “Высшая школа”М., 1973. 2.
2. Артемьев В.Н., Штротберггер Л.В., Практикум по физике высокого вакуума, Изд. Саратов. Ун-та, 1963, с. 161-163.
3. Королев Б.И., Основы вакуумной техники, Госэнергоиздат, М., 1957.

**ABOUT ONE EFFECT IN LM-2 LAMP WHILE GAINING ULTRAHIGH VACUUM**

B. N. Kondrashov, E. A. Vorobyova

Saratov State University

An application of one effect of pumping out lamps LM-2 with simultaneous blowing them round with air for gaining ultrahigh vacuum is described.

**О НЕКОТОРЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ В ПРОБЛЕМНОЙ ЛАБОРАТОРИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ  
САРАТОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА**

В.В. Новоселов

Саратовский государственный университет.

Новоселов Владимир Владимирович, канд. физ.-мат. н., доцент

Воспоминания о прошлом. «Первые радости». Замечания о настоящем. Вопрос о будущем.

Сегодня, после экзамена, я привычно осмотрел студенческие столы. Часто в них можно найти брошенные книги по моему предмету или конспекты моих же лекций. Но ничего такого не было. Вспомнилось, что много студентов отпрашивалось чтобы «выйти», человек 6-7. А сколько не сдало? Столько же. Значит, восьмой в коридоре персонально снабжал их сведениями согласно полученным билетам. Пустые хлопоты, когда экзаменатор задаёт дополнительные вопросы.

Зато в столе я нашёл интересный «ксерокс» текста-задания об истории Кембриджа. Очевидно для перевода на английский. Из него я узнал не только интересные сведения об этом университете, но и о его близком «восьмисотлетии».

Потом я пошёл на свою кафедру, где встретился с её заведующим. У нас был обычный «кафедральный» разговор, который случайно коснулся историй, рассказанных мной на праздновании моего «шестидесятилетия». Александр Степанович попросил: «Слушай, осенью формируем номер журнала к юбилею СГУ. Опиши свой устный рассказ! Он будет там уместен.»

Я пришёл домой. Сел и написал. Вот.

Мой отец, Владимир Дмитриевич, заведовал кафедрой товароведения в экономическом институте. Задумайтесь о том, какие широкие покупательские возможности это обещало ему в полупустых магазинах Саратова, где не было тогда никаких «Торговых Вузов». Когда мне было 6 лет, он умер прямо на своей последней лекции. В мои 15 лет, после тяжёлой и продолжительной болезни умерла и моя мать — Нина Анатольевна, преподаватель этого же института. Её жуткая болезнь осложнялась страхом. Матери все время казалось, что меня уже вовлекли в банду. Основания, и правда, были. Рядом жили аж два «вора́ в законе». Особенно хорош был один из них - «Сокол». Он очень любил общаться с моими сверстниками и постоянно «оставлял» им свои окурки. У него была открытая форма туберкулёза. Дружба с ним не прошла «даром» для детворы нашего двора. В последствии почти все мои тогдашние друзья погибли в тюрьмах. Это правда.

После смерти матери я с благодарностью отказался от усыновления меня сестрой матери — Августой Анатольевной. Причина была в моем нежелании переезжать из любимого мной Саратова в благополучный шахтёрский городок, где её муж — Виктор Дмитриевич начальствовал на одной из тамошних шахт. Таким способом, я стал сиротой, о котором Ю. Шатунов из «Ласкового мая», сказал из телевизора: «А жить без родителей — это совсем другое дело». Тогда я уже подозревал, что это дело нелёгкое, но ещё не знал, что оно ещё и очень

долгое. Но заняться им мне пришлось, а это значило работу и вечернюю школу рабочей молодёжи.

Долго искать работу мне было не надо. Тут мне повезло. На всю жизнь! За моей сестрой Ниной ухаживал в то время Игорь Гордеевич, доцент физфака. Он передал для меня, что в НИИ Механики и Физики СГУ ищут лаборанта, и пригласил к директору НИИ. Пётр Васильевич принял меня на кафедре общей физики, которой он тоже тогда заведовал. Для чего недавний ректор и глава Саратовской школы электроников дал малолетнему претенденту аудиенцию, я не знаю до сих пор. В шутку могу предположить, что он опытным взглядом увидел во мне будущего проректора по целевой подготовке и, для начала, решил назначить его лаборантом проблемной лаборатории полупроводников с 1 сентября 1963 года.

Что такое 1 сентября в системе образования, знают все, хотя праздновать новомодный День знаний интересно мы, похоже, ещё не научились. Но у меня с этим днем свои личные взаимоотношения - это день моего рождения. 01.09.1963г. мне исполнилось шестнадцать лет. В этот день наша лаборатория занималась уборкой после отпусков. Сначала нас со вторым новым лаборантом — Борей Писменным послали «мазать приямки». Так назывались углубления у подвальных окон 3-го корпуса, цементное покрытие которых мы восстановили. Потом мой первый шеф Борис Николаевич привёл меня в комнату и поручил убрать пыль с лабораторных установок. Здесь я увидел много интересного. Особенно меня потряс магнит весом около 100 килограммов. Между его полюсами виднелся небольшой ЭВП, похожий на обычную радиолампу. Но магнит! Какой же силой он должен обладать при таких габаритах? Чтобы проверить её, я сунул в магнит найденный тут же напильник. Я ожидал большой силы, но не такой. Напильник вырвало из рук. Он прямоком попал в электронную лампу, которая разбилась вдребезги. Я ощутил беду, растерялся ... и пошёл сознаваться. Сознавшись, вернулся на место своего должностного преступления, где и оставался до конца рабочего дня. И опять увидел много интересного.

