

ISSN 0868-6238

*К 60-ЛЕТИЮ
ПЕРВОГО ПОЛЕТА ЧЕЛОВЕКА
В КОСМОС*

ВОПРОСЫ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ



*Выпуск 28
2021*

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

ВОПРОСЫ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

Межвузовский научный сборник

Выпуск 28

Издательство Саратовского университета
2021

Вопросы прикладной физики: Межвуз. науч. сб.— Саратов: Изд-во Саратовского университета, 2021. – Вып.28 – 82 с.: илл.

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

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

Редакционная коллегия:

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
С.Б.Вениг	Саратовский государственный университет
О.Е. Глухова	Саратовский государственный университет
М.В. Давидович	Саратовский государственный университет
Л.М. Минкин	Портландский университет, США
Н.И. Сеницын	СФ ИРЭ РАН, Саратов
М.А. Старшов	Саратовский государственный университет
В.В. Тучин	Саратовский государственный университет
С.В. Чурочкина	Саратовский государственный университет
А.С. Шаповалов	Саратовский государственный университет

ГАГАРИНСКИЙ ПОЛЁТ
КАК СИМВОЛ ПОБЕДЫ И НАДЕЖДЫ

В. М. Аникин

Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н. Г. Чернышевского

Аникин Валерий Михайлович, д.ф.-м.н., профессор, заслуженный работник высшей школы РФ,
заведующий кафедрой компьютерной физики и метаматериалов
на базе Саратовского филиала Института радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН

О восприятии современниками космического полета Юрия Алексеевича Гагарина. Об участии выпускников физического факультета СГУ в подготовке полета. Составляющие «феномена Гагарина».

Краткая хроника дня 12 апреля 1961 г.

Космический полёт Юрия Алексеевича Гагарина, осуществленный в жесткой конкуренции с Соединенными Штатами за первенство в пилотируемой космонавтике 12 апреля 1961 г., всколыхнул весь мир. Отражением и носителем грандиозного технического достижения выступал первый космонавт, и мгновенно внимание сотен миллионов людей приковала его личность.

Во время полета министр обороны СССР маршал Р. Я Малиновский подписал приказ № 77 о внеочередном присвоении Ю.А. Гагарину воинского звания майор и об объявлении этого приказа личному составу Вооруженных сил СССР. В космос Гагарин улетал, будучи старшим лейтенантом, о чем свидетельствует, в частности, парадный портрет Юрия Алексеевича, сделанный накануне. Было также записано передававшееся 12 апреля по радио предполетное обращение Ю. А. Гагарина. Заранее были подготовлены и сообщения ТАСС о полете,

причем в различных вариантах, зависящих от различных вариантов развития полета и места посадки.

Утвержденный 8 апреля 1961 г. Государственной комиссией в качестве космонавта № 1, Ю. А. Гагарин имел двух дублеров – Германа Степановича Титова (1935–2000), совершившего позже, в августе 1961 г., суточный полет вокруг Земли (космонавт № 2) и шедшего на «третьем месте» члена первого отряда космонавтов Григория Григорьевича Нелюбова (1934–1966). Гагарин и Нелюбов сдружились еще со времен, когда они в Звездном городке делили с семьями одну квартиру. Космонавт № 1 и его дублеры запечатлены на фото, сделанном в автобусе по дороге из гостиницы на космодром: Гагарин – на первом плане, Титов – на втором, рядом с ними – Нелюбов (он уже без скафандра, так как самочувствие Гагарина было превосходным). Аналогичные парадные фото и аудиозаписи делались и для дублеров космонавта.



Парадное фото старшего лейтенанта Ю. А. Гагарина, 1961



Открытка с портретом майора Ю. А. Гагарина, 1961 (автограф от 12.04.1966)



Ю. А. Гагарин и его дублеры на пути к месту старта. 12 апреля 1961 г.

Кстати, на некоторых предстартовых фотографиях на гермошлеме Ю.А. Гагарина нет надписи «СССР», её нанесли буквально в последний момент, в том числе с целью облегчения национальной идентификации космонавта, если бы приземление произошло на чужой территории.

Техническую возможность осуществления запуска как первого искусственного спутника Земли 4 октября 1957 г., так и первого пилотируемого космического полета, обеспечили успехи по созданию в Советском Союзе первой в мире межконтинентальной баллистической ракеты Р-7, технически надежной и допускавшей разнообразные модификации. Подготовка к полету началась в цитадели отечественного ракетостроения – в ОКБ-1, руководимого Сергеем Павловичем Королевым, в 1959 г. Непосредственно запуску космического корабля «Восток» с человеком на борту предшествовали беспилотные запуски. Активное участие в подготовке первого полета принимал будущий космонавт-8 Константин Петрович Феоктистов (1926–2009), который, в частности, высказал идею о конструкции спускаемого аппарата в форме шара. Название же «Восток» предложил Владимир Васильевич Молодцов (1924–2002), возглавлявший в ОКБ-1 группу по общим проблемам проектирования и увязки «изделия» в целом и по обеспечению безопасности космонавта на каждом этапе полета [1].

Перед полетом Юрий Алексеевич написал личное письмо, адресованное семье, жене Валентине Ивановне Гагариной (1935–1920), получившее название «завещания Гагарина». Передать его адресату полагалось в случае трагического исхода полета. К счастью, в 1961 г. письмо вскрывать не пришлось, но реальные перипетии полёта [2] еще более ярким светом освещают личность Ю. А. Гагарина. В технике он был уверен, ибо все жизненно важные системы корабля кроме тормозной установки были задублированы. И это в совокупности с высокой профессиональной подготовкой и самообладанием помогло Гагарину преодолеть во время полёта по крайней мере с дюжину нештатных ситуаций, наиболее сложными из которых признаны: 15-

секундная задержка в отключении двигателя, в результате чего корабль вышел на более высокую орбиту; преждевременное (на 1 секунду раньше) отключение тормозной двигательной установки; нарушение программу спуска (разделение спускаемого аппарата и приборного отсека в 10.35 на высоте 150–170 км над Средиземным морем по резервному варианту – по данным от термодатчиков на приборно-агрегатном отсеке, отслеживавших нагрев корпуса до 150 градусов).

Спускаемый аппарат приземлился в районе г. Энгельса, перелетев около 600 км дальше от запланированного места. В 10.49 на высоте 7 км Ю. Гагарин катапультировался, сориентировался (в 1960 г. отряд космонавтов проходил парашютную подготовку в Энгельсе) и, маневрируя стропами (это было даже видно с земли), уклонился от «приводнения» в Волгу. Приземлился он в 10.57 (стартовал – в 09.07 с первого в мире космодрома, получившего название Байконур, вблизи поселка Тюратам в Казахстане). Спускаемый аппарат приземлился раньше на 2 минуты – в 10.55.

В 10.28 корабль был замечен на радиолокаторах, спустя 10 минут после приземления к космонавту подъехали служащие зенитно-ракетного комплекса ПВО во главе с командиром подразделения майором Ахмедом Николаевичем Гассиевым, а перед этим Гагарина встретили местные жители. Первые фотографии космонавта после приземления были сугубо «неофициальными»: их сделал на свой страх и риск военнотрудовой Анатолий Борисович Пекарский, спустя годы ставший профессором Владивостокского университета. Солдаты оперативно ночью отпечатали большое число фотографий и разослали их по домам. Для «легализации» этих фотографий А. Н. Гассиев отправил их Р. Я. Малиновскому, который 22 апреля в ответ прислал благодарственное письмо с припиской от руки: «А ведь здорово нос утёрли!».

На этих фотографиях обращает на себя внимание, с одной стороны, восторг людей, окруживших космонавта, а в ряде моментов – откровенный отпечаток усталости и переживаний на лице Гагарина...



Ю. А. Гагарин после телефонного доклада о приземлении, 12 апреля 1961 г.



Первая фотографии Ю. А. Гагарина после приземления, 12 апреля 1961 г.



Ю. А. Гагарин с группой встретивших его военнослужащих и жителей, 12 апреля 1961 г..

После прибытия к месту приземления официальных лиц Ю. А. Гагарин с сопровождающими вылетел в Куйбышев (Самару) на кратковременный отдых. «Официальные» послеполетные фотографии Гагарина были сделаны там. Там же ему подобрали подходящую по размеру форму. А 14 апреля его ждала триумфальная встреча в Москве. Восторженные настроения, в буквальном смысле эйфория, царили по всей стране, одним из

показателей чего стало наречение многих родившихся мальчиков именем Юрий.

Люди при встрече (случайной или целенаправленной) с Ю. А. Гагариным стремились сфотографироваться с ним. Однажды повезло и автору статьи: наш школьный туристический отряд проник во двор крымского санатория, где отдыхал Гагарин с семьей. Пароль сработал такой: «Мы из Саратова!». А двор был запружен массой людей.



Во дворе санатория в Гурзуфе, июль 1962 г.
Фото Н.Н. Вишнякова



На 10-летию празднования запуска
первого искусственного спутника Земли (1967).
Слева направо: А.Н. Евсеев, В.И. Жанберов, В.И. Курнаков,
Э.А. Лукьянова, А.В. Малахов, М.Г. Воронцов

Ю. А. Гагарин совершил около 30 зарубежных поездок с «миссией мира», везде встречая восторженный прием.

Космические страницы биографий выпускников физического факультета Саратовского университета.

В первом томе [3] истории Ракетно-космической корпорации «Энергия» имени С. П. Королева (в которую эволюционировал знаменитый ОКБ-1) можно найти сведения о проектировщице космических аппаратов Эльвире Александровне Лукьяновой (р. 22 марта 1931 г.). Она была распределена в ОКБ-1 после окончания физического факультета Саратовского университета в 1953 г. (Страницы истории физико-математического образования в Саратовском университете представлены в [4–9]). Специализировалась Э.А. Лукьянова по направлению теплофизика под руководством С.И. Сорокина.

По биографии Эльвиры Александровны можно изучать историю развития космической отрасли в нашей стране. Она принимала непосредственное участие в проектировании и экспериментальной отработке первого спутника (1957), космического корабля «Восток» (1961), головных частей ракет-носителей 8К11, 8К11ФМ, 8К51, 8К71. Именно она рассчитывала теплозащиту спускаемого аппарата корабля «Восток» с первым космонавтом мира Ю. А. Гагариным на борту. В целях обеспечения гарантированной безопасности полета были просчитаны два варианта теплообменных режимов обтекания воздухом спускаемого аппарата – ламинарном и турбулентном. За эту работу Эльвира Александровна получила благодарность С. П. Королева.

Затем Эльвира Александровна занималась проектированием и участвовала в стендовых и летно-конструкторских испытаниях ракеты-носителя Н1 (по «лунной» программе ЛЗ) и многоразовой космической транспортной системы «Энергия-Буря».

В «послужном списке» Эльвиры Александровны – непосредственное участие в проектировании и в

стендовых и летно-конструкторских испытаниях кислородно-водородных разгонных блоков С и СР, разгонных блоков ДМ (по программам Л1, ЛЗ), ДМ-SL (по программе плавающего космодрома «Морской Старт» - «Sea Launch»), ДМ-SLB (по программе «Наземный Старт»).

За 60-летнюю работу в ОКБ-1 / ЦКБЭМ / НПО «Энергия» / РКК «Энергия» и личные достижения в развитии ракетно-космической техники Эльвира Александровна Лукьянова награждена Орденом Дружбы, медалями «За трудовое отличие» и «За доблестный труд». В апреле 1966 г. Эльвира Александровна, встретившись с Ю. А. Гагариным на учёном совете в родной организации, попросила у него автограф на открытке с его портретом.

В 1956 г. некоторые выпускники физического факультета–II были распределены в подмосковный НИИ-4 Министерства обороны СССР. Среди них были *Георгий Яковлевич Кузнецов* и *Александр Федорович Голубенцев (1933–2003)*, будущий профессор и заведующий кафедрой физического факультета Саратовского университета [10]. Постановлением Совета Министров СССР от 3 сентября 1956 года НИИ-4 был определён головной организацией по созданию командно-измерительного комплекса и баллистического обеспечения запусков искусственных спутников Земли (ИСЗ) [11]. Вскоре на базе института был создан первый ЦУП – центр управления полетами.

Феномен Гагарина

Распространено мнение, что перевешивающей всё причиной, обусловившей выбор Ю. А. Гагарина первым космонавтом, была его улыбка. Безусловно, «гагаринская» улыбка уникальна и неотразима, но феномен Гагарина гармонично сложился из многих черт его личности, характера и понимания жизни: отличное здоровье, профессиональная подготовка и профессиональная честность (все свои учебные заведения он оканчивал на отлично, всегда и везде старался быть первым, досрочно был выпущен из летного училища благодаря занятиям в Саратовском аэроклубе), необыкновенная целеустремленность,

решительность, стрессоустойчивость, интуиция, патриотизм, скромность...

При тайном голосовании отряда космонавтов перед полётом за кандидатуру первого космонавта все назвали имя Ю.А. Гагарина. Сам он назвал космонавта-10 Павла Ивановича Беляева (1925–1970), обеспечившего выход космонавта-11 Алексея Архиповича Леонова (1934 – 2019) в открытый космос и впервые в истории совершившего посадку космического корабля на ручном управлении. А.А. Леонов во время гагаринского полета обеспечивал связь «Востоком», находясь на дальневосточном пункте связи. До последней возможности он боролся за уточнение причин гибели Ю. А. Гагарина 27 марта 1968 г. Как сказал о первых космонавтах разработчик космических систем В.В. Молодцов, «они были свои, очень хорошие, простые, надежные ребята». И дружили они с себе подобными. Юрий Алексеевич Гагарин был дублером Владимира Михайловича Комарова (1927–1967), пионерский полет которого на корабле «Союз» закончился трагедией.

Первый в мировой истории комический полет Юрия Гагарина являет собой вечный символ славы России и гордости россиян. Нет другого события во второй половине прошлого века, вызвавшего у современников сравнимую по накалу бурю радостных эмоций и чувство национального единения! Событие, произошедшее 60 лет назад, – это великая победная веха, празднование которой в нашей стране по накалу положительных эмоций сравнимо с празднованием Дня Победы 9 мая 1945 г.



Ю.А. Гагарин

Это был и прорыв человеческой цивилизации к новым мирам, одновременно сказавшийся на всем укладе земной жизни в планетарном масштабе.

Сейчас полет Гагарина для нас играет и роль символа надежды на будущие свершения, ярчайшего доказательства нашего умения думать и работать, воедино сочетать политические амбиции, умелую организацию и творческий потенциал страны в решении задач инновационного прорыва в широком спектре земных и космических задач.

Библиографический список

1. Воспоминания В.В. Молодцова о начале космических исследований в ОКБ-1. В извлечениях. РГАНТД. Ф. 3 оп. 10 дд. 5, 14, 15. URL : <http://av.disus.ru/proekt/1475078-1-g--molodcov-vladimir-vasilevich-veteran-rkt-sotrudnik-okb-1-rukovoditel-gruppi-obscheproektnoy-zavyazki-korablya-vost.php> (дата обращения 08.07.2021).
2. Батурин Ю. М. Властелины бесконечности. Космонавт о профессии и судьбе : с иллюстрациями автора / [с предисловием Алексея Леонова]. Москва : Альпина Паблишер, 2018. 674 с.
3. Ракетно-космическая корпорация «Энергия» имени С. П. Королева [1946 – 1996] / [подгот. А. П. Александров и др]. [Королев] : Ракетно-космическая корпорация «Энергия» имени С. П. Королева, 1996. 671 с.
4. Салий И. Н. К 60-летию создания физического факультета Саратовского государственного университета им. Н. Г. Чернышевского (фрагменты истории) // Известия Саратовского университета. Нов. сер. Сер. Физика. 2005. Т. 5, вып. 1. С. 5–38.
5. Усанов Д.А., Аникин В.М. Саратовские научные и педагогические школы по физике (к 80-летию образования Саратовской области) // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия Физика. 2016. Т. 16, вып. 3. С. 178-190. DOI: 10.18500/1817-3020-2016-3-178-190.
6. Аникин В.М. Послесловие к юбилею физического факультета СГУ // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия Физика. 2016. Т. 16, вып. 4. С. 248-252. DOI: 10.18500/1817-3020-2016-16-4-248-252
7. Аникин В. М. «Бифуркационная летопись» физико-математического факультета Саратовского университета. 1917–1945 // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2018. Т. 26, вып. 6. С.5-19. DOI: 10.18500/0869-6632-2018-26-6-5-19
8. Аникин В. М. Физико-математический факультет Саратовского университета (1917–1945) // Известия Саратовского университета. Нов. сер. Сер. Физика. 2018. Т. 18, вып. 1. С. 64–79. DOI: 10.18500/1817-3020-2018-18-1-64-79.
9. Аникин В. М. Физическому факультету – 75 лет // Вопросы прикладной физики: межвузовский научный сборник. 2020. Вып. 27. С. 3–5.
10. Аникин В. М. Александр Федорович Голубенцев. Эскиз к портрету // Вопросы прикладной физики: межвузовский научный сборник. 2004. Вып. 11. Памяти А. Ф. Голубенцева / под ред. Ю.В. Гуляева, Н. И. Синицына, В. М. Аникина. С. 6–14.
11. Роль НИИ-4 / ЦНИИ-50 / ЦНИИ-4 в подготовке и обеспечении запусков первых спутников, лунников и пилотируемых полётов. URL : https://www.kik-sssr.ru/0.6_NII-4_Moscow.htm (дата обращения 08.07.2021).

ПРОФЕССИОНАЛЬНЫЕ КОМПЕТЕНЦИИ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЙ ПРОГРАММЫ
ПО НАПРАВЛЕНИЮ ПОДГОТОВКИ 03.03.02 «ФИЗИКА»,
ОРИЕНТИРОВАННЫЕ НА ПРОФЕССИОНАЛЬНЫЕ СТАНДАРТЫ

В.М. Аникин, С.В. Чурочкина

Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского

Аникин Валерий Михайлович, д.ф.-м.н., профессор,
заведующий кафедрой компьютерной физики и метаматериалов
на базе Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,

Чурочкина Светлана Викторовна, к.ф.-м.н., доцент,
доцент кафедры компьютерной физики и метаматериалов
на базе Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Сформулированы ориентированные на профессиональные стандарты профессиональные компетенции образовательной программы бакалавриата по направлению подготовки 03.03.02 «Физика» (профиль «Компьютерная физика»).

Новые федеральные государственные образовательные стандарты высшего образования (ФГОС ВО) по направлению подготовки «Физика» (2020 г.) поставили перед профессорско-преподавательским составом вузов проблему разработки компетентностной модели подготовки выпускников, строго привязанной к профессиональным стандартам, поскольку содержание образовательных программ и формируемые компетенции должны отвечать решению задач, предусмотренных конкретными профессиональными стандартами (см., например, [1]).

Ключевую роль в разработке компетентностной модели, ориентированной на профессиональные стандарты, играет определение профессиональных компетенций, отражающих профессиональные знания, умения и навыки, необходимые выпускникам в их дальнейшей либо научной, либо педагогической, либо производственной деятельности. Успешность профессиональной карьеры и конкурентоспособность выпускников на рынке труда в определенной мере зависит и от того, как будут и сформулированы (а затем и сформированы) эти компетенции.

Приведем пример формулировки профессиональных компетенций по направлению подготовки 03.03.02 «Физика» для профиля подготовки «Компьютерная физика», реализуемого в Институте физики Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского».

Области профессиональной деятельности и (или) сферы профессиональной деятельности, в которых выпускник, освоивший данную программу, может осуществлять профессиональную деятельность определены (выбраны из перечня утвержденных Министерством труда и социальной защиты РФ профессиональных стандартов) следующим образом:

01. Образование и наука (в сфере начального общего, основного общего, среднего общего

образования, профессионального обучения, профессионального образования, дополнительного образования).

06. Связь, информационные и коммуникационные технологии (в сфере проектирования, разработки, производства и эксплуатации электронных средств, эксплуатации и развития систем радиосвязи и телекоммуникационных систем).

40. Сквозные виды профессиональной деятельности в промышленности (в сфере научно-исследовательских и опытно-конструкторских разработок на базе фундаментальных физических принципов).

Перечень профессиональных стандартов (ПС), соотнесенных с образовательной программой:

ПС 01.001. Профессиональный стандарт «Педагог (педагогическая деятельность в сфере дошкольного, начального общего, основного общего, среднего общего образования) (воспитатель, учитель)» (зарегистрирован Министерством юстиции Российской Федерации 23 августа 2016 г., регистрационный № 43326).

ПС 06.007. Профессиональный стандарт «Инженер-проектировщик в области связи (телекоммуникаций)», утвержденный приказом Министерства труда и социальной защиты Российской Федерации от 16 ноября 2020 г. № 785н (зарегистрирован Министерством юстиции Российской Федерации 21 декабря 2020 года, регистрационный № 616105).

ПС 40.011. Профессиональный стандарт «Специалист по научно-исследовательским и опытно-конструкторским разработкам», утвержденный приказом Министерства труда и социальной защиты Российской Федерации от 04.03.2014 № 121н (ред. от 12.12.2016) (зарегистрирован в Министерстве юстиции Российской Федерации 21 марта 2014 года, регистрационный № 31692).

Задачи и объекты (области знания) профессиональной деятельности выпускника в соответствии с выбранными профессиональными стандартами отражает таблица 1.

Таблица 1. Области, задачи и объекты образовательной деятельности по профилю «Компьютерная физика»

Область профессиональной деятельности	Тип и задачи профессиональной деятельности	Объекты профессиональной деятельности (области знания)
40. Сквозные виды профессиональной деятельности в промышленности.	Научно исследовательская деятельность. Проведение научно-исследовательских и опытно-конструкторских разработок по отдельным разделам компьютерной физики, физики информационных и коммуникационных систем.	Физические основы и элементная база информационных и коммуникационных сред, систем и технологий. Методы и аппаратура для измерения характеристик физических процессов и технических систем.
06. Связь, информационные и коммуникационные технологии.	Проектная деятельность. Проектирование компьютерных сетей и систем связи (телекоммуникаций)	Прикладные и информационные процессы. Информационные системы. Информационные технологии. Программные средства моделирования физических процессов в нелинейных системах и средах. Современные компьютерные, электронные и оптические средства (оборудование и системы).
01. Образование.	Педагогическая деятельность. Педагогическая деятельность по реализации образовательного процесса в образовательных организациях основного общего, среднего общего образования (дисциплины физика и астрономия). Преподавание по дополнительным общеобразовательным программам (дисциплина физика).	Обучение, воспитание, развитие

В соответствии с выбранными профессиональными стандартами (ПС) сформулированы профессиональные компетенции (ПК) и индикаторы их достижения (таблица 2).

Таблица 2. Профессиональные компетенции и индикаторы их достижения

Код и наименование профессиональной компетенции	Код и наименование индикатора достижения профессиональной компетенции
Научно-исследовательская деятельность, специальность – научный сотрудник (ПФ 40.011)	
ПК-1. Способность применять фундаментальные знания в теоретических и прикладных разработках в области компьютерной физики и физики инфокоммуникационных систем.	ПК-1.1. Способен оценить актуальность решаемой задачи на основе анализа научно-технической литературы и информационных материалов по тематике исследования. ПК-1.2 Способен подготовить исходные данные для математического описания физики процесса в заданной физической системе с учетом ее назначения и элементной (электронной, оптической) базы. ПК-1.3. Способен адекватно применить математический инструментарий при формулировке моделирующих физических процесс уравнений. ПК-1.4. Умеет строить вероятностные модели прикладных и информационных процессов, проводить необходимые расчеты надежности информационных и коммуникационных сетей в рамках построенных моделей.
ПК-2. Подготовлен к проведению экспериментальных измерений и наблюдений, составлению описания результатов проводимых исследований в области компьютерной физики.	ПК-2.1. Знаком с принципами действия измерительных приборов, датчиков, автоматизированного и метрологического оборудования в области компьютерных и инфокоммуникационных систем. ПК-2.2. Соблюдает безопасную последовательность работ при работе с экспериментальным инструментарием. ПК-2.3. Способен провести и оценить (в том числе в автоматизированном режиме) результаты эксперимента.

<p>ПК-3. Способен проводить исследование на базе современных информационных и коммуникационных технологий и технических средств.</p>	<p>ПК-3.1. Понимает физические основы методов и средства преобразования информации, обмена информацией на расстоянии с помощью радиоэлектронных средств и технологий. ПК-3.2. Владеет методологией математического моделирования физических процессов и объектов на базе как стандартных пакетов автоматизированного проектирования и исследований, так и самостоятельно создаваемых оригинальных программ. ПК-3.3. Применяет цифровую технику при обработке данных при соблюдении основных требований информационной безопасности. ПК-3.4. Применяет современные информационные средства при подготовке данных при составлении обзоров, отчетов и научных публикаций.</p>
<p>Проектная деятельность, специальность – инженер-проектировщик (ПС 06.007)</p>	
<p>ПК-4. Понимает логику проектной деятельности и способен, используя междисциплинарные знания, осуществлять планирование проектной деятельности в области разработки компьютерных и инфокоммуникационных сетей.</p>	<p>ПК-4.1. Способен сформулировать идею, цели и задачи проекта, определить общую структуру проекта. ПК-4.2. Владеет методикой сбора и анализа исходных данных. ПК-4.3. Представляет структуру проектируемой компьютерной (инфокоммуникационной) сети.</p>
<p>ПК-5. Способен вести целенаправленную деятельность в области проектирования компьютерных (инфокоммуникационных) систем.</p>	<p>ПК-5.1. Понимает стратегию и тактику проектной деятельности как целенаправленной антропотехнической системы деятельности. ПК-5.2. Умеет применять методологический аппарат теории целеустремленных систем деятельности: формулировать требования к физическим характеристикам к компонентам структуры компьютерных (инфокоммуникационных) систем и провести отбор профессионального оборудования, необходимого для их функционирования с заданными характеристиками; операторы достижения цели, цикл жизни проекта, возникающие риски. ПК-5.3. Понимает свойство цикличности проектной деятельности и возникающие риски.</p>
<p>ПК-6. Подготовлен к системной деятельности по проектированию информационных компьютерных сетей и систем связи (телекоммуникаций)</p>	<p>ПК-6.1. Обладает мотивацией к проектной деятельности, обладает способностями, необходимыми для самообразования и профессионального роста. ПК-6.2. Обладает готовностью к участию в подготовке проектной документации, в том числе с использованием средств автоматизированного проектирования и вычислительных программных комплексов, современного программного обеспечения, в том числе текстовых редакторов и графических программы. ПК-6.3. Владеет современным программным обеспечением, в том числе текстовыми редакторами и графическими программами, средствами подготовки обзоров, отзывов, отчетов, заключений. ПК-6.4. Знает принципы организации работы в коллективе проектировщиков.</p>
<p>Педагогическая деятельность, специальность воспитатель, учитель (ПС 01.001)</p>	
<p>ПК-7. Способен осуществлять педагогическую деятельность по профильным предметам (дисциплинам, модулям) в рамках программ основного общего и среднего общего образования, среднего профессионального и дополнительного профессионального образования, по программам дополнительного образования детей и взрослых.</p>	<p>ПК-7.1. Обладает глубоким знанием предмета (физики). ПК-7.2. Обладает знаниями основ педагогики и психологии обучения, методов воспитательной работы. ПК-7.3. Ориентируется в современных технологиях и методиках обучения.</p>

<p>ПК-8. Способен использовать возможности образовательной среды, образовательного стандарта общего образования для достижения личностных, метапредметных и предметных результатов обучения средствами преподаваемого предмета.</p>	<p>ПК-8.1. Осознает патриотическую миссию педагога в современной школе. ПК-8.2. Обладает общекультурными знаниями в сферах: научной, социально-экономической, политико-правовой, экологической, эстетической, бытовой, досуговой и т.п.). ПК-8.3. Имеет задатки педагогической культуры – коммуникативностью, органичным сочетанием терпения, толерантности и требовательности к обучаемым).</p>
<p>ПК-9. Способен применять в обучении современные образовательные технологии, в том числе, интерактивные, и цифровые образовательные ресурсы.</p>	<p>ПК-9.1. Обладает знанием особенностей и умением выстраивания педагогического процесса. ПК-9.2. Применяет современные методики и технологии обучения и диагностики, в том числе интерактивные и цифровые образовательные технологии. Обеспечивает компьютерную и технологическую поддержку деятельности обучающихся в учебно-воспитательном процессе и внеурочной работе по физике. ПК-9.3. Адекватно и непредвзято оценивает и развивает потенциал учащихся с учетом возрастных и индивидуальных особенностей. ПК-9.4. Принимает участие в реализации управленческих функций – в разработке образовательных программ, дидактических материалов и т.п.). Постоянно пополняет знания и практические навыки в этой области.</p>

Формирование сформулированных компетенций образовательной программе рассмотрена в [2].
 обеспечивается включением в рабочий учебный план по вопросам анализа освоения образовательных программ в профиле подготовки «Компьютерная физика» СГУ по направлению «Физика» на основе общематематических, общефизических и специальных компетентностного подхода и разработки карт дисциплин. Структура педагогического модуля в компетенций рассмотрены в [3–5].

Библиографический список

1. Аникин В. М. О некоторых особенностях ФГОС3++ по направлению подготовки «Физика» // Паритеты, приоритеты и акценты в цифровом образовании : сб. научных трудов. В 2 ч. Саратов : Саратовский источник. 2021. Ч. 1. С. 31 – 36.
2. Аникин В. М., Недогреева Н. Г. Педагогический модуль для направления подготовки «Физика» // Паритеты, приоритеты и акценты в цифровом образовании : сб. научных трудов. В 2 ч. Саратов : Саратовский источник. 2021. Ч. 1. С. 45–51.
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 : сб. науч. ст. / под ред. Ю.Г. Голуба. Саратов : Изд-во Сарат. ун-та, 2015. С. 202–208.
5. Черкасова О.А., Черкасова С.А. Формирование карт компетенций при разработке образовательных программ прикладного бакалавриата на основе ФГОС ВО // ИНЖИНИРИНГ ТЕХНО 2015: сб. тр. III Между-нар. Научно-практ. конф.: в 2 т. / под ред. Н.В. Бекренева и У.В. Боровских. Саратов: Издат. дом «Райт-Экспо», 2015. Т.2. С. 174–180.

PROFESSIONAL COMPETENCES OF EDUCATIONAL PROGRAM 03.03.02 “PHYSICS”, FOCUSED ON PROFESSIONAL STANDARDS

V.M. Anikin, S.V. Churochkina
Saratov State University

Some professional competences of the bachelor's educational program in the direction of training 03.03.02 “Physics” (profile “Computer Physics”), that are focused on professional standards, are formulated.

ЗНАЧЕНИЕ ФИЗИКИ В ВОСПИТАНИИ ЛИЧНОСТИ ШКОЛЬНИКА

М.А. Старшов

Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского*Старшов Михаил Александрович*, заведующий учебно-исследовательской лабораторией
кафедры компьютерной физики и метаматериалов

Процесс воспитания представляется неразрывно связанным с познавательной деятельностью учащихся на конкретном примере создания проблемной ситуации на уроке физики. Аналогичные приёмы преподаватель может применять и на лекции в высшей школе.

Преподавая физику в университете несколько десятилетий, дюжину лет проводя придуманный спецкурс «Исторические эксперименты и домашние опыты» в физико-математических классах одного из лицеев города, общаясь каждое лето с детьми в областной школе одарённых детей «Созвездие» в качестве научного руководителя отряда юных физиков, по собственному убеждению никогда не занимался воспитанием.

Однако, приходит в голову, что сама работа преподавателя, и содержание предмета даёт вполне достаточно возможностей для воздействия на души учащихся, а не просто сообщение им каких-то конкретных знаний. И таких примеров немало.

Первая драматическая встреча с физической задачей произошла у меня не на семинарах по курсу общей физики в университете, а перед выпуском, на педагогической практике в школе. В одном из девярых классов сначала проводил самостоятельные уроки мой друг Кирилл Романько, а я тем временем присматривался к детям. В классе выделялась группа мальчишек, мешавшим вести нормальный урок. Я чувствовал, что это не хулиганы и не дураки, но как с ними «бороться»?!

Готовясь к своему, кажется, второму уроку, листал «знаменского», знаменитый сборник задач с первым автором П.А. Знаменским, прочёл задачу со звёздочкой, решил в уме. Но возникло смутное беспокойство: так просто, а причём же сигнал повышенной сложности? Машинально открываю «Ответы» и замираю. Цифры не совпадают. В те времена абсолютно доверял печатному слову, не замечая опечаток. Перечитываю условие и через некоторое время осеняет. Получаю с удовольствием правильный ответ, и отправляюсь на урок. Со звонком иду в наступление: тебе, тебе и тебе – номер 498, решить и сдать мне на листочке. Не успел начать работу с классом, кто-то из этой команды кричит ответ. А я так невозмутимо: с ответом сходится? Вижу, листают и замирают, как было и со мной.

Урок идёт прекрасно, весь класс в моих руках, отвечают, решают на доске, слушают новый материал. На лице школьного учителя читаю одобрение, доволен и руководитель практики от кафедры. Да я и сам наслаждаюсь. Но вот звонок, и вся та пятёрка летит ко мне: «Скажите, как она решается!»

Года через три у нас перевели книгу польского аедагога «Проблемное обучение», но прошло много лет, прежде чем до меня дошло, что именно проблемную ситуацию мне тогда удалось создать.

Всё было бы совсем идеально, если бы ребята ту задачу победили бы на уроке.

Потом встречал её в других пособиях, и потому не уверен, что придумали задачу П.А. Знаменский и его соавторы. Всегда огорчает, что не принято называть настоящего автора хорошей учебной задачи. Многие из них кажутся произведениями искусства, очень полезными учителям, да и некоторым ученикам приносят своеобразное удовольствие.

Вот она, моя спасительница, не знаю, кто придумал:

«За какую часть периода тело, совершающее гармонические колебания, проходит весь путь от среднего положения до крайнего? первую половину этого пути? Вторую его половину?» (№498.в шестом издании отличного пособия 1953 года).[1]

«Естественный» ответ: $T/4$; $T/8$; $T/8$. Правильно: $T/4$; $T/12$; $T/6$. Всего-то. И правда, $T/6 + T/12 = T/4$, как и сумма $T/8$ и $T/8$.

В то время я Галилея не читал, много позже пришёл в восторг от его гениального определения простейшего вида движения: «Движением равномерным, или единообразным я называю такое, при котором расстояния, проходимые движущимся телом в любые равные промежутки времени, равны между собою».

И следом Галилей подчёркивает значение найденных им точных слов: «К существовавшему определению, которое называло равномерным движение, при котором равные пути проходятся за равное время». Да так и сейчас пишут многие учебники и методические статьи. Очень важно единственное слово «любые», гениально найденное Галилеем, и он явно этим гордился.

По первому моему ответу движение маятника получалось очень похожим на равномерное, но это же не так. И как только я это понял, решение пришло само собой. Самое главное в этой истории можно видеть в том, что класс имел в руках всё необходимое для решения этой задачи, два урока назад они познакомились с уравнением движения маятника $x = A \sin(2\pi/T)t$. Очевидно, маятник отклонится на амплитуду через четверть периода, а первая половина этого отклонения соответствует синусу 30 градусов и моменту времени $T/12$. И наконец, время прохождения оставшейся половины амплитуды находим просто как разность $T/4 - T/12 = T/6$. Эту вторую половину отклонения маятник движется с более существенным уменьшением скорости, потому и времени на это ему требуется побольше.

Логично: маятник имеет наибольшую скорость в среднем положении и останавливается в любом крайнем положении. Поэтому он быстрее проходит первую половину заданного в задаче пути, а на вторую затрачивает времени больше.

Очень хорошая, полезная задача. Мальчики её оценили и явно зауважали учителя, которому гораздо легче дали остальные уроки до конца практики.

Вторая любовь к задаче.

В школе пришлось поработать, когда в университете собралась команда преподавателей физики, математики, информатики, даже английского языка для работы в физмат классах, организованных в одном из наших городских лицеев. Вести обычные уроки физики я ловко отказался, экспромтом придумав факультативный курс «Исторические эксперименты и домашние опыты», что позволило с удовольствием заниматься чем угодно, короче говоря, своим любимым делом, преподаванием физики, как её себе представляю.

И вот по дороге на самый первый урок удалось придумать миниатюру, которая позволила, как говорится, завоевать класс и обеспечила рабочую атмосферу до выпускного вечера. «Сегодня, - говорю, - первый раз шёл в школу, и шёл быстрым шагом, боясь опоздать. Моя скорость была 6 километров в час. А после урока пойду обратно той же дорогой, отдыхая, не спеша, со скоростью 4 км/ч. как вы думаете, какая у меня будет средняя скорость на всём пути?»

Расчёт оказался точным, через пару секунд в классе нашлась добрая душа, и я услышал негромкий ответ «Пять...» Изобразив радость и похвалив за быстрое решение («Как вы быстро считаете, я так не умею!» От этого многие заулыбались). Задачу-то вы решили, но знаете, когда я учился в школе, наш учитель приучал обязательно проверить ответ любой задачи. Как можно проверить этот ответ? Мы не знаем, какое расстояние мне пришлось пройти, а давайте возьмём какое-нибудь удобное число. Например, 12 км. Это значит, что сюда я шёл со скоростью 6 км/ч два часа. А обратно при скорости 4 км/ч мне потребуется - сколько? - Правильно, три часа. Всего буду в движении 2+3, пять часов. Вы сказали, моя средняя скорость получилась пять километров в час. И так, пятью пять - двадцать четыре, да? В классе недоумение. - Может быть, цифры неудачные, давайте попробуем на самолёте полетать. В Москву летим со скоростью 800 километров в час, а обратно с тяжёлым грузом - 200 километров в час. 800 и 200, среднее значение сколько? Да, конечно, 500. но до столицы у нас именно 800 км, туда попали за час, обратно летим 4 часа, всего 5 часов. А пятью пятьсот совсем не похоже на тысячу шестьсот километров настоящего пути туда и обратно! Это уже точно не ошибка вычислений. В чём же дело?

Физику часто называют точной наукой. Но важна не точность вычислений, и даже не точность измерений. Мне кажется самым важным точное слово. Мы же с вами не договорились, что такое средняя скорость! Вот скажем так: Средней

скоростью произвольного движения называется скорость такого равномерного движения, при котором тот же путь проходится за то же время, что и в данном переменном движении.

В нашем случае понятно, путь одинаковый туда и обратно, скажем, 2 с. А время в одну сторону $s/2v_1$, да ещё $s/2v_2$ обратно. Отсюда легко выводится расчётная формула для задач такого типа. В первом случае средняя скорость теперь будет 4,8 км/ч, и путь за 5 часов в самом деле равен двойному расстоянию в одну сторону, 24 км. Для самолёта соответственно, 320 км/ч и за 5 часов путь 1600 км.

Эта задача «на среднюю скорость» может считаться рекордсменом популярности. Её встречаем в огромном количестве учебников, задачников, методических статей, с различными числами, не всегда удобными для решения, а ведь задача не на тренировку арифметики. Правда, такую любовь к этой задаче не принято объяснять. Но в самом простом варианте она прекрасно помогает учителю и лектору по физике в университете начать изучение курса - она безотказно создаёт проблемную ситуацию.

Забавно, что в старом учебнике для средней школы братьев Кикоиных [2] задача, конечно, присутствовала в упражнении 5; цифры неудобные, 60 и 50, давали приближённый ответ 54,5 км/ч. После ухода из жизни обоих авторов учебник был переиздан, отмечен призом на Всероссийском конкурсе и только ответ в конце книги чуть-чуть изменился, стало ≈ 55 км/ч. Редакторы не поняли, что это и есть та самая ловушка, ради которой все перепечатают задачу, это же средняя арифметическая величина чисел 50 и 60, но не средняя скорость такого движения, о котором идёт речь в условии. Кстати, если бы тот автомобиль Кикоиных ехал половину времени со скоростью 60, а другую половину времени 50 км/ч, его средняя скорость была бы ровно 55 км/ч. Это очевидно, конечно, и тем не менее полезно рассмотреть, чтобы понять необходимость внимательного чтения условия задачи и любого физического текста.

Во время работы в лицее совершенно случайно на глаза попала статья О.В. Коршуновой, тогда ещё не доктора педагогических наук, в журнале «Физика – Первое сентября». Делясь своим опытом работы в сельской малокомплектной школе, автор показала примеры задач, которые решали её учащиеся. Среди них была одна прозрачная «красотка» с готовым ответом. Шайба массой 200 г, движущаяся по поверхности льда со скоростью 20 м/с, налетает на покоящуюся шайбу массой 300 г. После взаимодействия первая шайба продолжает свое движение в том же направлении со скоростью 10 м/с. Какую скорость приобрела вторая шайба?

ОТВЕТ. $\approx 6,7$ м/с. [3]

На ближайшем уроке девятиклассники физмат класса, уже натренированные в решении задач, быстро и дружно получили в точности тот ответ, который был приведён в журнале. Но прошло всего лишь несколько секунд, и учитель с удовольствием

встретил один недоумённый взгляд, тут же и ещё один. Кто-то выдохнул: «Как же... так?!».

Закон сохранения количества движения или импульса замкнутой системы нами был выведен и обсуждён только что, и школьники именно его и применили в решении задачи. Очевидно, что до столкновения двигалась только одна шайба, и её импульс был равен 4 единицам. После удара по условию этот импульс уменьшился до 2, оставшая половина досталась неподвижной шайбе, которая двинулась вперёд со скоростью $2:0,3 \approx 6,7$ м/с.

Сохраняя невозмутимость, учитель предложил проверить закон сохранения количества движения при новой скорости второй шайбы 16 м/с и скорости первой минус 4 м/с. Быстро сложили 4,8 и минус 0,8, получили в точности 4, как и было до столкновения. Теперь уже удивлялся весь класс. Помня психологический эффект Зейгарнек, учитель

похвалил всех за работу, но пообещал вернуться к этой задаче через некоторое время.

И в самом деле, вскоре познакомились с законом сохранения механической энергии, тогда составили два уравнения, и решение их дало именно те правильные и единственные значения скоростей обеих запомнившихся шайб после столкновения.

Можно ли назвать это воспитанием, но только за прошедшие два десятка лет из тех детей выросло несколько кандидатов наук, а одна девушка стала доктором физико-математических наук. И некоторые даже помнят ситуацию с этой забавной задачей. Поэтому самым важным в школе представляется наполненность учебного процесса увлекательной совместной работой. Класс постоянно должен быть в курсе происходящего на уроке, в этом вся суть воспитания.

Библиографический список

1. Знаменский П.А. и др. Сборник задач по физике. М, Учпедгиз. 1053.
2. Кикоин И.К., Кикоин А.К. Физика. М., Просвещение. 1992.
3. Коршунова О.В.//Физика Первое сентября. 2003. №6.

