

О.Н. Маслов, А.В. Рябушкин

СЕРГЕЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ
ЩЕЛКУНОВ
ВОЗВРАЩЕНИЕ В РОССИЮ



1921

О.Н. Маслов, А.В. Рябушкин

СЕРГЕЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ
ЩЕЛКУНОВ

ВОЗВРАЩЕНИЕ В РОССИЮ

МАТЕРИАЛЫ БИОГРАФИИ,
НАУЧНЫЕ СТАТЬИ

Самара, 2013

УДК 929+621(371+372+391/396)

ББК 32.845г(3)

М31

Рецензент:

Заслуженный деятель науки РФ, д.т.н., профессор В.А. Андреев

Маслов О.Н., Рябушкин А.В.

М31 Сергей Александрович Щелкунов – возвращение
в Россию. Материалы биографии, научные статьи : – Самара:
Издательство ПГУТИ, 2013. – 152 с.: Табл. 2. Ил. 45.

ISBN 978-5-904029-34-0

Научное издание

Первой частью книги является биографический очерк, посвященный жизни и научно-техническим достижениям всемирно известного специалиста в области прикладной электродинамики и антенно-фидерных устройств С.А. Щелкунова. Вторую часть составляют переводы трех его статей: посвященных истории применения теории Максвелла в информационном инжиниринге XX века, основам моделирования неоднородных поверхностных волн и принципам преподавания электродинамики в технических университетах и колледжах.

Книга ориентирована на инженерных работников, студентов и аспирантов вузов инфокоммуникационного профиля, а также всех специалистов, интересующихся историей развития современной радиотехники.

Maslov O.N., Ryabushkin A.V.

Sergei Alexander Schelkunoff - Comeback to Russia. Materials biography, research papers. – Samara: Publishing house PSUTI, 2013. - 152 p. Povolzhskiy State University of Telecommunication and Information, Samara, Russia.
E-mail: redikt@psati.ru

The first part of the book is a biographical essay on life, scientific and science & research achievements of Sergei Schelkunoff, a world-known expert in the field of applied electrodynamics antenna-feeder equipment. The second part of the book consists of translations of three of his articles: on the history of the Maxwell's theory application in information engineering in the twentieth century; on the basics of inhomogeneous surface waves' modeling and on the principles of teaching electrodynamics in technical universities and colleges.

This book is introduced for engineering specialists, undergraduate and graduate infocommunications students, and all professionals interested in the history of modern electronic technology.

УДК 929+621(371+372+391/396)

ББК 32.845г(3)

ISBN 978-5-904029-34-0

© Маслов О.Н., Рябушкин А.В.,
2013

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемая вниманию читателя книга состоит из двух частей. Первой частью является краткий биографический очерк, посвященный жизненному пути и творческим научно-техническим достижениям Сергея Александровича Щелкунова, благодаря которым он вошёл в элиту знаменитых представителей мира современной радиотехники. Содержание очерка, построенного на личных мемуарах его героя, помогает понять, почему столь известного за рубежом человека долгое время почти не замечали на его родине – в России, и в городе где он родился – Самаре. Хотя всю свою жизнь, в многочисленных научных публикациях, да и везде, где требовалось привести автобиографические сведения, он не забывал указать место рождения: «Россия, город Самара (в настоящее время Куйбышев)». Помимо Самары, материалы очерка авторы собирали в Оренбурге, Москве и Одессе, но главную и наиболее интересную их часть, несомненно, составили архивные документы, присланные из США – страны, которая в начале XX века стала второй родиной Щелкунова.

Вторую часть книги составляют переводы трёх статей С.А. Щелкунова, написанных им по разному поводу и в разное время. Это открытые публикации, электронные копии которых в настоящее время общедоступны. Авторы выбрали именно эти статьи, стараясь показать, что идеи Сергея Александровича и в области науки, и в сфере образования, не утратили сегодня теоретической важности и практического значения. Для издания научно-популярной направленности, которым является настоящая книга, работы, посвященные «истории

покорения» теорией Максвелла необъятных пространств информационного инжиниринга XX века; основам моделирования неоднородных поверхностных волн и, конечно же, принципам преподавания электродинамики студентам младших курсов, представляются наиболее ценными. Свою роль здесь сыграли также ясность изложения и простота приводимых аналитических соотношений. Следует отметить, что работу по редактированию переводов, выполненных аспирантами и магистрами телекоммуникаций, а не профессиональными переводчиками, нельзя считать ни совершенной, ни окончательно завершенной.