Весть о том, что погиб прибор, исследование которого составляло содержание нескольких НИР, мгновенно облетела весь университет. А интересными были люди, которые один за другим приходили с ужасом в этом убедиться, или высказать свои соболезнования. Это были: ректор, директора университетских институтов, декан и заведующие кафедрами, а также научный руководитель лаборатории, доцент Зинаида Ивановна. «Все

промелькнули тут», - как сказал поэт. После каждого очередного посетителя я чувствовал себя все хуже и хуже...

Домой я вернулся в полном ужасе. Сестра звонила знакомым с целью найти людей, у которых разбитую лампу можно было бы купить. Я молча понимал, что это не получится, а ужас не уйдёт. И он не ушёл. Утром следующего дня меня вызвали к начальнику спецчасти Петру Алексеевичу. Кадровый полковник в недавнем прошлом, который обеспечивал охрану ИВС на конференции в Тегеране, вопросы задавал профессионально и громко: «Как оказался в режимной лаборатории без допуска? Кто ты? Где твой паспорт? Почему его у тебя нет?» Так как мой ответный лепет был ему не понятен, эти вопросы он повторил многократно. Как сказали бы сейчас, его заиклило. Причина была мне ясна. Выходило, что молодой, но шустрый иностранный разведчик, без каких-либо документов и допусков виртуозно пробрался в секретную лабораторию и единым махом убил все семь её важнейших НИР. Как вам эти факты? В 63-м о них говорили, как об «упрямой вещи». Конечно, 63-й был уже не 37-й, но еще далеко не 91-й. Заиклишься тут.

Допрос продолжился вопросом о моем возрасте. Я ответил. Он сказал, что в «шестнадцать паспорт пора иметь!» Я объяснил, что вчера, в день рождения, был занят на работе, и поэтому сходить за паспортом не успел. Тут Петр Алексеевич все понял и с позором меня из спецчасти выгнал. А что лучше для меня он мог придумать?

Ужас от первого общения с Петром Алексеевичем еще долго жил во мне. Он тогда сильно напугал меня. Это не удивительно. Говорили, что нескольких ректоров того времени он пугал не только сильно, но и постоянно. Наши отношения наладились лет через 20. К тому времени я давно понял — не важно то, что он тогда говорил, а важно то, что он тогда не сделал.

После такого начала моя работа пошла удачно и интересно. Мне поручили «вручную» делать новые для того времени полупроводниковые структуры. Для этого имелись слитки полупроводников, легирующие материалы и несколько «установок». Получив задания, я должен был изготовить так называемые «образцы». Борис Николаевич никогда не спрашивал меня о ходе работы. Он знал, что я не задержу и тем более не забуду сделать её. За всю свою «руководящую» работу в университете я не встречал другого лаборанта, который поступил бы так же.

К работе я относился творчески, постоянно придумывал разные новые приёмы. Требования о допусках в размерах образцов  $\pm 10^{-5}$  метра я всегда выполнял. Я просто видел эти «сотки». Пошлифуйте образцы пару лет. Может быть, и Вы их увидите. Но думается, что сейчас мои прежние «ноу-хау» устарели безнадежно. И я пишу не о них, а о людях, которые меня тогда окружали. Выказать им благодарность за доброту и поддержку, которая

была мне тогда необходима — главная цель моего рассказа. Спасибо им за то, что уже одним своим примером они воспитали меня Человеком (ведь другой стороной моей воспитательной альтернативы действительно была та самая «банда»). Я всегда буду помнить лица своих первых университетских сотрудников и их помощь, без которой я бы тогда не выжил.

Помню я и лабораторных механиков — Владимира Николаевича и Николая Николаевича, которые научили меня делать любую «ручную работу». При этом у Николая Николаевича, кроме золотых рук, была ещё и прекрасная лодка-«гулянка». Однажды его попросили вывезти на рыбалку высоких московских учёных, которые оппонировали в Саратове диссертацию. В далёком районе «Собачьей дыры» на третий день оказалось, что все чрезмерно взятое выпито, а желание учёных опохмелиться стало убийственным. Они взмолились, и Николай Николаевич предложил выход. Он послал их собирать на берегу пустую стеклопосуду, которую бросали с туристических теплоходов. Шли, собирали, махали руками. Николай Николаевич сам не суетился. От этого его отучила инвалидность, которая была одним из результатов испытаний «курчатовских» изделий. Он только приставал периодически к берегу. Они грузили бутылки в лодку. В близлежащей деревне сдали, купили, здоровье поправили. Так один механик двух академиков опохмелил и тем спас Советскую науку от верной гибели.

Сейчас на берегах великой русской реки «пушнины» уже не найти. Её место заняли не конвертируемые в алкоголь «полторашки». Раньше они были редки, а пустые даже казались удобными из-за своей лёгкости. Мой университетский друг Геннадий Михайлович тогда метко сказал о них: «Это все, что «перестройка» дала интеллигенции!» Сейчас они густо заполнили оба берега. Они даже тонуть не умеют. Новая «Чума», которая погубит Волгу окончательно. Думается, что оскудение Каспия осётрами вызвано их массовой гибелью от ужаса при виде миллиардов ПЭТ-бутылок, которые усталая в водохранилищах волжская вода туда выносит.

Мне 62. «По Трифонову» это время для «предварительных итогов». Главным из них я считаю то, что прожил свою жизнь в Университете, среди лучших людей своего Города. Поэтому моя жизнь удалась.

**P.S.** Уже поздно, и я закончил работу. Все время, пока я писал, меня отвлекал вопрос — каким будет Саратовский Университет ещё через семьсот лет? Нам «не повезло». Мы этого не узнаем. Однако рискну предположить, что он не будет походить на современный Кембридж. Он будет другим — гораздо лучше! Ведь у нас в России всегда все другое!