THE IMPORTANCE OF PHYSICS IN THE EDUCATION OF A STUDENT'S PERSONALITY

M.A. Starshov

Saratov State University

Abstract. The process of education seems to be inextricably linked with the cognitive activity of students on the specific example of creating a problem situation in a physics lesson. Similar techniques can be used by a teacher at a lecture in a higher school.

Keywords: education; content of the subject; physical task; joint activity.

УДК 537

ТРАЕКТОРИЯ ОДНОЙ ФИЗИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ

М.А. Старшов

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

Старшов Михаил Александрович, заведующий учебно-исследовательской лабораторией кафедры компьютерной физики и метаматериалов

Рассмотрены педагогические возможности различных вариантов одной задачи по кинематике равноускоренного движения по созданию проблемных ситуаций и творческой обстановке на уроке физики.

Знаменитый приключенческий роман Джонатана Свифта касается физики в таком, например, страшном эпизоде, завершающем пребывание героя в стране великанов. Орёл, огромный, как всё в этой стране, схватил ящик-домик, в котором находился Гулливер, унёс его высоко в небо, а там вступил в битву с другой такой же гигантской птицей. Свою добычу он, естественно, выпускает из клюва, и дальнейшие события Гулливер описывает настолько детально, что эпизод врезается в память навсегда.

«...вдруг я почувствовал, что падаю отвесно вниз около минуты, но с такой невероятной скоростью, что у меня захватило дух. Мое падение было остановлено страшным всплеском, который отдался в моих ушах сильнее, чем шум Ниагарского водопада. После этого я в продолжение минуты был во мраке, затем мой ящик начал подниматься, и в верхнюю часть окон я увидел свет. Тогда я понял, что упал в море. Благодаря тяжести моего тела, а также различным вещам и железным пластинам, которыми ящик был скреплен для прочности по всем четырем углам сверху и снизу, он погрузился в воду на пять футов».

Это страшное падение вспоминается при чтении современной литературы для учителей физики. Свифт был младшим современником И. Ньютона и первые два тома «Путешествий Гулливера» вышли через год после смерти великого физика, и вполне понятно, что Свифт не мог хорошо знать новую теорию движения Галилея и Ньютона, которая во всех тонкостях доступна нынешним преподавателям физики.

В статье рекламного характера о СУНЦ (специализированный учебно-научный центр) МГУ [1] приводится пример экзаменационного билета на вступительном экзамене и приложенная к нему физическая задача:

«Свободно падающее тело спустя некоторое время после начала движения, находится на высоте $h_1 = 300$ м, а ещё через время, равное $\Delta t = 10$ с, на высоте $h_2 = 120$ м над землей. С какой высоты падало тело? Сопротивление воздуха не учитывать» [1].

Очень интригует, что сделали экзаменаторы с мальчиком, который сказал: «Да не буду я решать эту задачу! Вы сами-то её читали?!».

Это значит, что он в уме прикинул, что «Свободно падающее тело» даже из состояния покоя за 10 секунд пролетит примерно 500 м, а уж никак не $300-120=180$ м, даже при учёте сопротивления воздуха. Будем надеяться, что как раз этого юношу или девушку с таким характером и приняли в учебно-научный центр, и они завоевали нам не одну медаль на международных олимпиадах по любимой физике. А вдруг отправили наглеца прочь с двойкой? Не все физики имеют чувство юмора, и не привыкли признавать свои ошибки.

Безусловно, это именно ошибка в условии придуманной задачи. Казалось бы мелочь, частный случай, о котором и говорить неприлично – эти авторы подготовили так много участников и победителей различных международных олимпиад по физике, что просто не подлежат критике. Возможно, это объясняет, почему почти два десятка лет никто не осмелился на эту ошибку авторам указать.

Кроме того, множество учителей и репетиторов пользуются солидным сборником задач очень уважаемых авторов из того же МГУ, и не могли не заметить там удивительно похожую задачу:

2. «30. Свободно падающее без начальной скорости тело спустя промежуток времени t после начала движения, находится на высоте $H_1 = 1100$ м, а ещё через время, равное $\Delta t = 10$ с, на высоте $H_2 = 120$ м над поверхностью земли. С какой высоты H падало тело?» [2].

И в конце книги приведён ответ: «1225 м».

Вот здесь на первый взгляд нет ничего особенного, задача как задача, вполне решаемая. Разве что исполнительная девчонка добавит к условию ускорение свободного падения $9,81$, подумает и округлит до $9,8$. После этого легко вычисляется время движения этого свободно падающего тела на первом участке, ровно пять секунд. А расстояние, естественно, $122,5$ м. добавляет ещё 1100 м и получает $1222,5$ м.

Если учитель или экзаменатор просто помнит ответ задачника, он говорит: «Неправильно!»

Сидящий рядом лихой мальчишка берёт $g=10$, а дальше решает так же, как учили. Время оказывается у него, понятное дело, немного меньше, $4,8$ с, он прибавляет 10 секунд из условия, считает расстояние до отметки 120 м, получая $1095,2$ м. осталось добавить длину нижнего отрезка 120 м, и результат готов, $1215,2$ м... что опять не сходится с ответом в книжке.

А третий мальчик, самый большой любитель решать физические задачи, как только дошёл до пяти секунд на самом верхнем участке, обратил внимание на следующий интервал времени этого загадочного случая падения: 10 секунд, это же два

раза по пять. Тут он вспоминает любопытную пропорцию Галилея: в равноускоренном движении пути, пройденные в равные последовательные отрезки времени, относятся как последовательные нечётные числа, $1:3:5:\dots$

Он считает в уме: за первые 5 с пройдено 125 м, за следующие пять секунд в три раза больше, 375 м, и за последний такой же интервал в пять раз больше, 625 м. итого, за 15 с пройдено 1125 м, да ещё осталось до земли 120 м. начальная высота была 1245 м.

Такого ответа в классе не было ещё для этой странной задачи! А странность в том, что за те роковые 10 с полёта тело вынуждено пролететь какие-то 980 м, тогда как по Галилею всю тысячу...

Можно высказать робкое предположение, что задачу некогда придумал какой-то безвестный, но умный и опытный физик-педагог, и придумал, возможно, ради пропорции Галилея. Только вместо случайной отметки 120 м у него было ровно 100. Именно в этой геометрии физика даст желанный ответ 1225 метров ($H=5 \times 225 + 100$).

А мог он обойтись вообще без этой нижней точки, взяв одну промежуточную метку на высоте 1000 м над поверхностью Земли, задача не много бы потеряла, скорее наоборот, стала бы прозрачнее и полезней.

Видимо, не только школярам надо внушать: «Не списывай, хуже будет!»

Но самое удивительное, что в хорошем классе любой вариант условия этой задачи может оказаться полезным для подготовленного учителя, и создать творческую обстановку на уроке. И обсуждаться могут не одни лишь физические проблемы.

А если ещё остаётся время на уроке до звонка, можно обратиться к «Путешествиям Гулливера», и случай его падения в море превратить в аналог разбираемой задачи. Или напомнить не менее кошмарную историю, рассказанную в газете. Вот заголовок газетной публикации: «За секунду пролетел в лифте шесть этажей» [3]. Далее сообщается, что 14-летний подросток вошёл в кабину лифта на девятом этаже и... только аварийный тормоз сработал, остановив его на четвертом этаже. Конечно, с девятого до четвёртого примерно шесть этажей, поэтому кроме шока, мальчик получил ушибы и сотрясение мозга, но, к счастью, чудом остался жив. Очень «высокие» потолки были в этой новостройке, ведь за первую секунду свободно падающая точка около поверхности Земли пролетает чуть меньше пяти метров - эту цифру должны знать школьники, начавшие мзучать механику.

Библиографический список

1. Варламов С.Д., Сергеев С.Н. //Физика в школе, 2003, №4. С.35.
2. Задачи по физике для поступающих в вузы. Изд. третье. Авторы Г.А. Бендриков, Б.Б. Буховцев, В.В. Керженцев, Г.Я. Мякишев. М., НАУКА. 1976. С.13.
3. Снежина С. //«Комсомольская правда», 10 декабря 2008 г.

THE TRAJECTORY OF A SINGLE PHYSICAL PROBLEM

M.A. Starshov

Saratov State University

The pedagogical possibilities of various variants of a single task on the kinematics of equidistant motion for creating problem situations and a creative environment in a physics lesson are considered.

ОЦЕНОЧНОЕ СООТНОШЕНИЕ ДЛЯ МОЩНОСТИ
КЛАССИЧЕСКОЙ КОМПОНЕНТЫ ДРОБОВОГО ШУМА

А.С. Шаповалов, С.А. Шаповалов, А.С. Шаповалов мл

Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского

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

Шаповалов Александр Степанович мл, студент института физики

КРЭТ, АО «АП Восход», г. Москва

Шаповалов Степан Александрович, начальник группы ОВК

Представлено оценочное соотношение для мощности классической компоненты дробового шума потенциального барьера. Проводится сравнение строгого выражения и оценочного соотношения для мощности.

Оценочные соотношения широко используются в общих и специальных курсах для студентов физических специальностей [1]. Отличаясь простотой вывода, они позволяют получить данные, близкие к результатам строгого расчёта. В данной работе это обстоятельство иллюстрируется на примере мощности дробового шума потенциального барьера. Для определённости будем считать, что барьер находится на поверхности эмиттера электронов (катода) плоского диода [2]. Диод работает в режиме насыщения.

Как показано в общей теории дробового шума [3], на катоде генерируются две компоненты дробового шума: классическая и аномальная. Физическая природа этих компонент разная. Классическая компонента возникает вследствие случайного характера эмиссии отдельных электронов и генерируется и на однородном, и на неоднородном катодах. Аномальная компонента возникает вследствие случайной смены эмиссионных состояний эмиттера [3] и генерируется только на неоднородном катоде.

Рассмотрим полную мощность $P_{кл}$ классической компоненты. Под ней будем понимать средний квадрат флуктуаций тока, вызываемых случайным характером моментов испускания отдельных электронов.

При пренебрежимо малом угле пролёта двухсторонняя спектральная плотность классической компоненты флуктуаций тока $S_i(\omega)$ не зависит от частоты (шум белый) и определяется формулой Шоттки [2]

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

где e – абсолютная величина заряда электрона, ω – круговая частота, I_0 – постоянная составляющая тока эмиссии, i – символ флуктуационной составляющей тока эмиссии.

При конечном угле пролёта спектральная плотность классической компоненты зависит от частоты, уменьшаясь при её увеличении. (В отличие от классической компоненты аномальная составляющая спектра флуктуаций всегда зависит от частоты).

При строгом расчёте мощности $P_{кл}$ классической компоненты необходимо вычислить интеграл по частоте от сложного выражения для

спектральной плотности, учитывающего её зависимость от частоты. Есть и другой путь строгого определения мощности. Полную мощность можно определить из автокорреляционной функции тока $R_i(\tau)$ (τ – разность моментов времени t_2-t_1). Для этого достаточно найти значение автокорреляционной функции $R_i(\tau)$ при нулевом значении её аргумента [2]. Положив $\tau=0$ в выражении для $R_i(\tau)$, приведённом в [2] для плоского диода, получим

$$P_{кл} = R_i(\tau = 0) = \frac{4eI_0}{3\tau_a}, \quad (2)$$

где

$$\tau_a = \sqrt{\frac{2md^2}{eV_a}}, \quad (3)$$

τ_a – время пролёта электрона от катода до анода, m – масса электрона, d – расстояние между катодом и анодом, V_a – разность потенциалов анода и катода.

Однако расчёт автокорреляционной функции, знание которой требуется при таком подходе, не менее сложен, чем вычисление интеграла при первом подходе. Таким образом, при любом строгом подходе определение мощности связано со сложными вычислениями.

В то же время, оценочное соотношение для мощности классической компоненты дробового шума $P_{кл}$ можно получить довольно быстро и просто. Действительно, используя первый подход, интеграл от спектральной плотности можно приближенно считать равным удвоенному произведению спектральной плотности (1) и ширины спектра флуктуации $\Delta\omega$ (удвоение связано с необходимостью интегрирования и по положительным, и по отрицательным частотам). Исходя из общих физических соображений и учитывая, что роль постоянной времени здесь играет величина τ_a , ширину спектра флуктуаций можно приближенно оценить соотношением

$$\Delta\omega \approx 2\pi \frac{1}{\tau_a}. \quad (4)$$

Таким образом, перемножая выражения (1) и (4) оценочное соотношение для $P_{кл}$ можно представить так:

$$P_{кл} = \frac{2eI_o}{\tau_a}. \quad (5)$$

Нетрудно видеть, что оценочное соотношение (5) для мощности несущественно отличается от строгого выражения (2) постоянным коэффициентом. И главное, оно верно отражает зависимость мощности от физических величин (I_o , e , τ_a). В первую очередь, это относится к зависимости мощности от постоянной составляющей тока эмиссии. Действительно, и по строгому выражению

(2), и по оценочному соотношению (5) мощность классической компоненты $P_{кл}$ дробового шума пропорциональна току в первой степени, а постоянные коэффициенты в указанных выражениях отличаются всего лишь в 1,5 раза. Всё это говорит о целесообразности широкого применения в физике оценочных соотношений.

Практика применения подобных приёмов исследования физических процессов и систем [4-15] подтверждает их плодотворность.

Библиографический список

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 2. Термодинамика и молекулярная физика. М.: «Наука», 1975. 552 с.
2. Давенпорт В.Б., Рут В.Л. Введение в теорию случайных сигналов и шумов / Пер. с англ. под ред. Р.Л. Добрушина. – М.: ИЛ, 1960, - 468с.
3. Шаповалов А.С., Голубенцев А.Ф., Денисов Ю.И. Эмиссионные и шумовые свойства неоднородных эмиттеров.- Саратов.: Издательство Саратовского университета, 1983, - 90 с.
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. Шаповалов А.С. Вероятностные расчёты в физике. Саратов.: Издательство «Саратовский источник», 2015, - 72 с.
6. Игнатъев А.А., Куликов М.Н., Стальмахов В.С., Шаповалов А.С. Шумовые свойства ламп обратной волны со скрещенными полями.- Саратов.: Издательство Саратовского университета, 1983, - 96 с.
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. Шаповалов А.С. Корреляция и взаимный спектр флуктуаций электронного пучка на неоднородном эмиттере. // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 1997. – В. 3. – С. 9-19.
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. Шаповалов А.С., Инкин М.Г., Шаповалов А.С. мл. Максимальный уровень дробового шума гиперболической модели неоднородного потенциального барьера // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2020. – В. 27. – С. 36-37.
13. Шаповалов А.С., Инкин М.Г., Шаповалов А.С. мл. Частотные характеристики аномального дробового шума гиперболической модели неоднородного потенциального барьера // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2020. – В. 27. – С. 37-40.
14. Шаповалов А.С., Машников В.В., Шаповалов А.С. мл. Модификация гиперболической модели неоднородного потенциального барьера с пониженным уровнем аномального дробового шума // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2020. – В. 27. – С. 40-45.
15. Шаповалов А.С., Шаповалов С.А., Шаповалов А.С. мл. Методические аспекты общей теории аномального дробового шума и её практического применения // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2020. – В. 27. – С. 6-9.

ESTIMATED RATIO FOR THE POWER OF THE CLASSICAL COMPONENT OF SHOT NOISE

¹A.S. Shapovalov, ²S.A. Shapovalov, ¹A.S. Shapovalov Jr

¹Saratov State University

²"AP Voskhod", Moscow

An estimated ratio for the power of the classical component of the shot noise of a potential barrier is presented. A comparison of the strict expression and the estimated ratio for the power is carried out.

ОЦЕНОЧНОЕ СООТНОШЕНИЕ ДЛЯ МОЩНОСТИ АНОМАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ ДРОБОВОГО ШУМА НА НЕОДНОРОДНОМ ПОТЕНЦИАЛЬНОМ БАРЬЕРЕ

А.С. Шаповалов, С.А. Шаповалов, А.С. Шаповалов мл

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

Шаповалов Александр Степанович, д.ф.-м.н., профессор кафедры компьютерной физики и метаматериалов*Шаповалов Александр Степанович мл*, студент института физики КРЭТ, АО «АП Восход», г. Москва*Шаповалов Степан Александрович*, начальник группы ОВК

Представлено оценочное соотношение для мощности аномальной компоненты дробового шума неоднородного потенциального барьера. Проводится сравнение оценочных соотношений для мощности классической и аномальной компонент.

Оценочное соотношение для мощности аномальной компоненты дробового шума на неоднородном потенциальном барьере позволяет провести сравнение мощностей классической и аномальной компонент дробового шума, не прибегая к сложным и громоздким вычислениям. Для определённости, как и в работе [1], будем считать, что потенциальный барьер находится на эмитирующей поверхности катода.

Если катод неоднороден и имеет множество эмиссионных состояний, которые непрерывно сменяют друг друга, то спектральная плотность аномальной компоненты дробового шума, генерируемой на его поверхности, имеет вид [2]

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

где

$$\gamma(\omega) = 1 + 2 \operatorname{Re} \frac{M \{ \exp(j\omega\tau) \}}{1 - M \{ \exp(j\omega\tau) \}}, \quad (2)$$

$S_{i \text{ ан}}(\omega)$ - двухсторонняя спектральная плотность флуктуаций тока, вызываемых сменой эмиссионных состояний катода; i - символ флуктуационной составляющей тока эмиссии; ω - круговая частота; $\gamma(\omega)$ - коэффициент повышения полного уровня дробового шума по сравнению с уровнем Шоттки, равном $(eI_0/2\pi)$; e - абсолютная величина заряда электрона; I_0 - постоянная составляющая тока эмиссии; τ - интервал времени между двумя последовательными актами испускания электронов; $j = \sqrt{-1}$; M - символ взятия математического ожидания.

На достаточно низких частотах, когда $\omega \ll I_0/e$, коэффициент повышения шума максимален и приближённо равен величине $\gamma_0 = \gamma(\omega \rightarrow 0)$, которая практически совпадает с квадратом коэффициента вариации V_τ^2 интервала τ [2]

$$V_\tau^2 = \frac{M \{ \tau^2 \} - M^2 \{ \tau \}}{M^2 \{ \tau \}}. \quad (3)$$

Таким образом, при приближённой оценке мощности аномальной компоненты $P_{\text{ан}}$ в указанной полосе частот её спектральную плотность можно принять равной

$$S_{i \text{ ан}}(\omega) = [\gamma_0 - 1] \frac{eI_0}{2\pi}. \quad (4)$$

При оценке ширины спектра флуктуаций, вызываемых случайной сменой эмиссионных состояний, следует учесть, что единственной временной постоянной, характеризующей указанный процесс, является математическое ожидание интервала $M \{ \tau \} = \tau$. Следовательно, ширину спектра $\Delta\omega$ аномальной компоненты приближённо можно принять равной

$$\Delta\omega = 2\pi \frac{1}{\tau}. \quad (5)$$

Мощность аномальной компоненты определяется интегралом по частоте (положительной и отрицательной) от спектральной плотности. Очевидно, что результат интегрирования при строгом расчёте $P_{\text{ан}}$ будет близок к величине удвоенного произведения величин (4) и (5)

$$P_{\text{ан}} = [\gamma_0 - 1] \frac{eI_0}{\tau}. \quad (6)$$

Подставив в (6) очевидное равенство для математического ожидания интервала

$$\tau = \frac{e}{I_0},$$

получаем простое оценочное соотношение для $P_{\text{ан}}$ в следующем виде:

$$P_{\text{ан}} = [\gamma_0 - 1] I_0^2. \quad (7)$$

Коэффициент γ_0 в соотношении (7) является постоянной величиной, не зависящей от тока I_0 . Его величина определяется типом выбранной конкретной модели неоднородного эмиттера (плотности распределения интервала τ) и степенью неоднородности эмиттера (перепадом параметра интенсивности эмиссии [2]). Как уже указывалось, в области $\omega \ll I_0/e$ он равен квадрату коэффициента вариации интервала. Зависимость мощности $P_{\text{ан}}$ от тока описывается только вторым сомножителем.

Полученный результат позволяет обнаружить принципиальное отличие выражений для мощности аномальной и классической компонент дробового шума. Оказывается мощность аномальной компоненты пропорциональна квадрату постоянной составляющей тока эмиссии I_0^2 , в то время как

мощность классической компоненты пропорциональна току I_0 в первой степени. Таким образом, не смотря на приближённый характер полученное соотношение приводит к важному выводу об особенностях аномальной компоненты дробового шума.

В заключение отметим, что различие физических механизмов генерации аномальной и классической компонент позволяет считать их не коррелированными и оценочное соотношение для

результатирующей мощности $P_{рез}$ дробового шума записать в виде суммы [2]

$$P_{рез} = P_{кл} + P_{ан} = \frac{2eI_0}{\tau_a} + [\gamma_o - 1]I_0^2.$$

Важно также отметить, что вывод и практическое применение оценочных соотношений в различных областях физики [3-15] способствует более глубокому усвоению учащимися физических механизмов изучаемых процессов.

Библиографический список

1. Шаповалов А.С., Шаповалов С.А., Шаповалов А.С. мл. Оценочное соотношение для мощности классической компоненты дробового шума // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2021. – В. 28. – С.16-17.
2. Шаповалов А.С., Голубенцев А.Ф., Денисов Ю.И. Эмиссионные и шумовые свойства неоднородных эмиттеров.- Саратов.: Издательство Саратовского университета, 1983, - 90 с.
3. 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.
4. Игнатьев А.А., Куликов М.Н., Стальмахов В.С., Шаповалов А.С. Шумовые свойства ламп обратной волны со скрещенными полями.- Саратов.: Издательство Саратовского университета, 1983, - 96 с.
5. Шаповалов А.С. Корреляция и взаимный спектр флуктуаций электронного пучка на неоднородном эмиттере. // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 1997. – В. 3. – С. 9-19.
6. 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.
7. Захарова Л.А., Игнатьев А.А., Куликов М.Н., Стальмахов В.С., Шаповалов А.С. О спектре сигнала ЛОВ М-типа // Радиотехника и электроника. – 1977. Т. 22. № 11. С. 2425-2428.
8. Minkin L. Shapovalov A.S. Indoor Radon Entry: 30 Years Later. // Iranian Journal of Radiation Research. – Summer 2008. – V. 6, № 1. P. 159-164.
9. 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.
10. Minkin L., Shapovalov A.S. Heat of Transport of Air in Clay. // Radiation Protection Dosimetry. - 2007.- V. 123, № 2, - P. 221-225.
11. Голубенцев А.Ф., Шаповалов А.С. К вопросу о спектральной плотности флуктуаций тока эмиссии термокатода // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 1974. Т. 17. № 12. 1885-1890.
12. Шаповалов А.С., Инкин М.Г., Шаповалов А.С. мл. Максимальный уровень дробового шума гиперболической модели неоднородного потенциального барьера // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2020. – В. 27. – С. 36-37.
13. Шаповалов А.С., Инкин М.Г., Шаповалов А.С. мл. Частотные характеристики аномального дробового шума гиперболической модели неоднородного потенциального барьера // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2020. – В. 27. – С. 37-40.
14. Шаповалов А.С., Машников В.В., Шаповалов А.С. мл. Модификация гиперболической модели неоднородного потенциального барьера с пониженным уровнем аномального дробового шума // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2020. – В. 27. – С. 40-45.
15. Шаповалов А.С., Шаповалов С.А., Шаповалов А.С. мл. Методические аспекты общей теории аномального дробового шума и её практического применения // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2020. – В. 27. – С. 6-9.

THE ESTIMATED RATIO FOR THE POWER OF THE ANOMALOUS COMPONENT OF SHOT NOISE OF AN INHOMOGENEOUS POTENTIAL BARRIER

¹A.S. Shapovalov, ²S.A. Shapovalov, ¹A.S. Shapovalov Jr

¹Saratov State University

²"AP Voskhod", Moscow

An estimated ratio for the power of the anomalous component of the shot noise of the inhomogeneous potential barrier is presented.. The estimated relations for the power of the classical and anomalous components are compared.

МЕТОДИЧЕСКИЙ ПРИЁМ УПРОЩЕНИЯ РАСЧЁТА
МАКСИМАЛЬНОГО УРОВНЯ АНОМАЛЬНОГО ДРОБОВОГО ШУМА
НЕОДНОРОДНОГО ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА

А.С. Шаповалов, С.А. Шаповалов, А.С. Шаповалов мл

Саратовский национальный исследовательский государственный университет

Шаповалов Александр Степанович,

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

Шаповалов Александр Степанович мл, студент института физики

КРЭТ, АО «АП Восход», г. Москва

Шаповалов Степан Александрович, начальник группы ОВК

Приводится методический приём упрощения расчёта математических ожиданий интервала времени между последовательными актами прохождения носителей заряда через неоднородный потенциальный барьера

Освоение методов статистического анализа сложных неоднородных систем относится к числу приоритетных задач подготовки специалистов. Одним из примеров подобных задач является исследование шумовых свойств неоднородных потенциальных барьеров. Общая теория дробового шума неоднородного потенциального барьера разработана, однако её практическое применение для конкретных статистических моделей барьера нередко вызывает у учащихся определённые затруднения. Так, например, при расчёте максимального уровня аномального дробового шума [1] такие затруднения возникают при расчёте моментов и коэффициента вариации интервала времени τ между двумя последовательными актами прохождения носителей заряда через потенциальный барьер. В данной заметке предлагается простой приём, позволяющий обойти эти трудности. Для определённости можно считать, что рассматриваемый барьер находится на поверхности эмиттера электронов (катода).

В общей теории аномального дробового шума показано, что максимальное значение коэффициент повышения γ_0 уровня аномального дробового шума по отношению к уровню Шоттки, равно квадрату коэффициента вариации интервала τ [1-4]

$$\gamma_0 = v_\tau^2 = \frac{M\{\tau^2\} - M^2\{\tau\}}{M^2\{\tau\}}. \quad (1)$$

Здесь

$$M\{\tau\} = \int_0^\infty \tau f(\tau) d\tau, \quad (2)$$

$$M\{\tau^2\} = \int_0^\infty \tau^2 f(\tau) d\tau, \quad (3)$$

$f(\tau)$ – безусловная плотность распределения интервала τ , M – символ взятия математического ожидания, v_τ – коэффициент вариации интервала.

Как правило, при разработке статистических моделей неоднородных потенциальных барьеров предполагается, что условная плотность распределения интервала при условии, что барьер (катод) находится в данном эмиссионном состоянии, описывается экспоненциальным законом

$$f(\tau | \lambda) = \lambda \exp(-\lambda\tau),$$

где λ – рандомизированный параметр интенсивности эмиссии, равный условному математическому ожиданию числа электронов, эмитируемых в единицу времени при условии, что эмиттер находится в данном эмиссионном состоянии. В этом случае в соответствии с формулой полной вероятности безусловная плотность распределения интервала описывается интегралом

$$f(\tau) = \int_{(\lambda)} \psi(\lambda) \lambda \exp(-\lambda\tau) d\lambda, \quad (4)$$

где $\psi(\lambda)$ плотность распределения параметра интенсивности λ , соответствующая выбранной частной модели неоднородного эмиттера и заданная в области (λ) .

Приведённые выражения позволяют найти коэффициент повышения γ_0 уровня аномального дробового шума следующим образом. Проведя интегрирование в (4) и подставив получившееся выражение для $f(\tau)$ в (2),(3), можно найти моменты интервала, а затем по формуле (1) – коэффициент повышения γ_0 .

Однако для многих моделей неоднородного эмиттера выражение для $f(\tau)$, рассчитанное на основе равенства (4), оказывается достаточно сложным, а расчёт моментов и коэффициента вариации по формулам (1)-(3) весьма затруднительным [1-4]. Для преодоления этих трудностей достаточно изменить порядок расчёта γ_0 . Подставив интегральное представление (4) для $f(\tau)$ в равенства (2),(3), получим двойные интегралы

$$M\{\tau\} = \int_{\tau=0}^{\tau=\infty} \int_{(\lambda)} \lambda \tau \psi(\lambda) \exp(-\lambda\tau) d\lambda d\tau, \quad (5)$$

$$M\{\tau^2\} = \int_{\tau=0}^{\tau=\infty} \int_{(\lambda)} \lambda \tau^2 \psi(\lambda) \exp(-\lambda\tau) d\lambda d\tau. \quad (6)$$

Интегрирование (5) и (6) по τ даёт следующие соотношения для моментов, которые записываются через интегралы по λ :

$$M\{\tau\} = \int_{(\lambda)} \frac{1}{\lambda} \psi(\lambda) d\lambda = M\left\{\frac{1}{\lambda}\right\}, \quad (7)$$

$$M\{\tau^2\} = 2 \int_{(\lambda)} \frac{1}{\lambda^2} \psi(\lambda) d\lambda = 2M\left\{\frac{1}{\lambda^2}\right\}. \quad (8)$$

Вычисление интегралов (7) и (8), а следовательно и коэффициента γ_0 , для конкретных моделей неоднородных систем, когда $\psi(\lambda)$ задаётся в

некоторой области значений (λ), как правило, затруднений не вызывает.

Аналогичные приёмы расчёта могут использоваться при решении задач в различных областях физики [5-14].

Библиографический список

1. Шаповалов А.С., Голубенцев А.Ф., Денисов Ю.И. Эмиссионные и шумовые свойства неоднородных эмиттеров. – Саратов.: Издательство Саратовского университета, 1983. – 92 с.
2. 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.
3. Шаповалов А.С., Денисов Ю.И. Статистический механизм возникновения аномальных дробовых шумов в потоках носителей заряда // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1985. – Т. 28, № 5. – С. 88.
4. Голубенцев А.Ф., Шаповалов А.С. К вопросу об уровне дробового шума термокатода // Журнал технической физики. – 1974. Т. 44. №10. С. 2174-2177.
5. Minkin L., Shapovalov A.S. Heat of Transport of Air in Clay. // Radiation Protection Dosimetry. - 2007.- V. 123, № 2. - P. 221-225.
6. Dittrich W., Shapovalov A.S., Minkin L. Measuring the Specific Heat of Metals By Cooling. // Physics Teacher. – 2010. - V. 48. № 8. - P.531-533.
7. 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.
8. Захарова Л.А., Игнатъев А.А., Куликов М.Н., Стальмахов В.С., Шаповалов А.С. О спектре сигнала ЛОВ М-типа // Радиотехника и электроника. – 1977. Т. 22. № 11. С. 2425-2428.
9. Игнатъев А.А., Куликов М.Н., Стальмахов В.С., Шаповалов А.С. Шумовые свойства ламп обратной волны со скрещенными полями. – Саратов.: Издательство Саратовского университета, 1983. – 96 с
10. Голубенцев А.Ф., Шаповалов А.С. К вопросу о спектральной плотности флуктуаций тока эмиссии термокатода // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. – 1974. Т. 17. № 12. С. 1885-1890.
11. Шаповалов А.С., Инкин М.Г., Шаповалов А.С. мл. Максимальный уровень дробового шума гиперболической модели неоднородного потенциального барьера // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2020. – В. 27. – С. 36-37.
12. Шаповалов А.С., Инкин М.Г., Шаповалов А.С. мл. Частотные характеристики аномального дробового шума гиперболической модели неоднородного потенциального барьера // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2020. – В. 27. – С. 37-40.
13. Шаповалов А.С., Машников В.В., Шаповалов А.С. мл. Модификация гиперболической модели неоднородного потенциального барьера с пониженным уровнем аномального дробового шума // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2020. – В. 27. – С. 40-45.
14. Шаповалов А.С., Шаповалов С.А., Шаповалов А.С. мл. Методические аспекты общей теории аномального дробового шума и её практического применения // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2020. – В. 27. – С. 6-9.

METHODOLOGICAL TECHNIQUE FOR SIMPLIFYING THE CALCULATION OF THE MAXIMUM LEVEL OF ANOMALOUS SHOT NOISE OF AN INHOMOGENEOUS POTENTIAL BARRIER

¹A.S. Shapovalov, ²S.A. Shapovalov, ¹A.S. Shapovalov Jr

¹Saratov National Research State University

²«AP Voskhod», Moscow

A methodological method for simplifying the calculation of mathematical expectations of the time interval between successive acts of passing of the charge carriers through an inhomogeneous potential barrier is presented.

ДИСТАНЦИОННЫЙ МЕТОД ОБУЧЕНИЯ АНГЛИЙСКОМУ ЯЗЫКУ

И.А. Шаповалова

Шаповалова Ирина Александровна, учитель английского языка высшей категории

МАОУ «Гимназия №31» Кировского района г. Саратова

Обсуждается использование дистанционного метода обучения как неотъемлемой части обучения в современном мире. В статье представлены методические принципы, которым следует руководствоваться при использовании данного метода.

Внедрение дистанционной формы обучения стало неотъемлемой и необходимой частью учебного процесса в наши дни. Эпидемиологическая обстановка в нашей стране и в целом мире диктует особые условия в жизни людей и, соответственно, обучении.

Развитие науки, информационных технологий предоставили новую возможность вести занятия, лекции, семинары, конференции. Это – дистанционное обучение. Эта форма обучения даёт очень многое: студент может сам выбрать время и место для занятий, использовать новые информационные технологии, возрастает возможность индивидуализации обучения [1].

Дистанционное обучение – это обучение на расстоянии, которое широко распространено на Западе, но сейчас также стало важным методом обучения и в России. Наша страна активно включилась в мировой процесс развития дистанционного обучения. И интерес к внедрению в учебный процесс технологий дистанционного обучения с каждым днём неуклонно растёт [2].

Обучение на основе дистанционных компьютерных технологий предлагает следующие возможности:

- быстро передавать любую информацию на расстоянии;
- редактирование, хранение этой информации на нужный период;
- доступность к различным источникам информации, в том числе удалённым, например, конференциям по всему миру через систему Интернет;
- оперативную связь с преподавателем и другими участниками курса;
- организацию совместных проектов, участие в конференциях любого уровня.

Эффективность дистанционного обучения зависит от:

1. качественного взаимодействия студента и преподавателя;
2. педагогических технологий, используемых при этом взаимодействии;
3. эффективности методических материалов;
4. эффективности обратной связи.

Из вышесказанного следует, что эффективность дистанционного обучения определяется, прежде всего, организацией учебного процесса, методическим качеством используемых материалов и высокой квалификацией преподавателя [3].

Чтобы рассматривать дистанционное обучение как эффективный метод, следует выделить ряд параметров, которыми должен характеризоваться любой вид дистанционного обучения.

а) более тщательное и детальное планирование работы студента, её организацию;

б) чёткая постановка задач и целей;

в) обеспечение и доставка необходимых материалов;

г) интерактивность;

д) обеспечение максимально возможной интерактивности между студентами и преподавателем, студентом и учебным материалом, а также возможности групповых занятий.

е) особо важным элементом любого занятия является мотивация, для чего следует использовать разнообразные средства и приёмы;

ж) сама структура курса должна быть модульной, чтобы студент видел своё продвижение в обучении от модуля к модулю, чтобы у него было право выбора модуля по своему усмотрению или по усмотрению преподавателя, в зависимости от уровня подготовки. Но как показывает практика, модули с большим объёмом, снижают уровень мотивации студентов.

з) несомненно, особое значение в обучении имеет звук или звуковое сопровождение, которым может обеспечить любая сетевая технология [4].

Современные информационные технологии дают огромные возможности для дистанционного обучения, такие как хранение, обработка и доставка информации на любые расстояния, любого объёма и содержания. При таких условиях в организации дистанционного обучения на первое место выходит его методологическая и содержательная организация. Необходимо обратить внимание не только на отбор содержания для усвоения, но и структурную организацию учебного материала.

Для методики дистанционного обучения первостепенное значение имеют следующие принципы:

Принцип коммуникативности, который обеспечивает контакт с преподавателем, индивидуальную и групповую работу. Это различные проблемные задания, совместные проекты.

Принцип сознательности, который представляет систему правил, с помощью которых формируются навыки, дающие представления о структуре языка.

Принцип опоры на родной язык, который должен находить отражение в организации ознакомления студентов с новым языковым материалом.

Принцип наглядности, который предусматривает различные виды и формы наглядности:

а) языковая наглядность (речевые образцы, показывающие функциональные особенности языка; аутентичные тексты и т.п.).

б) зрительная наглядность (использование мультимедийных средств, организация видеоконференций).

в) слуховая наглядность (предусматривает использование необходимых программных средств, аудиоконференций).

Принцип доступности, который предусматривает доступность в дистанционном обучении не только за счёт разработки учебного материала различного уровня сложности, но и за счёт интерактивного режима работы.

Принцип доброжелательного эмоционального фона, который формирует мотивацию обучения для

каждого студента. Этот принцип достигается с одной стороны, специфической системой обучения, а с другой стороны – системой устанавливаемых отношений между преподавателем и студентом в процессе обучения. Это одно из условий успешности обучения. Вот поэтому хорошо оправдывается работа в сотрудничестве, проектные методы. Устанавливается хороший контакт и доброжелательная, комфортная атмосфера для обучения. И самое главное - и у преподавателя, и у студента появляется чувство удовлетворённости от проделанной работы.

Библиографический список

1. Зимняя И.А. Усиление мотивации учебной деятельности. М.,1989.
2. Митянин Н.В. Методика обучения английскому языку в технических вузах. Молодой учёный, 2019.
3. Олифиренко С.М. Методы изучения английского языка в техническом ВУЗе. // Интернет –журнал «Мир науки»,2017.
4. Минаева Л.В. Преподавание английского языка для специальных целей: теория и практика. МГУ. Лицей 1997.

DISTANCE METHOD OF TEACHING ENGLISH

I.A.Shapovalova

Saratov Gymnasium №31

The use of the distance learning method as an integral part of learning in the modern world is discussed. The article presents the methodological principles that should be followed when using this method.



На месте приземления Ю.А. Гагарина. 1962 г.

ЛИНЕЙНАЯ МОДЕЛЬ НЕОДНОРОДНОГО ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА
И РАСЧЁТНЫЕ ВЫРАЖЕНИЯ
ДЛЯ УРОВНЯ АНОМАЛЬНОГО ДРОБОВОГО ШУМА

А.С. Шаповалов, В.В. Машников, М.Г. Инкин, А.С. Шаповалов мл

Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского

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

Машников Валерий Васильевич, к.ф.-м.н., доцент кафедры компьютерной физики и метаматериалов

Инкин Максим Глебович, аспирант института физики

Шаповалов Александр Степанович мл, студент института физики

Приведены результаты разработки линейной модели неоднородного потенциального барьера, генерирующего аномальный дробовой шум. Представлены основные выражения, позволяющие определить его максимальный уровень.

Проблема влияния неоднородности системы на уровень генерируемого аномального дробового шума (АДШ) до последнего времени остаётся изученной не в полной мере [1-9]. Исследование особенностей и возможных пределов изменения уровня АДШ, методов его подавления требует разработки новых и модификации существующих статистических моделей неоднородных потенциальных барьеров. В данной работе приводятся результаты разработки линейной модели неоднородного потенциального барьера. Для определённости будем считать, что барьер находится на поверхности эмиттера электронов (катода). Основная цель работы заключается в определении таких законов распределения параметра интенсивности эмиссии систем, которые ведут к уменьшению уровня генерируемого АДШ. Это позволит указать направления развития технологии изготовления электронных устройств, обеспечивающие не только однородность систем, но и оптимальный вид закона распределения параметра λ интенсивности эмиссии [1-9].

Закон распределения параметра интенсивности эмиссии

Под линейной моделью неоднородного эмиттера будем понимать такую систему, в рамках которой плотность распределения $\psi(\lambda)$ параметра интенсивности эмиссии λ описывается отрезком прямой с произвольным наклоном относительно оси λ . Для краткости эту функцию будем называть также вероятностной характеристикой модели. Будем считать, что функция $\psi(\lambda)$ отлична от нуля только в интервале $\lambda_p \leq \lambda \leq \lambda_a$, границы которого определяются соответственно наименьшим λ_p и наибольшим λ_a допустимыми значениями параметра интенсивности эмиссии. В этом интервале аналитическое выражение для $\psi(\lambda)$ имеет вид линейной функции. Вне этого интервала $\psi(\lambda)=0$. Таким образом, в общем виде функцию $\psi(\lambda)$ можно представить так:

$$\psi(\lambda) = \begin{cases} C + g\lambda & \text{при } \lambda_p \leq \lambda \leq \lambda_a, \\ 0 & \text{при } \lambda < \lambda_p, \lambda > \lambda_a. \end{cases}$$

Здесь C и g – постоянные величины. Постоянная g характеризует наклон прямой, то есть крутизну вероятностной характеристики модели $d\psi/d\lambda$. Очевидно, что в качестве параметра,

характеризующего наклон, желательнее ввести безразмерную величину. Так как размерность плотности распределения $\psi(\lambda)$ обратна размерности величины λ , приведённое соотношение целесообразно представить так:

$$\psi(\lambda) = \begin{cases} C + \frac{k}{\lambda_o^2} \lambda & \text{при } \lambda_p \leq \lambda \leq \lambda_a, \\ 0 & \text{при } \lambda < \lambda_p, \lambda > \lambda_a, \end{cases}$$

где $\lambda_o = \frac{\lambda_a + \lambda_p}{2}$ – средняя точка интервала

возможных значений λ , k – безразмерный параметр наклона плотности распределения вероятности $\psi(\lambda)$, то есть безразмерная крутизна вероятностной характеристики. При $k > 0$ функция $\psi(\lambda)$ является возрастающей, при $k < 0$ – убывающей.

Величина C в приведённых выражениях определяется условием нормировки

$$\int_{\lambda_p}^{\lambda_a} \psi(\lambda) d\lambda = C(\lambda_a - \lambda_p) + \frac{k}{\lambda_o} (\lambda_a - \lambda_p) = 1.$$

Отсюда следует, что

$$C = \frac{1}{\lambda_a - \lambda_p} - \frac{k}{\lambda_o},$$

а окончательное выражение для $\psi(\lambda)$ принимает вид

$$\psi(\lambda) = \begin{cases} \frac{1}{\lambda_a - \lambda_p} + k \frac{\lambda - \lambda_o}{\lambda_o^2} & \text{при } \lambda_p \leq \lambda \leq \lambda_a, \\ 0 & \text{при } \lambda < \lambda_p, \lambda > \lambda_a. \end{cases} \quad (1)$$

Для корректного использования этого соотношения необходимо установить границы области допустимых значений параметра крутизны k . Функция $\psi(\lambda)$ должна быть неотрицательной. Однако из равенства (1) следует, что если на модуль параметра наклона $|k|$ не наложить никаких ограничений, то при некоторых значениях k функция $\psi(\lambda)$ может принимать отрицательные значения, что не допустимо [8]. Это может наблюдаться при $k > 0$, если $\lambda < \lambda_o$ и при $k < 0$, если $\lambda > \lambda_o$.

Допустимые и недопустимые типы вероятностной характеристики иллюстрируются рисунками 1 и 2.

Рисунок 1 соответствует положительной крутизне характеристики. Сплошными линиями показаны допустимые типы характеристики, штриховыми линиями – недопустимые.