Тем не менее, авторы считают своим приятным долгом поблагодарить В.А. Рябушкину и Т.А. Щербакову за ответственность и энтузиазм, с которым они отнеслись к работе над первичными текстами. Они признательны доктору филологических наук, профессору В.Е. Абрамову, а также другим коллегам – преподавателям и сотрудникам Поволжского государственного университета телекоммуникаций и информатики (г. Самара), за полученные консультации. И, конечно же, благодарны корпорации СМАРТС и ее президенту, одному из пионеров развития сотовой связи в России, кандидату технических наук Г.В. Кирюшину за действенную поддержку данного издательского проекта.

Надеемся, что книга будет замечена как земляками-самарцами, которые откроют для себя еще одно славное имя уроженца наших мест, так и всеми российскими специалистами в области современных инфокоммуникационных технологий – которые при необходимости могут узнать более подробно о творческом наследии С.А. Щелкунова по приводимым спискам его научных работ, хранящихся в библиотеках всего мира, часть которых размещена в сети Internet. Авторы будут признательны за любые уточнения, замечания и пожелания читателей, относящиеся к содержанию и форме настоящего издания.

Маслов О.Н.,
д.т.н., профессор,
maslov@psati.ru

Рябушкин А.В.,
ryabushkin@psati.ru

ЧАСТЬ I

МАТЕРИАЛЫ БИОГРАФИИ

● Один из самых ярких представителей инженерной мысли XX века в области прикладной электродинамики и антенн Сергей Александрович Щелкунов родился 27 января 1897 года в г. Самаре. В Центральном государственном архиве Самарской области сохранилась метрическая книга Ильинской церкви*¹ с записью об этом событии (везде далее упоминаемые в тексте фотоиллюстрации см. на вкладке), согласно которой отец будущего учёного Александр Александрович был надсмотрщиком Самарской почтово-телеграфной конторы, мать звали Евдокией Леонтьевной. Через три месяца семья переехала на маленькую железнодорожную станцию в степи, где поезда останавливались для дозаправки в пути, и жила в основном подсобным хозяйством: содержала лошадей, коров, свиней и домашнюю птицу.

Имя Щелкунова, как теперь говорят, широко известно в узких кругах – индекс цитируемости его работ до сих пор является одним из самых высоких в мире для области знаний, не связанной ни с космонавтикой, ни с ядерной физикой, ни с генетикой или экономикой. Его творческое наследие состоит из полутора десятков патентов на изобретения, пяти книг и полусотни публикаций в специализированных изданиях – и, тем не менее, для большинства коллег он остаётся личностью легендарной, недостаток информации о нём сочетается с репутацией учёного, прославившего на весь мир не только США, но и Россию, наш город Самару – потому что во всех вариантах автобиографии он неизменно указывал, что «родился в Самаре, которую в настоящее время называют Куйбышевом...»

Когда Серёже пришлось время идти в школу, Щелкуновы переехали в Оренбург. Мальчик учился отлично по всем предметам, кроме арифметики и алгебры – где лишь доброта учителя спасала его от неуспеваемости. Впоследствии Сергей Александрович вспоминал: «В школе было такое правило: если ученик не сдавал какой либо предмет, ему приходилось оставаться в этом классе на второй год. А если он не сдавал его и во второй год, то его исключали из школы. Чтобы избежать этого, учителя ставили за год проходной балл «с оговорками». Но в моём случае учитель математики грустно качал головой и говорил: «с оговорками, оговорками, большими оговорками»...»

Однажды в школе произошла трагедия: бывший студент выстрелил в этого учителя и вскользь поранил ему плечо. Учитель, одновременно директор школы, был переведён на другую должность – а вместо него пришёл новый директор, который также был математиком. Он обнаружил, что способный ребёнок плохо учится по его предметам из-за того, что ему просто неинтересны школьные учебники. Тогда он дал Серёже почитать труды, написанные великими учеными по высшей математике и неевклидовой геометрии. «Он разжёл моё воображение. Меня всё это заинтересовало. Математика стала моей первой настоящей страстью. В то время мне было тринадцать лет. Вскоре я стал успешным репетитором по математике. В те дни образовательные стандарты были высокими, и домашние задания отнимали столько времени, что его не хватало на отдых. Поэтому родители богатых детей готовы были хорошо платить за помощь в их обучении. Я брал пять золотых рублей (2,5 золотых доллара) в час и зарабатывал даже больше, чем много лет спустя».

