

Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет  
им. Н.Г. Чернышевского

# ВОПРОСЫ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

*Межвузовский научный сборник*

Выпуск 25

Издательство Саратовского университета  
2018

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

**Вопросы прикладной физики: Межвуз. науч. сб.– Саратов: Изд-во Саратовского университета, 2018. – Вып.25 – 87 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; методика преподавания. Тематика разделов соответствует международной классификации по физике и астрономии (PACS 1996).

Настоящий выпуск посвящен столетию физического образования в Саратове. Соавторами нескольких статей стали студенты различных курсов и факультетов Саратовского университета, сотрудники иных научных и технических организаций и научных центров, а также ряд зарубежных ученых.

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

Редакционная коллегия:

А.С. Шаповалов –главный редактор  
М.А. Старшов – научный редактор  
С.В. Чурочкина – зам.главного редактора

Редакционный совет:

В.М. Аникин	Саратовский государственный университет
В.Б. Байбурин	Саратовский государственный технический университет
О.Е. Глухова	Саратовский государственный университет
М.В. Давидович	Саратовский государственный университет
О.Г. Мартыненко	Институт тепломассообмена Белорусской АН, Минск
Л.М. Минкин	Портландский университет, США
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
С.В. Чурочкина	Саратовский государственный университет
А.С. Шаповалов	Саратовский государственный университет

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

ПИСЬМО АКАДЕМИКУ Н. Н. СЕМЁНОВУ:  
О ЖИЗНИ В НАУКЕ

В. М. Аникин

Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет имени Н. Г. Чернышевского

*Аникин Валерий Михайлович*, д.ф.-м.н., профессор, декан физического факультета

В статье рассказывается о научной династии отечественных ученых Кармиловых, их близкой дружбе с академиком, лауреатом Нобелевской премии Н. Н. Семёновым, о взглядах Н. Н. Семёнова и инициатора развития магнитотерапии в СССР В. И. Кармилова на научное творчество. Приводится письмо В. И. Кармилова к Н. Н. Семёнову от 27 апреля 1953 г. из архива семьи Кармиловых.

Лауреату Нобелевской премии, академику Николаю Николаевичу Семёнову (1896–1986) по роду своей научной, преподавательской и общественной деятельности приходилось встречаться с тысячами людей. Он создал мощную научную школу, руководил крупнейшим институтом, работал в советском Атомном проекте, участвовал в международных научных конференциях, был вице-президентом Академии наук СССР, депутатом Верховного Совета СССР, председателем общества «СССР – Швеция»... Но на протяжении более чем 40 лет своей жизни он поддерживал непрерывающуюся искреннюю дружбу с одним замечательным и талантливым человеком – Владимиром Ивановичем Кармиловым (1889–1954), заведующим кафедрой физики Пермского медицинского института, физиком-магнитологом, инициатором магнитотерапевтических исследований и разработок в СССР.

Их знакомство состоялось в 1912 году, когда юный Николай Семёнов учился в выпускном (седьмом) классе Самарского реального училища, а молодой учитель Владимир Кармилов, только что окончив физико-математический факультет Казанского университета [1,2]. Среди его преподавателей были крупные физики того времени Д. А. Гольдгаммер и В. А. Ульянин, «питомцы» замечательной научной школы Августа Кундта в Страсбургском университете, которую прошел и великий русский физик П. Н. Лебедев [3,4]. Они активно занимались наукой и «снабжали» студентов «горячими» научными данными. Как писал Н. Н. Семёнов, «наш новый учитель начал свои занятия с того, что ввел нас в курс всех этих новых учений. Мы учились в седьмом классе (всего в реальном училище было семь классов). Перед нами открылся новый увлекательный мир науки, пусть туманный и малопонятный, но вызывающий горячее стремление проникнуть в него и овладеть им. Ожил для нас старый учебник физики, и предмет, считавшийся самым скучным из всех школьных предметов, сразу стал самым интересным».

Н. Н. Семёнова и В. И. Кармилова сближали и творческое горение, и любовь к природе, и не столь существенная разница в возрасте (7 лет) и то, что они

были волжанами-земляками – Николай Николаевич родился в Саратове, а Владимир Иванович – в одной из слобод Аткарского уезда Саратовской губернии.

Весной 1953 года В. И. Кармилов написал одно из последних своих писем Н. Н. Семёнову. Приводим его с разрешения родственников Владимира Ивановича (из архива Кармиловых):

«Дорогой Николай Николаевич!

Мила (Дочь Владимира Ивановича – Людмила Владимировна Кармилова) писала мне, что Вы взяли отпуск для писания книги; так как это очень тяжёлая вещь, я решил написать Вам: будете читать письмо – волей-неволей оторвётесь от книжного фронта. А «фронт» тяжёлый – никогда не остаёшься довольным, хочется написать лучше – лучшее же «враг хорошего».

Вчера, в день открытия охоты, я выехал за 30 км от города, попал на широкую реку, затем – в лес, где по-весеннему поют птицы и по-весеннему шумят небольшие речки в оврагах, где слышно пенье петухов из далёких деревень, – мимо каких ценностей мы проходим, обрастая массой служебных, обывательских, семейных забот, ограничивая себя стенами аудиторий, квартир и т.п.!

Мне вспомнилась Самара, хутор Осмоловского и вечерняя тяга вальдшнепов; вспомнился и наш разговор на тему «что человеку надо». «Где-нибудь бы хорошую лабораторию около леса или реки – без отрыва от природы можно было бы работать, – больше бы и ничего не надо было», – приблизительно такая была Ваша мысль – по-моему, совершенно правильная. Пока же в Природу попадаешь через длительный промежуток времени и с некоторыми затруднениями <...>.

Конечно, большим плюсом в смысле содержания жизни является присутствие у нас Андрюши (Имеется в виду Андрей Юрьевич Кармилов – внук Владимира Ивановича и сын Людмилы Владимировны, который жил в это время в Перми под присмотром бабушки и дедушки, когда Людмила Владимировна заканчивала написание кандидатской диссертации. Диссертацию она

## К ЮБИЛЕЮ ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА

защитила в 1953 г.) – Вы это знаете по своему дедовскому опыту. С Андрюшей мы живём очень хорошо, смотрим книжки, собираем ружьё – причем, Андрюша обязательно спрашивает: «Ты потом мне их отдашь?» («Потом» – для него весьма неопределённо, когда именно.) Ответ один: «Отдам, кому же больше?» Нам будет трудно с ним расставаться, и я понимаю, как должно быть тяжело Миле оставлять его у нас. Сам же он не очень скучает о родителях, хотя и вспоминает о них. По этому поводу моя ассистентка (ей надо писать диссертацию) говорит: «Писать научную работу – значит отказаться от семьи, от посещения театра, от чтения художественной литературы; неужели иначе нельзя?» Трудно решить, какой тут возможен иной путь; может быть учёный действительно должен быть человеком «не от мира сего».

Что касается Милы, то она очень осторожно пишет о своей работе над диссертацией – как всякий молодой работник, она хотела бы дать что-нибудь особенное, новое, своё; а ведь это на первых порах научной работы не всегда бывает – здесь важен и многолетний упорный труд над одним и тем же вопросом (плюс талант, научная смелость и вера в свои силы).

К сожалению, когда я смотрю на наших аспирантов, то своей инициативы, у них не вижу – для них «magister dixit» – всё. Впрочем, у медиков это особенно – по традиции. А шефы ведь редко сомневаются в правильности преподанных ими указаний и не очень-то одобряют инициативу (имею в виду наше, медицинское окружение).

Как думаете проводить лето? У меня ещё нет никаких планов – их определяет молодое поколение. Катерина Михайловна (Супруга Владимира Ивановича Екатерина Михайловна-) в нынешнем году предполагает уйти на пенсию и заниматься главным образом внуком. Тома (Приемная дочь Владимира Ивановича и Екатерины Михайловны. Тамару удочерили в жестокое для Кармиловых время – после гибели сына Бориса на фронте в 1941 г.) переходит в 9-й класс. У меня же количество прожитого времени увеличивается – хотя ещё не хочется официально причислять себя к старикам. Дед – это другое дело: это почтенное звание <...>.

Спасибо за разговор с Медгизом. Я, признаюсь, не рассчитываю на успех, но, сказавши «а», надо было сказать и «б», а там – пусть идёт по воле волн.

Я, между прочим, написал редактору, что не возражаю, если будет поручено редактирование кому-либо из известных редакции авторов и т.д. Хотелось бы, чтобы была некоторая общественная польза от длительной работы над материалом.

Сердечный привет от всех нас. Поздравляем с праздником 1-го Мая.

В.Кармилов  
27-IV-53»

Описание конкретных событий в письме сопровождается их мудрыми оценками и анализом. Письмо свидетельствует о том, что автор и адресат письма были в курсе дел друг друга, имели близкие взгляды на научную деятельность. Актуальным и сегодня остаются рассуждения В. И. Кармилова о подготовке молодой научной смены, о тех, качествах, которыми должен обладать начинающий ученый.



В.И. Кармилов с супругой Екатериной Михайловной и детьми Людмилой и Борисом (конец 1930 гг., архив Кармиловых)

В созданном Н. Н. Семёновым Институте химической физики многие годы работала настоящая династия Кармиловых. Людмила Владимировна Кармилова (1920–1995), кандидат химических наук

(1953), около 50 лет проработала в области физико-химии полимеров. Список ее научных работ очень весом, он включает и совместные публикации с Н. Н. Семёновым.



Л. В. Кармилова в лаборатории Института химической физики АН СССР  
с Н. С. Ениколоповым и А. Б. Налбандяном



В. И. Кармилов  
с внуком Андреем (1953)



Андрей Юрьевич  
Кармилов (1972)

Андрей Юрьевич Кармилов (1950–2010), окончив в 1973 г. Московский физико-технический институт и защитив в 1979 г. диссертацию, работал в научной группе академика А. Л. Бучаченко, преемника Н.Н. Семёнова на должности заведующего кафедрой химической кинетики химического факультета Московского университета. Затем он вел научную работу в Институте химической физики и Институте синтетических полимерных материалов Академии наук.

Илья Андреевич Кармилов (р. 1975), внук Людмилы Владимировны и правнук Владимира

Ивановича Кармиловых, будучи студентом МФТИ, работал в Институте химической физики имени Н. Н. Семёнова РАН, где в 2002 г. защитил диссертацию как аспирант МФТИ. У него два сына, Кирилл (р. 2005) и Александр (р. 2013), которые могут гордиться уникальной историей своей семьи.

В. И. Кармилов скончался 18 октября 1954 г. Спустя 2 года Николаю Николаевичу Семёнову была вручена Нобелевская премия по химии за открытие механизма цепных разветвленных реакций [5,6].



Илья Андреевич Кармилов (1992)

Владимир Иванович Кармилов, по мнению его дочери Людмилы Владимировны, «никогда не считал, что сыграл какую-то роль в становлении Николая Николаевича. Он считал Николая Николаевича одаренным мощным интеллектом и кипучей энергией от природы» (Выдержка из письма Л. В. Кармиловой саратовскому писателю Владимиру Ильичу Вардугину от 5–8 сентября 1983 г.). На самом деле яркие впечатления, полученные 16-летним учеником

от встречи с образованным и увлеченным молодым учителем, не могли не сыграть свою роль в формировании его кругозора и интересов.

Первые жизненные удивления... Как велико их влияние на жизнь человека, на созревание его разума, на пробуждение воображения... Мы не всегда знаем, к чему приводят эти юные потрясения, но когда знаем, это открывает нам секрет успеха многих великих людей.

*И. Радунская.* Кванты и музы

В истории науки известны и другие примеры тандемов «учитель – ученик» (см., например, [7]). Н. Н. Семёнов и В. И. Кармилов являют один из самых ярких примеров синергетического взаимодействия гениально одаренного ученика и креативного педагога и инноватора, открывших новые эры в областях своей научно-образовательной деятельности [1,6].

#### Библиографический список

1. *Аникин В.М.* Физик-инноватор, земляк, учитель и друг Н.Н. Семёнова Владимир Иванович Кармилов // Известия Саратовского университета. Нов. сер. Сер. Физика. 2016. Т. 16, вып. 1. С. 44–54 (вариант статьи доступен на сайте журнала «Успехи физических наук» в разделе «Трибуна УФН». URL: <https://ufn.ru/tribune/trib128.pdf>).
2. *Аникин В.М.* «Перед нами открылся новый увлекательный мир науки...». К 60-летию присуждения Нобелевской премии Н. Н. Семёнову // Вопросы прикладной физики : Межвузовский научный сборник. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 2016. Вып. 23. С. 63–68.
3. *Аникин В.М.* «Фабрика молодых физиков» П. Н. Лебедева и Саратовский университет // УФН. 2016. Т. 186, вып. 2. С. 169–173.
4. Феномен научной школы: история, типология получения и передачи знаний, психология коммуникаций / В. М. Аникин, Б. Н. Пойзнер, Э. А. Соснин, А. В. Шувалов; под общ. ред. В. М. Аникина. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 2015. 232 с.
5. *Аникин В.М.* Первая Нобелевская (К 60-летию присуждения Нобелевской премии академику Н. Н. Семёнову) // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия Физика. 2017. Т. 17, вып.3. С. 201–211.
6. *Аникин В.М.* Николай Николаевич Семёнов: фрагменты научной биографии. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 2017. 80 с.
7. *Аникин В.М.* Наши первые учителя: страницы биографий П. Н. Лебедева и Н. Н. Семёнова // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2016. Т. 24, № 1. С. 75–83.

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ МЕХАНИКИ И ФИЗИКИ СГУ  
ФРАГМЕНТЫ ИСТОРИИ

С.В. Овчинников

Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н. Г. Чернышевского

*Овчинников Сергей Владимирович*, к.ф.-м.н., доцент, кафедра общей физики

НИИ механики и физики (НИИМФ СГУ) был организован в мае 1937 г. на основании постановления Совета Народных Комиссаров РСФСР № 67 от 26 января 1936 г. и приказа Народного комиссара по просвещению РСФСР № 1768 от 4 июля 1937 г. первоначально под наименованием «Научно-исследовательский институт математики, механики и физики при Саратовском государственном университете» в целях координации исследовательской деятельности физико-математического факультета СГУ, обеспечения организационных мероприятий по планированию и контролю исследовательской работы с учетом планов развития народного хозяйства страны. Директором института был назначен д.ф.-м.н. В.В. Вагнер. В институте существовало 3 отдела: отдел математики со специальностями: теория функций, дифференциальная геометрия, отдел механики со специальностями: теория упругости, гидро- и аэродинамика; отдел физики со специальностями: физика полупроводников, физика колебаний, теоретическая физика. Отдел физики возглавил Петр Васильевич Голубков.

После начала Великой Отечественной Войны указанный институт был ликвидирован (Постановление Совета Народных Комиссаров № 612 от 11 сентября 1941 г.).

Сразу после окончания Великой Отечественной Войны выходит Постановление Совета Народных Комиссаров СССР № 1807 от 18 июля 1945 г. «О мероприятиях по развитию научно-исследовательской работы в Саратовском государственном университете имени Н.Г. Чернышевского и о подготовке специалистов по добыче и использованию природных

газов», в пункте 1,б) которого записано: «восстановить с 1 сентября 1945 г. в Саратовском государственном университете имени Н.Г. Чернышевского Научно-исследовательский геолого-почвенный институт и Научно-исследовательский институт механики и физики и организовать Научно-исследовательский институт химии». Комитет по делам высшей школы при СНК СССР и Народный Комиссариат просвещения РСФСР издают соответствующий организационный приказ (№ 518а от 30 июля 1945 г.).

Большой и решающий вклад в становление и развитие возрожденного института механики и физики внес его первый директор П.В. Голубков. В дальнейшем институт возглавляли С.И. Сорокин, Б.М. Заморозков, снова П.В. Голубков, В.Н. Шевчик, Р.Ш. Амиров, Ю.А. Калинин, Ю.И. Бричков, С.А. Никитов.

Основные задачи института заключались в сосредоточении научных сил родственных специальностей для коллективного решения проблем комплексного характера, выдвигаемых интересами страны, и проблем по специальностям, не представленным кафедрами университета. В этих целях на кафедрах физического факультета были созданы группы сотрудников института, что способствовало расширению фронта исследовательских работ факультета, а в институте был организован ряд лабораторий с целью создать необходимые условия для развития тех научных направлений, которые могли бы быть обеспечены имеющимися специалистами, но не были представлены соответствующими кафедрами.



**Голубков Петр Васильевич** (1899 - 1973) – учитель и воспитатель нескольких поколений физиков, талантливый организатор науки, крупный ученый, доктор физико-математических наук, профессор, заслуженный деятель науки и техники РСФСР, декан физико-математического факультета (1933-1936 и 1942-1944), проректор по научной работе СГУ (1938-1939 и 1943-1946), ректор СГУ (1946-1950), директор НИИМФ (1945-1947 и 1958-1967), заведующий кафедрой общей физики СГУ (1932-1969).

## К ЮБИЛЕЮ ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА

Это способствовало тому, что между лабораториями и кафедрами появилась тесная взаимосвязь. Фактически деление сотрудников по принадлежности к кафедрам или институту являлось формальностью. Многие сотрудники кафедр были научными руководителями выполняемых в институте НИР, многие сотрудники кафедр работали по совместительству в НИИМФ СГУ. В свою очередь, институт много средств расходовал на оснащение учебных лабораторий новейшим оборудованием, обеспечивал необходимыми материалами проведение работ в специализированных учебных практикумах. Сотрудники института принимали участие в учебном процессе.

В течение нескольких лет после образования в НИИМФ были созданы лаборатория растворов и физико-химического анализа, исследования в которой были направлены на изучение бинарных жидких систем (работы под руководством Н.И. Коваленко, В.П. Фронтасьева и др.), лаборатория молекулярной физики и теплофизики, проводившая исследования физических свойств нефти и пород саратовского региона (работы под руководством В.А. Забелина, С.И. Сорокина, Л.С. Шрайбера) и лаборатория

химической физики с широким спектром проводимых исследований, организатором и научным руководителем которой был А.Д. Степухович. С 1982 г. заведующим лабораторией химической физики становится М.Д. Гольдфейн. В лаборатории проводились систематические исследования кинетики и механизма полимеризации виниловых мономеров в присутствии стабильных радикалов. Она стала признанным научным центром страны.

В послевоенное время приоритетными были исследования, связанные с разработкой и созданием электронных приборов сверхвысоких частот для нужд обороны страны, систем локации, навигации, связи. Осенью 1945 г. в НИИМФ создается лаборатория радиофизики, которую возглавил Венедикт Иванович Калинин. В нее входит группа преподавателей кафедры общей физики (Г.М. Герштейн, В.Л. Патрушев, В.Я. Красильников, В.А. Толстиков и др.), ставшая впоследствии основой будущей кафедры радиофизики. Коллектив лаборатории интенсивно занимался исследованиями в области электромагнитных колебаний и волн, электронных приборов УВЧ диапазона, физики и техники высокого вакуума, ВЧ и УВЧ измерений.



**Венедикт Иванович Калинин** (1907 – 1960) – доктор физико-математических наук, профессор, один из создателей радиофизической школы Саратовского университета, основатель кафедры радиофизики СГУ.

В 1954 г. в НИИМФ начинаются исследования по разработке «... новых типов электронных приборов сверхвысоких частот с непрерывным взаимодействием», выполняемые по постановлению Правительства СССР (НИР «Камелия»). Это был первый опыт коллективов института и физического факультета по организации крупных комплексных исследований, имеющих большое народнохозяйственное значение. Научным руководителем работы был назначен П.В. Голубков, а основную научную группу возглавил В.И. Калинин. В.И. Калинин вместе с Н.М. Советовым и В.Н. Шевчиком удается создать модель взаимодействия электронного потока с обратными волнами.

Работы по НИР «Камелия» явились важным этапом в развитии радиоэлектронного направления и в СГУ и в Саратове. Разработка первых ЛОВ (ЛОВ – лампа обратной волны – аббревиатура, рожденная в СГУ) инициировала стремительное развитие исследований в области электродинамики и электроники СВЧ. Практические результаты исследовательских работ стали передаваться для опытно-конструкторской проработки соответствующим

ОКБ и отраслевым НИИ. Кроме того, такие работы стали проводиться по совместным планам, что способствовало еще более тесной связи физического факультета с производственными предприятиями.

В 1957 г. в университете открывается Проблемная лаборатория радиоэлектроники. Инициаторами ее создания были П.В. Голубков и В.И. Калинин. Возможность создания лаборатории была обусловлена существованием уже сложившейся радиоэлектронной школы. Заведующими лабораторией в разные времена были Ю.Г. Альтшулер, Ю.Н. Попченко, Л.Я. Майофис, Г.Л. Вительс. В лаборатории велись работы по теоретическому расчету, конструированию и изготовлению опытных образцов специальных СВЧ-приборов. Именно на основе этой лаборатории в 1973 г. при реструктуризации и укрупнении НИИМФ СГУ был создан отдел № 1 НИИМФ – отдел электроники, заведующим которого стал Г.Л. Вительс. В состав отдела вошли четыре научно-исследовательских лаборатории и одна технологическая лаборатория. Практически вся тематика, связанная с исследованием и разработкой вакуумных СВЧ систем, узлов и



С.В.ОВЧИННИКОВ

компонентов для них была сконцентрирована в отделе № 1 НИИМФ. Многие работы проводились под научным руководством ведущих профессоров и доцентов физического факультета (В.Н. Шевчик, Д.И. Трубецков, Ю.Д. Жарков, В.С. Стальмахов, В.С. Андрушкевич, М.А. Григорьев и др.).

В 1965 г. на кафедре общей физики СГУ и в НИИМФ СГУ возникает новое научное направление: теплофизика электронных устройств. Работы в рамках этого направления возглавил проф. С.И. Сорокин. Необходимость теплофизического анализа электронных устройств была обусловлена тем, что температура является одним из основных факторов, определяющих параметрическую надежность их функционирования.

При структурной реорганизации НИИМФ в 1973 г. группа теплофизиков вошла в состав лаборатории № 14 отдела 1 НИИМФ. Выполнялись работы по оптимизации тепловых режимов катодных узлов и других элементов электронных пушек СВЧ-приборов средней и большой мощности (Г.М. Цымбалов и др.), по расчету температурных полей и оптимизации тепловых режимов замедляющих систем и коллекторных узлов вакуумных приборов (В.С. Кошелев, А.И. Жбанов и др.), по анализу и оптимизации тепловых режимов мощных полупроводниковых лазерных излучателей (В.В. Новоселов, С.В. Овчинников и др.). Именно группа под руководством А.И. Жбанова стала активно внедрять применение численных методов (метод конечных элементов) для расчета температурных полей в системах сложной конфигурации.

Было разработано большое число компьютерных программ для решения задач теплопроводности (в том числе с учетом излучения, плавления и конвективного теплообмена на границах), гидравлики и аэродинамики, термоупругости и др. Большинство разработанных программ было передано в отраслевые фонды алгоритмов и программ.

В 1973 году в ходе реорганизации структуры НИИМФ СГУ был создан отдел № 2 в составе двух

НИИМФ: ФРАГМЕНТЫ ИСТОРИИ

лабораторий (лаборатории моделирования полей, и лаборатории радиоизмерений). Заведующим отделом по совместительству был назначен доцент кафедры радиофизики В.А. Седин. Научное руководство исследованиями осуществлял заведующий кафедрой радиофизики профессор Г.М. Герштейн, его заместителем стал доцент кафедры радиофизики И.Н. Салий. Одним из основных научных направлений лаборатории моделирования полей стало «создание теории аналогового метода электростатической индукции (наведенного тока), разработка моделирующих приборов для решения актуальных задач радиоэлектроники и радиофизики, электрофизики, электроэнергетики, геофизики и других областей науки и техники», а в лаборатории радиоизмерений разрабатывались радиофизические методы исследований систем, развивались методы построения измерительной аппаратуры на автогенераторных принципах и др. Так, например, в 1988 году сотрудниками отдела на Лейпцигской осенней выставке – ярмарке был представлен «Частотный датчик для измерения диэлектрической проницаемости» (авторы разработки – В.А. Двинских и В.Г. Дувинг), 10 экземпляров которого были приобретены предприятиями и НИИ из различных городов СССР. Созданный метод зондирования становлением поля в ближней зоне и его модификации впервые были опробованы в 1988-89 гг. при исследовании объектов на геополигоне «Галит» после подземных ядерных взрывов. Подземные ядерные взрывы (ПЯВ) на полигоне проводились в 1978-79 гг. с целью отработки технологий создания подземных емкостей в массивах каменной соли. Небольшие мощности, при значительных глубинах проведенных ПЯВ и большой период релаксации на момент выполнения геофизических исследований (около 10 лет) определяли условия слабой контрастности выявленных здесь геоэлектрических аномалий.



Зав. кафедрой радиофизики Г.М. Герштейн и инженеры НИИМФ В.П. Пронин и В.А. Павлючук



Первый заведующий лабораторией радиоизмерений, зав. кафедрой электрорадиотехники, к.ф.-м.н., доц.  
В.Я. Красильников

Исследования в области физики полупроводников и диэлектриков в СГУ начались еще в довоенное время и связаны с именем В.П. Жузе, одним из ближайших сотрудников академика А.Ф. Иоффе, переехавшим в Саратов из Ленинграда по причине административной ссылки. В 1941 г. в СГУ под руководством В.П. Жузе создается специальная научная лаборатория полупроводников.

Дальнейшее развитие исследований по физике полупроводников в СГУ неразрывно связано с

именем Зинаиды Ивановны Кирьяшкиной. В 1957 г. в соответствии с приказом Министра ВО СССР на базе лаборатории полупроводников организуется проблемная лаборатория полупроводников, научным руководителем которой становится З.И. Кирьяшкина. В лаборатории выполнялись важнейшие научно-исследовательские работы, открываемые по постановлениям Министерства ВО СССР, Совета Министров СССР.



**Зинаида Ивановна Кирьяшкина**  
(1914 – 1985),  
заслуженный деятель науки,  
д.ф.-м.н., профессор,  
зав. кафедрой физики твердого тела,  
кавалер Ордена Ленина

Несколько позже в 1962 г. в СГУ создается проблемная лаборатория микроэлектроники под научным руководством Д.И. Биленко. В ходе структурной реорганизации НИИМФ в 1973 г. эти две лаборатории составили основу отдела № 3 НИИМФ – отдела физики полупроводников и микроэлектроники. Первым заведующим отделом № 3 стал Б.Н. Климов, заведующим лабораторией физики полупроводников

стал Д.А. Усанов, а заведующим лабораторией микроэлектроники – А.И. Смирнов. З.И. Кирьяшкина являлась научным руководителем отдела. Впоследствии заведующими отдела № 3 были Н.В. Жимская и В.А. Иванченко. После того, как в 1985 г. Д.А. Усанов возглавил кафедру физики твердого тела, заведующим лабораторией физики полупроводников стал Л.П. Кабанов.

## С.В.ОВЧИННИКОВ

Научная тематика отдела № 3 была весьма разнообразной и получила всесоюзное признание. Основными направлениями исследований являлись:

- исследование взаимодействия СВЧ излучения с полупроводниками и разработка устройств вплоть до субмиллиметрового диапазона длин волн (руководитель – проф. Б.Н. Климов);
- исследование фотоэлектрических явлений в полупроводниках и структурах (руководитель – проф. Роках А.Г.);
- исследования в области оптоэлектроники (руководитель – проф. Названов В.Ф.);
- исследование распространения излучения в волноведущих системах и разработка методов

## НИИМФ: ФРАГМЕНТЫ ИСТОРИИ

контроля параметров материалов (руководитель

- проф. Усанов Д.А.);
- исследования в области микроэлектроники и создание методов контроля параметров материалов и структур, в том числе и в ходе технологических процессов (руководитель – проф. Биленко Д.И.);
- исследование взаимодействия излучения с потенциально неоднородными структурами (руководитель – г.н.с. Иванченко В.А.);
- исследование поверхностных свойств полупроводников (руководитель – проф. Свердлова А.М.);
- разработка приемных устройств ИК диапазона (руководитель – с.н.с. Жимская Н.В.)



**Давид Исаакович Биленко,**  
(9 сентября 1928 г. – 12 января 2017 г.)  
профессор кафедры физики  
твёрдого тела, научный  
руководитель лаборатории  
микроэлектроники

Исследования по многим указанным направлениям не потеряли актуальности и продолжают в настоящее время.

Во исполнении Распоряжения Совета Министров СССР от 25 сентября 1955 года № 5887-Р об организации научно-исследовательских лабораторий при высших учебных заведениях по Приказу министра высшего образования СССР № 222 от 2 марта 1957 года в Саратовском государственном университете с 10 марта 1957 года была организована Проблемная лаборатория ядерной физики для разработки важнейших проблем в области физики атомного ядра и применения радиоактивных изотопов в народном хозяйстве с бетатроном в качестве базовой установки. Ее научным руководителем был назначен заведующий кафедрой теоретической физики СГУ Александр Самойлович Шехтер, а заведующим – Владимир Васильевич Игонин,

которые начали устанавливать научные контакты с ведущими ядерными центрами страны. Затем обязанности руководителя лаборатории исполнял Алексей Владимирович Бравин. В Проблемной лаборатории ядерной физики СГУ Лабораторией фотоядерных реакций ФИАН СССР, при содействии академиков Д.В.Скобельцина, М.А.Маркова, П.А.Черенкова и профессора Л.Е. Лазаревой, создается новое научное направление «Теоретическое и экспериментальное изучение структуры ядра, механизма фотоядерных реакций и процессов ускорения электронов в циклических ускорителях при низкой и средней энергиях», на основе которого выделяются два направления научных исследований: 1) теоретическое и экспериментальное изучение ядра и механизма фотоядерных реакций (ядерное направление), 2) теоретическое и экспериментальное изучение процессов ускорения электронов (микротронное направление).



Настройка бетатрона.  
Внизу: Шехтер А.С.,  
Игонин В.В.,  
Степанчук В.П.  
Наверху Семенов В.А.

В 1973 году на базе Проблемной лаборатории ядерной физики был создан и включен в структуру НИИ механики и физики СГУ отдел ядерной физики и ускорителей (зав. отделом – В.А. Семенов), состоящий из двух лабораторий: лаборатории ядерной физики (заведующий – А.М. Горячев) и лаборатории ускорителей (заведующий – Ф.В. Родионов).

Развиваются два основных направления исследований: теоретическое и экспериментальное изучение ядра и механизма фотоядерных реакций (ядерное направление) и теоретическое и экспериментальное изучение процессов ускорения электронов (микротронное направление).



С.П. Капица (справа) и В.Н. Шевчик на церемонии запуска микротрона

В 1962 году профессор М.Л. Кац, заведующий кафедрой оптики и декан физического факультета объявил на кафедре студентам 2–4 курсов, что на факультете открывается новое направление научных исследований и учебной работы «Оптические квантовые генераторы» (квантовая электроника) и начал объяснять на лекциях и семинарах, что это такое. Возник студенческий интерес к проблеме – основа успешности вузовской работы.

Одновременно М.Л. Кац создал на факультете первую группу сотрудников – разработчиков проблемы (М. А. Ковнер, Н. К. Сидоров, Л. С. Стальмахова, К. Е. Гюнсбург, В. А. Седелников и др.). Заработал регулярный семинар. Началась работа над первой в СССР монографией по проблеме. Начался поиск актуальных задач для научных исследований и разработок.

Идея вышла за рамки кафедры оптики. Группа сотрудников факультета: Д. И. Трубецков, Л. И. Кац, В. А. Седелников, Ю. А. Складов, Б. Г. Цикин

решила, что для воплощения новых идей нужна новая форма организации студенческой научной работы.

На общественных началах возникла «Студенческая проблемная лаборатория квантовой электроники» Её создание поддержали все руководители факультета и НИИ механики и физики: профессор П. В. Голубков, С. В. Соломонов, Р. Ш. Амиров. Была выделена комната в III корпусе, и первые студенты: Ю. Доронин, В. Тучин, Ю. Лёвин, Н. Лернер, Л. Захарова и др. приступили к решению актуальных тогда вопросов: созданию методики и аппаратуры для исследований мощности и спектра излучения лазеров.

Были заключены первые хозяйственные договоры, работы лаборатории поддержали ОКБ «Гантал» и ЦНИИА Министерства электронной промышленности, а затем, после получения первых экспериментальных результатов, эти работы были включены в планы (и финансировались) Военно-промышленной комиссии Министерства обороны

С.В.ОВЧИННИКОВ

СССР и Государственного комитета по науке и технике Совета министров. Появилась возможность приобретения нового оборудования.

С использованием результатов работы лаборатории Министерство электронной промышленности выпустило несколько партий новой лазерной аппаратуры. Появились новые лабораторные установки в студенческих практикумах. Студенты превратились в инженеров и научных сотрудников, а сама лаборатория стала Лабораторией квантовой электроники в составе НИИМФ. Научным руководителем лаборатории был профессор М. Л. Кац, а заведующим – В. А. Седельников. Работа лаборатории вышла на новый, фундаментальный уровень общезначимых вопросов. Назовём здесь два наиболее значимых цикла работ: флуктуации и когерентность оптического излучения (В. В. Тучин, Л. А. Мельников), вынужденное комптоновское рассеяние и лазеры на свободных электронах (Б. Г. Цикин, В. А. Дубровский, А. П. Соловьёв, А. А. Князев, Н. Б. Лернер).

Лаборатория квантовой электроники была реорганизована в научную лабораторию «Нелинейной оптики и квантовой электроники» в составе НИИМФ СГУ. Её заведующим стал доцент кафедры оптики Н.К. Сидоров. В 1972 г. лабораторию возглавила К.Е. Гюнсбург.

В 1973 г. в процессе реорганизации структуры НИИМФ СГУ был создан отдел № 4 – отдел «Оптики и спектроскопии», в состав которого были включены две лаборатории: лаборатория «Нелинейной оптики и квантовой электроники» и лаборатория «Молекулярной спектроскопии». Начальником отдела была назначена К. Е. Гюнсбург, а заведующими лабораториями – Н. П. Звезда и В. В. Ганин. При создании отдела в него были переданы практически вся проводимая на кафедре оптики научная тематика и бюджетные научно-исследовательские работы (НИР). Это способствовало тому, что между отделом оптики и спектроскопии и кафедрой оптики появилась тесная взаимосвязь. Отдел в основном располагался на территории кафедры, для выполнения НИР использовалось оптическое оборудование кафедры, многие сотрудники кафедры были

НИИМФ: ФРАГМЕНТЫ ИСТОРИИ

научными руководителями выполняемых в отделе НИР, многие сотрудники кафедры работали по совместительству в НИИМФ СГУ. В свою очередь, отдел много средств расходовал на оснащение учебных лабораторий кафедры новейшим оборудованием, обеспечивал необходимыми материалами проведение работ в специализированных учебных практикумах. Сотрудники отдела принимали участие в учебном процессе.

В ходе подготовки к запуску первого искусственного спутника Земли 18 апреля 1957 года распоряжением заместителя министра высшего образования СССР (МВО СССР) М.А. Прокофьева «в связи с проведением специальных наблюдений искусственных спутников Земли» была организована «при физическом факультете СГУ станция оптического наблюдения искусственных спутников Земли» № 1044. Приказом ректора от 24 июля 1957 г. доцент П.В. Вьюшков назначен начальником Станции, а старший научный сотрудник НИИ механики и физики СГУ Е.А. Ридель - заместителем начальника. В визуальных наблюдениях спутников, наряду с астрономами, активно участвовали студенты и сотрудники других кафедр физического факультета.

С 13 ноября 1969 г. начальником Станции наблюдений ИСЗ стал выпускник кафедры астрономии СГУ доцент Ю.А. Скларов. В 1971 г. Станция вошла в состав НИИМФ на правах отдельного подразделения, а в 1986 г. была преобразована в лабораторию астрономии и геофизики. В 1979 г. заведующим лабораторией был назначен Ю.И. Бричков.

Наряду с традиционными визуальными наблюдениями спутников в лаборатории началось выполнение полной астрометрической обработки фотографических наблюдений ИСЗ, проводившихся на станциях Астрономического совета АН СССР в различных пунктах земного шара. В рамках ряда международных программ полученные высокоточные наблюдения были использованы для изучения эволюции орбит ИСЗ, верхних слоев земной атмосферы, а также решения задач глобальной геодезии и геодинамики.



Коллектив Станции наблюдений ИСЗ в день 20-летия запуска первого искусственного спутника Земли, 4 октября 1977 г.



Отдел оптики, 1989 г.

С.В ОВЧИННИКОВ.

С 1974 г. по инициативе доцента кафедры радиофизики А.В. Хохлова в лаборатории начались исследования в области радиоастрономии. Были созданы два радиотелескопа с параболическими антеннами диаметром 1 и 2 м для регистрации радиоизлучения Солнца в 3-см диапазоне. С использованием этой аппаратуры проводились регулярные измерения потока радиоизлучения с

НИИМФ: ФРАГМЕНТЫ ИСТОРИИ

регистрацией всплесков, связанных с солнечными вспышками. Было выполнено исследование тонкой структуры радиоизлучающих областей по наблюдениям затмений Солнца. Разработан и создан оригинальный дифференциально-коммутационный поляриметр 3-см диапазона, позволяющий с высокой точностью измерять все параметры Стокса исследуемого радиоизлучения.



Солнечный радиотелескоп, созданный группой профессора А.В.Хохлова

Однако основным направлением исследований лаборатории стало разработка и создание приборов для прецизионных измерений составляющих радиационного баланса Земли наземного, аэростатного и космического применения, приводимые под руководством заведующего кафедрой метеорологии и климатологии, профессора Ю.А. Складова. Абсолютный болометрический пиргелиометр, созданный в лаборатории, был рекомендован как эталонный (4-я Международная выставка пиргелиометров, Давос, 1975 г.).

Таким образом, с середины 70-х годов прошлого века НИИ механики и физики СГУ после реорганизации представлял собой крупную исследовательскую структуру, в состав которой входили:

- отдел №1 – отдел электроники (5 лабораторий);
- отдел № 2 – отдел радиофизики (2 лаборатории);
- отдел № 3 – отдел микроэлектроники (2 лаборатории);

- отдел № 4 – отдел оптики (2 лаборатории);
- отдел № 5 – «ядерный» отдел (2 лаборатории);
- самостоятельные лаборатории: станция наблюдения ИСЗ – лаборатория астрономии и геофизики и лаборатория химической физики.

Кроме того, в составе НИИМФ были планово-экономический отдел, отдел главного энергетика, отдел главного механика, отдел научно-технической информации и патентоведения, отдел метрологии и стандартизации, отдел материально-технического снабжения, служба охраны труда и техники безопасности, а также экспериментальные мастерские.

Инициатором реструктуризации НИИМФ по типу крупного отраслевого института был его директор, крупный ученый, один из основоположников Саратовской электроники Владимир Николаевич Шевчик. В.Н. Шевчик был назначен на должность директора НИИМФ в 1967 г.



**Владимир Николаевич Шевчик** (1923 – 1980) – доктор физико-математических наук, профессор, один из создателей Саратовской радиоэлектронной школы, ректор СГУ.

В Уставе реорганизованного НИИМФ было записано:

«1.7. Главными задачами НИИМФ являются:

1.7.1. Проведение фундаментальных и поисковых исследований по решению проблем в следующих областях естественных и технических наук: радиофизика и электроника (включая квантовые), физика полупроводников и микроэлектроника, ядерная и теоретическая физика (включая ускорители заряженных частиц), оптика и спектроскопия, молекулярная физика и теплофизика, химическая физика, астрономия.

...

1.7.3. Участие во внедрении результатов научных исследований и разработок по созданию новой техники и технологии в народное хозяйство.

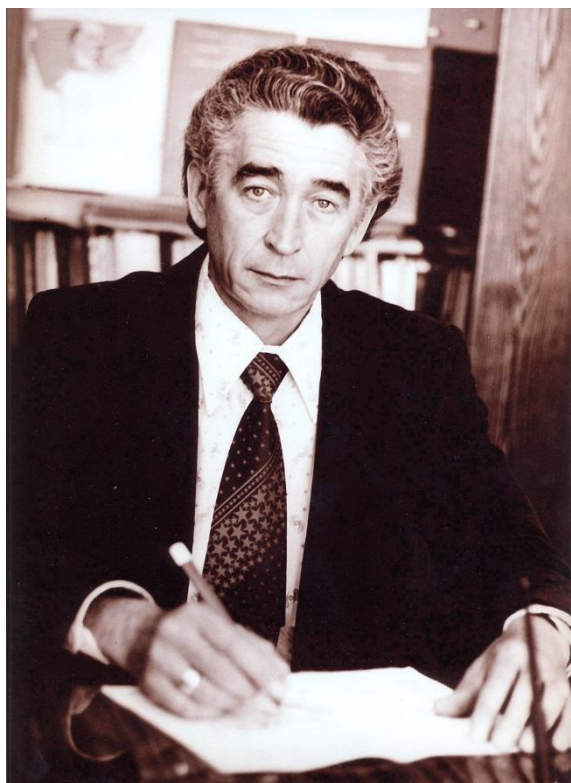
...

1.7.5. Осуществление тесной связи научных исследований с учебно-воспитательным процессом в университете путем широкого привлечения преподавателей, аспирантов и студентов к научно-

исследовательской работе, выполняемой в НИИМФ, активного привлечения к педагогической работе в университете научных сотрудников НИИМФ, предоставления научно-производственной базы НИИМФ для проведения учебного процесса, а также максимального использования результатов исследований в учебном процессе.

1.7.6. Подготовка научных кадров, в том числе в аспирантуре университета, повышение научной квалификации профессорско-преподавательского состава, научных сотрудников».

Вся деятельность реорганизованного института неразрывно связана с именем Рената Шакировича Амирова, прошедшего путь от инженера проблемной лаборатории ядерной физики до директора НИИМФ. Р.Ш. Амиров был назначен на должность заместителя директора НИИМФ в конце 1962 г., и практически вся текущая работа по организации научно-исследовательской работы легла на его плечи. На этой должности Р.Ш. Амиров оставался до 1980 г., когда он официально был назначен директором НИИМФ. В 1999 г. Р.Ш. Амиров ушел на заслуженный отдых.



**Ренат Шакирович Амиров** (1934 – 2003) – к.ф.-м.н., профессор, заместитель директора НИИМФ СГУ (с ноября 1962 г.), директор НИИМФ СГУ (1980-1999 гг.).



Институт, возглавляемый Р.Ш. Амировым, постоянно занимал призовые места в соревновании научно-исследовательских институтов Минвуза СССР, а в 1985 г. институту было вручено переходящее Красное знамя Минвуза и ЦК Профсоюзов.

В 70-х – 80-х годах прошлого века в НИИМФ проводятся исследования по указанным выше научным направлениям в рамках НИР и ОКР, открытым по постановлениям различных правительственных структур СССР. В проведении исследований в разные годы принимали участие 14...18 докторов наук и 100...120 кандидатов наук. Коллектив НИИМФ тесно сотрудничал практически со всеми предприятиями электронного «куста» г. Саратова, со многими организациями Советского Союза («Полус», «Титан», «Дельта», ЦАГИ им. Жуковского, ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН и др.). Созданные в рамках этих исследований экспериментальные установки и приборы, разработанные методы измерений, математические модели и компьютерные программы использовались на предприятиях отраслевых министерств и Академии Наук. Ряд приборов демонстрировался на международных выставках в Монреале, Будапеште,

Гренобле, Лондоне, Пловдиве. В частности, под руководством Д.А. Усанова были разработаны СВЧ методы измерения толщин диэлектрических и металлических покрытий и методы неразрушающего контроля слоистых структур. В.Н. Карцев создал уникальную установку для одновременного прецизионного измерения изотермической сжимаемости, термического коэффициента объемного расширения и плотности жидкостей.

Впервые в нашей стране на базе абсолютного пиргелиометра по заказу Главного штаба ВВС был разработан и изготовлен ряд экспериментальных образцов полностью автоматизированного аэростатного измерителя. В 1979-1980 гг. произведена серия подъемов измерителей на высоту 28-34 км, в результате чего получены значения потоков прямой солнечной радиации в верхней атмосфере и, после внесения соответствующих поправок, проведены оценки солнечной постоянной. Следующим этапом развития работ в данном направлении явилось проведение опытно-конструкторской работы и изготовление спутниковой системы «Измеритель солнечной постоянной» (ИСП). С июля по декабрь 1983 г. система ИСП функционировала на ИСЗ «Космос – 1484».



В.К. Сахаров проводит очередной сеанс приёма фотографий земной поверхности со спутника (1975 г.).

С середины 80-х годов велись работы по созданию спутниковой аппаратуры для измерения и двух других составляющих радиационного баланса системы «Земля – атмосфера»: отраженной коротковолновой солнечной радиации и уходящего

собственного длинноволнового излучения Земли. Разработано и изготовлено несколько вариантов спутникового измерителя коротковолновой отраженной радиации (ИКОР). В 1990-1991 гг. ИКОР дважды работал в составе бортовой аппаратуры

## К ЮБИЛЕЮ ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА

аэростата в условиях свободного полета на высоте примерно 30 км: первый раз в течение трех суток, второй раз – семи. Получены большие ряды измерений отраженного излучения. В результате их обработки вычислены значения потока уходящего коротковолнового излучения и альбедо вдоль трассы полета, отнесенные к верхней границе атмосферы. За

большой вклад в исследования проблемы радиационного баланса Земли Ю.А.Скляров был награжден золотой и серебряной медалями ВДНХ, медалью им. Ю.А.Гагарина, Ю.И.Бричков – бронзовой медалью ВДНХ, коллектив лаборатории астрономии и геофизики НИИМФ СГУ – дипломом Федерации космонавтики СССР им. Ю.А. Гагарина.



Начальник Станции наблюдений ИСЗ Ю.А.Скляров и М.Б.Богданов за юстировкой зеркально-линзового телескопа (1975 г.)



### Скляров Юрий Андреевич

(27 января 1931 – 19 июня 2014) – крупный специалист в области актинометрии, пиргелиометрии, спутниковой климатологии, солнечно-земных связей. Главный конструктор спутниковой измерительной аппаратуры, разрабатываемой в СГУ. За создание аппаратуры для космических исследований награждён медалью имени С.П. Королёва, золотой и серебряной медалями ВДНХ, знаком «Изобретатель СССР». Почётный работник высшего профессионального образования РФ, Почётный работник науки и техники РФ, почётный профессор Саратовского университета, с 1994 г. — академик Международной академии наук Высшей школы.

В 1988 году в НИИМФ СГУ организуется лаборатория электромагнитных полей под названием «лаборатория № 18». Первым ее научным руководителем был профессор Кац Л.И. (до 1992 г.), а бессменным заведующим и одновременно научным руководителем после 1992 года (вплоть до своей безвременной кончины в марте 2009 г.) – к.ф.-м.н., с.н.с. Александр Юрьевич Сомов. Основная тематика лаб. № 18 в последние годы была связана с изучением

воздействия электромагнитного излучения СВЧ диапазона на живые организмы и исследованием проблем электромагнитной безопасности, в том числе и экология систем мобильной связи, а также с разработкой средств дистанционного мониторинга состояния окружающей среды. Импульс этим исследованиям дала комплексная программа, связанная с освоением Астраханского газоконденсатного месторождения.



### Александр Юрьевич Сомов

(1947 – 2009),

к.ф.-м.н., с.н.с., заведующий лабораторией электромагнитных полей, член Российского национального комитета по защите от ионизирующих излучений

События 90-х годов внесли свои коррективы в деятельность института. Резко сокращается финансирование исследований, меняются направления исследований. Сильно сокращается штат института. К концу 90-х годов становится нецелесообразным сохранять в составе института отделы (кроме отдела № 1). Отдел № 2 трансформируется в лабораторию радиоизмерений, отделы микроэлектроники, ядерной физики и оптики реорганизуются в лаборатории микроэлектроники, физики полупроводников, ядерной физики и ускорителей, оптики и спектроскопии. Лаборатория химической физики ликвидируется.