Недопустимые типы появляются при переходе крутизны через некоторое граничное значение k_{zp} , которое предстоит определить.

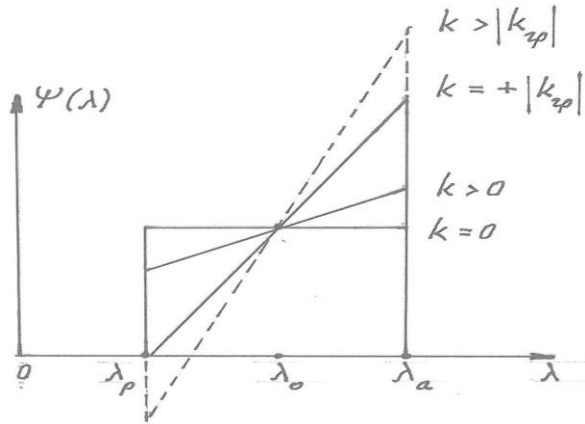


Рис. 1

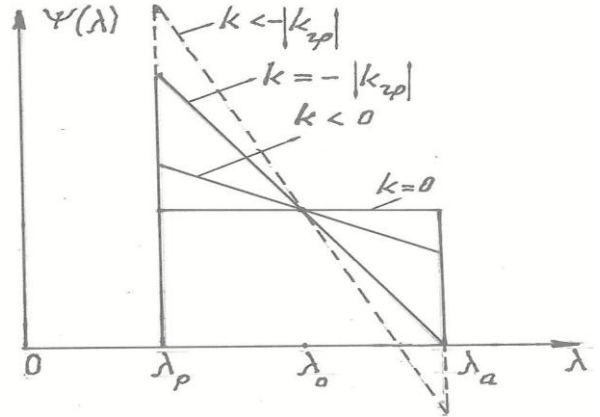


Рис. 2

Рисунок 2 соответствует отрицательной крутизне характеристики. В этом случае недопустимые значения крутизны также появляются при переходе крутизны через некоторое граничное значение, но теперь оно отрицательное.

Если крутизна $k < 0$, и её модуль увеличивается, то отрезок, изображающий функция $\psi(\lambda)$, поворачивается по часовой стрелке, и $\psi(\lambda_a)$ уменьшается, а $\psi(\lambda_p)$ увеличивается. Очевидно, что при $k < 0$ предельно высокое допустимое значение модуля кривизны $|k|_{zp}$ наблюдается при $\psi(\lambda_a) = 0$, и

Границы области допустимых значений крутизны k , а следовательно, границы применимости модели, нетрудно определить с помощью следующих элементарных рассуждений.

$$\frac{1}{\lambda_a - \lambda_p} - |k_{zp}| \frac{\lambda_a - \lambda_0}{\lambda_0^2} = 0$$

Из выражения (1) следует, что при любой величине k функция $\psi(\lambda)$ в точке $\lambda = \lambda_0$ принимает одно и то же значение, равное

Отсюда следует, что при $k < 0$

$$\psi(\lambda_0) = \frac{1}{\lambda_a - \lambda_p}.$$

$$|k_{zp}| = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_a + \lambda_p}{\lambda_a - \lambda_p} \right)^2.$$

Точку с координатами $\lambda_0, \psi(\lambda_0)$ условно назовём центром отрезка прямой, изображающей $\psi(\lambda)$. Изменение величины k не вызывает смещения центра, а приводит лишь к повороту указанного отрезка относительно его центра и изменению длины отрезка.

Объединяя результаты рассмотрения обоих случаев ($k > 0$ и $k < 0$) область допустимых значений крутизны k можно определить соотношением

Если $k = 0$, то отрезок параллелен оси λ . С увеличением k отрезок поворачивается относительно своего центра против часовой стрелки, значение $\psi(\lambda_p)$ уменьшается, а $\psi(\lambda_a)$ увеличивается. Очевидно, что предельно высокое допустимое значение крутизны, которое для краткости назовём граничным и обозначим k_{zp} , наблюдается в том случае, когда $\psi(\lambda_p) = 0$, и

$$|k| \leq \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_a + \lambda_p}{\lambda_a - \lambda_p} \right)^2. \quad (2)$$

Если в качестве параметра эмиссионной неоднородности модели ввести в рассмотрение величину максимального перепада интенсивности эмиссии $\eta = \lambda_a / \lambda_p$, то приведённое соотношение можно записать так:

$$\frac{1}{\lambda_a - \lambda_p} + k_{zp} \frac{\lambda_p - \lambda_0}{\lambda_0^2} = 0.$$

$$|k| \leq \frac{1}{2} \left(\frac{\eta + 1}{\eta - 1} \right)^2. \quad (3)$$

Отсюда следует, что при $k > 0$

$$k_{zp} = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_a + \lambda_p}{\lambda_a - \lambda_p} \right)^2$$

Таким образом, дозволённые значения крутизны вероятностной характеристики k лежат в интервале $-|k_{zp}| \leq k \leq +|k_{zp}|$, границы которого зависят от параметра неоднородности η и определяются равенством, следующим из (3),

$$|k_{zp}| = \frac{1}{2} \left(\frac{\eta + 1}{\eta - 1} \right)^2. \quad (4)$$

Нетрудно видеть, что с увеличением параметра η модули граничных значений монотонно уменьшаются и при $\eta \rightarrow \infty$ величины k_{zp} составляют +0,5 и -0,5.

Выражение (1) для плотности распределения $\psi(\lambda)$ и соотношения (2), (3) для области допустимых значений параметра крутизны k этого распределения составляют математическую основу линейной модели неоднородного эмиттера, позволяющую рассчитать уровень аномального дробового шума.

$$f(\tau) = e^{-\lambda_p \tau} \left[\left(\frac{1}{\lambda_a - \lambda_p} - \frac{k}{\lambda_o} \right) \frac{\lambda_p \tau + 1}{\tau^2} + \frac{k}{\lambda_o^2} \left(\frac{\lambda_p^2}{\tau} + \frac{2\lambda_p}{\tau^2} + \frac{2}{\tau^3} \right) \right] - e^{-\lambda_a \tau} \left[\left(\frac{1}{\lambda_a - \lambda_p} - \frac{k}{\lambda_o} \right) \frac{\lambda_a \tau + 1}{\tau^2} + \frac{k}{\lambda_o^2} \left(\frac{\lambda_a^2}{\tau} + \frac{2\lambda_a}{\tau^2} + \frac{2}{\tau^3} \right) \right]. \quad (6)$$

При $k=0$ полученное выражение совпадает с законом распределения интервала τ для модели, в рамках которой параметр интенсивности эмиссии λ распределён по закону равномерной плотности [2.]. В остальных случаях законы распределения интервала для указанных моделей отличаются весьма существенно. Это обстоятельство предопределяет существенное влияние параметра крутизны линейной модели на уровень аномальной компоненты дробового шума.

Как следует из общей теории аномального дробового шума, его максимальный уровень определяется начальными моментами первого $\bar{\tau}$ и второго $\bar{\tau}^2$ порядков. [2]

Расчёт моментов упрощается, если при его проведении воспользоваться интегральным представлением (5) для $f(\tau)$ и вычислять определённые двойные интегралы

$$\bar{\tau} = M(\tau) = \int_{\tau=0}^{\infty} \int_{\lambda=0}^{\infty} \tau \psi(\lambda) \lambda \exp(-\lambda \tau) d\lambda d\tau. \quad (7)$$

$$\bar{\tau}^2 = M(\tau^2) = \int_{\tau=0}^{\infty} \int_{\lambda=0}^{\infty} \tau^2 \psi(\lambda) \lambda \exp(-\lambda \tau) d\lambda d\tau. \quad (8)$$

После интегрирования по τ , а затем по λ , выражения (7) и (8) принимают вид

$$\bar{\tau} = \frac{1}{\lambda_o} \left[\frac{\lambda_o - k(\lambda_a - \lambda_p)}{\lambda_a - \lambda_p} \ln \frac{\lambda_a}{\lambda_p} + k \frac{\lambda_a - \lambda_p}{\lambda_o} \right], \quad (9)$$

$$\bar{\tau}^2 = \frac{2}{\lambda_o} \left[\frac{\lambda_o - k(\lambda_a - \lambda_p)}{\lambda_a \lambda_p} + \frac{k}{\lambda_o} \ln \frac{\lambda_a}{\lambda_p} \right]. \quad (10)$$

Из полученных выражений следует, что параметр крутизны k плотности распределения $\psi(\lambda)$ существенно влияет на вид закона распределения интервала $f(\tau)$ и величину его моментов.

Плотность распределения и числовые характеристики интервала времени между моментами испускания электронов

В общем случае безусловная плотность распределения $f(\tau)$ интервала времени τ между двумя последовательными моментами испускания электронов определяется соотношением [8]

$$f(\tau) = \int_0^{\infty} \psi(\lambda) \lambda \exp(-\lambda \tau) d\lambda. \quad (5)$$

Подставив в соотношение (5) выражение (1) и выполнив интегрирование, получим

Аналитическое выражение для уровня аномального дробового шума в общем случае

Как указывалось ранее [1,2], безразмерный уровень γ -1 аномальной компоненты дробового шума, возникающей вследствие эмиссионной неоднородности эмиттера электронов, с увеличением частоты флуктуаций ω монотонно уменьшается, принимая максимальное значение γ_0-1 при $\omega \rightarrow 0$. Аналогичным образом ведёт себя и уровень полного дробового шума γ , включающий в себя и не зависящую от частоты классическую компоненту (компоненту Шоттки), и аномальную составляющую, зависящую от частоты. При этом максимальное значение γ_0 полного дробового шума, наблюдающееся при $\omega \rightarrow 0$, практически совпадает с квадратом коэффициента вариации интервала $\left\{ \frac{\bar{\tau}^2 - (\bar{\tau})^2}{(\bar{\tau})^2} \right\}$. В области частот $\omega \leq I_0/e$ значения γ и γ_0 отличаются не существенно. При реальных значениях постоянной составляющей тока I_0 эта область частот простирается вплоть до субмиллиметрового диапазона длин волн [2].

В соответствие с выражениями (9),(10) максимальный уровень γ_0 полного дробового шума составляет

$$\gamma_0 = \frac{2\lambda_o \left[\frac{\lambda_o - k(\lambda_a - \lambda_p)}{\lambda_a \lambda_p} + \frac{k}{\lambda_o} \ln \frac{\lambda_a}{\lambda_p} \right]}{\left[\frac{\lambda_o - k(\lambda_a - \lambda_p)}{\lambda_a - \lambda_p} \ln \frac{\lambda_a}{\lambda_p} + k \frac{\lambda_a - \lambda_p}{\lambda_o} \right]^2} - 1. \quad (11)$$

Максимальное значение аномальной компоненты всегда равно γ_0-1 .

Соотношение (11) является основным результатом расчёта шумовых свойств линейной модели эмиттера. Однако для практического применения оно не совсем удобно, так как не содержит в явном виде параметр неоднородности эмиттера η . Наряду с безразмерным параметром k оно содержит ещё и три размерных параметра: λ_a , λ_p , λ_o . Выразив размерные величины λ_a , λ_p , λ_o через

параметр эмиссионной неоднородности η , максимальный уровень полного дробового шума γ_0 можно представить как функцию всего двух безразмерных величин: параметра неоднородности эмиттера η и параметра крутизны k вероятностной характеристики

$$\gamma_o = \gamma_o(\eta, k) = \frac{2(\eta+1) \left[\frac{(\eta+1)-2k(\eta-1)}{\eta} + \frac{4k}{\eta+1} \ln \eta \right]}{\left[\frac{(\eta+1)-2k(\eta-1)}{\eta-1} \ln \eta + \frac{4k(\eta-1)}{\eta+1} \right]^2} - 1. \quad (12)$$

Аналитическое выражение (12) представляет окончательный результат, характеризующий шумовые свойства рассматриваемой модели в общем случае.

Нетрудно видеть, что при любом фиксированном значении k и $\eta \rightarrow 1$ уровень полного дробового шума γ_0 стремиться к 1, так как эмиттер становится однородным и размерная спектральная плотность определяется формулой Шоттки.

При любом фиксированном значении η и параметре крутизны $k=0$ из выражения (12) следует известное соотношение

$$\gamma_o = 2 \frac{(\eta-1)^2}{\eta(\ln \eta)^2} - 1,$$

отвечающее модели равномерной плотности [2].

Частные случаи выражения для уровня аномального дробового шума

В общем случае при произвольных k и η выражение (12) для уровня аномального дробового шума γ_o представляется сложным и громоздким. Поэтому целесообразно рассмотреть его частные случаи, представляющие практический интерес.

С увеличением параметра неоднородности η величина γ_o неограниченно возрастает. При $\eta \gg 1$ выражение (12) для γ_o можно упростить и заменить приближённым оценочным соотношением

$$\gamma_o(\eta \gg 1) = \frac{2[(1-2k)\eta + 4k \ln \eta]}{[(1-2k) \ln \eta + 4k]^2} - 1. \quad (13)$$

Из выражения (13) нетрудно получить ещё два оценочных соотношения, которые соответствуют $\eta \gg 1$ и предельным значениям крутизны k , равным соответственно $(+0,5)$ и $(-0,5)$,

$$\gamma_o(\eta \gg 1, k = 0,5) = \ln \eta - 1, \quad (14)$$

$$\gamma_o(\eta \gg 1, k = -0,5) = \frac{\eta - \ln \eta}{(\ln \eta - 1)^2} - 1. \quad (15)$$

В указанных частных случаях соотношения (14) и (15) позволяют оценить численные данные о шумовых свойствах модели достаточно просто и оперативно. Однако они имеют довольно ограниченную область применимости.

Наиболее значительный интерес представляют следующие два частных случая применения выражения (12).

Первый случай касается исследования зависимости уровня шума $\gamma_o = \gamma_o(\eta)$ от параметра неоднородности при фиксированном значении крутизны характеристики. Очевидно, что при этом должно выполняться граничное условие: $|k| \leq |k_{гр}(\eta)|$. Поскольку зависимость $|k| = |k_{гр}(\eta)|$ является монотонно убывающей функцией, стремящейся при $\eta \rightarrow \infty$ к значению 0,5, указанное граничное условие будет выполняться при любом η , если фиксированное значение крутизны принять равным $+0,5$ или $-0,5$. В этом случае из выражения (12) следуют два равенства

$$\gamma_o(\eta, k = +0,5) = \frac{(\eta^2 - 1)^2 (\eta \ln \eta + \eta + 1)}{\eta [(\eta + 1) \ln \eta + (\eta - 1)^2]^2} - 1, \quad (16)$$

$$\gamma_o(\eta, k = -0,5) = \frac{(\eta^2 - 1)^2 (\eta + 1 - \ln \eta)}{[\eta(\eta + 1) \ln \eta - (\eta - 1)^2]^2} - 1. \quad (17)$$

Второй случай касается исследования зависимости уровня шума $\gamma_o = \gamma_o(\eta)$ от параметра неоднородности при $|k| = |k_{сп}(\eta)|$. Очевидно, что в этом случае в каждой точке кривой граничное условие для $|k|$ также выполняется, а из выражения (12) следуют такие соотношения

$$\gamma_o = \gamma_o(\eta, k = +|k_{сп}|) = \frac{(\eta - 1)^2 (\eta \ln \eta - \eta + 1)}{\eta(\eta - 1 - \ln \eta)^2} - 1, \quad (18)$$

$$\gamma_o = \gamma_o(\eta, k = -|k_{сп}|) = \frac{(\eta - 1)^2 (\eta - 1 - \ln \eta)}{(\eta \ln \eta - \eta + 1)^2} - 1. \quad (19)$$

Равенства(16)-(19) представляют наибольший практический интерес.

В заключение отметим, что использованная методика разработки вероятностных моделей неоднородных систем показала свою эффективность при решении актуальных задач в различных областях физики [10-17].

Библиографический список

1. 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.
2. Шаповалов А.С., Голубенцев А.Ф., Денисов Ю.И. Эмиссионные и шумовые свойства неоднородных эмиттеров.- Саратов.: Издательство Саратовского университета, 1983, - 90 с.
3. Шаповалов А.С. Вероятностные расчёты в физике. – Саратов: Саратовский источник. 2015. -72 с.
4. Шаповалов А.С., Шаповалов С.А. Универсальная статистическая модель неоднородного потенциального барьера в режиме генерации аномального дробового шума // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2019. – В. 26. – С. 11-14.
5. Шаповалов А.С., Инкин М.Г., Шаповалов А.С. мл. Максимальный уровень дробового шума гиперболической модели неоднородного потенциального барьера // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2020. – В. 27. – С. 36-37.

6. Шаповалов А.С., Инкин М.Г., Шаповалов А.С. мл. Частотные характеристики аномального дробового шума гиперболической модели неоднородного потенциального барьера // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2020. – В. 27. – С. 37-40.
7. Шаповалов А.С., Машников В.В., Шаповалов А.С. мл. Модификация гиперболической модели неоднородного потенциального барьера с пониженным уровнем аномального дробового шума // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2020. – В. 27. – С. 40-45.
8. Шаповалов А.С., Шаповалов С.А., Шаповалов А.С. мл. Методические аспекты общей теории аномального дробового шума и её практического применения // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2020. – В. 27. – С. 6-9.
9. 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.
10. Кудряшов С.А., Шаповалов А.С., Шаповалов С.А. Исследование многодиодного СВЧ генератора с суммированием мощности в общем резонаторе // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 1997. – В. 3. – С. 67-70.
11. Шаповалов А.С., Никитин А.А., Кудряшов С.А. Многодиодный СВЧ-генератор с электрической перестройкой частоты // Электронная техника. Серия 1: Электроника СВЧ. 1991. № 10. С. 19-21.
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., Shapovalov A.S., Minkin L. Measuring the Specific Heat of Metals By Cooling. // Physics Teacher. – 2010. - V. 48. № 8. - P.531-533.
14. Захарова Л.А., Игнатъев А.А., Куликов М.Н., Стальмахов В.С., Шаповалов А.С. О спектре сигнала ЛОВ М-типа // Радиотехника и электроника. – 1977. Т. 22. № 11. С. 2425-2428.
15. Игнатъев А.А., Куликов М.Н., Стальмахов В.С., Шаповалов А.С. Шумовые свойства ламп обратной волны со скрещенными полями. – Саратов.: Издательство Саратовского университета, 1983. – 96 с
16. Minkin L. Shapovalov A.S. Indoor Radon Entry: 30 Years Later. // Iranian Journal of Radiation Research. – Summer 2008. – V. 6, № 1. P. 159-164.
17. 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.

LINEAR MODEL OF THE INHOMOGENEOUS
POTENTIAL BARRIER AND CALCULATED EXPRESSIONS FOR ANOMALOUS SHOT NOISE LEVEL

A.S. Shapovalov, V.V. Mashnikov, M.G. Inkin, A.S. Shapovalov Jr
Saratov National Research State University

The results of the development of a linear model of an inhomogeneous potential barrier generating anomalous shot noise are presented. Basic expressions are presented to determine its maximum level.

УДК 621.3.032.21

ЭФФЕКТ ПОДАВЛЕНИЯ АНОМАЛЬНОГО ДРОБОВОГО ШУМА
ЛИНЕЙНОЙ МОДЕЛИ НЕОДНОРОДНОГО ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА

А.С. Шаповалов, В.В. Машников, М.Г. Инкин, А.С. Шаповалов мл
Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского

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

Машников Валерий Васильевич,
к.ф.-м.н., доцент кафедры компьютерной физики и метаматериалов

Инкин Максим Глебович, аспирант института физики

Шаповалов Александр Степанович мл, студент института физики

Исследуется эффект подавления аномального дробового шума линейной модели неоднородного потенциального барьера. Приводятся данные о зависимости коэффициента подавления аномального шума от параметра неоднородности и крутизны вероятностной характеристики модели.

В работе [1] описана линейная модель неоднородного потенциального барьера, предназначенная для исследования возможности снижения уровня аномального дробового шума. В данной статье исследуется эффект подавления аномального шума, наблюдающийся в этой модели. Как и ранее, для определённости будем считать, что барьер находится на поверхности эмиттера электронов (катода).

Выражение для безразмерного уровня γ_0 полного дробового шума линейной модели неоднородного эмиттера, полученное в [1], имеет вид

$$\gamma_0 = \gamma_0(\eta, k) = \frac{2(\eta + 1) \left[\frac{(\eta + 1) - 2k(\eta - 1)}{\eta} + \frac{4k}{\eta + 1} \ln \eta \right]}{\left[\frac{(\eta + 1) - 2k(\eta - 1)}{\eta - 1} \ln \eta + \frac{4k(\eta - 1)}{\eta + 1} \right]^2} - 1, \quad (1)$$

где γ_0 – отношение двухсторонней спектральной плотности полного дробового шума, содержащего и классическую, и аномальную компоненты, к величине, определяемой формулой Шоттки ($eI_0/2\pi$); I_0 – постоянная составляющая тока эмиссии; η – параметр неоднородности катода [1]; k – безразмерная крутизна вероятностной характеристики модели $\psi(\lambda)$. Под вероятностной характеристикой $\psi(\lambda)$ модели понимается плотность распределения вероятности параметра интенсивности эмиссии λ [2-5]. Под параметром интенсивности эмиссии понимается условное математическое ожидание числа электронов, эмитируемых за единицу времени при условии, что катод находится в данном эмиссионном состоянии [2-5].

При анализе шумовых свойств модели основной практический интерес представляет [2-5] информация о полном уровне γ_0 дробового шума, так как именно он определяет выходные шумовые

параметры прибора (коэффициент шума, отношение шума к сигналу, чувствительность и др.).

Однако рост величины γ_0 на неоднородном потенциальном барьере происходит за счёт появления и изменения только аномальной компоненты, уровень которой равен $\gamma_0 - 1$. Поэтому с теоретической точки зрения для выяснения особенностей механизма генерации и возможности подавления дробового шума в неоднородных системах основной интерес представляет информация о поведении именно аномальной компоненты шума [2-5]. В связи с этим для полноты анализа шумовых свойств рассматриваемой модели необходимо проведение совместного исследование поведения и уровня полного дробового шума γ_0 , и уровня его аномальной компоненты $\gamma_0 - 1$.

Результаты расчёта уровня полного дробового шума γ_0 , выполненного на основе равенства (1), иллюстрируются кривыми рисунка 1.

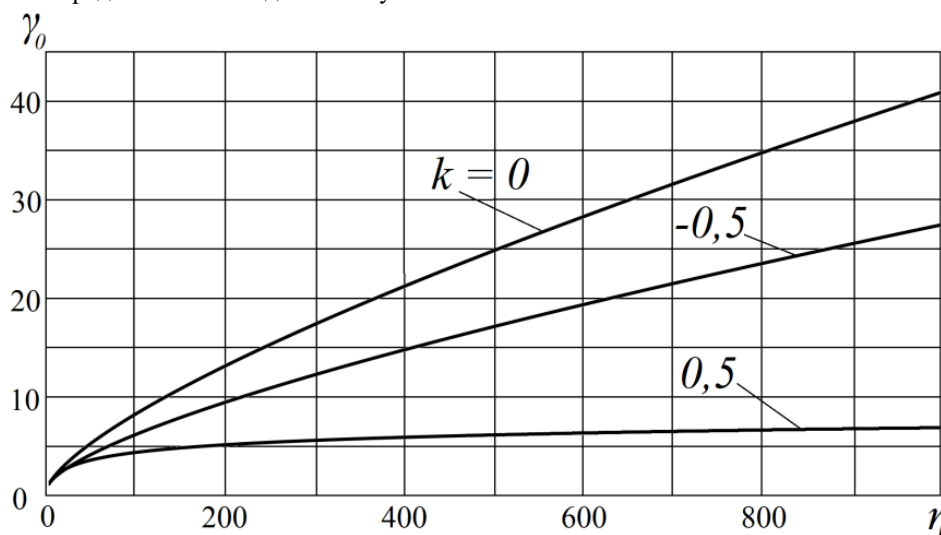


Рис. 1

Указанные кривые характеризуют зависимость уровня полного дробового шума γ_0 от параметра неоднородности эмиттера η при значениях крутизны k , равных 0; 0,5; -0,5. Такие значения крутизны являются допустимыми (их модули не превышают соответствующих предельных значений) при любых η в диапазоне $1 \leq \eta < \infty$ [1].

Кривая, отвечающая $k=0$, соответствует модели, когда $\psi(\lambda)$ описывается отрезком прямой, параллельной оси λ , то есть модели равномерной плотности. С появлением отличной от нуля крутизны уровень полного дробового шума уменьшается. Обе кривые, которым соответствуют $k=0,5$ и $k = -0,5$, идут ниже кривой для $k=0$. Таким образом, появление крутизны вероятностной характеристики не зависимо от её знака всегда

приводит к уменьшению уровня шума, то есть вызывает эффект подавления шума. При этом положительная крутизна вызывает более глубокое подавление шума, чем отрицательная.

Количественно эффект подавления уровня полного дробового шума за счёт влияния крутизны вероятностной характеристики можно охарактеризовать коэффициентом $D_{нош}$, представляющим отношение уровней полного шума при крутизне $k=0$ и при $k \neq 0$,

$$D_{нош} = \frac{\gamma_0(\eta, k = 0)}{\gamma_0(\eta, k \neq 0)}.$$

Коэффициент подавления полного дробового шума $D_{нош}$ зависит от параметра неоднородности η . Кривые зависимости $D_{нош}$ от η , отвечающие $k=0,5$ и $k = -0,5$, показаны на рис .2.

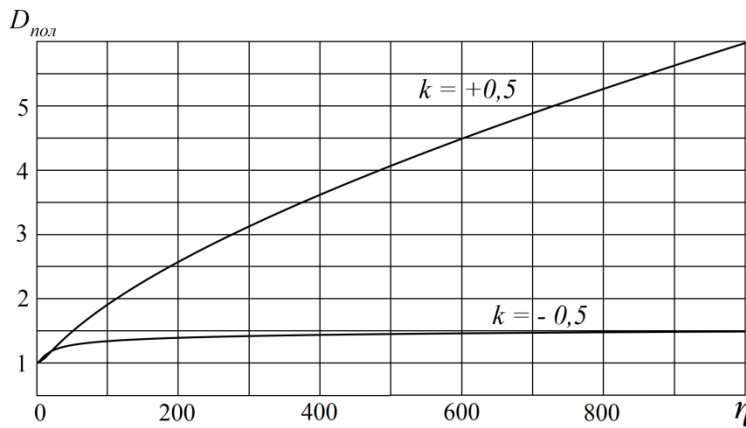


Рис. 2

Из кривых рис. 2 следует, что эффект подавления шума проявляется тем сильнее, чем больше параметр неоднородности η . Так при крутизне $k=0,5$ и увеличении параметра неоднородности от $\eta=50$ до $\eta=1000$ коэффициент подавления (уменьшения) $D_{пол}$ возрастает от 1,5 до 6. При крутизне $k=-0,5$ и изменении η в тех же пределах коэффициент подавления $D_{пол}$ возрастает от 1,3 до 1,5. С увеличением η коэффициент подавления $D_{пол}$ при положительной крутизне k возрастает значительно быстрее, чем при отрицательной крутизне.

Отмеченные особенности изменения уровня полного дробового шума вызываются

соответствующими изменениями уровня γ_0^{-1} только аномальной компоненты дробового шума. Классическая компонента полного дробового шума при любых изменениях параметров неоднородности η и крутизны k остаётся неизменной. Её безразмерный уровень всегда равен 1. Поэтому с теоретической точки зрения особый интерес вызывают изменения аномальной компоненты в чистом виде.

На рисунке 3 представлены кривые зависимости уровня γ_0^{-1} аномальной компоненты дробового шума от параметра неоднородности модели при фиксированных значениях крутизны, равных соответственно 0; 0,5; -0,5.

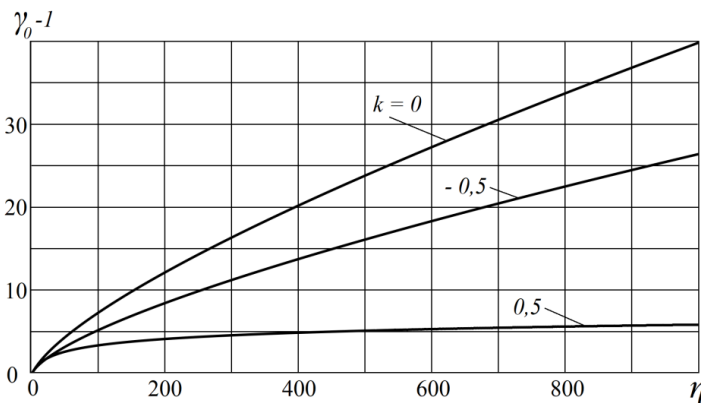


Рис. 3

Кривые рис. 3 имеют те же особенности, что и кривые рис. 1. При любых значениях η появление отличной от нуля крутизны k вероятностной характеристики модели вызывает уменьшение уровня аномальной компоненты γ_0^{-1} , то есть, эффект подавления аномальной компоненты дробового шума. Однако числовые характеристики эффекта подавления аномальной компоненты, естественно, отличаются от аналогичных характеристик для полного шума в сторону более высоких значений. С целью оценки этого различия введём в рассмотрение коэффициент подавления $D_{ан}$ аномальной компоненты шума

$$D_{ан} = \frac{\gamma_0(\eta, k = 0) - 1}{\gamma_0(\eta, k \neq 0) - 1}$$

Кривые зависимости от η коэффициента подавления аномальной компоненты дробового шума показаны на рис. 4.

Как и в предыдущем случае, из кривых рис. 4 следует, что подавление аномальной компоненты шума происходит тем эффективнее, чем больше параметр неоднородности η . Так при крутизне $k=0,5$ и увеличении параметра неоднородности от $\eta=50$ до $\eta=1000$ коэффициент подавления аномальной компоненты $D_{ан}$ возрастает от 1,7 до величины, близкой к 7. При крутизне $k=-0,5$ и изменении η в тех же пределах коэффициент подавления $D_{ан}$ возрастает от 1,4 до 1,5.

Приведённые численные данные свидетельствуют о том, что наблюдаемое подавление аномальной компоненты при положительной крутизне k является более значительным, чем при отрицательной.

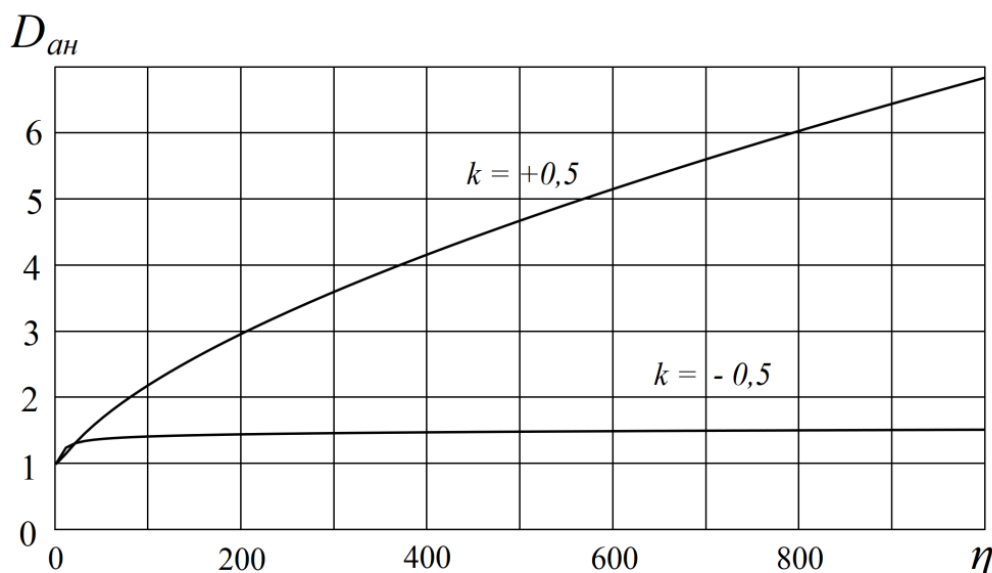


Рис. 4.

Перейдём ко второму способу задания крутизны вероятностной характеристики модели. Рассмотрим зависимость уровня γ_0 полного дробового шума от параметра неоднородности η при условии, что в каждой точке кривой $\gamma_0 = \gamma_0(\eta)$ значение модуля крутизны равно его граничному значению $|k|=|k_{зп}|$,

которое зависит от η [1]. Таким образом, каждой точке кривой соответствует своё (предельно высокое по модулю) дозволённое значение крутизны. Результаты расчёта иллюстрируются графиками рис. 5.

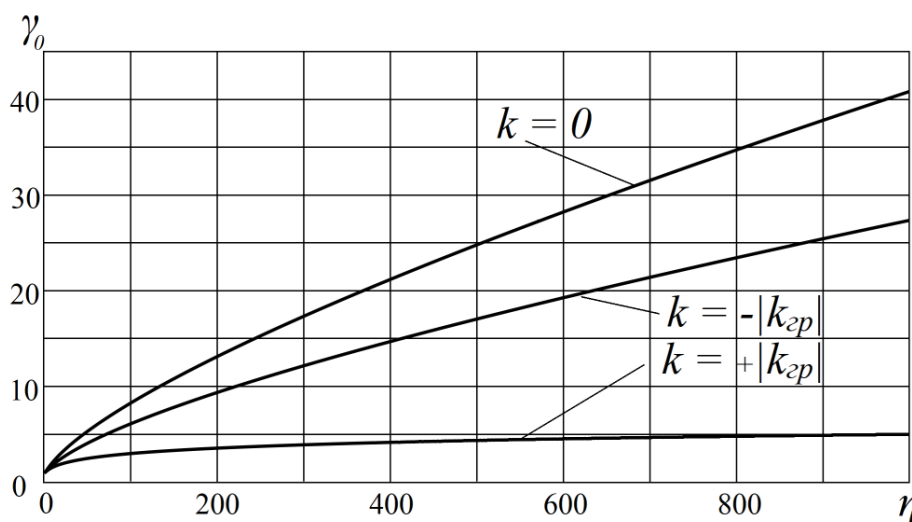


Рис. 5

На этом рисунке приведены кривые зависимости уровня полного дробового шума $\gamma_0 = \gamma_0(\eta)$ от параметра неоднородности η при $k=0$; $k=+|k_{зп}|$; $k=-|k_{зп}|$. Как и ранее, верхняя кривая, соответствующая $k=0$, приведена для удобства сравнения уровня шумов исследуемой модели с моделью нулевой крутизны (моделью равномерной плотности.). Средняя кривая рисунка 5, соответствующая $k=-|k_{зп}|$ незначительно отличается от аналогичной кривой для $k=-0,5$ на рис. 1. Уровень полного дробового шума остаётся практически прежним. Нижняя кривая, отвечающая $k=+|k_{зп}|$, идёт значительно ниже кривой для $k=+0,5$ на рис. 1, что свидетельствует о существенном снижении шума. Отмеченные

особенности кривых, естественно, отражаются на характеристиках эффекта подавления шума.

В рассматриваемых случаях задания крутизны коэффициенты подавления уровня полного дробового шума $D_{пол}$ определяются следующим выражением:

$$D_{пол} = \frac{\gamma_0(\eta, k = 0)}{\gamma_0(\eta, k = \pm |k_{зп}|)}$$

Кривые зависимости коэффициента подавления полного уровня дробового шума $D_{пол}$ от параметра неоднородности системы η при $k=+|k_{зп}|$ и $k=-|k_{зп}|$ показаны на рис. .6.

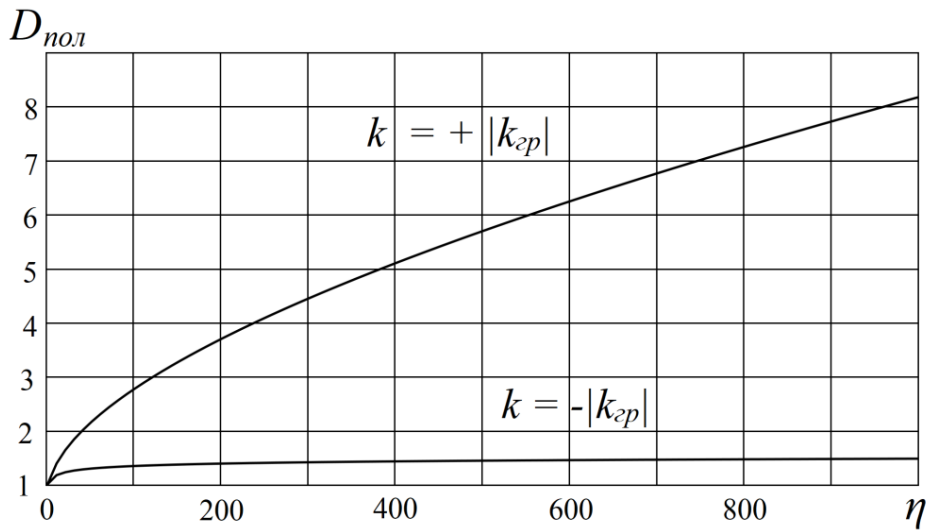


Рис. 6

Сопоставление кривых рис. 6 позволяет сравнить эффективность подавления шума при положительной и отрицательной крутизне вероятностной характеристики модели. При $k=+|k_{zp}|$ коэффициент подавления $D_{пол}$ отличается и более высокими значениями, и более высокой скоростью нарастания с увеличением η . Так при параметре неоднородности $\eta=1000$ и $k=+|k_{zp}|$ коэффициент подавления $D_{пол}$ превышает 8, в то время как при

отрицательной крутизне он более чем в 3 раза ниже и равен 1,4.

Поскольку причиной изменения полного уровня дробового шума является генерация его аномальной компоненты, проанализируем влияние на уровень γ_0-1 этой компоненты неоднородности системы при втором способе задания крутизны.

На рис. 7 приведены кривые зависимости уровня γ_0-1 аномальной компоненты от параметра неоднородности η при $k=0$, $k=+|k_{zp}|$ и $k=-|k_{zp}|$.

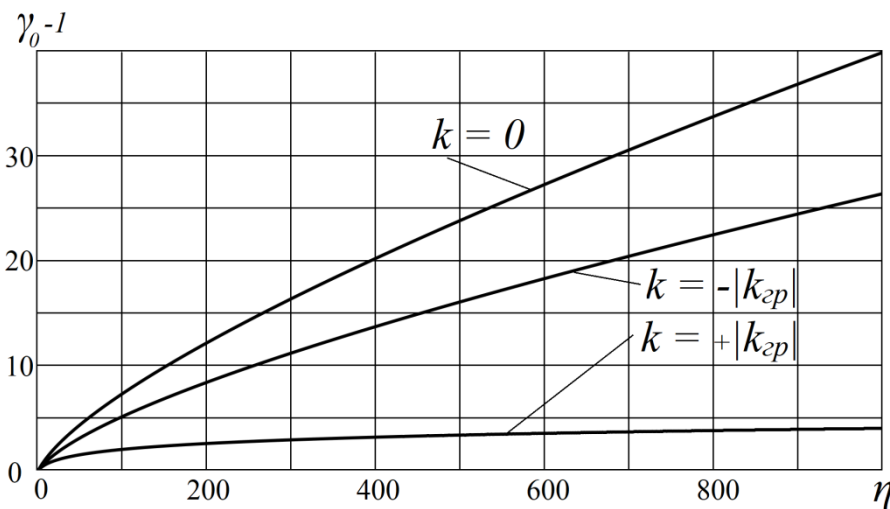


Рис. 7

Как и ранее, кривая для $k=0$ приведена здесь только в целях удобства сравнения уровней шумов обсуждаемых моделей. Сопоставление кривых для $k=+|k_{zp}|$ и $k=-|k_{zp}|$ показывает, что при положительной крутизне k процесс трансформации непрерывной смены эмиссионных состояний в аномальные дробовые флуктуации тока протекают менее эффективно, чем при отрицательной крутизне.

Важно отметить, что модель с положительной крутизной вероятностной характеристики отличается от модели с отрицательной крутизной не только существенно пониженным уровнем аномальной компоненты шума, но и более низкой

скоростью нарастания этого уровня по мере увеличения параметра неоднородности η . Так например, при увеличении η от 300 до 1000 уровень аномальной компоненты модели с положительной крутизной почти не меняется, в то время как для модели с отрицательной крутизной он увеличивается более, чем в 2 раза. Это обстоятельство сказывается на величине коэффициентов подавления аномальной компоненты шума

$$D_{ан} = \frac{\gamma_0(\eta, k = 0) - 1}{\gamma_0(\eta, k = \pm|k_{zp}|) - 1}$$

и иллюстрируется кривыми рис. 8.

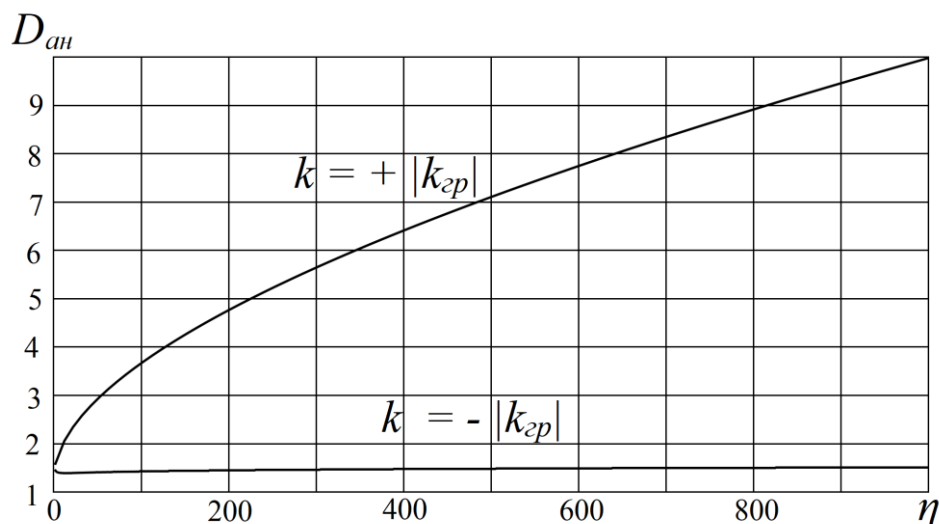


Рис. 8

Кривые указанного рисунка характеризуют зависимость от параметра неоднородности η коэффициента подавления аномальной компоненты дробового шума $D_{ан}$ при $k=+|k_{эп}|$ и $k=-|k_{эп}|$. При положительной крутизне $k=+|k_{эп}|$ с увеличением параметра η коэффициент подавления резко возрастает и при $\eta=1000$ достигает значения 10. При отрицательной крутизне рост коэффициента подавления протекает очень медленно и при $\eta > 50$ становится незначительным. Для $\eta = 1000$ его величина близка к 1,4. В этой точке эффект подавления при отрицательной крутизне почти в 7 раз слабее аналогичного эффекта при положительной крутизне.