## ПАМЯТКА АВТОРАМ

## К публикации принимаются статьи по всем разделам физики

**В редакцию представляются**

- бумажный носитель (бумага белая А4) - 1 экз.;
- электронная копия;
- разрешительный документ на открытое опубликование.

**Правила оформления (не оформленные статьи, не принимаются к рассмотрению):***Структура статьи.*

Заголовок; аннотация на русском (английском) языке; содержание статьи, включая таблицы, рисунки, на русском (английском) языке; библиографический список; название статьи, фамилия автора(ов), название организации(й), аннотация - все на английском (русском) языке.

Текст представляется в формате M. Word v.6.0 – 7.0; интервал - одинарный; шрифт - Times New Roman Суг., 14 пт; размер полей: верхнего 2 см, нижнего 2 см, левого 2,5 см, правого 2 см; абзацы - отступом в 0,5 см.

*Заголовок.*

Первая строка – индекс УДК (для статей на русском языке), выровненный по **правому** краю текста; вторая строка – заголовок полужирными строчными буквами без переносов, размещенный по центру текста;

с третьей строки – перечень авторов (имя, отчество, фамилия полностью) с указанием уч. степени, должности, места работы, адреса эл. почты, дом. и раб. телефонов.

*Обозначения и формулы*

Латинские обозначения ( $P$ ,  $I$ ,  $W$  и т.д.) выполняются *курсивом*, названия функций ( $\sin$ ,  $\cos$ , и т.д.), греческие буквы - обычным (прямым) шрифтом ( $\beta$ ,  $\lambda$ ,  $\alpha$ ); обозначения векторов полужирным шрифтом (без верхнего обозначения,  $\mathbf{W}$ ,  $\mathbf{a}$ ); номера кривых в рисунках даются *курсивом* ( $I$ ,  $2$ ); русский текст и цифры в верхнем и нижнем индексах - прямым шрифтом ( $W_{\text{вых}}$ ,  $L^2$ ).

Формулы и греческие символы набираются только в редакторе формул Equation 2.0, 3.0.

Ширина строки формулы – до 8 см, в особых случаях – 16 см.

*Ссылки.*

Ссылки на формулы и таблицы даются в круглых скобках (\*.\*); формулы, на которые имеются ссылки в тексте, нумеруются в порядке их появления в тексте цифрой, заключенной в круглые скобки (\*.\*), по правому краю границы текста, выносятся отдельной строкой и располагаются по центру текста.

В тексте допустимо расположение только однострочных формул, не имеющих нумераций.

Ссылки на источники даются в квадратных скобках [\*].

*Рисунки.*

Каждый рисунок содержится в отдельном файле формата bmp, jpg, wmf, rcm (сохраненные в монохромном режиме). Размеры рисунков: простые ненасыщенные - ширина 8 см., сложные до 16 см. Рисунки даются только черно-белыми.

В оформлении рисунков применяются: латинские обозначения ( $P$ ,  $I$ ,  $W$  и т.д.) - *курсивом*; названия функций ( $\sin$ ,  $\cos$ , и т.д.), греческие буквы - прямым шрифтом, номера кривых - *курсивом*; обозначения векторов полужирным шрифтом (без верхнего обозначения).

*Фотографии*

Фотографии - черно-белые, в отдельных файлах bmp, jpg, wmf, rcm (сохраненные в монохромном или 16-цветном режиме). Размеры рисунков-фотографий: простые - шириной 8 см., сложные до 16 см.

*Таблицы*

Размеры таблиц - ширина 8 см., большие - до 16 см. Правила оформления обозначений те же, как и для формул.

*Библиография*

В библиографическом списке нумерация источников должна соответствовать очередности ссылок на них в тексте. Пример правильного оформления показан в образце на следующей странице.

**Условия опубликования в сборнике:**

- публикации платные;
- стоимость 1 м.п.стр. А4 - 3 у.е. по 25% ежемесячно или разом;
- оплата производится в течение недели со дня получения уведомления редколлегии о принятии статьи к опубликованию;
- редколлегия подтверждает факт оплаты в течение недели со дня получения перевода;
- материалы статьи направлять в адрес редколлегии: г. Саратов, ул. Астраханская, 83, Саратовский госуниверситет, физфак, каф. прикладной физики: отв. редактор сб. "Вопросы прикладной физики" проф. В.С Кошелев;
- или лично отв. секретарю редколлегии на кафедре прикладной физики (СГУ, 8 корпус, 4 этаж, 90 к.) ст.пр. Старшову М.А.

*Телефоны:* редколлегия - 7(8-452) 51-48-52,  
отв. секр. - 7(8-452) 26-07-50.

**E-mail:** fiz@sgu.ru; GlukhovaOE@info.sgu.ru

## ОБРАЗЕЦ ОФОРМЛЕНИЯ СТАТЬИ

УДК 51.942.82:621.396.96

## ВЕРОЯТНОСТНЫЕ МОДЕЛИ В БИОФИЗИКЕ

И.А.Иванов, А.И.Петров

Саратовский государственный университет,

Иванов Иван Алексеевич, канд. физ.-мат. н, доцент, e@mail, р.т. (8452) 11-12-13, д.т. (8452) 11-13-14

Петров Антон Иванович, аспирант, e@mail, р.т. (8452) 15-17-13, д.т. (8452) 21-13-14

Показано, что в некоторых явлениях случайные отклонения от закономерностей настолько малы, что их можно не учитывать. Рассмотрены явления, в которых случайность играет основную роль.