Закончив школу, Сергей Щелкунов «поступил в политехнический институт в Москве, где большую часть времени проводил в качестве волонтера на военном заводе»^{*3}. Личное дело студента Щелкунова С.А. в фонде Императорского Московского университета^{*2} позволяет уточнить приведённые по памяти даты и восстановить цепь дальнейших событий. Опись документов, представленных при поступлении в университет, составленная 31.10.1916 г., содержит прошение на имя Министра народного просвещения от 16. 07. 1916 г. о разрешении поступить в университет; метрическое свидетельство, свидетельство об обучении в период с 07.08.1912 по 05.06.1914 г., аттестат об окончании Оренбургского реального училища и его рукописную копию; паспортную книжку, выданную в Оренбурге и свидетельство о приписке к Казанскому городскому призывному участку, датированные 1915 годом; письмо из департамента народного просвещения о разрешении поступать в университет; записку с просьбой принять на математическое отделение физико-математического факультета и фотографию, сделанную в салоне Фишмана М.Б.; справку о состоянии здоровья и прошение на имя ректора об отпуске от 09.11.1916 г.

Имеются в деле также свидетельство о сдаче экзамена по латинскому языку от 18.05.1916 г.; повторное прошение на имя ректора

о поступлении в университет от 20. 10. 1916 г.; копия свидетельства о том, что документы Щелкунова С.А. хранятся в Московском техническом училище; письмо из 2-ой Одесской школы прапорщиков от 25.03.1917 г. и записка от 15.04.1917 г. об увольнении из университета. Как следует из паспортной книжки, к моменту её выдачи отец Сергея Александр Александрович умер, поэтому в графе «звание» значится: сын вдовы Казанского мещанина.

Прошение на имя Министра народного просвещения проясняет ситуацию с поступлением в вуз: «Ещё будучи реалистом, я очень заинтересовался математикой и к настоящему времени познакомился с нею в довольно значительной степени (в объеме трёх курсов физико-математического факультета). В прошлом году я ещё не имел свидетельства в знании латинского языка и поступить в университет, следовательно, не мог, поэтому я поступил в Императорское Техническое училище, чтобы не терять года и продолжать свои занятия математикой, пользуясь училищной библиотекой. В нынешнем году я хочу перейти в университет. Так как я окончил среднее учебное заведение в Оренбурге, то я имею право поступить только в Пермское отделение Петроградского университета. Но там я не найду обширной библиотеки, которая необходима мне для дальнейшей работы».

Повторное прошение на имя ректора свидетельствует о бюрократической волоките, сопровождавшей этот процесс: «11-го сентября я был на приёме у Вашего превосходительства, изложил причины своего желания перейти в университет на математическое отделение физико-математического факультета, и получил от Вашего превосходительства разрешение на поступление.

Затем я хотел взять документы из Императорского технического училища, чтобы переправить их в университет. Ещё 11 июля я был на медицинском осмотре в Оренбургском воинском присутствии и получил отпуск на 3 месяца; соответствующего документа из присутствия мне не выдали, сказав, что его вышлют мне из Казанского воинского присутствия (из которого я получил некогда свидетельство о приписке). Но этого документа я так и не получил, а без предъявления его Техническое училище отказалось выдать мои документы. Я посылал телеграммы в воинское присутствие, но не получил никакого ответа. Теперь же, когда я 15 октября вновь был

на медицинском осмотре и вновь освобождён, я возобновляю ходатайство перед Вашим превосходительством о зачислении меня в число студентов математического отделения физико-математического факультета...»

Завершилась эта эпопея упомянутой справкой от 15.04.1917 г. о том, что «Щелкунов Сергей Александрович состоял в числе студентов Императорского (зачеркнуто) Московского университета на математическом отделении физико-математического факультета в течение осеннего полугодия 1916 года, как не записавшийся на лекции в том же полугодии из университета был уволен.