Указанное выше значение коэффициента подавления, равное 10, приведено для сравнения эффектов подавления при разных знаках крутизны. Однако это не означает, что оно является предельно достижимым. При более высоких значениях параметра неоднородности, когда $\eta > 1000$, расчётные величины коэффициента подавления могут быть существенно выше.

В порядке подведения итогов проделанной работы подчеркнём её наиболее важные результаты.

Анализ шумовых свойств модификаций линейной модели показал принципиальную возможность существенного подавления уровня аномальной компоненты дробового шума за счёт реализации соответствующего вида вероятностной характеристики.

Обнаружена важная особенность генерации аномальной компоненты шума, заключающаяся в том, что интенсивность генерации зависит от крутизны вероятностной характеристики модели. При любой отличной от нуля крутизне уровень флуктуаций тока оказывается ниже, чем у модели с нулевой крутизной. Таким образом, появление крутизны сопровождается появлением эффекта подавления аномальной компоненты дробового шума.

В линейной модификации с положительной крутизной вероятностной характеристики

коэффициент подавления аномальной компоненты дробового шума может достигать значений порядка 10 и выше. В линейной модификации с отрицательной крутизной коэффициент подавления аномальной компоненты значительно ниже и не превышает величины порядка 1,5.

Ранее эффект подавления аномальной компоненты был обнаружен в рамках гиперболической модели неоднородного эмиттера [6-8]. Однако расчётные значения коэффициента подавления для указанной модели оказались невысокими и представляют в основном только теоретический интерес. Эффект подавления, обнаруженный в данной модели, значительно сильнее и представляет практический интерес.

Практически важной особенностью эффекта подавления аномальной компоненты дробового шума в модификациях линейной модели является рост коэффициента подавления по мере увеличения степени неоднородности системы. В условиях эффективного подавления шума аномальная компонента может быть незначительной даже при существенной неоднородности системы. В результате её наблюдение и измерение могут стать затруднительными вследствие маскировочного эффекта, создаваемого классической компонентой Шоттки.

Практическая значимость полученных результатов заключается в том, что они дают направление, в котором необходимо изменять закон распределения параметра интенсивности эмиссии при создании реальных малошумящих эмиттеров. Реализация таких законов распределения на практике представляет одну из важнейших задач, стоящих перед разработчиками технологии изготовления малошумящих катодов.

В заключение следует также отметить, что использованная методика исследования шумовых свойств неоднородных систем может применяться при решении актуальных задач [9-14] в различных областях физики.

Библиографический список

1. А.С. Шаповалов, В.В. Машников, М.Г. Инкин, А.С. Шаповалов мл. Линейная модель неоднородного потенциального барьера и расчётные выражения для уровня аномального дробового шума // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2021. – В. 28. – С. 24–28.
2. 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.
3. Шаповалов А.С., Голубенцев А.Ф., Денисов Ю.И. Эмиссионные и шумовые свойства неоднородных эмиттеров.- Саратов.: Издательство Саратовского университета, 1983, - 90 с.
4. Шаповалов А.С., Шаповалов С.А. Универсальная статистическая модель неоднородного потенциального барьера в режиме генерации аномального дробового шума // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2019. – В. 26. – С. 11-14.
5. Шаповалов А.С., Шаповалов С.А., Шаповалов А.С. мл. Методические аспекты общей теории аномального дробового шума и её практического применения // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2020. – В. 27. – С. 6-9.
6. Шаповалов А.С., Инкин М.Г., Шаповалов А.С. мл. Максимальный уровень дробового шума гиперболической модели неоднородного потенциального барьера // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2020. – В. 27. – С. 36-37.
7. Шаповалов А.С., Инкин М.Г., Шаповалов А.С. мл. Частотные характеристики аномального дробового шума гиперболической модели неоднородного потенциального барьера // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2020. – В. 27. – С. 37-40.
8. Шаповалов А.С., Машников В.В., Шаповалов А.С. мл. Модификация гиперболической модели неоднородного потенциального барьера с пониженным уровнем аномального дробового шума // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 2020. – В. 27. – С. 40-45.
9. Minkin L., Shapovalov A.S. Heat of Transport of Air in Clay. // Radiation Protection Dosimetry. - 2007.- V. 123, № 2. - P. 221-225.
10. Dittrich W., Shapovalov A.S., Minkin L. Measuring the Specific Heat of Metals By Cooling. // Physics Teacher. – 2010. - V. 48. № 8. - P.531-533.
11. Minkin L. Shapovalov A.S. Indoor Radon Entry: 30 Years Later. // Iranian Journal of Radiation Research. – Summer 2008. – V. 6, № 1. P. 159-164.
12. 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.
13. Игнатьев А.А., Куликов М.Н., Стальмахов В.С., Шаповалов А.С. Шумовые свойства ламп обратной волны со скрещенными полями. – Саратов.: Издательство Саратовского университета, 1983. – 96 с
14. Кудряшов С.А., Шаповалов А.С., Шаповалов С.А. Исследование многодиодного СВЧ генератора с суммированием мощности в общем резонаторе // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. – 1997. – В. 3. – С. 67-70.

**EFFECT OF ANOMALOUS SHOT NOISE SUPPRESSION
LINEAR MODEL OF THE INHOMOGENEOUS POTENTIAL BARRIER**

A.S. Shapovalov, V.V. Mashnikov, M.G. Inkin, A.S. Shapovalov Jr
Saratov National Research State University

The effect of suppression of anomalous shot noise of a linear model of an inhomogeneous potential barrier is investigated. The data on the dependence of the anomalous noise suppression coefficient on the inhomogeneity parameter and the steepness of the probabilistic characteristic of the model are presented

ЭФФЕКТ БОЗЕ-МАРЛЕТТО-ВЕДРАЛА

Д.В. Чурочкин, С.В. Чурочкина, В.А. Кулемина
Саратовский национальный исследовательский
государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

Чурочкин Дмитрий Викторович, к.ф.-м.н., доцент,
кафедра общей физики

Чурочкина Светлана Викторовна, к.ф.-м.н., доцент,
кафедра компьютерной физики и метаматериалов
на базе Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,

Кулемина Валерия Антоновна, студентка 3 курса бакалавриата института физики СГУ

Представлено детальное рассмотрение эффекта Бозе-Марлетто-Ведрала, недавно предложенного в качестве инструмента для ответа на вопрос о принципиальной возможности квантования гравитации.

Введение

Все ныне существующие теории по квантовой гравитации чрезвычайно сложно проверить на практике. Квантовые эффекты в гравитационном поле исключительно малы, в отличие от электромагнитного поля. Например, обнаружение гравитонов, – гипотетических квантов гравитационного поля, предсказываемых некоторыми теориями по квантовой гравитации, – считается практически невозможным [1-3]. Это заставляет задуматься о том, а стоит ли вообще квантовать гравитацию.

В данной статье обсуждается иной подход к проверке квантовости гравитации (так называемый БМВ-эффект), который предложили независимо друг от друга К. Марлетто и В. Ведрал с одной стороны [3] и С. Бозе и его коллеги с другой стороны [4]. Они предлагают засвидетельствовать квантовые свойства гравитационного поля, исследуя его с помощью двух масс, каждая из которых находится в суперпозиции двух положений. В-первых, они доказывают, что любая система

(например, гравитационное поле), обеспечивающая запутанность между двумя квантовыми системами (например, массами, находящимися в суперпозиции двух положений), должна быть квантовой. Затем они предлагают эксперимент по обнаружению запутанности, возникающей между двумя массами в результате гравитационного взаимодействия. Согласно их аргументам, степень запутанности между массами свидетельствует о квантовости поля. Этот эксперимент не требует квантового контроля над гравитацией. Он также ближе к реализации, чем обнаружение гравитонов или квантовых гравитационных флуктуаций вакуума.

Как же можно экспериментально проверить, что гравитационное поле обладает квантовыми свойствами? Хорошей отправной точкой, хотя и недостаточной, служит мысленный эксперимент, предложенный Р. Фейнманом [5]: тестовая масса подготавливается в суперпозицию двух различных положений и взаимодействует с гравитационным полем.



Рисунок 1 – Художественный образ представления о массе, находящейся в суперпозиции двух положений. В каждом из двух положений она взаимодействует с гравитацией, создавая корреляции. Мысленный эксперимент Фейнмана исследует вопрос о том, являются ли эти корреляции классическими или квантовыми [6].

Тогда гравитационное поле и масса, вероятно, запутаются (Р. Фейнман использовал другую терминологию, но это то, что подразумевает полностью квантовая трактовка). Чтобы сделать вывод о необходимости квантования поля, Фейнман предложил осуществить интерференцию массы (см. рисунок 1). По мнению Фейнмана, если бы масса действительно интерферировала, гравитация была бы квантовой, поскольку одновременное нахождение массы в двух положениях,

соответствующим образом изменило бы гравитационное поле, чувствительное к положению массы.

Но даже если успешно продемонстрирована полная интерференция одной макроскопической массы, мысленного эксперимента Фейнмана недостаточно, чтобы сделать вывод о том, является ли гравитационное поле квантовым. Это связано с тем, что предложенная им интерференция требует, чтобы два пространственных состояния массы

приобрели разные фазы во время эксперимента. Эти фазы могут быть вызваны и взаимодействием с полностью классическим гравитационным полем, без необходимости запутывания между массой и полем [3,7].

Таким образом, гравитационно-индуцированная фаза квантового состояния одной массы не является экспериментальным свидетельством квантования гравитации. Вместо этого следовало бы показать, что гравитационное поле может существовать в суперпозиции различных значений наблюдаемых. Ключевым моментом здесь является возможность засвидетельствовать присутствие другой наблюдаемой в поле, которая не коммутирует с первой. Именно это и подразумевают под квантовым полем: у него должны быть, по крайней мере, две некоммутирующие наблюдаемые.

Авторы эффекта показывают, что можно наблюдать квантовые особенности поля, исследуя его с помощью двух масс. Интуитивно первая масса, находящаяся в суперпозиции двух положений, запутывается с полем, а вторая масса, также находящаяся в суперпозиции, используется, чтобы засвидетельствовать эту запутанность [8]. Это принципиально другой подход к обнаружению квантовых эффектов в гравитационном поле, основанный на методе квантовой теории информации, который не требует квантовых манипуляций с самим гравитационным полем. В квантовой теории информации доказывается тот факт, что если две квантовые системы (например, две массы в пространственной суперпозиции) запутываются в результате взаимодействия с третьей системой (например, гравитационным полем), то эта третья система должна быть квантовой – при наличии двух некоммутирующих наблюдаемых. В этом утверждении заключается основа эффекта Бозе-Марлетто-Ведрала.

1 Гравитация и гравитационное поле

Как известно, гравитация – это универсальное фундаментальное взаимодействие между материальными телами, обладающими массой. В приближении малых по сравнению со скоростью света скоростей и слабого гравитационного взаимодействия она описывается теорией тяготения Ньютона, в общем случае – общей теорией относительности Эйнштейна. В квантовом пределе гравитационное взаимодействие предположительно описывается квантовой теорией гравитации.

Гравитационное поле – фундаментальное физическое поле, через которое осуществляется гравитационное взаимодействие между всеми материальными телами.

В рамках классической физики гравитационное взаимодействие описывается «законом всемирного тяготения» Ньютона, согласно которому сила гравитационного притяжения между двумя материальными точками с массами m_1 и m_2 пропорциональна обоим массам и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними:

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}, \tag{1}$$

где G – гравитационная постоянная, приблизительно равная $6,673 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}^2)$, r – расстояние между точками.1

Гравитационное поле является потенциальным. Его потенциал $\varphi(r)$ удовлетворяет уравнению Пуассона:

$$\Delta\varphi(r) = -4\pi G\rho(r), \tag{2}$$

где Δ – оператор Лапласа. Решение данного уравнения имеет вид:

$$\varphi(r) = -G \int \frac{\rho(r') dV'}{|r - r'|}. \tag{3}$$

Здесь r – радиус-вектор точки, в которой определяется потенциал, r' – радиус-вектор элемента объема dV' с плотностью вещества $\rho(r')$, а интегрирование охватывает все такие элементы. На бесконечности $\varphi = 0$.

В частном случае поля, создаваемого расположенной в начале координат точечной массой M , потенциал равен

$$\varphi(r) = -G \frac{M}{r}. \tag{4}$$

2 БМВ-эффект

Авторы БМВ-эффекта предлагают следующий эксперимент, основанный на теоретических аргументах, в котором две квантовые системы представляют собой две массы, каждая из которых находится в пространственной суперпозиции. Третья система, опосредующая их взаимодействие, – это гравитационное поле. Согласно их теоретическим аргументам, запутывание позиционных степеней свободы масс является косвенным свидетельством квантования гравитационного поля. Запутанность между массами является функцией относительной фазы, приобретаемой каждой массой вдоль путей, по которым они движутся, через их взаимодействие с гравитационным потенциалом, который порождается другой массой находящейся в пространственной суперпозиции. Этот эксперимент можно осуществить с помощью современных технологий, используя, например, некоторую форму интерферометрии материальных волн [3]. Он должен будет основываться только на полном квантовом контроле над двумя массами.

Рассматриваются три физические системы: две квантовые системы Q_1 и Q_2 (например, две квантовые массы) и третья система C (например, поле, опосредующее взаимодействие). Предполагается, что C является «классической», то есть, что C имеет только одну наблюдаемую T . Это понятие классичности является теоретико-информационным и резко отличается от других существующих – например, поле находится в когерентном состоянии или является декогерентным каналом [3].

Для простоты предполагается, что Q_1 и Q_2 – это кубиты. Через $\hat{q}^{(1)} = (\sigma_x \otimes I_{2,c}, \sigma_y \otimes I_{2,c}, \sigma_z \otimes I_{2,c})$

обозначается вектор генераторов $q_\alpha^{(1)}$ алгебры наблюдаемых кубита Q_1 , где $\sigma_\alpha, \alpha=x,y,z$ – операторы Паули, а $I_{2,c}$ – единичный оператор на Гильбертовом пространстве составной системы – второй кубит + классическая система, то есть, на Q_2 и C . Пусть и $\hat{q}^{(2)}$ определено подобным образом. Также предполагается, что классическая система C является битовой, то есть T является двоичной наблюдаемой. Без ограничения общности можно представить ее в виде оператора $q_z^{(C)} = I_{12} \otimes \sigma_z$, где I_{12} – единичный оператор на Гильбертовом пространстве составной системы – первый кубит + второй кубит, то есть, на $Q_1 \oplus Q_2$.

Далее рассматривается эксперимент, в котором системы Q_1, Q_2 и C изначально распутаны. Например, каждая из них независимо подготовлена в собственном состоянии σ_z . Предполагается, что Q_1 взаимодействует с C , и Q_2 взаимодействует с C отдельно; но никогда Q_1 и Q_2 не взаимодействуют напрямую. Предполагается, что после этих взаимодействий подтверждено, что Q_1 и Q_2 запутаны. Запутанность подтверждается прямым измерением наблюдаемых на Q_1 и Q_2 только в различном базисе для того, чтобы засвидетельствовать запутывание, при этом ни одного измерения не производится на C (несмотря на тот факт, что C может быть измеримо в его собственном классическом базисе).

То, что Q_1 и Q_2 запутаны противоречит тому, что C является классической, тем самым доказывая, что она должна иметь, по крайней мере, еще одну дополнительную наблюдаемую в дополнение к T . Это связано с тем, что если C является классической, то наиболее общей формой состояния $Q_i \oplus C$ является

$$\rho = \frac{1}{4} (I_{12,c} + \underline{r} \cdot \hat{q}^{(i)} + s_z q_z^{(C)} + \underline{t} \cdot \hat{q}^{(i)} q_z^{(C)}), \quad (5)$$

для некоторых действительных векторов $\underline{r}, \underline{t}$ и некоторого действительного коэффициента s_z ($I_{12,c}$ – единичный оператор на Гильбертовом пространстве составной системы – первый кубит + второй кубит + классическая система, то есть, на $Q_1 \oplus Q_2 \oplus C$). Это состояние, если интерпретировать его как состояние двух кубитов, является разделимым. Следовательно, если три системы начинают глобально распутываться, и Q_1 и Q_2 никогда не могут напрямую взаимодействовать, то наиболее общее состояние системы $Q_1 \oplus Q_2 \oplus C$ также будет разделимым. В частности, состояние $Q_1 \oplus Q_2$ будет разделимым. Следовательно, если Q_1 и Q_2 находятся в запутанном состоянии и если эта запутанность была опосредована взаимодействием с C , то C должна иметь, по крайней мере, еще одну наблюдаемую в дополнение к T .

Теперь поле можно рассматривать как совокупность систем C_i , каждая из которых будучи

гармоническим осциллятором опосредует взаимодействие между двумя квантовыми системами Q_1 и Q_2 , которые могут взаимодействовать с полем. Совокупность систем C_i можно рассматривать как классическую систему C . Любое взаимодействие между Q_1 и Q_2 , опосредованное полем, можно моделировать как взаимодействие между Q_1 и C , а затем между C и Q_2 . Применяя те же аргументы, что и выше, если Q_1 и Q_2 могут быть запутаны через поле, то поле должно быть квантовым в указанном выше смысле. Отметим, что согласно [3], данный аргумент не предполагает какой-либо конкретной динамики. Единственное предположение здесь состоит в том, что взаимодействия должны быть локальными, следовательно, не может быть никакого дальнего действия между Q_1 и Q_2 , и что Q_1 взаимодействует только с C , как и Q_2 .

Стоит обратить внимание, что для настоящих целей игнорировалась возможность использования нелокальных свойств геометрии пространства-времени, таких как замкнутые временно-подобные кривые. Не исключено, что, допуская такие особенности, можно, тем не менее, установить запутанность посредством локальных взаимодействий с C . Отмечается также, что в этом смысле было бы невозможно применить хорошо известные результаты квантовой теории информации, например то, что локальные операции и классическая коммуникация не могут усилить запутанность между двумя пространственно разделенными частями. Упомянутые результаты предполагают, что все задействованные системы подчиняются квантовой теории. Напротив, здесь нельзя предположить, что гравитационное поле подчиняется квантовой теории (эксперимент специально разработан, чтобы оценить, подчиняется ли оно!). Вот почему необходимо прибегнуть к более общей аргументации, которая предлагается авторами эксперимента [см. 3 и ссылки в ней].

Теперь обратимся к идее их эксперимента (см. рисунок 2). Две квантовые системы Q_1 и Q_2 с равной массой m запутываются только посредством гравитационного поля, которое играет роль системы C . При этом подразумевается, что запутанность между $Q_1 \oplus Q_2$ означает косвенное свидетельство неклассичности гравитации, т. е. некоммутативности наблюдаемых в гравитационном поле. В частности, каждая масса находится в одном из двух интерферометров Маха-Цендера, каждый из которых расположен так, что на обе массы действует одно и то же гравитационное поле Земли (например, параллельно поверхности Земли). Нижнее плечо интерферометра обозначено цифрой 0, а верхнее плечо – 1. Каждая масса приводится в состояние $\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle)$ первым светоделителем.

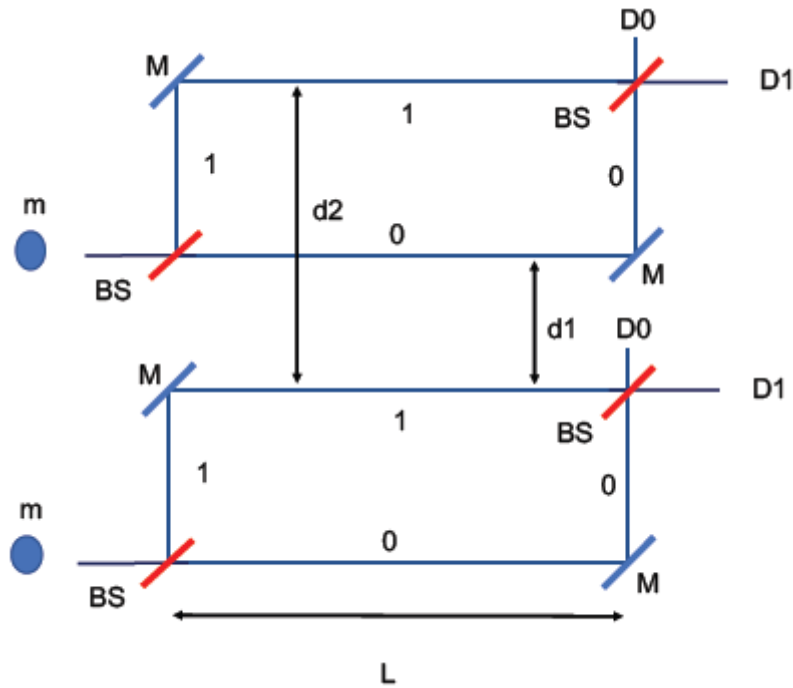


Рисунок 2 - Свидетельство квантовой гравитации с двумя равными массами, основанное на запутанности [3]. Каждая масса m индивидуально подвергается интерференции типа Маха-Цендера и взаимодействует с другой массой посредством гравитации. BS обозначает светоделитель; M обозначает зеркало; D_i с $i = 0,1$ указывает детектор на пути i . L – длина нижних плеч каждого интерферометра. Расстояние между верхними плечами двух интерферометров равно d_2 , а расстояние между верхним плечом одного интерферометра и нижним плечом другого интерферометра равно d_1 .

Поскольку массы на разных путях взаимодействуют через гравитационное поле, состояние составной системы до того, как они попадут в свои соответствующие конечные светоделители, становится:

$$\frac{1}{2}|0\rangle(|0\rangle + \exp(i\phi_1)|1\rangle) + \frac{1}{2}\exp(i\phi_1)|1\rangle(|0\rangle + \exp(i\Delta\phi)|1\rangle) \quad (6)$$

где ϕ_1 и ϕ_2 – относительные фазы, приобретаемые массами из-за гравитационного потенциала, генерируемого, когда массы находятся, соответственно, на расстоянии d_1 и d_2 друг от друга; $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ – разность фаз. Предполагается, что гравитационное взаимодействие масс между двумя самыми дальними плечами незначительно. Если предположить, что доминирующий вклад в гравитационное взаимодействие является ньютоновским, а общерелятивистские вклады пренебрежимо малы, значение фазы будет

$$\phi_i = \frac{m^2 G}{\hbar d_i} \Delta t ; \text{ где } G \text{ – постоянная гравитационной}$$

связи; $\Delta t = \frac{L}{v}$ – время, проведенное каждой массой

на горизонтальном плече интерферометра длиной L ; и v – их скорость. Однако вывод относительно квантования гравитационного поля будет таким же, независимо от того, какой тип поля опосредует запутанность. Примечательно, что даже

ньютоновский вклад уже демонстрирует квантовую природу гравитации.

В зависимости от массы частиц, расстояния между двумя интерферометрами и длины плеч вышеуказанное состояние запутывается в различной степени. Взаимное взаимодействие каждой из масс служит в качестве измерения того, на каком пути они находятся: в зависимости от фаз это взаимодействие может полностью разрушить интерференционный эффект каждой массы, демонстрируя максимальную запутанность.

В каждом из интерферометров вероятность p_α выхода массы на путь $\alpha=0,1$ равна

$$p_0 = \frac{1}{2} \left(\cos^2 \frac{\phi_1}{2} + \cos^2 \frac{\Delta\phi}{2} \right),$$

$$p_1 = \frac{1}{2} \left(\sin^2 \frac{\phi_1}{2} + \sin^2 \frac{\Delta\phi}{2} \right). \quad (7)$$

Есть два предельных случая. Первый случай – когда две массы максимально запутанны под действием гравитационного поля, и в этом случае

$$p_0 = p_1 = \frac{1}{2}, \quad \phi_1 = 2n\pi, \quad \Delta\phi = \pi \text{ для некоторого}$$

целого числа n . Второй случай – когда две массы не запутываются и подвергаются по отдельности обычному интерференционному эксперименту: $\phi_1 = \Delta\phi = 2n\pi$. В этом случае каждая масса выходит на нулевой путь интерферометра. Для фиксированной массы, изменяя расстояние плеч или их длину, в принципе, возможно выполнить интерполяцию между этими двумя случаями, демонстрируя, таким образом, все степени

запутанности, от отсутствия запутанности до максимальной. В свою очередь, эта запутанность свидетельствует о том, что гравитационное поле, опосредовавшее взаимодействие, должно быть квантовым.

Теоретически эксперимент может быть реализован с существующими технологиями. Две массы могут быть массивными молекулами, двумя расщепленными бозе-конденсатами или двумя наномеханическими осцилляторами [3]. Например, два связанных наномеханических осциллятора массой 10^{-12} кг, взаимодействующие в течение $\Delta t = 10^{-6}$ с, будут достигать максимальных фазовых сдвигов на расстояниях $d \approx 10^{-6}$ м. Основная

трудность эксперимента состоит в том, чтобы уменьшить все прочие эффекты на массу по сравнению с гравитационными.

В качестве итога, в развитие идеи Фейнмана о тестировании квантованности гравитации посредством помещения гравитирующей массы в суперпозицию двух положений, рассмотрена недавно предложенная Бозе, Марлетто и Ведралом схема с запутыванием посредством гравитационного взаимодействия системы двух взаимодействующих масс, каждая из которых находится в суперпозиционном состоянии.

Библиографический список

1. *Dyson F.* Is a graviton detectable? // International Journal of Modern Physics A. 2013. Vol. 28, No. 25. P. 1330041.
2. *Rothman T., Boughn S.* Can gravitons be detected? // Foundations of Physics. 2006. Vol. 36, Issue 11. P. 1801-1825.
3. *Marletto C., Vedral V.* Gravitationally-induced entanglement between two massive particles is sufficient evidence of quantum effects in gravity // Physical Review Letters. 2017. Vol. 119, Issue 24. P. 240402.
4. *Bose S., Mazumdar A., Morley G.W., Ulbricht H., Toroš M., Paternostro M., Geraci A.A., Barker P.F., Kim M.S., Milburn G.* Spin entanglement witness for quantum gravity // Physical Review Letters. 2017. Vol. 119, Issue 24. P. 240401.
5. *Feynman R.* // Proceedings of the Conference on the Role of Gravitation in Physics Held at the University of North Carolina, Chapel Hill, North Carolina, January 18–23, 1957. College Park, MD: APS. 1957.
6. *Marletto C., Vedral V.* Witnessing the quantumness of a system by observing only its classical features // npj Quantum Information. 2017. Vol. 3. A.No. 41.
7. *Ahluwalia D.V., Burgard C.* Interplay of gravitation and linear superposition of different mass eigenstates // Physical Review D 1998. Vol. 57, Issue 8. P. 4724-4727.
8. *Marletto C., Vedral V.* Witness gravity's quantum side in the lab // Nature. 2017. Vol. 547. P. 156-158.

BOSE-MARLETTO-VEDRAL EFFECT

D. Churochkin, S. Churochkina, V. Kulemina

Saratov State University

The detailed consideration of the Bose-Marletto-Vedral effect, recently proposed as a tool to respond to the issue of the fundamental possibility of gravitation quantization, is presented.

УДК 537

К ВОПРОСУ О ЦИРКУЛЯЦИИ ЭНЕРГИИ В МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Д.В. Чурочкин, С.В. Чурочкина, А.С. Эванчик

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

Чурочкин Дмитрий Викторович, к.ф.-м.н., доцент, кафедра общей физики

Чурочкина Светлана Викторовна, к.ф.-м.н., доцент, кафедра компьютерной физики и метаматериалов на базе Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Эванчик Алена Сергеевна, студентка 2 курса бакалавриата института физики СГУ

Качественно рассматривается современное состояние вопроса о циркуляции энергии в ограниченной магнитоэлектрической среде, относящейся к классу мультиферроиков. Отмечается, что результаты современных исследований приводят к выводу о существовании квантованных вихрей потока энергии магнитоэлектрических полей.

Введение

Взаимодействие электричества и магнетизма является одной из основных проблем физики магнитоэлектрических (МЭ) явлений. Известно, что некоторые классы кристаллических твердых тел (ферромагнетики, сегнетоэлектрики и сегнетоэластики) могут находиться в состояниях, в которых одновременно сосуществует несколько типов упорядочивания и именно в таких средах

взаимодействие электрических и магнитных явлений носит нетривиальный характер [1,2,3].

Исторически, Пьер Кюри первым сделал предположение о существовании веществ, которые способны намагничиваться из-за воздействия электрического поля [2]. Детальное рассмотрение магнитоэлектричества также встречается в публикации Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшица 1956 г., где они впервые определили понятие магнитоэлектрических материалов [4].

В результате многолетних исследований было установлено, что существуют материалы, в которых могут одновременно сосуществовать несколько типов ферроупорядочивания. В природе в настоящее время известно три класса ферроупорядоченных веществ: сегнетоэлектрики, ферромагнетики (антиферромагнетики), сегнетоэластики. Сосуществование таких упорядочиваний означает одновременное присутствие хотя бы двух из трех названных типов упорядочивания. В статье предметом особого интереса будет ситуация сосуществования ферромагнитного и сегнетоэлектрического упорядочивания, что является физической основой магнитоэлектрических явлений.

Следует отметить, что связь между магнитоэлектричеством и электромагнетизмом – предмет большого интереса и многочисленных дискуссий в области физики микроволн, оптических волн и материаловедения. В частности, представляет интерес вопрос о том, можно ли ввести понятие плотности внутренней энергии в переменных полях в магнитоэлектрической среде в том же смысле, что и в магнитоэлектростатических структурах [5].

Речь идет о том, что магнитоэлектричество и электромагнетизм являются, несмотря на свою похожесть, двумя разными явлениями. Электромагнитные явления связаны с электродинамикой, а магнитоэлектрические эффекты не ограничиваются динамическими эффектами.

Следует отметить, что МЭ поля – это немасвелловские ближние поля, которые обладают специфическими свойствами: нарушением пространственной и временной инверсионной симметрии [5].

В статье, в рамках теории МЭ явлений, рассматриваются как общие принципы циркуляции МЭ энергии в субволновой области, так и кратко обсуждаются результаты применения этих идей к рассмотрению циркуляции МЭ энергии в нанометровом ферритовом диске.

1 Магнитоэлектрические среды

1.1 Мультиферроики

Согласно критериям Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшица, к магнитоэлектрическим материалам стали относить среды, симметрия которых допускает существование линейного магнитоэлектрического эффекта: а именно необходимым условием его существования в веществе являлось нарушение P - и T -четности по отдельности, но сохранение комбинированной PT -четности [2].

При этом под P -четностью, или пространственной четностью, подразумевается свойство величины изменять или не изменять знак

при инверсии пространственных координат. Тогда как, T -симметрия описывает поведение системы уравнений для законов физики при операции замены времени t на $-t$. Если физическая величина изменяет свой знак при такой замене, то мы можем говорить о T -нечетности, если знак не изменяется в результате замены – о T -четности.

Г.А. Смоленским в 1961 г. был синтезирован первый сегнетомагнетик, представляющий собой среду, в которой сосуществуют магнитная и сегнетоэлектрическая упорядоченности. В настоящее время сегнетомагнетики являются частью более общего класса, который носит название мультиферроиков. Термин мультиферроик был введен Гансом Шмидтом для обозначения среды, в которой одновременно присутствует два из трех вида упорядочивания: 1) ферромагнетики (антиферромагнетики), 2) сегнетоэлектрики, 3) сегнетоэластики [2].

Класс ферромагнетиков включает в себя вещества, которые при температуре ниже температуры Кюри приобретают способность намагничиваться при отсутствии внешнего магнитного поля [6].

В общем понимании, сегнетоэлектрики – диэлектрики, которые в определенном интервале температур, обладают спонтанной поляризацией. Также, к классу сегнетоэлектриков относят вещества, в которых направление спонтанной поляризации можно изменить с помощью приложенного внешнего электрического поля.

К сегнетоэластикам относятся вещества, в которых происходит деформация кристаллической решетки при понижении температуры и для которых характерна нелинейная зависимость между деформацией и механическим напряжением.

Для наглядности на рисунке 1 схематично изображена диаграмма, которая представляет основные классы ферроупорядоченных веществ. Каждый из этих классов имеет собственную петлю гистерезиса: $P(E)$, $M(H)$, $\sigma(\varepsilon)$, где P – поляризация, E – напряженность электрического поля, M – намагниченность, H – напряженность магнитного поля, σ , ε – соответственно механические напряжение и деформация. Сегнетомагнетики (подкласс мультиферроиков, которым мы интересуемся в статье) находятся на пересечении множества сегнетоэлектриков и ферромагнетиков [1].

$P, M - E, H$ область соответствует сегнетомагнетикам. $P, \sigma - E, \varepsilon$ область – сегнетоэлектрики с сегнетоэластическими свойствами. $M, \sigma - H, \varepsilon$ область соответствует веществам с магнитным и сегнетоэластическим упорядочиванием.

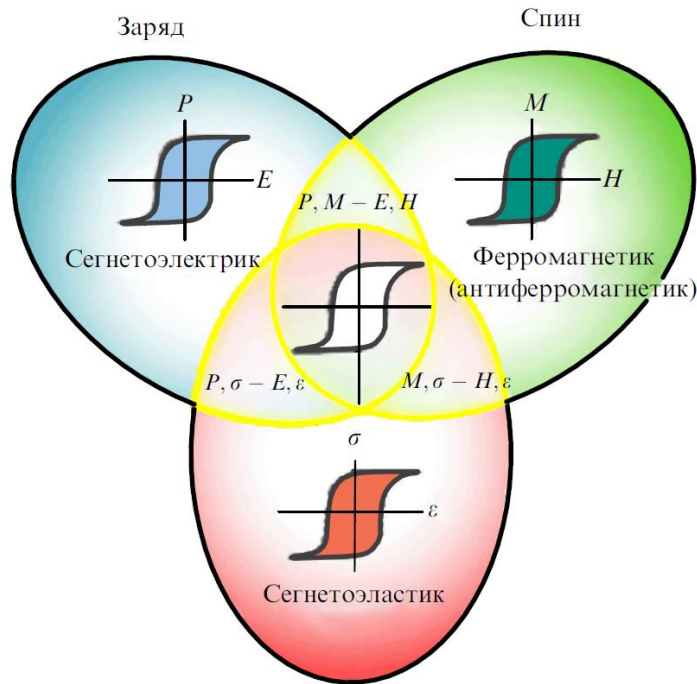


Рисунок 1 - Основные классы ферроупорядоченных веществ [2].

Общим свойством всех материалов является существование доменной структуры, которая ориентируется при воздействии внешних полей. Что приводит к упорядоченности доменов и возникновению вектора поляризации или вектора намагниченности и т.д.

1.2 Определяющие соотношения МЭ среды

В отличие от магнитоэлектростатики, где напряженности внешних электрического и магнитного полей взаимно не связаны, в МЭ динамическом режиме напряженности E и H линейно связаны уравнениями Максвелла. В этих уравнениях пространственные производные E пропорциональны производной по времени H и наоборот [5].

Динамические процессы в среде с линейным МЭ-эффектом описываются с помощью материальных соотношений в интегральной форме

$$D_i(t, \vec{r}) = (\varepsilon_{ij} \circ E_j) + (\xi_{ij} \circ H_j), \quad (1)$$

$$B_i(t, \vec{r}) = (\zeta_{ij} \circ E_j) + (\mu_{ij} \circ H_j), \quad (2)$$

в которых оператор $(\varepsilon_{ij} \circ E_j)$ представим согласно [5] в виде

$$(\varepsilon_{ij} \circ E_j) = \int_{-\infty}^t dt' \int d\vec{r}' \varepsilon_{ij}(t, \vec{r}, t', \vec{r}') E_j(t', \vec{r}'). \quad (3)$$

В уравнениях (1) и (2) учитывается принцип причинности (то есть вектор электрической индукции \vec{D} и вектор магнитной индукции \vec{B} в момент времени t определяются векторами напряженностей электрического и магнитного полей \vec{E} и \vec{H} соответственно в момент времени $t' \leq t$). Говоря теперь о ближних полях МЭ-материальных структур – МЭ-полях – следует отметить, что в этом случае необходимо рассматривать эффекты сильной

связи электромагнитных волн со специфическими возбуждениями дипольного типа, называемыми электромагнонами. Электромагноны рассматриваются как фундаментальные возбуждения, которым присущи как электрический, так и магнитный дипольные моменты. Комбинируя уравнения Максвелла с параметрами МЭ динамического отклика, формулируются различные задачи МЭ электродинамики [5].

Когда МЭ среда инвариантна во времени и пространственно однородна, материальные соотношения в интегральной форме имеют форму временной и пространственной свертки. В таком случае рассматривается дисперсионная по времени и по пространству МЭ среда с определяющими параметрами, удовлетворяющими длинноволновому (квазистатическому) пределу

$$\vec{D}(\omega, \vec{k}) = \vec{\varepsilon}(\omega, \vec{k}) \vec{E} + \vec{\xi}(\omega, \vec{k}) \vec{H}, \quad (4)$$

$$\vec{B}(\omega, \vec{k}) = \vec{\zeta}(\omega, \vec{k}) \vec{E} + \vec{\mu}(\omega, \vec{k}) \vec{H}. \quad (5)$$

Этот квазистатический предел согласно [5] имеет место при

$$\vec{\varepsilon}(\omega, \vec{k})|_{|\vec{k}| \rightarrow 0} \rightarrow \vec{\varepsilon}(\omega), \quad \vec{\xi}(\omega, \vec{k})|_{|\vec{k}| \rightarrow 0} \rightarrow \vec{\xi}(\omega), \quad (6)$$

$$\vec{\zeta}(\omega, \vec{k})|_{|\vec{k}| \rightarrow 0} \rightarrow \vec{\zeta}(\omega), \quad \vec{\mu}(\omega, \vec{k})|_{|\vec{k}| \rightarrow 0} \rightarrow \vec{\mu}(\omega). \quad (7)$$

Указанные материальные соотношения не проясняют микроскопическую природу возникновения МЭ-эффекта. Поэтому в следующем разделе проиллюстрирован один из микроскопических механизмов возникновения МЭ-эффекта.

1.3 Механизм возникновения магнито-электрического эффекта

Рассмотрим один из основных механизмов возникновения МЭ-эффекта на микроскопическом уровне. Выделяют два основных микроскопических

механизма возникновения данного эффекта: одноионный и двухионный.

Для примера рассмотрим одноионный механизм, который основан на зависимости обменного взаимодействия от относительной позиции магнитных ионов и ионов лиганда. А именно, если рассмотреть конфигурацию в виде аниона кислорода, который соединяет два магнитных катиона, то константа суперобмена существенно зависит от связи металл-кислород-металл. Действительно, обмен является антиферромагнитным при угле равном 180° , и ферромагнитном при угле равном 90° . В приложенном магнитном поле угол между спинами уменьшается, что приводит к уменьшению угла связи. Сдвиг отрицательного аниона кислорода относительно положительных ионов металла вызывает электрический дипольный момент. Данный механизм приведен на рисунке 2 [2,7,8].

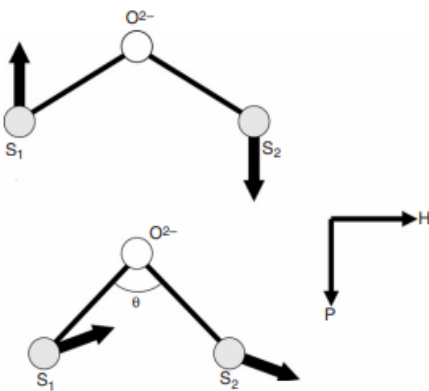


Рисунок 2 - При приложении внешнего магнитного поля происходит изменение угла между спинами, следовательно, изменяется угол связи θ . Сдвиг аниона кислорода по отношению к катионам металлов индуцирует электрический дипольный момент.

1.4 Виды магнитоэлектрического эффекта

В статье рассматривается линейный МЭ-эффект, который может наблюдаться в магнитооптических свойствах материала. Например, изменение угла вращения поляризации света в эффекте Фарадея. Данное явление является электромагнитооптическим эффектом и заключается во вращении плоскости поляризации света при прохождении света через оптически неактивное вещество, находящееся в магнитном поле.

Линейный МЭ-эффект предполагает возникновение электрической поляризации, пропорциональной магнитному полю, и намагниченности, пропорциональной электрическому полю, то есть существуют связи:

$$M_i = \frac{\alpha_{ij}}{4\pi} E_j, \tag{8}$$

$$P_i = \frac{\alpha_{ij}}{4\pi} H_j, \tag{9}$$

где α_{ij} – тензор МЭ эффекта.

С точки зрения ориентации векторов выделяют два МЭ-эффекта: продольный и поперечный МЭ-эффекты. Поперечный МЭ-эффект возникает при более сильных полях по сравнению с полями, при которых возникает продольный МЭ-эффект [2].

Для поперечного МЭ-эффекта основными отличиями являются перпендикулярность векторов поляризации \vec{P} и напряженности магнитного поля \vec{H} и не равенство нуля недиагональных компонент тензора МЭ-эффекта α_{ij} .

Продольный МЭ-эффект характеризуется параллельностью векторов поляризации \vec{P} и намагниченности \vec{M} [2]. Также, для продольного МЭ-эффекта характерно отличие от нуля диагональных компонент тензора α_{ij} .

1.5 Реализация поперечного МЭ-эффекта на примере тороидного момента

Поперечный МЭ-эффект связан с концепцией тороидного момента [1,2,8,9].

На рисунке 3 представлено тороидное упорядочивание спинов. На рисунке 3.а отсутствует внешнее магнитное поле, и магнитные моменты ориентированы по кругу.

На рисунке 3.б представлен результат приложения внешнего магнитного поля. В результате этого количество ионов, имеющих ориентацию по вектору поля, увеличится и произойдет перераспределение спинов. Это влечет за собой перераспределение зарядовой плотности и возникновение поляризации. Полученные векторы \vec{T} , \vec{P} , \vec{H} образуют тройку перпендикулярных векторов. Легко видеть, что тороидный момент представляет собой вихревое расположение магнитных моментов вида “голова-хвост” [1].

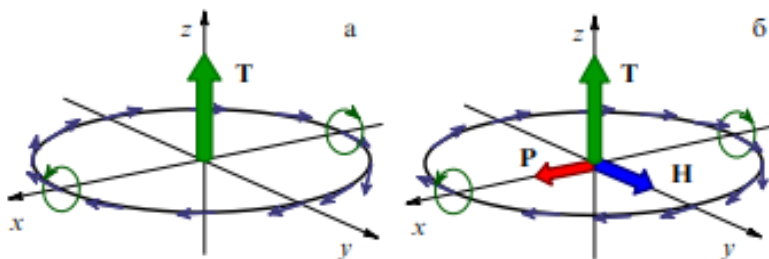


Рисунок 3 - Схема возникновения магнитоэлектрического эффекта на основе наглядного представления тороидного момента \vec{T} .

В [2] тороидный момент определяется формулой

$$T = \frac{1}{10c} \int [(\vec{j}\vec{r})\vec{r} - 2r^2\vec{j}]d^3r, \quad (10)$$

где \vec{j} – вектор плотности электрического тока, c – скорость света.