Рассмотрим вероятностную модель биомолекулярной реакции:



Вероятность того, что за время  $\Delta t$  не образуется ни одной молекулы типа  $C$ , равна  $1-N_1N_2\lambda\Delta t$  [1]. На рис.1 показано изменение скорости продуцирования энтропии около стационарной точки. Кривая 1 - зависимость от времени, кривая 2 - вблизи точки равновесия.

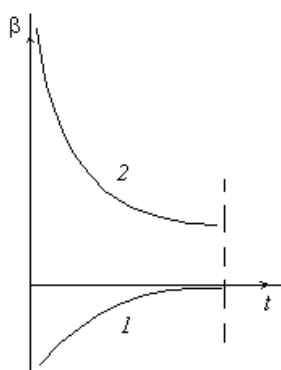


Рис.1

На рис.2 показано изменение скорости продуцирования энтропии около стационарной точки при образовании молекулы типа  $D$ .

## Библиографический список

1. Рубин А.Б. Биофизика. М., 1987.
2. Иванов И.А. // Материалы междунар. науч.-техн. конф. "Актуальные проблемы электронного приборостроения АПЭП-98". Саратов, 1998. Т.1. С.234-235.
3. Бочаров Е.П. // Изв. Вузов. Радиофизика. 1987. Т.30, №1. С.96-103.
4. Rack A.I. // Bell System Tech. J. 1938. V.17, №3. P.123-124.
5. Van Duzer T. // IEEE Trans. 1963. V.ED-10, №6. P.370-378.
6. Петров П.И. // Вопросы электронной техники. Саратов, 1971. Вып.2. С.12-15.
7. Михайлов А.И., Лернер Д.М. // Письма в ЖТФ. 1998. Т.24, вып.21. С.16-22.

## Probabilistic models in biophysics

I.A. Ivanov, A.I. Petrov

Saratov State University

Shown that in some phenomena casual detours from regularities far enough small that their possible not to take into account. Considered phenomena, in which accident plays a main role.

## БИБЛИОТЕКИ,

получившие обязательный экземпляр научного сборника "Вопросы прикладной физики", 2008, №15

### Россия

Библиотека Алтайского государственного университета (656099, Барнаул, пр. Социалистический, 68).

Библиотека Волгоградского государственного университета (400063, Волгоград, ул. 2-я Продольная, 20).

Научная библиотека Уральского государственного университета (620083, Екатеринбург, пр. Ленина, 510).

Научная библиотека Иркутского государственного университета (664000, Иркутск, Бульвар Ю. Гагарина, 24).

Научная библиотека Казанского государственного университета (420008, Казань, ул. Ленина, 18).

Библиотека Калининградского государственного университета (236040, Калининград, ул. Университетская, 2).

Научная библиотека Краснодарского государственного университета (350000, Краснодар, ул. К. Либкнехта, 149).

Российская государственная библиотека (101600, Москва, Воздвиженка, 8).

Библиотека Администрации Президента Российской Федерации (Москва).

Научная библиотека им. А.М. Горького Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (103031, Москва, ул. Моховая, 9).

Государственная публичная научно-техническая библиотека России (103031, Москва, Кузнецкий мост, 12).

Библиотека института научной информации по общественным наукам Российской академии наук (117417, Москва, ул. Красикова, 28/21).

Библиотека по естественным наукам РАН (119890, Москва, Знаменка, 11).

Государственная публичная историческая библиотека Российской Федерации (101000, Москва, Старосадский пер., 9).

Библиотека Всероссийского института научной и технической информации РАН (125219, Москва, ул. Балтийская, 14)

Государственная общественно-политическая библиотека (129256, Москва, ул. В. Пика, 4, корп. 2)

Центральная политехническая библиотека (101000, Москва, Политехнический пр., 2).

Государственная центральная научная медицинская библиотека (117418, Москва, ул. Красикова, 30).

Государственная публичная научно-техническая библиотека Сибирского отделения РАН (630200, Новосибирск, ул. Восход, 15).

Научная библиотека Новосибирского государственного университета (630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2).

Библиотека Пермского государственного университета (614022, Пермь, ул. Букирева, 15).

Научная библиотека Ростовского государственного университета (344006, Ростов-на-Дону, ул. Пушкинская, 148).

Библиотека Самарского государственного университета (443011, Самара, ул. Потапова, 64/163).

Российская национальная библиотека (191069, Санкт-Петербург, ул. Садовая, 18).

Библиотека РАН (199164, Санкт-Петербург, Биржевая линия, 1).

Научная библиотека Санкт-Петербургского государственного университета (Санкт-Петербург, Университетская набережная, 7/9).

Научная библиотека Саратовского государственного университета (410026, Саратов, ул. Университетская, 42).

Научная библиотека Тверского государственного университета (170000, Тверь, ул. Трехсвятская, 16/31).

Научная библиотека Томского государственного университета (634010, Томск, пр. Ленина, 34 А).

Научная библиотека Ульяновского государственного университета (432700, Ульяновск, ул. Л. Толстого, 42).

Библиотека Башкирского государственного университета (450074, Уфа, ул. Фрунзе, 32).

Хабаровская краевая научная библиотека (680671, Хабаровск, ул. К. Маркса, 1/72).

Библиотека Ярославского государственного университета (150000, Ярославль, ул. Советская, 14).

Научно-техническая библиотека Балаковского института техники, технологии и управления (413800, Балаково, ул. Чапаева, 140).

Библиотека Балашовского педагогического института (412340, Балашиов, ул. К. Маркса, 29).

### Германия

Немецкое исследовательское общество (Deutsche Forschungsgemeinschaft DFG, Kennedyallee 40, 53175 Bonn).