Тем не менее, выполняются несколько крупных тем по заказу Министерства обороны и по координационным планам АН СССР. Научная группа под руководством проф. Д.А. Усанова наладила

выпуск СВЧ измерителя толщины металлических и диэлектрических покрытий.

Продолжаются работы по созданию прецизионной аппаратуры для измерения радиационных потоков – составляющих радиационного баланса Земли (группа под руководством Ю.А. Склярова). В 1994-1995 гг. ИСП и ИКОР, объединенные общими источниками питания, схемами управления и съема информации в одну систему под общим названием ИСП-2, работали в ходе проведения совместного российско-французского эксперимента на ИСЗ «Метеор-3» №7. В 1998-1999 гг. второй, улучшенный комплект этой аппаратуры работал в аналогичном российско-французском эксперименте на ИСЗ «Ресурс-01» №4 вместе с аппаратурой французского проекта ScaRaB. Проводятся опытно-конструкторские работы по договорам с Научным центром оперативного

## К ЮБИЛЕЮ ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА

мониторинга Земли – филиалом ФГУП «Российский НИИ космического приборостроения» по разработке нового поколения аппаратуры для измерения составляющих радиационного баланса Земли. Измеритель солнечной постоянной ИСП – 2М работал в составе бортового гелиогеофизического аппаратного комплекса спутника «Электро–Л», а измеритель коротковолновой отраженной солнечной радиации ИКОР-М – аналогичного комплекса спутника «Метеор-М»».

Следующая страница истории НИИМФ, начавшаяся в новом веке, связана с исследованиями в области нанотехнологий и метаматериалов. Но это уже совсем другая история.

Многие яркие события истории НИИМФ здесь не отмечены, многие яркие имена не названы. Автор сердечно благодарит М.Б. Богданова, В.А. Павлючука, В.П. Синичкина, А.И. Смирнова и безвременно ушедших Г.И. Янсона и А.П. Соловьева за представленные материалы и воспоминания.



Ю.А.Скляров и Ю.И. Бричков за обсуждением плана испытаний спутниковой аппаратуры для измерения составляющих радиационного баланса Земли.



Измеритель коротковолновой отраженной радиации ИКОР-М для бортового гелиогеофизического аппаратного комплекса ГГак-М ИСЗ «Метеор-М»



Измеритель солнечной постоянной ИСП-2М для бортового гелиогеофизического аппаратного комплекса ГГак-Э ИСЗ «Электро – Л»

**Библиографический список**

1. Саратовский университет 1909 – 1959. – Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1959.
2. Салий И.Н. К 60-летию создания физического факультета Саратовского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского (фрагменты истории) // Вопросы прикладной физики: Межвуз. науч. сб. – Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2005 – Вып. 12. С. 4 – 29.
3. 50 лет в радиофизике: кафедра радиофизики и кафедра радиофизики и нелинейной динамики в документах и воспоминаниях сотрудников. – Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 2001.- 82 с.
4. Гольдфейн М.Д. Исследования в области химической физики полимеров и охраны окружающей среды в СГУ // Известия Саратовского университета. Новая серия. Т.3. Вып. 1. – Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2003. С.23 – 31.
5. Борисов Б.И., Майофис Л.Я. Вышли мы все из «Подвала»: к 50-летию образования Проблемной лаборатории радиоэлектроники Саратовского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского // Саратовский университет (газета Саратовского государственного университета). № 5 (2061). Июль, 2008 г.
6. Усанов Д.А.. С чего начинается кафедра. К 60-летию кафедры физики твердого тела. Газета «Саратовский университет», 1 июня 2006 г.
7. Михайлов А.И.. Климов и его команда. К юбилею кафедры. Газета «Саратовский университет», № 11 (1983), июнь 2001 г.

Редакционный совет сборника «ВПФ» по случаю круглой даты в истории важного для физического факультета подразделения НИИМФ СГУ благодарит за предоставленные фрагменты истории Сергея Владимировича Овчинникова, руководителя Отделения физики института естественных наук на одном из самых трудных этапов истории института.

Приглашаем всех причастных к истории НИИМФа поделиться своими воспоминаниями о работе и людях этого института.



ОЗНАКОМИТЕЛЬНАЯ ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА  
«ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА»

М.А. Старшов

Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского*Старшов Михаил Александрович*, зав. учебно-исследовательской лаборатории физического факультета

Простая лабораторная установка позволяет демонстрировать большое количество экспериментов с поляризованным светом и помогает изучению оптики в университетском курсе физики.

Один из наиболее трудных для студентов раздел курса физики очень богат красивыми экспериментами, но в большинстве своём они мало пригодны для лекционных демонстраций. И в пособиях по физическому практикуму немного работ посвящены поляризованному свету, как была, в сущности, одна работа по применению оптической активности и определению концентрации раствора сахара в руководстве МГУ [1], так и до сих пор немного прибавилось в более современных пособиях.

Полезным представляется добавление к физической учебной лаборатории по оптике такой работы, в которой основное внимание уделяется не каким-либо конкретным измерениям, а самой возможности наблюдения способов получения, обнаружения и практических применений поляризованного оптического излучения. Это важно и для студентов – физиков, но особенно существенную помощь получают студенты не физических специальностей, биологического, геологического и географического факультетов университета. Физический факультет часто принимает экскурсии школьников, и при этом демонстрации с поляризованным светом эффективны и полезны.

В качестве неожиданного, но очень удобного источника линейно поляризованного света используется отслуживший жидкокристаллический монитор от компьютера. У него сохранилась только одна функция – при включении в электросеть весь его экран светится ровным практически белым светом. Благодаря принципу действия такого экрана мы получаем широкий поток поляризованного света. Убедиться в этом возможно различными методами. Проще всего, конечно, воспользоваться кусочком поляроидной плёнки или поляризационным светофильтром, которым применяют опытные фотографы для некоторых эффектов при определённых условиях съёмки..

К явлениям интерференции и дифракции света в 1808 г. добавилось открытие поляризации, что окончательно привело к представлению о свете, как поперечной электромагнитной волне. Если отдельный атом возбуждён, т.е. каким-то образом получил дополнительную энергию, то он в большинстве случаев очень быстро излучает её и это можно представить себе в виде синусоидально изменяющийся вектор напряжённости электрического поля и так же меняющийся вектор магнитной напряжённости в перпендикулярной плоскости, распространяющиеся со скоростью света вдоль линии пересечения этих плоскостей. Такой

свет стали называть плоско или линейно поляризованным. Свет, с которым мы практически имеем дело, всегда есть результат излучения огромного числа атомов, так что колебания происходят одновременно в любой плоскости с равной вероятностью. И это естественный свет, неполяризованный.

Часто бывает так, что мы обнаруживаем такую плоскость, в которой амплитуда вектора напряжённости электрического поля имеет наибольшее значение по сравнению со всеми другими плоскостями, и тогда свет называют частично поляризованным.

Получить полностью или частично поляризованный свет из естественного можно несколькими способами.

Прежде всего, при отражении света от гладкого диэлектрика, - именно так он и был впервые обнаружен. Для каждого вещества существует такой угол падения света, при котором отражённый свет практически полностью поляризован. Такой угол называется исторически углом Брюстера, и его тангенс равен показателю преломления света в данном веществе (диэлектрике). Кроме того, и это важно для понимания природы света, что при таком падении отражённый луч перпендикулярен преломлённому лучу, распространяющемуся во второй среде. Это подтверждает предположение, что вектор электрической напряжённости световой волны изменяется в плоскости, постоянно перпендикулярной плоскости, содержащей синхронно изменяющийся магнитный вектор волны

Гораздо слабее выражен этот эффект для преломлённого света, если вещество прозрачно. Однако, пропуская свет через несколько слоёв диэлектрика, выдерживая каждый раз угол Брюстера при падении света на границу слоя, можно получить свет, практически полностью поляризованный, по крайней мере, для использования в большинстве полезных ситуаций. Поэтому преломление можно считать самостоятельным способом преобразования естественного света в поляризованный.

Самая первая встреча человека с таким светом произошла значительно раньше, когда в Европу попал кристалл исландского шпата, в котором тонкий луч разделялся на два. Поэтому исландский шпат и некоторые другие материалы подобного типа получили название двоякопреломляющих. Позже выяснилось, что оба луча поляризованы, причём во взаимно перпендикулярных плоскостях.

Четвёртым путём получения поляризованного света является рассеяние света в слабо неоднородном веществе. Это мы видим в каждый солнечный день в голубом небе, только не

М.А.СТАРШОВ

догадываемся об этом. Рассеянный свет частично поляризован, а наибольшей поляризацией отличается свет, рассеянный под прямым углом, грубо говоря, когда Солнце находится точно слева или справа от наблюдателя.

Благодаря своему принципу работы и конструкции почти полностью поляризованный свет испускает газоразрядный гелий-неоновый лазер.

Наиболее важным в настоящее время оказалось свойство некоторых веществ поглощать достаточно сильно свет какой-то одной поляризации. Природный кристалл турмалина при толщине слоя менее миллиметра пропускает почти полностью поляризованный свет, аналогичное свойство кристалликов герпатита привело к изобретению тонких плёнок, хорошо поляризующих свет, так называемых поляридов. Сегодня они помогают создавать любые символы картинку на дисплеях мобильных телефонов, жидко-кристаллических экранов мониторов и множества подобных приборов.

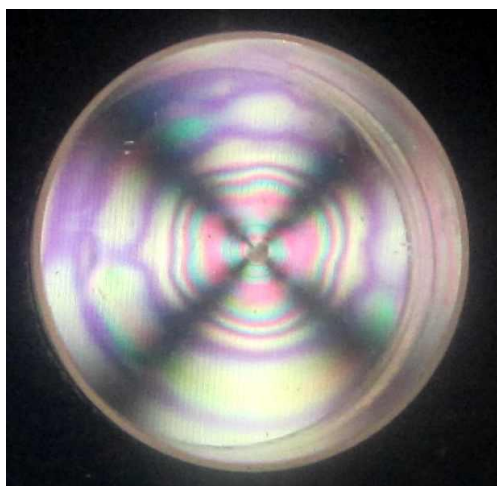
Накопив за последние два века много практических сведений о получении, обнаружении и применении поляризованного света, физики просто привыкают к этим словам, но испытывают огромные трудности всякий раз, когда пытаются рассказать об этом или написать. Самый яркий

ОЗНАКОМИТЕЛЬНАЯ ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА..

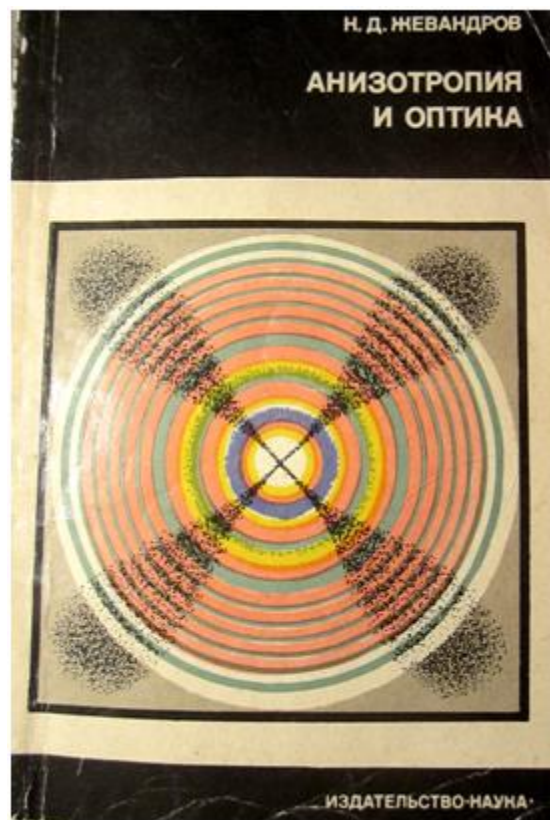
пример этого можно заметить в известных лекциях знаменитого учёного, Нобелевского лауреата по физике 1965 г. Ричарда Фейнмана. Пытаясь донести до слушателей понятие поляризации света, он начинает с разговора о колебаниях вообще, тут же упоминает электрическое поле, и бросает его, предлагая представить мяч «на длинной верёвке», и снова возвращается к электромагнитным колебаниям [2].

Это очень характерно, наука только пытается перевести Природу на человеческий язык, но встречает многие понятия, определить которые словами пока не удаётся. Мы не знаем, что такое электричество, что такое свет или поле, но привыкаем к этим словам настолько, что вместе с Фарадеем видим силовые линии, говорим об их количестве в данной точке. при этом человечество достигает удивительных успехов в использовании явлений природы.

А начинается всё с наблюдений, часто совершенно случайных. Поэтому интересно и полезно посмотреть красивые, эффектные эксперименты с поляризованным светом, не углубляясь в подробности. Вот как неожиданно выглядит прозрачная и бесцветная пластиковая крышечка в свете от ЖК монитора (рис.1, а):



а)



б)

Рис. 1.

Насколько эта случайная картина похожа на результат сложного эксперимента, описанного более сорока лет тому назад (Рис. 1, б):

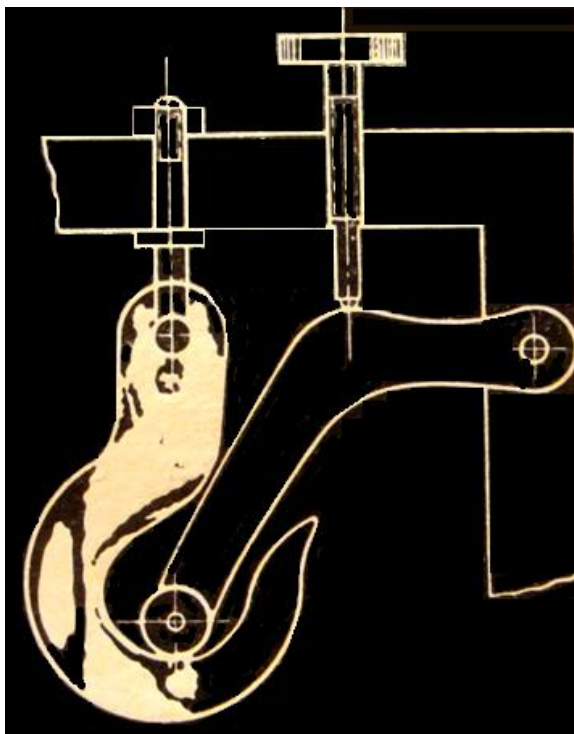
Те же кольца, тот же крест, и даже ориентация креста практически совпадает. Но там была специальным образом вырезанная из редкого кристалла тонкая пластинка и сложная система

освещения, а здесь только монитор, кусочек поляроидной плёнки и случайная пластиковая деталь между ними. Слово «деталь» не случайно, на это место можно помещать прозрачную линейку, корпус авторучки или упаковку компакт-диска, изменится лишь характер узоров.

## ОБРАЗОВАНИЕ

Используя ЖК монитор в качестве источника поляризованного света, можно оценить угол наибольшей поляризации света, отражённого от гладкого диэлектрика (угол Брюстера), качественно исследовать закон Малюса, почувствовать слабую поляризацию преломлённого луча в прозрачном диэлектрике. По углу Брюстера возможно приблизительно определить показатель прелом-

ления непрозрачного диэлектрика. Большое впечатление производит наблюдение внутренних механических напряжений в обычном стекле при его деформации, а также напряжения, сохранившиеся в стекле после его термической обработки. Можно заметить, что в книгах по оптике часто показывают этот эффект на рисунке [3] (Рис.2,а), хотя фотография более уместна (Рис.2, б).



а)



б)

Рис.2

Реально термические напряжения в полоске оконного стекла в поляризованных лучах имеют такой вид, как показано на рисунке 2, б.

Таким образом, простая установка позволяет продемонстрировать большое количество наглядных опытов, полезных для изучения поляризованного света.

### Библиографический список

1. Соколов А.П. Физический практикум. ГОИТИ, М.-Л., 1938. – 464с.
2. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т.3. МИР, М., 1965. – 288с.
3. Поль Р.В. Оптика и атомная физика. пер. с нем. М., НАУКА. 1966. –552с.

### INTRODUCTORY LABORATORY WORK

#### "POLARIZATION OF LIGHT"

MA. Starshov

Saratov State University

A simple laboratory installation allows to demonstrate a large number of experiments with polarized light and helps to study optics in a university course of physics.



## ПАРАДОКС ПРОЗРАЧНОСТИ

М.А. Старшов

Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского*Старшов Михаил Александрович*, зав. учебно-исследовательской лаборатории физического факультета

Анализируются результаты теоретических исследований взаимодействия света с веществом и формулировки закона поглощения излучения в прозрачном веществе. Описан простой эксперимент по пропусканию поляризованного света анизотропной средой.

Исследование поглощения света прозрачными веществами Пьером Бугером (1698-1758) и Иоганном Генрихом Ламбертом (1728-1777) породило фотометрию и впервые ввело в науку экспоненциальный закон.

Кажется очевидным, что чем большее расстояние проходит свет в прозрачном веществе, тем больше он ослабевает. На самом деле закон поглощения более сложен, и главную идею Бугера, хотя она прямо и не высказана в его «Оптическом трактате», можно выразить так: доля поглощённого бесконечно тонким слоем прозрачного вещества не зависит от количества входящего в этот слой света, и пропорциональна толщине этого слоя. Важное слово «доля» или относительное изменение некоторой величины означает отношение изменения этой величины к её начальному значению. Если количество света, его интенсивность, обозначить буквой  $J$ , а её изменение  $\Delta J$ , то доля выразится отношением  $\Delta J/J$ . И если именно эта величина зависит только от толщины слоя вещества, а точнее, ей прямо пропорциональна, то мы приходим к простому дифференциальному уравнению  $\Delta J/J = -k \Delta x$ .

Знак минус возник потому, что обычно интенсивность проходящего даже через прозрачное вещество света убывает, а коэффициент пропорциональности  $k$  формально вводится для уравнивания размерности левой и правой частей уравнения, называется коэффициентом поглощения и характеризует вещество, среду, в которой свет распространяется. Его смысл сформулируем немного позже, а пока заметим, что при переходе от гипотетического бесконечно тонкого слоя к слою конечной толщины, справа получим просто реальную толщину образца  $L$ , а справа сумму бесконечно малых величин, т.е. интеграл в пределах от 0 до  $L$ . А этот интеграл хорошо известен в высшей математике, табличный, и равен разности логарифмов интенсивностей при входе света в среду и при выходе из неё в конце слоя. Отсюда один шаг

до классической интегральной формы закона поглощения излучения  $J = J_0 e^{-kx}$ , где  $e$  – иррациональное число 2,71818..., основание натуральных логарифмов.  $J$  – интенсивность света, вошедшего в образец,  $J_0$  – интенсивность света, выходящего из образца. Слова «вошедшего» и «выходящего» говорят о том, что при точных расчётах и измерениях учтены потери излучения на отражение на реальных границах слоя, которые не зависят от толщины, и в тонких образцах прозрачных веществ вполне могут превышать поглощённую часть излучения.

И теперь можно выразить физический смысл коэффициента поглощения  $k$  – это обратная величина толщины слоя, ослабляющего излучение в  $e=2,72...$  раз.



Рис.1. Рост прозрачности при увеличении длины пути света в веществе.

Формально этот коэффициент может быть отрицательным, тогда интенсивность излучения

## ОБРАЗОВАНИЕ

увеличивается по мере прохождения излучения сквозь такое вещество, и это фактически происходит в лазерах, где уместно говорить об отрицательном поглощении или генерации света.

Перейдём теперь к простому, но парадоксальному опыту. Образец, в котором свет странно себя ведёт, это случайно сохранившаяся старая-старая пластина из оргстекла толщиной 1 см, другие размеры 33 на 128 мм, и все размеры имеют значение. Источник света не совсем обычный, это экран ЖК монитора компьютера в режиме набора текста. В центре страницы напечатаны крупные буквы, хорошо видимые через пластину, расположенную параллельно экрану. Если, на пути света поставить кусочек поляроидной плёнки, легко найти такое положение её, при котором она не пропускает к глазу поляризованный свет от экрана и

буквы через прозрачную пластинку почти не видны.

Удивительный эффект наблюдается при повороте пластинки вокруг горизонтальной оси, параллельной экрану. Свет проходит при повороте всё более длинным путём, и тем не менее пластина кажется всё светлее, прозрачнее, сквозь неё без труда читаются символы на экране.

Пластинка из оргстекла обладает слабой оптической активностью, её коэффициент поглощения зависит от частоты света и потому в поляризованных лучах она выглядит окрашенной – рисунок 2.

На такой пластине удобно наблюдать и демонстрировать эффект искусственной анизотропии. Механические внутренние напряжения видны в поляризованном свете при сжатии пластины. (Рис.3).



Рис. 2. Окрашивание оргстекла в поляризованном свете.



Рис. 3. Окрашивание напряженной пластины из оргстекла

### Библиографический список

1. Бугер П. Оптический трактат о градации света. – Л.: АН СССР, 1950. – 479с.
2. Ландсберг Г.С. Оптика. М., НАУКА. 1976. 926с.

### PARADOX OF TRANSPARENCY

M. Starshov

Saratov State University

The results of theoretical studies of the interaction of light with matter and the wording of the law of absorption of radiation in a transparent media are analyzed. A simple experiment on transmission of polarized light in an anisotropic medium is described.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ПОДАВЛЕНИЯ  
ДРОБОВОГО ШУМА ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ЗАРЯДОМ

А.С. Шаповалов, С.А. Шаповалов

Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского*Шаповалов Александр Степанович,*

д.ф.-м.н., профессор кафедры компьютерной физики и метаматериалов

КРЭТ, АО «АП Восход», г. Москва

*Шаповалов Степан Александрович,* начальник группы ОВК

Обсуждается статистическая интерпретация депрессии дробового шума пространственным зарядом электронного потока. Подавление шума объясняется трансформацией в области минимума потенциала простейшего потока случайных событий в поток Эрланга.

Характерной чертой современного этапа развития высшей школы является усиление внимания к самостоятельной работе студентов. Это обстоятельство повышает актуальность создания учебно-методических разработок, способствующих преодолению трудностей самостоятельного усвоения учебного материала, развитию и закреплению навыков физического анализа и расчёта, более глубокому пониманию сущности и механизма физических явлений.

Более того, самостоятельная работа с применением учебно-методических разработок развивает интерес и повышает готовность к исследовательской деятельности, постепенно вовлекает в научно-исследовательскую работу. Так, например, последовательное изучение вопросов диффузии, термодиффузии, теплопроводности приводит к исследованию важных экологических проблем о проникновении радона в жилые помещения [1], о радоновых диффузионных волнах в почве [2], проблем радиационной защиты [3], проблем материаловедения [4] т.д. Освоение методики анализа случайных физических процессов приводит к постановке научных исследований по проблеме шумов вакуумных и твёрдотельных электронных приборов СВЧ [5-13]. Данная работа посвящена выяснению статистического механизма депрессии дробового шума пространственным зарядом.

Как известно [14], дробовой эффект является одним из основных источников собственных шумов вакуумных и твёрдотельных электронных приборов. Он генерируется на любом потенциальном барьере, в том числе на поверхности катода вакуумного прибора. Для определённости дальнейшие рассуждения проведём на примере плоского вакуумного диода. В режиме ограничения тока эмиссии температурой катода (в режиме насыщения) спектральная плотность дробовых флуктуаций тока на поверхности эмиттера  $S_i(\omega)$  определяется формулой Шоттки [14]

$$S_i(\omega) = \frac{eI_0}{2\pi}, \quad (1)$$

где  $e$  – абсолютная величина заряда электрона,  $I_0$  – постоянная составляющая (математическое ожидание) тока эмиссии,  $i$  – флуктуационная составляющая тока эмиссии,  $\omega$  – круговая частота. Величину, равную  $eI_0/2\pi$ , часто называют уровнем Шоттки.

Классический вывод выражения (1) предполагает, что последовательность актов испускания электронов образует Пуассоновский поток случайных событий (его также называют простейшим потоком) [15]. Для такого потока характерно отсутствие последствия. Это означает, что вероятность появления очередного события не зависит от момента реализации предыдущего события. В таком потоке число электронов, испущенных за некоторый промежуток времени, распределено по закону Пуассона, а плотность распределения интервала времени  $\tau$  между двумя последовательными актами испускания электронов описывается экспоненциальным законом

$$f(\tau) = \lambda \exp(-\lambda\tau), \quad (2)$$

где  $\lambda$  – плотность потока событий, то есть параметр его интенсивности, равный среднему числу событий, приходящихся на единичный интервал времени. В данном случае это среднее число электронов, пересекающих поверхность катода в единицу времени.

Важно отметить, что вид выражения (1) для спектральной плотности флуктуаций тока определяется статистическими свойствами и характеристиками наблюдающегося потока событий и, прежде всего, плотностью распределения (2) интервала времени  $\tau$  между событиями.

Если угол пролёта  $\omega\tau_a$  ( $\tau_a$  – время пролёта электрона от катода до анода) пренебрежимо мал и

$$\omega\tau_a \ll 2\pi, \quad (3)$$

то выражение (1) практически справедливо и для спектральной плотности флуктуаций анодного тока. В дальнейшем будем предполагать, что неравенство (3) выполняется.

Если диод работает в режиме ограничения тока пространственным зарядом (в режиме пространственного заряда), то спектральная плотность флуктуаций тока пучка, прошедшего через плоскость минимума потенциала и достигшего анода, существенно снижается и описывается модифицированной формулой Шоттки [14]

$$S_i(\omega) = \frac{eI_{00}}{2\pi} \Gamma^2(\omega), \quad (4)$$

где  $I_{00}$  – постоянная составляющая тока электронного пучка за плоскостью минимума потенциала,  $\Gamma^2(\omega)$  – коэффициент депрессии шума пространственным зарядом. Для области частот,

## ОБРАЗОВАНИЕ

удовлетворяющих условию (3), величина  $\Gamma^2(\omega)$  определяется асимптотической формулой Норта [14].

Физический механизм подавления флуктуаций тока пространственным зарядом, связанный с «отражением» части электронов от плоскости минимума потенциала, описан в литературе достаточно подробно [14], и мы не будем на нём подробно останавливаться. Достаточно сказать, что полученная на его основе приближённая формула Норта для коэффициента депрессии  $\Gamma^2(\omega)$  широко используется на практике. Однако вопрос о том, как именно минимум потенциала изменяет статистические свойства потока событий, представляющих собой последовательность актов пересечения электронами плоскости минимума потенциала, требует специального обсуждения.

Процессы взаимодействия электронов с тормозящим электрическим полем пространственного заряда в области потенциальной ямы, возникающей вблизи катода, принципиально изменяют свойства потока. В пространстве между плоскостями катода и минимума потенциала часть электронов, начальная кинетическая энергия которых меньше работы сил поля по торможению частиц, «отсеивается» из потока. В результате на выходе из плоскости минимума потенциала формируется так называемый «просеянный» поток [15]. Естественно, что он уже не является простейшим потоком, то есть потоком без последствия. В первом приближении его можно моделировать потоком Эрланга – потоком с ограниченным последствием [15].

В зависимости от степени «отсеивания» событий в рассмотрение вводятся потоки Эрланга разного порядка. Потоком Эрланга  $k$ -го порядка называется поток, который получается из простейшего, если в нём сохраняется каждое  $(k+1)$ -е событие, а  $k$  событий из него выбрасываются. Таким образом, формально простейший поток можно считать потоком Эрланга нулевого порядка. (Заметим, что в некоторых источниках порядок потока Эрланга определяется иначе. Потоком Эрланга  $k$ -го порядка называют поток, который получается из простейшего, если при «просеивании» в нём сохраняется каждое  $k$ -е событие.) Вероятностный анализ показывает [15], что «просеивание» событий приводит к возникновению последствия между моментами их появления. При этом степень последствия по мере роста порядка потока  $k$  увеличивается.

Потоки Эрланга изучены достаточно хорошо и широко применяются при решении задач телекоммуникации. Плотность распределения  $f_k(\tau)$  интервала времени  $\tau$  между событиями в потоке Эрланга имеет вид [15]

$$f_k(\tau) = \lambda \frac{(\lambda \tau)^k}{k!} \exp(-\lambda \tau). \quad (5)$$

Отметим, что  $\lambda$  здесь, по-прежнему, означает плотность исходного простейшего потока.

Для того, чтобы выяснить как влияет трансформация простейшего потока в поток Эрланга на уровень спектральной плотности флуктуаций тока воспользуемся общей теорией

дробового шума, построенной для произвольного закона распределения интервала  $\tau$  [5,6]. Как следует из этой теории, за плоскостью минимума потенциала спектральная плотность флуктуаций тока определяется выражением

$$S_i(\omega) = \frac{eI_{00}}{2\pi} \gamma(\omega), \quad (6)$$

где

$$\gamma(\omega) = 1 + 2 \operatorname{Re} \frac{\varphi(\omega)}{1 - \varphi(\omega)}, \quad (7)$$

$$\varphi(\omega) = M\{\exp(j\omega\tau)\},$$

$j = \sqrt{-1}$ ,  $M$  – символ взятия математического ожидания;  $\gamma(\omega)$  – коэффициент изменения интенсивности дробового шума относительно уровня Шоттки  $eI_{00}/2\pi$ .

В общем случае коэффициент  $\gamma(\omega)$  зависит от частоты. Однако для всех частот, используемых в электронике, и реальных токов  $I_{00}$  выполняется неравенство  $\omega\bar{\tau} = \omega e / I_{00} \ll 1$  (здесь  $\bar{\tau} = M(\tau)$ ). Разложив  $\varphi(\omega)$  в выражении (7) в степенной и ограничившись членами второго порядка малости, нетрудно показать, что на частотах, удовлетворяющих условию (3), величина  $\gamma(\omega)$  практически не зависит от частоты и равна квадрату коэффициента вариации интервала. Таким образом, для указанной области частот

$$\gamma(\omega) = \left( \frac{\sigma_\tau}{\bar{\tau}} \right)^2,$$

где  $\sigma_\tau^2$  – дисперсия интервала.

Для потока Эрланга  $k$ -го порядка математическое ожидание и дисперсия интервала определяются выражениями [15]

$$\bar{\tau} = \frac{k+1}{\lambda},$$

$$\sigma_\tau^2 = \frac{k+1}{\lambda^2}.$$

С ростом порядка потока  $k$  математическое ожидание  $\bar{\tau}$  и среднее квадратическое отклонение  $\sigma_\tau$  интервала увеличиваются, но с разной «скоростью». В результате квадрат коэффициента вариации интервала при любом  $k \geq 1$  оказывается меньше единицы

$$\gamma(\omega) = \frac{1}{k+1}, \quad (8)$$

а интенсивность дробовых флуктуаций анодного тока согласно (6) и (7) уменьшается в  $k+1$  раз. При этом плотность потока, а, следовательно, и ток электронного пучка, также уменьшаются в  $k+1$  раз. Таким образом, эффект «отсеивания» электронов не только ограничивает ток, но и сглаживает его флуктуации.

Величина  $\gamma(\omega)$  (в данном случае это квадрат коэффициента вариации интервала) фактически является коэффициентом депрессии дробового шума пространственным зарядом электронов. Значения  $k$ , входящие в выражение (8), нетрудно

определить на основе регулярной теории работы диода в режиме пространственного заряда [14].

Таким образом, общая теория дробового шума позволяет вскрыть статистический механизм его подавления. Эффект подавления возникает вследствие трансформации простейшего потока в поток Эрланга и появлением последействия. При этом степень последействия, которое вызывает подавление шума, растёт с увеличением порядка  $k$  потока, то есть количества «отсеивающихся» электронов. Этот результат полностью согласуется с выводом, следующим из формулы Норга [14].

В целях простоты анализа он проведён для частот, малых по сравнению с величиной, обратной времени пролёта электронов  $\tau_0$ . Однако, в принципе, его можно выполнить для любых частот, в том числе таких, для которых условие (3) нарушается, и формула Норга не справедлива. Для этого достаточно провести статистический расчёт  $\gamma(\omega)$  на основе выражения (7), не накладывая на него ограничение (3).

В заключение отметим, что наглядная интерпретация влияния последействия на вероятностные свойства потока имеется в работе [15]. В ней рассмотрено изменение потока при  $k \rightarrow \infty$  в условиях, когда плотность потока при его «просеивании» остаётся неизменной. Для этого

в рассмотрение вводится нормированная величина интервала  $\tilde{\tau} = \tau / k + 1$ . Практически это означает изменение масштаба по оси времени. Получающийся при этом поток называется нормированным потоком Эрланга  $k$ -го порядка. Плотность этого потока при любом  $k$  равна плотности  $\lambda$  исходного простейшего потока, математическое ожидание интервала, естественно, также не изменяется и равно  $M\{\tilde{\tau}\} = 1/\lambda$ , а

дисперсия  $\tilde{\sigma}_\tau^2$  неограниченно убывает по мере увеличения  $k$

$$\tilde{\sigma}_\tau^2 = \frac{1}{\lambda^2(k+1)}.$$

А это означает [15], что «при неограниченном увеличении  $k$  нормированный поток Эрланга приближается к регулярному потоку с постоянными интервалами, равными  $1/\lambda$ ». Другими словами рост  $k$ , вызывающий увеличение степени последействия, ведёт к детерминации потока, когда точки, отображающие моменты появления событий, распределяются по оси времени всё более равномерно, а их разброс уменьшается. Порядок потока  $k$  может служить «мерой последействия», имеющегося в потоке.

#### Библиографический список

1. Minkin L., Shapovalov A.S. Indoor Radon Entry: 30 Years Later. // Iranian Journal of Radiation Research. – Summer 2008. – V. 6, № 1. P. 159-164.
2. Minkin L.M., Shapovalov A.S. Thermo-diffusional radon waves in soils // Science of the Total Environment / Volume 565, 15 september 2016, Pages 1-7.
3. Minkin L., Shapovalov A.S. Heat of Transport of Air in Clay. // Radiation Protection Dosimetry. - 2007.- V. 123, № 2, - P. 221-225.
4. Dittrich W., Minkin L., Shapovalov A.S. Measuring the Specific Heat of Metals by Cooling. // The Physics Teacher. – November 2010. – V. 48, № 8. - P. 531-533.
5. Голубенцев А.Ф., Шаповалов А.С. К вопросу об уровне дробового шума термокатода // ЖТФ. – 1974. – Т. 44, № 10. – С. 2174–2177.
6. Голубенцев А.Ф., Шаповалов А.С. К вопросу о спектральной плотности флуктуаций тока эмиссии термокатода // Изв. вузов. Радиофизика. – 1974. – Т. 17, № 12. – С. 1885-1890.
7. Шаповалов А.С. Исследование флуктуаций сигнала полупроводникового СВЧ генератора // Вопросы электроники СВЧ.: Межвуз. науч. сб. Саратов. : Изд-во СГУ. – 1985. - В. 14. - С.15-22.
8. Никитин А.А., Шаповалов А.С. Экспериментальное исследование многодиодных генераторов на многоструктурных ЛПД // Электронная техника. Серия 1. СВЧ-техника. - 1999. - В. 2. - С. 7-9.
9. Шаповалов А.С., Инкин М.Г., Мироненко К.В. Аномальный дробовой шум на неоднородном потенциальном барьере // Гетеромагнитная микроэлектроника: Сб. науч. тр. / Под ред. проф. А.В. Ляшенко. – Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, - 2016. – Вып. 20. – С. 41-46.
10. Мироненко К.В., Инкин М.Г., Минкин Л.М., Шаповалов А.С. Энергетические характеристики аномального дробового шума для трёхуровневой симметричной модели неоднородного эмиттера. // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2015. – В. 22. – С. 52-53.
11. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Минкин Л.М., Шаповалов А.С. Частотные характеристики аномального дробового шума для трёхуровневой симметричной модели неоднородного эмиттера. // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2015. – В. 22. – С. 48-51.
12. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Шаповалов А.С. Многоуровневая дискретная модель неоднородного эмиттера и максимальный уровень аномального дробового шума // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2016. – В. 23. – С. 39-41.
13. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Шаповалов А.С. Частотные характеристики аномального дробового шума для многоуровневой дискретной модели неоднородного эмиттера // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2016. – В. 23. – С. 42-44.
14. Давенпорт В.Б. и Рут В.Л. Введение в теорию случайных сигналов и шумов. М.: Изд-во ин. лит., 1960. 468 с.
15. Вентцель Е.С. Теория вероятностей. М.: Наука, 1964. 576 с.

The statistical interpretation of the shot noise depression by the space charge of the electron beam is discussed. The noise suppression is explained by the transformation in the region of the minimum potential of the simplest flow of random events into the Erlang's flow.

УДК 621.3.032.21

## ПРОСТАЯ СТАТИСТИЧЕСКАЯ ЗАДАЧА ПО ТЕОРИИ АНОМАЛЬНОГО ДРОБОВОГО ШУМА

А.С. Шаповалов, С.А. Шаповалов

Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского*Шаповалов Александр Степанович,*

д.ф.-м.н., профессор кафедры компьютерной физики и метаматериалов

КРЭТ, АО «АП Восход», г. Москва

*Шаповалов Степан Александрович,* начальник группы ОВК

Приводится приближённый расчёт частотной зависимости спектральной плотности аномальной компоненты дробового шума. Методика расчёта основана на разложении в ряд известного промежуточного выражения для спектра и его статистическом усреднении.

Классический расчёт спектральной плотности дробового шума на однородном эмиттере может служить хорошим средством для развития и закрепления навыков статистических расчётов, а, следовательно, и темой учебно-методической разработки. Однако результаты подобного расчёта представляют, в основном, учебный интерес. Практика же показывает, что наиболее эффективной формой подготовки специалистов в высшей школе является сочетание учебной и научно-исследовательской деятельности учащихся. Поэтому желательно, чтобы учебно-методические разработки способствовали решению не только учебных, но и исследовательских задач, которые предполагают продолжение деятельности в соответствующем направлении. В связи с этим данная работа посвящена расчёту спектральной плотности аномальной компоненты спектральной плотности дробового шума, наблюдающейся на неоднородном эмиттере.

Происхождение аномальной компоненты объясняет общая теория дробовых флуктуаций тока, разработанная в [1,2] и соответствующая произвольному закону распределения интервала времени  $\tau$  между моментами испускания электронов. Как следует из этой теории, вследствие непрерывной смены эмиссионных состояний неоднородного эмиттера в выражении для спектральной плотности флуктуаций тока эмиссии наряду с известной (классической) компонентой появляется дополнительная (аномальная) компонента. В результат полная спектральная плотность  $S_i(\omega)$  принимает вид

$$S_i(\omega) = S_{in}(\omega) + S_{ia}(\omega), \quad (1)$$

где

$$S_{in}(\omega) = \frac{eI_0}{2\pi}, \quad (2)$$

$$S_{ia}(\omega) = \frac{eI_0}{2\pi} [\gamma(\omega) - 1], \quad (3)$$

$$\gamma(\omega) - 1 = 2 \operatorname{Re} \frac{\varphi(\omega)}{1 - \varphi(\omega)}, \quad (4)$$

$$\varphi(\omega) = M\{\exp(j\omega\tau)\}, \quad (5)$$

$$I_0 = \frac{e}{\bar{\tau}}, \quad \bar{\tau} = M\{\tau\},$$

$S_{in}(\omega)$  – нормальная (классическая) компонента спектра, совпадающая с формулой Шоттки и не зависящая от частоты;  $S_{ia}(\omega)$  – аномальная компонента, зависящая от частоты,  $I_0$  – постоянная составляющая тока эмиссии,  $i$  – индекс, обозначающий флуктуационную составляющую тока эмиссии,  $\omega$  – круговая частота,  $e$  – абсолютная величина заряда электрона,  $M$  – символ взятия математического ожидания,

Согласно выражениям (1)-(3) величина  $\gamma(\omega)$  показывает превышение полной спектральной плотности относительно уровня Шоттки, определяемого соотношением (2). Величина же  $\gamma(\omega)-1$  показывает превышение над уровнем Шоттки аномальной компоненты спектральной плотности.

Решением задачи о спектре дробового шума в общем случае является выражение (4). С учётом равенств (1)-(3) и (5) оно позволяет определить как полную спектральную плотность дробовых флуктуаций тока, так и все её компоненты для любой конкретной статистической модели эмиттера. При этом конкретизация модели фактически сводится к обоснованию плотности распределения  $f(\tau)$  интервала  $\tau$ . В классических расчётах для однородного катода в качестве плотности распределения  $f(\tau)$  обычно принимается экспоненциальный закон. В этом случае из выражений (4) и (5) следует  $\gamma(\omega)=1$ . Аномальная компонента шума отсутствует. При других законах распределения, которые могут наблюдаться, например, на неоднородных эмиттерах, величина  $\gamma(\omega)$  может значительно превышать 1.

Практика расчёта спектров дробового шума для большинства физически обоснованных конкретных

моделей неоднородного эмиттера показывает [3-8], что конечные соотношения для  $\gamma(\omega)$  оказываются довольно сложными и требуют применения вычислительной техники. При аналитических исследованиях указанные соотношения желательно упростить.

Примером упрощённого соотношения для  $\gamma(\omega)$  может служить приближённое выражение [1,2], справедливое в области достаточно низких частот, удовлетворяющих условию

$$\omega\bar{\tau} = \omega e / I_0 \ll 1. \quad (6)$$

Условие (6) позволяет разложить экспоненту в равенстве (5) в степенной ряд и ограничиться членами второго порядка малости. В этом случае величина  $\gamma(\omega)$  не зависит от частоты и равна квадрату коэффициента вариации интервала  $\tau$ , то есть

$$\gamma(\omega \rightarrow 0) = \gamma_0 = \frac{\overline{\tau^2} - \bar{\tau}^2}{\bar{\tau}^2}, \quad (7)$$

где  $\overline{\tau^2} = M\{\tau^2\}$  - математическое ожидание квадрата интервала.

Использованное ограничение величинами второго порядка малости не позволяет получить приближённую зависимость  $\gamma(\omega)$  от частоты. Тем не менее, равенство (7) представляет большой практический интерес по двум причинам. Во-первых, оно справедливо для довольно широкой области частот, используемых в электронике. Во-вторых, оно определяет наибольшее значение функции  $\gamma(\omega)$ , так как строгие расчёты для известных моделей неоднородного эмиттера показывают, что она всегда монотонно убывает с увеличением частоты и при  $\omega \rightarrow \infty$  асимптотически стремится к нулю.

Очевидно, что получение приближённой зависимости  $\gamma$  от частоты  $\omega$  требует сохранения в разложении экспоненты выражения (5) слагаемых более высокого порядка малости. В данной работе предлагается сохранить в указанном разложении члены третьего порядка малости. В этом случае

$$\exp(j\omega\tau) = 1 + j\omega\tau - \frac{\omega^2\tau^2}{2} - j\frac{\omega^3\tau^3}{6},$$

математическое ожидание экспоненты (5) принимает вид

$$\varphi(\omega) = \left(1 - \frac{\omega^2\bar{\tau}^2}{2}\right) + j\left(\omega\bar{\tau} - \frac{\omega^3\bar{\tau}^3}{6}\right),$$

а величина  $\varphi(\omega)/1 - \varphi(\omega)$  описывается выражением

$$\gamma(\omega) - 1 = 2 \operatorname{Re} \frac{\left(1 - \frac{\omega^2\bar{\tau}^2}{2}\right) + j\left(\omega\bar{\tau} - \frac{\omega^3\bar{\tau}^3}{6}\right)}{\frac{\omega^2\bar{\tau}^2}{2} - j\left(\omega\bar{\tau} - \frac{\omega^3\bar{\tau}^3}{6}\right)}. \quad (8)$$

Выделив в соотношении (8) действительную часть дроби, сократив её на  $\Omega^2\bar{\tau}^2$  и опустив слагаемые 4-го порядка малости, получим окончательное выражение для коэффициента

превышения  $\gamma(\omega)-1$  аномальной компоненты дробового шума над уровнем Шоттки

$$\gamma(\omega) - 1 = \frac{(\gamma_0 - 1) - \Omega^2 \left[ \frac{1}{2}(\gamma_0 + 1)^2 - \frac{2}{3} \frac{\bar{\tau}^3}{\bar{\tau}^3} \right]}{1 + \Omega^2 \left[ \frac{1}{4}(\gamma_0 + 1)^2 - \frac{1}{3} \frac{\bar{\tau}^3}{\bar{\tau}^3} \right]}, \quad (9)$$

где  $\Omega = \omega\bar{\tau}$  - приведённая частота. Величина  $\gamma_0$  здесь, как и ранее, представляет квадрат коэффициента вариации интервала (7), и в принципе, может быть записана через начальные моменты интервала  $\tau$  первого и второго порядка. Приведённая форма записи конечного результата (9) выбрана из соображений наглядности представления связи текущих значений  $\gamma(\omega)$  с начальным уровнем  $\gamma_0 = \gamma(\omega \rightarrow 0)$ .

Следует сразу отметить, что использованное при получении (9) приближение носит достаточно грубый характер. Поэтому указанное выражение имеет определённые границы применимости. Действительно, как уже говорилось, результаты расчётов спектров аномального дробового шума для конкретных моделей неоднородных эмиттеров показали, что величина  $\gamma(\omega)-1$  всегда положительна и монотонно уменьшается с увеличением частоты. Из выражения (9) также следует подобный характер спектра, но при условии, что вторая скобка в числителе правой части (9) и числитель в целом положительны. Это означает, что границы области применимости соотношения (9) определяется неравенствами

$$\frac{2}{3} \frac{\bar{\tau}^3}{\bar{\tau}^3} < \frac{1}{2}(\gamma_0 + 1)^2, \quad (10)$$

$$\Omega^2 \leq \frac{\gamma_0 - 1}{\frac{1}{2}(\gamma_0 + 1)^2 - \frac{2}{3} \frac{\bar{\tau}^3}{\bar{\tau}^3}} \quad (11)$$

В режимах высокого аномального дробового шума, когда

$$\gamma_0 \gg 1, \frac{\bar{\tau}^3}{\bar{\tau}^3}, \quad (12)$$

условие (10) будет выполняться, а неравенство (11) примет вид

$$\Omega^2 \leq \sqrt{\frac{2}{\gamma_0}}. \quad (13)$$

Очевидно, что необходимость выполнения неравенств (10),(11) накладывает дополнительные ограничения на вид плотности распределения  $f(\tau)$ . До сих пор единственное требование к виду функции  $f(\tau)$  состояло в том, чтобы она не совпадала с экспоненциальным законом, когда аномальная компонента дробового шума не возникает. Теперь к нему добавились дополнительные условия, которым должны удовлетворять моменты этой функции.

Несмотря на замечания, сделанные по поводу приближённого характера проведённого расчёта, его результаты оказываются достаточно

## ОБРАЗОВАНИЕ

продуктивными. Использованное приближение позволило не только обнаружить зависимость уровня аномального дробового шума от частоты, но и описать её простым аналитическим выражением. Это обстоятельство даёт возможность легко рассчитать ширину спектра  $\Delta\Omega_a$  аномальной компоненты. Особенно простым соответствующее выражение получается в режиме развитого аномального дробового шума.

Действительно, если ширина спектра  $\Delta\Omega_a$  аномальной компоненты определяется как частота среза её спектра  $\Omega_c$ , то есть частота, на которой интенсивность указанной компоненты шума в 2 раза меньше её максимального значения, то

$$\gamma(\Omega = \Omega_c = \Delta\Omega_a) - 1 = \frac{\gamma_0 - 1}{2}. \quad (14)$$

Подставляя (14) в (9), нетрудно получить

$$\Delta\Omega_a \gamma_0 = 2. \quad (15)$$

Соотношение (15) позволяет оперативно оценивать ширину спектра при известной максимальной интенсивности аномальной компоненты дробового шума. А главное, оно справедливо для широкого класса моделей неоднородного эмиттера, отличающихся плотностью распределения интервала. Фактически это приближённый инвариант преобразования моделей. Строгие расчёты аномального дробового шума, проведенные в работе [3] для ряда моделей, показали, что при переходе от одной модели к другой произведение  $\Delta\Omega_a \gamma_0$  изменяется несильно (в пределах  $(0,5 \div 1,2)$ ), то есть остаётся величиной одного и того же порядка.