Он возникает в результате спонтанного нарушения как симметрии пространственной инверсии (P -симметрия), так и обращения времени (T -симметрия), и идентифицируется как антисимметричная составляющая МЭ-тензора. Причем, расширенная тороидная характеристика вводится в конденсированное вещество через модель изолированного точечного тороидального диполя.

Следует еще раз отметить, что если тороидный момент не равен нулю, то определяются связи между намагниченностью и напряженностью электрического поля, между поляризацией и напряженностью магнитного поля. Другими словами, определяются элементы МЭ-тензора [2].

В связи с представленными особенностями возникновения МЭ-эффекта, а именно дополнительной связью, накладываемой этим эффектом на напряженности электрического и магнитного полей, представляется интересным рассмотреть циркуляцию энергии в МЭ среде. Именно рассмотрению этого вопроса будет посвящен следующий раздел статьи.

2 Циркуляция энергии в магнито-электрической среде

Существование МЭ материала предполагает, что вектор Умова-Пойнтинга в субволновой области демонстрирует вихревую динамику, детали которой мы хотели бы рассмотреть ниже.

2.1 Теорема Пойнтинга и ограничения на структуру поля

В классическом случае теорема Пойнтинга описывает, как электромагнитное поле запасает и переносит энергию. Поэтому для того, чтобы рассмотреть процесс циркуляции энергии в МЭ среде, необходимо рассмотреть теорему Пойнтинга для такой среды [5].

При этом МЭ среда в общем случае описывается материальными соотношениями (1) и (2)

Для получения уравнения энергетического баланса необходимо рассмотреть распространение квазимонохроматических электромагнитных волн в МЭ среде. В этом случае поля выглядят следующим образом:

$$\vec{E} = \vec{E}_m(t, \vec{r})e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \text{ и } \vec{H} = \vec{H}_m(t, \vec{r})e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}.$$

При этом комплексные амплитуды напряженностей электрического и магнитного полей $\vec{E}_m(t, \vec{r})$ и $\vec{H}_m(t, \vec{r})$ являются гладко-структурирующими функциями времени и пространства [5]:

$$\left| \left(\omega^{-1} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_{m_i} \right| \ll E_m, \quad \left| (k^{-1} \nabla) E_{m_i} \right| \ll E_m, \\ \left| \left(\omega^{-1} \frac{\partial}{\partial t} \right) H_{m_i} \right| \ll H_m, \quad \left| (k^{-1} \nabla) H_{m_i} \right| \ll H_m.$$

Для того чтобы получить физически осмысленный (в виде уравнения непрерывности) вид теоремы Пойнтинга, необходимо наложить условия на амплитуды полей, который изначально считаются произвольными [5]

$$E_{m_i}^*(t) \frac{\partial H_{m_j}(t)}{\partial t} = H_{m_j}(t) \frac{\partial E_{m_i}^*(t)}{\partial t}. \quad (11)$$

Следствия уравнения (11) будут приведены в следующем разделе.

2.2 Уравнение непрерывности и диссипативные потери

Если введены ограничения в виде уравнения (11) на структуру поля, то теорема Пойнтинга сводится к уравнению непрерывности:

$$-\nabla \cdot \langle \vec{S} \rangle = \frac{\partial \langle W \rangle}{\partial t} + \langle P \rangle, \quad (12)$$

где $\langle \vec{S} \rangle$ является вектором Умова-Пойнтинга и $\langle P \rangle$ – описывающее диссипативные потери слагаемое [5].

Тогда можно получить выражение для средней плотности МЭ энергии в данной среде:

$$\langle W \rangle = \frac{1}{4} \left\{ \frac{\partial(\omega \varepsilon_{ij}^h)}{\partial \omega} E_i^* E_j + \frac{\partial(\omega \mu_{ij}^h)}{\partial \omega} H_i^* H_j + \frac{\partial[\omega(\zeta_{ij}^h + \xi_{ij}^h)]}{\partial \omega} (H_i^* E_j)^h + \frac{\partial[\omega(\zeta_{ij}^{ah} - \xi_{ij}^{ah})]}{\partial \omega} (H_i^* E_j)^{ah} \right\} \quad (13)$$

В полученном выражении первые два члена в правой части описывают плотность энергии диэлектрической/магнитной среды с дисперсией по времени, тогда как последние два слагаемых характеризуют плотность МЭ энергии.

Для квазимонохроматических полей диссипативные потери описываются соотношением

$$\langle P \rangle = \frac{1}{2} \omega \left[\varepsilon_{ij}^{ah} E_i^* E_j + \mu_{ij}^{ah} H_i^* H_j + (\zeta_{ij}^h - \xi_{ij}^h) (H_i^* E_j)^{ah} + (\zeta_{ij}^{ah} + \xi_{ij}^{ah}) (H_i^* E_j)^h \right] \quad (14)$$

Очевидно, что как средняя плотность энергии, так и диссипативные потери определяются не только определяющими параметрами МЭ среды, но и топологической структурой поля, определяемой диадой $\vec{A} \equiv \{E_i H_j^*\}$. Эту полевую структуру, специфичную для МЭ сред будем называть структурой МЭ поля [5].

Может быть показано, что отсутствие потерь в МЭ среде ($\langle P \rangle = 0$) реализуется, когда выполняются следующие условия на параметры МЭ среды

$$\varepsilon_{ij}^{ah} = \mu_{ij}^{ah} = 0, \quad \zeta_{ij}^h = \xi_{ij}^h \text{ и } \zeta_{ij}^{ah} = -\xi_{ij}^{ah}. \quad (15)$$

Когда определяющие параметры удовлетворяют соотношениям (15), плотность МЭ энергии выражается как

$$\langle W_{MЭ} \rangle = \frac{1}{4} \left\{ \frac{\partial [\omega (\zeta_{ij}^h + \xi_{ij}^h)]}{\partial \omega} (H_i^* E_j)^h + \frac{\partial [\omega (\zeta_{ij}^{ah} - \xi_{ij}^{ah})]}{\partial \omega} (H_i^* E_j)^{ah} \right\} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial (\omega \zeta_{ij}^h)}{\partial \omega} (H_i^* E_j)^h + \frac{\partial (\omega \zeta_{ij}^{ah})}{\partial \omega} (H_i^* E_j)^{ah} \right]. \quad (16)$$

Будучи не электромагнитной по своей природе, плотность энергии $W_{MЭ}$ играет особую роль в формировании топологической структуры полей. Свойства структуры поля возникают из анализа уравнения (11). Это уравнение можно преобразовать следующим образом

$$\frac{E_{m_i}^*(t)}{H_{m_j}(t)} = \frac{\partial E_{m_i}^*(t)/\partial t}{\partial H_{m_j}(t)/\partial t} = \frac{dE_{m_i}^*(t)}{dH_{m_j}(t)}, \quad (17)$$

где $dE_{m_i}^*$ и dH_{m_j} – это дифференциалы соответствующих полей.

Ограничения на поля (11) накладываются одновременно на все компоненты поля, и из

$$\langle \vec{A} \rangle = -\frac{1}{4} \omega \left\{ \frac{\partial \varepsilon_{ij}^h}{\partial \vec{k}} E_i^* E_j + \frac{\partial \mu_{ij}^h}{\partial \vec{k}} H_i^* H_j + \frac{\partial (\zeta_{ij}^h + \xi_{ij}^h)}{\partial \vec{k}} (H_i^* E_j)^h + \frac{\partial (\zeta_{ij}^{ah} - \xi_{ij}^{ah})}{\partial \vec{k}} (H_i^* E_j)^{ah} \right\} \quad (21)$$

Уравнение (19) показывает, что существует линейная пространственная связь между комплексными амплитудами полей, которой, в частности, соответствует физическая ситуация, когда оба вектора комплексной амплитуды E_{m_i} и H_{m_j} , синхронно вращаются в пространстве субволновой области [5]. В конечном счете, из граничных условий по координате следует зависимость вида:

$$E_{m_i}(\vec{r}) = R_{ij} H_{m_j}^*(\vec{r}), \quad (22)$$

где R_{ij} – элементы матрицы $[R]$, зависящие от условий среды и от граничных условий.

В итоге, вследствие дополнительных связей между комплексными амплитудами E_{m_i} и H_{m_j} через матрицы $[T]$ и $[R]$, возможен фазовый сдвиг между ними, который не равен ни 90° , ни 180° , то есть, значениям типичным для не МЭ среды. В топологических субволновых областях МЭ сред можно наблюдать области как с $\vec{E} \times \vec{H} \neq 0$, так и с $\vec{E} \cdot \vec{H} \neq 0$. Кроме того, может быть идентифицировано топологическое вращение МЭ полей как по часовой стрелке, так и против нее. С вихрем, обусловленным такими вращениями, связаны определенные значения углового момента и энергии. При этом во всей структуре происходит спонтанное упорядочивание квантованных вихрей потока энергии МЭ поля. Для ЭМ волны такие вихри являются топологическими дефектами.

Применение [5], в качестве примера, общих представлений, изложенных выше, к ограниченной МЭ среде в форме ферритового диска приводит к следующей физической картине. Намагниченность, и как следствие, поля, возникающие в ферритовом диске, носят вихревой характер. Кроме того, наряду

уравнения (17) видно, что существует линейная временная связь между комплексными амплитудами полей. В частности, это выполняется, когда оба комплексных амплитудных вектора E_{m_i} и H_{m_j} вращаются синхронно во времени. Из граничных условий по времени следует

$$E_{m_i}(t) = T_{ij} H_{m_j}^*(t), \quad (18)$$

где T_{ij} – элементы матрицы поляризации поля $[T]$.

Для того чтобы узнать распределение энергии по пространству необходимо ввести зависимость от волнового вектора в определяющие соотношения:

$$E_{m_i}^*(\vec{r}) \frac{\partial H_{m_j}(\vec{r})}{\partial \vec{r}} = H_{m_j}(\vec{r}) \frac{\partial E_{m_i}^*(\vec{r})}{\partial \vec{r}}. \quad (19)$$

Если такие ограничения введены, то

$$-\nabla \cdot (\langle \vec{S} \rangle + \langle \vec{A} \rangle) = \frac{\partial \langle W \rangle}{\partial t} + \langle P \rangle, \quad (20)$$

со сложной вихревой топологической структурой потоков энергии от нанометрового ферритового диска, определяемой вихревыми полями, возникает квантование этих потоков, вызванное размерным квантованием соответствующих МЭ полей ферритового диска [10].

Отметим также, что поля в ферритовом диске могут изменять состояние электромагнитного вакуума в пространстве между ферритовым диском и образцом металла. И, таким образом, эффекты, связанные с ними, могут быть экспериментально детектированы.

Заключение

В данной работе рассмотрены базовые принципы возникновения магнитоэлектрического эффекта. При этом, особое внимание уделено описанию циркуляции энергии в МЭ среде. Выяснено, что представление теоремы Пойнтинга в виде уравнения непрерывности, которое придает физический смысл трактовке проблемы энергетического баланса в МЭ среде, требует введения особого типа граничных условий на структуры полей. Сделан вывод о том, что запасенная плотность энергии W делится между плотностью энергии электрического поля $W_{Э}$, плотностью энергии магнитного поля $W_{М}$ и плотностью МЭ энергии $W_{MЭ}$. Как следствие, утверждается, что можно наблюдать квазистатический циркуляционный процесс обмена энергией в субволновой области.

В качестве примера приложения общей концепции о циркуляции энергии в субволновой области упоминается процесс распространения магнитоэлектрических волн в ферритовом диске. Указано на существование ближних МЭ полей, меняющих структуру вакуума в окрестности ферритового диска, что может быть экспериментально детектировано.

Библиографический список

1. *Пятаков А.П.* Магнитоэлектрические и флексомагнитоэлектрические эффекты в мультиферроиках и магнитных диэлектриках: дис. ... канд. физико-матем. наук: 01.04.11. М., 2013. 212 с.
2. *Пятаков А.П., Звездин А.К.* Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики // *Успехи физических наук.* 2012. Т. 182, № 6. С. 593-620.
3. *Пятаков А.П., Сергеев А.С., Николаева Е.П., Косых Т.Б., Николаев А.В., Звездин К.А., Звездин А.К.* Микромагнетизм и топологические дефекты в магнитоэлектрических средах // *Успехи физических наук.* 2015. Т. 185, № 10. С. 1077-1088.
4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика: учебное пособие для вузов : в 10 т. Т. 8. Электродинамика сплошных сред / под. ред. Л.П. Питаевского; 5-е изд., стер. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2016. 656 с.
5. *Kamenetskii E.O.* Electrodynamics of Magnetolectric Media and Magnetolectric Fields // *Annalen der physic (Berlin).* 2020. Vol. 532, Issue 3. P. 1900423.
6. *Каганов М.И., Пустыльник Н.Б., Шалаева Т.И.* Магноны, магнитные поляритоны, магнитостатические волны // *Успехи физических наук.* 1997. Т. 167, № 2. С. 191-237.
7. *Gehring G.A.* On the microscopic theory of the magnetolectric effect // *Ferroelectrics.* 1994. Vol. 161, Issue 1. P. 275-285.
8. *Spaldin N.A., Fiebig M., Mostovoy M.* The toroidal moment in condensed-matter physics and its relation to the magnetolectric effect // *Journal of Physics: Condensed Matter.* 2008. Vol. 20, Number 43. P. 434203.
9. *Dubovik V.M., Tugushev V.V.* Toroid moments in electrodynamics and solid-state physics // *Physics Reports.* 1990. Vol. 187, Issue 4. P. 145-202.
10. *Kamenetskii E.O.* Quantization of magnetolectric fields // *Journal of Modern Optics.* 2019. Vol. 66, Issue 8. P. 909-928.

ON THE PROBLEM OF ENERGY CIRCULATION IN A MAGNETOELECTRIC MEDIUM

D. Churochkin, S. Churochkina, A. Evanchyk
Saratov State University

The current state of issue of the energy circulation in a confined magnetolectric medium, represented by multiferroics, is qualitatively considered. It is noted that the results of contemporary studies lead to the conclusion about the existence of quantized power flow vortices of magnetolectric fields.

УДК 539.182

**НЕКОТОРЫЕ ДВУМЕРНЫЕ ЗАДАЧИ КВАНТОВОЙ
МЕХАНИКИ ДЛЯ ОБЛАСТЕЙ С ПОСТОЯННЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ,
ОГРАНИЧЕННЫХ ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ БЕСКОНЕЧНЫМИ СТЕНКАМИ**

Н.Е. Нюнько, К.В. Санков

Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского

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

УФНС России по Саратовской области

Санков Константин Викторович, заместитель начальника отдела ИТ УФНС России
по Саратовской области.

Рассмотрены некоторые двумерные задачи квантовой механики для частицы в постоянном потенциале, ограниченной параллельными бесконечными стенками.

Двумерное уравнение Шредингера [1,2]

имеет вид:

$$[-(\hbar^2/2m)(\partial_x^2 + \partial_y^2) + V]\psi(x,y) = E\psi(x,y) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow (\partial_x^2 + \partial_y^2)\psi(x,y) = (\mathbf{V}-E)\psi(x,y) \quad (1)$$

Здесь потенциал V - постоянный, $\mathbf{V}-E = (2m/\hbar^2)(V-E)$, E - полная энергия частицы, волновая функция (ВФ) факторизуется - $\psi(x,y) = \varphi(x)\chi(y)$. Далее мы используем нестандартные обозначения $\exp(x) = \underline{E}(x)$, $\exp(ix) = \underline{I}(x)$.

В случае $\mathbf{V}=0$ уравнение описывает свободную двумерную частицу. Переменные можно разделить, используя $\mathbf{E} = \mathbf{E}_x + \mathbf{E}_y$, где \mathbf{E}_x и \mathbf{E}_y - составляющие энергии, обеспечиваемые соответствующими компонентами волнового вектора $\mathbf{k}(k_x, k_y)$, пропорционального импульсу свободной частицы.

$$(\partial_x^2 + \partial_y^2)\psi(x,y) = -E\psi(x,y) \Rightarrow \psi(x,y) = \varphi(x)\chi(y) \Rightarrow$$

$$\varphi''(x)/\varphi(x) = -\mathbf{E}_x, \chi''(y)/\chi(y) = -\mathbf{E}_y$$

В результате имеем общее решение этого уравнения в виде

$$\psi(x,y) = \varphi_I(k_x x)\chi_I(k_y y) = [A_1 \underline{I}(k_x x) + A_2 \underline{I}(-k_x x)] \times$$

$$\times [A_3 \underline{I}(k_y y) + A_4 \underline{I}(-k_y y)] \quad (2)$$

$$k_x = \sqrt{\mathbf{E}_x}, k_y = \sqrt{\mathbf{E}_y}$$

Для решения уравнения с несвободной частицей [3] ($\mathbf{V} \neq 0$)

$$(\partial_x^2 + \partial_y^2)\psi(x,y) = (\mathbf{V}-E)\psi(x,y) \Rightarrow$$

$$\varphi''(x)/\varphi(x) + \chi''(y)/\chi(y) = \mathbf{V}-E$$

$$\varphi''(x)/\varphi(x) = \alpha_x \mathbf{V}-\mathbf{E}_x$$

$$\chi''(y)/\chi(y) = \alpha_y \mathbf{V}-\mathbf{E}_y$$

представим $\mathbf{V}-E$ в виде $\mathbf{V}-\mathbf{E}_x - \mathbf{E}_y = \alpha_x \mathbf{V}-\mathbf{E}_x + \alpha_y \mathbf{V}-\mathbf{E}_y$, где $\alpha_x \mathbf{V}-\mathbf{E}_x = \pm K_x^2$, $\alpha_y \mathbf{V}-\mathbf{E}_y = \pm K_y^2$, $\alpha_x + \alpha_y = 1$. При этом возможны 4 варианта решений:

$$\begin{aligned}
 \psi_1(x,y) &= \varphi_I(K_x x) \chi_U(K_y y) = [A_1 I(K_x x) + A_2 I(-K_x x)] [A_3 I(K_y y) + A_4 I(-K_y y)] \\
 &\quad \alpha_x V - E_x = -K_x^2, \quad \alpha_y V - E_y = -K_y^2 \\
 \psi_2(x,y) &= \varphi_E(K_x x) \chi_U(K_y y) = [A_1 E(K_x x) + A_2 E(-K_x x)] [A_3 I(K_y y) + A_4 I(-K_y y)] \\
 &\quad \alpha_x V - E_x = K_x^2, \quad \alpha_y V - E_y = -K_y^2 \\
 \psi_3(x,y) &= \varphi_I(K_x x) \chi_E(K_y y) = [A_1 I(K_x x) + A_2 I(-K_x x)] [A_3 E(K_y y) + A_4 E(-K_y y)] \\
 &\quad \alpha_x V - E_x = -K_x^2, \quad \alpha_y V - E_y = K_y^2 \\
 \psi_4(x,y) &= \varphi_E(K_x x) \chi_E(K_y y) = [A_1 E(K_x x) + A_2 E(-K_x x)] [A_3 E(K_y y) + A_4 E(-K_y y)] \\
 &\quad \alpha_x V - E_x = K_x^2, \quad \alpha_y V - E_y = K_y^2
 \end{aligned} \tag{3}$$

Рассмотрим задачу с бесконечной прямоугольной ямой при наличии в ней постоянного потенциала:

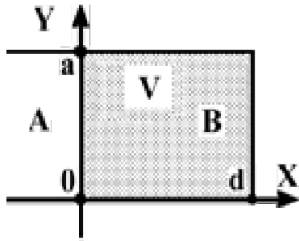


Рис.1

Учет обращения ВФ (3) в нуль на границах $x=0$ и $y=0$ дает:

$$\begin{aligned}
 \{\psi_i(0,y)=0\}_{i=1,2,3,4} &\Rightarrow \{\varphi_I(0)=0; \varphi_E(0)=0\} \Rightarrow [A_1+A_2]=0 \\
 &\Rightarrow A_2=-A_1 \\
 \{\psi_i(x,0)=0\}_{i=1,2,3,4} &\Rightarrow \{\chi_U(0)=0; \chi_E(0)=0\} \Rightarrow [A_3+A_4]=0 \\
 &\Rightarrow A_4=-A_3
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \psi_1(x,y) &= A [I(K_x x) - I(-K_x x)] [I(K_y y) - I(-K_y y)] = \\
 &= A \sin(K_x x) \sin(K_y y) \\
 &\quad \alpha_x V - E_x = -K_x^2, \quad \alpha_y V - E_y = -K_y^2 \\
 \psi_2(x,y) &= A [E(K_x x) - E(-K_x x)] [I(K_y y) - I(-K_y y)] = \\
 &= A \operatorname{Sh}(K_x x) \sin(K_y y) \\
 &\quad \alpha_x V - E_x = K_x^2, \quad \alpha_y V - E_y = -K_y^2 \\
 \psi_3(x,y) &= A [I(K_x x) - I(-K_x x)] [E(K_y y) - E(-K_y y)] = \\
 &= A \sin(K_x x) \operatorname{Sh}(K_y y) \\
 &\quad \alpha_x V - E_x = -K_x^2, \quad \alpha_y V - E_y = K_y^2 \\
 \psi_4(x,y) &= A [E(K_x x) - E(-K_x x)] [E(K_y y) - E(-K_y y)] = \\
 &= A \operatorname{Sh}(K_x x) \operatorname{Sh}(K_y y) \\
 &\quad \alpha_x V - E_x = K_x^2, \quad \alpha_y V - E_y = K_y^2
 \end{aligned}$$

Учет оставшихся граничных условий приводит к дискретизации функции $\psi_1(x,y)$ по параметрам K_x и K_y , а также к обращению в нуль остальных функций

$$\begin{aligned}
 \psi_1(d,y)=0 &\Rightarrow \sin(K_x d)=0 \Rightarrow K_x = n\pi/d, \quad (n=1,2,\dots) \\
 \psi_1(x,a)=0 &\Rightarrow \sin(K_y a)=0 \Rightarrow K_y = m\pi/a, \quad (m=1,2,\dots) \\
 \psi_2(d,y)=0 &\Rightarrow \operatorname{Sh}(K_x d)=0 \Rightarrow K_x=0 \Rightarrow E_x = \alpha_x V \\
 \psi_3(x,a)=0 &\Rightarrow \operatorname{Sh}(K_y a)=0 \Rightarrow K_y=0 \Rightarrow E_y = \alpha_y V \\
 \psi_4(d,y)=0 &\Rightarrow \operatorname{Sh}(K_x d)=0 \Rightarrow K_x=0 \Rightarrow E_x = \alpha_x V \\
 \psi_4(x,a)=0 &\Rightarrow \operatorname{Sh}(K_y a)=0 \Rightarrow K_y=0 \Rightarrow E_y = \alpha_y V
 \end{aligned}$$

Полученный результат формально схож с задачей о свободной частице в бесконечной двумерной яме, но дискретными оказались не компоненты волнового вектора частицы, а параметры $K_x = \sqrt{(E_x - \alpha_x V)}$ и $K_y = \sqrt{(E_y - \alpha_y V)}$:

$$\begin{aligned}
 \psi_1(x,y) &= A \sin(n\pi x/d) \sin(m\pi y/a) \quad (n=1,2,\dots, m=1,2,\dots) \\
 \psi_2(x,y) &= \psi_3(x,y) = \psi_4(x,y) = 0
 \end{aligned}$$

Далее рассмотрим задачу о частичной области с потенциалом V в бесконечном полуканале с бесконечными потенциальными стенками

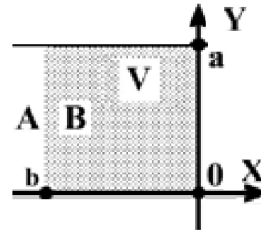


Рис.2

В области А частица свободна, соответствующая ВФ приведена ранее (2)

$$\psi_A(x,y) = \varphi_I(k_x x) \chi_U(k_y y) = [A_1 I(k_x x) + A_2 I(-k_x x)] [A_3 I(k_y y) + A_4 I(-k_y y)]$$

и с учетом граничных условий

$$\psi_A(x,0)=0 \Rightarrow A_3 + A_4 = 0 \Rightarrow A_4 = -A_3$$

$$\psi_A(x,a)=0 \Rightarrow \sin(k_y a) = 0 \Rightarrow k_y = n\pi/a, \quad (n=1,2,\dots)$$

она принимает вид

$$\psi_A(x,y) = \varphi_I(k_x x) \sin(n\pi y/a), \quad (n=1,2,\dots) \tag{4}$$

Для области В обращения ВФ в нуль на границах $x=0$ и $y=0$,

$$\begin{aligned}
 \{\psi_{Bi}(0,y)=0\}_{i=1,2,3,4} &\Rightarrow \varphi_I(K_x 0) = \varphi_E(K_x 0) \Rightarrow B_1 + B_2 = 0 \\
 &\Rightarrow B_2 = -B_1
 \end{aligned}$$

$$\{\psi_{Bi}(x,0)=0\}_{i=1,2,3,4} \Rightarrow [B_3 + B_4] = 0 \Rightarrow B_4 = -B_3$$

приводит к общим решениям (3), аналогичным предыдущему случаю

$$\begin{aligned}
 \psi_1(x,y) &= B \sin(K_x x) \sin(K_y y) \\
 \alpha_x V - E_x &= -K_x^2, \quad \alpha_y V - E_y = -K_y^2 \\
 \psi_2(x,y) &= B \operatorname{Sh}(K_x x) \sin(K_y y) \\
 \alpha_x V - E_x &= K_x^2, \quad \alpha_y V - E_y = -K_y^2 \\
 \psi_3(x,y) &= B \sin(K_x x) \operatorname{Sh}(K_y y) \\
 \alpha_x V - E_x &= -K_x^2, \quad \alpha_y V - E_y = K_y^2 \\
 \psi_4(x,y) &= B \operatorname{Sh}(K_x x) \operatorname{Sh}(K_y y) \\
 \alpha_x V - E_x &= K_x^2, \quad \alpha_y V - E_y = K_y^2
 \end{aligned}$$

Факт обращения этих решений в нуль при $y=a$

$$\{\psi_{Bi}(x,a)=0\}_{i=1,2} \Rightarrow \sin(K_y a) = 0 \Rightarrow K_y = n\pi/a, \quad n=1,2,\dots$$

$$\{\psi_{Bi}(x,a)=0\}_{i=3,4} \Rightarrow \operatorname{Sh}(K_y a) = 0 \Rightarrow K_y = 0$$

даёт окончательный результат для ВФ в области В

$$\psi_{B1}(x,y) = B \sin(K_x x) \sin(n\pi y/a), \quad K_y = \sqrt{(E_y - \alpha_y V)} = n\pi/a$$

$$\psi_{B2}(x,y) = B \operatorname{Sh}(K_x x) \sin(n\pi y/a), \quad K_y = \sqrt{(E_y - \alpha_y V)} = n\pi/a$$

$$\psi_{B3}(x,y) = \psi_{B4}(x,y) = 0$$

Таким образом, в данном случае реализуются два варианта существования частицы в области В - $\psi_{B1}(x,y)$ и $\psi_{B2}(x,y)$ соответственно.

Решения $\psi_A(x,y)$ и $\{\psi_{Bi}(x,y)=0\}_{i=1,2}$ для областей А и В необходимо сшить на границе $x=b$, при этом, поскольку зависимость от y в этих решениях одинакова, сшиваются множители, зависящие от одной переменной x

$$\psi_A(b,y) = \psi_{B1}(b,y) \Rightarrow A_1 I(k_x b) + A_2 I(-k_x b) = B \sin(K_x b)$$

$$\psi_A(b,y) = \psi_{B2}(b,y) \Rightarrow A_1 I(k_x b) + A_2 I(-k_x b) = B \operatorname{Sh}(K_x b)$$

Естественно, необходимо выполнить эту же процедуру для первых производных по x , чтобы обеспечить требуемую непрерывность, и также конкретизировать произвольные постоянные в решениях. Здесь мы не приводим конкретные расчеты, чтобы не загромождать изложение.

Далее рассмотрим задачу, иллюстрированную на рис.3 :

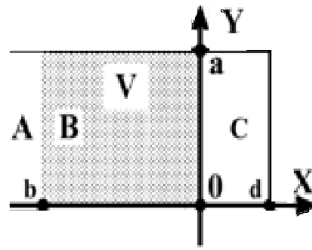


Рис.3

Решение в области А - $\psi_A(x,y)=\varphi_I(k_x x)\text{Sin}(n\pi y/a)$ соответствует предыдущей задаче. Решение в области С

$$\psi_C(x,y)=\varphi_I(k_x x)\chi_I(k_y y)=[C_1 I(k_x x)+C_2 I(-k_x x)][C_3 I(k_y y)+C_4 I(-k_y y)]$$

с учетом граничных условий

$$\psi_C(x,0)=0 \Rightarrow C_4=-C_3,$$

$$\psi_C(x,y)=[C_1 I(k_x x)+C_2 I(-k_x x)]\text{Sin}(k_y y)$$

$$\psi_C(x,a)=0 \Rightarrow \text{Sin}(k_y a)=0 \Rightarrow k_y=n\pi/a, (n=1,2,\dots)$$

$$\psi_C(x,y)=[C_1 I(k_x x)+C_2 I(-k_x x)]\text{Sin}(n\pi y/a), (n=1,2,\dots)$$

$$\psi_C(d,y)=\varphi_I(k_x d)\text{Sin}(n\pi y/a)=0 \Rightarrow \varphi_I(k_x d)=0 \quad C_2=-C_1 I(2k_x d)$$

принимает вид

$$\psi_C(x,y)=\varphi_I(k_x x)\chi_I(k_y y)=C\text{Sin}[k_x(x-d)]\text{Sin}(n\pi y/a)$$

Для области В, с учетом обращения ВФ в нуль на границе $y=0$

$$\{\psi_{B_i}(x,0)=0\}_{i=1,2,3,4} \Rightarrow [B_3+B_4]=0 \Rightarrow B_4=-B_3$$

получаем

$$\psi_{B1}(x,y)=\varphi_I(K_x x)\chi_I(K_y y)=B_3[B_1 I(K_x x)+B_2 I(-K_x x)]\text{Sin}(K_y y)$$

$$\psi_{B2}(x,y)=\varphi_E(K_x x)\chi_I(K_y y)=B_3[B_1 E(K_x x)+B_2 E(-K_x x)]\text{Sin}(K_y y)$$

$$\psi_{B3}(x,y)=\varphi_I(K_x x)\chi_E(K_y y)=B_3[B_1 I(K_x x)+B_2 I(-K_x x)]\text{Sh}(K_y y)$$

$$\psi_{B4}(x,y)=\varphi_E(K_x x)\chi_E(K_y y)=B_3[B_1 E(K_x x)+B_2 E(-K_x x)]\text{Sh}(K_y y)$$

Аналогичное обнуление на границе $y=a$

$$\{\psi_{B_i}(x,a)=0\}_{i=1,2} \Rightarrow \text{Sin}(K_y a)=0 \Rightarrow K_y=n\pi/a$$

$$\{\psi_{B_i}(x,a)=0\}_{i=3,4} \Rightarrow \text{Sh}(K_y a)=0 \Rightarrow K_y=0$$

приводит к двум наборам решений

$$\psi_A(x,y)=\varphi_I(k_x x) \text{Sin}(n\pi y/a)=[A_1 I(k_x x)+A_2 I(-k_x x)]\text{Sin}(n\pi y/a)$$

$$\psi_{B1}(x,y)=[B_1 I(K_x x)+B_2 I(-K_x x)]\text{Sin}(n\pi y/a)$$

$$\psi_{B2}(x,y)=[B_1 E(K_x x)+B_2 E(-K_x x)]\text{Sin}(n\pi y/a)$$

$$\psi_{B3}(x,y)=0, \quad \psi_{B4}(x,y)=0$$

$$\psi_C(x,y)=C I(k_x d)\text{Sin}[k_x(x-d)]\text{Sin}(n\pi y/a)$$

Как и в предыдущей задаче, необходимо

добиться непрерывности ВФ на границах областей

$$\psi_A(b,y)=\psi_{B1}(b,y) \Rightarrow [A_1 I(k_x b)+A_2 I(-k_x b)]= [B_1 I(K_x b)+B_2 I(-K_x b)]$$

$$\psi_{B2}(0,y)=\psi_C(0,y) \Rightarrow [B_1+B_2]=C I(k_x d)\text{Sin}[k_x d]$$

$$\psi_A(b,y)=\psi_{B2}(b,y) \Rightarrow [A_1 I(k_x b)+A_2 I(-k_x b)]= [B_1 E(K_x b)+B_2 E(-K_x b)]$$

$$\psi_{B1}(0,y)=\psi_C(0,y) \Rightarrow [B_1+B_2]=C I(k_x d)\text{Sin}(k_x d)$$

и конкретизировать соответствующие

произвольные постоянные в наборах полученных решений.

Библиографический список

1. Л. Шифф. Квантовая механика. Изд-во ИЛ, М., 1959
2. Э.Флюгге. Задачи по квантовой механике, т.1, Изд-во Мир, М., 1974.
3. Н.Е. Ньюнко, К.В.Санков. Некоторые двумерные задачи квантовой механики для областей, ограниченных параллельными бесконечными стенками. // Вопросы прикладной физики.: Межвуз. науч. сб. Саратов.: Изд-во СГУ. - 2019. - В.25. – С.47-49.

SOME TWO-DIMENSIONAL PROBLEMS OF QUANTUM MECHANICS FOR AREAS WITH CONSTANT POTENTIAL LIMITED PARALLEL INFINITE WALLS

¹N.E. Nyun'co, ²K.V. Sankov

¹Saratov state University

²Saratov region IFNS RUSSIA №12

Examines some two-dimensional problems of quantum mechanics for areas with constant potential limited parallel infinite walls.

УДК 53.01

К РАСЧЕТУ УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ АТОМА ВОДОРОДА РАСПОЛОЖЕННОГО НА ГРАНИЦЕ ВАКУУМ-ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ ИЗОЛЯТОР

Д.В. Чурочкин, С.В. Чурочкина, В.К. Чебуханова

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

Чурочкин Дмитрий Викторович, к.ф.-м.н., доцент, кафедра общей физики,

Чурочкина Светлана Викторовна, к.ф.-м.н., доцент, кафедра компьютерной физики и метаматериалов на базе Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,

Чебуханова Виктория Константиновна, студентка 3 курса бакалавриата института физики СГУ

Обсуждается физика атома водорода в присутствии топологического изолятора. Приведен пример расчета спектра атома водорода расположенного на границе вакуум-топологический изолятор.

С зарождения квантовых представлений о природе физических явлений атом водорода служил как тестовой системой для проверки правильности этих представлений, так и источником их развития.

К настоящему времени разработано несколько приближенных методов расчета спектра атома водорода, результаты которых находят хорошее согласие с экспериментом. Здесь следует отметить

нерелятивистское приближение, основанное на возможности разделения атома водорода на тяжелое малоподвижное (практически покоящееся) ядро и быстро движущийся электрон, обобщение которого на молекулярные системы (неподвижные ядра плюс быстро движущиеся электроны) носит название приближения Борна-Опенгеймера (адиабатического). Однако, согласно современным представлениям, в общем случае, требуется учитывать тот факт, что любой движущийся объект должен подчиняться ограничениям специальной теории относительности, которые приводят к тому, что динамика единичных заряженных частиц подчиняется уравнению Дирака для спиноров, а задача на связанное состояние (атом) приводит к необходимости решения уравнения Бете-Солпитера. При этом в общем случае, нельзя свести задачу о спектре атома водорода к задаче о спектре системы, состоящей из электрона, движущегося с приведенной массой относительно неподвижного ядра. Тем не менее, приближение Логунова-Тавхелидзе (квазипотенциала) позволяет свести задачу решения уравнения Бете-Солпитера к задаче решения уравнения Шредингера с эффективным, в общем случае комплексным, потенциалом. В рамках этого приближения получены релятивистские поправки в спектр атома водорода, которые не учитываются упомянутым выше нерелятивистским приближением [1-6].

До сих пор обсуждалось поведение единичного атома водорода в вакууме. Однако, благодаря максимально возможной точности теоретического описания такой системы как атом водорода, а также ее наглядности, она может служить для иллюстрации чисто квантовых эффектов, принципиально невозможных на классическом уровне. К примеру, взаимодействие атомов водорода в молекуле водорода является простейшей иллюстрацией явления квантового запутывания [7], которое является основным ресурсом для квантовых вычислений [8]. Кроме того, присутствие материальной среды в вакууме приводит к возникновению взаимодействия Казимира-Полдера между этой поверхностью и статичным атомом, расположенным над ней [9,10]. Такое взаимодействие специфично для каждой материальной среды и приводит к сдвигам уровней энергии расположенного над ней атома [9,11]. Фактически, атомная спектроскопия становится детектором состояния соответствующей среды. Как известно, наиболее точной является спектроскопия атома водорода, давая тем самым колоссальные преимущества бесконтактного детектирования, как элементарных носителей, так и дефектной

структуры материальных сред посредством внесения атома водорода в окрестности соответствующей материальной среды. Движение же атома вдоль поверхности материальной среды приводит к возникновению эффекта квантового трения, в простейшем виде описанного еще Эйнштейном и Хопфом [12], и получившим в последнее время значительный интерес со стороны научного сообщества [9,11,13,14,15].

В частности, в рассматриваемой работе обсуждаются уровни энергии атома водорода, расположенного на поверхности раздела – вакуум-топологический изолятор, полученные в нерелятивистском приближении. Общая геометрия задачи изображена на рисунке 1. Следует отметить, что топологический изолятор представляет собой среду, которая является обычным диэлектриком в объеме материала и обладает топологически защищенными проводящими поверхностными состояниями, возникающими вследствие инверсии проводимости и валентной зон, из-за сильного спин-орбитального взаимодействия. Такой материал относится к классу дираковских материалов, и в приближении метода сильной связи его Гамильтониан сводится к дираковскому. Электродинамика же такой среды, которая обладает магнитоэлектрическими свойствами, из-за соответствующих материальных уравнений, может быть представлена эффективным Лагранжианом аксионной электродинамики, возникающей, к примеру, при попытке решения проблемы нарушения CP -инвариантности [16]. А именно, аксионная электродинамика в приложении к конденсированным средам является расширением электродинамики Максвелла путем добавления к соответствующему Лагранжиану слагаемого вида $-\left(\alpha/4\pi^2\right)L_\theta, L_\theta = \theta \vec{E} \cdot \vec{B}$, где θ – поле связи, обычно известное как аксионный угол, $\alpha \cong 1/137$ – постоянная тонкой структуры. Будем называть такую электродинамику θ -электродинамикой, а среду, которую она описывает, θ -средой. Очевидно, что обычный диэлектрик или вакуум являются обычными средами, то есть для них $\theta = 0$, в то время как, в нашем случае, топологический изолятор соответствует ситуации $\theta = \pi$. В свою очередь, параметр θ , в таком контексте, называется магнитоэлектрической поляризацией материала, и может рассматриваться как дополнительный параметр, характеризующий материал, аналогично диэлектрической проницаемости ϵ и магнитной проницаемости μ , который, тем не менее, проявляется только в присутствии границы, где его значение меняется.

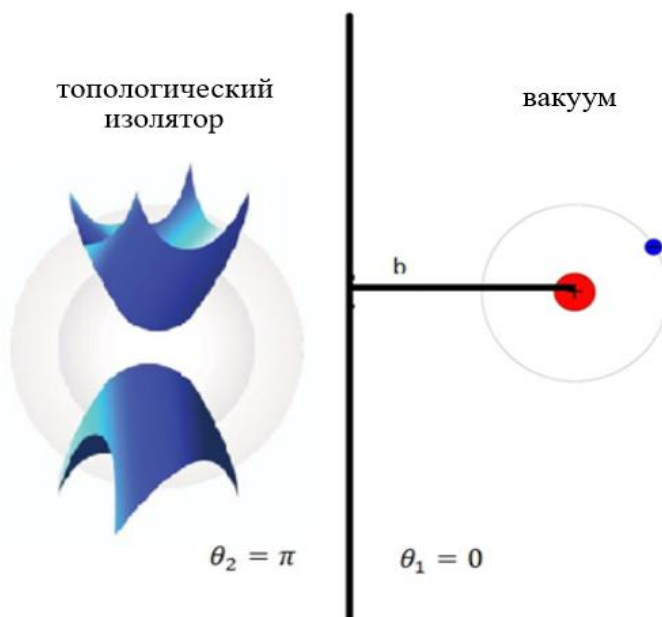


Рисунок 1. Геометрия задачи. Ядро атома – неподвижный точечный объект – находится на расстоянии b от границы раздела вакуум (справа)-топологический изолятор (слева). Слева от границы раздела схематично представлена зонная структура топологического изолятора [17].

Тип топологического поведения, присущий топологическим изоляторам, был предсказан и обнаружен во многих материалах, таких как графен, Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3 , Sb_2Te_3 и TlBiSe_2 [18,19,20]. Основным следствием θ -электродинамики, которое проявляется в топологическом изоляторе, является топологический магнитоэлектрический эффект, при котором электрическое (магнитное) поле может индуцировать магнитное (электрическое) поле даже в статическом случае, как следствие зависящих от поля эффективных плотностей заряда и тока (пропорциональных соответственно \vec{B} и \vec{E}), существование которых вытекает из слагаемого L_θ . Простейшим проявлением топологического магнитоэлектрического эффекта в топологическом изоляторе является генерация магнитного поля, когда точечный электрический заряд находится перед топологическим изолятором [21]. Отметим, что это поле допускает интерпретацию в качестве поля источником которого являются магнитные монополи изображения, расположенные на соответствующих сторонах границы раздела. Тем не менее, как хорошо известно, заряды изображения в электродинамике – это всего лишь математические конструкции, лишённые физического значения, которые могут быть полезны для интуитивного понимания некоторых явлений. θ -электродинамика постулирует $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ таким образом, что реальные магнитные монополи не допускаются в теории, как это еще раз подчеркивается в [22]. Физическое происхождение этого магнитного поля основано на токах Холла на границе раздела фаз, которые индуцируются топологическим магнитоэлектрическим эффектом. Топология, присущая зонной структуре топологического изолятора, отражается на макроскопическом уровне в условии квантования $\theta = \pm(2m + 1)\pi$, $m \in \mathbb{Z}$, что позволяет провести различие между топологическими изоляторами и нормальными

изоляторами, присвоив последним значение $\theta = 0$ по модулю 2π .