### Грузия

Библиотека Тбилисского государственного университета (320028, Тбилиси, пр. И. Чавчавадзе, 1).

### Белоруссия

Фундаментальная библиотека Минского государственного университета (220080, Минск, Университетский городок).

### Казахстан

Научная библиотека Казахского государственного университета (480121, Алма-Аты, ул. Тимирязева, 46).

### Молдавия

Научная библиотека Молдавского государственного университета (277003, Кишинев, ул. Садовая, 60).

### США

Библиотека Конгресса США (The Library of Congress European & Latin American Acquisition Division. 101 Independence Ave., S. E. Washington. D.C. 20540-4180. USA).

### Украина

Научная библиотека Киевского государственного университета (252601, Киев, ул. Владимирская, 58).

Научная библиотека Львовского государственного университета (290601, Львов, ул. Драгоманова, 5).

Центральная научная библиотека Харьковского государственного университета (310077, Харьков, пл. Дзержинского, 4).

### Эстония

Фундаментальная библиотека Тартуского государственного университета (202400, Тарту, ул. Струве, 1).

### СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

<i>Базыма Артем Николаевич</i>	практикант лаборатории полупроводников	Саратовский государственный университет (СГУ)
<i>Воробьева Елена Александровна</i>	инженер центра патентных услуг, соискатель кафедры материаловедения, технологии и управления качеством	СГУ
<i>Галицкий Борис Романович</i>	студент физического факультета	СГУ
<i>Гарбер Георгий Евгеньевич</i>	преподаватель	СГУ
<i>Давидович Михаил Владимирович</i>	д.ф.-м.н., профессор	СГУ
<i>Жбанов Александр Игоревич</i>	к.ф.-м.н., доцент	СГУ
<i>Козлов Андрей Владимирович</i>	аспирант	СГУ
<i>Кондрашов Борис Никанорович</i>	старший преподаватель	СГУ
<i>Кошелев Василий Сергеевич</i>	д.т.н., профессор	СГУ
<i>Машиников Валерий Васильевич</i>	к.ф.-м.н., доцент	СГУ
<i>Минкин Леонид Моисеевич</i>	профессор	Portland Community College
<i>Михайлов Александр Иванович</i>	д. ф.-м. н., профессор	СГУ
<i>Новоселов Владимир Владимирович</i>	канд. физ.-мат. н., доцент	СГУ
<i>Овчинников Вячеслав Александрович</i>	инженер	СГУ
<i>Роках Александр Григорьевич</i>	д.ф.-м.н., профессор	СГУ
<i>Сергеев Сергей Алексеевич</i>	старший преподаватель	СГУ
<i>Скрипаль Александр Владимирович</i>	д.ф.-м. н., профессор	СГУ
<i>Старшов Михаил Александрович</i>	доцент	СГУ
<i>Трофимова Нина Борисовна</i>	к.ф.-м.н., доцент	СГУ
<i>Хроменков Владимир Васильевич</i>	к.ф.-м.н., доцент	СГУ
<i>Шаповалов Александр Степанович</i>	д.ф.-м.н., профессор	СГУ
<i>Шаповалов Степан Александрович</i>	инженер	Саратовское электроагрегатное производственное объединение
<i>Шаповалова Ирина Александровна</i>	сотрудник ОМФ НИИЕН СГУ	СГУ
<i>Шевцов Владимир Николаевич</i>	к.ф.м.-н., доцент	СГУ
<i>Явчуновский Виктор Яковлевич</i>	д.ф.-м. н.	НПФ «ЭТНА», директор



## СОДЕРЖАНИЕ

### ОБЗОР

- Е. А. Воробьева, Б. Н. Кондрашов, В.С. Кошелев, А.С. Шаповалов ИСТОРИЯ РАЗВИТИЯ НАПРАВЛЕНИЯ АЭРОДИНАМИКИ НА КАФЕДРЕ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ 5

### ОБРАЗОВАНИЕ: УЧЕБНО–МЕТОДИЧЕСКИЕ РАЗРАБОТКИ

- Машников В.В, Минкин Л.М., Шаповалов А.С. DIMENSIONAL ANALYSIS OF MAGNET FALLING THROUGH A VERTICAL CONDUCTIVE TUBE (АНАЛИЗ ПРОХОЖДЕНИЯ МАГНИТА В ПРОВОДЯЩЕЙ ТРУБКЕ МЕТОДОМ РАЗМЕРНОСТИ – на англ. яз.) 12
- А.С. Шаповалов, И.А. Шаповалова О МЕТОДИКЕ ПРИМЕНЕНИЯ ТЕОРЕМЫ КЕМПБЕЛЛА ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ 14
- М.В. Давидович ТАКОЕ ГРУППОВАЯ СКОРОСТЬ? ВОПРОСЫ МЕТОДИКИ ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ И ТЕОРИИ ВОЛН 18
- М.В. Давидович О МЕТОДИКЕ ПРЕПОДАВАНИЯ ОСНОВНЫХ ТЕОРЕМ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ 16
- Б.Р. Галицкий, М.А. Старшов СИЛА, ЗАВИСЯЩАЯ ОТ КАЧЕСТВА ПОДОШВ 22
- И.А.Шаповалова ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ И ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫЕ ПРОЕКТЫ В ОБУЧЕНИИ ИНОСТРАННОМУ ЯЗЫКУ 23
- В.А. Овчинников МЕТОДЕ И РЕЗУЛЬТАТАХ ГРАДУИРОВКИ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ЗОНДОВ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО СТЕНДА 25

### ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ; ЭЛЕКТРОННАЯ И ИОННАЯ ОПТИКА

- А.С. Шаповалов, Л.М. Минкин, И.А. Шаповалова ПРОСТОЙ РАСЧЁТ СПЕКТРА ГЕНЕРАЦИОННО–РЕКОМБИНАЦИОННОГО ШУМА 28
- А.С. Шаповалов, Л.М. Минкин, С.А.Шаповалов О КОРРЕКЦИИ СИНТЕЗА ФЛИККЕР–СПЕКТРА 29

### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

- Г.Е. Гарбер ВЫЧИСЛЕНИЕ ТРАЕКТОРИИ ДВИЖЕНИЯ ФОТОНА В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ МЕТОДАМИ ВАРИАЦИОННОГО ИСЧИСЛЕНИЯ 33
- А.И.Михайлов, С.А.Сергеев ФАЗОВАЯ СКОРОСТЬ ВОЛН ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ N-GAAS, N-INP И N-GAN 38

### ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

- Н.Б. Трофимова, А.Г. Роках, А.Н. Базыма ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГАЗА В ВИДЕ СВОБОДНЫХ РАДИКАЛОВ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ПОЛУПРОВОДНИКА ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЭКСИТОНОВ 40
- А.И. Жбанов, В.С. Кошелев, В.Н. Шевцов ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПОЛЯ МИШЕНЕЙ ПРИ НАПЫЛЕНИИ МАГНЕТРОННЫМИ РАСПЫЛИТЕЛЬНЫМИ СИСТЕМАМИ 46
- А.В. Козлов, А.В. Скрипаль, А.С. Шаповалов, В.Я. Явчуновский ОЦЕНКА УРОВНЕЙ ПАРАЗИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ, СОЗДАВАЕМЫХ В ЦЕПИ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА СИЛОВЫМИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ ДИОДАМИ В СОСТАВЕ ЭЛЕКТРОНАГРЕВАТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ. ЧАСТЬ 1. 48
- А.В. Козлов ОЦЕНКА УРОВНЕЙ ПАРАЗИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ, СОЗДАВАЕМЫХ В ЦЕПИ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА СИЛОВЫМИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ ДИОДАМИ В СОСТАВЕ ЭЛЕКТРОНАГРЕВАТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ. ЧАСТЬ 2 54
- В.В. Хроменко КОМПЛЕКС УНИВЕРСАЛЬНЫХ ПРОГРАММ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ГИДРАВЛИКИ (АЭРОДИНАМИКИ) И РАСЧЁТА КОЭФФИЦИЕНТОВ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА 57
- Б.Н. Кондрашов, Е.А. Воробьева УЧЕТ ГИРОСКОПИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ПРИ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЯХ ВРАЩАЮЩИХСЯ В НАБЕГАЮЩЕМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА РОТОРОВ 59
- Б.Н. Кондрашов, Е.А. Воробьева ОБ ОДНОМ ЭФФЕКТЕ ЛАМПЫ ЛМ-2 ПРИ ПОЛУЧЕНИИ СВЕРХВЫСОКОГО ВАКУУМА 61

### В КОНЦЕ НОМЕРА

- В.В. Новоселов О НЕКОТОРЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ В ПРОБЛЕМНОЙ ЛАБОРАТОРИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ САРАТОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА 63

### ПАМЯТКА АВТОРАМ

- Библиотеки, получившие экземпляр "Вопросы прикладной физики" (2008, вып.15) 68

### СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

### ОГЛАВЛЕНИЕ

### CONTENTS

### ИЗ КОЛЛЕКЦИИ М.А. СТАРШОВА

# CONTENTS

## REVIEW

- E.A. Vorobyova, B. N. Kondrashov, V.S. Koshelev, A.S. Shapovalov HISTORY OF DEVELOPMENT OF THE AERODYNAMICS DIRECTION AT THE APPLIED PHYSICS DEPARTMENT 5

## EDUCATION: METHODOLOGICAL DEVELOPMENT

- V.V.Mashnikov, L.M. Minkin, A.S. Shapovalov DIMENSIONAL ANALYSIS OF MAGNET FALLING THROUGH A VERTICAL CONDUCTIVE TUBE (in English) 11
- A.S. Shapovalov, I.A. Shapovalova ABOUT A METHOD OF CAMPBELL THEOREM APPLICATION FOR THE MODELLING OF THE PHYSICAL PROCESSES 12
- M.V. Davidovich WHAT IS THE GROUP VELOCITY? THE QUESTIONS OF WAVE THEORY METHODS OF TEACHING 15
- M.V. Davidovich ON THE MAIN ELECTROMAGNETIC PRINCIPLES TEACHING TECHNIQUE 16
- B. R. Galitsky, M. A. Starshov A FORCE WHICH DEPENDS ON THE QUALITY OF SOLES 19
- I.A. Shapovalova INFORMATION TECHNOLOGIES AND TELECOMMUNICATIVE PROJECTS IN TEACHING ENGLISH 21
- V.A.Ovchinnikov ABOUT A METHOD AND RESULTS OF CALIBRATION OF THE AERODYNAMICS RACK MEASURING PROBES 24

## ELECTROMAGNETISM

- A.S. Shapovalov, L.M. Minkin, I.A. Shapovalova THE SIMPLE CALCULATION OF THE GENERATION-RECOMBINATION NOISE SPECTRUM 28
- A.S. Shapovalov, L.M. Minkin, S.A. Shapovalov ABOUT CORRECTION OF THE FLICKER-SPECTRUM SYNTHESIS 30