● В преклонном возрасте Сергей Александрович вспоминал: «В начале 1917 года я поступил в военную школу в Одессе на Чёрном море. Вскоре после этого царь Николай II отрёкся от престола, и началась революция. Позже в этом году меня направили в полк в Западной Сибири в качестве младшего офицера. Ленин добился успеха со своим лозунгом «Хлеба и Мира», призывавшим солдат возвращаться домой. Русская армия распадалась. Я покинул полк и отправился во Владивосток, порт на Тихом океане. С тех пор я много раз пересекал Сибирь. Я стал беззаботным, беспечным странником, самодостаточным и уверенным в своих силах. В 1920 году я приехал в Харбин, Манчжурия, куда стекалось множество бывших студентов, которые также были младшими офицерами в армии. В 1921 году здесь начали собираться группы для эмиграции в Соединённые Штаты»^{*3}.

Можно представить, что чувствовал двадцатилетний юноша, волею обстоятельств ввергнутый в хаос братоубийственного конфликта – вне дома, без семьи и какой-либо поддержки, многократно пересекая полыхающую Сибирь. В начале 20-х годов обстановка в стране стабилизировалась: усилиями красных командиров Михаила Фрунзе в Крыму и Василия Блюхера в Сибири с Белым движением было покончено. Для Щелкунова это означало крушение первоначальных планов, но не смену жизненных ориентиров. Совсем недавно он настойчиво просил Министра народного просвещения разрешить ему поступить в Московский университет, где объём библиотечного фонда в наибольшей мере, по сравнению с другими вузами, соответство-

вал его запросам в отношении глубины изучения математики, и вот он в Харбине, заполненном остатками белогвардейского воинства, ищет новые пути достижения прежней цели. Отец у него умер ещё до войны, о матери и других родственниках нам ничего неизвестно – но, по-видимому, о возвращении к ним в Казань, как и в Москву, речи быть не могло. Сегодня мы понимаем, что для несостоявшегося студента-математика и младшего белого офицера – пусть даже с несомненными творческими способностями – риск быть вовлечённым в какую-либо подлинную или мнимую контрреволюционную историю с разоблачением и расстрелом действительно был велик. Не хуже нас понимали это и русские люди, отказавшиеся от борьбы с победившим режимом и группировавшиеся для отъезда в США.

● В рукописных мемуарах^{*3} С.А. Щелкунова, любезно предоставленных авторам Администрацией Mount Holyoke College^{*4}, Саут Хадли, штат Массачусетс, можно прочесть следующее: «Я присоединился к одной из таких групп. Моей единственной целью было выучить английский язык. Я уже свободно говорил по-французски и немного по-немецки. Я хотел путешествовать, и особенно посетить Индию – так что английский язык был мне необходим. В школе я пытался учить английский самостоятельно, купил учебник, взглянул на первую страницу и закрыл его со словами: «Я никогда не смогу выучить этот язык!» В английском языке я не видел абсолютно никакой связи между написанием и произношением. Был только единственный способ выучить его – жить среди англоговорящих людей. В конце сентября я добрался до Сиэтла. Для въезда в страну мне требовалось 50 \$, а у меня было только 25 \$, поэтому я занял ещё 25 \$, въехал в страну, а затем вернул их». Таким образом, за 50 \$ Россия навсегда потеряла, а США выгодно приобрели талант, которому впоследствии суждено было оставить заметный след в сфере американского наукоёмкого бизнеса – наряду с такими его «русскими звёздами», как пионер телевидения В.К. Зворыкин и авиационный магнат И.И. Сикорский.

«Для того чтобы быстрее выучить английский, нужно было отделиться от русскоговорящих людей. Секретарь Молодёжной христианской организации^{*5} YMCA в Сиэтле предложил мне поехать

в Паллмен (Pullman), Вашингтон, где находился колледж этого штата (впоследствии университет штата Вашингтон – прим. авторов). Он дал мне письма к доктору Хоулэнду (Holland), президенту колледжа, и к доктору Спаулдингу (Spaulding), его отцу и пресвитерианскому министру. Три дня спустя я был уже в пути. Наутро после прибытия я пришёл к президенту Хоулэнду и приветствовал его: «How do you do». Он ответил мне и догадался, что это единственное, что я знаю по-английски. Тогда он заговорил по-французски и мы прекрасно поняли друг друга. Я остановился в комнате при YMCA и жил там вместе с недавно прибывшим из Британской Колумбии молодым человеком. Там было четыре русских студента, которые приехали раньше меня, но мы договорились не видеться, пока я не выучу английский».