С точки зрения экспериментального обнаружения топологического магнитоэлектрического эффекта атом водорода и водородоподобные ионы могли бы стать привлекательным тестом, в области атомной спектроскопии и областях высокоточных измерений, чувствительных к магнитным полям монополя изображения. В общих чертах присутствие атома перед материальным телом изменяет его квантовые свойства, такие как положение энергетических уровней и скорости распада возбужденных состояний. Как уже упоминалось, взаимодействие атома с поверхностью зависит от конкретного рассматриваемого материала. Например, для атома, достаточно близко расположенного к диэлектрическому телу, взаимодействие атом-поверхность может быть смоделировано влиянием электрических зарядов изображения, индуцированных реальными атомными зарядами, на квантово-механическое движение атомных электронов. Для материалов, электромагнитный отклик которых сложнее, чем у диэлектриков, взаимодействие атом-поверхность может быть чрезвычайно сложным и аналитически трудноразрешимым. На самом деле, когда водородоподобный ион приближен к экзотическому материалу, такому как топологический изолятор, электрические заряды иона поляризуют материал в соответствии с обычным слагаемым отклика Максвелла; но они также намагничивают среду из-за топологического магнитоэлектрического эффекта. Поэтому влияние θ -среды на квантово-механическое движение атомного электрона описывается уравнением Шредингера в присутствии дополнительного магнитного поля среды помимо обычного ядерно-электронного кулоновского потенциала [23, 24]. В целом эта проблема является сложной задачей, и в данной статье обсуждается,

следуя [20], идеализированный случай, когда ядро атома водорода находится на границе раздела вакуума и θ -среды.

Для определенности считаем, что θ является кусочно-постоянной величиной, и выделим эффекты связанные с θ -слагаемым, рассматривая различные значения θ на каждой стороне границы раздела $z = 0$. Заметим, что каждая среда, не имеет ни диэлектрических, ни магнитных свойств, т. е. везде $\epsilon = \mu = 1$. Кроме того, в качестве дальнейшего упрощения, рассмотрим ситуацию, когда ядро расположено непосредственно на границе раздела $z = 0$.

Напомним, что электромагнитные явления в присутствии среды описывается полевыми уравнениями Максвелла,

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{D} = 4\pi\rho, \quad \nabla \times \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0, \\ \nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad \nabla \times \vec{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \end{aligned} \quad (1)$$

вместе с материальными уравнениями, выражающими вектор электрического смещения \vec{D} и напряженность магнитного поля \vec{H} через напряженность электрического поля \vec{E} и магнитную индукцию \vec{B} [20]. Эти уравнения зависят от природы материала и обычно имеют вид $\vec{D} = (\vec{E}, \vec{B})$ и $\vec{H} = (\vec{E}, \vec{B})$. Например, для линейных сред они равны $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ и $\vec{H} = \vec{B}/\mu$, где ϵ – диэлектрическая проницаемость, а μ – магнитная проницаемость. Для изотропных материалов ϵ и μ являются скалярами, в то время как для анизотропных материалов они по своей природе являются тензорами. Для реальных материалов, материальные уравнения являются нелинейными (ϵ и μ являются функциями \vec{E} и \vec{B}).

В этой статье рассматривается особый класс бианизотропных материалов, описываемых следующими материальными уравнениями

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} - \frac{\theta\alpha}{\pi} \vec{B}, \quad \vec{H} = \frac{1}{\mu} \vec{B} + \frac{\theta\alpha}{\pi} \vec{E}. \quad (2)$$

В простейшем нетривиальном случае плоской границы раздела, аксионный угол описывается кусочно-постоянной функцией $\theta(z)$ вида

$$\theta(z) = \theta_1 H(-z) + \theta_2 H(z), \quad (3)$$

где $H(z)$ – функция Хевисайда: $H(z)=0$ для $z<0$ и $H(z)=1$ для $z>0$. В этом случае уравнения Максвелла справедливы в объемных областях, где θ является постоянной величиной, однако градиент аксионного угла отличен от нуля на границе раздела θ

$$\nabla \theta = (\theta_2 - \theta_1) \delta(z) \hat{e}_z, \quad (4)$$

где $\delta(z)$ – дельта-функция Дирака и \hat{e}_z – единичный вектор в направлении оси z . Таким образом, динамические модификации в уравнениях Максвелла возникают только на границе. В этом смысле θ -среда обладает проводящими свойствами

на границе, хотя ее объем ведет себя как нормальный изолятор. На самом деле, из (1,2,3,4) следует, что для рассматриваемой модели дополнительные плотности заряда и тока принимают вид $\rho_\theta = \tilde{\theta} \delta(z) \hat{e}_z \cdot \vec{B}$ и $\vec{j}_\theta = -\tilde{\theta} \delta(z) \hat{e}_z \times \vec{E}$; и они дают следующие граничные условия в окрестности границы раздела между двумя θ -средами

$$\begin{aligned} [\hat{e}_z \cdot \vec{E}] = \tilde{\theta} \hat{e}_z \cdot \vec{B} (z=0), \quad [\hat{e}_z \cdot \vec{B}] = 0, \quad (5) \\ [\hat{e}_z \times \vec{B}] = -\tilde{\theta} \hat{e}_z \times \vec{E} (z=0), \quad [\hat{e}_z \times \vec{E}] = 0, \quad (6) \end{aligned}$$

где $\tilde{\theta} = \alpha(\theta_2 - \theta_1)/\pi$. При этом используется обозначение $[\vec{V}] = \lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} \vec{V}_i(z = +\epsilon) - \vec{V}_i(z = -\epsilon)$ для любого вектора \vec{V} .

Для атома, заключенного в θ -среду без границ, уравнения Максвелла справедливы и, таким образом, решение уравнения Шредингера обычное. Другими словами, система не ощущает никакого эффекта от присутствия θ -среды. Однако, когда атом находится близко к границе раздела двух сред, уравнения Максвелла приобретают дополнительные магнитоэлектрические слагаемые, что приводит к новым взаимодействиям между атомным электроном и границей раздела, помимо обычного электромагнитного взаимодействия ядро-электрон.

Рассмотрим две контактирующие θ -среды, имеющие θ , модулируемое функцией (3). Левую половину пространства ($z < 0$) занимает θ -среда, а правую половину пространства ($z > 0$) – вакуум. Пусть атом водорода находится в вакуумной области вблизи θ -границы раздела $z = 0$, так, что ядро фиксируется в положении $\vec{b} = b \hat{e}_z$. Кроме того, интересуемся только эффектами производимыми электромагнитными полями протона вблизи θ -среды на атомный электрон, и пренебрегаем полями, которые индуцируются положением электрона. С целью получения гамильтониана, описывающего квантово-механическое движение атомного электрона, можно воспользоваться удобным способом работы с электромагнитными полями, создаваемыми произвольными источниками $j^\mu = (\rho, \vec{j})$ в присутствии θ -среды, которым является введение матричной функции Грина $G^\mu_\nu(\vec{r}, \vec{r}')$, такой, что электромагнитный потенциал $A^\mu = (\phi, \vec{A})$ задается формулой

$$A^\mu(\vec{r}) = \int d^3\vec{r}' G^\mu_\nu(\vec{r}, \vec{r}') j^\nu(\vec{r}'). \quad (7)$$

При этом такие функции Грина зависят от геометрии задачи. Рассматривая в качестве

источника плотность заряда протона, т. е. $j^0(\vec{r}) = e\delta(\vec{r} - \vec{b})$ и $\vec{j} = 0$, где $e > 0$ – величина заряда протона, результирующие электромагнитные потенциалы в координатной системе, связанной с ядром, принимают вид [20]

$$\varphi(\vec{r}) = \begin{cases} \frac{e}{r} - \frac{\tilde{\theta}^2}{4 + \tilde{\theta}^2} \frac{e}{\sqrt{\rho^2 + (z + 2b)^2}}; & z > 0 \\ \frac{4}{4 + \tilde{\theta}^2} \frac{e}{r}; & z < 0 \end{cases}, \quad (8)$$

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{2e\tilde{\theta}}{4 + \tilde{\theta}^2} \frac{y\hat{e}_x - x\hat{e}_y}{\rho^2} \left(1 - \frac{2b + |z|}{\sqrt{\rho^2 + (z + 2b)^2}} \right). \quad (9)$$

Здесь $r = |\vec{r}| = \sqrt{\rho^2 + z^2}$ протонно-электронное расстояние, $\rho^2 = x^2 + y^2$ и θ -граница теперь находится в точке $z = -b$. Отметим, что векторный потенциал, удовлетворяет кулоновской калибровке. Таким образом, уравнение Шредингера может быть записано с использованием ранее определенных электромагнитных потенциалов через обычную минимальную связь в Гамильтониане

$$H = \frac{1}{2\mu} (\vec{p} + e\vec{A})^2 - e\varphi, \quad (10)$$

$$\left\{ -\frac{1}{2\mu} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) - \frac{1}{2\mu} \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial}{\partial \vartheta} \right) - \frac{1}{2\mu} \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{2a}{\mu r^2} \frac{1}{1 + |\cos \vartheta|} \left(i \frac{\partial}{\partial \varphi} + 2a \right) - \frac{2a^2}{\mu r^2} - \frac{\tilde{\epsilon}^2}{r} \right\} \psi(r, \vartheta, \varphi) = E \psi(r, \vartheta, \varphi), \quad (13)$$

$$\text{где введено обозначение } \tilde{\epsilon}^2 = \frac{4}{4 + \tilde{\theta}^2} e^2, \quad a = \frac{\tilde{\theta}}{4 + \tilde{\theta}^2} e^2. \quad (14)$$

В сферической системе координат можно разделить переменные, и волновая функция может быть записана в виде

$$\psi(r, \vartheta, \varphi) = R(r)\Theta(\vartheta)F(\varphi). \quad (15)$$

$$\frac{1}{\Theta} \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{d}{d\vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{d\Theta}{d\vartheta} \right) - \frac{m^2}{\sin^2 \vartheta} - 4a \frac{1}{1 + |\cos \vartheta|} (2a - m) = -\lambda, \quad (16)$$

и

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + 4a^2 + 2\mu\tilde{\epsilon}^2 + 2\mu r^2 E = \lambda, \quad (17)$$

где λ – постоянная интегрирования.

Вводя следующее определение

$$\tilde{L}^2 = \tilde{L}^2 + 4a \frac{2a - L_z}{1 + |\cos \vartheta|}, \quad (18)$$

угловое уравнение (16) выглядит как $\tilde{L}^2 \Theta = \lambda \Theta$, что идентифицирует λ как собственные значения расширенного квадрата углового момента. Как обычно, обозначим через $l(l + 1)$ собственные значения \tilde{L}^2 , с $l = 1, 2, \dots$, и далее для удобства введем обозначение $\lambda = L(L + 1)$. При $a = 0$ получаем

где μ – приведенная масса системы ядро-электрон. Дальнейшее упрощение вводится в систему, основываясь на цели получения решения задачи на собственные значения для энергии в виде известных функций, достижение которой возможно для случая $b = 0$, т. е. расположения ядра точно на θ -границе. В соответствии с чем, электромагнитные потенциалы принимают вид

$$\varphi(\vec{r}) = \frac{4}{4 + \tilde{\theta}^2} \frac{e}{r}, \quad \vec{A}(\vec{r}) = \frac{2e\tilde{\theta}}{4 + \tilde{\theta}^2} \frac{y\hat{e}_x - x\hat{e}_y}{\rho^2} \left(1 - \frac{|z|}{r} \right). \quad (11)$$

Осевая симметрия вокруг оси z делает удобным введение сферических координат, в которых единственная актуальная компонента $A_\varphi(\vec{r})$ имеет более простую форму

$$A_\varphi(\vec{r}) = \frac{2e\tilde{\theta}}{4 + \tilde{\theta}^2} \frac{1 - |\cos \vartheta|}{r \sin \vartheta}. \quad (12)$$

Вводя электромагнитные потенциалы (φ, A_φ) , в Гамильтониане (10) можно получить не зависящее от времени уравнение Шредингера

Осевая симметрия задачи приводит к сохранению $L_z = -i\partial/\partial\varphi$, таким образом, что можно взять $F(\varphi) \sim e^{im\varphi}$, с $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Остальные функции R и Θ удовлетворяют дифференциальным уравнениям

$L = l$, так что L можно рассматривать как деформацию орбитального квантового числа l .

Вернемся к радиальному дифференциальному уравнению (17) и определим $R \equiv U(r)/r$, для того чтобы получить уравнение

$$\frac{d^2}{dr^2} U(r) + 2\mu \left[E + \frac{\tilde{\epsilon}^2}{r} - \frac{L(L+1) - 4a^2}{2\mu r^2} \right] U(r) = 0, \quad (19)$$

где проведена замена $\lambda = L(L + 1)$. Для того чтобы написать уравнение (19) в еще более знакомой форме, удобно определить функцию $\tilde{U} > 0$ как

$$\tilde{l}(\tilde{l} + 1) = L(L + 1) - 4a^2, \\ \rightarrow \tilde{l} = -\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{(2L + 4a + 1)(2L - 4a + 1)}, \quad (20)$$

так что уравнение (19) принимает вид радиального уравнения для атома водорода

$$\frac{d^2}{dr^2}U(r) + 2\mu\left[E + \frac{\tilde{\epsilon}^2}{r} - \frac{\tilde{l}(\tilde{l} + 1)}{2\mu r^2}\right]U(r) = 0. \quad (21)$$

Таким образом, окончательным решением радиального дифференциального уравнения (17) является функция

$$R_{\nu,L,m}(r) = N\left(\frac{2r}{\tilde{a}_0\tilde{n}}\right)^{\tilde{l}} \exp\left\{-\frac{r}{\tilde{a}_0\tilde{n}}\right\} L_{\nu}^{2\tilde{l}+1}\left(\frac{2r}{\tilde{a}_0\tilde{n}}\right). \quad (22)$$

Здесь L_{ν}^{α} являются присоединенным многочленами Лагерра порядка ν с индексом α , где $\nu = 0, 1, 2, \dots$, указывает на количество узлов в радиальной функции, $\tilde{n} = \nu + \tilde{l} + 1$ – является деформацией главного квантового числа $n = \nu + l + 1$ атома водорода и $\tilde{a}_0 = 1/(\mu\tilde{\epsilon}^2)$ является

модифицированным радиусом Бора. Собственные значения энергии таковы

$$E_{\nu,L,m} = \frac{\mu\tilde{\epsilon}^4}{2(\nu + \tilde{l} + 1)^2}, \quad (23)$$

где \tilde{l} определено в уравнении (20). Анализируя полученное выражение для уровней энергии атома водорода, можно сказать, что оно формально похоже на таковое для атома водорода в вакууме. Однако, в отличие от последнего случая, в первом случае положение энергетических уровней описывается деформацией главного квантового числа, а не им самим, которая зависит от топологической характеристики среды – магнитоэлектрической поляризации. Тем самым могут быть легко задетектированы сдвиги уровней атома водорода в присутствии такой среды, по отношению к известному спектру атома водорода в вакууме. Следовательно, идея использования атома водорода для тестирования состояния находящейся рядом с ним магнитоэлектрической среды в виде топологического изолятора получает теоретическое обоснование.

Библиографический список

1. Бойкова Н.А., Клецевская 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.
2. Бойкова Н.А., Клецевская 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.
3. Бойкова Н.А., Клецевская 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.
4. Бойкова Н.А., Бойкова О.А., Клецевская 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.
5. Churochkina S.V. The fine structure constant logarithmic contributions to the fine shift of the energy levels, vanishing in the limit $m_2 \rightarrow m_1$ // Proceedings of SPIE. Saratov Fall Meeting 2018: Laser Physics, Photonic Technologies, and Molecular Modeling. 2019. Art. No. 110661.
6. Бойкова О.А., Клецевская 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.
7. Чурочкин Д.В., Чурочкина С.В. Интерференция и запутывание состояний // Вопросы прикладной физики. 2019. Вып. 26. С. 21-23.
8. Прескилл Дж. Квантовая информация и квантовые вычисления. Т. 1. М.-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика»; Институт компьютерных исследований, 2008. 464 с.
9. Buhmann S.Y. Dispersion Forces II. Many-body effects, excited atoms, finite temperature and quantum friction Heidelberg: Springer, 2012. 309 p.
10. Чурочкина С.В., Демин И.Я. Некоторые аспекты проблемы бесконтактного трения нейтральная частица-поверхность // Проблемы оптической физики и биофотоники. 2018. С. 119-124.
11. Klatt J., Bennett R., Buhmann S.Y. Spectroscopic signatures of quantum friction // Physical Review A. 2016. Vol.94, Issue 6. Art. No. 063803.
12. Einstein A., Hopf L. Statistische Untersuchung der Bewegung eines Resonators im einem Strahlungsfeld // Ann. Phys. (Leipzig). 1910. Vol. 33. P. 1105-1115.
13. Чурочкина С.В., Демин И.Я. Некоторые аспекты теории квантового трения // Вопросы прикладной физики. 2017. Вып. 24. С. 55-58.
14. Дедков Г.В., Кясов А.А. Динамическая сила Казимира-Полдера при релятивистском движении атома вблизи поверхности толстой пластины // Физика твердого тела. 2012. Т.54, Вып. 4. С.782-790.
15. Чурочкина С.В., Демин И.Я. Теоретическое моделирование проблемы бесконтактного трения нейтральная частица-поверхность // Вопросы прикладной физики. 2018. Вып. 25. С. 60-64.
16. Dine M. TASI Lectures on the strong CP problem // arXiv:hep-ph/0011376. 2000.
17. Narang P., Garcia Ch.A.C., Felser C. The topology of electronic band structures // Nature Materials. 2021. Vol.

- 20, Issue 3. P. 293-300.
18. Kane C.L., Mele E.J. Quantum spin Hall effect in graphene // *Physical Review Letters*. 2005. Vol. 95, Issue 22. Art. No. 226801.
 19. Sato T., Segawa K., Guo H., Sugawara K., Souma S., Takahashi T., Ando Y. Direct evidence for the Dirac-cone topological surface states in the ternary chalcogenide TlBiSe₂ // *Physical Review Letters*. 2010. Vol. 105, Issue 13. Art. No. 136802.
 20. Bonilla D.A., Martín-Ruiz A., Urrutia L.F. Exact solution of the Schrödinger equation for a hydrogen atom at the interface between the vacuum and a topologically insulating surface // *The European Physical Journal D*. 2019. Vol. 73, No. 6. Art. No. 114.
 21. Qi X.L., Li R., Zang J., Zhang S.C. Inducing a magnetic monopole with topological surface states // *Science*. 2009. Vol. 323, Issue 5918. P. 1184-1187.
 22. Nogueira F.S., van den Brink J. Absence of magnetic monopoles in Maxwellian magnetoelectrics // arXiv:1808.08825 [cond-mat.str-el]. 2020.
 23. Martín-Ruiz A., Chan-López E. Dynamics of a Rydberg hydrogen atom near a topologically insulating surface // *Europhysics Letters*. 2017. Vol. 119, No. 5. Art. No. 53001.
 24. Martín-Ruiz A., Urrutia L.F. Interaction of a hydrogenlike ion with a planar topological insulator // *Physical Review A*. 2018. Vol. 97, Issue 2. Art. No. 022502.

TO THE CALCULATION OF THE ENERGY LEVELS OF HYDROGEN PLACED AT A VACUUM-TOPOLOGICAL INSULATOR INTERFACE

D. Churochkin, S. Churochkina, V. Chebukhanova
Saratov State University

Physics of a hydrogen atom in the presence of a topological insulator is discussed. An example of calculation a spectrum of the hydrogen placed at a vacuum-topological insulator interface is presented.

УДК 537.9

ОДНОМЕРНЫЙ ФОТОННЫЙ ВРЕМЕННОЙ КРИСТАЛЛ – ЗАКОН ДИСПЕРСИИ

Д.В. Чурочкин, С.В. Чурочкина, А.Н. Кузнецова

Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского

Чурочкин Дмитрий Викторович, к.ф.-м.н., доцент, кафедра общей физики

Чурочкина Светлана Викторовна, к.ф.-м.н., доцент, кафедра компьютерной физики и метаматериалов
на базе Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,

Кузнецова Анастасия Николаевна, студентка 2 курса бакалавриата института физики СГУ

Обсуждается концепция фотонного временного кристалла на примере одномерной модели. Для поэтапного введения этой концепции последовательно рассмотрены три одномерные модели: 1) модель Кронига-Пенни – простейшая модель кристалла в пространстве для частиц; 2) модель одномерного фотонного кристалла – простейшая модель кристалла в пространстве для электромагнитных волн; и, наконец; 3) модель одномерного фотонного временного кристалла – кристалла во времени для электромагнитных волн. Вкратце проанализированы особенности законов дисперсии и, соответствующие, законы сохранения.

Введение

Согласно современным представлениям, вещество может существовать в двух формах: в форме вещества (электроны, протоны) и в форме излучения (фотоны).

Для вещества есть идея кристалла, заключающаяся в нарушении пространственной трансляционной инвариантности для распространяющихся частиц вещества [1]. Для излучения существует идея фотонного кристалла, состоящая в нарушении трансляционной инвариантности в пространстве для бегущих электромагнитных волн [2, 3]. Недавно хорошо известная идея кристалла получила свое развитие в предложенном Френком Вильчеком новом фазовом состоянии материи, получившем название кристалл времени [4, 5].

Речь шла о возможности существования в основном термодинамическом состоянии системы со спонтанно нарушенной трансляционной инвариантностью во времени. Однако вскоре было доказано, что это невозможно [6]. Тем не менее, было показано, что такого рода спонтанное

нарушение возможно для систем, находящихся в неравновесной ситуации и поддерживающих собственную колебательную динамику с периодом, отличным от периода внешнего воздействия, и устойчивую к изменениям внешнего воздействия, т.е. обладающих так называемой «жесткостью по времени». Иными словами, для такого неравновесного состояния возможна реализация фазового состояния материи – кристалл времени. В этой статье рассматривается не само фазовое состояние материи типа кристалла времени, а искусственно созданный объект – фотонный временной кристалл [6, 7, 8], который так же нарушает трансляционную инвариантность во времени для излучения, но происходит это не за счет внутренней динамики системы, как в истинном временном кристалле, а за счет внешних сил.

1 Одномерная модель пространственного кристалла

Кристалл представляет собой пространственную трехмерную решетку, составленную из периодически расположенных атомов или молекул, задающих внутреннюю

структуру кристалла. Вследствие периодичности расположения атомов или молекул в кристалле, достаточно определить состав элементарной структуры (ячейки) и базисные вектора трансляций для того, чтобы построить весь кристалл. При этом на микроскопическом уровне в процессе образования кристаллической решетки происходит сближение атомов или молекул между собой, и как следствие, появление сильного взаимодействия между ними, приводящее к возмущению состояния отдельного атома или молекулы. С точки зрения квантовой механики волновые функции отдельных атомов или молекул начинают частично перекрываться, соответствующие им энергетические уровни расщепляются, образуя разрешенную энергетическую зону. Ниже будет рассмотрена задача о законе дисперсии разрешенной зоны для одномерного пространственного кристалла.

Рассмотрим одномерный пространственный кристалл с периодом равным d , выбрав для определенности направление оси x вдоль него. В качестве элементарной ячейки выберем интервал вдоль оси x от $x = 0$ до $x = d$.

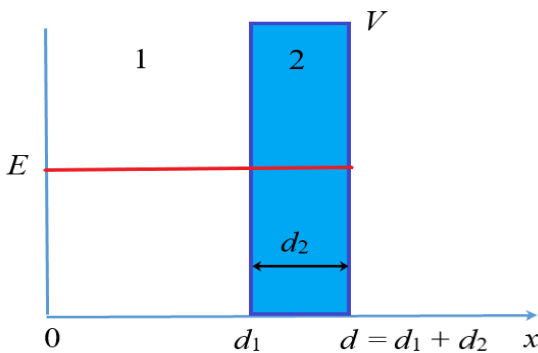


Рисунок 1. Потенциальный рельеф элементарной ячейки одномерного кристалла: область 1 – потенциальная яма ширины d_1 ; область 2 – потенциальный барьер ширины d_2 и высоты V . Кристалл соответствует ситуации, когда полная энергия частицы E меньше, чем V .

В области $0 \leq x \leq d$ будем искать решение стационарного уравнения Шредингера, удовлетворяющее условию Блоха

$$\psi(x+d) = e^{iKd} \psi(x), \tag{1}$$

где K – волновое число обратной решетки.

В области 1 (внутри ямы), т.е. на интервале $0 \leq x \leq d_1$, уравнение Шредингера имеет вид

$$\frac{d^2 \psi_1}{dx^2} + k_1^2 \psi_1 = 0, \quad k_1 = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}. \tag{2}$$

Полагаем, что в области 1

$$\psi(x) = \psi_1(x) = Ae^{-ik_1x} + Be^{ik_1x} \tag{3}$$

В области 2 (внутри барьера), т.е. на интервале $d_1 \leq x \leq d$, уравнение Шредингера имеет вид

$$\frac{d^2 \psi_2}{dx^2} + k_2^2 \psi_2 = 0, \quad k_2 = \frac{i\sqrt{2m(V-E)}}{\hbar}. \tag{4}$$

Так что в области 2 положим

$$\psi(x) = \psi_2(x) = Ce^{-ik_2x} + De^{ik_2x}. \tag{5}$$

Известно, что функции $\psi_1(x)$ и $\psi_2(x)$ являются частями единого решения $\psi(x)$ нашей задачи, рассматриваемой во всей бесконечной области $-\infty < x < \infty$.

Условия непрерывности волновой функции и ее производной на границе областей 1 и 2, а также выполнение как условия Блоха, так и производной от него, приводит к следующей системе алгебраических уравнений для нахождения коэффициентов A, B, C, D :

$$\psi_1(0) = e^{-iKd} \psi_2(d), \tag{6}$$

$$\left. \frac{\partial \psi_1}{\partial x} \right|_{x=0} = e^{-iKd} \left. \frac{\partial \psi_2}{\partial x} \right|_{x=d}, \tag{7}$$

$$\psi_1(d_1) = \psi_2(d_1), \tag{8}$$

$$\left. \frac{\partial \psi_1}{\partial x} \right|_{x=d_1} = \left. \frac{\partial \psi_2}{\partial x} \right|_{x=d_1}. \tag{9}$$

Закон дисперсии в виде основного трансцендентного уравнения модели Кронига-Пенни может быть получен из условия разрешимости системы (6-9), которым является равенство нулю определителя этой системы. В результате получаем уравнение вида [9]

$$\cos(Kd) = \text{ch}(k_2 d_2) \cos(k_1 d_1) + \frac{|k_2|^2 - k_1^2}{2k_1 |k_2|} \text{sh}(k_2 d_2) \sin(k_1 d_1). \tag{10}$$

Причем значения $k_{1,2}$, для которых правая часть этого выражения по модулю больше 1, определяют запрещенные по энергии зоны, при которых распространение электронов оказывается невозможным. Отметим, что пространственный кристалл подразумевает сохранение энергии, но не сохранение импульса. Кроме того, одно из волновых чисел (k_2) является мнимым, физически означая прохождение частицы под барьером (туннелирование), и математически отражая представление волновой функции под барьером в виде затухающей моды.

2 Одномерный фотонный пространственный кристалл

Понятие фотонных кристаллов вошло в научный лексикон в начале 1990-х годов [2, 10], хотя в оптике уже давно используются упорядоченные структуры, период которых сравним с длиной волны оптических пучков. Примером таких структур являются дифракционные решетки, интерференционные фильтры и многослойные зеркала.

Физическими причинами свойств фотонных кристаллов являются явления дифракции и интерференции, возникающие в периодической системе каких-либо оптических элементов. Свойства фотонных кристаллов определены, как самими оптическими элементами, так и характером их расположения [10,11].

Фотонные кристаллы – это материалы с упорядоченной структурой, характеризующейся строго периодическим изменением коэффициента преломления в масштабах, сопоставимых с длинами волн излучений в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах. Фотонные кристаллы, благодаря периодическому изменению коэффициента преломления, позволяют получить разрешенные и запрещенные зоны для энергий фотонов, аналогично полупроводниковым материалам, в которых наблюдаются разрешенные и запрещенные зоны для энергий носителей заряда. Практически это значит, что если на фотонный кристалл падает фотон, обладающий энергией (длиной волны, частотой), которая соответствует запрещенной зоне данного фотонного кристалла, то он не может распространяться в фотонном кристалле и отражается обратно. И наоборот, это значит, что если на фотонный кристалл падает фотон, обладающий энергией (длиной волны, частотой), которая соответствует разрешенной зоне данного фотонного кристалла, то он может распространяться в фотонном кристалле. Другими словами, фотонный кристалл выполняет функцию оптического фильтра.

С общей точки зрения фотонный кристалл является сверхрешеткой – средой, в которой искусственно создано дополнительное поле с периодом, на порядки превышающим период основной решетки. Для фотонов такое поле получают периодическим изменением коэффициента преломления среды – в одном, двух или трех измерениях (1D-, 2D-, 3D-фотонные структуры соответственно). Если период оптической сверхрешетки сравним с длиной электромагнитной волны, то поведение фотонов кардинально отличается от их поведения в решетке обычного кристалла, узлы которого находятся друг от друга на расстоянии, много меньшем длины волны света. Поэтому такие решетки и получили особое название – фотонные кристаллы.

Электромагнитные волны описываются уравнениями Максвелла, которые при отсутствии свободных зарядов и токов принимают вид

$$\nabla \cdot [\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}] = 0, \quad \nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (11)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0, \quad \nabla \times \vec{H} = \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (12)$$

где \vec{E} и \vec{H} – напряженности электрического и магнитного полей соответственно, $\varepsilon(\vec{r})$ – диэлектрическая проницаемость среды, ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные. Предполагается, что среда немагнитная ($\mu = 1$) и линейная, где вектор магнитной индукции $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$, и вектор смещения $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}$ с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\vec{r}) \geq 1$, периодически изменяющейся в пространстве. Решая уравнения Максвелла, получим волновое уравнение

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) - k^2 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E} = 0, \quad (13)$$

где $k^2 = \omega^2/c^2$, $c = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$ – скорость света, ω – угловая частота электромагнитной волны.

Предположим, что диэлектрическая проницаемость периодически изменяется вдоль оси z , то есть $\varepsilon(z+d) = \varepsilon(z)$. Считаем, что электромагнитная волна распространяется вдоль направления оси z и поляризуется вдоль оси x , то есть $\vec{E}(\vec{r}) = E(z) \vec{e}_x$. Тогда, уравнение (13) сводится к

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} + k^2 \varepsilon(z) \right] E(z) = 0. \quad (14)$$

Теорема Блоха гарантирует, что

$$E(z) = u_{n,k}(z) e^{ikz}, \quad (15)$$

где n – номер зоны, $u_{n,k}(z+d) = u_{n,k}(z)$ – периодическая функция.

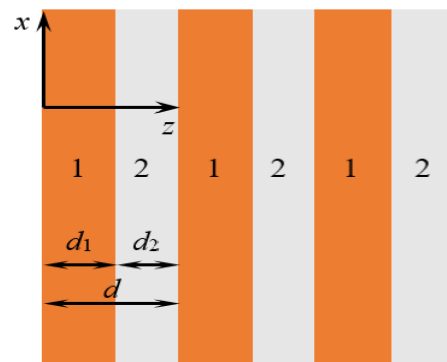


Рисунок 2. Периодическая структура фотонного кристалла, состоящего из слоев 1 и 2. Слой 1 (оранжевый цвет) – слой диэлектрика ширины d_1 с диэлектрической проницаемостью ε_1 ; слой 2 (серый цвет) – слой диэлектрика ширины d_2 с диэлектрической проницаемостью ε_2 . Период фотонного кристалла d равен $d = d_1 + d_2$.

Решение задачи (14) ищем по аналогии с разделом 1 в виде

$$E_{x_1}(z) = A e^{-ik_1 z} + B e^{ik_1 z}, \quad (16)$$

$$E_{x_2}(z) = C e^{-ik_2 z} + D e^{ik_2 z}. \quad (17)$$

Где индексы 1,2 отвечают областям с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 . В данной ситуации выполняются граничные условия

$$\left. \frac{\partial E_{x_1}}{\partial z} \right|_{z=d_1} = \left. \frac{\partial E_{x_2}}{\partial z} \right|_{z=d_1}, \quad (18)$$

$$E_{x_1}(d_1) = E_{x_2}(d_1). \quad (19)$$

Кроме того, теорема Блоха дает

$$E_x(z+d) = e^{iKd} E_x(z), \quad (20)$$

где K – волновое число обратной решетки фотонного кристалла.

Выполнение теоремы Блоха приводит к соотношениям

$$E_{x_1}(0) = e^{-iKd} E_{x_2}(d), \quad (21)$$

$$\left. \frac{\partial E_{x_1}}{\partial z} \right|_{z=0} = e^{-iKd} \left. \frac{\partial E_{x_2}}{\partial z} \right|_{z=d}. \quad (22)$$

Условие разрешимости системы четырех уравнений (18,19,21,22), а именно, равенство нулю определителя, задает следующий закон дисперсии [3, 6]

$$\cos(kd) = \cos(k_1 d_1) \cos(k_2 d_2) - \frac{1}{2} \left(\frac{k_2}{k_1} + \frac{k_1}{k_2} \right) \sin(k_1 d_1) \sin(k_2 d_2), \quad (23)$$

где $k_1 = \omega \sqrt{\varepsilon_1} / c$, $k_2 = \omega \sqrt{\varepsilon_2} / c$. Как и в случае рассмотренной в первом разделе модели Кронига-Пенни, значения $k_{1,2}$, для которых правая часть этого выражения по модулю больше 1, определяют запрещенные по энергии зоны, при которых распространение электромагнитных волн в материале оказывается невозможным (соответствующие волны отражаются от фотонного кристалла). Отметим, что фотонный пространственный кристалл также подразумевает сохранение энергии, но не сохранение импульса. Однако, в отличие от модели Кронига-Пенни, в случае действительных диэлектрических проницаемостей (в отсутствие поглощения в среде), ни одно из волновых чисел не является мнимым, что физически означает отсутствие затухания у электромагнитной волны, проходящей через фотонный кристалл.

3 Модель фотонного временного кристалла

Фотонные временные кристаллы, физические параметры которых периодически модулируются во времени, являются временными аналогами обычных фотонных кристаллов. При этом нарушение временной трансляционной симметрии соответствует нарушению закона сохранения энергии. То есть, временные бегущие волны, распространяющиеся вперед и назад, будут интерферировать и вызывать разрыв в пространстве волновых векторов, при условии, что параметры системы имеют временную периодичность. Таким образом, система фотонных временных кристаллов может предоставить новый путь для управления электромагнитными волнами [8].

Теоретически системы фотонных временных кристаллов могут реализовать все потенциальные практические приложения, соответствующие обычным фотонным кристаллам. Однако экспериментальная реализация фотонных временных кристаллов является нетривиальной задачей. В связи с чем, представляет интерес тонкопленочный материал с диэлектрической проницаемостью, которая пульсирует (равномерно в пространстве) на оптических частотах, реализующийся в материалах с диэлектрической проницаемостью около нуля [6, 8].

Рассмотрим среду, у которой диэлектрическая проницаемость периодически меняется со временем с периодом T , т.е. $\varepsilon(t) = \varepsilon(t+T)$. Где $T = t_1 + t_2$, причем t_1 и t_2 – промежутки времени, в течение которых

диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(t)$ принимает значения ε_1 и ε_2 соответственно (см. рисунок 3).

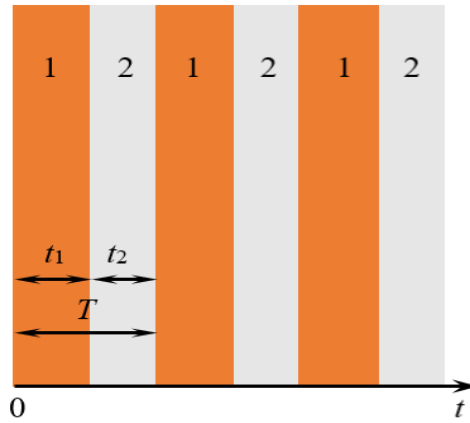


Рисунок 3. Схематическое представление периодической во времени структуры фотонного временного кристалла, в котором материал принимает значение диэлектрической проницаемости ε_1 в течение времени t_1 (область времени 1 на этом рисунке) и значение диэлектрической проницаемости ε_2 в течение времени t_2 (область времени 2 на этом рисунке). Причем период фотонного временного кристалла T равен $T = t_1 + t_2$.

В отсутствие свободных зарядов и плотности тока уравнения Максвелла имеют вид

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0, \quad \nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (24)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0, \quad \nabla \times \vec{H} = \frac{\partial}{\partial t} [\varepsilon_0 \varepsilon(t) \vec{E}], \quad (25)$$

где $\varepsilon(t)$ – диэлектрическая проницаемость среды, предполагается, что среда немагнитная ($\mu = 1$) и линейная, и \vec{E} удовлетворяет следующему волновому уравнению

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\varepsilon(t) \vec{E}] = 0. \quad (26)$$

Предположим, что вдоль оси z распространяется плоская волна, поляризованная вдоль оси x , т.е. $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{e}_x E(t) e^{ikz}$, тогда уравнение (26) может быть сведено к

$$\frac{d^2}{dt^2} [\varepsilon(t) E(t)] + k^2 c^2 E(t) = 0. \quad (27)$$

В связи с тем, что $\varepsilon(t) = \varepsilon(t+T)$ – периодическая функция, теорема Флоке гарантирует, что

$$E(t) = u_{n,\Omega}(t) e^{-i\Omega t} = E(t) e^{-i\Omega T} = E(t+T), \quad (28)$$

где $u_{n,\Omega}(t+T) = u_{n,\Omega}(t)$, индекс n обозначает диапазон волнового числа k , а частота Ω может быть ограничена зоной Флоке $-\pi/T \leq \Omega < \pi/T$.

Используя фундаментальное решение волнового уравнения и периодичность $\varepsilon(t)$, напряженность электрического поля электромагнитной волны имеет вид

$$E_{x_i}(t, z) = A e^{i(\omega t + kz)} + B e^{-i(\omega t - kz)}, \quad (29)$$

где A и B являются амплитудами, а k и $\omega_i = kc/\sqrt{\varepsilon_i}$ ($i = 1, 2$) обозначают волновое число и угловую частоту электромагнитной волны соответственно.

Мы предполагаем, что изменение диэлектрической проницаемости происходит на временной границе t_0 . Интегрирование уравнений Максвелла от t_0^- до t_0^+ дает

$$\int_{t_0^-}^{t_0^+} (\nabla \times \vec{E}) dt = - \int_{t_0^-}^{t_0^+} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} dt = - [\vec{B}(t_0^+) - \vec{B}(t_0^-)], \quad (30)$$

$$\int_{t_0^-}^{t_0^+} (\nabla \times \vec{H}) dt = \int_{t_0^-}^{t_0^+} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} dt = \vec{D}(t_0^+) - \vec{D}(t_0^-). \quad (31)$$

Левая часть уравнений (30), (31) исчезнет в пределе $t_0^+ - t_0^- = t_0 - t_0 = \Delta t \rightarrow 0$.

Таким образом, условия непрерывности электромагнитных полей на временной границе сводятся к виду

$$\vec{B} \Big|_{t_0^-} = \vec{B} \Big|_{t_0^+}, \quad (32)$$

$$\vec{D} \Big|_{t_0^-} = \vec{D} \Big|_{t_0^+}. \quad (33)$$

Комбинируя теорему Флоке (28) с граничными условиями (32) и (33), получаем следующий закон дисперсии [6, 7, 8]

$$\cos(\Omega T) = \cos(\omega_1 t_1) \cos(\omega_2 t_2) - \frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} + \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} \right) \sin(\omega_1 t_1) \sin(\omega_2 t_2). \quad (34)$$

Следует отметить, что в рассмотренном случае волновое число является сохраняющейся величиной (остается постоянным во времени), в то время как энергия не сохраняется (угловая частота электромагнитной волны принимает разные значения в разные промежутки времени в течение периода). Другими словами, выполняется закон сохранения импульса, но не выполняется закон сохранения энергии. В таком контексте превышение правой частью (34) по модулю значения единицы означает условие для возникновения запрещенных зон по импульсу.

В заключение можно сказать, что в данной статье приведены три закона дисперсии в простейших моделях одномерного пространственного, фотонного и фотонного временного кристаллов. Отмечены особенности выполнения законов сохранения энергии и импульса в указанных системах.

Библиографический список

1. *Куммель Ч.* Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978. 791 с.
2. *Салех Б., Теїх М.* Оптика и фотоника. Принципы и применения. Т. 1. Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2012. 760 с.
3. *Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А., Калимуллин Р.И.* Фотонные и фононные кристаллы. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010. 159 с.
4. *Wilczek F.* Quantum time crystals // *Physical Review Letters*. 2012. Vol. 109, Issue 16. Art. No. 160401.
5. *Shapere A., Wilczek F.* Classical time crystals // *Physical Review Letters*. 2012. Vol. 109, Issue 16. Art. No. 160402.
6. *Sacha K.* Time Crystals. Cham: Springer Nature Switzerland AG, 2020. 268 p.
7. *Lustig E., Sharabi Y., Segev M.* Topological aspects of photonic time crystals // *Optica*. 2018. Vol. 5, Issue 11. P. 1390-1395.
8. *Ma J., Wang Z.-G.* Band structure and topological phase transition of photonic time crystals // *Optics Express*. 2019. Vol. 27, Issue 9. P. 12914-12922.
9. *Толмачев В.В.* Квантовая физика полупроводников. М.: б/и, 2000. 51 с.
10. *Yablonovitch E.* Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics // *Physical Review Letters*. 1987. Vol. 58, Issue 20. P. 2059-2062.
11. *Быков В.П.* Спонтанное излучение в периодической структуре // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1972. Т. 62, вып. 2. С. 505-513.

1D PHOTONIC TIME CRYSTAL - DISPERSION LAW

D. Churochkin, S. Churochkina, A. Kuznetsova

Saratov State University

A conception of a photonic time crystal exemplified by a 1D model is discussed. To gradually introduce the concept, three 1D models are sequentially considered: 1) the Kronig-Penney model, as the simplest model of a space crystal for particles; 2) a 1D photonic crystal model, as the simplest model of a space crystal for electromagnetic waves; and, finally; 3) a 1D photonic time crystal- a time crystal for electromagnetic waves. Features of dispersion laws and corresponding conservative laws are briefly analyzed.

ЭЛЕКТРОННЫЕ СПЕКТРЫ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПРОВОДОВ–НАНОЛЕНТ ТИПА «ЗИГЗАГ» И «КРЕСЛО»

Г.Н. Тен

Саратовский национальный исследовательский
государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

Тен Галина Николаевна, д.ф.-м.н., доцент, кафедра радиотехники и электродинамики

Проведено исследование структуры и электронных свойств одноцепочечных нанолент типа «зигзаг» и «кресло» с целью их возможного применения в качестве молекулярных проводов. Выполнена оптимизация структуры нанолент типа «зигзаг» и «кресло» с учётом присоединения атомов водорода. Показано, что структура и проводимость нанолент обоих типов зависит от числа атомов водорода, присоединённых по краям нанолент.