## THEORETICAL AND MATHEMATICAL PHYSICS

- G.E. Garber CALCULATION OF PHOTON'S TRAJECTORY IN THE GRAVITATIONAL FIELD BY METHODS OF THE CALCULUS OF VARIATIONS 33
- A.I. Mikhailov, S.A. Sergeev PHASE VELOCITY OF SPACE-CHARGE WAVES IN N-GAAS, N-INP AND N-GAN SEMICONDUCTOR STRUCTURES 37

## ENGINEERING

- N.B. Trofimova, A.G. Rokah, A.N. Bazima INTERACTION OF GAS VISIBILITY FREEDOM RADICALS WITH SEMICONDUCTOR SURFACE IN PRESENCE EXCITEMENT EXITONS 40
- A.I. Zhanov, V.S. Koshelev, V.N. Shevtsov TARGET TEMPERATURE FIELDS DUSTED BY MAGNETRON DUSTING SYSTEMS 46
- A.V. Kozlov, A.V. Skripal, A.S. Shapovalov, V.Y. Yavchunovsky ESTIMATION OF PARASITIC OSCILLATION LEVELS, GENERATED BY POWER SEMICONDUCTOR DIODES IN ALTERNATING-CURRENT CIRCUIT ELECTRIC HEATERS. PART 1 48
- A.V. Kozlov ESTIMATION OF PARASITIC OSCILLATION LEVELS, GENERATED BY POWER SEMICONDUCTOR DIODES IN ALTERNATING-CURRENT CIRCUIT ELECTRIC HEATERS. PART 2 54
- V.V. Khromenkov COMPLEX OF UNIVERSAL PROGRAMS FOR THE DECISION OF THE PROBLEM OF HYDRAULICS (AERODYNAMICS) AND CALCULATION OF FACTORS CONVECTION OF HEAT EXCHANGE 57
- B.N. Kondrashov, E.A. Vorobyova ACCOUNT OF GYROEFFECT AT AERODYNAMIC TESTS OF THE ROTORS REVOLVED IN APPEARING SUDDENLY BLAST 59
- B.N. Kondrashov, E.A. Vorobyova ABOUT ONE EFFECT IN LM-2 LAMP WHILE GAINING ULTRAHIGH VACUUM 61

## AT THE END OF THE ISSUE

- V.V. Novoselov About certain experiments that were carried out in the Topic Laboratory of Semiconductors 64

## INFORMATION FOR THE AUTHORS

SAMPLE OF AN ARTICLE 67

LIST OF LIBRARIES WHICH RECEIVED COPIES OF THE PREVIOUS ISSUE 68

LIST OF THE AUTHORS 69

CONTENTS IN RUSSIAN 70

CONTENTS IN ENGLISH 71

СМЕЛОСТЬ УПОМИНАНИЯ

«Ясной постановкой проблемы и привлечением к ней широкого внимания наука обязана ГЕОРГИЮ ГАМОВУ. Этот выдающийся физик впервые сформулировал в 1954 году проблему генетического кода».

ФРАНК- КАМЕНЕЦКИЙ М.Д., д.ф.-м.н. //ХЖ 1980, №5. С.34

Имя Георгия Антоновича ГАМОВА, друга Л.Д. ЛАНДАУ и Д.Д. ИВАНЕНКО, выехавшего за границу в конце двадцатых годов и не возвратившегося в Советский Союз, долгие годы было в нашей стране под запретом.

«...законы, управляющие частотой проявления индуцированных мутаций, крайне просты. Я следую здесь классификации Н.В. ТИМОФЕЕВА-РЕСОВСКОГО [“Biological Reviews”(vol. 9, 1934)]. В значительной степени она основывается на прекрасной работе этого автора».

Э. ШРЕДИНГЕР. Что такое жизнь? М., АТОМИЗДАТ. 1972. С.48.

И на следующей странице дважды упоминается имя великого мученика советской власти (да и третьего рейха! – сын его участвовал в антигитлеровском подполье в Германии, погиб в гестапо)

1991. С.87. Сумел назвать Николая Владимировича и немецкий физик Н. РИЛЬ, принудительно работавший в Сухуми по атомному проекту после войны, в своей монографии «Люминесценция», вышедшей в 1946 году в переводе П.П.ФЕОФИЛОВА и под редакцией академика С.И. ВАВИЛОВА, хотя бы в виде такой ссылки: «Timofëeff-Ressowsky N.W. u. Delbrück H., Zs. Ind. Vererbungslehre, 61,331, 1936».

Имя великого “Зубра” потихоньку вставили в своё обращение к читателям составители сборника «Физики шутят» в 1966г, спрятав среди тех, кого они благодарят за советы и предоставленные материалы, чуточку ошибаясь в написании его фамилии: «Н.В. ТИМОФЕЕВ-РЕССОВСКИЙ» (С.11)

В брежневские времена подобный подвиг совершил известный филолог Лев УСПЕНСКИЙ [Записки. М.,1970, С.153], взяв эпиграфом раздела четыре строчки стихотворения Николая ГУМИЛЁВА с именем автора.

«Совсем простой пример. На наших глазах из русского языка довольно быстро исчезает отчество. Всё чаще мы слышим и читаем не Иван Петрович Смирнов или Ольга Степановна Сидорова, а коротко – Иван Смирнов, Ольга Сидорова, - даже когда говорят о людях преклонных лет. Но ведь отчество – это не просто слово русского языка, это веками складывавшаяся составная часть русской культуры...» и на той же странице ректор МГУ с 1992 года Виктор Антонович САДОВНИЧИЙ продолжает: «Как проникновенно говорил ВЛАДИМИР Александрович Сухомлинский...»