...В сентябре 1921 года, в возрасте 24 лет, когда большинство нынешних студентов уже получают дипломы о высшем образовании, Щелкунов приступил к изучению университетского курса математики на незнакомом английском языке. «Математические символы универсальны. Я смотрел, что профессор пишет на доске, и слушал, что он говорит. Это было начало. Я был окружён англоговорящими людьми, и запоминал слова, как это делают дети. Когда я оставался один, я повторял слова, которые выучил, чтобы отучить себя думать по-русски. Я начал читать книгу Томаса Гарди «The Return of the Native». После первого прочтения я не понял ничего, во второй раз уловил основной смысл, в третий раз понял всю книгу. Кроме того, я быстро записывал слова по нескольку раз. Таким образом, моя правая рука механически запоминала написание слов. Через несколько недель после приезда мне уже снились сны на английском языке. К концу января я еще более усовершенствовал свой английский и записался на программу в колледже, взяв 22 кредита вместо стандартных 16».

Впоследствии Щелкунов узнал, что не стал первооткрывателем в данной области. «Не было ничего необычного в той скорости, с которой я выучил английский язык. В середине 20-х годов я прочитал книгу «British Agent» Брюса Локкарта, шотландца, который был неофициальным наблюдателем в России во время революции. Он выучил русский язык за три месяца, используя тот же метод, что

и я. Я считаю, что взрослые люди могут выучить любой язык так же быстро, если они изолируются от людей, говорящих на их родном языке».

● Во втором семестре 1922 года русский студент выполнил все требования для получения степени бакалавра, кроме условия проживания на территории США в течение года. Поэтому он остался в колледже ещё на один учебный год и весной 1923 года получил одновременно степени бакалавра и магистра искусств со специализацией в математике, а также был избран в почётное общество Phi kappa Phi лучших выпускников университетов.

«Среди учебных дисциплин, на которые я записался, был радиоинженерный курс. Декан колледжа Карпентер, преподававший этот курс, заинтересовался мной и в начале года спросил, ищу ли я работу. Он подумал, что меня может заинтересовать работа в отделе исследований и развития Западной Электрической Компании (Western Electric Company) в Нью-Йорке. В 1925 году она стала называться Телефонная Лаборатория Белла*⁶ (далее BTL). Одновременно декан, видимо, написал в компанию, потому что вскоре я получил от них предложение о работе и оплате моих расходов по переезду в Нью-Йорк. Я согласился. Однако почти одновременно я получил предложение от Sikorsky Aircraft Corporation купить акции по 10 \$ за штуку. У меня было 50 \$, чего не хватало для оплаты проезда в Нью-Йорк: 126 \$ плюс стоимость питания, поэтому я купил 4 акции, и это оказалось одним из лучших вложений, которые я когда-либо делал...

После окончания учебы однокашник, у которого был мотоцикл с коляской, отвез меня и еще одного студента в Сиэтл. Это стоило мне 5 \$. В Сиэтле я узнал, что на следующий день я могу поехать на молодёжную конференцию YMCA на неделю за 15 \$. Я поехал. Наутро после возвращения я пошел к сухим докам, чтобы присоединиться к сотням людей, ждущим спуска корабля. Эти люди были наняты, чтобы отскребать морскую траву от корпуса корабля и красить его днище. Работу необходимо было сделать быстро. За нее платили 3,5 \$ – большая сумма по тем временам. Работа заняла всего 3 или 4 часа. Остаток дня я провел на причале в поисках работы на грузовом корабле, отправляющемся в Нью-Йорк (надо было ждать освобождения

дения рабочего места, когда кто-то сойдет с корабля). Через неделю у меня было место смазчика на грузовом корабле, идущем в Новый Орлеан. Плавание заняло 5 недель. Мой заработок составил 55 \$. В Новом Орлеане я купил билет на пассажирский корабль в Нью-Йорк. Я заплатил 48 \$, и в итоге у меня осталось 7 \$ для осмотра города в те три дня, которые оставались до отплытия корабля.