Введение. Молекулярные провода представляют собой соединения, которые предлагается использовать в молекулярных электронных и оптоэлектронных устройствах для замены металлических и кремниевых проводов в полупроводниковых устройствах. Ранее было показано, что в качестве молекулярных проводов могут быть использованы органические молекулярные нити, такие как олиго (2,5-тиофенэтинил), олиго (1,4-фениленэтинил), олиго (1,4-фениленвинил), олигомеры ароматической лестницы, олигофенилены, полифенилены, ацетиленовые олигомеры, углеродные нанотрубки и металлоорганические молекулярные проволоки [1-4]. Такие полностью конъюгированные органические ароматические молекулярные провода являются наилучшими кандидатами для введения в новые электронные устройства в качестве замены проводки из Al или Cu, в настоящее время используемой в устройствах логики и памяти.

В связи с этим одной из важнейших, не решённых до конца в настоящее время, задач молекулярной электроники является разработка нового класса молекулярных проводов, которые должны удовлетворять следующим общим

требованиям. Первое – это наличие в их структуре чередующихся двойных и одинарных связей. В таких системах наблюдается делокализация молекулярных орбиталей, что позволяет электронам свободно перемещаться по сопряжённой области. Во-вторых, поскольку молекулярные провода предназначены для электрического соединения различных частей молекулярной электрической цепи, то они должны состоять из простых повторов сопряжённого строительного блока. И в-третьих, должна быть решена основная проблема использования молекулярных проводов, заключающаяся в том, чтобы получить хороший электрический контакт с электродами.

Цель данной работы – провести исследование структуры и электронных свойств одноцепочечных органических соединений таких как наноленты типа «зигзаг» и «кресло» с целью их возможного применения в качестве молекулярных проводов.

Результаты и обсуждение. Выбор и оптимизация молекулярных моделей. Обычно в качестве молекулярных моделей нанолент типа «зигзаг» и «кресло» выбирают модели M1 и M2, показанные на рис. 1

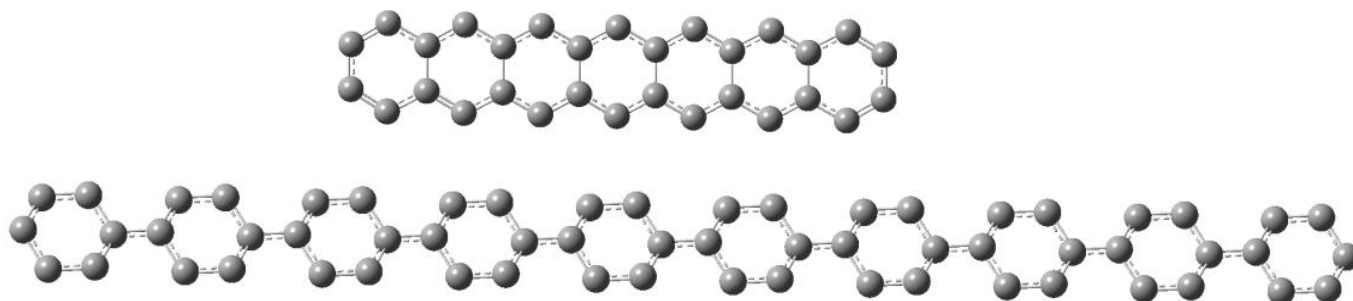


Рис.1. Фрагменты нанолент типа «зигзаг» (вверху M1)
и «кресло» (внизу M2)

Прежде всего была проведена оптимизация структур M1 и M2. Учитывая, что атомы водорода по разным причинам, в том числе и в результате наличия дефектов, могут присоединяться к

концевым атомам углерода C, были рассмотрены дополнительно другие модели (M3 и M4) нанолент (рис. 2, 3).

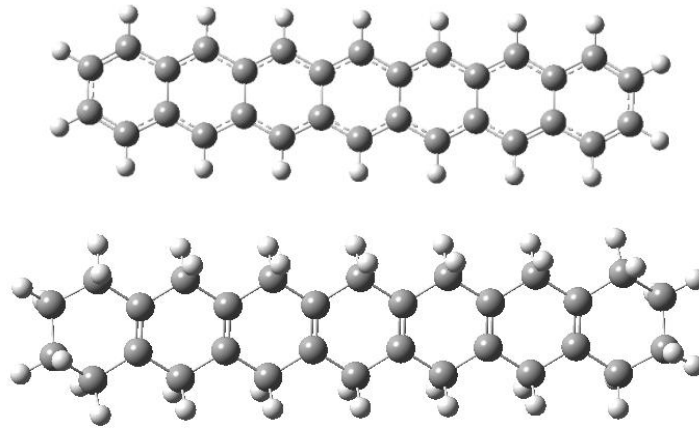


Рис.2. Оптимизированные структуры наноленты типа «зигзаг» с учётом присоединения атомов водорода (M3 и M4)

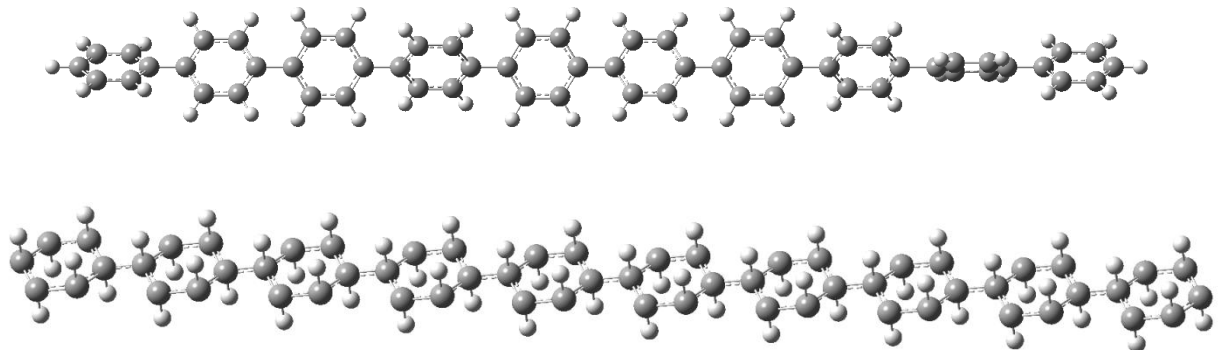


Рис.3. Оптимизированные структуры наноленты типа «кресло» с учётом присоединения атомов водорода (M5 и M6)

Сравнение энергий рассматриваемых моделей показывает, что модели M4 и M6 энергетически более выгодны по сравнению с их аналогами M3 и M5, не учитывающими концевые атомы водорода, на \square 600 и 500 ккал/моль, соответственно.

Другим важным отличием исходных структур от оптимизированных является вращение колец относительно связей СС для наноленты типа «кресло» (рис.4).

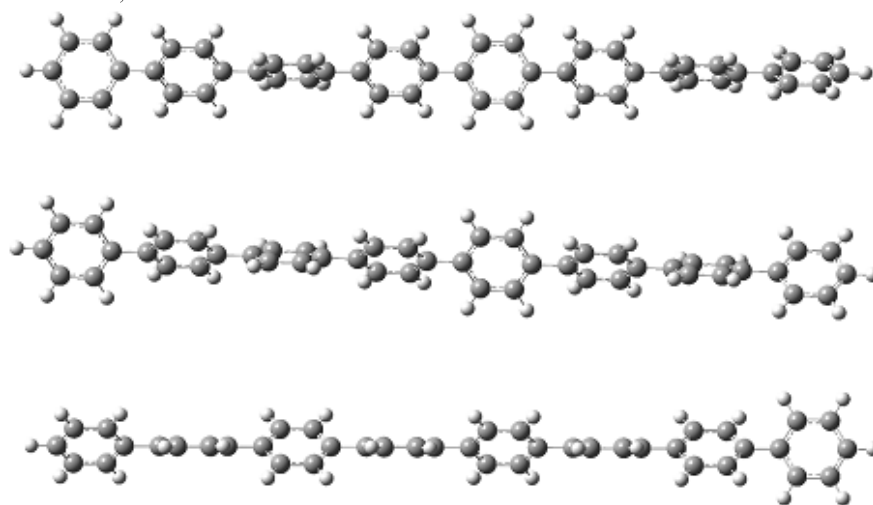


Рис. 4. Различные проекции модели M5 в случае оптимизированной структуры. Было определено, что соседние гексагональные кольца повернуты друг относительно друга на 36 град. Т.е. через каждые пять колец, учитывая

симметрию бензольного кольца, система возвращается в исходное состояние.

Электронные спектры нанолент и их проводимость. С целью определения электронных свойств и их сравнения были вычислены электронные спектры M3, M4, M5 и M6. Расчёт был

выполнен методом TD DFT на уровне B3LYP/6-31g(d,p) по программе Gaussian-09 [5]. На рис. 5 приведены электронные спектры для M3 – M6.

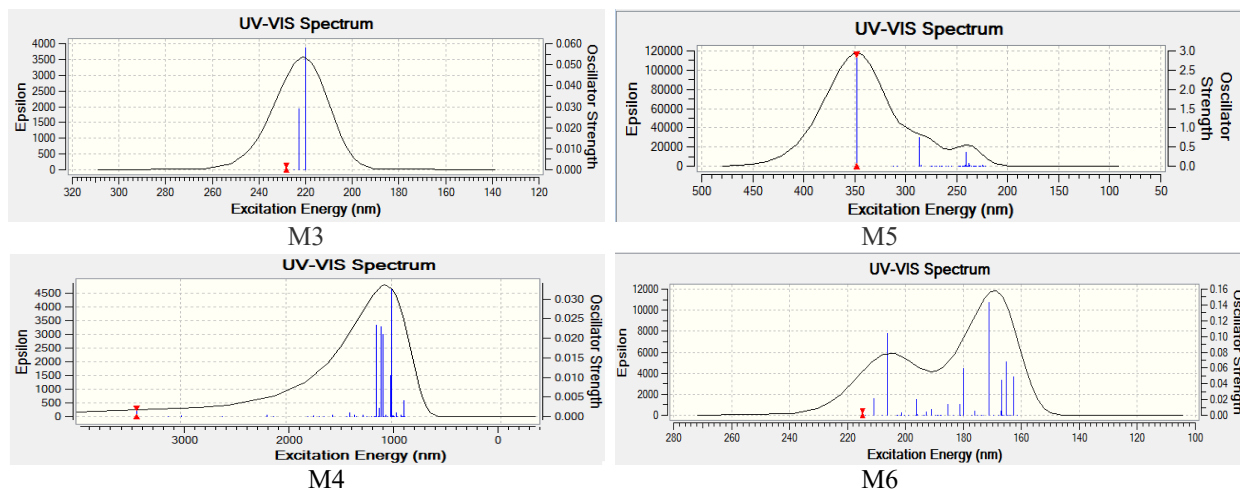


Рис. 5. Электронные спектры моделей M3-M6

Электронные спектры моделей M3 и M5, характеризующие одноцепочечные наноленты типа «зигзаг» и «кресло», показывают, что проводимость нанолент типа «зигзаг» характеризуется металлическим типом проводимости, а нанолент типа «кресло» - полупроводниковым.

Влияние дефектов, которые в данном случае моделируются присутствием и увеличением числа атомов водорода, ковалентно связанных с атомами углерода на краях нанолент, приводят к изменению

проводимости. Нанолента типа «зигзаг» M4 становится полупроводником, а нанолента типа «кресло» M6 – металлом.

Выводы. Было показано, что структура нанолент обоих типов зависит от числа атомов водорода, присоединённых по краям нанолент. В этом случае проводимости нанолент типа «зигзаг» и «кресло», являющихся, соответственно, металлом и полупроводником, меняют свою проводимость.

Библиографический список

1. C. Ouyang, K. Hashimoto, H. Tsuji, E. Nakamura, Y. Majima. Coherent Resonant Electron Tunneling at 9 and 300 K through a 4.5 nm Long, Rigid, Planar Organic Molecular Wire. ACS Omega, 2018; 3 (5): 5125 DOI: 10.1021/acsomega.8b00559
2. A. Yu. Kasumov, M. Kociak, S. Guéron, B. Reulet, V. T. Volkov, D. V. Klinov, and H. Bouchiat, Proximity-Induced Superconductivity in DNA, Science, Jan 12, 280-282, 2008
3. V.D. Lakhno, "The problem of DNA conductivity", Phys. of particles and nuclei letters, 231-235, 2008
4. V.D. Lakhno, "DNA nanobioelectronics", Int. Journ. Of Quant. Chem., v. 108, 1970-1991, 2008
5. Frisch M.J., Trucks G.W., Schlegel H.B. et al. Gaussian 03. – Gaussian Inc., Pittsburgh PA. 2003.

ELECTRONIC SPECTRA OF MOLECULAR WIRES-NANORIBBONS OF THE "ZIGZAG" AND "CHAIR" TYPES

G.N. Ten

SSU (Saratov State University)

The structure and electronic properties of single-stranded "zigzag" and "chair" nanoribbons have been studied for their possible use as molecular wires. The structure of the "zigzag" and "chair" type nanoribbons is optimized taking into account the addition of hydrogen atoms. It is shown that the structure and conductivity of both types of nanoribbons depends on the number of hydrogen atoms attached at the edges of the nanoribbons.

МОДЕЛЬНЫЙ РАСЧЁТ ЭЛЕКТРОННОГО СПЕКТРА ПОЛИЭТИЛЕНА

Г.Н. ТЕН

Саратовский национальный исследовательский

государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

Тен Галина Николаевна, д.ф.-м.н., доцент, кафедра радиотехники и электродинамики

Выполнен модельный расчёт электронного спектра полиэтилена при изменении структурного звена полимера. Получено хорошее согласие экспериментального и вычисленного электронных спектров полиэтилена.

Введение. Многообразие полимерных композиций и возможность получать на их основе материалы с широким диапазоном физико-химических свойств позволяют успешно использовать полимеры в микроэлектронике и радиотехнике в качестве конструкционного материала.

В настоящее время интенсивно ведутся поиски модифицированных полимеров со свойствами проводимости. Успех этих исследований может привести к революционному преобразованию технологии основных компонентов электронной техники.

Классическим примером полимера, широко используемого в «полимерной» электронике, является полиацетилен, чья электропроводность может меняться в широком диапазоне, например, за счёт изменения длины полимерных цепей в процессе синтеза.

Цель данной работы –

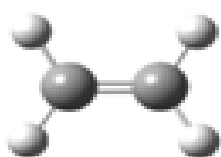


Рис. 1

Молекулярная структура и электронный спектр поглощения этилена

Простейший полимер – димер этилена (рис. 2).

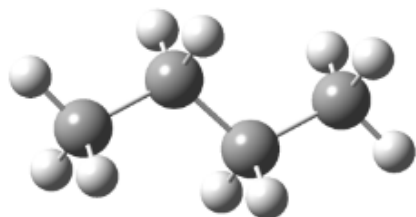


Рис. 2 Молекулярная структура и электронный спектр димера этилена

В электронном спектре димера этилена полоса поглощения лежит в области дальнего УФ, как и для тримера этилена, причём максимум полосы

поглощения практически не смещается и проявляется в области ~145 нм (рис. 3).

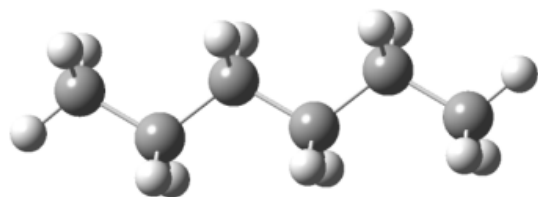


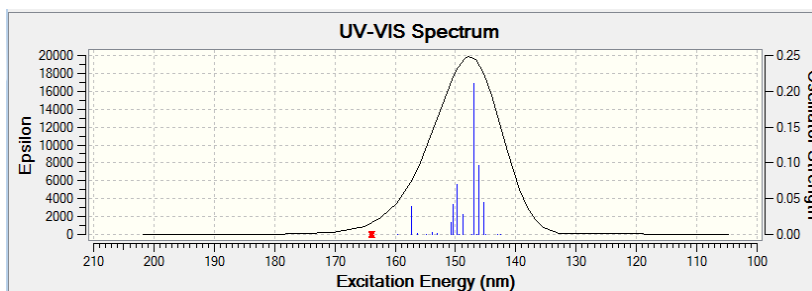
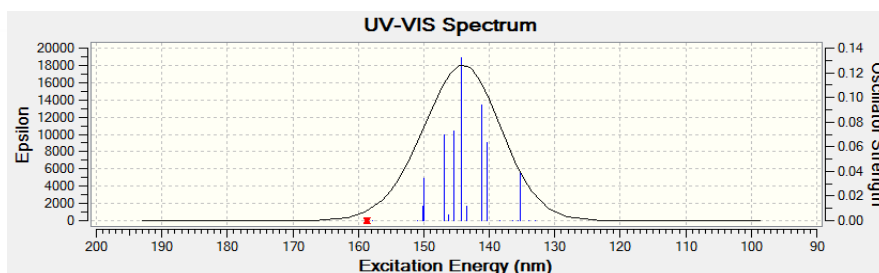
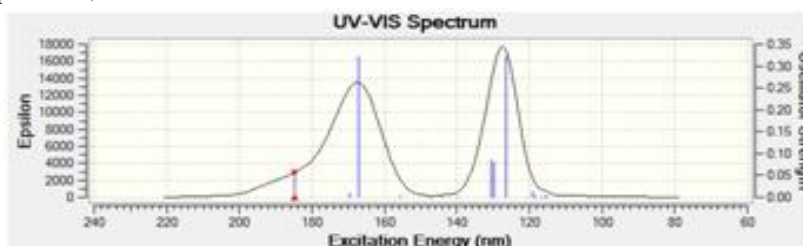
Рис. 3 Молекулярная структура и электронный спектр тримера этилена

выполнить расчёт электронного спектра полиэтилена и определить зависимость расчёта от длины звена полимера.

Расчёт был выполнен методом TD DFT на уровне B3LYP/6-31g(d,p) по программе Gaussian-09 [1].

Результаты и обсуждение. Полиэтилен.

Простейшей структурной моделью полимерного звена может служить фрагмент на основе этилена, в которой разрываются двойные связи и возникают две ненасыщенные валентности. $\text{CH}_2=\text{CH}_2 \rightarrow -\text{CH}_2-\text{CH}_2-$ $\rightarrow (-\text{CH}_2-\text{CH}_2-)_n$. Спектр молекулы этилена состоит из двух полос поглощений в области дальнего УФ с максимумами ~164 и ~123 нм (рис. 1).



Дальнейшее увеличение такой полимерной цепочки приводит к небольшому смещению максимума электронного спектра.

В данной работе был предложен следующий подход для расчёта электронного спектра

поглощения полимера этилена. В качестве полимерного звена была взята не молекулярная структура – $\text{CH}_2\text{-CH}_2\text{-}$, а полимерное звено А (рис. 4).

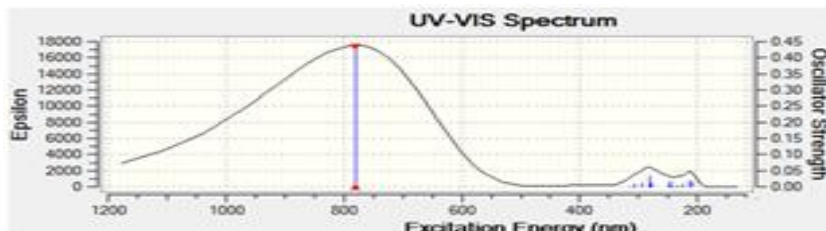
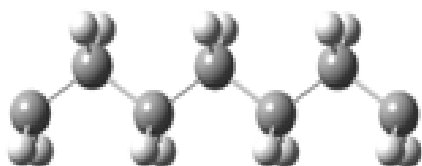


Рис. 4 Молекулярная структура полимерного звена А и его электронный спектр

В электронном спектре полимерного звена А проявляется широкая, сильная по интенсивности полоса поглощения в области ближнего УФ и две полосы поглощения слабой интенсивности в области ~300 и ~200 нм.

Увеличение числа групп CH_2 полимерных звеньев Б и В приводит к уменьшению

интенсивности полосы поглощения в области ближнего УФ со смещением её максимума в область бóльших длин волн и увеличением интенсивности полос поглощения в области ~400-200 нм (рис. 5 и б).

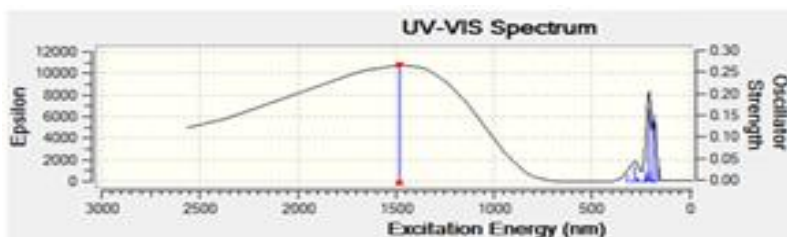
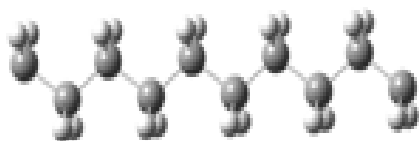


Рис. 5 Молекулярная структура полимерного звена Б и его электронный спектр

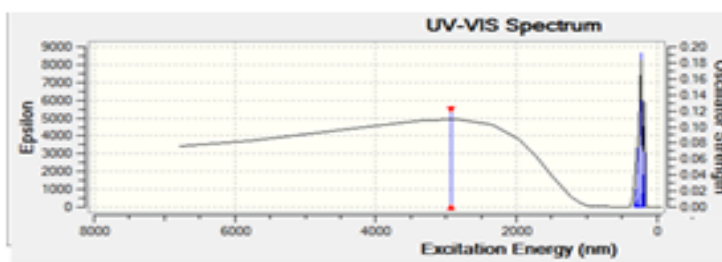


Рис. 6 Молекулярная структура полимерного звена В и его электронный спектр

Для оценки применённого способа расчёта электронного спектра полиацетилена, ниже приведены экспериментальные спектры флуоресценции полиэтилена [2].

Сравнительный анализ вычисленных и экспериментальных электронных спектров полиэтилена показывает, что при расчёте электронных спектров полиэтилена важно учитывать выбор структурного звена, а также

внешние условия – температуру, молекулярный вес, толщину плёнки и др.

Выводы. В данной работе был выполнен модельный расчёт электронного спектра полиэтилена за счёт увеличения длины структурного звена полимера. Получено хорошее согласие экспериментального и вычисленного электронного спектра полиэтилена.

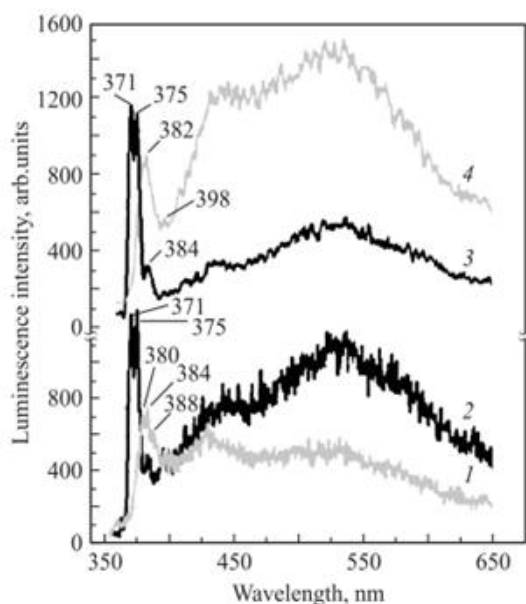


Рис.7 Спектры люминесценции образца политетрафторэтилена (Тефлон 4, пленка 30 μm) (1,2) и образца полиэтилена высокого давления (пленка 50 μm) (3,4), полученные при аналогичных условиях эксперимента при 300 (163) и 77 К (264). Числа –положения узких полос в спектрах. Спектры нормированы на высоту узкополосных пиков на коротковолновом крае спектра. Обращает на себя внимание сходство положений и основных пиков в спектрах двух материалов.

Библиографический список

6. Frisch M.J., Trucks G.W., Schlegel H.B. et al. Gaussian 03. – Gaussian Inc., Pittsburgh PA. 2003.
7. М.Е. Компан, И.Г. Аксянов Узкополосная люминесценция полиэтилена и политетрафторэтилена в ближней ультрафиолетовой области спектра // Физика твердого тела, 2009, том 51, вып. 5

MODEL CALCULATION OF THE ELECTRONIC SPECTRUM OF POLYETHYLENE

G.N. Ten

SSU (Saratov State University)

The model calculation of the electronic spectrum of polyethylene under the change of the structural link of the polymer is performed. A good agreement between the experimental and calculated electronic spectra of polyethylene is obtained.

450 лет со дня рождения великого учёного, которого Альберт Эйнштейн назвал «несравненным человеком».

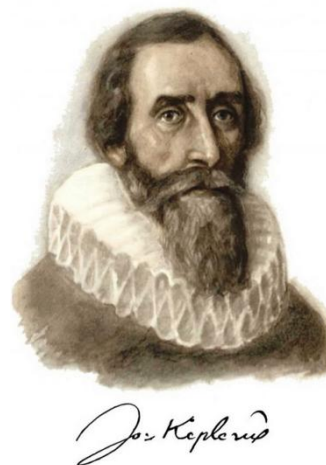
Иоганн Кéплер (нем. Johannes Kepler; 27 декабря 1571 года, Вайль-дер-Штадт — 15 ноября 1630 года, Регенсбург) — немецкий математик, астроном, механик, оптик, первооткрыватель законов движения планет Солнечной системы.

В книге «Новая астрономия», 1609 г.- траектория движения Марса представляет собой эллипс, в одном из фокусов которого находится Солнце — положение, известное сегодня как первый закон Кеплера. Анализ привёл и ко второму закону: радиус-вектор, соединяющий планету и Солнце, в равное время описывает равные площади.

1619 г., в книге «Гармония мира», – третий закон: отношение куба среднего удаления планеты от Солнца к квадрату периода обращения её вокруг Солнца есть величина постоянная для всех планет.

«Он жил в эпоху, когда ещё не было уверенности в существовании некоторой общей закономерности для всех явлений природы. Какой глубокой была у него вера в такую закономерность, если, работая в одиночестве, никем не поддерживаемый и не понятый, он на протяжении многих десятков лет черпал в ней силы для трудного и кропотливого эмпирического исследования движения планет и математических законов этого движения!»

Сейчас, когда эти законы уже установлены, трудно себе представить, сколько изобретательности, воображения и неустанного, упорного труда потребовалось, чтобы установить эти законы и со столь огромной точностью выразить их». – А. Эйнштейн.



Johannes Kepler

ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ БЛОКА ТОРМОЗНЫХ РЕЗИСТОРОВ

И. А. Ермолаев

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

Ермолаев Игорь Анатольевич, д.ф.-м.н., профессор, кафедра радиотехники и электродинамики

Методом конечных элементов моделируется теплообмен в блоке тормозных резисторов, в котором выделяется энергия генерации электродвигателя транспортного средства при его электродинамическом торможении.

Блок тормозных резисторов (тормозной модуль) – электрическое переключающее устройство коммутирующее напряжение постоянного тока на резистор, на котором энергия рекуперации рассеивается в виде тепла [1, 2]. Резистор представляет собой герметичный металлический ящик (Рис. 1). Внутри расположены резистивные элементы, засыпанные мелкодисперсным порошком, утрамбованным под большим давлением. Сами резистивные элементы представляют собой свернутые в фигуру типа меандра ленты из жаропрочной нержавеющей стали.

Теплоперенос описывался двухмерным, нестационарным уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c_p \rho} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} \right),$$

где $T = t - t_{cp}$ – избыточная температура (превышение над температурой среды), τ – время, λ – коэффициент, теплопроводности, c_p – теплоёмкость, ρ – плотность. В начальный момент времени $T(\tau, X, Y) = T(0, X, Y) = 0$.

Граничные условия иллюстрируются Рис.1. На Рис.1 также схематически показан тормозной модуль (а) и расчетная область (б).

На Рис. 2 представлены температурные поля в соответствующие моменты времени. За время торможения температурное поле локализуется вблизи резистивных элементов, верхняя охлаждаемая граница блока успевает перегреться лишь на 8°. Из чего следует незначительность конвективного теплового потока во внешнюю среду и неэффективность оребрения.

На Рис. 3 показаны временные изменения максимальной и минимальной температуры в области Рис. 1(б). Максимум расположен в центре резистивного элемента, минимум – на внешней поверхности крышки. Видно, что тепловое возмущение достигает границы лишь через 6-7 с. К концу торможения перегрев границы крайне мал.

Следует учесть, что двухмерная модель в данном случае дает несколько завышенные результаты, Кроме того, наполнитель считался сплошным, между тем в нем существуют воздушные полости.

Таким образом, в первые моменты времени температурное поле зависит лишь от тепловых свойств материала резистора и наполнителя и крайне малая зависит от материала крышки, оребрения и особенностей теплообмена с внешней средой.

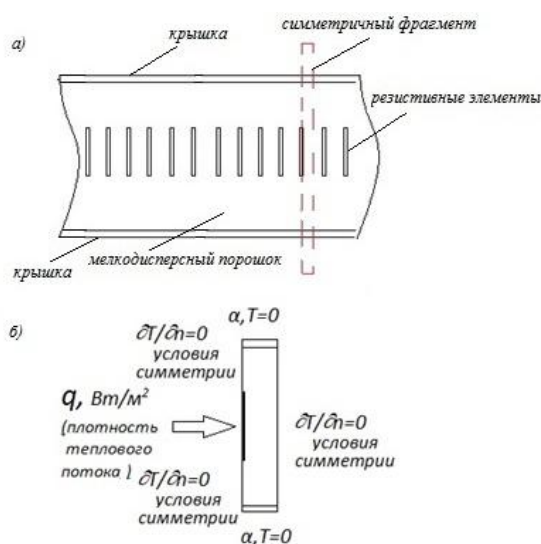


Рисунок 1. а) Сечение блока резистивных элементов; б) Расчетная область (симметричный фрагмент), граничные условия.

Из различных вариантов работы тормозного модуля рассматривался наиболее теплонагруженный: время торможения 14с, выделенная за время торможения энергия 2.2 МДж, площадь поверхности резистивных элементов 1.15 м², плотность теплового потока с этой поверхности 136646 Вт/м². На внешних границах минимальная теплоотдача $\alpha = 1$ Вт/м²·К, что соответствует слабой, почти теплопроводностной естественной конвекции в воздухе от неоребрённой поверхности.

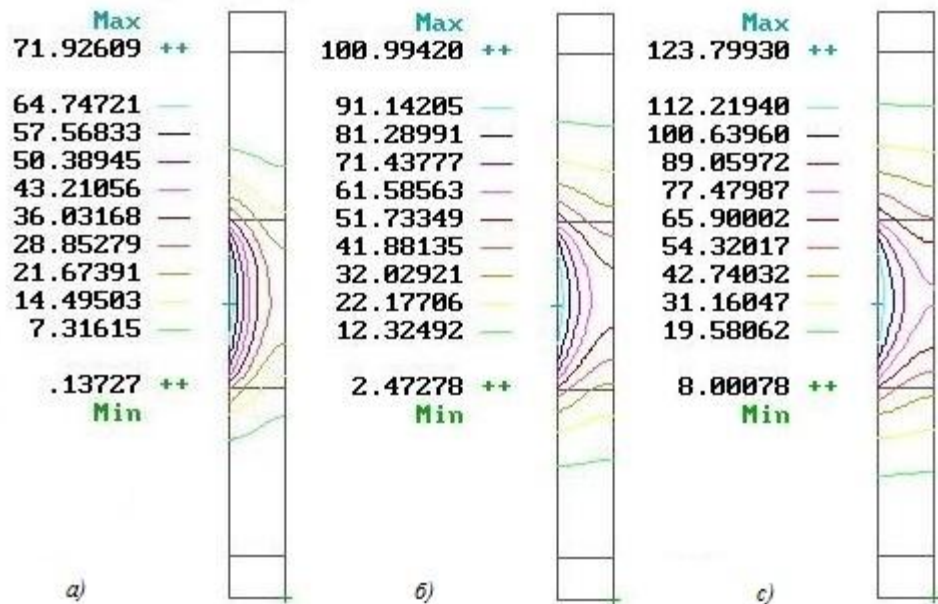


Рисунок 2. Мгновенные значения изотерм: а) 5с, б) 10с, в) 15с

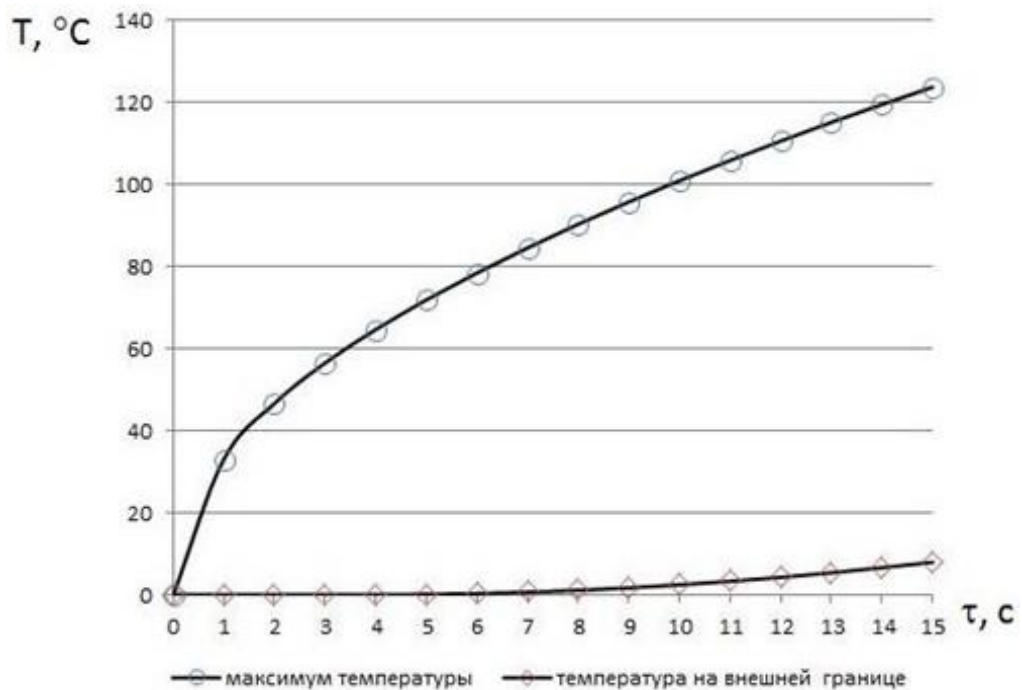


Рисунок 3.

Библиографический список

1. Ранькис И. Я. Импульсное регулирование тяговых электродвигателей. Рига, Изд-во «Зинатне», 1991, 310с.
2. Терехов В. М.. Элементы автоматизированного электропривода. М., Энергоатомиздат, 1987, 222 с.

THERMAL MODE OF A BRAKE RESISTOR UNIT

I.A. Ermolaev

Saratov State Research University

The heat exchange in the brake resistor block, in which the energy generated by the vehicle's electric engine during its electrodynamic braking is released, is modeled by the finite element method.

ПРОДОЛЖЕНИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА РЕЗИСТОРОВ

М.А. Старшов

Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. ЧернышевскогоСтаршов Михаил Александрович, заведующий учебно-исследовательской лабораторией
кафедры компьютерной физики и метаматериалов
на базе Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

В теоретическом исследовании теплового режима блока тормозных резисторов, опубликованном в данном разделе настоящего сборника приведены числовые значения температуры в графической форме. Однако, представляется возможным продолжить анализ и получить аналитическую формулу такой зависимости.

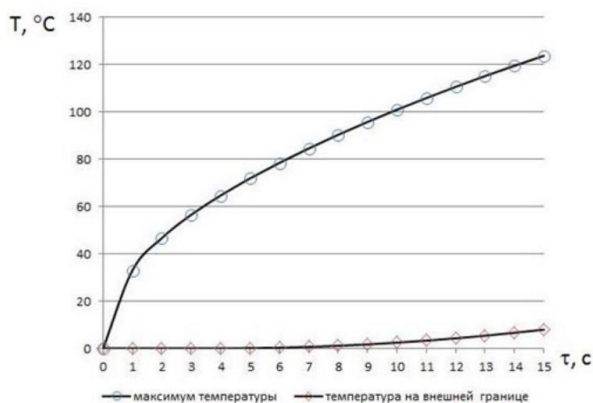
Физический эксперимент, как правило, даёт таблицу измеренных или вычисленных значений некоторых физических величин. За точность этих цифр экспериментатор отвечает своей репутацией, а выводы он делает более свободно, хотя и в определённых границах, и от убедительности этих выводов часто зависит даже личная судьба самого исследователя. Вероятно, самый яркий пример – работа Георга Ома и открытый им знаменитый сегодня закон. В гениально поставленном опыте, не имея привычных ныне понятий напряжение, ЭДС, сила тока, сопротивление, Ом измерял длину 8 кусочков металлического провода и как-то соответствующие им углы закручивания тонкой упругой нити, измерял очень тщательно, до долей градуса, представил это в виде таблиц простого вида [1].

А в конце статьи каким-то чудом возникала странная формула, связывающая измеренные в опытах величины. Да, если в эту формулу по очереди подставлять длину отрезков провода, получались с хорошей точности те самые углы, которые были реально измерены. Но физики того времени с таким подходом встретились впервые. Не видя процесса вывода формулы, они дружно отвергли всю работу и выводы из неё. Прошло более десяти лет, прежде чем практика заставила примириться с законом Ома.

Но если бы Г. Ом приложил к статье график, изобретательно построенный им по таблице, физики немедленно всё поняли. Дело в том, что простой график по таблице Ома представляет собой некую кривую, а какую именно функцию она изображает, никто не скажет. Видимо, сам автор отложил по одной оси длину провода, но на другой оси оказались обратные значения соответствующих углов. Тогда на графике появилась прямая линия. Увидев её, легко понять путь к настоящему закону Ома для полной цепи электрического тока.

Похожий приём напрашивается в статье [2] – здесь нет таблиц измеренных или вычисленных значений некоторых физических величин, но их можно восстановить по приведённому графику.

Рис.3 работы [2].



Вид этой кривой подталкивает к логарифмам, даже в уме можно подсчитать, что при изменении времени от 1 до 10 логарифм меняется от нуля до единицы. При этом температура меняется от примерно 32 градусов до 100. Поскольку десятичный логарифм числа 32 равен 1,5, то легко определить тангенс угла наклона прямой линии в двойном логарифмическом масштабе, $(2-1,5):(1-0)=0,5$. и тогда предполагаемая зависимость получает вид $T=32\sqrt{t}$.

Сравним данные исходного графика работы [1] с вычисленными по этой формуле.

<i>t</i> , сек	1	2	4	6	8	10
<i>T</i> , град По формуле	32	45	64	78	90	101
<i>T</i> , град по Рис.3 [2]	35	45	65	77	90	100

Можно полагать, что небольшая погрешность определения значений по графику Рис.3 не имеет практического значения, а формула может открыть пути дальнейшего исследования процесса теплопередачи в данной системе.

А вот строить график в соответствии с формулой представляется излишним при таком совпадении чисел.

Кроме того, на другом рисунке цифры обозначают, видимо, температуру (по шкале Цельсия) с невероятно высокой точностью. Она действительно необходима? Ведь это не может быть результатом измерений.

Библиографический список

1. Липсон Г. Великие эксперименты в физике. М., МИР. 1972. 225 с.
2. И. А. Ермолаев. Тепловой режим блока тормозных резисторов//ВПФ 2021, вып.28. с.64.

CONTINUATION OF THE STUDY OF THE THERMAL REGIME OF RESISTORS

M. Starshov

Saratov State University

МЕТОДИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ЭФФЕКТА МОУЛДА

Д.В. Чурочкин, С.В. Чурочкина, Е.С. Сиротина

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

Чурочкин Дмитрий Викторович, к.ф.-м.н., доцент, кафедра общей физики,
 Чурочкина Светлана Викторовна, к.ф.-м.н., доцент, кафедра компьютерной физики и метаматериалов
 на базе Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,

Сиротина Екатерина Сергеевна, студентка 3 курса бакалавриата института физики СГУ

В данной работе рассматривается эффект Моулда. Возможность его возникновения или отсутствия описывается в зависимости от жесткости цепи, а также условий в контейнере.

Динамические веревки и цепи в различных формах распространены повсюду, как в повседневной жизни, так и в биологических системах и технологиях. Молекула ДНК, рыболовная леска или цепь падающего якоря – лишь несколько ярких примеров. Г. Галилей исследовал висячие цепи, позже их изучали Х. Гюйгенс, Г.В. Лейбниц и Джон Бернулли. Однако тот факт, что уравнения, описывающие висячие и движущиеся цепи, существуют уже почти 400 лет [1–3], не исключает возможности того, что даже самые простые системы могут все еще демонстрировать удивительное поведение [4–6].

Недавно С. Моулд [7] заметил, что когда конец цепи падает из контейнера, находящегося на некоторой высоте над полом, сила тяжести приводит его в движение, и в конечном итоге, вся цепь перетекает через край контейнера. Это не удивительно. Что является сюрпризом и что вызвало более 3 миллионов просмотров на YouTube, так это

тот факт, что цепь образует восходящую самонесущую арку, которая простирается на значительную высоту над своим контейнером, как показано на рисунке 1.

Тщательный анализ процесса, проведенный в [4] и [5], показал, что образование такой дуги зависит от наличия направленной вверх силы, которая буквально выталкивает цепь из контейнера. Они заметили, что происхождение этой силы является ключом к пониманию этого явления. Это было объяснено путем моделирования звеньев цепи в виде жестких сегментов, которые давали удар по лежащей ниже упакованной части цепи, когда они поднимались с нее. Этот эффект толчка основан на предположении, что из-за ограниченной гибкости цепи она фактически ведет себя как последовательность жестких элементов, и что они достаточно резко вращаются вокруг своих центров масс, чтобы обеспечить толчок.