Таким образом, проведённый анализ показывает, что решение простых статистических задач может представлять не только учебно-методический, но и научно-практический интерес. Опыт показывает [9-15], что тематику подобных теоретических и экспериментальных задач целесообразно расширять.

### Библиографический список

1. Голубенцев А.Ф., Шаповалов А.С. К вопросу об уровне дробового шума термокатода // ЖТФ. – 1974. – Т. 44, № 10. – С. 2174–2177.
2. Голубенцев А.Ф., Шаповалов А.С. К вопросу о спектральной плотности флуктуаций тока эмиссии термокатода // Изв. вузов. Радиофизика. – 1974. – Т. 17, № 12. – С. 1885-1890.
3. Инкин М.Г., Шаповалов А.С., Шаповалов С.А. Частотные характеристики аномального дробового шума неоднородного эмиттера с дискретным треугольным распределением параметра интенсивности эмиссии // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2017. – В. 24. – С. 36-39.
4. Шаповалов А.С., Инкин М.Г., Мироненко К.В. Аномальный дробовой шум на неоднородном потенциальном барьере // Гетеромагнитная микроэлектроника: Сб. науч. тр. / Под ред. проф. А.В. Ляшенко. – Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, - 2016. – Вып. 20. – С. 41-46.
5. Мироненко К.В., Инкин М.Г., Минкин Л.М., Шаповалов А.С. Энергетические характеристики аномального дробового шума для трёхуровневой симметричной модели неоднородного эмиттера. // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2015. – В. 22. – С. 52-53.
6. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Минкин Л.М., Шаповалов А.С. Частотные характеристики аномального дробового шума для трёхуровневой симметричной модели неоднородного эмиттера. // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2015. – В. 22. – С. 48-51.
7. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Шаповалов А.С. Многоуровневая дискретная модель неоднородного эмиттера и максимальный уровень аномального дробового шума // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2016. – В. 23. – С. 39-41.
8. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Шаповалов А.С. Частотные характеристики аномального дробового шума для многоуровневой дискретной модели неоднородного эмиттера // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2016. – В. 23. – С. 42-44.
9. Minkin L., Shapovalov A.S. Indoor Radon Entry: 30 Years Later. // Iranian Journal of Radiation Research. – Summer 2008. – V. 6, № 1. P. 159-164.
10. Minkin L.M., Shapovalov A.S. Thermo-diffusional radon waves in soils // Science of the Total Environment / Volume 565, 15 september 2016, Pages 1-7.
11. Minkin L., Shapovalov A.S. Heat of Transport of Air in Clay. // Radiation Protection Dosimetry. - 2007.- V. 123, № 2, - P. 221-225.
12. Dittrich W., Minkin L., Shapovalov A.S. Measuring the Specific Heat of Metals by Cooling. // The Physics Teacher. – November 2010. – V. 48, № 8. - P. 531-533.
13. Шаповалов А.С. Исследование флуктуаций сигнала полупроводникового СВЧ генератора // Вопросы электроники СВЧ.: Межвуз. науч. сб. Саратов. : Изд-во СГУ. – 1985. - В. 14. - С.15-22.
14. Никитин А.А., Шаповалов А.С. Экспериментальное исследование многодиодных генераторов на многоструктурных ЛПД // Электронная техника. Серия 1. СВЧ-техника. - 1999. - В. 2. - С. 7-9.
15. Кудряшов С.А., Шаповалов А.С. Анализ энергетических и шумовых характеристик многодиодных СВЧ-генераторов при различных способах настройки // Электронная техника. Серия 1. СВЧ-техника. - 1997. - В. 2. - С. 28-31.

### A SIMPLE STATISTICAL PROBLEM ON THE ANOMALOUS SHOT NOISE THEORY

<sup>1</sup>A.S. Shapovalov, <sup>2</sup>S.A. Shapovalov

<sup>1</sup>Saratov State University, <sup>2</sup>"AP Voskhod", Moscow

Approximate calculation of the frequency dependence of the spectral density of the anomalous component of shot noise is given. The calculation method is based on the expansion in series of the known intermediate expression for the spectrum and its statistical averaging.



## ЗУН ИЛИ ЗУВ, ДА НЕ ВОПРОС?

В.В.Машников, М.А. Целикина

Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г.Чернышевского*Машников Валерий Васильевич*, к.ф.-м.н, доцент кафедры компьютерных наук и метаматериалов*Целикина Милена Андреевна*, студентка факультета КНиИТ

Рассмотрены итоги самостоятельной работы студентов на факультете КНиИТ, посвященной вопросам интеграции физических знаний и компьютерных наук и технологий в процессе реализации ФГОС ВПО третьего поколения на современном этапе

Реализации ФГОС ВПО третьего поколения на современном этапе неизбежно связано как с модернизацией содержания образовательных программ и технологий, так и с совершенствованием самой образовательной среды факультета, университета,

Как полагают авторы многих современных методических работ [1,3], недостатки традиционных программы высшего образования, основанных на изучении конкретных областей научных знаний, заключаются в слабой интеграции с другими дисциплинами. Формируемые при этом знания, умения, навыки (**ЗУН**)-лишь отдельные элементы новой образовательной программы.

Создание инновационных технологий образования (компетентностный подход), как полагают методисты, основывается на комплексном подходе к формированию знаний, умений и владений (**ЗУВ**).

Подготовка специалистов на факультете компьютерных наук и информационных технологий связана прежде всего со способностью выпускников применять профессиональные знания и умения к решению задач в широком спектре научных, технических, гуманитарных, производственных и других областей знаний. Интегрировать специальные дисциплины факультета с таким широким кругом других предметов представляется сложной задачей. В этой связи на первый план выходят технологии подготовки специалистов, готовых к решению новых задач, в том числе и задач, о которых нет достаточных конкретных специальных знаний.

Естественно, что студенты факультета КНиИТ имеют разные предпочтения в выборе прикладных задач при выполнении самостоятельной работы. Эта тема с выводами и рекомендациями обсуждалась в работе [2].

Настоящая статья посвящена интеграции физических знаний и компьютерных наук и технологий. Главным образом, будет рассмотрена и проанализирована (студентами и модератором) прошедшая в декабре 2017 года конференция по итогам самостоятельной работы студентов на факультете КНиИТ. а также приведены некоторые интересные и занимательные факты из их выступлений.

Двадцать первое столетие – время интенсивного научно-технического прогресса и развития информационных технологий. Особенность современного этапа развития научного прогресса является тесная взаимосвязь различных областей

знания, методов и технологий исследования. Колоссальный рывок в познании обеспечивает широкое применение вычислительной техники и информационных технологий.

Получение новых материалов с уникальными свойствами, технологий распространения и хранения сигналов, создание приборов и устройств с уникально низкими затратами энергии, способствуют, в свою очередь, развитию компьютерной техники и её элементной базы.

Квантовые и молекулярные компьютеры, управляемые нано роботы, устройства памяти и голографические системы, аппараты магнитно- и биорезонансной томографии, внедрение ДНК-технологий – всё это результаты развития естественно-научного знания, в частности физики. Поэтому на нашем факультете компьютерных наук и информационных технологий подробно и интересно изучается этот предмет.

Уже на протяжении нескольких лет в качестве дополнительной самостоятельной работы по физике студентам факультета КНиИТ предлагается рассмотреть одну из предложенных преподавателем тем или найти что-то интересное для себя, но непосредственно связанное с физикой, и написать реферат. Помимо этого, студент может выступить с докладом на выбранную тему перед своей группой и тем самым ознакомить их с интересными фактами и подробностями данной тематики. С каждым годом количество желающих выступить на конференции всё больше и больше.

**Статистика знает всё**

На нашем потоке (гр.211,241,251,281) - 64 студента. В разных формах приняли участие в программе самостоятельной работы в рамках БаРС - 53 студента, а это 83% от общего числа обучающихся на потоке. Процент достаточно высок. Сделано докладов (содокладов), сообщений, в том числе в форме презентации - 28, по почти 20 различным темам, касающихся современных и новейших открытий в области совершенствования базовых элементов компьютерной техники и технологий.

Разброс тем также достаточно широк. Студенты выбирали как предложенные преподавателем темы, так и найденные самостоятельно. Наиболее актуальными оказались следующие вопросы:

- Молекулярная электроника. Молекулярные Компьютеры. Молекулярные диоды, транзисторы и элементы памяти – 13 человек (Власов А., Мещеряков М., Афанасьев А., Фишер Е., Лезгян А.,

## ОБРАЗОВАНИЕ

Тяпаев Р., Мягков А., Нарцев А., Фёдоров А., Косян А., Воронин Н., Умбетов А., Егоров А.).

• Квантовые элементы компьютерных систем. Квантовые компьютеры. Квантовое программирование – 8 человек (Целикина М., Русяев С., Кузнецов А., Голобаев И., Глебова А., Спасибо О., Таликова Е., Труханов Г.).

• ДНК – компьютеры – 5 человек (Яшина А., Яшина Т., Емельянов Д., Манина Д., Овчарова А.).

### **Квантовые точки, бактериородопсин, нейронные сети, кубиты и не только**

Приведем несколько наиболее интересных и необычных докладов.



Увлекательный доклад Григорьева А. и Железко А. на тему «Дисплеи на квантовых точках» внимательно слушал каждый студент. Они рассказали принцип работы таких дисплеев, убедили аудиторию в том, что это технология будущего, которую уже внедряют в нашу повседневную жизнь. Также студенты наглядно показали разницу между современными HD – дисплеями и дисплеями на квантовых точках. Это различие колоссально. Ну и напоследок решили прорекламировать телевизор с таким дисплеем стоимостью 1.5 млн рублей, чем очень позабавили публику и вместе с тем показали финансовую привлекательность направления для будущих разработчиков.

*Комментарий модератора:* «Докладчики продемонстрировали высокое качество изложения материала и профессиональный подбор видео материала презентации».

Не менее интересным оказалось сообщение сразу 4 студентов: Лезяна А., Тяпаева Р., Мягкова А. и Нарцева А. Они ознакомили нас с темой «Молекулярные диоды, транзисторы и элементы памяти». Студенты рассказали об истории начала использования искусственных молекул в качестве диодов в электронике, о том, что молекулярная электроника интересна не только тем, что может заменить кремний, но и тем, что это направление позволит дополнить кремниевые устройства новыми разработками. Также они убедили нас в том, что использование молекулярных транзисторов увеличит производительность компьютеров в 100 млрд раз! А это будет огромный прорыв в сфере информационных технологий. Артем Лезян рассказал нам о прототипе системы памяти, использующем в качестве ячеек памяти протеин,

который называется бактериородопсин. Интересный факт: был построен прототип системы памяти, в котором бактериородопсин запоминает данные в трехмерной матрице.

*Комментарий модератора:* «Эти студенты показали прекрасный пример групповой работы. Они не только разбили тему на отдельные фрагменты, но и смогли в каждом из них «подать» свою изюминку. Высший балл и заслуженное одобрение слушателей».

Доклад о наноэлектронике, достижениях и перспективе в этой области представили студенты 211 группы Авраменко А. и Шведов Е.



Они рассказали об актуальности и перспективности этого направления. Студенты заострили наше внимание на том, что главной особенностью наноэлектроники является то, что для элементов таких размеров начинают преобладать квантовые эффекты. Значимыми открытиями считается создание нанотрубки и использование графена, которые уже применяются в некоторых устройствах, например, в сканирующем туннельном и атомно-силовом микроскопе.

Достаточно необычную тему для доклада выбрали Алексеев А. и Постнов Д. Они рассказали аудитории об искусственных нейронных сетях. Объяснили обобщенный принцип работы искусственного нейрона, который аналогичен нейрону в мозге человека, и даже привели формулу его работы. Студенты отметили, что нейронная сеть обучаемая, описали виды обучения и привели алгоритм. В результате обучения, производительность нейронной сети увеличивается в разы. Также студенты рассказали о голосовых помощниках таких, как «Алиса» от Яндекс и «Siri» от Apple, и поисковых системах Google и Яндекс, которые являются яркими примерами искусственных нейронных сетей в наше время.

*Комментарий модератора:* «Они-открытие конференции. Студенты, державшиеся в «тени» в прошлом семестре, блеснули прекрасным по содержанию и форме изложения докладом».

«Биологические компьютеры» - именно с этой темой нас познакомили Никонов Л. и Тучин С. Они дали нам общее представление о том, что такое биокомпьютеры, рассказали об их потенциальных возможностях. Студенты доказали явное преимущество биокомпьютеров перед классическими, приведя данные о различиях в

скорости обработки и плотности хранения информации. Они рассказали о 4-х видах датчиков в биокомпьютерах, а также об их достоинствах и недостатках.

Актуальный в наше время вопрос рассмотрели Кузнецов А., Толобаев И., Русяев С. и Целикина М. Они познакомили публику с понятием «квантовый компьютер», рассказали принцип его работы. Также немаловажным открытием для нас было понятие «кубит». Кубит (q-бит, кьюбит, кубит; от quantum bit) — квантовый разряд или наименьший элемент для хранения информации в квантовом компьютере, который может находиться в 2-х состояниях одновременно.



Студенты рассказали и наглядно показали принцип суперпозиции и принцип квантовой запутанности. Александр Кузнецов даже показал опыт с перчатками, который объясняет принцип квантовой запутанности. Он пояснил, что как только мы узнаем, что в одном кармане перчатка левая, то в другом будет обязательно правая. Примерно то же самое происходит и с кубитами. Это интересно!

*Комментарий модератора:* «С понятием «квантовый» связано множество мифов и

преувеличений. Один из них: нахождение спина электрона на орбите атома только в двух резных состояниях- готовая двоичная система (0,1). Запись информации тогда сводится к определённой последовательности расположения электронов с разными спинами. Докладчикам удалось показать (красиво, убедительно с юмором), что всё гораздо сложнее и интереснее, а быстрое действие будущего квантового компьютера просто за пределами понимания».

**Выводы студентов.** Польза конференций, несомненно, огромна. Студенты знакомят друг друга с интересными явлениями, занимательными и необычными фактами в той или иной сфере, помогают найти связь между физикой и другими областями наук. Тем самым делятся своими знаниями и наблюдениями. Этот обмен информацией помогает повышать интеллектуальный уровень и развивать студентов в разных направлениях. «Премияльные» баллы – одинаковые для всех участников, представивших работы в любой форме, делают атмосферу на конференции более свободной, (не экзаменационной). Желательно публиковать предварительный список литературы по темам, предлагаемым студентам для самостоятельной работы.

#### **Выводы модератора.**

1. Удалось интегрировать профессиональный интерес студентов и важные для IT-специалистов разделы физики.

Этому в немалой степени способствовала полная самостоятельность студента: а) в решении брать или не брать работу; б) в выборе темы; в) в выборе формы отчёта (реферат в электронном формате, доклад в группе, доклад-презентация).

2. Положено начало неформальному процессу работы студентов в составе группы, с выделением своего модератора.

#### **Список литературы по темам самостоятельной работы студентов.**

(Составили: Токарева Мария, Варфоломеева Татьяна\_гр.211).

#### **1. Обзор новой научной базы нанoeлектроники (применительно к созданию новых элементов ЭВМ и систем)**

1. *Научная база нанoeлектроники* «<http://www.nanonewsnet.ru/blog/nikst/nanoelektronika-dostizheniya-perspektivy>».

2. *Достижения нанотехнологий*. Проекты и разработки, уже реально применяемые или находящиеся на этапе исследований. В. Балабанов. Нанотехнологии. Наука будущего. 2009 год. 256 стр. chm. 1.2 Мб. Скачать книгу можно на сайте <http://nashol.com/2011/12/17/62374/nanotehnologii-nauka-buduschego-balabanov-v-i-2009.html>

3. *Статьи о нанoeлектронике:*

<http://technomag.bmstu.ru/search.html?word=наноэлектроника> .

#### **2 Молекулярная электроника**

1. *Молекулярная электроника проблемы и перспективы*

[http://chglib.icp.ac.ru/subject/2013/pdf02/IzvRANPhys-2012-76\(2\)223.pdf](http://chglib.icp.ac.ru/subject/2013/pdf02/IzvRANPhys-2012-76(2)223.pdf)

2. *Новости молекулярной электроники* (молекулярный микрочип).

<http://22century.ru/tag/молекулярная-электроника>;

[http://elementy.ru/novosti\\_nauki/430446/Molekulyarnyy\\_mikrochip\\_uzhe\\_pochti\\_rabotaet](http://elementy.ru/novosti_nauki/430446/Molekulyarnyy_mikrochip_uzhe_pochti_rabotaet);

[http://www.nanometer.ru/2015/12/18/rosnano\\_496946.html](http://www.nanometer.ru/2015/12/18/rosnano_496946.html) - молекулярная электроника (история и перспективы(видео))

#### **2.1 Молекулярные диоды, транзисторы и элементы памяти**

1. *Новости об изобретениях в молекулярной электронике*. <http://meandr.org/archives/21938>

2. Молекулярный диод, транзистор, молекулярная память

## ОБРАЗОВАНИЕ

Статьи <https://geektimes.ru/post/251012/>. <http://megaobuchalka.ru/9/34797.html>  
<http://www.3dnews.ru/tags/молекула> -  
[http://studopedia.su/7\\_59000\\_Spinoviy-tranzistor.html](http://studopedia.su/7_59000_Spinoviy-tranzistor.html) ;  
[http://kit-e.ru/articles/memory/2002\\_06\\_68.php](http://kit-e.ru/articles/memory/2002_06_68.php);  
[http://www.erom.ru/encik/encik\\_m/molecul\\_pamyat.html](http://www.erom.ru/encik/encik_m/molecul_pamyat.html)

### 2.2 Молекулярные компьютеры

1. Основные компоненты молекулярного компьютера.
2. Системы ввода и вывода информации
3. Вычислительный блок (процессор), система хранения информации (память)
4. Блок питания

Статьи [http://wsyakayawsyachina.narod.ru/technology/molecular\\_computer.html](http://wsyakayawsyachina.narod.ru/technology/molecular_computer.html) -  
<http://www.monographies.ru/en/book/section?id=10862> ; <http://novaciaa.narod.ru/3>.

### 3. Элементы фотонной электроники

1. Электроника будущего - бумажная, органическая, фотонная? <http://www.3dnews.ru/568244> 3D News IT.
2. Фотонные кристаллы. Кособукин В.А. Окно в Микромир, 2002, № 4, с. 4-9
3. «Материалы для фотоники». Статья: Дж. М. Роуэлл. В МИРЕ НАУКИ, Декабрь 1986
4. «Лабиринты фотонных кристаллов» Георгий Жувикин

### 4. Голографические системы записи и хранения информации.

1. «Физические основы голографии» С.М.Рытов
2. «Моделирование устройств трёхмерной голографической памяти на основе голограмм Фурье» Статьи: С.В.Давыдова, Д.А.Давыдов, С. А. Фоменков.
3. Голографическая запись», Экспресс-электроника. [http://citforum.ru/hardware/data/holographic\\_record/](http://citforum.ru/hardware/data/holographic_record/) CIT Forum.

### 5. Квантовые компьютеры. Квантовые элементы компьютерных систем.

Р. Фейнман. Квантово-механические компьютеры «Квантовый компьютер».  
Лекция В.Шалаева в проекте ПостНаука. – общие понятия  
Ссылка: <http://hi-news.ru/technology/sozdan-pervyj-pereprogrammiruemyj-kvantovyj-kompyuter.html> Hi-News.ru  
Новости высоких технологий. О создании первого квантового компьютера.  
Ссылка: <http://www.lookatme.ru/mag/how-to/inspiration-howitworks/212579-quantum-computers-explained>  
LOOK AT ME. «Как это работает? Как квантовые компьютеры изменят мир»  
Статья: «Квантовые компьютеры». Кандидат физико-математических наук Л. Федичкин  
Э. Риффель, В. Полак "Основы квантовых вычислений" - статья, опубликованная в издаваемом в России журнале "Квантовые компьютеры и квантовые вычисления"  
Ссылка: <https://ria.ru/science/20150520/1065620066.html> РИА Новости. «Первый отечественный элемент квантовых компьютеров создан в России»

### 6. ДНК-компьютеры.

Книга: Г. Паун, Г. Розенберг, А. Саломая. «ДНК-компьютер. Новая парадигма вычислений»..  
Статья: А.Г.Ракитин. «Интерпретатор ДНК-вычислений на функциональном языке программирования».  
Статья: А.Г.Ракитин, Т.С.Смирнова. «Использование интерпретатора ДНК-вычислений для решения задачи о выполнимости пропозициональных формул».  
Затрагивает принцип работы ДНК-компьютера.  
Статья «ДНК-компьютер – рукотворный мозг будущего» опубликована в журнале «Популярная механика» (№143, сентябрь 2014) – при сильном желании можно найти и скачать бесплатно  
Ссылка: [http://old.ci.ru/inform16\\_05/p\\_10.htm](http://old.ci.ru/inform16_05/p_10.htm) «Новые технологии. ДНК-компьютеры» Елена Ващилко. – немного об истории.  
Ссылка: [http://www.pcwork.ru/kak\\_budut\\_rabotat\\_kompyuteryi\\_na\\_baze\\_dnk.htm](http://www.pcwork.ru/kak_budut_rabotat_kompyuteryi_na_baze_dnk.htm) PCwork.ru Компьютерные системы. Как будут работать компьютеры на базе ДНК. – о принципе работы  
Статья: Сергей Пахомов «ДНК-логика как основа биокомпьютера». - !!!

#### Библиографический список.

1. Библиотека авторефератов и диссертаций по педагогике <http://nauka-pedagogika.com/pedagogika-13-00-02/dissertaciya-printsip-istorizma-pri-formirovanii-estestvennonauchnogo-mirovozzreniya-na-urokah-fiziki#ixzz33SXUWko1>
2. Аветисян С.Ю., Машников В.В., Слепухин В. Д., Шаповалов А.С. Вопросы прикладной физики. Вып. 21. 2014 г. Саратовский университет. С.77-83.
3. Зайцев О.В., 2001, С какими проблемами физическая наука вступила в 21 век <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/2356.html>

МОДУЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТР ФЛУКТУАЦИЙ ФАЗЫ СИГНАЛА  
МНОГОДИОДНОГО ГЕНЕРАТОРА СВЧ

А.С. Шаповалов, Л.М. Минкин, С.А. Шаповалов  
Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского

*Шаповалов Александр Степанович,*  
д.ф.-м.н., профессор кафедры компьютерной физики и метаматериалов  
Portland State University, USA

*Минкин Леонид Мусеевич,* профессор  
КРЭТ, АО «АП Восход», г. Москва

*Шаповалов Степан Александрович,* начальник группы ОВК

Рассчитывается модуляционный спектр флуктуаций фазы сигнала многодиодного генератора СВЧ. Исследуется зависимость уровня модуляционного фазового шума от числа диодов, стратегии настройки генератора и особенностей его электродинамической системы.

В работе [1] была определена система модуляционных спектров флуктуаций сигнала многодиодного генератора СВЧ – сумматора мощности. Однако такая важная шумовая характеристика сигнала, как спектральная плотность флуктуаций фазы модуляционного (низкочастотного) происхождения, не была найдена. Данная работа посвящена дальнейшему развитию расчёта [1] и вычислению указанной спектральной плотности.

Как и в [1], при расчёте используются: обобщённая эквивалентная схема автоколебательной системы [2], содержащая СВЧ колебательный контур и низкочастотный контур цепи питания активного элемента, методика редуцирования исходной многоконтурной схемы многодиодного генератора к обобщённой схеме [3,4] и методика учёта низкочастотных источников собственных шумов, действующих в этой схеме [5,6]. Основное отличие проводимого расчёта от квазистатического заключается в том, что он осуществляется на основе флуктуационных уравнений генератора, в которых сохраняются производные по времени от флуктуаций амплитуды  $\alpha(t)$ , круговой частоты  $\nu(t)$  и флуктуационных составляющих тока питания диодов  $i_s(t)$ . Таким образом, учитывается влияние на уровень шумов генерируемого сигнала эффекта так называемой динамической инерционности генератора [5].

Принципиальная трудность определения спектральной плотности флуктуаций фазы связана с тем, что в большинстве случаев фаза колебаний реальных генераторов статистически нестационарна [7,8]. Этот вопрос анализировался в [9-11] при определении спектра фазовых флуктуаций [9,10] и взаимного спектра амплитудно-фазовых флуктуаций [10,11], вызываемых СВЧ источниками собственных шумов генератора. Анализ литературных источников показывает, что «достаточно быстрые изменения фазы можно приближённо считать стационарными в интервале времени, ограниченном малостью изменения среднего значения фазы» [8]. Таким образом, в области частот флуктуаций, намного превышающих ширину спектральной линии генератора, флуктуации фазы в первом приближении можно считать стационарными. Для указанной области частот спектральную плотность условно можно считать независимой от времени характеристикой,

связанной со спектральной плотностью флуктуаций частоты соотношением [7,8]

$$S_{\phi lf}(\Omega) = \frac{1}{\Omega^2} S_{\nu lf}(\Omega), \quad (1)$$

где  $S_{\phi lf}(\Omega)$  – спектральная плотность флуктуаций фазы, вызванных низкочастотными внутренними источниками шумов,  $S_{\nu lf}(\Omega)$  – спектральная плотность флуктуаций  $\nu$  круговой частоты, вызванных низкочастотными внутренними источниками шумов,  $\Omega$  – круговая частота флуктуаций, Индексы  $lf$  означают низкочастотное происхождение флуктуаций.

Таким образом, расчёт спектра флуктуаций фазы сводится к определению спектра флуктуаций частоты и использованию выражения (1). Естественно, что получаемый при этом результат имеет определённые границы применимости, указанные выше.

Для обобщённой схемы автоколебательной системы анализ флуктуационных уравнений приводит к следующему выражению для спектральной плотности  $S_{\nu lf}(\Omega)$  флуктуаций  $\nu$  круговой частоты сигнала [1,5]:

$$S_{\nu lf}(\Omega) = \frac{p^2 + \left(1 + q \frac{K_{am}}{K_{vm}}\right)^2 \Omega^2}{p^2 + \Omega^2} K_{vm}^2 S_{i_s}(\Omega). \quad (2)$$

Здесь  $p$  – прочность предельного цикла генератора,  $q$  – неизохронность,  $K_{am}$  – амплитудная модуляционная чувствительность,  $K_{vm}$  – частотная модуляционная чувствительность,  $S_{i_s}(\Omega)$  – спектральная плотность флуктуаций тока в цепи питания диода, обусловленных низкочастотными собственными шумами диода и источника питания. Связь динамических параметров генератора  $p$ ,  $q$ ,  $K_{am}$ ,  $K_{vm}$  с импедансными характеристиками диода, колебательного контура, нагрузки представлена в [5,10-13].

С учётом (1) спектральная плотность флуктуаций фазы  $S_{\phi lf}(\Omega)$  запишется так:

$$S_{\phi lf}(\Omega) = \frac{p^2 + \left(1 + q \frac{K_{am}}{K_{vm}}\right)^2 \Omega^2}{\Omega^2 (p^2 + \Omega^2)} K_{vm}^2 S_{i_s}(\Omega). \quad (3)$$

Выражение (3) применимо для расчёта спектральной плотности флуктуаций фазы и

## ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

однодиодного  $S_{\phi f1}(\Omega)$ , и многодиодного  $S_{\phi fN}(\Omega)$  генераторов. В первом случае параметры  $S_{\phi f1}(\Omega)$ ,  $p$ ,  $q$ ,  $K_{\alpha m}$ ,  $K_{\nu m}$ ,  $S_{i_s}(\Omega)$  в этом выражении достаточно заменить величинами  $S_{\phi f1}(\Omega)$ ,  $p_1$ ,  $q_1$ ,  $K_{\alpha m1}$ ,  $K_{\nu m1}$ ,  $S_{i_s1}(\Omega)$ , соответствующими однодиодному генератору. Тогда

$$S_{\phi f1}(\Omega) = \frac{p_1^2 + \left(1 + q_1 \frac{K_{\alpha m1}}{K_{\nu m1}}\right)^2 \Omega^2}{\Omega^2 (p_1^2 + \Omega^2)} K_{\nu m1}^2 S_{i_s1}(\Omega). \quad (4)$$

Во втором случае указанные параметры необходимо заменить величинами  $S_{\phi fN}(\Omega)$ ,  $p_N$ ,  $q_N$ ,  $K_{\alpha mN}$ ,  $K_{\nu mN}$ ,  $S_{i_sN}(\Omega)$  для многодиодного ( $N$  - диодного) генератора.

$$S_{\phi fN}(\Omega) = \frac{p_N^2 + \left(1 + q_N \frac{K_{\alpha mN}}{K_{\nu mN}}\right)^2 \Omega^2}{\Omega^2 (p_N^2 + \Omega^2)} K_{\nu mN}^2 S_{i_sN}(\Omega). \quad (5)$$

Условием корректного сравнения уровней фазовых шумов одно- и многодиодного генераторов является совпадение режимов работы всех диодов генераторов, то есть обеспечение одной и той же величины нагрузки, приведённой к клеммам каждого диода. Выполнение этого условия требует подстройки многодиодного генератора в процессе увеличения числа диодов. Её можно осуществлять различными способами, в том числе двумя типичными. Первый способ настройки генератора заключается в подстройке нагрузки (изменении связи суммирующего резонатора с нагрузкой). Второй способ настройки реализуется за счёт подстройки диодных модулей (изменения связи диодных модулей с суммирующим резонатором).

Рассмотрим соотношение уровней фазовых шумов одно- и многодиодного генераторов при первом способе настройки.

Предположим, что все диодные модули многодиодного генератора идентичны. В этом случае динамические параметры генераторов связаны соотношениями [12,13]

$$p_N = ap_1, \quad (6)$$

$$q_N = aq_1, \quad (7)$$

$$K_{\alpha mN} = \frac{1}{N} K_{\alpha m1}, \quad (8)$$

$$K_{\nu mN} = \frac{a}{N} K_{\nu m1}, \quad (9)$$

$$a = \frac{N(q_{\phi} + 1)}{q_{\phi} + N}, \quad (10)$$

где  $q_{\phi} = X'_p/X'_1$  - параметр фиксирующей способности колебательного контура,  $X'_p$  - фиксирующая способность суммирующего резонатора,  $X'_1$  - внесённая фиксирующая способность диодного модуля в однодиодном генераторе,  $X_p$  - реактивная часть импеданса суммирующего резонатора,  $X_1$  - реактивная часть импеданса диодного модуля, пересчитанная в контур суммирующего резонатора. Штрих над символами означает производную по частоте

(фиксирующую способность). Величина  $a$ , зависящая от числа диодов  $N$  и параметра фиксирующей способности контура  $q_{\phi}$ , введена как вспомогательный параметр для более короткой записи соответствующих выражений.

Полагая, что в исследуемом многодиодном генераторе используется параллельная схема питания диодов, а собственные низкочастотные шумы диодов некоррелированы, можно записать

$$S_{i_sN}(\Omega) = NS_{i_s1}(\Omega). \quad (11)$$

Тогда, используя равенства (6)-(11), спектральную плотность флуктуаций фазы многодиодного генератора (5) можно выразить через динамические параметры и спектр собственных шумов однодиодной системы

$$S_{\phi fN}(\Omega) = \frac{a^2 p_1^2 a^2 + \left(1 + q_1 \frac{K_{\alpha m1}}{K_{\nu m1}}\right)^2 \Omega^2}{N \Omega^2 (p_1^2 a^2 + \Omega^2)} K_{\nu m1}^2 S_{i_s1}(\Omega). \quad (12)$$

В общем случае зависимость уровня фазовых шумов многодиодного генератора от числа диодов носит сложный характер, так как  $N$  входит во вспомогательный параметр  $a$ . Поэтому при анализе выражения (12) ограничимся рассмотрением предельных случаев.

Предположим, что параметр  $q_{\phi}$  фиксирующей способности электродинамической системы генератора мал и удовлетворяет условию  $q_{\phi} \ll 1$ . Тогда,  $a \approx 1$  и из равенства (12) следует

$$S_{\phi fN}(\Omega) = \frac{1}{N} \frac{p_1^2 + \left(1 + q_1 \frac{K_{\alpha m1}}{K_{\nu m1}}\right)^2 \Omega^2}{\Omega^2 (p_1^2 + \Omega^2)} K_{\nu m1}^2 S_{i_s1}(\Omega). \quad (13)$$

Сопоставление равенств (13) и (4) показывает, что

$$S_{\phi fN}(\Omega) = \frac{1}{N} S_{\phi f1}(\Omega). \quad (14)$$

Уровень флуктуаций фазы сигнала в многодиодном генераторе на всех частотах  $\Omega$  в  $N$  раз ниже, чем в однодиодном.

Если теперь предположить, что параметр  $q_{\phi}$  фиксирующей способности велик и удовлетворяет условию  $q_{\phi} \gg N$ , то выводы, вытекающие из (12), существенно меняются. В этом случае  $a \approx N$ , и из (12) следует

$$S_{\phi fN}(\Omega) = N \frac{p_1^2 N^2 + \left(1 + q_1 \frac{K_{\alpha m1}}{K_{\nu m1}}\right)^2 \Omega^2}{\Omega^2 (p_1^2 N^2 + \Omega^2)} K_{\nu m1}^2 S_{i_s1}(\Omega). \quad (15)$$

Соотношение  $S_{\phi fN}(\Omega)$  и  $S_{\phi f1}(\Omega)$  зависит от частоты  $\Omega$ . Сопоставление (15) и (4) на достаточно высоких частотах флуктуаций, когда  $\Omega^2 \gg p_1^2 N^2$ , показывает, что

$$S_{\phi fN}(\Omega) = NS_{\phi f1}(\Omega). \quad (16)$$

Уровень флуктуаций фазы в многодиодном генераторе в  $N$  раз выше, чем в однодиодном. Интересно отметить, что вывод (16) следует из (15), (4) и при низких частотах, когда

$$\left(1 + q_1 \frac{K_{\alpha m1}}{K_{\nu m1}}\right)^2 \Omega^2 \ll p_1^2 N^2. \quad (17)$$

При этом, однако, частота  $\Omega$  должна оставаться достаточно высокой, чтобы соответствовать «крыльям» спектральной линии генератора. В противном случае будут нарушаться границы применимости результатов данного расчёта.

Заметим, что приведённые выше выводы отвечают первому способу настройки многодиодного генератора. Перейдём к рассмотрению фазовых шумов многодиодного генератора при втором способе его настройки (за счёт подстройки диодных модулей).

Если настройка многодиодного генератора при увеличении числа диодов осуществляется вторым способом, то динамические параметры генераторов оказываются связанными соотношениями [12,13]

$$p_N = p_1, \quad q_N = q_1, \quad K_{\alpha mN} = \frac{1}{N} K_{\alpha m1}, \\ K_{\nu mN} = \frac{1}{N} K_{\nu m1}. \quad (18)$$

Подстановка выражений (11) и (18) в (5) приводит к следующему выражению для спектральной плотности флуктуаций фазы сигнала многодиодного генератора:

$$S_{\varphi fN}(\Omega) = \frac{1}{N} \frac{p_1^2 + \left(1 + q_1 \frac{K_{\alpha m1}}{K_{\nu m1}}\right)^2 \Omega^2}{\Omega^2 (p_1^2 + \Omega^2)} K_{\nu m1}^2 S_{i_s1}(\Omega). \quad (19)$$

Сравнение выражений (19) и (4) показывает, что связь спектров флуктуаций фазы сигналов одно- и многодиодного генераторов имеет вид (14). На любой частоте уровень фазовых флуктуаций сигнала многодиодного генератора в  $N$  раз ниже аналогичной величины для однодиодного генератора.

Таким образом, уровень фазовых шумов многодиодного генератора может быть как выше, так и ниже уровня фазовых шумов однодиодной автоколебательной системы. Соотношение указанных уровней зависит от стратегии (способа) настройки многодиодного генератора и

особенностей электродинамической системы, определяющих величину параметра фиксирующей способности колебательного контура.

Отмеченные зависимости уровня шумов наблюдались при экспериментальных исследованиях многодиодных генераторов на ЛПД [14,15]

Для более детального исследования влияния параметров системы на соотношение уровней фазовых шумов в рассмотренных генераторах целесообразно ввести в рассмотрения коэффициент коллективной трансформации  $G_{\varphi fN}(\Omega)$  модуляционных фазовых флуктуаций многодиодного генератора. Определяемый как отношение спектральных плотностей фазовых флуктуаций многодиодного и однодиодного генераторов коэффициент  $G_{\varphi fN}(\Omega)$  в общем случае равен

$$G_{\varphi fN}(\Omega) = \frac{\left[ p_N^2 + \left(1 + q_N \frac{K_{\alpha mN}}{K_{\nu mN}}\right)^2 \Omega^2 \right]}{\left[ p_1^2 + \left(1 + q_1 \frac{K_{\alpha m1}}{K_{\nu m1}}\right)^2 \Omega^2 \right]} \times \dots \\ \times \frac{(p_1^2 + \Omega^2) K_{\nu mN}^2 S_{i_sN}(\Omega)}{(p_N^2 + \Omega^2) K_{\nu m1}^2 S_{i_s1}(\Omega)}$$

Нетрудно видеть, что коэффициент коллективной трансформации  $G_{\varphi fN}(\Omega)$   $G_{\varphi fN}(\Omega)$  фазовых флуктуаций модуляционного происхождения совпадает с коэффициентом коллективной трансформации частотных флуктуаций  $G_{\nu fN}(\Omega)$ , который был введён и подробно проанализирован в работах [16,17].

В заключение отметим, что проведённое исследование, наряду с работами [18-21], подтвердило эффективность использования методики моделирования физических систем и актуальность проблемы выбора оптимальной модели объекта исследования в каждом конкретном случае.

#### Библиографический список

1. Шаповалов А.С., Листов А.С., Шаповалова И.А. О частотной зависимости спектральной плотности модуляционных шумов многодиодного генератора СВЧ // Вопросы прикладной физики. Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2007. – В. 14. – С. 40-45.
2. Шаповалов А.С. Исследование флуктуаций сигнала полупроводникового СВЧ генератора // Вопросы электроники СВЧ: Межвуз. науч. сб. Саратов. Изд-во Саратов. ун-та. – 1985. – В. 14. – С. 15-22.
3. Кудряшов С.А., Шаповалов А.С. Анализ энергетических и шумовых характеристик многодиодных СВЧ-генераторов при различных способах настройки // Электронная техника. Сер. 1. СВЧ-техника. - 1997. - В. 2. - С. 28-31.
4. Кудряшов С.А., Шаповалов А.С., Шаповалов С.А. Исследование многодиодных СВЧ генераторов с суммированием мощности в общем резонаторе // Вопросы прикладной физики. Межвуз. науч. сб. Саратов. Изд-во СГУ. – 1997. – В. 3. – С. 47-70.
5. Шаповалов А.С. Исследование влияния сверхвысокочастотных и низкочастотных источников флуктуаций на шумовые параметры твёрдотельного генератора // Вопросы прикладной физики. Межвуз. науч. сб. Саратов. Изд-во СГУ. – 1989. – В. 2. – С. 3-19.

## ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

6. Шаповалов А.С., Инкин М.Г., Мироненко К.В. Аномальный дробовой шум на неоднородном потенциальном барьере // Гетеромагнитная микроэлектроника: Сб. науч. тр. / Под ред. проф. А.В. Ляшенко. – Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, - 2016. – Вып. 20. – С. 41-46.
7. Малахов А.Н. Флуктуации в автоколебательных системах. – М. Наука, 1968. – 660 с.
8. Корнилов С.А., Савшинский В.А., Уман С.Д. Шумы клистронных генераторов малой мощности. – М. Советское радио, 1972. – 200 с.
9. Шаповалов А.С., Машников В.В., Минкин Л.М. Флуктуации фазы сигнала многодиодного генератора СВЧ // Вопросы прикладной физики. Межвуз. науч. сб. Саратов. Изд-во СГУ. – 2017. – В. 24. – С. 27-29.
10. Шаповалов А.С. Спектры флуктуаций сигнала многодиодного генератора СВЧ // Гетеромагнитная микроэлектроника: Сб. науч. тр. / Под ред. проф. А.В. Ляшенко. – Саратов: Изд-во ОАО «Институт критических технологий», - 2017. – Вып. 22. – С. 16-26.
11. Шаповалов А.С., Минкин Л.М. Взаимный спектр флуктуаций амплитуды и фазы сигнала многодиодного генератора СВЧ // Вопросы прикладной физики. Межвуз. науч. сб. Саратов. Изд-во СГУ. – 2017. – В. 24. – С. 30-32.
12. Шаповалов А.С., Шаповалов С.А. Частотный шум многодиодных генераторов СВЧ // Вопросы прикладной физики. Межвуз. науч. сб. Саратов. Изд-во СГУ. – 2004. – В. 10. – С. 22-26.
13. Шаповалов А.С., Минкин Л.М., Кудряшов С.А., Шаповалов С.А., Машников В.В. Шумовая модуляционная чувствительность многодиодного генератора СВЧ // Вопросы прикладной физики. Межвуз. науч. сб. Саратов. Изд-во СГУ. – 2006. – В. 13. – С. 45-49.
14. Никитин А.А., Шаповалов А.С. Экспериментальное исследование многодиодных генераторов на многоструктурных ЛПД // Электронная техника. Серия 1. СВЧ-техника. - 1999. - В. 2. - С. 7-9.
15. Шаповалов А.С., Никитин А.А., Кудряшов С.А. Многодиодный СВЧ-генератор с электрической перестройкой частоты // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. - 1991. - В. 10. - С. 19-21.
16. Шаповалов А.С., Кудряшов С.А., Шаповалов С.А., Машников В.В. Коэффициенты коллективной трансформации модуляционных шумов многодиодного генератора СВЧ // Вопросы прикладной физики. Межвуз. науч. сб. Саратов. Изд-во СГУ. – 2007. – В. 14. – С. 46-49.
17. Шаповалов А.С., Минкин Л.М., Шаповалов С.А. Анализ коэффициента коллективной трансформации модуляционных спектров частотных флуктуаций многодиодного генератора СВЧ. // Вопросы прикладной физики. Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2012. – В. 19. – С. 44-48.
18. Minkin L. Shapovalov A.S. Indoor Radon Entry: 30 Years Later. // Iranian Journal of Radiation Research. – Summer 2008. – V. 6, № 1. P. 159-164.
19. Minkin L.M., Shapovalov A.S. Thermo-diffusional radon waves in soils // Science of the Total Environment / Volume 565, 15 september 2016, Pages 1-7.
20. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Шаповалов А.С. Многоуровневая дискретная модель неоднородного эмиттера и максимальный уровень аномального дробового шума // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2016. – В. 23. – С. 39-41.
21. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Шаповалов А.С. Частотные характеристики аномального дробового шума для многоуровневой дискретной модели неоднородного эмиттера // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2016. – В. 23. – С. 42-44.

### MODULATION SPECTRUM OF THE SIGNAL PHASE FLUCTUATIONS OF THE MULTIDIODE MICROWAVE OSCILLATOR

<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>"AP Voskhod", Moscow

The modulation spectrum of the signal phase fluctuations of the multidiode microwave generator is calculated. The dependence of the level of modulation phase noise on the number of diodes, the tuning strategy of the generator and the peculiarity of its electrodynamic system is investigated.



МОДУЛЯЦИОННЫЙ ВЗАИМНЫЙ СПЕКТР  
АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ СИГНАЛА  
МНОГОДИОДНОГО ГЕНЕРАТОРА СВЧ

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

Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского*Шаповалов Александр Степанович,*

д.ф.-м.н., профессор кафедры компьютерной физики и метаматериалов

Portland State University, USA

*Минкин Леонид Мусеевич,* профессор

КРЭТ, АО «АП Восход», г. Москва

*Шаповалов Степан Александрович,* начальник группы ОВК

Рассчитывается модуляционный взаимный спектр амплитудно-фазовых флукутаций многодиодного генератора СВЧ. Исследуется зависимость взаимной спектральной плотности флукутаций от числа диодов, стратегии настройки генератора и особенностей его электродинамической системы.

В системе модуляционных спектров флукутаций сигнала многодиодного генератора СВЧ – сумматора мощности, вычисленной в [1], отсутствуют сведения о спектре флукутаций фазы и взаимном спектре амплитудно-фазовых флукутаций. Это связано с тем, что фаза большинства генераторов статистически нестационарна [2,3] и определение её спектральной плотности и соответствующих взаимных спектров вызывает серьёзные затруднения. В данной работе используется приближённый способ преодоления этих трудностей в определённом диапазоне частот флукутаций [3-6], и в рамках этого диапазона определяется взаимный спектр амплитудно-фазового шума выходного сигнала многодиодного генератора.

Детальное обсуждение проблемы спектральной плотности фазы генерируемого сигнала показало, что «достаточно быстрые изменения фазы можно приближённо считать стационарными в интервале времени, ограниченном малостью изменения среднего значения фазы» [3]. А это значит, что для частот флукутаций  $\Omega$ , существенно превышающих ширину спектральной линии сигнала можно вводить спектральную плотность флукутаций фазы как не зависящий от времени параметр. Для её определения можно использовать то обстоятельство, что флукутация  $v(t)$  ( $t$  - время) круговой частоты является производной от флукутации  $\varphi(t)$  фазы, и следовательно, спектры флукутаций фазы и частоты связаны так, как спектры случайной функции и её производной [7]. По этой же причине взаимный спектр флукутаций амплитуды  $\alpha(t)$  и частоты  $v(t)$  будет связан с взаимным спектром флукутаций амплитуды  $\alpha(t)$  и фазы  $\varphi(t)$  так же, как связан взаимный спектр флукутаций амплитуды и некоторой случайной функцией с взаимным спектром амплитуды и производной от этой функции [7], то есть

$$S_{\alpha v l f}(\Omega) = -j\Omega S_{\alpha \varphi l f}(\Omega), \quad (1)$$

где  $j = \sqrt{-1}$ ,  $S_{\alpha v l f}(\Omega)$  - взаимная спектральная плотность флукутаций амплитуды и частоты сигнала,  $S_{\alpha \varphi l f}(\Omega)$  - взаимная спектральная плотность флукутаций амплитуды и

фазы сигнала. Индексы  $l f$  означают низкочастотное (модуляционное) происхождение флукутаций амплитуды, фазы и частоты.

Таким образом, используя соотношение (1) для диапазона частот флукутаций, указанного выше, взаимный спектр амплитудно-фазовых флукутаций низкочастотного происхождения можно выразить через взаимный спектр амплитудно-частотных флукутаций. Такой подход уже использовался при расчёте взаимных спектров амплитудно-фазовых флукутаций СВЧ происхождения в работах [5,6].

Для многодиодного генератора СВЧ взаимный спектр амплитудно-частотных флукутаций низкочастотного происхождения рассчитан в [1]. В основу указанного расчёта были положены основные соотношения для спектров флукутаций сигнала, полученные в [8,9] для обобщённой эквивалентной схемы автоколебательной системы, методика редуцирования схемы многодиодного генератора к обобщённой схеме [10,11] и методика учёта низкочастотных источников шума [9]. Одним из основных достоинств такого подхода является то, что в отличие от квазистатистической методики проводимый расчёт спектров учитывает эффект динамической инерционности генератора [9], что существенно уточняет частотные зависимости спектральных плотностей флукутаций.