Мы прибыли в гавань Нью-Йорка на рассвете. Это было прекрасное утро, панорама города выглядела потрясающе. В 8 часов мы причалили к 49 пирсу. Я сошел с корабля и узнал адрес Западной Электрической Компании. Оказалось, что она находится прямо через улицу. Я с чемоданом пересёк улицу и ждал до 9 часов. В отделе персонала меня внесли в платежную ведомость и осведомились, есть ли у меня, где жить. Мой ответ был «нет», и мне дали три дня, чтобы обустроиться. На вопрос: есть ли у меня деньги, ответ также был «нет». Меня отвели к кассиру и возместили стоимость железнодорожного проезда и другие расходы. Я снова был «богат».

В следующем 1924 году я начал посещать курсы для получения докторской степени по математике в Колумбийском университете. Когда летом Международный дом (International House) университета открыл свои двери для студентов, я переехал туда».

● Этому Международному дому – по-видимому, обычному университетскому общежитию – суждено было сыграть особую роль в судьбе вчерашнего выходца из России, а ныне перспективного молодого специалиста. Поскольку именно здесь состоялась встреча, которую Щелкунов считал главным событием своей долгой и замечательной во многих отношениях жизни. Мемуары, труды и другие публикации больших учёных обычно дают представление в основном об их научной и общественной деятельности, нежели о подробностях личной жизни – тогда как даже заголовок воспоминаний Сергея Александровича «A Rare, Extraordinary Girl and Maverick»^{*3}. свидетельствует о противоположном. Аккуратно переписанный от руки полупечатными буквами многостраничный текст – это своего рода роман в письмах, которые адресовала ему Джин Кеннеди, – та самая, которую он именовал «редкой, экстраординарной девушкой», с краткими комментариями получателя по поводу каждого из этих

писем. На наш взгляд, сегодня основной интерес для исследователей представляют именно данные комментарии, поскольку они не только существенно дополняют «послужной список» и перечень научных заслуг Щелкунова, но и дают представление о его человеческих качествах и отношении к жизни.

«В 1923-24 г.г. мы с Джин жили на расстоянии половины квартала друг от друга, на 122-ой Вест-Стрит, около Колумбийского университета. Мы завтракали в одном и том же кафе на Амстердам-Авеню, но в разное время, с часовым промежутком, поскольку я был ранней птичкой, а она поздней... 14-ого ноября 1924 г. у жителей Международного дома был первый совместный торжественный ужин – впоследствии это стало традицией. Мы сидели за длинными столами. Возможно, что сама Судьба на том первом ужине разместила Джин по левую сторону рядом со мной. Потому что наши встречи начались сразу после него – а записи в дневнике Джин показывают, что в конце января эти встречи были уже очень частыми. Я рассказал ей о своих приключениях в Сибири, пребывании в Харбине, Маньчжурии, а она мне – о поездке в Китай и посещении Харбина спустя шесть месяцев после того, как я уехал оттуда. Мы обнаружили общих знакомых: двух девушек и молодого человека. Я до сих пор помню два имени: мисс Лоцилова и мистер Лавров, который приглашал её покататься на салазках. У нас было много о чём говорить и в тот первый час, и потом, я был поражён как будто ударом молнии с небес – сразу влюбился и перестал замечать человека, сидящего справа от меня, настолько был поглощён ею.

Мы стали близкими друзьями и увидели друг в друге много хорошего. То время было беспрецедентным по притоку русских эмигрантов, среди которых преобладали бывшие студенты и младшие офицеры, а не только аристократы – как в случае французской эмиграции в Россию после Французской революции.

К востоку от университетского городка, вниз через парк, образовалось целое российское поселение с многочисленными ресторанчиками, где меню были распечатаны на русском языке. Когда мы с Джин возвратились в Нью-Йорк пять лет спустя, все они исчезли: русские рассеялись, растворились в господствующей тенденции американской жизни. Я назвал то время беспрецедентным потому, что никогда в бо-

лее ранние годы русские не оставляли свою страну, чтобы обосноваться где-то в другом месте. Только другие жители России, кроме русских, по большей части поляки и евреи, оставляли страну. Поляки были горды и не могли забыть свою прежнюю славу и мощь, когда Россия была слаба, они негодовали на три раздела Польши Россией, Пруссией и Австрией. Евреи уезжали из-за распространённого антисемитизма.