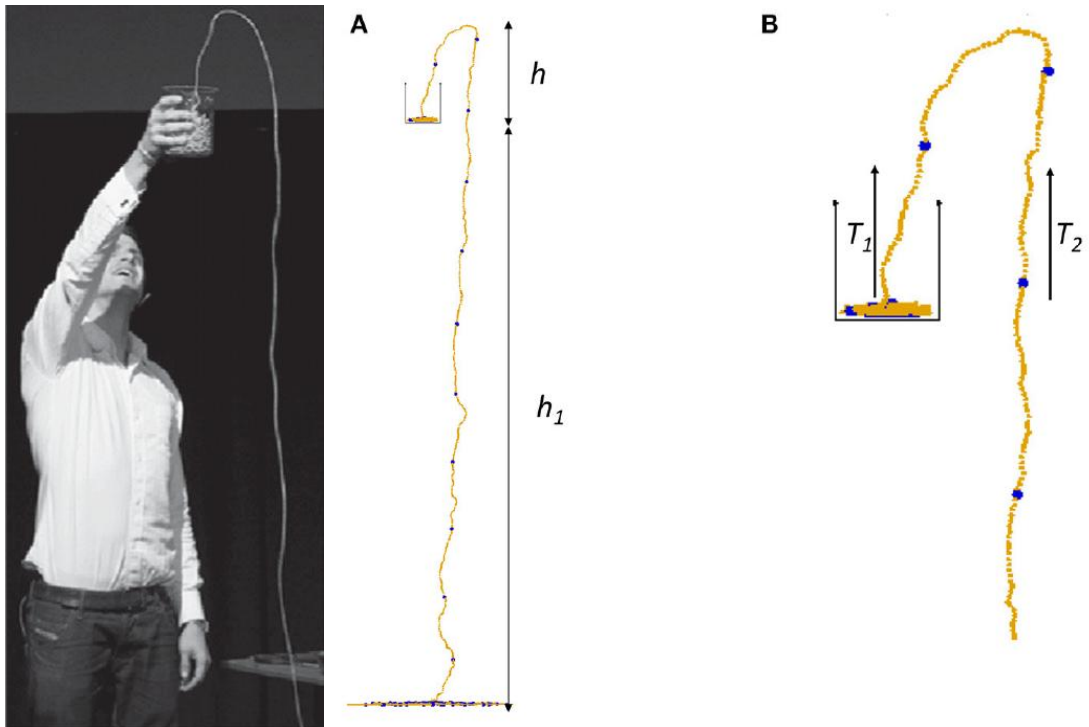


Рисунок 1 - (А) Моделирование цепочечного фонтана. (В) Крупный план. Силы натяжения T_1 и T_2 рассматриваются на одинаковой высоте ($T_1=T_2$). Голубые бусинки большего размера представлены только для визуализации и имеют те же свойства, что и другие бусинки.

Чтобы исследовать причины возникновения фонтана, необходимо выразить баланс импульса

цепи. Такие описания существуют в нескольких учебниках, например, по динамике и форме цепей [8], а необходимые уравнения движения были

ДИСКУССИЯ

разработаны очень подробно в [9, 10], по крайней мере, для ситуаций установившегося состояния. Следуя [5], предположим такое установившееся состояние, при котором цепь с массой на единицу длины λ движется с постоянной формой со скоростью v . Расстояние s измеряется по цепи от первой бусинки на дне контейнера до последней. Тогда силу натяжения \vec{T} вдоль цепи в момент времени t можно записать как $\vec{T}(s, t) = T(s, t)\vec{e}_t$, где \vec{e}_t – единичный касательный вектор. В установившемся режиме существует баланс между силой тяжести и силой натяжения, так что

$$d\vec{T} = T'(s)\vec{e}_t ds + T(s)d\vec{e}_t = \lambda \vec{g} ds. \quad (1)$$

Взяв тангенциальную составляющую, получаем соотношение $T'(s) = \lambda \vec{g} \cdot \vec{e}_t$, которое можно проинтегрировать вдоль цепи, чтобы получить

$$\Delta T = \int ds T'(s) = \lambda \vec{g} \cdot \int ds \vec{e}_t = \lambda g \Delta h, \quad (2)$$

где Δh – разница высот между конечными точками. Это, в частности, означает, что $T_1 = T_2$, как показано на рисунке 1, поскольку эти силы натяжения измеряются на одинаковой высоте. Теперь определим силу, направленную вверх, действующую на все бусинки внутри контейнера

$$\Delta F_z = F_z - G, \quad (3)$$

где G – сила тяжести, а F_z – сила, действующая от дна контейнера или со стороны других бусинок. Для той части цепи, которая все еще находится в состоянии покоя, эта сила F_z не дает цепи провалиться через дно контейнера. Ясно, что результирующая сила может быть записана как сумма соответствующих сил на отдельных бусинках, $\Delta F_z = \sum_i \Delta f_i$, где Δf_i – вертикальная

результирующая сила, действующая на бусинку i . Для бусинки в состоянии покоя будет локальный баланс между силой тяжести на сегменте цепи и силой, поддерживающей его, и $\Delta f_i = 0$. Но для бусинок, которые приводятся в движение и сталкиваются с другими бусинками, $\Delta f_i \geq 0$. Теперь, предполагая, что бусинки покидают контейнер вертикально со скоростью v , они приобретают импульс $\Delta P = \delta m v = \lambda ds v = \lambda v^2 dt$, который обеспечивается общей силой, действующей на бусинки в контейнере, то есть

$$T_1 + \Delta F_z = \lambda v^2. \quad (4)$$

На стороне цепи, движущейся вниз, должен быть баланс сил между силой тяжести и силой натяжения, чтобы

$$T_2 - T_F = \lambda gh_1, \quad (5)$$

где T_F – сила натяжения на уровне пола. Было замечено, по крайней мере, для различных типов цепей, что взаимодействие между падающей цепью и полом может создавать дополнительную направленную вниз силу, заставляющую свободно падающие цепи ускоряться немного быстрее, чем ускорение силы тяжести [9]. Однако для простоты в дальнейшем предполагаем, что $T_F = 0$. Это означает, что эффективное положение пола немного

отличается от реального, таким образом, производя небольшую поправку к h_1 .

Используя аргументацию, основанную на законе сохранения импульса, которая была использована для описания силы подъема цепи ΔF_z , можно установить, что сила, направленная вверх, действующая со стороны пола на падающую цепь, просто равна λv^2 . Предположение об установившемся состоянии означает, что общий импульс всей цепи не изменяется, и по этой причине действующие на нее нисходящие силы должны уравновешивать восходящие силы. Первые – это сила тяжести, которая действует на цепь, покинувшую контейнер, а вторые – силы, действующие со стороны пола и контейнера, то есть

$$\lambda g(h_1 + 2h) = \lambda v^2 + \Delta F_z. \quad (6)$$

Исключив $T_1 = T_2$ из уравнений (4) и (5), получаем $\lambda v^2 = \lambda gh_1 + \Delta F_z$, что при подстановке в уравнение (6) дает следующее выражение для высоты фонтана

$$\lambda gh = \Delta F_z. \quad (7)$$

Другими словами, вес движущейся вверх части фонтана уравновешивается силой, действующей со стороны контейнера.

Уравнение (7) было фактически получено в [5], хотя и с интерпретацией ΔF_z , основанной на механизме выталкивания. Отметим, что ΔF_z может происходить из любой части цепи, которая находится в движении, то есть восходящий импульс может накапливаться всем сегментом цепи, который вот-вот оттолкнется.

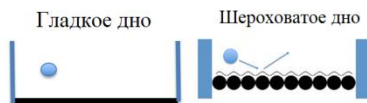
Простейшая возможная модель для силы ΔF_z основана на идее столкновений между бусинками, которые ускоряются вдоль дна, по мере того, как они поднимаются, и бусинками, которые все еще остаются неподвижными. Силу ΔF_z можно рассчитать как добавочный восходящий импульс от столкновений за единицу времени. Таким образом, эта величина пропорциональна как частоте ударов, так и импульсу, добавляемому каждым ударом. Удары будут происходить со скоростью v , и разумно предположить, что каждый удар будет давать вклад в импульс, который также пропорционален v . Таким образом, можно записать $\Delta F_z = \alpha \lambda v^2$, где вводится константа пропорциональности α . В [5] была получена такая же зависимость на основе своего механизма выталкивания. Используя уравнения (4) и (5) для получения $\lambda v^2 = \lambda gh_1 / (1 - \alpha)$, и подставляя этот результат в уравнение (7), получаем

$$h = \frac{\alpha}{1 - \alpha} h_1, \quad (9)$$

предсказание, которое является одинаковым как для механизмов отталкивания с неровной поверхностью, так и для выталкивания. По этой причине простейший эксперимент, которым является измерение h как функции h_1 – исключен как решающий для различения двух механизмов.

Результаты моделирования [11] для разных типов связи между звеньями (полностью гибкая цепь, реалистичная цепь и модель пасты – кусочно-

жесткая цепь) и разных типов дна (гладкое дно, шероховатое дно) могут быть качественно представлены в виде диаграммы, представленной на рисунке 2.



Полностью гибкая цепь	Нет	Да
Реалистичная цепь	Нет	Да
Модель пасты	Да	Да

Рисунок 2 - Фазовая диаграмма для

различных условий моделирования с вариантами ответов, характеризующими возможность создания цепочечного фонтана.

В итоге, можно сказать, что цепь, структура которой не содержит достаточно длинных кусков в качестве звеньев, не демонстрирует свойств фонтана при своем извлечении из контейнера с гладким дном. В то время как кусочно-жесткая цепь будет фонтанировать при своем разворачивании из контейнера как с гладким дном, так и с шероховатым. И наконец, для полностью гибкой цепи и реалистичной цепи при их разворачивании из контейнера в виде фонтана необходимо существование у контейнера шероховатого дна.

Библиографический список

1. Drake S. Two new sciences. Madison, WI: University of Wisconsin Press, 1974.
2. Lockwood E. A book of curves. Cambridge: Cambridge University Press, 1971.
3. Hook R. A Description of helioscopes, and some other instruments. London: John Martin, 1676.
4. Biggins J. Growth and shape of a chain fountain // *Europhys Letters*. 2014. Vol. 106, Issue 4. P. 44001.
5. Biggins J., Warner M. Understanding the chain fountain // *Proceedings of the Royal Society A*. 2014. Vol. 470. P. 20130689.
6. Hanna J., Santangelo C. Slack dynamics on an unfurling string // *Physical Review Letters*. 2012. Vol. 109, Issue 13. P. 134301.
7. Mould S. Self siphoning beads. 2013. <http://stevemould.com/>.
8. Routh E. Dynamics of a system of rigid bodies, with numerous examples. London, UK: MacMillan, 1860.
9. Grewal A., Johnson P., Ruina A. A chain that speeds up, rather than slows, due to collisions: how compression can cause tension // *American Journal of Physics*. 2011. Vol. 79, Issue 7. P. 723-729.
10. Reeken M. The equation of motion of a chain // *Mathematische Zeitschrift*. 1977. Vol. 155. S. 219–238.
11. Flekkøy E.G., Moura M., Maløy K.J. Mechanisms of the flying chain fountain // *Frontiers in Physics*. 2018. Vol. 6. Article 84.

METHODOLOGICAL ASPECTS OF THE MOULD EFFECT

D. Churochkin, S. Churochkina, E. Sirotina
Saratov State University

The Mould effect is considered in this paper. The possibility of its occurrence or absence is described, depending on the stiffness of the chain, as well as the conditions in the container.



Строительство 1 корпуса СГУ

IN MEMORIAM

Юбилей Учителя и друга 100 лет со дня рождения Н.К. Сидорова

Николай Константинович Сидоров появился на свет в первый из трёх резких провалов на кривой средней продолжительности жизни в Советском Союзе, когда мальчик в среднем уходил из жизни примерно в 18 лет.

Зато те, кому посчастливилось пройти более или менее благополучно финскую и Великую отечественную войны замечательно проявили себя в мирном труде, обеспечив те достижения страны, которыми мы пользуемся до сих пор.

Вот и Николай Константинович после войны закончил университет, начал успешно заниматься научной работой, защитил диссертацию. Одновременно он стал прекрасным преподавателем физического факультета и замечательным лектором, его курс оптики с благодарностью вспоминают многие поколения выпускников Саратовского университета.

В самом начале 60-х гг., ещё до присуждения Басову, Прохорову и Таунсу Нобелевской премии за лазеры, Николай Константинович понял значение и перспективы этой новой ветви оптики. По его инициативе, что недавно подтвердил доцент Валерий Иванович Цой, на кафедре оптики была создана небольшая группа для теоретических и практических исследований в этой области. Заработал научный семинар кафедры, первые доклады на котором делали Николай Константинович и профессор М.А. Ковнер.



Первый семинар по лазерной физике. М.Л. Кац, М.А. Ковнер, Н.К. Сидоров. 1962 г.

Немедленно начался сбор всей доступной литературы по лазерам, и уже в 1964 г в издательстве Саратовского университета вышла первая в Советском Союзе обзорная монография под названием «Оптические квантовые генераторы», авторами которой были профессора физического факультета СГУ М.Л. Кац, М.А. Ковнер и доцент Н.К. Сидоров.

Долгое время эта монография была подлинной настольной книгой всех физиков-лазерщиков страны.

В самом конце 1965 года на кафедре заработал первый в Саратове самодельный лазер на кристалле синтетического рубина. Довольно слабое ярко-красное пятно когерентного света на листе ватмана было получено за пару дней до Нового года, но уже в первые месяцы следующего года мощность устройства удалось быстро увеличить. Этот прибор позволил накопить опыт работы с новым источником излучения, и отличался большими демонстрационными возможностями. За короткую вспышку он пробивал металлические пластины, в сопровождении веера светящихся брызг раскалённого металла. Вскоре была освоена техника получения сверхкороткого импульса и соответственно резкого увеличения мощности. Концентрация когерентного света создавала оптический пробой воздуха, нечто похожее на шаровую молнию с резким звуковым ударом. Николай Константинович с большим вниманием и интересом относился к этим работам.

Студенты всегда видели в Н.К. Сидорове блестящего лектора, но и на других занятиях это был замечательный педагог. Автору этих строк довелось в паре с будущим академиком РАН пройти учебный практикум по атомной физике под руководством Николая Константиновича, и если работа на приборах

IN MEMORIAM

больше доставалась мне, то при теоретическом отчёте было огромным удовольствием следить за обсуждением физических вопросов Николаем Константиновичем и Аликом Чапликом. Хотя в беседах часто затрагивались практические проблемы и принципы работы физических измерительных приборов.

Всегда ощущалась не только широкая эрудиция Николая Константиновича, но и глубокая интеллигентность, доброжелательность к любому собеседнику и тонкое чувство юмора. Конечно, память не может удержать конкретные примеры, тем не менее, некоторые эмоциональные ситуации сохраняются долго. Среди физиков ходила байка об успешном испытании водородной бомбы. Естественно, военные горячо праздновали, накрыли стол, произносились тосты. Встал именинник торжества молодой академик А.Д. Сахаров: «Я поднимаю бокал за то, чтобы наше мощное оружие никогда не применялось против людей». Возникло несколько неловкое молчание, которое прервал главный среди военных маршал Советского Союза: «Расскажу притчу. Готовятся ко сну дед с бабкой. Она уже улеглась, а дед на коленях молится: «Господи, укрепи и направь!». А бабка ему: Дурак, проси укрепить, в уж направляю я и сама».

Когда это рассказал кто-то при Николае Константиновиче, мне подумалось, что он сейчас испытывает то же чувство, что его полный ровесник Андрей Дмитриевич Сахаров тогда.

Было время, когда молодые сотрудники кафедры увлеклись шахматами, играли в свободные минуты между занятиями, даже провели один или два турнира. Времена были свободные в том смысле, что в аудиториях дозволялось курить. И однажды подошёл к доске поболеть Николай Константинович, посмотрел-посмотрел, и вдруг попросил у кого-то сигарету. «Николай Константинович, вы же не курите!» - «Да это я так. Чтобы дома мужиком пахло!». Мы знали, что он сильно играет в шахматы, но с нами связываться не хочет, да и время терять нельзя.

Заведовать кафедрой ему довелось в очень непростые девяностые годы, но ему удалось с честью провести доверенный ему корабль, и передать достойному преемнику.

М. Старшов



**Константин Александрович Леонтьев:
у истоков преподавания физики в Саратове**



Возникновение и развитие на самых ранних этапах физического образования в Саратовском университете связано с двумя учениками великого русского физика Петра Николаевича Лебедева. Когда Лебедев бросил свою удивительно успешную научную работу в Европе, спокойную устроенную жизнь и благоприятный для его здоровья климат, и по зову профессора Московского университета А.Г. Столетова вернулся в Москву, в первой группе студентов-физиков, которым повезло у него учиться, был Владимир Зёрнов, будущий первый преподаватель физики, декан и ректор только что образовавшегося университета в Саратове. И он приехал сюда по прямой рекомендации Лебедева. А в 1918 году его сменил другой талантливый воспитанник Лебедева, но уже из последней группы его учеников, Константин Александрович Леонтьев..

О Леонтьеве осталось немного сведений, прежде всего некролог в главном физическом журнале страны «Успехи физических наук», написанный его самым известным саратовским учеником Петром Васильевичем Голубковым, вот один фрагмент:

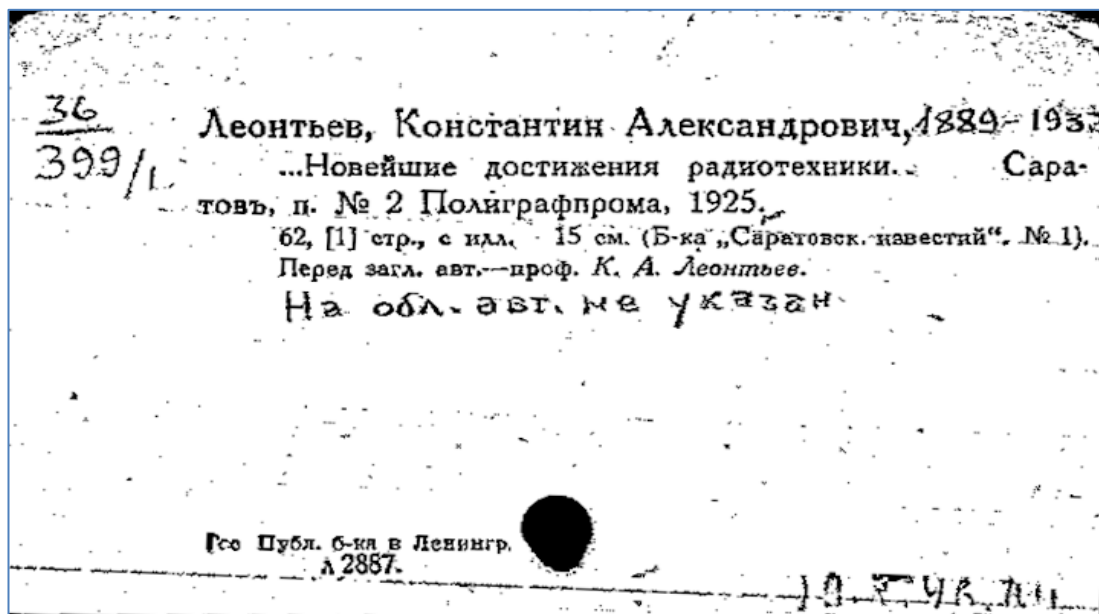
«... В 1918 г. К.А. был приглашен в качестве преподавателя в Саратовский университет, где в 1921 г. был утвержден профессором и заведующим физическим институтом.

IN MEMORIAM

Невольно вспоминается это время, время, когда помещения научной лаборатории были пусты и безжизненны. Это было наследство, оставленное тяжелыми годами войны, и нужно было обладать исключительной энергией, работоспособностью и любовью к делу, чтобы заставить в то время забиться здесь научную жизнь.

Создать трудовую атмосферу, приучить не бояться самых тяжелых условий работы и при нужде самому стать за станок — таков был метод К. А. Он сам всегда служил примером этому, работая порой ночами, сам принимая участие в первый трудный период жизни лаборатории в ремонте и изготовлении нужной аппаратуры и, вместе с тем, постоянно делясь с сотрудниками своими исключительно разносторонними познаниями, своими планами научной работы, своими стремлениями. Привлекали к нему и этот метод, и эта манера работы».

1932. Успехи физических наук. т. XII, вып. 4.



В интернете нашлась ещё библиотечная карточка на одну из книг Леонтьева.

Нельзя не отметить попутно великолепное мастерство Леонтьева-переводчика. До сих пор пользуется популярностью переведённый им первый том прекрасного издания учебника немецкого профессора Р.В. Поля.

Но из нынешнего времени главная заслуга Константина Александровича Леонтьева представляется в определении на следующие полстолетия основного направления научных исследований физического факультета — радиофизики, а также, и это важнее всего — воспитание личным примером увлечённых, настойчивых, смелых в работе молодых учёных.

Можно уверенно предположить незаурядный талант его как лектора, судя по великолепным лекциям его ближайшего ученика и сотрудника П.В. Голубкова, который в очень молодом возрасте преподавал физику в различных образовательных учреждениях города, думается, не без инициативы Леонтьева.

Курс общей физики — это очень специфическая работа, требующая большого таланта, увлечённости, и, конечно, хорошей школы. Можно полагать, что всем этим обладал Константин Александрович Леонтьев, и умел передать это своим ученикам...

Столетие великого учёного и гражданина А.Д. Сахарова
1921– 2021



ПАМЯТИ А.Д.САХАРОВА

Булат Окуджава

Когда начинается речь, что пропала духовность,
что людям отныне дорога сквозь темень лежит,
в глазах удивленных и в душах святая готовность
пойти и погибнуть, как новое пламя дрожит.

И это не есть обольщение или ошибка,
а это действительно гордое пламя костра,
и в пламени праведном этом надежды улыбка
на бледных губах проступает, и совесть остра.

Полночные их силуэты пугают загадкой.
С фортуны не спросишь - она свои тайны хранит.
И рано еще упиваться победою сладкой,
еще до рассвета далече... И сердце щемит.

1990



А.Д.Сахаров и Е.Г.Боннэр. 25.10.1985.

IN MEMORIAM

Личное

Осенний семестр 1986-го года я провёл в Москве, на курсах повышения квалификации в Московском университете. А каждую неделю, кажется, по четвергам, в Теоретическом отделе Физического института имени П.Н. Лебедева, знаменитом ФИАНе, проходил семинар Виталия Лазаревича. Гинзбурга, будущего Нобелевского лауреата. Между прочим, по слухам, в этом отделе числился старшим научным сотрудником настоящий лауреат Нобелевской премии мира А.Д. Сахаров, сосланный лет десять назад в город Горький, вместе со своей супругой Еленой, как ни давили на начальника отдела, Гинзбург выдержал и не уволил Андрея Дмитриевича.

На семинар в режимном ФИАНе можно было просто пройти по паспорту за час до начала. И вот мы с коллегой так же прошли, поднялись в огромный, как в театре, конференц-зал, и сразу бросилась в глаза странная пустота самого левого сектора кресел, если стоять лицом к сцене. Только в середине сидела пара, пожилой мужчина и молодая, как мне показалось, дама. И те физики, которые проходили мимо, как-то необычно раскланивались с этими загадочными гостями. Тут начался собственно семинар, я заслушался интересными докладами и прениями, так что про эту пару совсем забыл. После окончания семинара мы прошли по административному коридору института, и тут нам навстречу идёт эта пара, а все встречные прямо-таки вжимаются в стены, уступая им дорогу, как бы боясь помешать или просто дотронуться. Машинально и я точно так же подобрался...

А вечером в общежитии, знаменитом ДАСе, Доме аспиранта и стажёра в виде огромной раскрытой книги, по радио в новостях прозвучало, что Генеральный секретарь ЦК КПСС М.С. Горбачёв простил Сахарова и разрешил ему вернуться в Москву. Потом уже рассказывали, что в горьковской квартире диссидента появились молчаливые «телефонные мастера», принесли и подключили телефон, и ушли. Состоялся один телефонный разговор, и аппарат так же молча унесли. Но 26 декабря А.Д. Сахаров действительно вернулся в столицу.

Вполне вероятно, что именно его мы и видели на главном семинаре физиков страны, но создатель главного оружия Советского Союза был таким засекреченным, что до того дня и ещё года три после я не видел даже ни одной его фотографии, и узнать не мог. А обратиться к кому-нибудь из незнакомых участников семинара мне и в голову не пришло, слишком долго прожил в самой счастливой стране.

М. Старшов

Наша Нина



Нина Георгиевна Пенькевич
26.08.1936 – 26.06.2021

Именно эта фотография нравится всем друзьям и однокурсникам Нины Пенькевич, потому что среди многих её прекрасных качеств важное место занимала любовь к фотоаппарату, и её снимки создают летопись нашего курса. Для группы В первого курса физического факультета набора 1954 года Нина с первых дней стала объединяющим центром и оставалась им до последнего дня. Сорок поколений студентов помнят Нину Георгиевну, замечательного преподавателя важнейшей для факультета кафедры, а многие бывшие сотрудники тепло вспоминают её отзывчивость и готовность прийти на помощь или дать ценный совет, хотя и находятся в далёких местах страны и мира.

Единственная любимая дочь в замечательной семье, Нина пошла в школу в последний военный год, прекрасно училась и в школе, и на физическом факультете университета. В 1959 году, когда Н.Г. заканчивала университет, отмечался пятидесятилетний юбилей СГУ, и по этому случаю был объявлен конкурс на лучшую дипломную работу. Работа Нины Георгиевны была признана лучшей.

Можно сказать, что училась она всю жизнь, это было необходимо для подготовки первой на факультете кандидатской диссертации по педагогике. Хотя формальным руководителем считалась академик АПН СССР Н.Ф. Талызина, диссертация была совершенно самостоятельная и оригинальная. И в самом конце жизни Нина Георгиевна освоила тонкости работы в документальном кино, сделанные во многом её руками фильмы отмечены на Саратовском и Санкт-Петербургском фестивалях 2020 года.

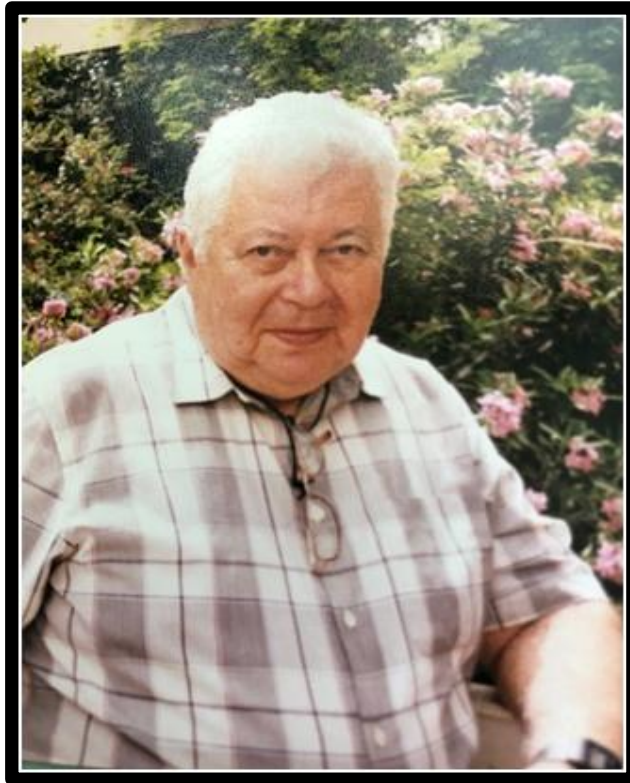
Нам всем будет очень не хватать Нины, и все мы выражаем глубокое сочувствие семье и близким людям.



На крыше родного физического корпуса (астрономическая площадка)
(1954-1955 г)



Начальные титры фильма, созданного при участии Н.Г.Пенькевич



31 июля 2021 г. на 98-м году не стало Ильи Юльевича Клугмана.

Полтора годами ранее мы долго общались с ним по телефону. Тогда, в свои девяносто шесть, Илья Юльевич с увлечённостью рассказывал мне про свой вклад в теорию «Воды-2», статья о которой была опубликована в итальянском научном журнале. Он восхищался удивительными свойствами «Воды-2»: плотность $1,43 \text{ г/см}^3$; температура замерзания – почти минус 40°C , а температура кипения – около 200°C ; и вообще - «Воды-2» Земля обязана происхождением всего живого... Романтиком от науки он был всю жизнь!

Мне посчастливилось в семидесятые годы работать с этим удивительным человеком. Тогда он возглавлял направление электроники в КБ «Саратовнефтегаз». Группа специалистов под его руководством создавала первые советские диэлькометрические влагомеры нефти, в основу интерпретации результатов измерения которыми была заложена, разработанная И.Ю. Клугманом флокуляционная теория диэлектрической проницаемости водо-нефтяных эмульсий. Эта группа была составлена преимущественно из выпускников физфака СГУ: И.Л.Соколов, Н.Б.Ковылов, К.С.Романько, С.Д.Бенин, В.А.Гершгорен и др. Илья Юльевич, всегда являвшийся для окружающих его людей эталоном интеллигентности и порядочности, создал в группе необыкновенную творческую атмосферу взаимного уважения.

После отъезда И.Ю. Клугмана в Израиль группа сотрудников во главе с А.Г.Грачёвым, выпускником геофака СГУ, продолжала работы по созданию и внедрению влагомеров нефти. Эти работы и по сей день ведут специалисты научно-производственного предприятия «Нефтесервисприбор», которое является ведущим российским разработчиком и производителем влагомеров нефти. Предприятие производит влагомеры нефти, основанные не только на диэлькометрическом, но и на микроволновом и спектральном методах измерений. Специалисты предприятия гордятся тем, что в их коллективе по сей день сохраняется атмосфера, заложенная И.Ю. Клугманом, а дело его продолжается.

*Гершгорен В.А. – директор по производству и развитию
АО НПП «Нефтесервисприбор» (выпускник физфака СГУ 1967 года)*

Редакция «Вопросов прикладной физики» выражает соболезнования семье Ильи Юльевича, нашего автора нескольких последних лет. Невозможно забыть самый первый контакт, когда мы отправили автору ряд вопросов и пожеланий уточнить некоторые понятия в его работе, а он немедленно ответил с такой радостью, что стало ясно отношение к таким работам в других изданиях. Мы продолжали сотрудничество с И.Ю. Клугманом и с удовольствием узнали, что один австралийский профессор увидел некоторые статьи его у нас, нашёл переводчика, а затем опубликовал обзор этих статей в специализированном итальянском журнале. Надеемся, что идеи Ильи Юльевича послужат другим исследователям и станут своеобразным памятником их автору.

СПИСОК АВТОРОВ

Аникин Валерий Михайлович	д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой компьютерной физики и метаматериалов на базе Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН	Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского (далее –СГУ)
Инкин Максим Глебович	Аспирант института физики	СГУ
Кузнецова Анастасия Николаевна	студентка 2 курса бакалавриата института физики	СГУ
Кулемина Валерия Антоновна	студентка 3 курса бакалавриата института физики	СГУ
Машников Валерий Васильевич	к.ф.-м.н., доцент кафедры компьютерной физики и метаматериалов на базе Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН	СГУ
Нюнько Николай Евгеньевич	к.ф.-м.н., доцент, инженер кафедры компьютерной физики и метаматериалов на базе Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН	СГУ
Санков Константин Викторович	Заместитель начальника отдела ИТ	УФНС России по Саратовской области
Сиротина Екатерина Сергеевна	студентка 3 курса бакалавриата института физики	СГУ
Старшов Михаил Александрович	заведующий лабораторией кафедры компьютерной физики и метаматериалов на базе Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.	СГУ
Тен Галина Николаевна	д.ф.-м.н., доцент, кафедра радиотехники и электродинамики	СГУ
Чебуханова Виктория Константиновна	студентка 3 курса бакалавриата института физики	СГУ
Чурочкин Дмитрий Викторович,	к.ф.-м.н., доцент, кафедра общей физики	СГУ-
Чурочкина Светлана Викторовна	к.ф.-м.н., доцент, кафедра компьютерной физики и метаматериалов на базе Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН	СГУ
Шаповалов Александр Степанович	д.ф.-м.н., профессор кафедры компьютерной физики и метаматериалов на базе Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН	СГУ
Шаповалов Степан Александрович	начальник группы ОВК	КРЭТ, АО «АП Восход», г. Москва
Шаповалов Александр Степанович мл	студент института физики	СГУ
Шаповалова Ирина Александровна	учитель английского языка высшей категории	МАОУ «Гимназия №31» Кировского района г. Саратова
Эванчик Алена Сергеевна	студентка 2 курса бакалавриата института физики	СГУ

СОДЕРЖАНИЕ

К 60-ЛЕТИЮ ПЕРВОГО ПОЛЕТА ЧЕЛОВЕКА В КОСМОС		
В.М. Аникин	ГАГАРИНСКИЙ ПОЛЁТ КАК СИМВОЛ ПОБЕДЫ И НАДЕЖДЫ	3
ОБРАЗОВАНИЕ		
В.М. Аникин, С.В. Чурочкина	ПРОФЕССИОНАЛЬНЫЕ КОМПЕТЕНЦИИ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЙ ПРОГРАММЫ ПО НАПРАВЛЕНИЮ ПОДГОТОВКИ 03.03.02 «ФИЗИКА», ОРИЕНТИРОВАННЫЕ НА ПРОФЕССИОНАЛЬНЫЕ СТАНДАРТЫ	8
М.А. Старшов	ЗНАЧЕНИЕ ФИЗИКИ В ВОСПИТАНИИ ЛИЧНОСТИ ШКОЛЬНИКА	12
М.А. Старшов	ТРАЕКТОРИЯ ОДНОЙ ФИЗИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ	14
А.С. Шаповалов, С.А. Шаповалов, А.С. Шаповалов мл	ОЦЕНОЧНОЕ СООТНОШЕНИЕ ДЛЯ МОЩНОСТИ КЛАССИЧЕСКОЙ КОМПОНЕНТЫ ДРОБОВОГО ШУМА	16
А.С. Шаповалов, С.А. Шаповалов, А.С. Шаповалов мл	ОЦЕНОЧНОЕ СООТНОШЕНИЕ ДЛЯ МОЩНОСТИ АНОМАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ ДРОБОВОГО ШУМА НА НЕОДНОРОДНОМ ПОТЕНЦИАЛЬНОМ БАРЬЕРЕ	18
А.С. Шаповалов, С.А. Шаповалов, А.С. Шаповалов мл	МЕТОДИЧЕСКИЙ ПРИЁМ УПРОЩЕНИЯ РАСЧЁТА МАКСИМАЛЬНОГО УРОВНЯ АНОМАЛЬНОГО ДРОБОВОГО ШУМА НЕОДНОРОДНОГО ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА	20
И.А. Шаповалова	ДИСТАНЦИОННЫЙ МЕТОД ОБУЧЕНИЯ АНГЛИЙСКОМУ ЯЗЫКУ	22
ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ		
А.С. Шаповалов, В.В. Машников, М.Г. Инкин, А.С. Шаповалов мл	ЛИНЕЙНАЯ МОДЕЛЬ НЕОДНОРОДНОГО ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА И РАСЧЁТНЫЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ УРОВНЯ АНОМАЛЬНОГО ДРОБОВОГО ШУМА	24
А.С. Шаповалов, В.В. Машников, М.Г. Инкин, А.С. Шаповалов мл	ЭФФЕКТ ПОДАВЛЕНИЯ АНОМАЛЬНОГО ДРОБОВОГО ШУМА ЛИНЕЙНОЙ МОДЕЛИ НЕОДНОРОДНОГО ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА	28
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА		
Д.В. Чурочкин, С.В. Чурочкина, В.А. Кулемина	ЭФФЕКТ БОЗЕ-МАРЛЕТТО-ВЕДРАЛА	35
Д.В. Чурочкин, С.В. Чурочкина, А.С. Эванчик	К ВОПРОСУ О ЦИРКУЛЯЦИИ ЭНЕРГИИ В МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ	39
Н.Е. Ньюнко, К.В. Санков	НЕКОТОРЫЕ ДВУМЕРНЫЕ ЗАДАЧИ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ ДЛЯ ОБЛАСТЕЙ С ПОСТОЯННЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ, ОГРАНИЧЕННЫХ ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ БЕСКОНЕЧНЫМИ СТЕНКАМИ.	45
Д.В. Чурочкин, С.В. Чурочкина, В.К. Чебуханова	К РАСЧЕТУ УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ АТОМА ВОДОРОДА РАСПОЛОЖЕННОГО НА ГРАНИЦЕ ВАКУУМ-ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ ИЗОЛЯТОР	47
Д.В. Чурочкин, С.В. Чурочкина, А.Н. Кузнецова	ОДНОМЕРНЫЙ ФОТОННЫЙ ВРЕМЕННОЙ КРИСТАЛЛ – ЗАКОН ДИСПЕРСИИ	53
ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ		
Г.Н. Тен	ЭЛЕКТРОННЫЕ СПЕКТРЫ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПРОВОДОВ–НАНОЛЕНТ ТИПА «ЗИГЗАГ» И «КРЕСЛО»	58
Г.Н. Тен	МОДЕЛЬНЫЙ РАСЧЁТ ЭЛЕКТРОННОГО СПЕКТРА ПОЛИЭТИЛЕНА	61
ДИСКУССИЯ		
И. А. Ермолаев	ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ БЛОКА ТОРМОЗНЫХ РЕЗИСТОРОВ	64
М.А. Старшов	ПРОДОЛЖЕНИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА РЕЗИСТОРОВ	66
Д.В. Чурочкин, С.В. Чурочкина, Е.С. Сиротина	МЕТОДИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ЭФФЕКТА МОУЛДА	67
IN MEMORIAM		
М.А. Старшов	ЮБИЛЕЙ УЧИТЕЛЯ И ДРУГА. 100 ЛЕТ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ Н.К. СИДОРОВА	70
М.А. Старшов	КОНСТАНТИН АЛЕКСАНДРОВИЧ ЛЕОНТЬЕВ: У ИСТОКОВ ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ В САРАТОВЕ	72
М.А. Старшов	СТОЛЕТИЕ ВЕЛИКОГО УЧЁНОГО И ГРАЖДАНИНА А.Д. САХАРОВА	74
М.А. Старшов	НАША НИНА	76
В.А.Гершгорен	ПАМЯТИ И.Ю.КЛУГМАНА	78
СПИСОК АВТОРОВ		
СОДЕРЖАНИЕ		
CONTENTS		
В КОНЦЕ НОМЕРА. ИЗ КОЛЛЕКЦИИ М.А. СТАРШОВА		

CONTENTS

V.M. Anikin	GAGARIN'S FLIGHT AS A SYMBOL OF VICTORY AND HOPE	3
	EDUCATION	
V.M. Anikin, S.V. Churochkina	PROFESSIONAL COMPETENCES OF EDUCATIONAL PROGRAM 03.03.02 "PHYSICS", FOCUSED ON PROFESSIONAL STANDARDS	8
M.A. Starshov	THE IMPORTANCE OF PHYSICS IN THE EDUCATION OF A STUDENT'S PERSONALITY	12
M.A. Starshov	THE TRAJECTORY OF A SINGLE PHYSICAL PROBLEM	14
A.S. Shapovalov, S.A. Shapovalov, A.S. Shapovalov Jr	ESTIMATED RATIO FOR THE POWER OF THE CLASSICAL COMPONENT OF SHOT NOISE	16
A.S. Shapovalov, S.A. Shapovalov, A.S. Shapovalov Jr	THE ESTIMATED RATIO FOR THE POWER OF THE ANOMALOUS COMPONENT OF SHOT NOISE OF AN INHOMOGENEOUS POTENTIAL BARRIER	18
A.S. Shapovalov, S.A. Shapovalov, A.S. Shapovalov Jr	METHODOLOGICAL TECHNIQUE FOR SIMPLIFYING THE CALCULATION OF THE MAXIMUM LEVEL OF ANOMALOUS SHOT NOISE OF AN INHOMOGENEOUS POTENTIAL BARRIER	20
I.A. Shapovalova	DISTANCE METHOD OF TEACHING ENGLISH	22
	ELECTROMAGNETISM	
A.S. Shapovalov, V.V. Mashnikov, M.G. Inkin, A.S. Shapovalov Jr	LINEAR MODEL OF THE INHOMOGENEOUS POTENTIAL BARRIER AND CALCULATED EXPRESSIONS FOR ANOMALOUS SHOT NOISE LEVEL	24
A.S. Shapovalov, V.V. Mashnikov, M.G. Inkin, A.S. Shapovalov Jr	EFFECT OF ANOMALOUS SHOT NOISE SUPPRESSION LINEAR MODEL OF THE INHOMOGENEOUS POTENTIAL BARRIER	28
	THEORETICAL PHYSICS	
D.V. Churochkin, S.V. Churochkina, V.A. Kulemina	BOSE-MARLETTO-VEDRAL EFFECT	35
D.V. Churochkin, S.V. Churochkina, A. S. Evanchyk	ON THE PROBLEM OF ENERGY CIRCULATION IN A MAGNETOELECTRIC MEDIUM	39
N.E. Nyun'co, K.V. Sankov	SOME TWO-DIMENSIONAL PROBLEMS OF QUANTUM MECHANICS FOR AREAS WITH CONSTANT POTENTIAL LIMITED PARALLEL INFINITE WALLS	45
D.V. Churochkin, S.V. Churochkina, V.K. Chebukhanova	TO THE CALCULATION OF THE ENERGY LEVELS OF HYDROGEN PLACED AT A VACUUM-TOPOLOGICAL INSULATOR INTERFACE	47
D.V. Churochkin, S.V. Churochkina, A.N. Kuznetsova	1D PHOTONIC TIME CRYSTAL - DISPERSION LAW	53
	OPTICS AND SPETROSCOPY	
G.N. Ten	ELECTRONIC SPECTRA OF MOLECULAR WIRES-NANORIBBONS OF THE "ZIGZAG" AND "CHAIR" TYPES	58
Г.Н. ТеН	MODEL CALCULATION OF THE ELECTRONIC SPECTRUM OF POLYETHYLENE	61
	DISCUSSION	
I.A. Ermolaev	THERMAL MODE OF A BRAKE RESISTOR UNIT	64
M.A. Starshov	CONTINUATION OF THE STUDY OF THE THERMAL REGIME OF RESISTORS	66
D.V. Churochkin, S.V. Churochkina, E.S. Sirotna	METHODOLOGICAL ASPECTS OF THE MOULD EFFECT	67
	IN MEMORIAM	
	AN ANNIVERSARY OF A TEACHER AND A FRIEND. 100 YEARS SINCE THE BIRTH OF N. K. SIDOROV	70
	KONSTANTIN ALEXANDROVICH LEONTIEV: AT THE ORIGINS OF TEACHING PHYSICS IN SARATOV	72
	THE CENTENARY OF A.D. SAKHAROV, A GREAT SCIENTIST AND CITIZEN	74
	N.G. PEN'KEVICH (1936 –2021)	76
	TO THE MEMORY OF I.JU.KLUGMAN	78
	LIST OF THE AUTHORS	79
	CONTENTS IN RUSSIAN	80
	CONTENTS	81

Научное издание

ВОПРОСЫ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

Межвузовский научный сборник

Выпуск 28

Группа подготовки номера и компьютерная верстка:

М.А. Старшов, А.М. Старшов

Изд.лиц. ЛР № 020305 от 19.02.1997.
Формат 60 × 84 1/8. Бумага офсетная.
Усл.печ.л. 16,27(17,5). Уч.-изд.л.16,4.

Подписано в печать 15.09.2021.
Гарнитура Times. Печать офсетная.
Тираж 450 экз. Заказ

Издательство Саратовского университета. 410012, Саратов, ул. Астраханская, 83.
Отпечатано с оригинал-макета в издательстве «Саратовский источник»