Для обобщённой схемы автоколебательной системы взаимная спектральная плотность амплитудно-частотных флукутаций генерируемого сигнала, рассчитанная и приведённая в [1,9], имеет вид

$$S_{\alpha v l f}(\Omega) = \frac{p^2}{p^2 + \Omega^2} K_{\alpha m} K_{v m} S_{i_s}(\Omega) - j \frac{p\Omega}{p^2 + \Omega^2} K_{\alpha m} (K_{v m} + q K_{\alpha m}) S_{i_s}(\Omega), \quad (2)$$

где  $j = \sqrt{-1}$ ,  $p$  - прочность предельного цикла генератора,  $q$  - неизохронность,  $K_{\alpha m}$  - амплитудная модуляционная чувствительность,  $K_{v m}$  - частотная модуляционная чувствительность,  $i_s$  - флукутационная составляющая тока питания диода,  $S_{i_s}(\Omega)$  - спектральная плотность флукутаций

## ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

тока питания. Соотношения, связывающие динамические параметры  $p$ ,  $q$ ,  $K_{\alpha m}$ ,  $K_{vm}$  с импедансными характеристиками колебательного контура, диода и нагрузки приведены в [1,9,12].

Используя выражение (1) спектральную плотность амплитудно-фазовых флуктуаций можно представить так:

$$S_{\alpha\phi f}(\Omega) = \frac{p}{p^2 + \Omega^2} K_{\alpha m} (K_{vm} + qK_{\alpha m}) S_{i_s}(\Omega) + j \frac{p^2}{\Omega(p^2 + \Omega^2)} K_{\alpha m} K_{vm} S_{i_s}(\Omega) \quad (3)$$

Это уравнение фактически определяет взаимные амплитудно-фазовые спектры и однодиодного, и многодиодного генераторов.

Если динамические параметры  $p$ ,  $q$ ,  $K_{\alpha m}$ ,  $K_{vm}$  и  $S_{i_s}(\Omega)$  отвечают однодиодному генератору и равны соответственно  $p_1$ ,  $q_1$ ,  $K_{\alpha m1}$ ,  $K_{vm1}$  и  $S_{i_s1}(\Omega)$ , то из (3) следует взаимный спектр сигнала однодиодного генератора

$$S_{\alpha\phi f1}(\Omega) = \frac{p_1}{p_1^2 + \Omega^2} K_{\alpha m1} (K_{vm1} + q_1 K_{\alpha m1}) S_{i_s1}(\Omega) + j \frac{p_1^2}{\Omega(p_1^2 + \Omega^2)} K_{\alpha m1} K_{vm1} S_{i_s1}(\Omega) \quad (4)$$

Если в выражение (3) подставить динамические параметры  $p$ ,  $q$ ,  $K_{\alpha m}$ ,  $K_{vm}$  и  $S_{i_s}(\Omega)$ , равные соответствующим величинам для многодиодного генератора  $p_N$ ,  $q_N$ ,  $K_{\alpha mN}$ ,  $K_{vmN}$  и  $S_{i_sN}(\Omega)$ , то оно опишет взаимный спектр сигнала многодиодной автоколебательной системы

$$S_{\alpha\phi fN}(\Omega) = \frac{p_N}{p_N^2 + \Omega^2} K_{\alpha mN} (K_{vmN} + q_N K_{\alpha mN}) S_{i_sN}(\Omega) + j \frac{p_N^2}{\Omega(p_N^2 + \Omega^2)} K_{\alpha mN} K_{vmN} S_{i_sN}(\Omega) \quad (5)$$

В принципе, соотношения (4) и (5) являются общим решением задачи о взаимных спектрах флуктуаций однодиодного и многодиодного генераторов и могут быть использованы для расчёта указанных спектров в различных конкретных случаях.

Однако для удобства сравнения этих спектров правую часть соотношения (5) целесообразно выразить через соответствующие параметры однодиодного генератора. Для этого необходимо воспользоваться полученными ранее [4-6,10-12] уравнениями связи величин  $p_N$ ,  $q_N$ ,  $K_{\alpha mN}$ ,  $K_{vmN}$ ,  $S_{i_sN}(\Omega)$  и  $p_1$ ,  $q_1$ ,  $K_{\alpha m1}$ ,  $K_{vm1}$ ,  $S_{i_s1}(\Omega)$ , которая носит неоднозначный характер.

Как показали предыдущие исследования, вид

уравнений связи зависит от стратегии настройки многодиодного генератора при увеличении числа активных элементов. Действительно, для корректности сравнения спектров флуктуаций изменение числа диодов должно сопровождаться соответствующей подстройкой электродинамической системы, за счёт которой нагрузка, приведённая к клеммам каждого диода, остаётся неизменной и соответствует максимальной мощности, которую может генерировать данный диод [10,11]. В дальнейшем рассмотрим и сравним спектры флуктуаций сигнала при двух способах настройки генераторов. Первым способом настройки будем считать изменение связи суммирующего резонатора с нагрузкой (подстройку нагрузки). Вторым способом настройки примем изменение связи диодных модулей с суммирующим резонатором (подстройку диодных модулей). Все диодные модули будем считать идентичными, собственные источники низкочастотных шумов модулей – не коррелированными. Питание диодов осуществляется по параллельной схеме.

Проанализируем взаимный спектр флуктуаций сигнала многодиодного генератора при первом способе настройки, когда уравнения связи динамических параметров генераторов имеют вид [10,11]:  $p_N = ap_1$ ,  $q_N = aq_1$ ,  $K_{\alpha mN} = K_{\alpha m1}/N$ ,  $K_{vmN} = aK_{vm1}/N$ . Здесь  $a = N(q_\phi + 1)/(q_\phi + N)$  – вспомогательная величина, введённая для сокращения записи,  $q_\phi = X'_p/X'_1$  – параметр фиксирующей способности колебательного контура,  $X'_p$  – фиксирующая способность суммирующего резонатора,  $X'_1$  – внесённая фиксирующая способность диодного модуля в однодиодном генераторе,  $X_p$  – реактивная часть импеданса суммирующего резонатора,  $X_1$  – реактивная часть импеданса диодного модуля, пересчитанная в контур суммирующего резонатора.

При указанной схеме питания диодов спектры собственных шумов схемы связаны соотношением

$$S_{i_sN}(\Omega) = NS_{i_s1}(\Omega) \quad (6)$$

Подстановка приведённых уравнений связи динамических параметров и выражения (6) в равенство (5) приводит к окончательному выражению для взаимного спектра амплитудно-фазовых флуктуаций сигнала многодиодного генератора

$$S_{\alpha\phi fN}(\Omega) = \frac{1}{N} \frac{a^2 p_1}{a^2 p_1^2 + \Omega^2} K_{\alpha m1} (K_{vm1} + q_1 K_{\alpha m1}) S_{i_s1}(\Omega) + j \frac{1}{N} \frac{a^3 p_1^2}{\Omega(a^2 p_1^2 + \Omega^2)} K_{\alpha m1} K_{vm1} S_{i_s1}(\Omega) \quad (7)$$

При  $N=1$  это равенство описывает взаимный спектр однодиодного генератора.

Как следует из (7), при первом способе настройки генератора зависимость взаимного спектра  $S_{\alpha\phi fN}(\Omega)$  от числа диодов  $N$  носит сложный характер. На вид этой зависимости существенным образом влияет величина параметра

фиксирующей способности контура  $q_\phi$ . Поэтому ограничимся анализом в взаимного спектра в предельных случаях.

Если параметр фиксирующей способности контура мал и  $q_\phi \ll 1$ , то  $a \approx 1$ , и из (7) следует выражение

$$S_{\alpha\phi\ell fN}(\Omega) = \frac{1}{N} \frac{p_1}{p_1^2 + \Omega^2} K_{\alpha m1} (K_{vm1} + q_1 K_{\alpha m1}) S_{i_s,1}(\Omega) +, \quad (8)$$

$$+ j \frac{1}{N} \frac{p_1^2}{\Omega(p_1^2 + \Omega^2)} K_{\alpha mN} K_{vmN} S_{i_s,1}(\Omega)$$

которое означает, что

$$S_{\alpha\phi\ell fN}(\Omega) = \frac{1}{N} S_{\alpha\phi\ell f1}(\Omega). \quad (9)$$

На всех частотах флуктуаций  $\Omega$  взаимная спектральная плотность флуктуаций сигнала многодиодного генератора в  $N$  меньше, чем у однодиодного.

Если первым способом настраивается генератор с достаточно большой фиксирующей способностью контура, когда  $q_\phi \gg N$ , то  $a \approx N$ , и из равенства

(7) следует значительно более сложная зависимость  $S_{\alpha\phi\ell fN}(\Omega)$  от  $N$

$$S_{\alpha\phi\ell fN}(\Omega) = \frac{N p_1}{N^2 p_1^2 + \Omega^2} K_{\alpha m1} (K_{vm1} + q_1 K_{\alpha m1}) S_{i_s,1}(\Omega) +. \quad (10)$$

$$+ j \frac{N^2 p_1^2}{\Omega(N^2 p_1^2 + \Omega^2)} K_{\alpha m1} K_{vm1} S_{i_s,1}(\Omega)$$

Связь уровней взаимных спектров флуктуаций сигналов многодиодного и однодиодного генераторов зависит от частоты флуктуаций.

Если к указанному выше условию  $q_\phi \gg N$ ,

( $a \approx N$ ) добавить требование  $\Omega^2 \ll N^2 p_1^2$ , то есть предположить, что частота анализируемых флуктуаций достаточно мала, то на основании (10) взаимный спектр многодиодного генератора запишется так:

$$S_{\alpha\phi\ell fN}(\Omega) = \frac{1}{N} \frac{1}{p_1} K_{\alpha m1} (K_{vm1} + q_1 K_{\alpha m1}) S_{i_s,1}(\Omega) +. \quad (11)$$

$$+ j \frac{1}{\Omega} K_{\alpha m1} K_{vm1} S_{i_s,1}(\Omega)$$

Действительная часть взаимного спектра (11) многодиодного генератора по сравнению с однодиодным уменьшается в  $N$  раз, а мнимая часть оказывается точно такой же, как у однодиодной системы.

Если к принятому выше условию  $q_\phi \gg N$ ,

( $a \approx N$ ) добавить требование  $\Omega^2 \gg N^2 p_1^2$ , то есть предположить, что частота флуктуаций достаточно высока, то из (10) последует

$$S_{\alpha\phi\ell fN}(\Omega) = N \frac{p_1}{\Omega^2} K_{\alpha m1} (K_{vm1} + q_1 K_{\alpha m1}) S_{i_s,1}(\Omega) +$$

$$+ j N^2 \frac{p_1^2}{\Omega^3} K_{\alpha m1} K_{vm1} S_{i_s,1}(\Omega)$$

.(12)

И действительная, и мнимая части взаимного спектра (12) флуктуаций в многодиодном генераторе выше, чем в однодиодном: действительная часть - в  $N$  раз, а мнимая - в  $N^2$  раз.

Перейдём к рассмотрению взаимного амплитудно-фазового спектра сигнала многодиодного генератора при втором способе его настройки (подстройкой диодных модулей). При таком способе настройки уравнения связи динамических параметров многодиодного и однодиодного генераторов имеют вид [10,11]:  $p_N = p_1$ ,  $q_N = q_1$ ,  $K_{\alpha mN} = K_{\alpha m1} / N$ ,  $K_{vmN} = K_{vm1} / N$ . Подстановка приведённых уравнений связи и соотношения (6) в выражение (5) преобразует его к виду (8) и (или) (9). При втором способе настройки многодиодного генератора уровень взаимного спектра сигнала на всех частотах флуктуаций оказывается в  $N$  раз ниже, чем в однодиодной системе.

Суммируя полученные результаты, отметим, что соотношение взаимных спектров амплитудно-фазовых флуктуаций многодиодного сумматора мощности и однодиодного генератора существенным образом зависит от способа настройки многодиодной системы и особенностей её электродинамических параметров. При настройке многодиодного генератора первым способом (изменением связи суммирующего резонатора с нагрузкой) и малых значениях параметра фиксирующей способности контура уровень взаимного спектра амплитудно-фазовых флуктуаций в многодиодном генераторе в  $N$  раз ниже, чем в однодиодном. При значительной величине параметра фиксирующей способности контура соотношение взаимных спектров сравниваемых генераторов зависит от частоты флуктуаций, и на различных частотах уровень взаимного спектра многодиодного генератора может быть и выше, и ниже, чем у однодиодного. При втором способе настройки многодиодного генератора взаимная спектральная плотность флуктуаций его сигнала всегда в  $N$  раз ниже, чем в однодиодной системе. Это обстоятельство необходимо учитывать при разработке многодиодных генераторов. Отмеченные тенденции изменения уровня шумов при увеличении числа диодов наблюдались при экспериментальных исследованиях СВЧ генераторов на многоструктурных ЛПД [13,14].

В заключение отметим, что решение столь сложной задачи стало возможным благодаря использованию методики моделирования физических процессов и систем. Полученные данные наряду с результатами работ [15-18] в очередной раз иллюстрирует важность проблемы выбора оптимальной модели объекта исследования.

## Библиографический список

1. Шаповалов А.С., Листов А.С., Шаповалова И.А. О частотной зависимости спектральной плотности модуляционных шумов многодиодного генератора СВЧ // Вопросы прикладной физики. Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2007. – В. 14. – С. 40-45.
2. Малахов А.Н. Флуктуации в автоколебательных системах. – М. Наука, 1968. – 660 с.
3. Корнилов С.А., Савшинский В.А., Уман С.Д. Шумы клистронных генераторов малой мощности. – М. Советское радио, 1972. – 200 с.
4. Шаповалов А.С., Машников В.В., Минкин Л.М. Флуктуации фазы сигнала многодиодного генератора СВЧ // Вопросы прикладной физики. Межвуз. науч. сб. Саратов. Изд-во СГУ. – 2017. – В. 24. – С. 27-29.
5. Шаповалов А.С. Спектры флуктуаций сигнала многодиодного генератора СВЧ // Гетеромагнитная микроэлектроника: Сб. науч. тр. / Под ред. проф. А.В. Ляшенко. – Саратов: Изд-во ОАО «Институт критических технологий», - 2017. – Вып. 22. – С. 16-26.
6. Шаповалов А.С., Минкин Л.М. Взаимный спектр флуктуаций амплитуды и фазы сигнала многодиодного генератора СВЧ // Вопросы прикладной физики. Межвуз. науч. сб. Саратов. Изд-во СГУ. – 2017. – В. 24. – С. 30-32.
7. Свешников А.А. Прикладные методы теории случайных функций. – М. Наука, 1968. – 464 с.
8. Шаповалов А.С. Исследование флуктуаций сигнала полупроводникового СВЧ генератора // Вопросы электроники СВЧ: Межвуз. науч. сб. Саратов. Изд-во Сарат. ун-та. – 1985. – В. 14. – С. 15-22.
9. Шаповалов А.С. Исследование влияния сверхвысокочастотных и низкочастотных источников флуктуаций на шумовые параметры твёрдотельного генератора // Вопросы прикладной физики. Межвуз. науч. сб. Саратов. Изд-во СГУ. – 1989. – В. 2. – С. 3-19.
10. Кудряшов С.А., Шаповалов А.С. Анализ энергетических и шумовых характеристик многодиодных СВЧ-генераторов при различных способах настройки // Электронная техника. Сер. 1. СВЧ-техника. - 1997. - В. 2. - С. 28-31.
11. Кудряшов С.А., Шаповалов А.С., Шаповалов С.А. Исследование многодиодных СВЧ генераторов с суммированием мощности в общем резонаторе // Вопросы прикладной физики. Межвуз. науч. сб. Саратов. Изд-во СГУ. – 1997. – В. 3. – С. 47-70.
12. Шаповалов А.С., Минкин Л.М., Кудряшов С.А., Шаповалов С.А., Машников В.В. Шумовая модуляционная чувствительность многодиодного генератора СВЧ // Вопросы прикладной физики. Межвуз. науч. сб. Саратов. Изд-во СГУ. – 2006. – В. 13. – С. 45-49.
13. Никитин А.А., Шаповалов А.С. Экспериментальное исследование многодиодных генераторов на многоструктурных ЛПД // Электронная техника. Серия 1. СВЧ-техника. - 1999. - В. 2. - С. 7-9.
14. Шаповалов А.С., Никитин А.А., Кудряшов С.А. Многодиодный СВЧ-генератор с электрической перестройкой частоты // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. - 1991. - В. 10. - С. 19-21.
15. Minkin L. Shapovalov A.S. Indoor Radon Entry: 30 Years Later. // Iranian Journal of Radiation Research. – Summer 2008. – V. 6, № 1. P. 159-164.
16. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Шаповалов А.С. Многоуровневая дискретная модель неоднородного эмиттера и максимальный уровень аномального дробового шума // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2016. – В. 23. – С. 39-41.
17. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Шаповалов А.С. Частотные характеристики аномального дробового шума для многоуровневой дискретной модели неоднородного эмиттера // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2016. – В. 23. – С. 42-44.
18. Голубенцев А.Ф., Шаповалов А.С. К вопросу о спектральной плотности флуктуаций тока эмиссии термокатода // Изв. вузов. Радиофизика. – 1974. – Т. 17, № 12. – С. 1885-1890.

THE MODULATION MUTUAL SPECTRUM OF THE AMPLITUDE-PHASE FLUCTUATIONS OF THE MULTIDIODE MICROWAVE GENERATOR

<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>"AP Voskhod", Moscow

The modulation mutual spectrum of the amplitude-phase fluctuations of the multi-diode microwave generator is calculated. The dependence of the mutual spectral density of fluctuations on the number of diodes, the tuning strategy of the generator and the peculiarity of its electrodynamic system are investigated.

УРОВЕНЬ ДРОБОВОГО ШУМА ДЛЯ ДИСКРЕТНОЙ МОДЕЛИ  
НОРМАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРА ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИИ  
НЕОДНОРОДНОГО КАТОДА

М.Г. Инкин, А.С. Шаповалов

Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского

*Инкин Максим Глебович*, студент физического факультета  
*Шаповалов Александр Степанович*,

д.ф.-м.н., профессор кафедры компьютерной физики и метаматериалов

Представлены результаты расчёта уровня дробового шума неоднородного эмиттера. Предполагается, что параметр интенсивности эмиссии распределён по нормальному закону или его дискретному аналогу.

Получение исчерпывающих теоретических данных об энергетических и частотных характеристиках аномального дробового шума, наблюдающегося на неоднородных эмиттерах, требует разработки и использования статистических моделей подобных систем. Общая теория дробового шума [1-3], построенная для произвольного закона распределения  $f(\tau)$  интервала времени  $\tau$  между последовательными моментами испускания электронов, объясняет появление аномальной компоненты шума непрерывной сменой эмиссионных состояний эмиттера. В развитие этой теории [4] было предложено считать, что условный закон распределения интервала  $f(\tau | \lambda)$  в каждом эмиссионном состоянии является экспоненциальным (как в классической теории), однако параметр интенсивности эмиссии  $\lambda$  (условное математическое ожидание числа электронов, эмитируемых в единицу времени) принимается случайной величиной. Таким образом, моделирование безусловной плотности распределения  $f(\tau)$ , отвечающей той или иной модели неоднородного эмиттера, сводится, по существу, к моделированию закона распределения параметра  $\lambda$ . На основе указанных предположений в работах [5-9] была разработана серия статистических моделей неоднородного эмиттера, в том числе так называемая, «многоуровневая дискретная модель неоднородного эмиттера» [5,6].

В данной работе многоуровневая модель применяется для расчёта уровня аномального дробового шума при распределении параметра интенсивности эмиссии  $\lambda$  по нормальному закону или по его дискретному «аналогу». Подобная задача уже обсуждалась в [4], но соответствующие выкладки были выполнены приближённо. Помимо более высокой точности предлагаемый расчёт позволяет оценить влияние на уровень шума эффекта дискретизации возможных значений параметра интенсивности эмиссии.  $\lambda$ .

Предположим, что исходной плотностью распределения  $\psi_0(\lambda)$  параметра интенсивности эмиссии неоднородного эмиттера является нормальный закон. Далее для упрощения вычислений воспользуемся «правилом трёх сигма» и заменим его усечённым нормальным законом, то

есть при  $|\lambda - \lambda_0| > 3\sigma$  функцию  $\psi(\lambda)$  примем равной нулю, а при  $|\lambda - \lambda_0| \leq 3\sigma$  определим выражением

$$\psi(\lambda) = \frac{\exp\left\{-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\sigma^2}\right\}}{\sqrt{2\pi\sigma} \operatorname{erf} \frac{3}{\sqrt{2}}}, \quad (1)$$

где  $\lambda_0$  – безусловное математическое ожидание параметра интенсивности,  $\sigma^2$  – дисперсия величины  $\lambda$  для исходного (не усечённого) распределения.

В дальнейшем величину  $\lambda$  будем считать дискретной, имеющей конечное число дозволённых значений  $N$  и распределённой в интервале  $|\lambda - \lambda_0| \leq 3\sigma$  по такому закону, при котором вероятность отдельных значений  $\lambda = \lambda_i$  ( $i=1,2,\dots,N$ ) параметра интенсивности была бы пропорциональна величине  $\psi(\lambda_i)$ . При этом коэффициент пропорциональности нетрудно найти из условия нормировки. Такое распределение условно можно назвать дискретным аналогом нормального закона. В пределе при большом числе дозволённых значений  $\lambda$  и малой величине интервала между соседними значениями  $\lambda_i$  это распределение переходит в усечённый нормальный закон (1).

Если условную плотность распределения интервала  $\tau$  в  $i$ -м эмиссионном состоянии считать экспоненциальной, то безусловное распределение интервала опишется гиперэкспоненциальным законом [5,6]

$$f(\tau) = \sum_{i=1}^N p_i \lambda_i \exp(-\lambda_i \tau), \quad (2)$$

где  $p_i$  - вероятность значения  $\lambda_i$  параметра интенсивности.

Принимая спектр возможных значений  $\lambda$  эквидистантным, величины  $\lambda_i$  и  $p_i$  в выражении (2) можно представить так:

$$\lambda_i = \lambda_0 \left[ 1 + q \left( 2 \frac{i-1}{N-1} - 1 \right) \right], \quad (3)$$

$$p_i = \frac{\exp\left\{-\frac{9(\lambda_i - \lambda_0)^2}{2q^2\lambda_0^2}\right\}}{\sum_{i=1}^N \exp\left\{-\frac{9(\lambda_i - \lambda_0)^2}{2q^2\lambda_0^2}\right\}}, \quad (4)$$

где  $q=3\sigma/\lambda_0$  - параметр, характеризующий степень эмиссионной неоднородности катода и равный относительной полуширине диапазона возможных

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

значений  $\lambda$ . Для однородного эмиттера  $\sigma=0$  и  $q=0$ . Для неоднородного катода величина  $q>0$ , но не может превышать 1, так как в противном случае в приведённых выражениях появятся отрицательные значения  $\lambda$ , не имеющие физического смысла.

Выражения (1)-(4) позволяют найти спектральную плотность полного дробового шума, учитывающую и классическую (не зависящую от частоты), и аномальную (зависящую от частоты) компоненты. В работах [4-8] для характеристики уровня дробового шума вводится безразмерная величина  $\gamma(\omega)$ , которая показывает во сколько раз спектральная плотность флуктуаций тока эмиссии  $S_i(\omega)$  на неоднородном катоде превышает величину, определяемую формулой Шоттки,

$$\gamma(\omega) = \frac{S_i(\omega)}{\frac{eI_0}{2\pi}}$$

Здесь  $\omega$  – круговая частота,  $e$  – абсолютная величина заряда электрона,  $I_0$  – постоянная составляющая тока эмиссии,  $i$  – символ, обозначающий флуктуационную составляющую тока эмиссии. На неоднородном эмиттере, когда плотность распределения интервала  $f(\tau)$  отличается от экспоненциальной, величина  $\gamma(\omega)$  больше 1 за счёт возникновения дополнительной (аномальной) компоненты дробового шума. Уровень аномальной

компоненты характеризует величина  $\gamma(\omega)-1$ . В общем случае [4] коэффициент повышения дробового шума  $\gamma(\omega)$  уменьшается с увеличением частоты и при  $\omega \rightarrow \infty$  стремится к 1.. Наибольшее значение, равное  $\gamma_0$ , он имеет при  $\omega \rightarrow 0$ . На частотах  $\omega \ll I_0/e$  величина  $\gamma$  также практически совпадает с  $\gamma_0$ . Характерно, что с точностью до величин второго порядка малости величина  $\gamma_0$  равна квадрату коэффициента вариации интервала  $\tau$ .

Результаты расчёта максимального уровня полного дробового шума  $\gamma_0$ , проведённого на основе выражений (2)-(4) иллюстрируются рисунками, представленными ниже.

На рис. 1 показана кривая зависимости уровня  $\gamma_0$  от параметра эмиссионной неоднородности катода  $q$  при  $N=1000$ .

Основной вывод, следующий из указанной кривой, заключается в том, что по мере увеличения параметра неоднородности катода  $q$  уровень дробового шума монотонно возрастает и достигает значений, превышающих уровень Шоттки на порядок и более. Чем шире спектр возможных значений параметра интенсивности  $\lambda$ , тем выше уровень шума. Особенно резкий рост величины  $\gamma_0$  наблюдается при  $q > (0,95 \div 0,96)$ .

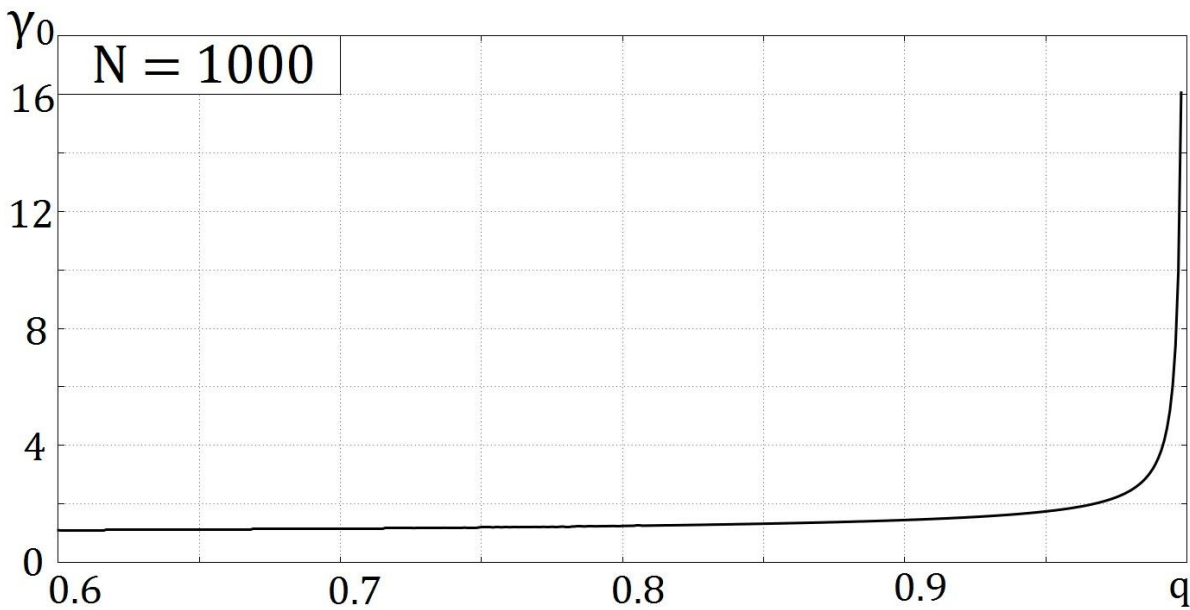


Рис. 1.

Следует отметить принципиальную значимость кривой рис. 1. Очевидно, что при столь высоком числе дозволённых значений параметра  $\lambda$  ( $N=1000$ ) она практически соответствует случаю, когда  $\lambda$  является непрерывной случайной величиной, распределённой по усечённому нормальному закону (1).

Для обоснования и иллюстрации этого утверждения на рис. 2 и 3 приведены серии кривых, характеризующих поведение величины  $\gamma_0$  при фиксированных значениях параметра

неоднородности  $q$  и изменении числа  $N$  дозволённых значений параметра интенсивности  $\lambda$ .

На рис. 2 представлены кривые зависимости  $\gamma_0 = \gamma_0(N)$  при значениях параметра неоднородности  $0,9 \leq q \leq 0,96$ , которые можно назвать умеренными с точки зрения влияния неоднородности на уровень  $\gamma_0$ . (Величина  $\gamma_0$  не превышает 10.) На рис. 3 показаны аналогичные кривые при высоких значениях параметра  $0,96 \leq q \leq 0,99$ , когда величина  $\gamma_0$  может превышать 10.

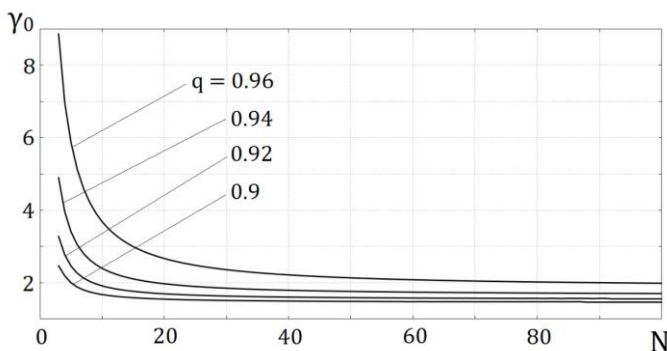


Рис. 2.

Из кривых рис. 2,3 следует, что при  $N \geq 100$  зависимость  $\gamma_0$  от  $N$  практически исчезает, а величина уровня становится такой же, как и при  $N \rightarrow \infty$ , то есть как при непрерывном распределении  $\lambda$ .

Существенное влияние на уровень шума  $\gamma_0$  числа спектральных линий  $N$  наблюдается при  $N < 10 \div 20$ . Анализ кривых в этой области значений  $N$  позволяет сделать важный вывод о том, что дискретизация спектра возможных значений параметра интенсивности эмиссии ведёт к повышению уровня дробового шума. Этот вывод носит общий характер, так как ранее аналогичные заключения были сделаны для других моделей эмиттера, отличающихся видом исходного распределения  $\lambda$  [5-8].

Общей чертой всех графиков является то, что наиболее высокие уровни шума наблюдаются в

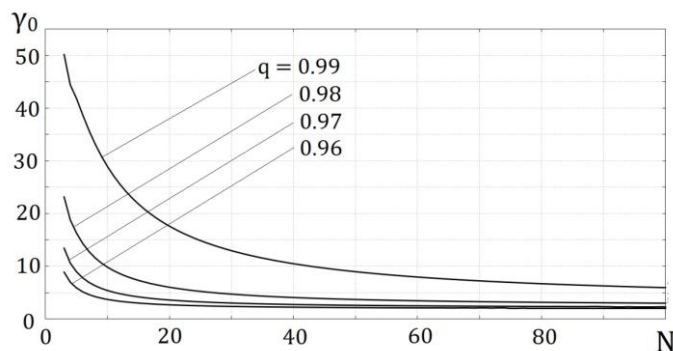


Рис. 3.

довольно узкой области значений параметра неоднородности  $q$ , близкой к 1. Здесь кривая зависимости  $\gamma_0 = \gamma_0(q)$  имеет большую крутизну (см. рис. 1) и её практическое использование для определения  $\gamma_0$  может вызывать затруднения. В таких случаях в качестве характеристики неоднородности эмиттера целесообразно брать величину  $\eta$ , численно равную перепаду параметра интенсивности  $\lambda$  на границах диапазона его возможных значений, то есть

$$\eta = \frac{\lambda_0 + 3\sigma}{\lambda_0 - 3\sigma} = \frac{1+q}{1-q}.$$

В отличие от  $q$  параметр  $\eta$  изменяется в более широких пределах ( $1 < \eta < \infty$ ) и в определённых случаях им пользоваться удобнее. Для иллюстрации этого обстоятельства на рис.4 приведена кривая зависимости  $\gamma_0 = \gamma_0(\eta)$  при  $N=1000$ .

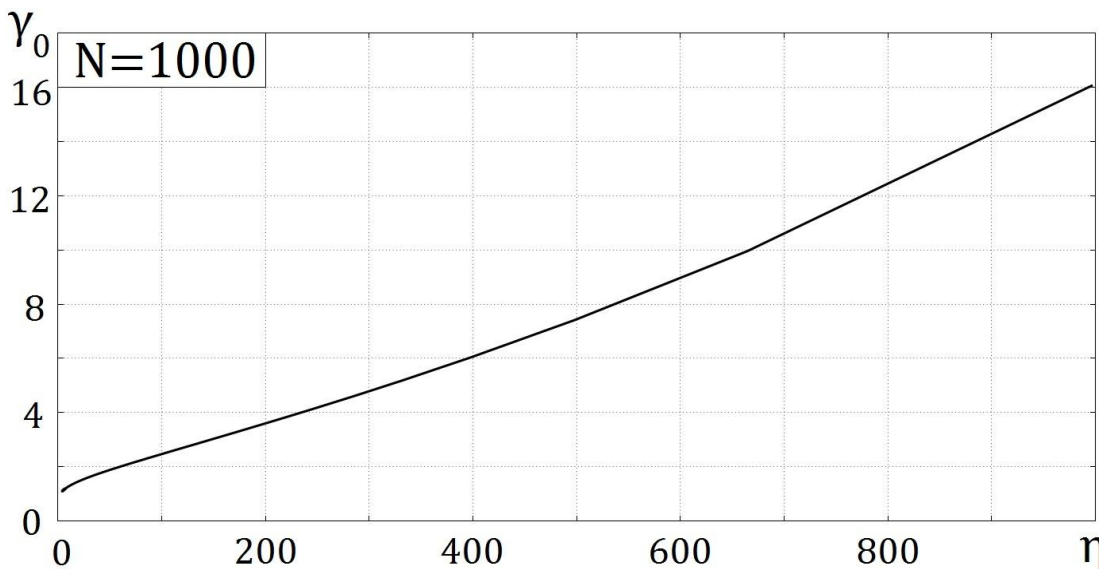


Рис. 4.

В переменных  $\gamma_0$  и  $\eta$  кривая зависимости уровня шума от степени неоднородности катода ведёт себя довольно плавно и незначительно отличается от прямой. Её можно достаточно хорошо аппроксимировать линейным соотношением

$$\gamma_0 - 1 = 0,015(\eta - 1). \tag{5}$$

Подчеркнём, что приближённое выражение (5) получено не для общего случая, а только для

непрерывного распределения  $\lambda$  по усечённому нормальному закону. Для иных распределений  $\lambda$  его вид, естественно, будет другим.

Таким образом, проведённое исследование показало, что при нормальном распределении параметра интенсивности эмиссии неоднородного катода уровень дробового шума может превышать уровень Шоттки на порядок и более. Уровень  $\gamma_0$  шума тем выше, чем выше относительная

## ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

полуширина  $q$  спектра возможных значений параметра интенсивности эмиссии  $\lambda$  и его перепад  $\eta$ . В первом приближении связь  $\gamma_0$  с параметром  $\eta$  носит линейный характер.

При прочих равных условиях переход от непрерывного распределения  $\lambda$  к дискретному ведёт к повышению уровня шума.

С учётом определённой коррекции физического смысла параметра  $\lambda$  результаты расчёта можно использовать для описания уровня дробового шума на неоднородном потенциальном барьере в полупроводниковых структурах и других системах [9].

Расчёт продемонстрировал продуктивность использованной модели, что свидетельствует о важности проблемы оптимального моделирования процессов в различных областях физики [10-14].

В заключение отметим, что полученные данные об уровне дробового шума неоднородных систем следует учитывать при разработке вакуумных и твёрдотельных электронных приборов [14-16], совершенствовании технологии их изготовления, при объяснении результатов экспериментального исследования шумов и т.д.

### Библиографический список

1. Шаповалов А.С. Вероятностные расчёты в физике. Саратов.: Издательство «Саратовский источник», 2015, - 72 с.
2. Голубенцев А.Ф., Шаповалов А.С. К вопросу об уровне дробового шума термокатода // ЖТФ. – 1974. – Т. 44, № 10. – С. 2174–2177.
3. Голубенцев А.Ф., Шаповалов А.С. К вопросу о спектральной плотности флуктуаций тока эмиссии термокатода // Изв. вузов. Радиофизика. – 1974. – Т. 17, № 12. – С. 1885-1890.
4. Шаповалов А.С., Голубенцев А.Ф., Денисов Ю.И. Эмиссионные и шумовые свойства неоднородных эмиттеров.- Саратов.: Издательство Саратовского университета, 1983, - 90 с.
5. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Шаповалов А.С. Многоуровневая дискретная модель неоднородного эмиттера и максимальный уровень аномального дробового шума // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2016. – В. 23. – С. 39-41.
6. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Шаповалов А.С. Частотные характеристики аномального дробового шума для многоуровневой дискретной модели неоднородного эмиттера // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2016. – В. 23. – С. 42-44.
7. Мироненко К.В., Инкин М.Г., Минкин Л.М., Шаповалов А.С. Энергетические характеристики аномального дробового шума для трёхуровневой симметричной модели неоднородного эмиттера. // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2015. – В. 22. – С. 52-53.
8. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Минкин Л.М., Шаповалов А.С. Частотные характеристики аномального дробового шума для трёхуровневой симметричной модели неоднородного эмиттера. // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2015. – В. 22. – С. 48-51.
9. Шаповалов А.С., Инкин М.Г., Мироненко К.В. Аномальный дробовой шум на неоднородном потенциальном барьере // Гетеромагнитная микроэлектроника: Сб. науч. тр. / Под ред. проф. А.В. Ляшенко. – Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, - 2016. – Вып. 20. – С. 41-46.
10. Minkin L. Shapovalov A.S. Indoor Radon Entry: 30 Years Later. // Iranian Journal of Radiation Research. – Summer 2008. – V. 6, № 1. P. 159-164.
11. Minkin L.M., Shapovalov A.S. Thermo-diffusional radon waves in soils // Science of the Total Environment / Volume 565, 15 september 2016, Pages 1-7.
12. Minkin L., Shapovalov A.S. Heat of Transport of Air in Clay. // Radiation Protection Dosimetry. - 2007.- V. 123, № 2, - P. 221-225.
13. Dittrich W., Minkin L., Shapovalov A.S. Measuring the Specific Heat of Metals by Cooling. // The Physics Teacher. – November 2010. – V. 48, № 8. - P. 531-533.
14. Шаповалов А.С. Исследование флуктуаций сигнала полупроводникового СВЧ генератора // Вопросы электроники СВЧ.: Межвуз. науч. сб. Саратов. : Изд-во СГУ. – 1985. - В. 14. - С.15-22.
15. Никитин А.А., Шаповалов А.С. Экспериментальное исследование многодиодных генераторов на многоструктурных ЛПД // Электронная техника. Серия 1. СВЧ-техника. - 1999. - В. 2. - С. 7-9.
16. Кудряшов С.А., Шаповалов А.С. Анализ энергетических и шумовых характеристик многодиодных СВЧ-генераторов при различных способах настройки // Электронная техника. Серия 1. СВЧ-техника. - 1997. - В. 2. - С. 28-31.

### THE SHOT NOISE LEVEL FOR THE DISCRETE MODEL OF THE NORMAL DISTRIBUTION OF THE EMISSION INTENSITY PARAMETER OF THE INHOMOGENEOUS CATHODE

M.G. Inkin, A.S. Shapovalov  
Saratov State University

The results of calculation of the shot noise level of the inhomogeneous emitter are presented. It is assumed that the emission intensity parameter is distributed according to the normal law or its discrete analog.



ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДРОБОВОГО ШУМА  
ДЛЯ ДИСКРЕТНОЙ МОДЕЛИ НОРМАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ПАРАМЕТРА ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИИ

М.Г. Инкин, А.С. Шаповалов

Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского

*Инкин Максим Глебович*, студент физического факультета

*Шаповалов Александр Степанович*,

д.ф.-м.н., профессор кафедры компьютерной физики и метаматериалов

Исследуются частотные характеристики аномального дробового шума неоднородного эмиттера. Предполагается, что параметр интенсивности эмиссии распределён по нормальному закону или его дискретному аналогу.

Одной из особенностей аномальной компоненты дробового шума, возникающей на неоднородном катоде вследствие непрерывной смены его эмиссионных состояний, является зависимость её уровня от частоты [1-4]. В результате полный уровень дробового шума, включающий в себя и классическую компоненту, определяемую формулой Шоттки, также оказывается зависящим от частоты. Это меняет сложившиеся представления о дробовых флуктуациях как о белом шуме. Таким образом, вопрос о частотной зависимости аномальной компоненты, а, следовательно, и полной спектральной плотности дробовых флуктуаций, носит принципиальный характер. Данная работа посвящена изучению этого вопроса методами статистического моделирования.

Практика применения подобных методик показывает, что результативность исследования существенным образом зависит от выбора оптимальной модели [5-11]. В данном случае частотная зависимость спектральной плотности дробового шума исследуется на основе одной из наиболее обоснованных статистических моделей неоднородного эмиттера, когда параметр интенсивности эмиссии  $\lambda$  распределён по нормальному закону или его дискретному аналогу [4]. Под величиной  $\lambda$  здесь понимается условное математическое ожидание числа электронов, эмитируемых в единицу времени при условии, что катод находится в данном эмиссионном состоянии.

В качестве базовой модели неоднородного эмиттера принимается его многоуровневая модель [12-15], в рамках которой параметр интенсивности эмиссии  $\lambda$  считается дискретной случайной величиной, распределённой в некотором конечном интервале возможных значений по произвольному закону. В дальнейшем конкретизация закона распределения  $\lambda$  предполагает, что огибающей многоугольника распределения  $\lambda$  является кривая Гаусса для усечённого нормального закона. В качестве области возможных значений  $\lambda$

принимается интервал  $|\lambda - \lambda_0| < 3\sigma$ . (Здесь  $\sigma^2$  - дисперсия не усечённого нормального распределения,  $\lambda_0$  - безусловное математическое ожидание параметра интенсивности эмиссии.) Таким образом, при значительном числе  $N$  возможных значений  $\lambda$  и малом расстоянии между ними распределение  $\lambda$  фактически отвечает непрерывному нормальному закону, при ограниченном числе - его дискретному аналогу.

В каждом эмиссионном состоянии эмиттера плотность распределения интервала времени  $\tau$  между двумя последовательными моментами испускания электронов считается экспоненциальной, а параметр интенсивности - равным  $\lambda_i$  ( $i=1,2,\dots,N$ ). В этом случае безусловным законом распределения интервала  $f(\tau)$  является гиперэкспоненциальная плотность распределения [4], в которой вероятности  $p_i$  отдельных эмиссионных состояний определяются из условия нормировки,

$$f(\tau) = \sum_{i=1}^N p_i \lambda_i \exp(-\lambda_i \tau). \quad (1)$$

Считая спектр возможных значений  $\lambda$  эквидистантным и используя безразмерные переменные, выражения для  $\lambda_i$  и  $p_i$  можно представить так:

$$\frac{\lambda_i}{\lambda_0} = 1 + q \left( 2 \frac{i-1}{N-1} - 1 \right), \quad (2)$$

$$p_i = \frac{\exp \left\{ -\frac{9}{2q^2} \left( \frac{\lambda_i}{\lambda_0} - 1 \right)^2 \right\}}{\sum_{i=1}^N \exp \left\{ -\frac{9}{2q^2} \left( \frac{\lambda_i}{\lambda_0} - 1 \right)^2 \right\}}, \quad (3)$$

где  $q=3\sigma/\lambda_0$  - параметр неоднородности эмиттера ( $0 < q < 1$ ).

Из общей теории дробового шума на неоднородном эмиттере следует [1-4], что коэффициент  $\gamma(\omega)$  повышения двухсторонней

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

спектральной плотности полного дробового шума  $S_i(\omega)$  ( $\omega$ ) относительно уровня Шоттки равен

$$\gamma(\omega) = 1 + \operatorname{Re} \frac{M\{\exp j\omega\tau\}}{1 - M\{\exp j\omega\tau\}}, \quad (4)$$

где  $j = \sqrt{-1}$ ,  $\gamma(\omega) = \frac{S_i(\omega)}{eI_0/2\pi}$ ,  $eI_0/2\pi$  –

двухсторонняя спектральная плотность флуктуаций тока эмиссии, определяемая формулой Шоттки (уровень Шоттки),  $\omega$  – круговая частота,  $e$  – абсолютная величина заряда электрона,  $I_0$  – постоянная составляющая тока эмиссии,  $i$  – символ флуктуационной составляющей тока эмиссии,  $M$  – символ взятия математического ожидания.

Вклад аномальной компоненты в полный уровень дробового шума составляет  $\gamma(\omega)-1$ . С точки зрения физического смысла величины  $\gamma(\omega)$  и  $\gamma(\omega)-1$  представляют собой уровни соответственно полной спектральной плотности и её аномальной компоненты, выраженные в относительных единицах.

Используя соотношения (1)-(4) и вводя в рассмотрение приведённую частоту  $\Omega = \omega\bar{\tau}$  ( $\bar{\tau} = M\{\tau\} = \omega/\lambda_0 = \omega I_0/e$ ), конечное выражение для уровня полного дробового шума  $\gamma$  нетрудно представить в виде

$$\gamma(\Omega, q) = 1 + 2 \frac{AC - B^2}{\Omega^2 C^2 + B^2}, \quad (5)$$

где  $A, B, C$  – функции приведённой частоты  $\Omega$  и параметра неоднородности эмиттера  $q$ ,

$$A(\Omega, q) = \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{\left( \frac{\lambda_i}{\lambda_0} \right)^2 \exp \left[ -\frac{9}{2q^2} \left( \frac{\lambda_i}{\lambda_0} - 1 \right)^2 \right]}{\left( \frac{\lambda_i}{\lambda_0} \right)^2 + \Omega^2} \right\}, \quad (6)$$

$$B(\Omega, q) = \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{\frac{\lambda_i}{\lambda_0} \exp \left[ -\frac{9}{2q^2} \left( \frac{\lambda_i}{\lambda_0} - 1 \right)^2 \right]}{\left( \frac{\lambda_i}{\lambda_0} \right)^2 + \Omega^2} \right\}, \quad (7)$$

$$C(\Omega, q) = \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{\exp \left[ -\frac{9}{2q^2} \left( \frac{\lambda_i}{\lambda_0} - 1 \right)^2 \right]}{\left( \frac{\lambda_i}{\lambda_0} \right)^2 + \Omega^2} \right\}. \quad (8)$$

Соотношения (5)-(8) были использованы для проведения численных расчётов частотных характеристик аномального дробового шума.

На рис. 1 изображена кривая зависимости уровня полного дробового шума  $\gamma$  от приведённой частоты  $\Omega$  при небольшом фиксированном значении параметра неоднородности  $q=0,5$ . Число спектральных линий параметра интенсивности эмиссии  $\lambda$  значительно и составляет  $N=1000$ .

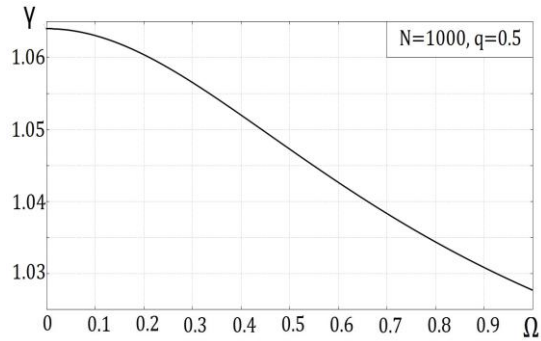


Рис. 1.

С увеличением частоты  $\Omega$  уровень полного дробового шума монотонно уменьшается и асимптотически стремится к 1. Это означает, что уровень аномальной компоненты дробового шума  $\gamma-1$  стремится к нулю. Ширина спектра  $\Delta\Omega$  аномальной компоненты конечна. Её величина, определённая по частоте среза спектра  $\Omega_c = \Delta\Omega$ , то есть из условия  $\gamma(\Omega_c)-1=(\gamma_0-1)/2$ , равна 0,86 (здесь  $\gamma_0 = \gamma(\Omega \rightarrow 0)$  – максимальное значение  $\gamma$ ).