Вестник Московского университета. Серия 20. педагогическое образование. 2007. №2, С.14 – выступление на Всероссийском совещании-конференции «Традиции и инновации в образовании» 15.2.2007г. Возможно, того Смирнова и звали Иваном, но знаменитый наш педагог всю жизнь был ВАСИЛИЕМ!

«...Смотрите, ведь никто не может поехать учиться за рубеж, если не сдаст экзамен по языку (toy full). У нас тоже разработаны тесты своеобразный русский toy full – только для иностранцев...».

ВЕРБИЦКАЯ Людмила Алексеевна, ректор Санкт-петербургского университета, доктор филологических наук, в беседе с журналистом Аркадием Сосновым//Литературная газета, 2002г, №37, С.1.

Можно догадываться, что тогдашний ректор крупнейшего вуза слышала термин TOEFL, но никогда его не читала, и не поинтересовалась о его смысле. А это сокращение английского выражения «Test Of English for Foreign Languish»

«...В 2009-м году желаю всем нам преодолеть последствия экономического кризиса *с наименьшими потерями для народа – так, КАК ЭТО СДЕЛАЛА НАША РОДИНА в 30-е годы* прошлого века».

Юрий СУСЛОВ, профессор СГУ// «Общественное мнение», 2009, №1, С.11.

«В стране процессы 37 года дали *ускорение омоложения*»  
из дневника Всеволода ВИШНЕВСКОГО// Воп ли 2008, №1. С.29.

«...Примерно через двадцать лет после революции наступила некоторая стационарность. И возникла новая, **КРАЙНЕ ИНТЕРЕСНАЯ СИТУАЦИЯ**».

КАРЛОВ Н.В., член-корреспондент РАН, ректор МФТИ, председатель ВАК.

«Свободная мысль», 1994, 12-18, С.34.

20 лет после революции – это 37-й год, очень длинный в нашей стране!

«Мудрец на троне Соломон царствовал в древней Иудее примерно за тысячу лет до Рождества Христова и был политически и управленчески **ТИПИЧНЫМ ДЛЯ ТОГО ВРЕМЕНИ И ТОГО МЕСТА МОНАРХОМ**, удачливым воином, прекрасным администратором и талантливым поэтом».

КАРЛОВ Н.В.//ВВШ 2003, №9. С.41.

## ИЗ КОЛЛЕКЦИИ М.А. СТАРШОВА

Закончив статью «ФИЗТЕХ – национальное достояние России» в самом первом номере журнала «Учебная физика», Николай Васильевич КАРЛОВ подписывается: «Ректор МФТИ, член-корреспондент РАН, председатель ВАК», и дописывает время: «Ночь со вторника на среду, 31-32 декабря 1996 г.»  
Учебная физика, 1997, №1, С.70.

Этот весёлый ректор позволил себе пошутить даже в таком сурьёзном издании, как «Вопросы философии» (2000, №3). Там он круто расправился с научными журналами - первый научный журнал нового времени: Philosophical Transactions, 1665. затем якобы «Журнал Русского физико-химического общества» (1866) и только потом «NaturA» - именно так!- 1869г. А кроме этого «Journal de Phisique» и «Phisikalische Zeitschrift».

На самом деле первый номер Nature вышел 4 ноября 1869г, эпитафией или девизом которого были слова WORDSWORTH а: «To the solid ground of Nature trusts the mind which builds for aye», но с российским журналом сложнее. БСЭ 2 изд., Т.37, С. : «Общество издавало с 1878 “Журнал Русского физико-химического общества”...», 1869 выходил журнал ХИМИЧЕСКОГО общества, а с 1873 (с 5-го тома) стали печататься и статьи членов Р.физ.о-ва. ЖЭТФ, продолжатель дела Ж.Р. Ф.О., отмечал столетие всё-таки в 1973-ем! И на юбилее П.Л. КАПИЦА показывал обложку «Журнал Русского химического общества и физического общества», 1875г, т. VII, в.8.

«Проблема активного подхода к образовательной деятельности сегодня получает как бы новое рождение. Опираясь на идеи А. ДИСТЕРВЕРГА, И.Г. Песталоцци, К.Д. Ушинского...»  
доктор ПЕДАГОГИЧЕСКИХ наук, главный научный сотрудник МПГУ АЛЕКСАНДРОВА Вера Геннадьевна//Вестник Моск. Университета. Серия 20. №2, С.44.  
Ну, ТАКОЙ-ТО педагог могла бы знать фамилию Диствервега (Diesterweg), 1790-1866.

«Смольный институт – проект действительного тайного советника Ивана Ивановича БЕЦКОГО (1704-1795)...И.И. Бецкой – не случайная фигура в истории российского образования и просвещения. В его бурной политической жизни было несколько ключевых событий...К числу главных можно отнести многолетнее путешествие по Европе в КОНЦЕ 1840-х... »

ПЕНСКАЯ Елена Наумовна, доктор филологических наук, завкафедрой ГУ-ВШЭ, зам. Главного редактора журнала «Вопросы образования» «Вопросы образования», 2007. №3, С.255.

В том же номере на с.273 читаем: «смолянки её выпуска резко выделялись ОТ светских сверстниц не их воспитания»

«Вопросы образования», 2007. №3, С.255.

«В теории Ампера система *двух* заряженных тел представляет собой систему *четырёх* тел, которые имеют попарно равные массы с противоположными зарядами, т.е. в ней исходно определены так называемые античастицы»

МАНУЙЛОВ К.В. Проблемы пространства и времени. СПб, 1991. С.87.

«облако раскалённого газа двигалось к Земле со скоростью 1 500 000 км в сек, но сейчас скорость газовой атаки возросла почти в пять раз – до 7 200 000 км в сек.»

Сергей ЛЕСКОВ// Известия, 1.11.2003г.