Как показали предыдущие расчёты [12,13], при  $N>100$  зависимость  $\gamma$  от  $N$  практически исчезает и кривые  $\gamma=\gamma(N)$  асимптотически приближаются к постоянному уровню  $\gamma(N \rightarrow \infty)$ . Таким образом, данная кривая и все последующие кривые  $\gamma=\gamma(\Omega)$  при  $N=1000$  фактически соответствуют непрерывному распределению  $\lambda$  по усечённому нормальному закону.

Для характеристики неоднородности эмиттера часто наряду с параметром неоднородности  $q$ , равным относительной полуширине спектра возможных значений  $\lambda$ , вводится величина  $\eta$ , определяемая как перепад интенсивности эмиссии  $\eta = (\lambda_0 + 3\sigma)/(\lambda_0 - 3\sigma) = (1+q)/(1-q)$  [4,16]. Параметр перепада изменяется в пределах:  $1 < \eta < \infty$ . Кривой рис. 1 соответствует  $\eta=3$ .

В целях иллюстрации влияния неоднородности эмиттера на вид кривых  $\gamma=\gamma(\Omega)$  и ширину спектра аномальной компоненты дробового шума на рис.2-5 показаны аналогичные графики, которым соответствуют всё более нарастающие значения параметра  $q$ , равные соответственно 0,9; 0,93; 0,96; 0,99. Указанным величинам параметра неоднородности  $q$  отвечают значения перепада  $\eta$  интенсивности эмиссии, равные соответственно 19; 27,6; 49; 199. Все кривые рассчитаны для  $N=1000$ .

Сопоставление кривых рис. 2-5 показывает, что с увеличением параметра неоднородности эмиттера  $q$  крутизна спада кривых увеличивается, а ширина спектра аномального дробового шума уменьшается. Для наглядной интерпретации этой особенности кривые были пронормированы и представлены на рис. 6.

По оси ординат графиков рис. 6 отложено отношение  $(\gamma-1)/(\gamma_0-1)$  уровней аномальной компоненты шума на частотах соответственно  $\Omega$  и  $\Omega=0$ .

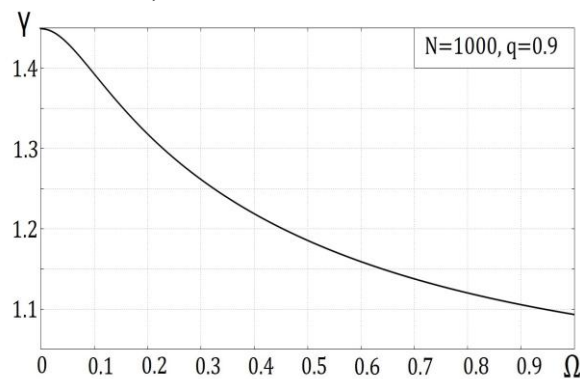


Рис. 2.

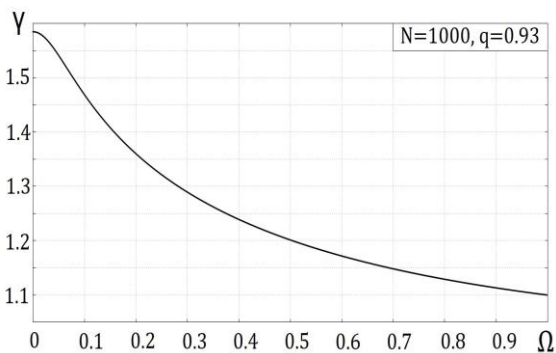


Рис. 3.

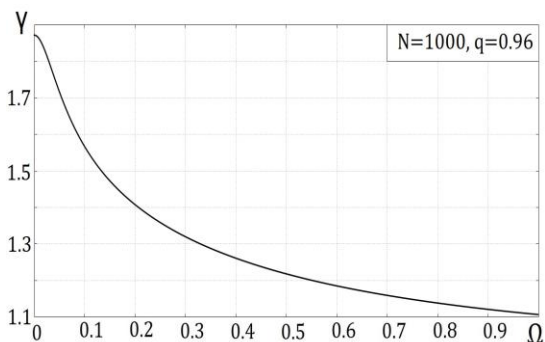


Рис. 4.

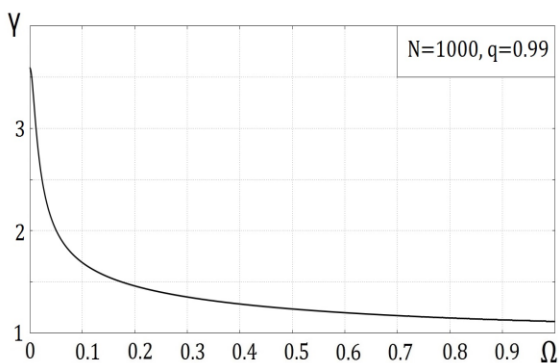


Рис. 5.

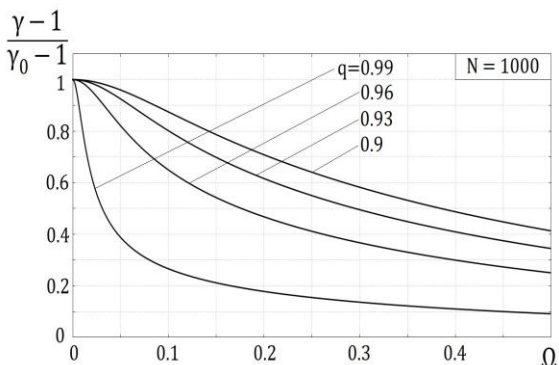


Рис. 6.

С увеличением частоты все кривые асимптотически приближаются к оси  $\Omega$ . Естественно, кривые этого рисунка показаны лишь для той области частот, которая необходима для определения частоты среза спектра (ширины спектра).

Кривая зависимости ширины спектра  $\Delta\Omega$  от параметра неоднородности  $q$ , полученная на основе рисунков 1-6, представлена на рис. 7.

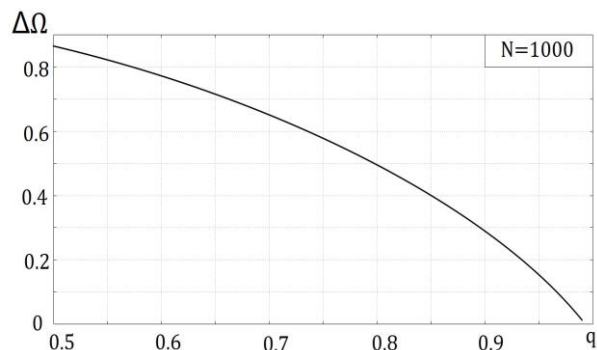


Рис. 7.

Как следует из рис. 7, увеличение параметра неоднородности эмиттера  $q$  вызывает уменьшение ширины спектра. При этом крутизна кривой  $\Delta\Omega = \Delta\Omega(q)$  увеличивается, то есть зависимость становится всё более резкой. При увеличении параметра  $q$  в пределах от 0,5 до 0,99 (примерно в 2 раза) ширина спектра уменьшается от 0,86 до 0,056, то есть примерно в 15 раз.

Числовые характеристики изменения ширины спектра интересно сопоставить с данными о сопутствующих изменениях максимального уровня  $\gamma_0-1$  аномальной компоненты. Сравнение кривых рис. 1-5 показывает, что при увеличении  $q$  в указанных выше пределах величина  $\gamma_0-1$  возрастает от 0,064 до 2,6, то есть примерно в 40 раз,

Как уже говорилось, рисунки, представленные выше соответствуют  $N=1000$ , то есть практически непрерывному спектру возможных значений параметра интенсивности эмиссии  $\lambda$  и представление исследуемых величин в виде сумм в выражениях (1), (4)-(8) является математическим приёмом, упрощающим расчёты. Естественно возникает вопрос о влиянии на частотные характеристики аномального дробового шума числа  $N$  возможных значений  $\lambda$  в общем случае, когда на величину  $N$  не накладывается требование  $N \gg 1$ . Для получения ответа на этот вопрос все кривые, аналогичные представленным на рис. 1-7, были рассчитаны при различных  $N$ . Результаты обобщения полученных данных показаны на рис. 8 в виде кривых зависимости ширины спектра  $\Delta\Omega$  от числа  $N$  при фиксированных значениях  $q$ , равных соответственно 0,9; 0,92; 0,94; 0,96. Величина  $N$  изменяется в пределах от 2 до 1000.

Анализ кривых рис. 8 показывает, что дискретизация возможных значений параметра интенсивности  $\lambda$ , в принципе, существенно влияет на ширину спектра аномального дробового шума: при любом  $q$  уменьшение  $N$  ведёт к монотонному падению ширины спектра  $\Delta\Omega$ . Особенно резкое влияние  $N$  на ширину спектра наблюдается при  $N < 100 \div 200$ . В этой области при достаточно больших значениях  $q$  величина  $\Delta\Omega$  изменяется почти на

## ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

порядок. При  $N > 100 \div 200$  кривые зависимости  $\Delta\Omega = \Delta\Omega(N)$  характеризуются достаточно низкой крутизной, и все данные о спектре флуктуаций, включая его ширину, практически можно считать соответствующими непрерывному распределению параметра  $\lambda$ .

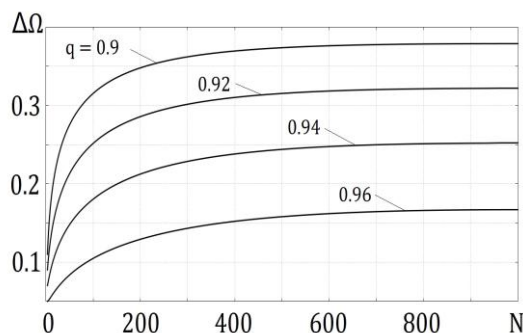


Рис. 8.

Из кривых рис. 8 следует также общий вывод о том, при любом фиксированном значении  $N$  увеличение параметра неоднородности эмиттера ведёт к уменьшению ширины  $\Delta\Omega$ .

Таким образом, непрерывное нормальное распределение параметра интенсивности эмиссии можно успешно моделировать дискретным законом при условии, что число возможных значений параметра удовлетворяет условию  $N > 100 \div 200$ . И при непрерывном нормальном распределении параметра интенсивности эмиссии, и при распределении по дискретному аналогу этого закона ширина спектра аномальной компоненты дробового шума уменьшается с ростом параметра неоднородности эмиттера. Увеличение числа возможных значений параметра интенсивности ведёт к расширению спектра аномальной компоненты.

### Библиографический список

1. Шаповалов А.С. Вероятностные расчёты в физике. Саратов.: Издательство «Саратовский источник», 2015, - 72 с.
2. Голубенцев А.Ф., Шаповалов А.С. К вопросу об уровне дробового шума термокатода // ЖТФ. – 1974. – Т. 44, № 10. – С. 2174–2177.
3. Голубенцев А.Ф., Шаповалов А.С. К вопросу о спектральной плотности флуктуаций тока эмиссии термокатода // Изв. вузов. Радиофизика. – 1974. – Т. 17, № 12. – С. 1885-1890.
4. Шаповалов А.С., Голубенцев А.Ф., Денисов Ю.И. Эмиссионные и шумовые свойства неоднородных эмиттеров.- Саратов.: Издательство Саратовского университета, 1983, - 90 с.
5. Minkin L. Shapovalov A.S. Indoor Radon Entry: 30 Years Later. // Iranian Journal of Radiation Research. – Summer 2008. – V. 6, № 1. P. 159-164.
6. Minkin L.M., Shapovalov A.S. Thermo-diffusional radon waves in soils // Science of the Total Environment / Volume 565, 15 september 2016, Pages 1-7.
7. Minkin L., Shapovalov A.S. Heat of Transport of Air in Clay. // Radiation Protection Dosimetry. - 2007.- V. 123, № 2, - P. 221-225.
8. Dittrich W., Minkin L., Shapovalov A.S. Measuring the Specific Heat of Metals by Cooling. // The Physics Teacher. – November 2010. – V. 48, № 8. - P. 531-533.
9. Шаповалов А.С. Исследование флуктуаций сигнала полупроводникового СВЧ генератора // Вопросы электроники СВЧ.: Межвуз. науч. сб. Саратов. : Изд-во СГУ. – 1985. - В. 14. - С.15-22.
10. Никитин А.А., Шаповалов А.С. Экспериментальное исследование многодиодных генераторов на многоструктурных ЛПД // Электронная техника. Серия 1. СВЧ-техника. - 1999. - В. 2. - С. 7-9.
11. Кудряшов С.А., Шаповалов А.С. Анализ энергетических и шумовых характеристик многодиодных СВЧ-генераторов при различных способах настройки // Электронная техника. Серия 1. СВЧ-техника. - 1997. - В. 2. - С. 28-31.
12. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Шаповалов А.С. Многоуровневая дискретная модель неоднородного эмиттера и максимальный уровень аномального дробового шума // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2016. – В. 23. – С. 39-41.
13. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Шаповалов А.С. Частотные характеристики аномального дробового шума для многоуровневой дискретной модели неоднородного эмиттера // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2016. – В. 23. – С. 42-44.
14. Мироненко К.В., Инкин М.Г., Минкин Л.М., Шаповалов А.С. Энергетические характеристики аномального дробового шума для трёхуровневой симметричной модели неоднородного эмиттера. // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2015. – В. 22. – С. 52-53.
15. Инкин М.Г., Мироненко К.В., Минкин Л.М., Шаповалов А.С. Частотные характеристики аномального дробового шума для трёхуровневой симметричной модели неоднородного эмиттера. // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2015. – В. 22. – С. 48-51.
16. Шаповалов А.С., Инкин М.Г., Мироненко К.В. Аномальный дробовой шум на неоднородном потенциальном барьере // Гетеромагнитная микроэлектроника: Сб. науч. тр. / Под ред. проф. А.В. Ляшенко. – Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, - 2016. – Вып. 20. – С. 41-46.

### FREQUENCY CHARACTERISTICS OF THE SHOT NOISE FOR A DISCRETE MODEL OF THE NORMAL DISTRIBUTION OF THE EMISSION INTENSITY PARAMETER

M.G. Inkin, A.S. Shapovalov

Saratov State University

The frequency characteristics of the anomalous shot noise of the inhomogeneous emitter are investigated. It is assumed that the emission intensity parameter is distributed according to the normal law or its discrete analog.

НОВЫЕ ДАННЫЕ О ЛОГРИФМИЧЕСКИХ ПО ОТНОШЕНИЮ МАСС ЧАСТИЦ ВКЛАДАХ  
В ВЕЛИЧИНУ ТОНКОГО СДВИГА  
S-УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ АТОМОВ

С.В. Чурочкина

Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского

Чурочкина Светлана Викторовна, к.ф.-м.н., доцент,  
кафедра компьютерной физики и метаматериалов

на базе института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Анализ результатов исследований величины тонкого сдвига уровней энергии с точностью до шестого порядка по константе тонкой структуры показывает, что наиболее полную информацию по этой проблеме дает квазипотенциальный подход. На основе метода квазипотенциала был проанализирован двухфотонный обмен и было установлено новое значение поправки в величину тонкого сдвига уровней энергии водородоподобных атомов.

В течение последних шести десятилетий спектроскопия атомарного водорода совместно с вычислением его атомной структурой подпитывала развитие и проверку квантовой электродинамики (КЭД) и привела к точному определению постоянной Ридберга и зарядового радиуса протона [1].

Постоянно возрастающая точность проводимых спектроскопических исследований дала новый толчок для развития физики легких одноэлектронных атомов. Современные методы двухфотонной бездоплеровской лазерной спектроскопии позволили значительно уменьшить относительную неопределенность измерений частоты  $1S-2S$  перехода в атоме водорода. В течение последних двадцати пяти лет она была уменьшена на пять порядков по величине от  $3 \cdot 10^{-10}$  [2] до  $4.5 \cdot 10^{-15}$  [3].

В настоящее время экспериментальное значение частоты  $1S-2S$  перехода в атоме водорода [3] известно с рекордной точностью (до десятка герц)

$$f_{1S-2S} = 2\,466\,061\,413\,187\,035\,(10) \text{ Гц.} \quad (1)$$

Другим побудительным мотивом для дальнейшего развития теории связанных состояний явилось развитие квантовой хромодинамики – современной теории сильных взаимодействий. Квантовая электродинамика и квантовая хромодинамика теорий связанных состояний тесно переплетены сегодня, так как очень часто встречаются теоретические исследования, в которых новые результаты получаются одновременно, скажем как для позитрония, так и тяжелого кваркония.

Эти два фактора, безусловно, являются мощнейшими стимулами для развития теоретических методов по прецизионному определению поправок к известным значениям величин сдвигов уровней энергии.

При теоретическом описании уровней энергии легких одноэлектронных атомов используют 5 параметров: постоянную тонкой структуры  $\alpha$ , величину заряда тяжелой частицы  $Z$ , отношение масс легкой и тяжелой частиц соответственно  $m_1/m_2$ , зарядовый радиус ядра  $r_p$  и постоянную Ридберга  $R_\infty$

$$E_n = R_\infty F(\alpha, Z\alpha, m_1/m_2, \langle r_p^2 \rangle). \quad (2)$$

Все электродинамические поправки к уровням

энергии могут быть подразделены на несколько классов, включающих в себя три малых параметра  $\alpha$ ,  $Z\alpha$ ,  $m_1/m_2$ . Опишем только некоторые из них.

Поправки, которые зависят только от параметра  $Z\alpha$ , называются *релятивистскими поправками*. Более высокие по  $Z\alpha$  вклады возникают из-за отклонения теории от нерелятивистского предела.

Поправки к энергии, которые зависят только от малых параметров  $\alpha$  и  $Z\alpha$ , называются *радиационными поправками*. Вклады, зависящие от  $\alpha$ , возникают только при рассмотрении квантово-электродинамических петель, и все относящиеся к ним поправки следуют из квантовой теории поля. Радиационные поправки не зависят от коэффициента отдачи  $m_1/m_2$ . Необходимость использования двухчастичной теории связанных состояний возникает лишь при рассмотрении *радиационных поправок отдачи*.

Поправки к уровням энергии, зависящие от  $m_1/m_2$  и  $Z\alpha$ , называются *поправками отдачи*. Они описывают поправки к уровням энергии, которые не могут быть объяснены без использования приведенной массы  $\mu$  и эффектов движения обеих частиц. Вычисление поправок отдачи упрощается из-за отсутствия ультрафиолетовой расходимости, связанной исключительно с радиационными петлями.

В данной работе мы остановимся на изучении поправок отдачи.

Одним из наиболее эффективных методов, используемых в квантовой электродинамике для описания связанных состояний системы двух частиц, является квазипотенциальный подход. Он совмещает простоту и наглядность трехмерного формализма нерелятивистской квантовой механики с ковариантным аппаратом квантовой теории поля. Он открывает новые возможности для повышения точности расчета величины тонкого сдвига уровней энергии водородоподобных атомов (см., например, [4-14]).

Квазипотенциальный подход [15] основан на уравнении

$$[(\overline{G}_C^+ (\vec{p}, \vec{q}; E))^{-1} - \tilde{V}(\vec{p}, \vec{q}; E)]\Psi_E(\vec{q}) = 0, \quad (3)$$

где по повторяющимся импульсам подразумевается интегрирование.



определяется выражением

$$\Delta E_{\text{par}} = \langle \Psi'_{nS} | (K_C G_0 K_T + K_T G_0 K_C)_{0F}^+ | \Psi'_{nS} \rangle. \quad (22)$$

После интегрирования по нулевым компонентам импульсов и проектирования получившегося выражения на состояния с положительными энергиями получаем

$$\begin{aligned} (\overline{G_0 K_C G_0 K_T G_0})^+ (\vec{p}, \vec{q}) &= \frac{\alpha^2}{\pi} F(\vec{p}) F(\vec{q}) u_1^*(\vec{p}) u_2^*(-\vec{p}) \int \frac{d^3 k}{(\vec{p}-\vec{k})^2 k_q} \times \\ &\times \left\{ \frac{\Lambda_1^+(\vec{k}) \Lambda_2^+(-\vec{k})}{\varepsilon_{1k} - E_1 + \varepsilon_{2k} - E_2} \left( \frac{1}{\varepsilon_{1q} - E_1 + \varepsilon_{2k} - E_2 + k_q} + \frac{1}{\varepsilon_{2q} - E_2 + \varepsilon_{1k} - E_1 + k_q} \right) + \right. \\ &+ \frac{\Lambda_1^-(\vec{k}) \Lambda_2^-(-\vec{k})}{\varepsilon_{1k} + E_1 + \varepsilon_{2k} + E_2} \left( \frac{1}{\varepsilon_{1k} + \varepsilon_{1q} + k_q} + \frac{1}{\varepsilon_{2k} + \varepsilon_{2q} + k_q} \right) - \\ &- \frac{\Lambda_1^-(\vec{k}) \Lambda_2^+(-\vec{k})}{(\varepsilon_{1q} - E_1 + \varepsilon_{2k} - E_2 + k_q)(\varepsilon_{1k} + \varepsilon_{1q} + k_q)} - \frac{\Lambda_1^+(\vec{k}) \Lambda_2^-(-\vec{k})}{\varepsilon_{2q} - E_2 + \varepsilon_{1k} - E_1 + k_q} \times \\ &\left. \times \frac{1}{\varepsilon_{2k} + \varepsilon_{2q} + k_q} \right\} \gamma_{10} \gamma_{20} \Gamma_{12}(\vec{k} - \vec{q}) u_1(\vec{q}) u_2(-\vec{q}). \quad (23) \end{aligned}$$

Величина тонкого сдвига от последовательного обмена кулоновским и поперечным фотонами [5] может быть представлена в виде

$$\Delta E_{\text{par}} = \Delta E^{++} + \Delta E^{+-} + \Delta E^{-+} + \Delta E^{--}. \quad (24)$$

Здесь  $\Delta E^{++}$  содержит произведение операторов проектирования  $\Lambda_1^+ \Lambda_2^+$  на положительные энергии,  $\Delta E^{-+}$  – произведение аналогичных операторов

$\Lambda_1^- \Lambda_2^-$ ,  $\Delta E^{-+}$  – произведение  $\Lambda_1^- \Lambda_2^+$ , а  $\Delta E^{+-}$  – произведение  $\Lambda_1^+ \Lambda_2^-$ .

После вычисления матричной структуры выражение для сдвига примет вид интегралов по трехмерным импульсам. В частности, логарифмический вклад в тонкий сдвиг 1S-уровня энергии в водородоподобном атоме вносит интеграл вида

$$\begin{aligned} \Delta E^{--} (\ln^2 \beta^{-1}) &= -\frac{32\alpha^7 \mu^5}{(2\pi)^6} \int \frac{d^3 p N_p \Omega_p}{(p^2 + \alpha^2 \mu^2)^2} \int \frac{d^3 q N_q \Omega_q}{(q^2 + \alpha^2 \mu^2)^2} \int \frac{d^3 k}{\varepsilon_{1k} \varepsilon_{2k} (\vec{p}-\vec{k})^2 k_q (k_q + \varepsilon_{1k} + E_1)} \times \\ &\times \frac{1}{\varepsilon_{1k} + E_1 + \varepsilon_{2k} + E_2} \frac{(\varepsilon_{1k} + m_1)(\varepsilon_{2k} + m_2)}{(\varepsilon_{1p} + m_1)(\varepsilon_{2p} + m_2)} p^2. \quad (25) \end{aligned}$$

После интегрирования по импульсам  $p$  и  $q$  и отбрасывания членов, которые не пропорциональны  $\alpha^6 \beta \ln^2 \beta$ , где  $\beta = m_1/m_2$ , получаем

$$I(\ln^2 \beta) = -\frac{2}{\pi^2} \frac{\alpha^6 \mu^3}{m_1 m_2} m_1 \int_0^\infty \frac{dk}{\varepsilon_{2k} (\varepsilon_{1k} + m_1)} \ln \frac{\varepsilon_{1k} + k}{m_1}. \quad (26)$$

Деля в этом интеграле замену  $k = k' m_2$  и вычисляя его, получаем

$$I(\ln^2 \beta) = -\frac{2}{\pi^2} \frac{\alpha^6 \mu^3}{m_1 m_2} \beta \ln^2 \beta. \quad (27)$$

Численное значение найденной поправки для 1S состояния атомов водорода и мюония составляет соответственно

$$\Delta E_H (\alpha^6 \beta \ln^2 \beta^{-1}) \cong -64 \text{ Гц},$$

$$\Delta E_{\text{Mu}} (\alpha^6 \beta \ln^2 \beta^{-1}) \cong -2480 \text{ Гц}. \quad (28)$$

В заключении необходимо отметить, что в рамках проделанной работы был проведен расчет матричной структуры для диаграммы параллельного обмена одним кулоновским и одним поперечным фотонами. Выполнены оценки вкладов различных порядков по параметрам  $\alpha$  и  $\beta$  до интегрирования трехмерных выражений. Показано наличие нового вклада в значение величины тонкого сдвига уровней энергии, пропорционального  $\alpha \beta \ln^2 \beta$ .

### Библиографический список

1. Biraben F. Spectroscopy of atomic hydrogen. How is the Rydberg constant determined? // The European Physical Journal Special Topics. 2009. Vol. 172. No. 1. P. 109-119.
2. Boshier M.G., et al. Laser spectroscopy of the 1S-2S transition in hydrogen and deuterium: Determination of the 1S Lamb shift and the Rydberg constant // Physical Review A. 1989. Vol. 40, No. 11. P. 6169-6184.
3. Matveev A.C., Parthey G., Predehl K., et al. Precision Measurement of the Hydrogen 1S-2S Frequency via a 920-km Fiber Link // Physical Review Letters. 2013. Vol. 110, No. 23. P. 230801.
4. Бойкова Н.А., Клещевская С.В., Тютчев Ю.Н., Фаустов Р.Н. Логарифмические по  $m_1/m_2$  поправки к величине тонкого сдвига S-уровней энергии в атоме мюония // Ядерная физика. 2001. Т. 64. № 8. С. 1437-1441.

5. Бойкова Н.А., Клещевская С.В., Тюхтяев Ю.Н., Фаустов Р.Н. Исследование логарифмических по отношению масс электрона и мюона вкладов в сдвиг  $S$  уровней энергии мюония // Ядерная физика. 2003. Т. 66. №5. С. 925-933.
6. Бойкова Н.А., Клещевская С.В., Тюхтяев Ю.Н., Фаустов Р.Н. К вопросу о логарифмических по отношению масс частиц вкладов в тонкий сдвиг  $S$  уровней энергии водородоподобных атомов в пятом порядке по константе тонкой структуры // Ядерная физика. 2004. Т. 67. №3. С. 548-555.
7. Бойкова Н.А., Клещевская С.В., Тюхтяев Ю.Н., Фаустов Р.Н. К вопросу о влиянии движения ядра на тонкую структуру водородоподобного атома с различными массами частиц // Теоретическая и математическая физика. 2006. Т. 149. № 3. С. 325-338.
8. Бойкова Н.А., Бойкова О.А., Клещевская С.В., Тюхтяев Ю.Н. К вопросу о новых вкладах в тонкий сдвиг уровней энергии водородоподобных атомов с точностью до шестого порядка по константе тонкой структуры // Теоретическая физика. 2007. № 8. С. 124-129.
9. Boikova O.A., Boikova N.A., Kleshchevskaya S.V., Tyukhtyaev Yu.N. On the possibility of precise calculations of the contribution to the fine energy shifts of hydrogen-like atoms due to the motion of the nucleus // Proceedings of SPIE. 2007. Vol. 6537. P. 65370K.
10. Бойкова Н.А., Бойкова О.А., Клещевская С.В., Тюхтяев Ю.Н. Исследование поправок к тонкому сдвигу уровней энергии в водородоподобных атомах // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. 2008. Т. 8. № 2. С. 42-46.
11. Бойкова Н.А., Клещевская С.В., Тюхтяев Ю.Н., Фаустов Р.Н. К решению задачи о влиянии движения ядра на тонкую структуру водородоподобного атома квазипотенциальным методом // Ядерная физика. 2009. Т. 72. № 2. С. 300-306.
12. Бойкова О.А., Клещевская С.В., Тюхтяев Ю.Н., Фаустов Р.Н. Особенности квазипотенциального подхода к исследованию высших по константе тонкой структуры поправок к тонким сдвигам уровней энергии водорода // Ядерная физика. 2010. Т. 73. № 6. С. 1024-1032.
13. Чурочкина С.В. О проблеме сходимости ряда теории возмущений в квазипотенциальном методе // Гетеромагнитная микроэлектроника. 2014. Вып. 17. С. 23-36.
14. Churochkina S., Udalova A. Retardation effect in the recoil corrections to the fine shift of  $S$  energy levels of hydrogen-like atoms // Journal of Physics: Conference Series. 2016. Vol. 714, No. 1. P. 012007.
15. Тюхтяев Ю.Н. Новый метод учета кулоновского взаимодействия в квазипотенциальном подходе Логунова-Тавхелидзе // Теоретическая и математическая физика. 1982. Т. 53. № 3. С. 419-428.

NEW DATA ABOUT LOGARITHMIC IN THE MASS RATIO CONTRIBUTIONS TO THE VALUE OF FINE SHIFT OF THE  $S$  ENERGY LEVELS IN HYDROGEN-LIKE ATOMS

S. Churochkina

Saratov State University

Analysis of the results of investigations of the value of the fine shift of energy levels to within a sixth order in the fine structure constant shows that the quasipotential approach provides the most complete information on this problem. On the basis of the quasipotential method, two-photon exchange has been analyzed and a new contribution to the value of the fine shift of the energy levels of the hydrogen-like atoms has been established.

УДК 53.043

ТЕХНИКА ФЕЛЛА И ВОЗМОЖНОСТИ ЕЕ ОБОБЩЕНИЯ  
ПРИ РАСЧЕТАХ ТОНКИХ СДВИГОВ МЕТОДОМ КВАЗИПОТЕНЦИАЛА

С.В. Чурочкина

Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского

Чурочкина Светлана Викторовна, к.ф.-м.н., доцент,  
кафедра компьютерной физики и метаматериалов

на базе института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Проведено сравнение методов расчета логарифмических по константе тонкой структуры вкладов, используемых в [1], и в квазипотенциальном подходе. Показано, что для получения логарифмического по отношению масс частиц вклада, пропорционального шестому порядку по константе тонкой структуры, необходим прецизионный учет релятивистских факторов  $\varepsilon_{iq}$ ,  $\varepsilon_{ip}$ ,  $\varepsilon_{ik}$ .

Главной особенностью легких водородоподобных атомов является то, что можно провести их теоретическое описание с высочайшей степенью точности и экспериментально изучить их спектры. Наличие у таких атомов всего двух заряженных взаимодействующих частиц приводит к тому, что при вычислении их спектров с помощью теории

возмущений в качестве основного выбирается электромагнитное взаимодействие. Известно, что появление тонкого и сверхтонкого расщепления уровней энергии водородоподобных атомов нельзя объяснить с помощью классической электродинамики. Эти явления теоретически описываются квантовой электродинамикой (КЭД) и,



следовательно, представляют собой квантово-электродинамические эффекты.

Эффективным методом исследования спектров водородоподобных атомов является квазипотенциальный подход, позволяющий последовательно и полно получить значение тонкого и сверхтонкого расщепления уровней энергии водородоподобных атомов с любой требуемой точностью.

Выражения, с помощью которых можно получить значение тонкого и сверхтонкого расщеплений уровней энергии водородоподобных атомов в квазипотенциальном подходе, не содержат расходимости ни в ультрафиолетовой, ни в инфракрасной областях.

В то же время для расчетов вкладов, пропорциональных  $\alpha^6 \ln \alpha^{-1}$  ( $\alpha$  – постоянная тонкой структуры), весьма успешно применяется техника Р. Фелла [1], основанная на использовании расходящегося интеграла

$$i = \int \frac{d^3 q}{q^2 + \alpha^2 \mu^2} \int \frac{d^3 k}{(k^2 + \alpha^2 \mu^2)(\vec{k} - \vec{q})^2}, \quad (1)$$

который в логарифмическом промежутке  $\mu \alpha \leq k \leq \mu$  ( $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$  – приведенная масса водородоподобного атома,  $m_1$  и  $m_2$  – масса легкой и тяжелой частиц соответственно) эквивалентен интегралу

$$i_1 = m_1^2 m_2 \int \frac{d^3 q}{q^2 + \alpha^2 \mu^2} \int \frac{d^3 k}{(k^2 + \alpha^2 \mu^2)(k^2 + m_1^2) \varepsilon_{2k} (\vec{k} - \vec{q})^2} = 4\pi^4 \left( \ln \alpha^{-1} - \frac{2G}{\pi} \right), \quad (4)$$

где  $G$  – постоянная Каталана, которые при использовании приближения  $\sqrt{k^2 + m_i^2} \approx m_i$ , переходят в интегралы типа (1). Указанный выше сходящийся интеграл (4) позволяет исследовать промежуток интегрирования по  $k$  от  $m_1$  до  $\infty$ . При его детальном расчете он дает тот же логарифмический по константе тонкой структуры вклад, что и  $i$ , но и позволяет получить дополнительные поправки, пропорциональные  $\alpha^6 \mu^3 / (m_1 m_2)$ .

Обратимся к конкретным расчетам. Величина тонкого сдвига от последовательного обмена

$$[\dots]^+ (\vec{p}, \vec{q}; E) = u_1^* (\vec{p}) u_2^* (-\vec{p}) \left\{ (2\pi)^{-2} \int dp_0 dq_0 [\dots] (p_0, q_0, \vec{p}, \vec{q}; E) \right\} \gamma_{10} \gamma_{20} u_1 (\vec{q}) u_2 (-\vec{q}),$$

$\gamma_{i0}$  – матрицы Дирака,  $u_i$  – решения уравнения Дирака,  $i = 1, 2$ ,

$$\Psi'_{nS} (\vec{p}) = \Omega_p \Psi_{nS} (\vec{p}),$$

$$\Omega_p = \frac{(\varepsilon_{1p} + m_1)(\varepsilon_{2p} + m_2)}{2\mu(\varepsilon_{1p} + \varepsilon_{2p} + m_1 + m_2)}.$$

При решении поставленной задачи о величине тонкого сдвига  $S$ -уровней энергии с точностью до шестого порядка по константе тонкой структуры в большинстве работ (см., например, [1,13-15]) использовались волновые функции вида

$$i = 4\pi^4 \int_{\mu\alpha}^{\mu} dk / k = 4\pi^4 \ln \alpha^{-1}. \quad (2)$$

Переход к использованию этой техники в квазипотенциальном подходе достигается использованием приближений вида

$$\varepsilon_{ik} = \sqrt{k^2 + m_i^2} \approx m_i \left( 1 + k^2 / 2m_i^2 - k^4 / 8m_i^4 + \dots \right), \quad (3)$$

где  $m_i$  – масса  $i$ -ой частицы,  $i = 1, 2$ .

Оставляя при аппроксимации релятивистских радикалов только первый член разложения, а именно  $\sqrt{k^2 + m_i^2} \approx m_i$ , общее выражение для расчета величины тонкого сдвига уровней энергии водородоподобных атомов разбивается на две части. Первая содержит интеграл Фелла (1), уничтожающийся с логарифмической точностью при суммировании диаграмм. Вторая же в указанном приближении обратится в нуль. Если же отказаться от использования приближений типа (3), то необходим тщательный анализ второй части, отвечающей за значение величины тонкого сдвига уровней энергии.

Например, при решении задачи о тонком сдвиге  $S$ -уровней энергии [2-12] в квазипотенциальном подходе очень часто возникают сходящиеся интегралы вида

кулоновским и поперечным фотонами [3] определяется выражением

$$\Delta E_{\text{par}} = \langle \Psi'_{nS} | (K_C G_0 K_T + K_T G_0 K_C)_{0F}^+ | \Psi'_{nS} \rangle, \quad (5)$$

где  $\Psi_{nS}$  – волновая функция,  $n$  – главное квантовое число,  $G_0$  – функция Грина невзаимодействующих фермионов, ядра  $K_C$  и  $K_T$  описывают обмен одним кулоновским и одним поперечным фотоном

соответственно,  $(\dots)_{0F}^+ = F^{-1} G_0 (\dots) G_0^+ F^{-1}$ ,

$F = (2\pi)^3 \delta(\vec{p} - \vec{q}) (E - \varepsilon_{1p} - \varepsilon_{2p})^{-1}$ ,  $\delta(\vec{p} - \vec{q})$  – дельта-функция Дирака,

$$\Psi(\vec{p}) = \Psi_C(\vec{p}) \begin{pmatrix} 1 \\ \vec{\sigma}_1 \vec{p} \\ \varepsilon_{1p} + m_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где  $\Psi_C(\vec{p})$  – кулоновская волновая функция,  $\vec{\sigma}_1$  – вектор, компонентами которого являются матрицы Паули. В квазипотенциальном же подходе используются волновые функции в общем виде

$$\Psi(\vec{p}) = \Psi_C(\vec{p}) u_1(\vec{p}) u_2(-\vec{p}), \quad (7)$$

где  $u_i(\vec{p}) = N_{m_i p} \left( \frac{\vec{\sigma}_i \vec{p}}{\varepsilon_{ip} + m_i} w \right)$ ,  $N_{m_i p} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{ip} + m_i}{2\varepsilon_{ip}}}$ ,  $i = 1, 2$ ,

$w$  – произвольная двухкомпонентная величина, удовлетворяющая лишь условию нормировки  $w^* w = 1$ .

Лидирующий вклад в величину тонкого сдвига от последовательного обмена кулоновским и поперечным фотонами [3] может быть записан в виде

$$\begin{aligned} \Delta E_{CT}^{++} = & -\frac{32\alpha^7 \mu^5}{(2\pi)^6} \int \frac{d^3 p \Omega_p N_p}{(p^2 + \alpha^2 \mu^2)^2} \int \frac{d^3 q \Omega_q N_q}{(q^2 + \alpha^2 \mu^2)^2} \int \frac{d^3 k}{\varepsilon_{1k} \varepsilon_{2k} (\vec{p} - \vec{k})^2 k_q} \times \\ & \times \frac{1}{\varepsilon_{1k} - E_1 + \varepsilon_{2k} - E_2} \left( \frac{1}{\varepsilon_{1q} - E_1 + \varepsilon_{2q} - E_2 + k_q} + \frac{1}{\varepsilon_{2q} - E_2 + \varepsilon_{1k} - E_1 + k_q} \right) \times \\ & \times \left\{ k^2 + \frac{k^4}{M_{1p} M_{2p} M_{1k} M_{2k}} p^2 + \frac{M_{1k} M_{2k}}{M_{1q} M_{2q}} q^2 + (\vec{p}\vec{k}) k^2 \left( \frac{1}{M_{1p} M_{1k}} + \frac{1}{M_{2p} M_{2k}} \right) + \right. \\ & + (\vec{k}\vec{q}) \left( \frac{M_{1k}}{M_{1q}} + \frac{M_{2k}}{M_{2q}} \right) - \frac{(k^2 - q^2)^2}{k_q^2} \frac{1}{(\varepsilon_{1k} + \varepsilon_{1q})(\varepsilon_{2k} + \varepsilon_{2q})} \times \\ & \left. \times \left[ M_{1k} M_{2k} + (\vec{p}\vec{k}) \left( \frac{M_{1k}}{M_{2p}} + \frac{M_{2k}}{M_{1p}} \right) + (\vec{k}\vec{q}) \left( \frac{M_{1k}}{M_{2q}} + \frac{M_{2k}}{M_{1q}} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $N_q = N_{m_1 q} N_{m_2 q} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{1q} + m_1}{2\varepsilon_{1q}} \frac{\varepsilon_{2q} + m_2}{2\varepsilon_{2q}}}$ ,  $M_{iq} = \varepsilon_{iq} + m_i$ ,  $i = 1, 2$ .

При анализе (8) с точностью до шестого порядка тонкой структуры нормировочные множители согласно технике Фелла можно положить равными единице  $N_p = N_q = 1$ . Но возникает вопрос, что произойдет, если отказаться от этого приближения. Оказывается, что учет явного вида  $N_p$  и  $N_q$  приводит

к следующим отличиям при вычислении интеграла по  $q$ :

$$N_q \neq 1 \quad \int \frac{d^3 q}{(q^2 + \alpha^2 \mu^2)^2} = \frac{\pi^2}{\alpha \mu},$$

$$N_q \neq 1 \quad \int \frac{d^3 q N_q}{(q^2 + \alpha^2 \mu^2)^2} = \frac{\pi^2}{\alpha \mu} + 2\pi \left( \frac{1}{m_1} + \frac{1}{\sqrt{2}m_2} \right) \left( \ln(1 + \sqrt{2}) - \sqrt{2} \right) - \frac{\pi}{4\sqrt{2}} \frac{m_1}{m_2^2} \ln \beta^{-1}, \quad (9)$$

где  $\beta = m_1/m_2$ .

Сравнивая результаты (9) видно, что первые члены совпадают, но во втором случае возникают дополнительные вклады, которые в итоге и дают новые ранее неизвестные поправки в тонкий сдвиг  $S$ -уровней энергии.

Наибольший логарифмический по отношению масс частиц вклад в шестой порядок по константе тонкой структуры дают два слагаемых из (8), а именно

$$\begin{aligned} \Delta E_{CT}^{++}(\ln \beta) = & -\frac{32\alpha^7 \mu^5}{(2\pi)^6} \int \frac{d^3 p \Omega_p N_p}{(p^2 + \alpha^2 \mu^2)^2} \int \frac{d^3 q \Omega_q N_q}{(q^2 + \alpha^2 \mu^2)^2} \int \frac{d^3 k}{\varepsilon_{1k} \varepsilon_{2k} (\vec{p} - \vec{k})^2 k_q} \times \\ & \times \frac{1}{\varepsilon_{1k} - E_1 + \varepsilon_{2k} - E_2} \left( \frac{1}{\varepsilon_{1q} - E_1 + \varepsilon_{2q} - E_2 + k_q} + \frac{1}{\varepsilon_{2q} - E_2 + \varepsilon_{1k} - E_1 + k_q} \right) \times \\ & \times \left\{ (\vec{k}\vec{q}) \frac{M_{1k}}{M_{1q}} - (\vec{k}\vec{q}) \frac{(k^2 - q^2)^2}{k_q^2} \frac{M_{2k}}{(\varepsilon_{1k} + \varepsilon_{1q})(\varepsilon_{2k} + \varepsilon_{2q}) M_{1q}} \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

Прецизионный расчет (10) приводит к следующим результатам. Первое слагаемое в фигурных скобках дает

$$I_1 = \frac{2}{\pi^2} \left( \ln(1 + \sqrt{2}) - \sqrt{2} \right) \frac{\alpha^6 \mu^3}{m_1 m_2} \ln \beta^{-1}. \quad (11)$$

Второе слагаемое в фигурных скобках дает

$$I_2 = \frac{2}{\pi^2} \left( \left( \ln(1 + \sqrt{2}) - \sqrt{2} \right) + \frac{5\pi}{32} \right) \frac{\alpha^6 \mu^3}{m_1 m_2} \ln \beta^{-1}. \quad (12)$$

В приближении  $N_p = N_q = 1$  подобные результаты отсутствуют.

Таким образом, для получения точного вклада, пропорционального шестому порядку по константе тонкой структуры, необходим прецизионный учет

релятивистских факторов  $\varepsilon_{iq}$ ,  $\varepsilon_{ip}$ ,  $\varepsilon_{ik}$ . Их разложение не приводит к истинной величине, пропорциональной  $\alpha^6$ . Квазипотенциальный подход

дает единственно верное обобщение "логарифмического" интеграла (1).

#### Библиографический список

1. Fell R.N. Single Transverse Photon Contribution to the  $2S$  Energy Level of Positronium: Preprint – BUW 01742. Massachusetts, 1992.
2. Бойкова Н.А., Клещевская С.В., Тюхтяев Ю.Н., Фаустов Р.Н. Логарифмические по  $m_1/m_2$  поправки к величине тонкого сдвига  $S$ -уровней энергии в атоме мюония // Ядерная физика. 2001. Т. 64. № 8. С. 1437-1441.
3. Бойкова Н.А., Клещевская С.В., Тюхтяев Ю.Н., Фаустов Р.Н. Исследование логарифмических по отношению масс электрона и мюона вкладов в сдвиг  $S$  уровней энергии мюония // Ядерная физика. 2003. Т. 66. №5. С. 925-933.
4. Бойкова Н.А., Клещевская С.В., Тюхтяев Ю.Н., Фаустов Р.Н. К вопросу о логарифмических по отношению масс частиц вкладов в тонкий сдвиг  $S$  уровней энергии водородоподобных атомов в пятом порядке по константе тонкой структуры // Ядерная физика. 2004. Т. 67. №3. С. 548-555.
5. Бойкова Н.А., Клещевская С.В., Тюхтяев Ю.Н., Фаустов Р.Н. К вопросу о влиянии движения ядра на тонкую структуру водородоподобного атома с различными массами частиц // Теоретическая и математическая физика. 2006. Т. 149. № 3. С. 325-338.
6. Бойкова Н.А., Бойкова О.А., Клещевская С.В., Тюхтяев Ю.Н. К вопросу о новых вкладах в тонкий сдвиг уровней энергии водородоподобных атомов с точностью до шестого порядка по константе тонкой структуры // Теоретическая физика. 2007. № 8. С. 124-129.
7. Boikova O.A., Boikova N.A., Kleshchevskaya S.V., Tyukhtyaev Yu.N. On the possibility of precise calculations of the contribution to the fine energy shifts of hydrogen-like atoms due to the motion of the nucleus // Proceedings of SPIE. 2007. Vol. 6537. P. 65370K.
8. Бойкова Н.А., Бойкова О.А., Клещевская С.В., Тюхтяев Ю.Н. Исследование поправок к тонкому сдвигу уровней энергии в водородоподобных атомах // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. 2008. Т. 8. № 2. С. 42-46.
9. Бойкова Н.А., Клещевская С.В., Тюхтяев Ю.Н., Фаустов Р.Н. К решению задачи о влиянии движения ядра на тонкую структуру водородоподобного атома квазипотенциальным методом // Ядерная физика. 2009. Т. 72. № 2. С. 300-306.
10. Бойкова О.А., Клещевская С.В., Тюхтяев Ю.Н., Фаустов Р.Н. Особенности квазипотенциального подхода к исследованию высших по константе тонкой структуры поправок к тонким сдвигам уровней энергии водорода // Ядерная физика. 2010. Т. 73. № 6. С. 1024-1032.
11. Чурочкина С.В. О проблеме сходимости ряда теории возмущений в квазипотенциальном методе // Гетеромагнитная микроэлектроника. 2014. Вып. 17. С. 23-36.
12. Churochkina S., Udalova A. Retardation effect in the recoil corrections to the fine shift of  $S$  energy levels of hydrogen-like atoms // Journal of Physics: Conference Series. 2016. Vol. 714, No. 1. P. 012007.
13. Erickson G.W., Grotch H. Lamb shift recoil effects in hydrogen // Physical Review Letters. 1988. Vol. 60. No. 25. P. 2611-2613; 1989. Vol. 63. No. 12, P. 1326(E).
14. Doncheski M., Grotch H., Erickson G.W. Pure recoil corrections to the Lamb shift in hydrogenic atoms // Physical Review A. 1991. Vol. 43. No. 5. P. 2152-2170.
15. Khriplovich I.B., Milstein A.I., Yelkhovsky A.S. Logarithmic corrections in the two-body QED problem // Physica Scripta. 1993. Vol. T46. P. 252-260.

#### THE FELL TECHNIQUE AND POSSIBILITIES OF ITS GENERALIZATION UPON CALCULATIONS OF FINE SHIFTS BY THE QUASIPOTENTIAL METHOD

S. Churochkina  
Saratov State University

Calculation methods of the contributions logarithmic in the fine structure constant, which were used in [1] and the quasipotential approach, are compared. It is shown that a precision account of relativistic factors  $\varepsilon_{iq}$ ,  $\varepsilon_{ip}$ ,  $\varepsilon_{ik}$  is required in order to obtain the contribution logarithmic with respect to masses of particles, which is proportional to the sixth order in the fine structure constant.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОБЛЕМЫ БЕСКОНТАКТНОГО ТРЕНИЯ  
НЕЙТРАЛЬНАЯ ЧАСТИЦА-ПОВЕРХНОСТЬ

С.В. Чурочкина, И.Я. Демин

Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского

*Чурочкина Светлана Викторовна*, к.ф.-м.н., доцент,  
кафедра компьютерной физики и метаматериалов

на базе института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,

*Демин Игорь Ярославович*, студент 3 курса бакалавриата физического факультета СГУ

Обсуждается теоретическая модель, используемая для описания силы бесконтактного трения, возникающей между движущейся нейтральной частицей (атомом) и поверхностью. Представлены вклады в силу бесконтактного трения, зависящие от расстояния между нейтральной частицей и поверхностью.

Многолетний опыт работы со студентами направления «Физика» показал, что наиболее эффективной является поисковая модель обучения, которая позволяет организовать обучение как исследование. Как оказалось, именно при постановке проблемной задачи у большинства студентов формируется живейший интерес как к теоретическим выкладкам, так и практическому выполнению работы. Следствием этого является формирование у студентов общепрофессиональных и профессиональных компетенций [1,2], что на сегодняшний день является основной целью всего образовательного процесса [3-5]. А от того насколько успешно будут усвоены эти компетенции будет зависеть глубина, фундаментальность и результативность их научно-исследовательской работы и, как следствие, грамотное представление ее результатов в выпускной квалификационной работе и ее автореферате [6].

Поэтому на занятиях наряду с общепринятыми задачами рассматриваются вопросы, которые до сих пор являются дискуссионными. В частности, бесконтактное трение, которое возникает или наоборот не возникает при взаимодействиях нейтральная частица-поверхность, представляет собой одну из таких тем [7-13].

***Современное объяснение природы бесконтактного трения нейтральная частица-поверхность.***

За счет квантовых флуктуаций нейтральная частица приобретает электрический дипольный момент. Такая атомная поляризация индуцирует дипольный момент в соседнем атоме или молекуле (нейтральной частице). При взаимном движении протяженного объекта, состоящего из атомов или молекул, и нейтральной частицы, индуцированный в этом протяженном объекте ток отстает по фазе от флуктуирующего тока в нейтральной частице. Это приводит к возникновению бесконтактного трения [14,15].

Необходимо отметить, что принципиальное отличие бесконтактного трения Ван-дер-Ваальса от статической силы Ван-дер-Ваальса состоит в том, что первое определяется в низшем порядке теории возмущений по относительной скорости нейтральной частицы и поверхности обменом реальными фотонами, тогда как последняя, в основном, определяется обменом виртуальными фотонами. Поэтому ожидается, что бесконтактное

трение Ван-дер-Ваальса в таком приближении должно исчезать при нулевой температуре [14].

Качественно природа трения Ван-дер-Ваальса может быть понята на основе эффекта Доплера [16]. Действительно, при относительном движении поверхности и нейтральной частицы происходит обмен фотонами между ними. При этом фотоны, летящие навстречу нейтральной частице, оказываются сдвинутыми по частоте по сравнению с фотонами, налетающими на частицу сзади, из-за эффекта Доплера. В свою очередь нейтральная частица излучает фотоны по всем возможным направлениям. Это приводит к потере энергии нейтральной частицей, что эффективно соответствует возникновению силы бесконтактного трения.

Следует подчеркнуть, что хотя при низких скоростях, как было упомянуто выше, бесконтактное трение исчезает при нулевой температуре, в высшем порядке теории возмущений существует кубический по скорости вклад, который в этом случае не исчезает. Это связано, в частности, с ненулевой относительной скоростью движения нейтральной частицы и поверхности. Однако в этой статье мы не будем на нем останавливаться.

Несмотря на полученные результаты, теория бесконтактного трения является до сих пор дискуссионной в отличие от устоявшегося взгляда на взаимодействие Ван-дер-Ваальса. А именно, к примеру, в ряде работ модельные представления о бесконтактном трении приводили к отличному от нуля трению при нулевой температуре в линейном по скорости приближении. Это было связано с некорректным учетом диссипации энергии в системе нейтральная частица-поверхность (см. [14] и ссылки в ней).

Другим интересным аспектом рассматриваемой проблематики бесконтактного трения, на котором мы хотели бы остановиться в данной статье, является зависимость силы трения от расстояния между нейтральной частицей и поверхностью [15]. Флуктуационная природа взаимодействия между нейтральной частицей и поверхностью приводит к силе бесконтактного трения с зависимостью вида  $1/Z^5$  (где  $Z$  – расстояние от нейтральной частицы до поверхности). Однако, кроме только что упомянутого «прямого» вклада в эту силу, существует вклад, связанный с обратным действием (экранированием) поверхности на нейтральную

частицу. А именно, флуктуации атомного дипольного момента нейтральной частицы экранируются полями поверхности, индуцированными этими флуктуациями. Это приводит к дополнительному вкладу в силу бесконтактного трения, пропорциональному  $1/Z^8$ , который доминирует при малых расстояниях между нейтральной частицей и поверхностью.

С точки зрения расчетов разница между этими двумя вкладами состоит в том, что «прямое» слагаемое  $\eta_x^{(1)}$  определяется мнимой частью атомной поляризуемости  $\text{Im}[\alpha(\omega)]$ , тогда как слагаемое «экранировки» определяется абсолютным значением атомной поляризуемости  $\alpha(\omega)$ .

Настоящая статья посвящена детальному изложению методики получения вышеуказанных вкладов в бесконтактное квантовое трение между нейтральной частицей и поверхностью. При выводе используются единицы измерения СИ.

Электрическое поле в положении атомного диполя (т.е. в положении нейтральной частицы) записывается как

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0 e^{-i\omega t} + \vec{E}_1 e^{-i(\omega+\omega_0)t}, \quad (1)$$

где  $\vec{E}_0$ , как будет описано ниже, определяется суперпозицией поля диполя и флуктуирующей компонентой электрического поля,  $\vec{E}_1$  – вклад в напряженность электрического поля нейтральной частицы, учитывающий обратное действие поверхности на нее,  $\omega$  – угловая частота компоненты (тепловой) флуктуации; и  $\omega_0$  описывает небольшие смещения самого положения нейтральной частицы. Пропорциональный  $\vec{E}_1$  вклад включается как результат слагаемого обратного действия, которое принимает во внимание изменение спонтанного и индуцированного полей на пространственной амплитуде осциллирующего движения нейтральной частицы (см. (9)). Отсюда, угловая частота движения ( $\omega_0$ ) добавляется к

$$g(\vec{r}, \vec{r}', \omega) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} - \frac{\epsilon(\omega) - 1}{\epsilon(\omega) + 1} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}' + 2\hat{n}_\perp(\vec{r}' \cdot \hat{n}_\perp)|} \right),$$

$$G_{ij}(\vec{r}, \vec{r}', \omega) = -\nabla_i \nabla_j' g(\vec{r}, \vec{r}', \omega). \quad (5)$$

Здесь  $\hat{n} = \hat{e}_z$  – нормаль к поверхности (плоскость  $xu$  – поверхность диэлектрика).

Результат

$$G_{zz}(\vec{0}, \vec{r}_z, \omega) = \frac{2}{Z^3} + \frac{\epsilon(\omega) - 1}{\epsilon(\omega) + 1} \frac{2}{Z^3},$$

$$\vec{r}_z = \hat{e}_z Z, \quad (6)$$

отражает тот факт, что диполь, ориентированный параллельно оси  $z$ , создает зеркальный диполь, который также ориентирован параллельно оси  $z$  (не анти параллельно, см. рисунок 1) Из-за этого второе слагаемое правой части (6) имеет тот же знак, что и первое слагаемое.

тепловой частоте, и слагаемое становится пропорциональным  $\exp[-i(\omega + \omega_0)t]$ . Смещение нейтральной частицы, имеющего угловую частоту  $\omega_0$ ,

$$\vec{u}(t) = \vec{u}_0 e^{-i\omega_0 t}, \quad \vec{r}(t) = \vec{r}_0 + \vec{u}(t), \quad (2)$$

где  $\vec{r}_0$  положение, где находится нейтральная частица,  $\vec{r}(t)$  положение нейтральной частицы с учетом смещений  $\vec{u}(t)$ .

Дипольная плотность изолированной нейтральной частицы предполагается выполняющей осцилляции в виде

$$\vec{d}(\vec{r}, t) = \vec{d}_0 \delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{r}_0) e^{-i\omega t} + \vec{p}_1(\vec{r}, \omega) e^{-i(\omega+\omega_0)t},$$

$$\vec{p}_1(\vec{r}, \omega) = \vec{d}_1 \delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{r}_0) - \vec{d}_0 \vec{u}_0 \cdot \vec{\nabla} \delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{r}_0). \quad (3)$$

Здесь, второе слагаемое генерируется смещением нейтральной частицы, т.е. разложением  $\delta$ -функции Дирака  $\delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{r}_0 - \vec{u}(t))$  в первый порядок в  $\vec{u}(t)$ . В то время как, атомный дипольный момент является суммой флуктуирующего слагаемого  $\vec{d}^f$  и индуцируемого (соответствующей частотной компонентой электрического поля в положении нейтральной частицы) слагаемого

$$d_{0i} = d_i^f + \alpha(\omega) E_{0i}, \quad (4)$$

частотная компонента только для  $\omega + \omega_0$  содержит индуцируемое слагаемое  $\vec{d}_1 = \alpha(\omega + \omega_0) \vec{E}_1$ .

Пусть  $G_{ij}(\vec{r}, \vec{r}_0, \omega)$  обозначает частотную компоненту тензора Грина, которая определяет электрическое поле, создаваемое в точке  $\vec{r}$  точечным диполем, находящимся в точке  $\vec{r}_0$ . В приближении, не учитывающем эффект запаздывания, (согласно (1) из [10]) она записывается в виде

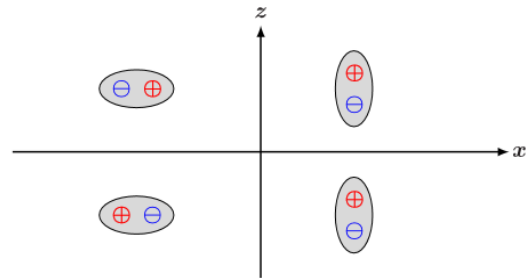


Рисунок 1. Отражение диполя в плоскости  $xu$ . Диполь, ориентированный по оси  $x$ , ведет к появлению антипараллельного зеркального диполя, тогда как диполь, ориентированный вдоль оси  $z$ , ведет к появлению параллельного зеркального диполя. Напомним, что

зеркальные заряды имеют противоположный знак по сравнению с реальными зарядами.

Самосогласованность диктует, чтобы поле  $\vec{E}_0 \equiv \vec{E}_0(\vec{r}_0)$  в положении нейтральной частицы равнялось сумме поля, создаваемого дипольным моментом  $d_{0i}$ , и флуктуирующей компонентой  $E_i^S(\vec{r}_0, \omega)$  электрического поля,

$$E_{0i} = G_{ii}(\vec{r}_0, \vec{r}_0, \omega)d_{0i} + E_i^S(\vec{r}_0, \omega) = G_{ii}(\vec{r}_0, \vec{r}_0, \omega)\alpha(\omega)E_{0i} + G_{ii}(\vec{r}_0, \vec{r}_0, \omega)d_i^f + E_i^S(\vec{r}_0, \omega), \quad (7)$$

где не проводится суммирование по  $i$  (имеем  $G_{ij} = G_{ii} \delta_{ij}$  при равных пространственных координатах). Итак,

$$E_{0i} = \frac{G_{ii}(\vec{r}_0, \vec{r}_0, \omega)d_i^f + E_i^S(\vec{r}_0, \omega)}{1 - G_{ii}(\vec{r}_0, \vec{r}_0, \omega)\alpha(\omega)}, \quad (8a)$$

$$d_{0i} = \frac{d_i^f + \alpha(\omega)E_i^S(\vec{r}_0, \omega)}{1 - \alpha(\omega)G_{ii}(\vec{r}_0, \vec{r}_0, \omega)}. \quad (8b)$$

где в (8b) мы учли (4). Электрическое поле  $\vec{E}_0$  и дипольный момент  $\vec{d}_0$  даны в виде флуктуирующих слагаемых; знаменатели в (8) учитывают обратное действие. Для  $\vec{E}_1$  видно, что градиентное слагаемое в выражении для  $\vec{p}_1(\vec{r}, \omega)$  (3) в нефлуктуирующем вкладе  $\int d^3r' G_{ij}(\vec{r}, \vec{r}', \omega + \omega_0) p_{1j}(\vec{r}, \omega)$  необходимо интегрировать по частям. Добавляя слагаемое, обусловленное флуктуациями положения нейтральной частицы и спонтанными флуктуациями электромагнитного поля, получаем

$$E_{ii} = G_{ii}(\vec{r}_0, \vec{r}_0, \omega + \omega_0)\alpha(\omega + \omega_0)E_{ii} + \vec{u}_0 \cdot \vec{\nabla}_r (E_i^S(\vec{r}, \omega) + G_{ij}(\vec{r}_0, \vec{r}, \omega + \omega_0)d_{0j} + G_{ij}(\vec{r}, \vec{r}_0, \omega)d_{0j}) \Big|_{\vec{r}=\vec{r}_0}. \quad (9)$$

$$\vec{F}_f = \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi} \omega_0 \frac{\partial}{\partial \omega_0} \langle \vec{F}(\omega, \omega_0) \rangle \Big|_{\omega_0=0} = i\omega_0 [\eta_x (u_{0x} \hat{e}_x + u_{0y} \hat{e}_y) + \eta_z u_{0z} \hat{e}_z] = -\eta_x (v_x \hat{e}_x + v_y \hat{e}_y) - \eta_z v_z \hat{e}_z. \quad (12)$$

Здесь,  $\eta_x$  и  $\eta_z$  – коэффициенты силы трения для движения вдоль осей  $x$  и  $z$ , соответственно. Кроме того, сделано дополнительное предположение малого механического движения со скоростью

$$\eta_x = \frac{\beta \hbar^2}{2\pi} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\sinh^2\left(\frac{1}{2}\beta \hbar \omega\right)} \left[ \sum_{\ell=x,y,z} \frac{\partial^2}{\partial x \partial x'} \text{Im}[G_{\ell\ell}(\vec{r}, \vec{r}', \omega)] \text{Im}\left(\frac{\alpha(\omega)}{1 - \alpha(\omega)G_{\ell\ell}(\vec{r}_Z, \vec{r}_Z, \omega)}\right) - 2|\alpha(\omega)|^2 \text{Re}\left(\frac{1}{(1 - \alpha^*(\omega)D_{zz}^*(\vec{r}_Z, \vec{r}_Z, \omega))(1 - \alpha(\omega)G_{zz}(\vec{r}_Z, \vec{r}_Z, \omega))}\right) \left(\frac{\partial}{\partial x} G_{xz}(\vec{r}, \vec{r}_Z, \omega)\right)^2 \right] \Big|_{\vec{r}, \vec{r}'=\vec{r}_Z} \approx \frac{\beta \hbar^2}{2\pi} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\sinh^2\left(\frac{1}{2}\beta \hbar \omega\right)} \left[ \sum_{\ell=x,y,z} \frac{\partial^2}{\partial x \partial x'} \text{Im}[G_{\ell\ell}(\vec{r}, \vec{r}', \omega)] \text{Im}[\alpha(\omega)] + \right.$$

Это уравнение может быть легко решено для  $\vec{E}_1$ . Тепловые флуктуации описываются следующими уравнениями [10],

$$\langle d_i^f d_j^f \rangle_\omega = \frac{2\Theta(\omega, T)}{\omega} \delta_{ij} \text{Im} \alpha(\omega), \quad (10a)$$

$$\langle E_i(\vec{r}) E_j(\vec{r}') \rangle_\omega = \frac{2\Theta(\omega, T)}{\omega} \text{Im}[G_{ij}(\vec{r}, \vec{r}', \omega)], \quad (10b)$$

где  $\Theta(\omega, T) = \hbar \omega \left[ \frac{1}{2} + n(\omega) \right] = \frac{1}{2} \hbar \omega \coth\left(\frac{1}{2}\beta \hbar \omega\right)$  – тепловой фактор Кэллена-Вельтона, с  $n(\omega) = [\exp(\beta \hbar \omega) - 1]^{-1}$  и  $\beta = 1/(k_B T)$ , где  $k_B$  – постоянная Больцмана. С помощью  $\rho = -\vec{\nabla} \cdot \vec{p}$  и  $\vec{j} = \partial_t \vec{p}$  запишем силу, зависящую от времени, в виде

$$\vec{F}(t) = \int d^3r \left\langle \rho(\vec{r}, t) \vec{E}^*(\vec{r}, t) + [\vec{j}(\vec{r}, t) \times \vec{B}^*(\vec{r}, t)] \right\rangle = \vec{F}_s(t) + \vec{u}_0 \cdot \frac{\partial}{\partial r} \vec{F}_s(t) + \vec{F}_f(\omega, \omega_0) e^{-i\omega_0 t}. \quad (11)$$

Здесь,  $F_s(t)$  – статическая сила Ван-дер-Ваальса,  $\vec{u}_0 \cdot \frac{\partial}{\partial r} \vec{F}_s(t)$  описывает изменение силы Ван-дер-Ваальса, связанное с осцилляцией положения нейтральной частицы, и  $\vec{F}_f(\omega, \omega_0)$  – Фурье-компонента силы трения. Интегрирование по тепловым флуктуациям всех Фурье-компонент силы трения дает полную силу трения

$\vec{v} = \partial_t \vec{u}_0 e^{-i\omega_0 t} \Big|_{t=0} = -i\omega_0 \vec{u}_0$ . Результат для  $\eta_x$  получается в виде

$$+ \alpha(\omega)^2 \left\{ \sum_{\ell=x,y,z} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x \partial x'} \operatorname{Im}[G_{\ell\ell}(\vec{r}, \vec{r}', \omega)] \operatorname{Im}[G_{\ell\ell}(\vec{r}_Z, \vec{r}_Z, \omega)] \right\} - 2 \left( \frac{\partial}{\partial x} \operatorname{Im}[G_{xz}(\vec{r}, \vec{r}_Z, \omega)] \right)^2 \right\} \Bigg|_{\vec{r}, \vec{r}' = \vec{r}_Z} \quad (13)$$

Этот результат может быть записан как  $\eta_x = \eta_x^{(1)} + \eta_x^{(2)}$ , где  $\eta_x^{(2)}$  создается слагаемым в фигурных скобках в подынтегральном выражении. С помощью

$$\sum_{\ell} \frac{\partial^2}{\partial x \partial x'} \operatorname{Im} G_{\ell\ell}(\vec{r}, \vec{r}') = \operatorname{Im} \left( \frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 1} \right) \frac{3}{16\pi\varepsilon_0 Z^5}$$

можно проверить, что лидирующий порядок, т.е. линейное слагаемое в поляризуемости (см. [10]) из (13), дается, как

$$\begin{aligned} \eta_x^{(1)} &= \frac{\beta\hbar^2}{2\pi} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\sinh^2\left(\frac{1}{2}\beta\hbar\omega\right)} \sum_{\ell=x,y,z} \frac{\partial^2}{\partial x \partial x'} \operatorname{Im}[G_{\ell\ell}(\vec{r}, \vec{r}')] \operatorname{Im}[\alpha(\omega)] = \\ &= \frac{3\beta\hbar^2}{32\pi^2 \varepsilon_0 Z^5} \int_0^\infty \frac{d\omega \operatorname{Im}[\alpha(\omega)]}{\sinh^2\left(\frac{1}{2}\beta\hbar\omega\right)} \operatorname{Im} \left( \frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 1} \right). \end{aligned} \quad (14)$$

В (13), слагаемое второго порядка в поляризуемости преобразуется следующим образом,

$$\begin{aligned} \eta_x^{(2)} &= \frac{\beta\hbar^2}{8\pi} \int_0^\infty \frac{d\omega \alpha(\omega)^2}{\sinh^2\left(\frac{1}{2}\beta\hbar\omega\right)} \left[ \left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} \operatorname{Im} G_{zz}(\vec{r}, \vec{r}_Z, \omega) \right\} \operatorname{Im} G_{zz}(\vec{r}_Z, \vec{r}_Z, \omega) - 2 \left( \frac{\partial}{\partial z} \operatorname{Im} G_{zz}(\vec{r}, \vec{r}_Z, \omega) \right)^2 \right] \Bigg|_{\vec{r}, \vec{r}' = \vec{r}_Z} = \\ &= \frac{9\beta\hbar^2}{4096\pi^3 \varepsilon_0^2 Z^8} \int_0^\infty d\omega \frac{\alpha(\omega)^2}{\sinh^2\left(\frac{1}{2}\beta\hbar\omega\right)} \left[ \operatorname{Im} \left( \frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 1} \right) \right]^2. \end{aligned} \quad (15)$$

Итак, в явном виде получены выражения для лидирующих вкладов вплоть до второго порядка по поляризуемости в коэффициент трения при движении нейтральной частицы вдоль поверхности. Установлено, что линейное по атомной поляризуемости слагаемое определяется ее мнимой частью и зависит от расстояния нейтральная частица-поверхность, как  $1/Z^5$ . В то время как слагаемое второго порядка, учитывающее эффект

«экранировки», зависит от квадрата атомной поляризуемости и убывает с ростом расстояния нейтральная частица-поверхность, как  $1/Z^8$ . Таким образом, при малых расстояниях нейтральная частица-поверхность следует ожидать доминирование эффекта «экранировки», что может быть легко проверено в экспериментах с конкретными материалами.

#### Библиографический список

1. ФГОС ВО по направлению подготовки 03.03.02. «Физика» (академический бакалавриат) приказ Министерства образования и науки Российской Федерации № 937 от 07.08.2014 г.
2. ФГОС ВО по направлению подготовки 03.04.02. «Физика» (академическая магистратура) приказ Министерства образования и науки Российской Федерации № 913 от 28.08.2015 г.
3. Черкасова О.А., Чурочкина С.В. Компетентностный подход при анализе освоения образовательной программы подготовки бакалавров по направлению 03.03.02 «Физика» // Гетеромагнитная микроэлектроника. 2014. Вып. 17. С. 121-127.
4. Черкасова О.А., Чурочкина С.В. К вопросу о профессиональной подготовке магистров по направлению 03.04.02 Физика // Образование в современном мире. 2015. Вып. 10. С. 202-208.
5. Старшов М.А., Чурочкина С.В. Интрига первых уроков // Методика и практика преподавания в XXI веке. 2015. С.71-75.
6. Черкасова О.А., Чурочкина С. В. Характеристики выпускной квалификационной работы бакалавра, магистранта и аспиранта // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. 2016. Т.16. №3. С. 243-247.
7. Levitov L.S. Van der Waals friction // Europhysics Letters. 1989. Vol. 8. No. 6. P. 499-504.
8. Нøye J.S. and Brevik I. Friction force between moving harmonic oscillators // Physica A. 1992. Vol. 181. P. 413-426; Friction force with non-instantaneous interaction between moving harmonic oscillators // Physica A. 1993. Vol. 196. P. 241-254.
9. Mkrtchian V.E. Interaction between moving macroscopic bodies: viscosity of the electromagnetic vacuum // Physics Letters A. 1995. Vol. 207. No. 5. P. 299-302.

10. Tomassone M.S. and Widom A. Electronic friction forces on molecules moving near metals // *Physical Review B*. 1997. Vol. 56. No. 8. P. 4938-4943.
11. Persson B.N. J. and Zhang Z. Theory of friction: Coulomb drag between two closely spaced solids // *Physical Review B*. 1998. Vol. 57. No. 12. P. 7327-7334; Dedkov G.V. and Kyasov A.A. Electromagnetic friction forces on the scanning probe asperity moving near surface // *Physics Letters A*. 1999. Vol. 259. No. 1. P. 38-42; The fluctuational electromagnetic interaction of moving neutral atoms with a flat surface: An account of the spatial dispersion effects // *Technical Physics Letters*. 2001. Vol. 27. No. 4. P. 338-340; Dissipation of the fluctuational electromagnetic field energy, tangential force, and heating rate of a neutral particle moving near a flat surface // *Technical Physics Letters*. 2002. Vol. 28. No.4. 346-348.
12. Volokitin A.I. and Persson B.N. J. Dissipative van der Waals interaction between a small particle and a metal surface // *Physical Review B*. 2002. Vol. 65. No. 11. P. 115419.
13. Volokitin A.I. and Persson B.N. J. Noncontact friction between nanostructures // *Physical Review B*. 2003. Vol. 68. No. 15. P. 155420; Adsorbate-Induced Enhancement of Electrostatic Noncontact Friction // *Physical Review Letters*. 2005. Vol. 94. No. 8. P. 086104; Quantum field theory of van der Waals friction // *Physical Review B*. 2006. Vol. 74. No. 20. P. 205413; Near-field radiative heat transfer and noncontact friction // *Reviews of Modern Physics*. 2007. Vol. 79. No. 4. P. 1291-1329; Theory of the interaction forces and the radiative heat transfer between moving bodies // *Physical Review B*. 2008. Vol. 78. No. 15. P. 155437.
14. Волокитин А.И. Перссон Б.Н.Дж. Радиационная передача тепла и бесконтактное трение между наноструктурами // *Успехи физических наук*. 2007. Т. 177. № 9. С. 921-951.
15. Jentschura U.D., Janke M., and DeKieviet M. Theory of noncontact friction for atom-surface interactions // *Physical Review A*. 2016. Vol. 94. No. 2. P. 022510.
16. Lach G., DeKieviet M., Jentschura U.D. Einstein–Hopf drag, Doppler shift of thermal radiation and blackbody drag: Three perspectives on quantum friction // *Central European Journal of Physics*. 2012. Vol. 10. No. 4. P. 763-767.

THEORETICAL SIMULATION OF THE PROBLEM OF AN NEUTRAL PARTICLE-SURFACE  
NONCONTACT FRICTION

S. Churochkina, I. Demin  
Saratov State University

Theoretical model for description of the noncontact friction force appearing between a moving neutral particle (atom) and surface is discussed. Contributions to the noncontact friction force depending on the atom-surface distance are presented.

УДК 539.182

ОДНОМЕРНЫЕ ЗАДАЧИ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ  
О ДВОЙНОМ ПРЯМОУГОЛЬНОМ БАРЬЕРЕ

Н.Е. Ньюнко, К.В Санков

Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского

Ньюнко Николай Евгеньевич, к.ф.-м.н., доцент, инженер кафедры компьютерной физики,

Межрайонное ИФНС России №12 по Саратовской области

Санков Константин Викторович, Заместитель начальника отдела по ИТ технологиям.

Рассматривается методика решения стационарного уравнения Шредингера для одномерных задач с двумя потенциальными барьерами при энергии частицы, не превосходящей потенциал. В настоящей работе рассматриваются две задачи с двумя постоянными прямоугольными потенциалами  $V_1=V_2=V > E$ .

Отметим, что нахождение обеих волновых функций  $\psi(x)$  для этих задач упрощается при использовании готовых решений УШ с одиночными потенциалами (в правых блоках Рис.2).

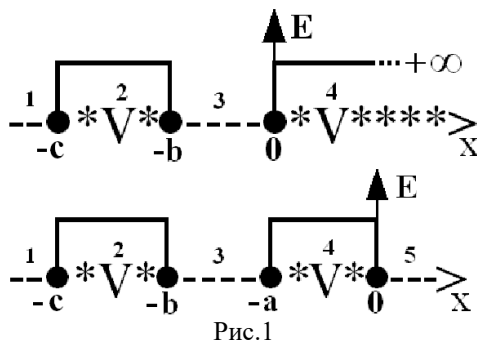


Рис.1

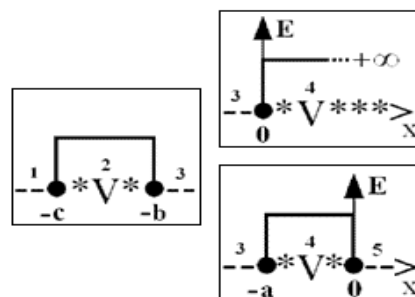


Рис.2

для одномерного стационарного уравнения Шредингера (УШ) [1, 2]  
 $-(\hbar^2/2m)\psi''(x) + V\psi(x) = E\psi(x) \Rightarrow \psi''(x) \pm K^2\psi(x) = 0$   
 $K^2 = |V-E|; 2mV/\hbar^2=V; 2mE/\hbar^2=E=k^2$



Как и в заметке [3], где рассмотрены известные задачи с одним барьером, для компактности используем нестандартные обозначения  $\exp(x)=\underline{E}(x)$  и  $\exp(ix)=\underline{I}(x)$ .

Волновая функция  $\psi_3(x)$  для области 3 верхнего правого блока на Рис.2 тривиальна, и в наших обозначениях имеет вид

$$\psi_3(x)=C_1\underline{I}(kx)+C_2\underline{I}(-kx)=C_1[\underline{I}(kx)+G_1\underline{I}(-kx)]$$

$$k_{\pm}=k\pm iK; \quad k_+=k/k_+; \quad C_2=C_1k_+=C_1G_1 \quad (1)$$

Волновая функция для нижнего правого блока второй задачи более сложна:

$$\psi_3(x)=C_1\underline{I}(kx)+C_2\underline{I}(-kx)=C_1[\underline{I}(kx)+G_2\underline{I}(-kx)]$$

$$\psi_4(x)=-C_12k[k\underline{E}(Kx)-k_+\underline{E}(-Kx)]/\underline{R}$$

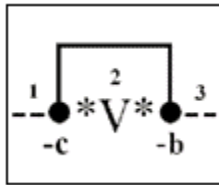
$$\psi_5(x)=C_14ikK\underline{I}(kx)/\underline{R} \quad (2)$$

где  $G_2=V[\underline{I}(-k_+a)-\underline{I}(-k_+a)]/\underline{R}$ ;

$$\underline{R}=(k_+)^2\underline{I}(k_+a)-(k_+)^2\underline{I}(k_+a).$$

В отличие от задачи с одним барьером, произвольная постоянная  $C_1$  далее должна быть выражена через константу нормировки для волновой функции частицы, налетающей на систему потенциалов.

Таким образом, остаётся найти волновую функцию для левого блока (Рис.3), непрерывную в областях 1, 2, 3 вместе с первой производной.



$$\psi_1(x)=A_1\underline{I}(kx)+A_2\underline{I}(-kx)$$

$$\psi_2(x)=B_1\underline{E}(Kx)+B_2\underline{E}(-Kx)$$

$$\psi_3(x)=C_1[\underline{I}(kx)+G_n\underline{I}(-kx)]$$

Множитель  $G_n$  ( $n=1,2$ ), введенный в (1) и (2), даёт возможность использовать данные обоих правых блоков Рис.2. При этом произвольные постоянные  $A_2, B_1, B_2$ , также должны выразиться через  $A_1$  – известную константу нормировки.

Для сшивания решений в точках (-c) и (-b), удобно пользоваться соотношениями, складывая и вычитая соответствующие пары:

$$-iK\psi_1(-c)=-iK\psi_2(-c); \quad -i\psi'_1(-c)=-i\psi'_2(-c) \quad (3)$$

$$k\psi_2(-b)=k\psi_3(-b); \quad -i\psi'_2(-b)=-i\psi'_3(-b) \quad (4)$$

Для первой пары (3) имеем

$$[A_1k\underline{I}_{(-kc)}-A_2k_+\underline{I}_{(kc)}]\underline{E}_{(Kc)}=-2iKB_1=$$

$$=[A_1k\underline{I}(-k_+c)-A_2k_+\underline{I}(k_+c)]$$

$$[-A_1k_+\underline{I}_{(-kc)}+A_2k\underline{I}_{(kc)}]\underline{E}_{(-Kc)}=-2iKB_2=[-A_1k_+\underline{I}(-k_+c)+A_2k_+$$

$$\underline{I}(k_+c)] \quad (5)$$

### Библиографический список

1. Шифф Л. Квантовая механика. М., «ИЛ», 1959
2. Флюгге Э. Задачи по квантовой механике, т.1. М., «Мир», 1974.
3. Нюнько Н.Е., Санков К.В. Одномерные задачи квантовой механики о прямоугольном барьере // Вопросы прикладной физики. Саратов, 2017. - Вып.24. - С.60-61.

### ONE-DIMENSIONAL QUANTUM-MECHANICAL PROBLEM IN THE CASE OF TWO CONSTANT RECTANGULAR BUILDING

<sup>1</sup>N.E. Nyun'co, <sup>2</sup>K.V. Sankov

<sup>1</sup>Saratov State University

<sup>2</sup>Saratov region IFNS of Russia №12

The method of solving the stationary Schrödinger equation for one-dimensional problems with two potential barriers is considered for the particle energy not exceeding the potential value.

Здесь и далее используем свойство  $\underline{E}(x)=\underline{I}(-ix)$  и обозначения  $k_{\pm}, k_+$  (1).

Для второй пары (4) соответственно получаем:

$$G_n[B_1k\underline{E}_{(-Kb)}+B_2\underline{E}_{(Kb)}k_+]\underline{I}_{(kb)}=2kC_1G_n$$

$$[B_1k_+\underline{E}_{(-Kb)}+B_2\underline{E}_{(Kb)}k_+]\underline{I}_{(-kb)}=-2kC_2=2kC_1G_n \quad (6)$$

Из последних соотношений следует связь констант  $B_1$  и  $B_2$ :

$$B_1[k\underline{E}_{(-Kb)}\underline{I}_{(kb)}G_n-k_+\underline{E}_{(-Kb)}\underline{I}_{(-kb)}]=B_2[k\underline{E}_{(Kb)}\underline{I}_{(-kb)}-k_+\underline{E}_{(Kb)}\underline{I}_{(kb)}]G_n$$

$$B_2=B_1S_n$$

где  $S_n=[k\underline{I}(k_+b)G_n-k_+\underline{I}(-k_+b)]/[k\underline{I}(-k_+b)-k_+\underline{I}(k_+b)G_n]$  (7)

Используя полученную связь  $B_1$  и  $B_2$  в равенствах (5), можно связать постоянные  $A_1$  и  $A_2$ :

$$S_n[A_1k\underline{I}_{(-kc)}-A_2k_+\underline{I}_{(kc)}]\underline{E}_{(Kc)}=-2iKB_1S_n$$

$$[-A_1k_+\underline{I}_{(-kc)}+A_2k\underline{I}_{(kc)}]\underline{E}_{(-Kc)}=-2iKB_2=-2iKB_1S_n$$

$$A_1[k\underline{I}(-k_+c)S_n+k_+\underline{I}(-k_+c)]=A_2[k_+\underline{I}(k_+c)S_n+k\underline{I}(k_+c)]$$

$$A_2=A_1T_n$$

где  $T_n=[k\underline{I}(-k_+c)S_n+k_+\underline{I}(-k_+c)]/[k_+\underline{I}(k_+c)S_n+k\underline{I}(k_+c)]$  (8)

Из соотношений (8) с учетом  $A_2=A_1T_n$  находим константу  $B_1$

$$B_1=A_1i[k\underline{I}(-k_+c)-T_nk_+\underline{I}(k_+c)]/2K$$

Из соотношений (6) получаем константу  $C_1$

$$C_1=A_1i[k\underline{I}(-k_+c)-T_nk_+\underline{I}(k_+c)]/[k\underline{I}(k_+b)+S_nk_+\underline{I}(k_+b)]/4kK$$

Таким образом, волновая функция УШ для рассматриваемых задач имеет вид

$$\psi_1(x)=A_1[\underline{I}(kx)+T_n\underline{I}(-kx)]$$

$$\psi_2(x)=B_1[\underline{E}(Kx)+S_n\underline{E}(-Kx)]$$

$$\psi_3(x)=C_1[\underline{I}(kx)+G_n\underline{I}(-kx)]$$

Константы  $G_n, S_n, T_n$  определены в (1), (2), (7), (8).

Для первой задачи ( $n=1$ ) надо учесть область 4 (1):

$$\psi_4(x)=C_1(2k/k_+)\underline{E}(-Kx)$$

Для второй ( $n=2$ ) – области 4, 5 соответственно (2):

$$\psi_4(x)=-C_12k[k\underline{E}(Kx)-k_+\underline{E}(-Kx)]/\underline{R}$$

$$\psi_5(x)=C_14ikK\underline{I}(kx)/\underline{R}$$

где  $\underline{R}=(k_+)^2\underline{I}(k_+a)-(k_+)^2\underline{I}(k_+a)$ .

Продемонстрированный подход позволяет в дальнейшем использовать изложенную методику при рассмотрении одномерных задач с тремя и более потенциалами, в том числе и более сложными, нежели прямоугольные.

Отметим, что рассмотренные задачи и их развитие являются хорошим материалом для курсовых и дипломных студенческих работ.

НОВАЯ МЕТОДИКА РАСЧЕТА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ БИСЛОЙНЫХ ФУЛЛЕРЕНОВ

В.В. Шунаев, Р. Пинчак, Я. Смотлаха

Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского

Владислав Викторович Шунаев, к.ф.-м.н., ст.преподаватель кафедры радиотехники и электродинамики,  
[vshunaev@list.ru](mailto:vshunaev@list.ru)

Словацкая академия наук

Ричард Пинчак, PhD

Ян Смотлаха, PhD

Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна

Ричард Пинчак, PhD, доцент

Ян Смотлаха, PhD, доцент

На основе метода сильной связи с оригинальной параметризацией находятся геометрические параметры, а также уровни НОМО и LUMO изолированных фуллеренов. Затем на основе модели гибридизации атомных орбиталей вычисляются энергетические щели углеродных нанолуковиц.

**Введение.** Нанолуковица, или луковичная форма углерода, представляет собой объект, в котором фуллерены вложены друг в друга (Рис.1). Впервые такие структуры были обнаружены в 1992 году профессором Угарте, который сфокусировал

электронный пучок на образец аморфного углерода [1]. Сегодня нанолуковицы могут быть получены высокотемпературным отжигом алмаза [2], дуговым разрядом между двумя графитовыми электродами в воде [3, 4] и сжиганием нафталина [5].

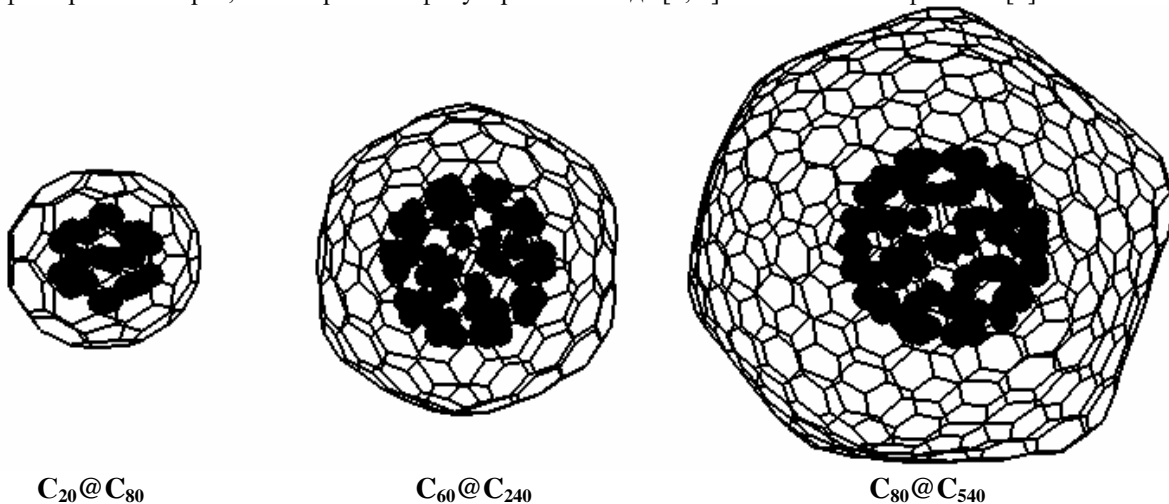


Рис. 1. Углеродные нанолуковицы.

Уникальные свойства углеродных нанолуковиц делают их перспективным элементом для различных электронных устройств [6, 7]. На основе многослойных фуллеренов был изготовлен высоко-мощный сверхконденсатор микрометрового размера [8]. В комбинации с такими соединениями, как Co<sub>3</sub>O<sub>4</sub> и MnO<sub>2</sub>, нанолуковицы могут использоваться как материал для электрода ионно-литиевых батарей [9, 10]. Наночистоты на основе многослойных фуллеренов и их композитов могут служить в качестве электромагнитного экрана для терагерцовых волн [11]. Большое внимание уделяется теоретическому изучению физических эффектов, происходящих в многослойных фуллеренах. В частности, на примере бислойных фуллеренов C<sub>60</sub>@C<sub>240</sub> исследована поляризуемость эндодральных многослойных фуллеренов [12]. Было показано, что поляризуемость многослойных фуллеренов, главным образом, обусловлена вкладом внешней оболочки, а инкапсулированная молекула фуллерена играет при этом незначительную роль. Предложено использовать многослойные фуллерены в качестве материала подложки для

катодов в литиево-серных аккумуляторах [13]. Данные проведенного в работе натурного эксперимента показали, что многослойные фуллерены с инкапсулированными частицами серы демонстрируют 97-98% кулоновской эффективности в течение 150 циклов работы батареи с медленным снижением удельной емкости (около 660 мАч/г после 150 циклов) при длительных испытаниях.

Приложение углеродных луковиц в устройствах электроники требует знания таких электронных параметров, как энергетическая щель и уровень Ферми. В случае бислойных фуллеренов, являющихся объектом исследования в данной работе, энергетическая щель определяется как разница между первой незаполненной молекулярной орбиталью внутренней оболочки (НОМО) и последней заполненной молекулярной орбиталью (LUMO) внешней оболочки. Это обусловлено разницей энергий между уровнями Ферми внутренней и внешней оболочек.

В предыдущей работе нами была рассчитана энергетическая щель нанолуковицы C<sub>60</sub>@C<sub>240</sub> на основе анализа гибридизации орбиталей фуллеренов

[14]. Чтобы найти это значение, были использованы экспериментальные данные об изолированных фуллеренах  $C_{60}$  и  $C_{240}$  [15]. Для расчета электронных свойств других бислойных фуллеренов нам необходима информация о составляющих их фуллеренах по отдельности ( $C_{20}$ ,  $C_{28}$ ,  $C_{36}$ ,  $C_{80}$ ,  $C_{540}$  и т.д.), которая в настоящий момент отсутствует. В данной работе эта информация будет получена оригинально параметризованным методом сильной связи, ранее успешно примененным авторами для исследования электронных и геометрических свойств бислойных фуллеренов [16]. Таким образом, в результате комбинации двух методов будут получены новые данные о металлических свойствах бислойных углеродных нанолуковиц.

**Результаты.** Для поиска равновесной геометрии и расчета электронной структуры изолированных фуллеренов использовался метод сильной связи в оригинальной параметризации Харрисона-Гудвина [17]. Отметим, что термы углерода и интегралы перекрытия, необходимые для заполнения Гамильтониана, были подобраны таким образом, чтобы удовлетворять экспериментальным данным о фуллерене  $C_{60}$  (длины связей, энергетическая щель  $E_g$  и потенциал ионизации  $I$  [18]). Несмотря на то, что метод пригоден для расчета энергетической щели и потенциала ионизации лишь изолированных фуллеренов, равновесная структура и геометрические параметры бислойных фуллеренов могут быть найдены с высокой степенью точности. Так, ранее нами успешно были найдены геометрические параметры и равновесная структура бислойных фуллеренов  $C_{20}@C_{240}$  и  $C_{60}@C_{540}$  [16]. В данной работе были найдены геометрические параметры ранее не исследованных фуллеренов (см. Таблицу 1).

Таблица 1.

Геометрические параметры некоторых изолированных фуллеренов, полученных оригинальным методом сильной связи.

Фуллерен	Радиус, Å	Средняя длина связи, Å
$C_{20}$	2.06	1.47
$C_{28}$	2.37	1.46
$C_{32}$	2.53	1.51
$C_{36}$	2.65	1.44
$C_{60}$	3.4	1.445
$C_{80}$	3.94	1.44
$C_{240}$	7.2	1.415
$C_{540}$	10.1	1.435

Чтобы найти термодинамически стабильные нанолуковицы, необходимо посчитать межоболочечное взаимодействие между внешним и внутренним фуллереном. Это взаимодействие главным образом обусловлено энергией ван-дер-Ваальса. Для описания взаимодействия несвязанных атомов нами использовался потенциал Леннарда-Джонса [19]. Как было показано ранее, для бислойных фуллеренов с внешней икосаэдрической оболочкой ( $C_{60}$ ,  $C_{240}$ ,  $C_{540}$ ) существует три типа потенциальных ям, где может располагаться внутренний фуллерен. В данной работе будем считать, что внутренний фуллерен будет находиться в яме с наименьшей энергией. Заметим, что ван-дер-Ваальсова энергия для нанолуковиц с внешними оболочками  $C_{20}$ ,  $C_{28}$ ,  $C_{32}$ ,  $C_{36}$  и  $C_{60}$  всегда положительна вне зависимости от внутреннего фуллерена, следовательно, такие бислойные фуллерены термодинамически нестабильны и не могут существовать при нормальных условиях. Нанолуковица  $C_{20}@C_{80}$  – единственный термодинамически стабильный бислойный фуллерен с внешней оболочкой  $C_{80}$ . Энергия взаимодействия между внутренней и внешней оболочкой нанолуковиц показана в таблице 2. Случаи с положительной энергией ван-дер-Ваальса нас не интересуют и обозначены в таблице символом «-».

Таблица 2.

Энергия ван-дер-Ваальсова взаимодействия между оболочками различных нанолуковиц (в эВ).

@	$C_{20}$	$C_{28}$	$C_{32}$	$C_{36}$	$C_{60}$	$C_{80}$	$C_{240}$
$C_{80}$	-1.256	-	-	-	-	-	-
$C_{240}$	-0.786	-1.066	-1.228	-1.228	-2.66	-2.41	-
$C_{540}$	-0.518	-0.656	-0.658	-0.743	-1.209	-1.16	-7.106

Для оценки термодинамической стабильности нанолуковиц нами была посчитана энергия связи, необходимая для образования кластера из

$$E_b(C_n @ C_m) = \frac{(C_n @ C_m) - nE(C) - mE(C)}{n + m} = \frac{(C_n @ C_m) - (n + m)E(C)}{n + m}, \quad (1)$$

где  $(C_n @ C_m)$  – полная энергия бислойного фуллерена,  $n$  и  $m$  – количество атомов в изолированных фуллеренах,  $E(C)$  – энергия атома углерода.

Энергии связи для термодинамически стабильных бислойных фуллеренов представлены в таблице 3. Видно, что наиболее термодинамически стабильными являются кластеры  $C_{20}@C_{540}$ ,

изолированных атомов. Чем больше энергия связи, тем более стабилен энергетически кластер. Энергия связи вычислялась по следующей формуле:  $C_{36}@C_{540}$ ,  $C_{60}@C_{540}$ ,  $C_{80}@C_{540}$ ,  $C_{240}@C_{540}$ ,  $C_{80}@C_{240}$ . Все вычисления методом сильной связи были проведены с помощью программного пакета KVAZAR [20].

Таблица 3.

Энергия связи (на атом) для различных нанолуковиц.

@	C <sub>20</sub>	C <sub>28</sub>	C <sub>32</sub>	C <sub>36</sub>	C <sub>60</sub>	C <sub>80</sub>	C <sub>240</sub>
C <sub>80</sub>	-8.72	-	-	-	-	-	-
C <sub>240</sub>	-9.22	-9.3	-9.23	-9.3	-9.21	-9.33	-
C <sub>540</sub>	-9.33	-9.32	-9.29	-9.33	-9.35	-9.34	-9.36

Полученные методом сильной связи радиусы изолированных фуллеренов, средние длины связей и уровни Ферми изолированных фуллеренов далее используются в модели на основе гибридизации орбиталей для поиска энергетических щелей бислойных нанолуковиц. В основе этой модели лежит вычисление разницы между уровнями Ферми внешней и внутренней оболочки фуллерена, которая равна энергии  $\pi$ -связей, перпендикулярных поверхности молекул. Ранее для этой цели рассматривалась пространственная ориентация соответствующих связей [14]. Волновая функция  $\pi$ -

связей, соответствующая внутренней сфере углеродной нанолуковицы имеет форму:

$$|\pi\rangle = D_1|s\rangle + D_2|p_x\rangle + D_4|p_z\rangle, \quad (2)$$

которая удовлетворяет следующим уравнениям:

$$\langle\sigma_i|\sigma_j\rangle = \delta_{ij}, \langle\pi|\sigma_j\rangle = 0, \langle\pi|\pi\rangle = 1. \quad (3)$$

В этом выражении  $|\sigma_i\rangle$  соответствует связям, лежащим на поверхности молекулы. Значения  $D_1, D_2, D_4$  зависят от радиуса и средней длины связей рассматриваемого фуллерена. Для различных видов фуллеренов эти геометрические параметры были посчитаны в предыдущей секции. Энергия соответствующих  $\pi$ -связей определяется формулами:

$$\epsilon = \langle\pi|H|\pi\rangle = D_1^2\langle s|H|s\rangle + D_2^2\langle p_x|H|p_x\rangle + D_4^2\langle p_z|H|p_z\rangle, \quad (4)$$

где  $\langle s|H|s\rangle \approx -12$  эВ,  $\langle p_x|H|p_x\rangle = \langle p_z|H|p_z\rangle \approx -4$  эВ.

В таблице 4 представлены значения  $D_1, D_2, D_4$  вместе с энергиями  $\pi$ -связей.

Таблица 4.

Параметры  $D_1, D_2, D_4$  и энергии  $\pi$ -связей (в эВ).

Фуллерен	$D_1$	$D_2$	$D_4$	$\epsilon$
C <sub>20</sub>	0.225	-0.517	0.885	-3.595
C <sub>28</sub>	0.367	-0.178	0.913	-5.076
C <sub>32</sub>	0.366	-0.169	0.915	-5.071
C <sub>36</sub>	0.364	-0.223	0.904	-5.06
C <sub>60</sub>	0.297	-0.558	0.953	-4.705
C <sub>80</sub>	0.257	-0.033	0.966	-4.053
C <sub>240</sub>	0.139	-0.005	0.99	-4.155
C <sub>540</sub>	0.101	~0	0.99	-4.081

На основе полученных результатов разница между уровнями Ферми углеродных нанолуковиц была посчитана по формуле  $\Delta = \epsilon_{out} - \epsilon_{in}$  и показана в таблице 5.

Таблица 5.

Разница между уровнями Ферми для некоторых бислойных фуллеренов (согласно модели #2).

@	C20	C28	C32	C36	C60	C80	C240
C80	-0.936	-	-	-	-	-	-
C240	-0.56	0.921	0.916	0.905	0.55	0.375	-
C540	-0.486	0.995	0.99	0.979	0.624	0.449	0.074

Теперь можно посчитать энергетическую щель для бислойных фуллеренов как разницу между

НОМО и LUMO-уровнями. Процедура расчета показана на Рис. 2.



Рис. 2. Алгоритм вычисления энергетической щели бислойных фуллеренов как разницы между НОМО- и LUMO-уровнями.

Здесь символами F1, F2 обозначены  $\epsilon_{out}, \epsilon_{in}$  в формуле выше, которые обозначают соответствующие уровни Ферми. N1, L1, N2, L2 обозначают наивысшие занятые и наименьшие незаполненные молекулярные орбитали энергетических уровней внутренней и внешней оболочки, соответственно, N2a и L2a обозначают сдвиги уровней N2 и L2 на разницу между уровнями

Ферми  $\Delta$ . Тогда энергетическая щель может быть найдена по формуле:

$$E_{H-Lgap} = L_1 - H_{2a} = L_1 - (H_2 + \Delta) = L_1 - H_2 - \Delta. \quad (10)$$

Значения НОМО и LUMO энергетических уровней изолированных фуллеренов были посчитаны с помощью метода сильной связи с оригинальной параметризацией, соответствующие щели представлены в таблице 6.

Таблица 6.

Энергии (в эВ) НОМО и LUMO-уровней и соответствующие энергетические щели изолированных фуллеренов (полученные с помощью модели #1).

	C <sub>20</sub>	C <sub>28</sub>	C <sub>32</sub>	C <sub>36</sub>	C <sub>60</sub>	C <sub>240</sub>	C <sub>540</sub>
НОМО (H1)	-6.7	-7.19	-6.85	-7.02	-7.6	-7.13	-7.02
LUMO (L1)	-6.31	-7.02	-5.8	-6.92	-5.57	-5.88	-5.93
Энергетическая щель (Δ)	0.38	0.17	1.04	0.09	2.03	1.25	1.09

И тогда, используя данные из таблицы 6, мы получаем искомые энергетические щели для некоторых бислойных углеродных нанолуковиц (Таблица 7).

Таблица 7.

Энергетические щели некоторых углеродных нанолуковиц.

@	C <sub>20</sub>	C <sub>28</sub>	C <sub>32</sub>	C <sub>36</sub>	C <sub>60</sub>	C <sub>80</sub>	C <sub>240</sub>
C <sub>80</sub>	1.44	-	-	-	-	-	-
C <sub>240</sub>	1.38	-0.81	0.41	-0.7	-1.01	0.05	-
C <sub>540</sub>	1.01	-1.18	0.04	-1.07	-0.64	-0.32	-0.88

**Заключение.** В данной работе с помощью метода сильной связи с оригинальной параметризацией был найден список бислойные фуллеренов, которые могут получены в результате синтеза и являются термодинамически стабильными. Бислойные нанолуковицы с внешней оболочкой C<sub>540</sub> обладают большей энергией связи в сравнении с фуллереном C<sub>240</sub>, что говорит об их большей устойчивости к внешним факторам. Предложена новая методика для расчета энергетических щелей бислойных фуллеренов.

Энергетические щели для термодинамически стабильных углеродных нанолуковиц представлены в таблице 7. Некоторые значения имеют отрицательные значения – то говорит о том, что значение энергии LUMO-уровня внутреннего фуллерена меньше, чем значение НОМО-уровня внешнего. Полученная методика может быть использована для расчета энергетических щелей других вложенных друг в друга структур.

*Работа была выполнена при поддержке гранта VEGA 2/009/16.*

**Библиографический список**

1. Ugarte D. // Nature. 1992. V.359, P.707-709.
2. Mochalin V.N., Ho D., Shenderova O., Gogotsi Y. // Nat. Nanotech. 2012, Vol.7, P.11-23.
3. Alexandrou I., Wang H., Sano N., Amaratunga G. // J Chem. Phys. 2004. V.120, P.1055-1058.
4. Sano N., Wang H., Alexandrou I. et al. // J. Appl. Phys. 2002. V.92, P.2783-2788.
5. Choucair M., Stride J. A. // Carbon. 2012. V.50. P.1109-1115.
6. Portet C., Yushin G., Gogotsi Y. // Carbon. 2007. V.45. P.2511-2518.
7. Pech D., Brunet M., Durou H. et al // Nat. Nanotech. 2010. V.5, P.651-654.
8. Simon P., Gogotsi Y. // Philos. Trans. Roy. Soc. London Ser. A. 2010. V.368, P.3457-3467.
9. Wang Y., Yan F., Liu S.W. et al // J. Mater. Chem. A. 2013. V.1. P.5212-5216.
10. Wang Y., Han Z.J., Yu. S.F. et al. // Carbon. 2013. V.64. P.230-236.
11. Liu L., Das A., Megaridis C.M. // Carbon. 2014. V.69. P.1-16.
12. Zope R.R., Bhusal S., Basurto L. et al. // J. Chem. Phys. 2015. V.143. P.084306(6).
13. Choudhury S., Zeiger M., Massuti-Ballester P. et al. // Sust. En. Fuels. 2017. V.1. P.84-95.
14. Pudlak M. and Pincak R. // Phys. Rev. A. 2009. V.79. P.033202(5).
15. Lin Y.L., Nori F. // Phys. Rev. B. 1994. V.49. P.5020-5023.
16. Glukhova O.E., Kolesnikova A. S., Slepchenkov M. M., Shunaev V. V. // J. Comp. Chem. 2014. V.35. P.1270-1278.
17. Глухова О.Е., Дружинин А.А., Жбанов А.И., Резков А.Г. // Журнал структурной химии. 2005. Т. 46. № 3. С. 514-520.
18. Copley J.R.D., Neumann D.A., Cappelletti R. L. and Kamitakahara W. A. // J. Phys. Chem. Sol. 1992. V.53. P. 1353-1371.
19. Mastny E.A., de Pablo J.J. // J. Chem. Phys. 2007. V.127. P. 104504(8).
20. Глухова О.Е., Колесникова А.С., Савостьянов Г.В., Слеченков М.М. ПО "KVAZAR" – платформа для прогностического моделирования в области нано- и биомедицинских технологий. Саратов, 2015.

**THE NEW METHOD OF CALCULATING THE ENERGY SHELL OF BILAYERS FULLERENES**

<sup>1</sup>V.V. Shunaev, <sup>2,3</sup>R. Pincak, <sup>2,3</sup>J. Smotlacha

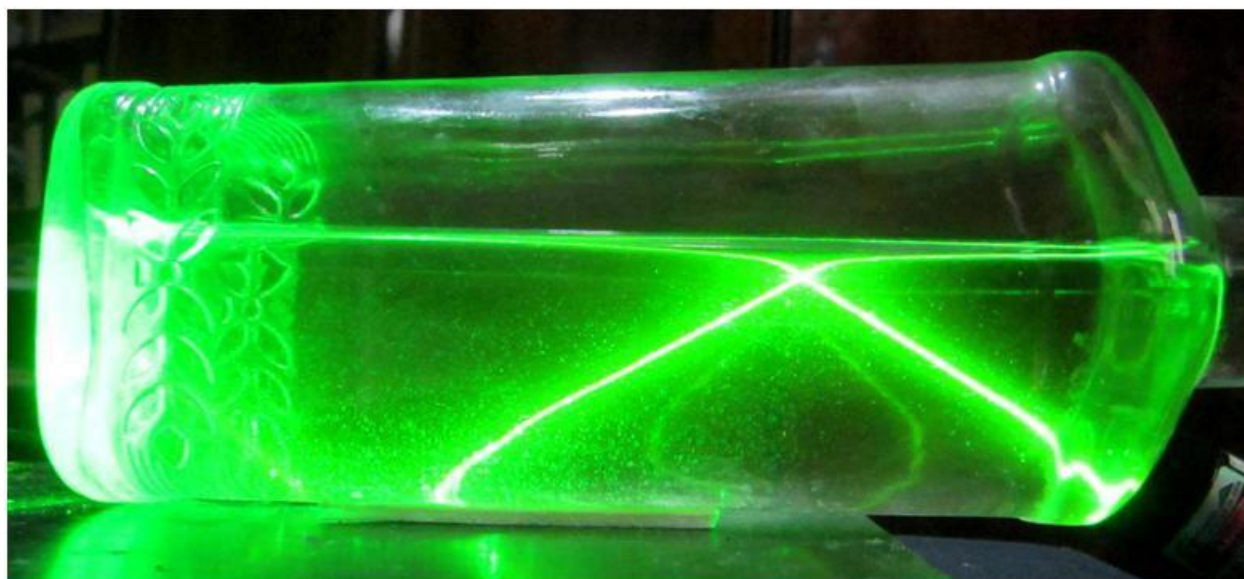
<sup>1</sup>Saratov State University

<sup>2</sup>Joint Institute for Nuclear Research, Dubna

<sup>3</sup>Slovak Academy of Sciences

On the basis of the tight binding method with the original parametrization geometric parameters as well as HOMO and LUMO levels of isolated fullerenes were found. Then, on the basis of the model of hybridization of atomic orbitals, energy gaps of carbon onions were calculated.

**Физическое образование**



Полное внутреннее отражение лазерного луча. Лекционная демонстрация М.А. Старшова

ОБСУЖДЕНИЕ ТЕОРИИ ДЕБАЯ-ГЮККЕЛЯ

И. Ю. Клугман

*Клугман Илья Юльевич, к. т. н.*

В статье анализируется теория Дебая – Гюккеля применительно к электролитам. Отмечаются очевидные ее недостатки. По ее формулам рассчитываются некоторые параметры модели, и показывается, что результаты этих расчетов не соответствуют реальным параметрам электролита. Анализируется формула Онзагера.

**Введение**

Теория Дебая – Гюккеля, опубликованная в 1923 г. [1], в наши дни в качестве общепризнанной содержится в большинстве учебников и в ряде монографий. Она противоречит физике одних процессов и игнорирует другие, весьма важные, происходящие в электролитах.

Ниже на примере водных электролитов типа 1-1, как наиболее простых, демонстрируется несостоятельность обсуждаемой теории.

**1. Общие замечания**

Многие авторы предваряют изложение теории Дебая-Гюккеля перечислением неточностей, ей свойственных. Назовем основные ее недостатки.

1-1. Одновалентные ионы отличаются друг от друга только радиусом и знаком заряда. В теории Дебая-Гюккеля ионы представлены в виде точечных зарядов соответствующего знака, без учета их радиуса, ибо согласно этой теории учет радиуса иона вносит незначительную погрешность в параметры модели. В действительности, все разнообразие различных характеристик электролитов определяется радиусами их ионов. В теории, где все ионы представлены в виде точечных зарядов, характеристики электролитов типа 1-1, не могут отличаться друг от друга.

1-2. Гидратация оказывает решающее влияние на параметры иона. Это подтверждается тем, что эквивалентная электропроводность  $\lambda$  у ионов с меньшим радиусом меньше, чем у ионов с большим радиусом, тогда как при отсутствии гидратации уменьшение радиуса вызывало бы увеличение  $\lambda$ . В обсуждаемой теории не учитывается явление гидратации.

1-3. По рассматриваемой теории центральный ион окружен ионной атмосферой радиуса  $r_A$ , содержащей анионы и катионы в виде сферического облака. За счет своего неравномерного расположения они нейтрализуют его поле. Утверждение авторов, что каждый ион может быть

одновременно центральным и любым ионом из его атмосферы противоречит предложенной авторами модели.

**2. Расчеты по формулам Дебая-Гюккеля**

Многие недостатки теории обнаруживаются при более детальных расчетах по формулам, предложенным ее авторами.

2-1. Количество ионов, из которых может состоять ионная атмосфера, зависит от концентрации. Рассматриваемая теория почему-то оперирует понятием  $k$ , обратным величине радиуса ионной атмосферы  $r_A$ . Однако более наглядными являются формулы, в которых используется радиус  $r_A$ , равный в см:

$$r_A = 1/k = \sqrt{1000 \epsilon \kappa T / 4\pi z^2 e^2 N_A c},$$

где  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость воды,  $\kappa$  - постоянная Больцмана,  $T$  - температура в градусах Кельвина,  $z$  - зарядное число,  $e$  - заряд электрона,  $N_A$  - число Авогадро,  $c$  - концентрация электролита в моль/л.

При температуре  $t=25^\circ\text{C}$  и диэлектрической проницаемости воды  $\epsilon=78.6$ , радиус ионной атмосферы в  $\text{Å}$  должен быть:

$$r_A = \frac{4.28}{\sqrt{c}}.$$

Следовательно, объем, занимаемый ионной атмосферой, в  $\text{Å}^3$

$$V_A = \frac{4\pi r_A^3}{3} = 328.4/c^{3/2}.$$

Авторы полагают, что среднее число ионов в ионной атмосфере  $\bar{n}$ , такое же, как в электролите. Поэтому средний объем, занимаемый одним ионом, в  $\text{Å}^3$

$$V_i = \frac{1}{\bar{n}} = \frac{1}{2N_A c} = 830.3/c.$$

Из этого следует, что число ионов в ионной атмосфере:

$$n_A = \frac{V_A}{V_i} = 0.396/c.$$

Таблица 1.

Зависимость радиуса ионной атмосферы  $r_A$  в  $\text{Å}$  и числа ионов в ней  $n_A$  от концентрации  $c$  в моль/л.

$c$	$10^{-2}$	$10^{-3}$	$10^{-4}$	$10^{-5}$	$10^{-6}$
$n_A$	3.96	12.9	39.6	125	396
$r_A$	42.8	139	428	1350	4280

Из Таблицы 1 видно, что с ростом концентрации радиус ионной атмосферы  $r_A$  и число ионов в ней  $n_A$  резко уменьшаются. При  $c = 0,001$  моль/л ионная атмосфера состоит всего из 13-ти ионов. Поэтому при больших концентрациях ионная атмосфера не может формироваться, но авторы не объясняют, как при этом происходит нейтрализация поля центрального иона.

2-2. Для иллюстрации малого влияния на центральный ион его радиуса авторы определяют, как изменяется его потенциал  $\varphi_a$  и энергия  $W_a$  при радиусе, равном  $a$ :

$$\varphi_a = \frac{ze}{\epsilon} \frac{1}{r_A} \frac{1}{1 + a/r_A}$$

$$W_a = \frac{z^2 e^2}{3\epsilon} \frac{1}{r_A} \left(1 - \frac{3a}{4r_A}\right).$$

Погрешности расчета иона с радиусом относительно точечного иона:

## ДИСКУССИЯ

$$\delta_\varphi = -\frac{a/r_A}{1+a/r_A}$$

$$\delta_w = -\frac{3a}{4r_A}$$

В Таблице 2 приведена относительная энергия центрального иона  $3W_a \varepsilon_a / z^2 e^2$ , а также

погрешности расчета  $\delta_\varphi$  и  $\delta_w$  в зависимости от концентрации, для самого большого одновалентного иона йода с  $r_i(J) = 2.16 \text{ \AA}$ .

Таблица 2

Зависимость относительной энергии центрального иона  $W_a 3\varepsilon_a / z^2 e^2$  и погрешностей расчета  $\delta_\varphi$  и  $\delta_w$  в %, от концентрации в моль/л.

c	0.01000	0.00100	0.00010	0.00001
$3W_a \varepsilon_a / z^2 e^2$	0.0233	0.00741	0.00233	0.000741
$\delta_w$	-4.8	-1.6	-0.48	-0.16
$\delta_\varphi$	-3.8	-1.2	-0.38	-0.12

Из Таблицы 2 следует, что погрешности расчета даже при максимально допустимой концентрации не превосходят единиц процента и резко уменьшаются с уменьшением концентрации. Поэтому можно считать, что для рассматриваемой модели использование точечных зарядов вполне легитимно. Из Таблицы 2 также следует, что энергия центрального иона резко уменьшается с уменьшением концентрации.

В следующем разделе оценим соотношение приведенных расчетных данных с реальными параметрами электролитов.

### 3. Сравнение параметров реальных электролитов с описываемыми теорией Дебая-Гюккеля

3-1. Милнер [2] впервые ввел термин «ионная атмосфера», рассматривая поведение свободных ионов в присутствии заряженной коллоидной частицы. Согласно его гипотезе, ионы должны группироваться вокруг коллоидной частицы, чтобы нейтрализовать её заряд, намного превосходящий заряд ионов. Неравномерную группировку ионов вокруг коллоидной частицы, он и назвал ионной атмосферой. Используя распределение Гиббса, Милнер получил приближенную формулу для расчета электрического потенциала ионной атмосферы. Его теория подтвердилась и позволила объяснить ряд характерных для коллоидов явлений, таких, как например, высаливание.

3-2. Дебай и Гюккель распространили гипотезу Милнера об ионной атмосфере на чистый электролит, полагая, что вокруг иона должна образоваться ионная атмосфера для нейтрализации его заряда. Они не учли, что коллоидная частица по величине и по заряду в сотни раз превосходит ион. Поэтому ее энергия позволяет собрать вокруг себя ионы, нейтрализующие её заряд. В рассматриваемом случае электролита типа 1-1 все ионы имеют один и тот же заряд по абсолютной величине, и нет никаких причин для группировки одних ионов вокруг других.

3-3. **Постулируя** наличие ионной атмосферы, Дебай и Гюккель выделяют некий катион, назвав его центральным, и с помощью уравнения Пуассона и распределения Больцмана определяют, как будут распределяться анионы и катионы для нейтрализации этого катиона.

3-4. Непонятно, почему авторы теории утверждают, что каждый ион является центральным в своей атмосфере и одновременно одним из ионов

атмосферы другого центрального иона. Это утверждение не совместимо с предложенной моделью электролита, в которой нейтрализация заряда центрального иона осуществляется за счет ионной атмосферы, где ионы неравномерно распределены, согласно формулам, выведенным авторами. Это утверждение ошибочно.

3-5. Давно известно, что теория Дебая – Гюккеля применима только при  $c \leq c_{max}$ . Это ограничение вызвано тем, что при определении плотности заряда  $\rho$  авторы действительную зависимость  $\rho = f(c)$  разложили в ряд и для упрощения математического аппарата ограничились только первым его членом. Такое математическое ограничение можно исправить учетом следующих членов разложения.

Ограничение, вытекающее из раздела 2-1, можно назвать физическим. Оно свидетельствует о том, что при больших концентрациях  $c \geq c_{max}$  нет условий для образования ионной атмосферы. Следует отметить, что физическое ограничение более жесткое. Но электролиты существуют и при больших концентрациях, следовательно, существуют другие виды нейтрализации зарядов иона. Действительно, согласно теории Френкеля [3], строение жидкости может быть названо «квазикристаллическим», поскольку оно обнаруживает некоторую степень ближнего порядка со строением соответствующих кристаллов. Гранцентрированная кубическая решетка, где анионы и катионы чередуются, отвечает всем требованиям, предъявляемым к электролитам, и позволяет ионам проявить индивидуальные особенности, включая гидратацию. Этот вид нейтрализации зарядов ионов значительно проще, обеспечивает однородность всех ионов и пригоден, как для малых, так и для больших концентраций. Поэтому, если электролит с большой концентрацией  $c \geq c_{max}$  разбавить до малой концентрации  $c \leq c_{max}$ , то его структура не будет изменяться на более сложную (содержащую ионную атмосферу). Это показывает нереальность модели Дебая – Гюккеля.

3-6. Индивидуальные свойства иона определяются электрическим полем в непосредственной близости от радиуса иона (порядка  $r_a + 5\text{ \AA}$ ). В этой зоне происходят также изменения параметров иона за счет гидратации. В модели Дебая-Гюккеля эту зону занимает ионная атмосфера, которая искажает поле центрального иона, препятствуя проявлению его индивидуальности. Это явление можно объяснить



также экранированием поля центрального иона ионной атмосферой. Очевидно, что с увеличением радиуса ионной атмосферы возрастает эффект экранирования. Поэтому авторы теории делают вывод, что величина радиуса мало влияет на значения  $\varphi_a$  и  $W_a$ , что позволяет им для упрощения оперировать точечными зарядами. В этом случае, как видно из Таблицы 2, только при концентрации, близкой к максимально допустимой, погрешности расчета ограничиваются несколькими процентами.

В действительности, энергия одиночного иона, согласно Борну [4], равна:

$$W_a = \frac{z^2 e^2}{2\epsilon} \frac{1}{r_i}$$

Радиусы одновалентных, одномолекулярных ионов изменяются от  $r_i(Li) = 0.60$  до  $r_i(J) = 2.16 \text{ \AA}$ . Это означает, что энергия ионов изменяется в  $W_i(Li)/W_i(J) = 2.16/0.60 = 3.6$  раз. В то время, как энергия центрального иона, при наличии ионной атмосферы, может изменяться при концентрации = 0.001 моль/л не более, чем на 1.6 %. Следовательно, если бы электролиты соответствовали модели Дебая-Гюккеля, то характеристики всех этих электролитов были бы одинаковы при бесконечном разбавлении и отличались бы всего на 1.6 % при  $c = 0.001$  моль/л.

3-7. Ионная атмосфера не только нивелирует индивидуальные характеристики центрального иона, но и снижает его энергию до уровня:

$$W_a = \frac{z^2 e^2}{3\epsilon} \frac{1}{r_A}$$

Следовательно, энергия иона не может быть больше, чем  $W_{amax} = z^2 e^2 / 3\epsilon \cdot 135$  при  $c = 0.001$  моль/л и близка к нулю при очень малых концентрациях. Как следует из формулы Борна, энергия самого иона намного больше максимально допустимой энергии центрального иона  $W_{amax}$ . Нетрудно посчитать, что даже энергия иона йода, равная  $W_i(J) = z^2 e^2 / 2\epsilon \cdot 2.16$  в 94 раз больше максимальной энергии центрального иона. Поэтому в электролите, соответствующем модели Дебая-Гюккеля, невозможна гидратация, ибо энергия центрального иона недостаточна, чтобы присоединить хотя бы одну молекулу воды к своей гидратной оболочке.

В заключение проанализируем, как с помощью модели Дебая – Гюккеля Онзагера удалось обосновать формулу, позволяющую определять эквивалентную электропроводность электролитов с приемлемой точностью.

#### 4. Анализ формулы Онзагера

Широкому распространению теории Дебая - Гюккеля способствовали опубликованные в 1926 и 1927 годах статьи Онзагера [5], полагавшего, что теория правильна, и его задача показать, как с ее помощью можно определять эквивалентную электропроводность электролита  $\lambda$ .

Исходная формула у Онзагера имеет вид:

$$\lambda_i = \frac{zeF}{300K_i} - \frac{\Phi_r F}{K_i} - \frac{\Phi_e F}{K_i}$$

где  $K_i = zeE/u_i$  – суммарный коэффициент трения при движении иона,  $F$  – число Фарадея,  $\Phi_r$  – тор-

можение, вызываемое эффектом релаксации,  $\Phi_e$  – торможение за счет электрофоретической силы.

Первый член этой формулы  $\lambda_{i\infty} = \frac{zeF}{300K_i} = u_{i\infty} F$  определяет скорость движения иона при бесконечном разбавлении  $u_{i\infty}$ . Известно, что  $\lambda$ , а, следовательно, и скорость иона с ростом концентрации уменьшаются. Онзагер объясняет это явление появлением двух сил торможения:  $\Phi_r$ -релаксационной и  $\Phi_e$  – электрофоретической.

Релаксационная сила  $\Phi_r$  вызвана тем, что центральный ион, смещаясь с центра ионной атмосферы, начинает формировать заново свою атмосферу с некоторым запозданием. В результате, центральный ион оказывается не в центре своей атмосферы, что вызывает его торможение. Эта сила согласно Онзагера равна:

$$\Phi_r = \frac{ze^3}{6\epsilon k T r_A} 0.586 E.$$

Электрофоретическая сила  $\Phi_e$  вызвана тем, что под действием электрического поля центральный ион перемещается в одну сторону, а ионная атмосфера, имеющая тот же заряд, но противоположного знака, - в другую, что тормозит движение центрального иона с силой:

$$\Phi_e = \frac{ze}{6\pi\eta r_A} K_i E.$$

Рассмотрим подробнее каждый из этих членов. В теории Дебая – Гюккеля не определяется степень влияния ионной атмосферы на скорость центрального иона. Но, основываясь на данных раздела 3, можно утверждать, что эта скорость будет гораздо ниже скорости свободного иона, даже с учетом гидратации, Однако Онзагер, уверенный в том, что рассматриваемая теория определяет поведение реального иона, в качестве первого члена принимает экспериментальное значение эквивалентной электропроводности при бесконечном разбавлении  $\lambda_{i\infty ex}$ . Этим он признает невозможность определения  $\lambda_{i\infty}$  теоретическим путем и ограничивает предлагаемую формулу лишь возможностью рассчитывать изменение эквивалентной электропроводности с концентрацией  $\lambda_i = f(c)$  в пределах  $\leq \max$ . Экспериментальное значение  $\lambda_{i\infty ex}$  соответствует, реальному значению  $\lambda_{i\infty}$ , отражающему индивидуальные свойства иона и гидратацию. Это значение  $\lambda_{i\infty ex}$  не учитывает экранирующую роль ионной атмосферы, и, следовательно, не соответствует теории Дебая – Гюккеля.

Согласно экспериментальным данным, индивидуальные свойства ионов влияют не только на величину  $\lambda_{i\infty}$ , но и на зависимость  $\lambda_i = f(c)$ . В формулах для  $\Phi_r$  и  $\Phi_e$  нет членов, отражающих эту связь. Только глубокая вера в непогрешимость Дебая может оправдать Онзагера, который ввел искусственно (но незаконно) такую связь, умножив и разделив значение  $\Phi_r$  на якобы одну и ту же величину  $\lambda_{i\infty}$ . В действительности,  $\Phi_r$  умножалось на  $\lambda_{i\infty}$ , а делилось на  $zeF/300K_i$ . В результате этих действий значение  $\Phi_r$  оказалось зависимым от индивидуальных свойств иона, т.е. пропорционально  $\lambda_{i\infty}$ :

$$\Phi_r = \frac{300e^2\lambda_{\infty ex}}{6\epsilon k T F r_A} 0.586 K_i E.$$

Хотя зависимость  $\lambda_i = f(c)$  сложнее, но, учитывая, что теория Дебая – Гюккеля пригодна при  $c \leq c_{max}$ , введенное приближение позволило не выйти за пределы допустимой точности.

Онзагер полагает, что ионная атмосфера под действием электрического поля должна двигаться в направлении, противоположном движению центрального иона, как единая жесткая система, обладающая зарядом  $-e$ . В действительности, преобладающий заряд  $-e$  относится ко всем ионам атмосферы  $n_A$ . Поэтому в среднем на долю каждого иона приходится  $-e/n_A$  заряда, что очень мало изменяет заряд самого иона. Анионы из ионной атмосферы должны двигаться в одну сторону, а катионы – в обратную. Следовательно, если при отсутствии электрического поля существовала бы ионная атмосфера, она разрушилась бы под действием поля. Если нет ионной атмосферы, то нет и сил торможения  $\Phi_r$  и  $\Phi_e$ . Сама формула  $\Phi_e$  вызывает сомнение. Закон движения ионной атмосферы рассматривается, как движение единого тела в соответствие с законом Стокса, который не применим даже для одиночного иона и тем более для движения  $n_A$  ионов, связанных между собой только Кулоновскими силами.

В действительности, с ростом концентрации появляется сила торможения за счет взаимодействия между анионами и катионами. Эту силу Онзагер в соответствие с теорией приписал взаимодействию центрального иона с его атмосферой. Поэтому формулу Онзагера можно рассматривать, как эмпирическую, внешняя форма которой подстроена под теорию Дебая.

Фуосс и Онзагер в 1957 г. [6] опубликовали «уточненную» формулу  $\lambda$ , в которой к основным трем членам формулы Онзагера добавляются еще 4 сложных члена, по мнению авторов уточняющие значения  $\Phi_r$  и  $\Phi_e$ . Фуосс и Хсия в 1967 и 1968 г. [7] опубликовали еще более точные формулы для определения  $\lambda$  на основе той же основной формулы Онзагера. Учитывая, что фактически  $\Phi_r$  и  $\Phi_e$  не существуют, все эти формулы следует рассматривать, как эмпирические, в которых за счет их усложнения улучшается точность, но к теории Дебая – Гюккеля они никакого отношения не имеют.

#### Заключение

Из изложенного выше можно сделать следующие выводы:

#### Библиографический список

1. Debye P., Hückel E., Physik. Z., 24, 183, (1923).
2. Milner S. R., Phil. Mag., 23, 551, (1912).
3. Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей. Т. 2, М., Сов. Энци., 1962, С. 142.
4. Born M. //Z. Phys., 1920, 1, 45.
5. Onsager L., Physik. Z., 27, 338, (1926), 28, 277, (1927).
6. Fuoss R. M., Onsager L., J. Phys. Chem., 61, 668, (1957).
7. Fuoss R. M., Hsia K. L., Proc. Nat. Acad. Sci., 57, 1550, (1967), 58, 1818, (1968).

#### THE DISCUSSION OF THE DEBYE-HÜCKEL LIMITING LAW

Klugman I. Yu.

The article analyzes the theory of Debye-Hückel in relation to electrolytes. Its obvious shortcomings are noted. According to its formulas some parameters of the model are calculated, and it is shown that the results of these calculations do not correspond to the real parameters of electrolyte. The Onsager formula is analyzed.

1. Главная ошибка теории Дебая – Гюккеля содержится в ее основе - предположении, что нейтрализация заряда иона происходит под действием ионной атмосферы.

2. Ограничение  $c \leq c_{max}$  рассматриваемой теории показывает, что ионная атмосфера не может формироваться при больших концентрациях  $c \geq c_{max}$ . Это свидетельствует о другой причине нейтрализации заряда иона.

3. В действительности, заряды нейтрализуются в более простой структуре электролита – квазикристаллической, где чередуются анионы и катионы. Если при больших концентрациях имеется простая структура, вряд ли при малых концентрациях она усложнится.

Эти аргументы достаточны для отказа от обсуждаемой теории, но, учитывая ее популярность, важно рассмотреть характеристики жидкости, состоящей из центральных ионов, окруженных ионными атмосферами:

1. Ионная атмосфера располагается в непосредственной близости и экранирует поле центрального иона, в результате чего он теряет свою индивидуальность, но при этом легализуется его замена точечным зарядом.

2. Все характеристики такого электролита типа 1-1 будут полностью идентичны при малых концентрациях, и только при  $c = c_{max}$  они могут различаться на несколько процентов. 3. За счет экранизации центрального иона, его энергия снижается настолько, что делает невозможной его гидратацию, от которой, как известно, зависят основные характеристики электролитов.

Следовательно, электролит, соответствующий модели Дебая – Гюккеля имеет характеристики, коренным образом отличающиеся от реальных характеристик электролитов.

Формулы Онзагера, Фуасса и Хсия основаны на экспериментальных значениях  $\lambda_{\infty ex}$ , противоречащих теории Дебая = Гюккеля. А определение сил торможения ионов производится по фиктивным функциям  $\Phi_r$  и  $\Phi_e$ . Поэтому эти формулы можно рассматривать, как эмпирические, внешняя форма которых напоминает модель Дебая – Гюккеля.

Разоблачение ошибочной теории, применительно к электролитам, позволило бы прекратить работы под эгидой этой теории и открыть дорогу новым теориям, основанным на реальных моделях электролитов.

## ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ОДНОВАЛЕНТНЫХ ЭЛЕКТРОЛИТОВ

И. Ю.Клугман

*Клугман Илья Юльевич, к. т. н.*

В своей гидратационной модели каждый ион характеризуется двумя параметрами: радиусом гидратированного иона и толщиной буферной зоны. В статье с помощью этих двух параметров и формулы Дебая, определяющей частотную зависимость диэлектрической проницаемости (ДП) воды от частоты, выводится формула, пригодная для расчёта ДП электролитов в пределе концентраций  $c = 0 \div 0.50$  моль/л, в диапазоне частот  $1.5 \div 23.7$  ГГц. Важной особенностью предлагаемой формулы является то, что в неё входят индивидуальные параметры каждого иона и концентрация электролитов.

**Введение**

Два параметра предложенной модели электролита, основанной на учёте изменений, происходящих с ионами при гидратациях, позволили получить расчётные формулы для эквивалентной электропроводности, коэффициента диффузии и вязкости электролитов. Этими исходными параметрами являются радиус гидратированного иона и ширина буферной зоны. Задача данной статьи, показать, что с помощью тех же параметров модели можно определить зависимость диэлектрической проницаемости (ДП) электролитов, для всех рассмотренных одновалентных ионов в пределах концентраций  $c = 0 \div 0.50$  моль/л, в диапазоне частот  $1.5 \div 23.7$  ГГц.

**1. Краткое описание гидратационной модели электролита**

Одновалентные ионы отличаются друг от друга знаком заряда и своим радиусом  $r_i$ , а, следовательно, величиной энергии, которой располагает каждый ион для создания электрического поля. Попадая в электролит, ион вступает во взаимодействие с дипольными молекулами воды. Этот процесс, называемый гидратацией, принято разделять на первичную, отражающую изменения, происходящие с самим ионом, и вторичную, вызванную процессами, происходящими между ионом и водной средой. Б. В. Дерягин [1] показал, что адсорбция в дисперсных средах сопровождается нарушением закона Архимеда при взаимодействии дисперсных частиц с водной средой. При гидратации в электролитах также происходит взаимодействие между молекулой воды и ионом. Следовательно, и при этом нарушается закон Архимеда.

Для упрощения изучения процесса гидратации и адсорбции в [2] был предложен специальный параметр, названный индикатором нарушения закона Архимеда  $K_{Aac}$ , являющийся суммой анионного и катионного индикаторов  $K_{Aac} = K_{Aa} + K_{Ac}$ . Значение  $K_{Aac}$  определяется известными параметрами электролита, непосредственно не связанными с гидратацией и абсорбцией (концентрацией  $c$ , плотностями воды  $d_o$  и электролита  $d_e$ , молярной массой соли  $M_2$ , объёмами аниона  $v_a$  и катиона  $v_c$ ).

Величина  $K_{Aac}$ , является ключом к разгадке процесса взаимодействия молекулы воды с ионом или с дисперсной частицей. Если  $K_{Aac} = 0$ , то в данном растворе нет взаимодействия дисперсных частиц или иона с водой и, следовательно, нет нарушения закона Архимеда. Величина  $K_{Aac}$  численно равна объёму, в пределах которого нарушается этот закон, что упрощает процесс определения параметров раствора после взаимодействия в нем иона с водой.

Объём молекулы воды равен  $v_w = 11.25 \text{ \AA}^3$  [3], при температуре  $25 \text{ }^\circ\text{C}$  плотность воды равна  $d_o = 0.997 \text{ г/см}^3$ , а молярная масса  $M_w = 18.015 \text{ г}$ . Следовательно, молекула воды занимает объём  $30.0 \text{ \AA}^3$ , т. е. почти в три раза больший её собственного объёма.

В электролитах при первичной гидратации  $h$  молекул воды в результате ионно-дипольного взаимодействия плотно пристаёт к иону, образуя гидратированный ион радиусом  $r_h$ . При переходе молекулы воды в гидратную оболочку её параметры сильно изменяются, в частности, плотность молекул возрастает до  $d_h = 1.4 \text{ г/см}^3$  [2], и каждая молекула воды в гидратной оболочке занимает объём  $v_h = 21.37 \text{ \AA}^3$ , что приводит к уменьшению объёма электролита.

При вторичной гидратации между гидратированным ионом и водной средой за счёт энергии иона образуется буферная зона толщиной  $b_{i2}$ , перемещающаяся вместе с ионом, чем вызывается локальное снижение вязкости электролита, пропорциональное толщине буферной зоны  $\eta_l = K_\eta b_{i2}$ . Появление буферной зоны вызывает увеличение объёма электролита. Поэтому у электролитов значение индикатора иона  $K_{Ai}$ , равно разности между увеличением объёма за счёт вторичной гидратации и уменьшением объёма за счёт первичной гидратации:  $K_{Ai}$  может быть как положительным, так и отрицательным.

Определение параметров модели следует начинать с изучения бесконечно разбавленного электролита, при отсутствии взаимного влияния между ионами. Знание объёма, занимаемого одной молекулой воды  $v_h$ , и их числа  $h$  позволяет определить радиус гидратированного иона  $r_h$ . По концентрации  $c$  и числу  $h$  можно определить,

## ДИСКУССИЯ

насколько уменьшится объём электролита, т. е. величину  $K_{Ai-}$ . Каждая молекула воды при переходе в гидратную оболочку уменьшает объём электролита на  $30.00 - 21.37 = 8.61 \text{ \AA}^3$ . В гидратной оболочке иона  $h_i$  молекул воды следовательно за счёт каждого иона объём электролита уменьшается на  $8.61h_i \text{ \AA}^3$ , что приводит к уменьшению объёма каждого литра электролита при концентрации  $c$  моль/л на  $8,6N_A h_i c \text{ \AA}^3$  или  $5,20h_i c \text{ dm}^3$  ( $N_A$  – число Авогадро). Толщина буферной зоны  $b_{i2}$  определяется, как её объём, равный  $K_{Ai+} = K_{Ai} + 5,20h_i c$ , обволакивающий гидратированный ион радиусом  $r_h$ .

Для перевода молекулы воды в гидратную оболочку необходимо затратить определенную энергию. Поэтому число гидратации  $h$  должно быть пропорционально энергии иона, определяемой формулой Борна [4]. При этом следует учитывать, что каждая молекула при переходе в гидратную оболочку добавляет своё поле к полю гидратированного иона. Уравнение Борна с добавлением к нему энергии гидратированных молекул воды позволяет определить число гидратации  $h$ .

Из приведенного следует, что гидратация коренным образом изменяет параметры иона, поэтому только с учетом этих изменений можно оценить влияние ионов на характеристики электролитов. В предлагаемой модели электролита каждый ион определяется двумя параметрами, характеризующими первичную и вторичную гидратации. Первичная гидратация характеризуется радиусом гидратированного иона  $r_h$ , а вторичная – толщиной буферной зоны  $b_{i2}$ .

Покажем на примере эквивалентной электропроводности электролитов при бесконечном разбавлении  $\lambda_{i\infty}$ , как, используя значения  $r_{ih}$  и  $b_{i2}$ , можно определить значения  $\lambda_{i\infty}$  для рассматриваемых ионов. В учебниках по электрохимии приводится теоретическая формула Стокса для определения  $\lambda_{i\infty}$  электролитов:

$$\lambda_{i\infty} = \frac{10^7 |z| F^2}{6\pi\eta_w r_i},$$

где  $F$  – число Фарадея,  $\eta_w$  – вязкость воды,  $r_i$  – радиус иона.

При  $t = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $\eta_w = 0.894 \text{ сП}$ , если  $r_i$  выражено в  $\text{\AA}$ , то

$$\lambda_{i\infty} = \frac{91.7}{r_i} \text{ ом}^{-1} \text{ моль}^{-1} \text{ см}^2.$$

Расчёты по этой формуле сильно расходятся с экспериментальными данными. Действительно, расчётное значение  $\lambda_{i\infty}$  иона натрия равно  $\lambda_{i\infty} = 102.2$  ( $r_i(\text{Na}) = 0.95 \text{ \AA}$ ), в то время как экспериментальное значение  $\lambda_{ex} = 50.1$ . Ошибка формулы Стокса заключается в том, что в ней не учтены изменения, вызванные гидратацией. Если

учесть, что перемещается гидратированный ион радиусом  $r_{ih}$  и возникает локальное снижение вязкости, равное  $\eta_l = K_\eta b_{i2}$  (согласно [2] коэффициент  $K_\eta$  для всех ионов равен  $K_\eta = 1.298$ ) то формула Стокса будет:

$$\lambda_{i\infty} = \frac{10^7 |z| F^2}{6\pi\eta_w r_{ih} K_\eta b_{i2}} = \frac{70.65}{r_h b_{i2}}.$$

Расчёты по этой формуле с данными  $r_{ih}$  и  $b_{i2}$ , приведенными в Таблице 1, позволяют определить значения  $\lambda_{i\infty}$  для всех приведенных в ней ионов со среднеквадратичной погрешностью  $\sigma = 2,7\%$ . В частности, расчётное значение для иона натрия равно  $\lambda_{i\infty} = 50.15$ . Следовательно, формула Стокса оказывается правильной при учёте гидратации.

Предлагаемая модель пригодна не только для случая бесконечного разбавления, но и до концентрации  $c \leq 0,5$  моль/л, пока электролит сохраняет свойство аддитивности. Для использования модели при  $c \leq 0,5$  необходимо выяснить, как изменяются значения  $r_{ih}$  и  $b_{i2}$  с концентрацией, учитывая взаиморасположение анионов и катионов.

Электролит является нейтральной однородной жидкостью, где все анионы и катионы идентичны и равномерно чередуются друг с другом. Каждый анион окружен отрицательным полем, а каждый катион – положительным, поэтому можно утверждать, что анионы отделены от катионов замкнутыми поверхностями с нулевым потенциалом. При кубической решётке расположения ионов, каждый ион будет находиться в центре кубической ячейки с максимальной энергией поля в её центре, и постепенно уменьшающейся до нуля на её границе. К каждой ячейке аниона примыкают шесть ячеек катионов, за счет чего ячейки заполняют весь объём электролита. Благодаря симметричному расположению катионов вокруг аниона и анионов вокруг катиона, в центре ячейки полностью отсутствует взаимное влияние соседних ионов. Но при смещении от центра ячейки, симметрия нарушается и появляется напряженность поля противоположного знака, которая растёт с удалением от центра ячейки, в то время как напряженность поля за счёт заряда иона уменьшается. На границе ячейки, напряженность поля от центрального иона равна напряженности поля от всех ионов противоположного знака, это приводит к образованию поверхности с нулевым потенциалом вокруг каждой ячейки. Следовательно, за счёт влияния соседних ионов напряженность поля, а также и его энергия уменьшаются.

Учёт этого факта при расчёте числа гидратации  $h$ , позволил определить, как изменяются параметры модели  $r_{ih}$  и  $b_{i2}$  с концентрацией в пределах  $c = 0 \div 0,5$  моль/л. В Таблице 1 приведены

параметры модели одновалентных ионов, с помощью которых можно определить зависимость

ДП электролитов из приведенных ионов от концентрации и частоты.

Таблица 1.

Зависимость параметров модели  $r_h$  и  $b_{i2}$  одновалентных ионов от концентрации  $c = 0 \div 0.50$  моль/л.

$c$	ион	$Na^+$	$K^+$	$Rb^+$	$Cs^+$	$F^-$	$Cl^-$	$Br^-$	$J^-$
0	$r_{ih}$ Å	3.692	3.028	2.838	2.660	3.442	2.809	2.634	2.433
	$b_{i2}$ Å	0.382	0.321	0.315	0.341	0.360	0.343	0.343	0.366
0.05	$r_{ih}$ Å	3.703	3.038	2.848	2.670	3.456	2.822	2.656	2.446
	$b_{i2}$ Å	0.384	0.323	0.318	0.343	0.362	0.344	0.344	0.367
0.10	$r_{ih}$ Å	3.713	3.048	2.858	2.681	3.469	2.836	2.670	2.459
	$b_{i2}$ Å	0.386	0.326	0.320	0.345	0.365	0.346	0.345	0.368
0.20	$r_{ih}$ Å	3.734	3.069	2.879	2.701	3.497	2.863	2.697	2.486
	$b_{i2}$ Å	0.391	0.331	0.325	0.349	0.370	0.349	0.348	0.369
0.30	$r_{ih}$ Å	3.755	3.091	2.900	2.725	3.525	2.891	2.725	2.513
	$b_{i2}$ Å	0.395	0.336	0.330	0.353	0.375	0.353	0.351	0.371
0.33	$r_{ih}$ Å	3.762	3.097	2.907	2.729	3.533	2.899	2.733	2.521
	$b_{i2}$ Å	0.397	0.338	0.332	0.356	0.377	0.354	0.352	0.372
0.50	$r_{ih}$ Å	3.797	3.134	2.943	2.765	3.582	2.948	2.781	2.568
	$b_{i2}$ Å	0.404	0.345	0.339	0.361	0.384	0.360	0.357	0.375

### 1. Диэлектрическая проницаемость электролитов

Электролит представляет собой сплошную среду с равномерно расположенными гидратированными ионами. Подобную структуру имеют и эмульсии, состоящие из сплошной среды со сферическими включениями. Это позволяет использовать формулу Вагнера [4], связывающую ДП эмульсии, в нашем случае электролита  $\varepsilon_{cal}$ , с её внешней средой, т. е. водой  $\varepsilon_w$ , и с внутренней средой  $\varepsilon_i$ :

$$\frac{\varepsilon_{cal} - \varepsilon_w}{\varepsilon_{cal} + 2\varepsilon_w} = \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_w}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_w} V_r,$$

где  $V_r$  - относительное объёмное содержание внутренней фазы, в рассматриваемом случае объём гидратированных ионов в литре электролита.

В первую очередь необходимо решить уравнение Вагнера относительно  $\varepsilon_{cal}$ :

$$\varepsilon_{cal} = \frac{\varepsilon_i + 2\varepsilon_w + (\varepsilon_w - \varepsilon_i)V_r}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_w - (\varepsilon_w - \varepsilon_i)V_r}.$$

Полученное выражение не удобно для расчётов. Его надо преобразовать так, чтобы явно видно было, как изменяется ДП воды  $\varepsilon_w$  за счёт влияния ДП внутренней фазы с её объёмом  $V_r$ :

$$\varepsilon_{cal} = \varepsilon_w \left[ 1 - \frac{3V_r}{2 + V_r + 3\varepsilon_i/(\varepsilon_w - \varepsilon_i)} \right] = \varepsilon_w(1 - A)$$

В этот вид формулы Вагнера следует подставить нужные значения  $\varepsilon_w$ ,  $\varepsilon_i$  и  $V_r$ . Чтобы учесть, как изменяется  $\varepsilon_{cal}$  с частотой  $\omega$ , можно воспользоваться формулой Дебая для воды:

$$\varepsilon_w = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau_w^2} - j \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\omega \tau_w}{1 + \omega^2 \tau_w^2} = \varepsilon' - j\varepsilon'' \quad (1)$$

где  $\varepsilon_0$  - ДП воды при нулевой частоте,  $\varepsilon_\infty$  - ДП воды при бесконечной частоте, т. е. при отсутствии

ориентационной поляризации,  $\tau_w$  - время релаксации молекулы воды.

Молекула воды в гидратной оболочке за счёт притяжения к иону не может поворачиваться под влиянием внешнего поля, поэтому у воды в гидратной оболочке отсутствует ориентационная поляризация, следовательно,  $\varepsilon_i = \varepsilon_\infty$ .

При расчётах ДП ион обычно заменяется проводящим шаром, в центре которого находится заряд (в рассматриваемом случае  $-e$  у анионов и  $+e$  у катионов). Следовательно, объём гидратной оболочки, т. е. диэлектрической среды будет иметь форму сферического пузырька, размещённого между радиусами  $r_i$  и  $r_{ih}$ , занятого молекулами воды с  $\varepsilon_i = \varepsilon_\infty$ . Если, концентрация электролита  $c$  выражается в моль/л, то относительный объём  $V_r$  будет равен объёму гидратной оболочки в  $dm^3$ , умноженному на число Авогадро  $N_A$  и концентрацию  $c$ :

$$V_r = \frac{4\pi}{3} (r_{ah}^3 - r_a^3 + r_{ch}^3 - r_c^3) N_A c = 0.00252c (r_{ah}^3 - r_a^3 + r_{ch}^3 - r_c^3).$$

$$V_r = \frac{4\pi}{3} (r_{ah}^3 - r_a^3 + r_{ch}^3 - r_c^3) N_A c = 0.00252c (r_{ah}^3 - r_a^3 + r_{ch}^3 - r_c^3)$$

Откуда ДП электролитов равно:

$$\varepsilon_{cal} = \left[ \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau_w^2} \right] (1 - A) - j \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\omega \tau_w}{1 + \omega^2 \tau_w^2} (1 - A) = \varepsilon'_{cal} - j\varepsilon''_{cal} \quad (2)$$

где

$$A = \frac{0.00758c (r_{ah}^3 - r_a^3 + r_{ch}^3 - r_c^3)}{2 + 0.00252c (r_{ah}^3 - r_a^3 + r_{ch}^3 - r_c^3) + 3\varepsilon_\infty \sqrt{1 + \omega^2 \tau_w^2} / (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)}$$

Между электролитами и эмульсиями имеется существенное различие: дисперсные частицы в

## ДИСКУССИЯ

эмульсиях нейтральны и поэтому в эмульсиях не возникает ток проводимости. В электролитах за счёт заряда иона возникает ток, величина которого определяется проводимостью  $\sigma$ . В стационарном положении, как отмечалось ранее, электролит состоит из чередующихся между собой кубических ячеек анионов и катионов, в центре которых находится сам ион. При возникновении внешнего электрического поля анионы и катионы смещаются из центров ячеек в противоположные стороны. После окончания переходного процесса, смещённые из центров анионы и катионы, перемещаются в противоположные стороны с постоянной скоростью. За счёт смещения анионов и катионов возникают пространственные диполи, а, следовательно, и дополнительная составляющая ДП, которую можно назвать кинематической  $\varepsilon_k$ , ибо она появляется только при движении ионов. Кроме того поток ионов, т. е. проводимость  $\sigma$ , вызывает диэлектрические потери, равные  $\varepsilon_\sigma'' = 4\pi\sigma/\omega$  [5].

Учитывая, что у кинематической составляющей ДП  $\varepsilon_k$  и у диэлектрических потерь  $\varepsilon_\sigma''$  должны быть и активные и мнимые составляющие, и что времена релаксации  $\tau$  у  $\varepsilon_k$  и  $\varepsilon_\sigma''$  равны, ибо образуются за счёт одних и тех же ионов, можно записать:

$$\varepsilon_\sigma = \frac{\varepsilon_k}{1 - j\omega\tau} - j \frac{4\pi\sigma}{\omega(1 - j\omega\tau)} = \frac{\varepsilon_k}{1 + \omega^2\tau^2} - j \frac{\varepsilon_k\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} - j \frac{4\pi\sigma}{\omega(1 + \omega^2\tau^2)} + \frac{4\pi\sigma\tau}{(1 + \omega^2\tau^2)}$$

Величина  $\varepsilon_k$  образуется за счёт проводимости, поэтому можно предположить, что  $\varepsilon_k = 4\pi\sigma\tau$ . Подставив значение  $\varepsilon_k$  в приведенную выше формулу, получим правильный результат:

$$\varepsilon_\sigma = \frac{8\pi\sigma\tau}{(1 + \omega^2\tau^2)} - j \frac{2\sigma}{f}$$

Второй член выше приведенного выражения является известной поправкой, которую нужно вычесть из экспериментально измеренного суммарного значения диэлектрических потерь  $\varepsilon_{\Sigma ex}''$ , чтобы определить диэлектрические потери самого электролита  $\varepsilon_e''$ :

$$\varepsilon_{ex}'' = \varepsilon_{\Sigma ex}'' - \frac{2\sigma}{f}$$

Для определения величины  $\varepsilon_k$  необходимо знать  $\tau$  - постоянную времени движения иона под действием электрического поля напряженностью  $E$ . Уравнение движения иона с зарядом  $e$  в поле с напряженностью  $E$  будет:

$$m\ddot{x} + f_s\dot{x} = eE,$$

где  $f_s$  - коэффициент трения, равный согласно Стоксу  $6\pi\eta r_i$ .

С учётом изменений, произошедших с ионом при гидратации  $f_s = 6\pi\eta_w r_{ih} K_\eta b_{i2}$ :

$$m\ddot{x} + 6\pi\eta_w r_{ih} K_\eta b_{i2} \dot{x} = eE.$$

Постоянная времени  $\tau$  равна:

$$\tau = m/f_s = m/6\pi\eta_w r_{ih} K_\eta b_{i2}.$$

Масса гидратированного иона является суммой массы самого иона  $M_i/N_A$  и масс молекул воды  $M_w/N_A$ , помноженных на число гидратации  $h_i$ , поэтому:

$$\tau = \frac{(M_i + M_w h_i)}{6\pi N_A \eta_w r_{ih} K_\eta b_{i2}}.$$

При  $t = 25^\circ\text{C}$ ,  $\eta_w = 0.894$  сП,  $M_w = 18,015$  г, а  $K_\eta = 1,298$ , если  $r_{ih}$  выражено в  $\text{Å}$ , то:

$$\tau = \frac{(M_i + 18,015 h_i)}{1.317 \cdot 10^{15} r_{ih} b_{i2}}.$$

Расчёты показывают, что из рассматриваемых ионов максимальное значение  $\tau$ , равное  $1,1 \cdot 10^{-13}$  с, будет у иона натрия, у которого  $r_{ih} = 3,69 \text{ Å}$  и  $b_{i2} = 0,382 \text{ Å}$ . С ростом концентрации  $\tau$  уменьшается, ибо появляется, как было сказано ранее, еще одна тормозящая сила. При таком малом значении  $\tau$  величина  $\varepsilon_k = 8\pi\sigma\tau = 8\pi\sigma\lambda_i\tau \ll 1$ , имеет настолько малое значение, что им можно пренебречь, и окончательная формула для расчёта электролитов будет с учётом наличия проводимости:

$$\varepsilon_{e\Sigma} = \left[ \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau_w^2} \right] (1 - A) - j \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\omega\tau_w}{1 + \omega^2\tau_w^2} (1 - A) - \frac{2\sigma}{f} \quad (3)$$

Далее, пользуясь опубликованными в литературе экспериментальными данными, можно оценить, насколько полученная формула соответствует результатам экспериментов.

### 2. Оценка точности предлагаемой формулы

Полученная формула для расчёта  $\varepsilon_{cal}$  основана на зависимости ДП воды от частоты  $\varepsilon_w = f(\omega)$ , предложенной Дебаем (1). Для расчётов по этой формуле необходимо знать три параметра воды: ДП воды при нулевой  $\varepsilon_0$  и бесконечной  $\varepsilon_\infty$  частотах, и время релаксации молекул воды  $\tau_w$ , которые входят непосредственно в формулу расчёта ДП электролита (3).

В литературе многократно фигурируют эти три параметра, но со значительным разбросом их значений, при одной и той же температуре. В 34 источниках литературы приводятся 16 различных значений  $\varepsilon_0$  в пределах  $\varepsilon_0 = 78.15 \div 78.60$  при  $t = 25^\circ\text{C}$ . Среднее значение  $\varepsilon_0$  по данным этих 34 источников равно  $\varepsilon_0 = 78.44$ . Значение  $\varepsilon_\infty$  встречается в литературе реже, чем  $\varepsilon_0$ . В 19 источниках были приведены 6 различных значений  $\varepsilon_\infty$  в пределах  $\varepsilon_\infty = 1.85 \div 5.50$ , причем после значения 1.85 следует 4.90, что заставляет предположить, что значение  $\varepsilon_\infty = 1.85$  вызвано ошибкой измерения. Большинство авторов приводят значение  $\varepsilon_\infty = 5.20$ . Согласно 18 литературным источникам, величина  $\tau_w$  у разных экспериментаторов варьирует в пределах  $\tau_w = 8.20 \div 9.53 \cdot 10^{-12}$  сек. Однако, из 18 публикаций только в трех значение  $\tau_w = 9.30 \div 9.58 \cdot 10^{-12}$  сек, в остальных  $\tau_w = 8.20 \div 8.80 \cdot 10^{-12}$  сек. Можно считать, что правильное значение близко к среднему большинству публикаций  $\tau_w = 8.38 \cdot 10^{-12}$  сек.

Для оценки погрешности при выборе трех основных параметров использованы 24 публикации, где определялась ДП воды, т. е. значения  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$  при  $t = 25^\circ\text{C}$  в пределах  $f = 1.3 \div 23.7$  ГГц. Эти экспериментальные данные сравнивались с расчётными при нескольких значениях  $\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_\infty$ ,  $\tau_w$  и частотах  $f = 1.3 \div 23.7$  ГГц. Правильность расчётной формулы по сравнению с экспери-

ментальными данными можно оценить среднеквадратичной погрешностью  $\sigma = \sqrt{\sum_1^n \delta^2 / (n - 1)}$  и максимальной погрешностью  $\delta_{max}$ . При 6 комбинациях  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_\infty$ , и  $\tau_w$  были определены расчётные значения  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  по формуле (1) для 24 частот, приведенных в публикациях. Расчёты показали, что по 22 публикациям погрешности расчёта для  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$

не превышают  $\delta < 5 \%$ , тогда как по остальным двум публикациям  $\delta > 20 \%$ . Учитывая, что частоты измерения в последних двух публикациях не крайние, можно исключить эти данные из рассмотрения. Результаты расчёта погрешностей по оставшимся 22 публикациям для 6 комбинаций  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_\infty$ , и  $\tau_w$  приведены в Таблице 2.

Таблица 2.

Зависимость среднеквадратичной  $\sigma_{w\epsilon}$  и максимальной  $\delta_{w\epsilon max}$  погрешностей расчёта от параметров электролита  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_\infty$ , и  $\tau$ .

Параметры воды			Погрешность $\epsilon'$ в %			Погрешность $\epsilon''$ в %		
$\epsilon_0$	$\epsilon_\infty$	$\tau \cdot 10^{11}$	$\sigma_{w\epsilon'}$	$\delta_{w\epsilon' max-}$	$\delta_{w\epsilon' max+}$	$\sigma_{w\epsilon''}$	$\delta_{w\epsilon'' max-}$	$\delta_{w\epsilon'' max+}$
78.44	5.20	8.40	0.83	-1.25	3.00	1.97	-4.71	3.69
78.46	5.20	8.40	0.84	-1.27	2.97	1.97	-4.72	3.67
78.46	5.21	8.40	0.84	-1.26	2.99	1.96	-4.72	3.67
78.46	5.21	8.38	0.95	-1.05	3.62	1.96	-5.04	3.08
78.44	5.20	8.38	0.81	-1.33	2.75	1.94	-4.58	3.92
78.44	5.19	8.40	0.84	-1.28	3.39	1.97	-4.72	3.67

Из данных Таблицы 2 следует, что погрешности расчёта для всех 6 комбинаций изменяются незначительно. Этим фактом можно объяснить, почему разные авторы рекомендуют разные комбинации  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_\infty$ , и  $\tau$ . Из Таблицы 2 также видно, что активная составляющая ДП  $\epsilon'$  нам известна с большей точностью, чем диэлектрические потери  $\epsilon''$ . Если полагать, что оптимальная комбинация  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_\infty$ , и  $\tau$ , должна обеспечивать минимум среднеквадратичной погрешности, то следует рекомендовать для расчёта ДП электролитов:  $\epsilon_0 = 78.44$ ,  $\epsilon_\infty = 5.20$  и  $\tau = 8.38 \cdot 10^{-11}$  сек. При этом и максимальная погрешность минимальна  $\delta_{w\epsilon'' max} = 4.58 \%$ .

Приведенные в статье параметры позволяют определить расчётное значение ДП электролита  $\epsilon_{cal}$  (3). Для проверки правильности этой формулы необходимо сравнить расчётные значения  $\epsilon_{cal}$  с экспериментальными значениями  $\epsilon_{ex}$ , опубликованными в литературе. В подавляющем большинстве публикаций значение ДП электролита приводится с вычетом диэлектрических потерь за счёт проводимости  $\sigma$ . Поэтому величину  $\epsilon_{cal}$  следует определять по формуле (2) с помощью значений  $r_i$  и  $r_{ih}$ , приведенных в Таблице 1, а ДП воды определять по параметрам  $\epsilon_0 = 78.44$ ,  $\epsilon_\infty = 5.20$  и  $\tau = 8.38 \cdot 10^{-12}$  сек.

Для сравнения с экспериментальными данными использованы 8 работ [6], [7], [8], [9], [10], [11], [12] и [13], в которых приводятся данные 8 электролитов:  $NaF, NaCl, Na, Br, NaJ, KF, KCl, RbCl$  и  $CsCl$ , охватывающих все рассматриваемые анионы и катионы. Эти работы содержат 54 различных

значения  $\epsilon_{ex}$  при концентрациях  $= 0.05 \div 0.50$  моль/л, в диапазоне частот  $f = 1.55 \div 23.76$  ГГц.. Наибольшее количество измерений  $\epsilon_{ex}$  приходится на электролиты  $NaCl$  и  $KCl$ . На остальные электролиты приходится значительно меньше измерений, но не менее трёх при низкой, средней и высокой частотах.

Погрешности измерения активной составляющей ДП  $\delta_{\epsilon' ex}$  на всех 54 точках меньше 3 %, в то время как погрешность измерения диэлектрических потерь  $\delta_{\epsilon'' ex}$  в 5 точках больше 20 %, хотя в остальных 49 точках  $\delta_{\epsilon'' ex} < 10 \%$  при среднеквадратичной погрешности  $\sigma_{\epsilon''} < 4 \%$ . Это позволило предположить, что упомянутые 5 точек являются промахами измерения и удалить их из рассмотрения. Поэтому последующие выводы основаны на 54 точках  $\epsilon'_{ex}$  и 49 точках  $\epsilon''_{ex}$ . По этим точкам были подсчитаны относительные разности между расчётным значением  $\epsilon'_{cal}$  и экспериментальным  $\epsilon'_{ex}$  по активной составляющей ДП электролита  $\delta_{\epsilon' ex}$  и по диэлектрическим потерям  $\delta_{\epsilon'' ex}$ .

Точность измерений лучше всего характеризуется среднеквадратичной  $\sigma = \sqrt{\sum_n \delta_i / (n - 1)}$  и максимальной погрешностями  $\delta_{max}$ , поэтому были определены среднеквадратичные погрешности активной составляющей ДП  $\sigma_{\epsilon' ex}$ , и диэлектрических потерь  $\sigma_{\epsilon'' ex}$ , и максимальные  $\delta_{\epsilon' ex max}$   $\delta_{\epsilon'' ex max}$  для каждого электролита.

В Таблице 3 приводится пример определения  $\delta_{\epsilon' ex}$  и  $\delta_{\epsilon'' ex}$ .

Сравнение расчётных и экспериментальных данных ДП электролита *KCl*.

моль/л	$f$ ГГц	$\varepsilon'_{cal}$	$\varepsilon'_{ex}$	$\delta_{\varepsilon'_{ex}} \%$	$\varepsilon''_{cal}$	$\varepsilon''_{ex}$	$\delta_{\varepsilon''_{ex}} \%$	Лит.
0,05	1.500	77.46	77.02	0.57	5.70	6.08	-6.18	6
0,10	1.500	76.93	76.38	0.71	5.66	6.22	-8,97	6
0,30	1.500	74.65	73.70	1.28	5.48	5.53	-0.87	6
0,05	3.000	76.14	75.65	0.65	11.20	11.44	-1,75	6
0,10	3.000	75.62	74.70	1.23	11,12	11.37	-2.22	6
0,20	3.000	74.53	73.90	0.85	10.95	11.30	-3.14	7
0,30	3.000	73.38	72.69	0.95	10.76	10.22	5.32	6
0,50	3.000	70.93	70.30	0,90	10.38	10.50	-1.16	8
0,50	8.333	61.71	61.42	0.46	24.78	24.00	3.25	9
0,05	9.400	63.62	63.30	0.50	28.90	27.20	6.24	10
0,50	9.400	59.33	60.30	-1,61	26.78	25.30	5.83	10
0,50	10.000	57.96	58.42	-0.79	27.77	27.10	2,46	9
0,50	12.000	53.36	54.35	-1.82	30.42	29.70	2.41	9
0,50	23.734	31.52	33.50	-5.92	32.52	32.5	1.14	11

$$\sigma_{\varepsilon'_{ex}} = 1.94, \delta_{\varepsilon'_{exmax}} = -5.92 \% \quad \sigma_{\varepsilon''_{ex}} = 4.50, \delta_{\varepsilon''_{exmax}} = 6.24 \%$$

Для сокращения объёма таблиц с учётом, что среднеквадратичная погрешность  $\sigma$  совместно с максимальной  $\delta_{max}$  достаточно хорошо характеризуют точность измерений и расчётов, в Таблице 4 приведены значения  $\sigma_{\varepsilon'_{ex}}$  и  $\delta_{\varepsilon'_{exmax}}$

активной составляющей ДП и  $\sigma_{\varepsilon''_{ex}}$  и  $\delta_{\varepsilon''_{exmax}}$  диэлектрических потерь для каждого рассмотренного электролита, а также число точек, на базе которых получены эти данные.

Таблица 4

Значения  $\sigma_{\varepsilon'_{ex}}$  и  $\delta_{\varepsilon'_{exmax}}$  активной составляющей ДП и  $\sigma_{\varepsilon''_{ex}}$  и  $\delta_{\varepsilon''_{exmax}}$  диэлектрических потерь электролитов, а также число точек  $n$  на базе которых получены эти данные.

Электролит	NaF	NaCl	NaBr	NaI	KF	KCl	RbCl	CsCl	Суммарная
$\sigma_{\varepsilon'_{ex}}$	5,82	3,33	3,71	3,51	3,50	1,94	2,02	1,33	2,98
$\delta_{\varepsilon'_{exmax}}$	-8.01	-6.37	-6.07	-6.01	-5.53	-5.92	-4.37	2.13	-8.01
$n$	5	17	3	3	3	14	6	3	54
$\sigma_{\varepsilon''_{ex}}$	3.52	3,34	3.06	4.40	2,46	4,50	4.37	4.01	3.78
$\delta_{\varepsilon''_{exmax}}$	-3.80	9.25	4.27	7.17	-3.77	-8.97	4.71	4.18	9.25
$n$	3	15	3	3	3	14	5	3	49

Относительная разница между  $\varepsilon_{cal}$  и  $\varepsilon_{ex}$ , т.е.  $\delta_{\varepsilon_{ex}}$ , приведенная в Таблице 4, фактически является суммой двух погрешностей: погрешности формулы (2)  $\delta_{\varepsilon_{cal}}$ , и погрешности измерения ДП самого электролита  $\varepsilon_{\varepsilon}$  то есть  $\delta_{\varepsilon_{\varepsilon}}$ . Чтобы определить реальное значение среднеквадратичной погрешности  $\sigma_{\varepsilon_{calr}}$  и максимальной  $\delta_{\varepsilon_{calmax}}$  погрешности расчёта по предлагаемой формуле, необходимо знать среднеквадратичную  $\sigma_{\varepsilon_{\varepsilon}}$  и максимальную  $\delta_{\varepsilon_{\varepsilon max}}$  погрешности измерений ДП электролита. Эти данные для электролитов отсутствуют, ибо точные значения ДП электролитов не известны, но имеются данные для дистиллированной воды  $\sigma_{w_{\varepsilon}}$  и  $\delta_{w_{\varepsilon max}}$ .

Известно, что наличие сквозной проводимости затрудняет измерение ДП и увеличивает погрешность измерения, поэтому погрешность измерения ДП электролитов должна быть больше, чем погрешности измерения ДП дистиллированной

воды, приведенные в Таблице 2. Следовательно, можно утверждать, что  $\sigma_{w_{\varepsilon}} < \sigma_{\varepsilon_{\varepsilon}}$ , но для того, чтобы оценить хотя бы приближенно значение  $\sigma_{\varepsilon_{calr}}$ , заменим  $\sigma_{\varepsilon_{\varepsilon}}$  на  $\sigma_{w_{\varepsilon}}$ , учитывая при этом, что полученные значения  $\sigma_{\varepsilon_{calr}}$  и  $\delta_{\varepsilon_{calmax}}$  несколько больше их реальных значений. Нетрудно убедиться, что

$$\sigma_{\varepsilon_{calr}} = \sqrt{\sigma_{\varepsilon_{\varepsilon}}^2 (2n - 1) / (2n - 2) - \sigma_{w_{\varepsilon}}^2}. \quad (5)$$

Значения  $\sigma_{\varepsilon}$  и  $\delta_{\varepsilon_{max}}$  у большинства распределений линейно связаны друг с другом и, если изменяется  $\sigma_{\varepsilon}$ , пропорционально с ним изменяется и  $\delta_{\varepsilon_{max}}$ . Следовательно:

$$\delta_{\varepsilon_{calmaxr}} = \delta_{\varepsilon_{max}} \sigma_{\varepsilon_{calr}} / \sigma_{\varepsilon_{\varepsilon}} \quad (6)$$

По формулам (5) и (6), были определены значения  $\sigma_{\varepsilon_{calr}}$  и  $\delta_{\varepsilon_{calmaxr}}$ . Эти данные приведены в Таблице 5, там же приведены параметры на основании которых проводились расчёты.



Таблица 5

Суммарные погрешности предлагаемой формулы  $\sigma_{ex}$  и  $\delta_{exmax}$ , погрешности измерения ДП воды  $\sigma_{wex}$  и  $\delta_{ewmax}$  и реальные погрешности предлагаемой формулы  $\sigma_{calr}$  и  $\delta_{calmaxr}$ .

ПараметрА	$\varepsilon'_{ex}$	$\varepsilon''_{ex}$	$\varepsilon'_{wex}$	$\varepsilon''_{wex}$	$\varepsilon'_{calr}$	$\varepsilon''_{calr}$
$\sigma_A$ %	2.98	3.78	0.81	1.94	2.85	3.22
$\delta_{Amax}$ %	8.01	9.25	2.75	4,58	7,74	7.88

Полученные погрешности расчёта по предлагаемой формуле вполне приемлемы, ибо состоят из погрешности самой воды, которая занимает большую часть объёма электролита, погрешности принятого значения радиуса иона, величина которого, по данным разных авторов имеют разные значения. Предлагаемая формула не учитывает воздействие вторичной гидратации на ДП электролита, вследствие чего в формулу  $\varepsilon_{cal}$  не входит второй параметр модели  $b_{iz}$ . Учёт влияния буферной зоны очень сильно усложнил бы формулу  $\varepsilon_{cal}$ , но очень мало повлиял бы на её величину. Действительно, эта зона толщиной  $b_{iz} < 0.4 \text{ \AA}$  с ДП  $\varepsilon = 1$  очень мало может повлиять на ДП непрерывной среды, т. е. воды у которой  $\varepsilon \sim 80$ . Грубые расчёты показывают, что учёт буферной зоны уменьшил бы значение  $\varepsilon_{cal}$  на 1 %.

Главное преимущество предлагаемой формулы в том, что она позволяет рассчитывать ДП электролитов из всех восьми одновалентных ионов, при концентрациях  $c = 0 \div 0.50$  моль/л в диапазоне частот  $f = 1.5 \div 23.7$  ГГц, используя только физические параметры воды и гидратированных ионов без привлечения каких-либо эмпирических коэффициентов.

### 3. Заключение

Для проверки правильности измерения ДП электролитов подавляющее большинство авторов сравнивает результаты своих измерений с контрольным выражением:

$$\varepsilon_c = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau_s^2} - j \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) \omega \tau_s}{1 + \omega^2 \tau_s^2} =$$

$$= \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{1 + (\lambda_s / \lambda)^2} - j \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) (\lambda_s / \lambda)}{1 + (\lambda_s / \lambda)^2}$$

где  $\lambda_s = 2\pi c \tau_s$  – «sprungwellenlänge»,  $c$  – скорость света

Значение  $\tau_s$  или  $\lambda_s$  они определяют из данных своих же измерений, что обеспечивает минимально возможное расхождение их с  $\varepsilon_c$ .

Эта формула отражает гипотезу, что все изменения в электролитах можно учесть путем подбора величины  $\tau_s$ . В действительности, в большей части объёма электролита находится вода, ДП которой соответствует вышеприведенной формуле с неизменным временем релаксации, равным  $\tau_w$ . Остальной объем занят ионами с гидратными оболочками, в которых ДП равно  $\varepsilon_\infty = 5.2$ . Следовательно, частотная характеристика электролита должна отличаться от контрольной  $\varepsilon_c$  тем больше, чем выше концентрация электролита. ДП реальной характеристики снижается с ростом концентрации. Уменьшая  $\tau_s < \tau_w$ , можно достичь только более или менее близкого результата, потому что частотная характеристика ДП электролита  $\varepsilon_e$  не

совпадает с частотной характеристикой ДП контрольного выражения  $\varepsilon_e = f(\omega) \neq \varepsilon_c = f(\omega)$ . Если можно было бы записать реальную зависимость  $\varepsilon_e = f(\omega)$  и сравнить её с  $\varepsilon_c = f(\omega)$ , можно было бы оценить, насколько контрольная зависимость отличается от реальной, но такой возможности нет.

Данные измерений соответствуют реальным значениям ДП электролитов. С помощью подбора  $\tau_s$  можно добиться максимального сближения реальных значений с контрольными, что создаст ложное впечатление обоснованности формулы  $\varepsilon_c$ . Это усугубляется тем, что действительные значения ДП эмульсии нам неизвестны.

Косвенным доказательством того, что частотные характеристики ДП электролита и  $\varepsilon_c = f(\omega)$  не связаны друг с другом физическим законом, а просто незначительно различаются между собой, может служить тот факт, что величина  $\tau_s$ , единственная переменная в уравнении  $\varepsilon_c$ , никак не связана с характеристикой электролита. Действительно, согласно [79] и [78] при  $c = 0.50$  моль/л у электролитов  $NaCl, NaBr$  и  $RCl$  одинаковое значение  $\tau_s = 8.17 \cdot 10^{-12}$  сек, но ДП этих электролитов значительно отличаются друг от друга. Известно также, что ДП электролитов снижается с ростом концентрации, в то время как у электролита  $NaCl$  согласно [82] при  $c = 0.125$  моль/л, а  $\tau_s = 8,06 \cdot 10^{-12}$  сек, согласно же [88] при  $c = 0.33$  моль/л, а  $\tau_s = 7,90 \cdot 10^{-12}$  сек в то время как, согласно [79], при  $c = 0.50$  моль/л, а  $\tau_s = 8,17 \cdot 10^{-12}$  сек, т. е. значение  $\tau_s$  не подчиняется этому закону.

Из выше изложенного следует, что зависимость  $\varepsilon_c = f(\omega)$  является эмпирической, ничем не связанной с ДП электролитов, но имеющей частотную характеристику, близкую к частотной характеристике ДП электролитов. Недостаток этой зависимости ещё в том, что главный параметр этого уравнения  $\tau_s$  определяется по данным произведенных измерений, направленных на получение минимальной погрешности. Это значит, что  $\tau_s$  изменяется с погрешностью измерения. Следует отметить также, что погрешности измерения относительно  $\varepsilon_c = f(\omega)$  должны отличаться от действительных погрешностей, но неизвестно насколько, потому что неизвестно точное значение ДП электролитов.

Предлагаемая формула для расчёта ДП электролитов отличается от ранее опубликованных тем, что она основана на учёте взаимодействия ионов с водной средой, т. е. с процессом гидратации. Этот учёт позволил выделить два основных параметра, определяющих индивидуальные свойства каждого иона: радиус

## ДИСКУССИЯ

гидратированного иона и толщину буферной зоны. Они легли в основу гидратационной модели электролита. Первый из этих параметров - радиус гидратной оболочки иона - позволил определить относительный объём электролита, в котором ДП отличается от ДП воды. В гидратной оболочке молекулы воды за счёт притяжения к иону теряют ориентационную поляризацию, и ДП молекул воды в гидратной оболочке  $\epsilon_{\infty} = 5.2$ , что значительно отличается от ДП воды. (Влияние толщины буферной зоны на ДП электролита не учитывалось в виду его малости). С помощью формулы Вагнера определяется выражение для расчёта ДП электролита. В электролите, даже при его концентрации до 0.50 моль/л, объём ионов занимает

не более 10 %. Поэтому в формуле для расчёта ДП электролита основная часть отражает ДП самой воды, в соответствии с формулой Дебая. В предлагаемой формуле учитываются объём, занимаемый водой, и объём, занимаемый ионами, в зависимости от индивидуальности ионов и концентрации электролита, поэтому она пригодна для всех водных электролитов, состоящих из рассматриваемых анионов и катионов.

Из сказанного видно, что в данной статье, впервые обосновывается формула для расчёта ДП электролита с учётом взаимодействия ионов с окружающей их водой. на базе гидратационной модели электролита.

### Библиографический список

1. Дерягин Б. В. // Коллоид. Жур.1994, №56, стр. 45-46.
2. Кругман И. Ю. // Вопросы прикладной физики. 2017, №24, стр. 62-66
3. Bernal J. D., Fowler R. H. // J. Chem. Phys. 1933, № 1, p. 515-548.
4. Wagner K. W. // Arch. Electrotechnik. 1914, № 2, p. 271-277.
5. Фрелих Г. Теория диэлектриков. Изд. Иностранной Литературы, М.,1960, стр. 205.
6. Weiss E., Gerdes E., Hoffmann H. J. // Z. Phys. Chem. 1965, № 228 p.51-65.
7. Kraeft W. D.,Gerdes E. Hoffmann H. J // Z. Phys. Chem. 1965, № 228 p. 331-340.
8. Hasted J. B. Riston D. M. Collie C. H. // J. Chem. Phys. 1948, № 16, p. 1-20
9. Barthel J., Schmithals F., Behret H. // Z. Phys.Chem. 1970, № 71, p. 115-130.
10. Ястремский П. С. // Ж. Структурной Химии. 1961, № 2, стр. 268-278.
11. Haggis G. H., Hasted J. B., Buchanan T. J. // J. Chem. Phys. 1952, № 20, p. 1452-1456.
12. Hasted J. B., Rodrick W. // J. Chem. Phys. 1958, № 29, p. 17-23.
13. Hasted J. B., El Saben S. H. M. Trans. Faraday Soc. 1953, № 49, p. 1003-1011.

## DIELECTRIC CONSTANT OF MONOVALENT SOLUTIONS

I.Yu. Klugman

In the paper we provide and justify the formula for computation of the dielectric constant of aqueous ionic solutions based on two parameters of an ion resulting from the primary and the secondary hydrations.

Comparing calculated and published experimental data for 8 ion solutions with concentrations  $= 0.05 \div 0.50 \text{ moles/liter}$  for frequencies  $f = 1.5 \div 23.7 \text{ GHz}$  we get that the calculated data differs from the experimental one in average at most by 3.0% for the real part of the dielectric constant and at most by 4.0% for the imaginary part.

---

Николай Николаевич Семенов, академик (1932), дважды Герой Социалистического Труда, Нобелевский лауреат по химии (1956) со студентами



## СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ СТАТЕЙ СБОРНИКА

Аникин Валерий Михайлович	д.ф.-м.н., профессор, декан физического факультета	СГУ, физический факультет
Демин Игорь Ярославович	студент 3 курса	СГУ, физический факультет
Инкин Максим Глебович	студент магистратуры	СГУ, физический факультет
Клугман Илья Юльевич	к.т.н.	Израиль
Машников Валерий Васильевич	к.ф.-м.н., доцент	СГУ, кафедра компьютерной физики и метаматериалов
Минкин Леонид Моисеевич	к.ф.-м.н., профессор	Портландский университет, США
Нюнько Николай Евгеньевич	к.ф.-м.н., доцент, инженер	СГУ, кафедра компьютерной физики
Овчинников Сергей Владимирович	к.ф.-м.н., доцент	СГУ, физический факультет
Пинчак Ричард (Pincak Richard)	RNDr, PhD	Словацкая академия наук
Санков Константин Викторович	заместитель начальника отдела по ИТ технологиям	Межрайонное ИФНС России №12 по Саратовской области
Смотлаха Ян (Smotlacha Jan)	PhD	Словацкая академия наук
Старшов Михаил Александрович	доцент, зав. УИЛ	СГУ, кафедра компьютерной физики и метаматериалов
Чурочкина Светлана Викторовна	к.ф.-м.н., доцент	СГУ, кафедра компьютерной физики и метаматериалов на базе института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
Целикина Милена Андреевна	студентка	СГУ, факультет КНиИТ
Шаповалов Александр Степанович	д.ф.-м.н. профессор	СГУ, кафедра компьютерной физики и метаматериалов
Шаповалов Степан Александрович	начальник группы ОВК	КРЭТ, АО «АП Восход», г. Москва
Шунаев Владислав Викторович	к.ф.-м.н., ассистент	СГУ, кафедра радиотехники и электродинамики

## СОДЕРЖАНИЕ

### К ЮБИЛЕЮ ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА

В. М. Аникин	ПИСЬМО АКАДЕМИКУ Н. Н. СЕМЁНОВУ: О ЖИЗНИ В НАУКЕ	3
С.В. Овчинников	НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ МЕХАНИКИ И ФИЗИКИ СГУ: ФРАГМЕНТЫ ИСТОРИИ	7
<b>ОБРАЗОВАНИЕ</b>		
М.А. Старшов	ОЗНАКОМИТЕЛЬНАЯ ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА «ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА»	22
М.А. Старшов	ПАРАДОКС ПРОЗРАЧНОСТИ	25
А.С. Шаповалов, С.А. Шаповалов	СТАТИСТИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ПОДАВЛЕНИЯ ДРОБОВОГО ШУМА ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ЗАРЯДОМ	27
А.С. Шаповалов, С.А. Шаповалов	ПРОСТАЯ СТАТИСТИЧЕСКАЯ ЗАДАЧА ПО ТЕОРИИ АНОМАЛЬНОГО ДРОБОВОГО ШУМА	30
В.В. Машников, М.А. Целикина	ЗУН ИЛИ ЗУВ, ДА НЕ ВОПРОС?	33
<b>ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ</b>		
А.С. Шаповалов, Л.М. Минкин, С.А. Шаповалов	МОДУЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТР ФЛУКТУАЦИЙ ФАЗЫ СИГНАЛА МНОГОДИОДНОГО ГЕНЕРАТОРА СВЧ	37
А.С. Шаповалов, Л.М. Минкин, С.А. Шаповалов	МОДУЛЯЦИОННЫЙ ВЗАИМНЫЙ СПЕКТР АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ СИГНАЛА МНОГОДИОДНОГО ГЕНЕРАТОРА СВЧ	41
М.Г. Инкин, А.С. Шаповалов	УРОВЕНЬ ДРОБОВОГО ШУМА ДЛЯ ДИСКРЕТНОЙ МОДЕЛИ НОРМАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРА ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИИ НЕОДНОРОДНОГО КАТОДА	45
М.Г. Инкин, А.С. Шаповалов	ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДРОБОВОГО ШУМА ДЛЯ ДИСКРЕТНОЙ МОДЕЛИ НОРМАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРА ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИИ	49
<b>ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА</b>		
С.В. Чурочкина	НОВЫЕ ДАННЫЕ О ЛОГРИФМИЧЕСКИХ ПО ОТНОШЕНИЮ МАСС ЧАСТИЦ ВКЛАДАХ В ВЕЛИЧИНУ ТОНКОГО СДВИГА $S$ -УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ АТОМОВ	53
С.В. Чурочкина	ТЕХНИКА ФЕЛЛА И ВОЗМОЖНОСТИ ЕЕ ОБОБЩЕНИЯ ПРИ РАСЧЕТАХ ТОНКИХ СДВИГОВ МЕТОДОМ КВАЗИПОТЕНЦИАЛА	56
С.В. Чурочкина, И.Я. Демин	ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОБЛЕМЫ БЕСКОНТАКТНОГО ТРЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНАЯ ЧАСТИЦА-ПОВЕРХНОСТЬ	60
Н.Е. Нюнько, К.В. Санков	ОДНОМЕРНЫЕ ЗАДАЧИ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ О ДВОЙНОМ ПРЯМОУГОЛЬНОМ БАРЬЕРЕ	64
<b>МЕТАМАТЕРИАЛЫ</b>		
В.В. Шунаев, Р. Пинчак, Я. Смотлаха	НОВАЯ МЕТОДИКА РАСЧЕТА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ БИСЛОЙНЫХ Фуллеренов	66
<b>ДИСКУССИЯ</b>		
И. Ю. Кругман	ОБСУЖДЕНИЕ ТЕОРИИ ДЕБАЯ-ГЮККЕЛЯ	71
И. Ю. Кругман	ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ОДНОВАЛЕНТНЫХ ЭЛЕКТРОЛИТОВ	75
	Список авторов	83
	<b>ОГЛАВЛЕНИЕ</b>	84
	<b>CONTENTS</b>	85
В КОНЦЕ НОМЕРА. Из коллекции М.А. Старшова. VI Съезд русских физиков (1928)		86

## CONTENTS

### TO THE ANNIVERSARY OF PHYSICSC EDUCATION IN SARATOV

V.M. Anikin	A LETTER TO ACADEMICIAN N. N. SEMENOV ABOUT LIFE IN SCIENCE	3
S. V. Ovchinnikov	RESEARCH INSTITUTE OF MECHANICS AND PHYSICS OF SSU: THE PIECES OF HISTORY	7
<b>EDUCATION</b>		
M.A. Starshov	INTRODUCTORY LABORATORY WORK "POLARIZATION OF LIGHT"	22
M.A. Starshov	PARADOX OF TRANSPARENCY	25
A.S.Shapovalov, S.A. Shapovalov	THE STATISTICAL MECHANISM OF THE SHOT NOISE DEPRESSION BY THE SPACE CHARGE	27
A.S.Shapovalov, S.A. Shapovalov	A SIMPLE STATISTICAL PROBLEM ON THE ANOMALOUS SHOT NOISE THEORY	30
V.V.Mashnikov, M. A. Tselikina	THE PROBLEMS OF INTEGRATION OF PHYSICAL KNOWLEDGE IN HIGHER EDUCATION	33
<b>ELECTROMAGNETISM</b>		
A.S. Shapovalov, L.M. Minkin, S.A. Shapovalov	MODULATION SPECTRUM OF THE SIGNAL PHASE FLUCTUATIONS OF THE MULTIDIODE MICROWAVE OSCILLATOR	37
A.S. Shapovalov, L.M. Minkin, S.A. Shapovalov	THE MODULATION MUTUAL SPECTRUM OF THE AMPLITUDE-PHASE FLUCTUATIONS OF THE MULTIDIODE MICROWAVE GENERATOR	41
M.G. Inkin, A.S. Shapovalov	THE SHOT NOISE LEVEL FOR THE DISCRETE MODEL OF THE NORMAL DISTRIBUTION OF THE EMISSION INTENSITY PARAMETER OF THE INHOMOGENEOUS CATHODE	45
M.G. Inkin, A.S. Shapovalov	FREQUENCY CHARACTERISTICS OF THE SHOT NOISE FOR A DISCRETE MODEL OF THE NORMAL DISTRIBUTION OF THE EMISSION INTENSITY PARAMETER	49
<b>THEORETICAL PHYSICS</b>		
S. Churochkina	NEW DATA ABOUT LOGARITHMIC IN THE MASS RATIO CONTRIBUTIONS TO THE VALUE OF FINE SHIFT OF THE $S$ ENERGY LEVELS IN HYDROGEN-LIKE ATOMS	53
S. Churochkina	THE FELL TECHNIQUE AND POSSIBILITIES OF ITS GENERALIZATION UPON CALCULATIONS OF FINE SHIFTS BY THE QUASIPOTENTIAL METHOD	56
S. Churochkina, I. Demin	THEORETICAL SIMULATION OF THE PROBLEM OF AN NEUTRAL PARTICLE-SURFACE NONCONTACT FRICTION	60
N.E. Nyun`co, K.V. Sankov	ONE-DIMENSIONAL QUANTUM-MECHANICAL PROBLEM IN THE CASE OF TWO CONSTANT RECTANGULAR BUILDINGS	64
<b>METAMATERIALS</b>		
V.V. Shunaev, R. Pincak, J. Smotlacha	THE NEW METHOD OF CALCULATING THE ENERGY SHELL OF BILAYERS FULLERENES	66
<b>DISCUSSION</b>		
I. Klugman	THE DISCUSSION OF THE DEBYE-HÜCKEL LIMITING LAW	71
I. Klugman	DIELECTRIC CONSTANT OF MONOVALENT SOLUTIONS	75
<b>LIST OF THE AUTHORS</b>		
<b>CONTENTS IN RUSSIAN</b>		
<b>CONTENTS</b>		
AT THE END OF THE ISSUE. ABOUT THE VI CONGRESS OF RUSSIAN PHYSICISTS, 1928		86

ШЕСТОЙ! РАСЧЁТ ЗАКОНЧЕН.  
СЛЕДУЮЩИЙ ОКАЗАЛСЯ ПЕРВЫМ

Ровно 90 лет назад, летом 1928 года русские физики пережили важное событие. Усилиями академика А.Ф. Иоффе состоялся VI съезд и отличался он во многих отношениях не только от всех предыдущих. Заседания прошли в нескольких университетских городах – начавшись в Москве 5 августа, съезд продолжился в Нижнем Новгороде, Казани и закончился в Саратове 16 числа.

В работе приняли участие зарубежные учёные, 21 физик из разных стран, и довольно заметные, некоторые из них вскоре станут Нобелевскими лауреатами. Макс Борн, Дебай, Дирак, Ланжевэн, Бриллюэн, Льюис (в следующем году придумает самое популярное слово «фотон»), менее известные Прингсгейм, Р. Поль, поляки Бялобржеский и Пенковский, Ф. Франк, потомок знаменитого Чарльза Дарвина физик Чарльз Дарвин и др.

Но самое главное, активное представление советской научной молодёжи: аспиранты Андронов, Иваненко и Ландау (три его доклада явно повлияли на приглашение в Европу), Н.Н. Семёнов, много учёных, которые сегодня входят в биографический справочник Ю.А. Храмова, Уже известные физики как С.И. Вавилов, А.Ф. Иоффе, Борис Розинг, П.И. Лукирский, Фриш и Тиморева, Аркадьев и Глаголева-Аркадьева. Фрумкин, Тагер (изобретатель звукового кино), Пётр Ребиндер (автор «коктейля Молотова» и смазки, обеспечившей работоспособность советских танков в лютые морозы конца 1942 под Москвой) и многие другие. Всех их видела, слышала и радушно принимала прекрасная Большая физическая аудитория третьего корпуса Саратовского университета. А центральными, вероятно, были выступления московских физиков Леонида Мандельштама и Григория Ландсберга о только что открытом явлении – появление новых частот в рассеянном излучении света в кристаллах. Гораздо более слабая статья Ч. Рамана, едва заметившего небольшие изменения спектра рассеянного света, вышла в *Nature* немного раньше публикаций советских учёных. Но тем не менее, Раман один получил Нобелевскую премию уже в 1930 г. – он организовал для себя поддержку ряда крупных физиков, Бора, Гейгера, Резерфорда и чуть ли не самого Эйнштейна, тогда как Мандельштама и Ландсберга номинировали только О.Д. Хвольсон и Николай Папалекси, да и то невнятно, по выражению В.Л. Гинзбурга. Открытие Мандельштама и Ландсберга отметили в своих статьях в европейских журналах о Шестом съезде русских физиков Макс Борн и Ч. Дарвин, однако это уже не повлияло на решение Нобелевского комитета.

Русский физический съезд, правда, не этот, а следующий, по названию Первый, имеет необыкновенную романтическую историю и лирическое оформление в стихотворном виде:

*Не хватайте с неба звезды,  
не ищите мест,  
ведь физические съезды —  
ярмарки невест!*

Эта шутка оказалась пророческой для автора – студентка Женя Канегиссер вскоре выйдет замуж, уедет в Европу, станет единственной русской участницей Манхеттенского проекта и леди Пайерлс.

Тогда, в двадцатые годы в Ленинграде сёстры Канегиссер входили в удивительную компанию будущих выдающихся теоретиков – Ландау, Иваненко, М. Бронштейн и Г. Гамов, а также В. Амбарцумян. А с Рудольфом Пайерлсом Женю познакомил не кто-нибудь, а Яков Ильич Френкель, старший в этой компании, автор первого в СССР учебника теоретической физики и дырочной теории проводимости полупроводников, кстати, независимо от Пайерлса. Как много говорят физикам все эти имена!

Научное издание

**ВОПРОСЫ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ**

*Межвузовский научный сборник*

Выпуск 25

Группа подготовки номера и компьютерная верстка  
М.А. Старшов, 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 14.08.2018.  
Гарнитура Times. Печать офсетная.  
Тираж 450 экз. Заказ 77

Издательство Саратовского университета. 410026, Саратов, ул. Астраханская, 83.  
Отпечатано с оригинал-макета в типографии «Саратовский источник»