Мы с Джин часто ужинали и в тех крошечных ресторанчиках, и в более известных российских ресторанах, рассеянных по среднему Манхэттену. Мы наслаждались театром, концертами, операми. Российский водевиль был популярен в те дни, особенно «Летучая мышь» и «Синяя птица». Международный дом размещался у северной части Парка Риверсайда. Университетский городок Колумбии и парк были безопасны всегда. Парк был идеальным местом для наших встреч. Я очень любил её, однажды попытался отчаянно обнять и поцеловать. Однако тогда между нами могла быть только дружба, и Джин убедила меня в этом – хотя большинство девушек на её месте бросили бы меня за борт, чтобы выплыть или утонуть, но она была мягкосердечна и сострадательна, она давала мне столько, сколько могла искренне дать.

В июне 1925 года пришёл час расставанья – она согласилась написать мне и продолжить нашу дружбу на расстоянии. Джин перешла в Брин-Маур (Brun Mawr), где располагалась летняя школа для рабочих женщин в промышленности. Мне удалось ненадолго увидеть её там ещё раз, и мы ещё раз сказали «Прощай» друг другу».

● Джин Гардинер Кеннеди (Jean Gardiner Kennedy) родилась 27 ноября 1901 года в Омахе, штат Небраска. Двойная фамилия досталась ей от двух шотландских семей, которые приехали в США в XIX веке. Воспитанная в консервативной атмосфере провинциального Среднего Запада, Джин поступила в женский Mount Holyoke College, где проявила себя в качестве активного члена YMCA – на младших курсах была секретарем-казначеем Клуба международных отношений, на четвёртом году обучения – его президентом. В 1922 году Национальным YMCA была избрана в состав делегации из четырех представительниц женских колледжей США на Конференцию христианской Студенческой Федерации в Пекине. После конференции провела несколько месяцев в качестве члена Между-

народной депутации, посещала университеты в Маньчжурии, где выступала перед китайскими студентами.

В номере «Нью-Йорк Таймс» от 14 мая 1922 года помещён снимок с подписью: «Мисс Джин Кеннеди, юниор Маунт-Холио-Колледжа, избранная делегатом от 21 женского колледжа США, чтобы представить их на Мировой христианской Студенческой Конференции в Пекине, Китай». На той же странице – фотография шведской королевской семьи, король Густав V и королева Виктория с двумя сыновьями и шестью внуками. Рядом король Италии Виктор Эмануэль III и другие знаменитости: президенты, генералы, актёры, делегаты Европейской конференции в Генуе. Словом, пишет Сергей Александрович, «она находится в хорошей компании. И даже притом, что половину младшего курса Джин провела вне колледжа, в итоге она получила награду общества Phikappa Phi и двухлетнюю стипендию в нью-йоркскую Школу социальной работы в Колумбийском университете, где специализировалась на связях с общественностью и работе с персоналом». Получив диплом этой школы в 1925 году, а также степень магистра в университете, она уехала из Нью-Йорка в летнюю школу Брин-Маура, будучи вполне зрелой и самостоятельной личностью, достаточно свободной во взглядах и космополитичной. У неё были поклонники из числа давних друзей, предлагавшие ей руку и сердце. С одним из них она была помолвлена.

«Летом 1976 года, когда я и Джин готовились к переезду в Медоу-Лейк, мы наткнулись на маленький чемодан, который она привезла в Нью-Йорк в 1929 году. Этот чемодан был набит моими письмами к ней, написанными с июня 1925 по июнь 1929 года – за три года до нашего брака и спустя год после него. К этим письмам я добавил её письма ко мне, и Джин предложила взять все эти бумаги с собой. К моему нынешнему огромному сожалению, я отговорил её от этого шага. Я сказал, что мои письма были предназначены только ей одной, и я не хотел бы, чтобы они были прочитаны кем-то ещё. Я полагал, что все эти любовные страсти следует отправить в наш камин. Вышло, к сожалению, по-моему, и большая часть переписки погибла в огне. И лишь недавно я обнаружил, что некоторые из них, относящиеся к тому самому четырехлетнему периоду, чудом уцелели – по-

скольку попали к сотруднице Mount Holyoke College, были зарегистрированы и сохранены отдельно.

Я был вне себя от радости, когда нашёл их – но тем больше горевал об утрате сгоревших. Из её писем я понял, что мои послания к ней не были только свидетельствами горячей любви – они показали мою индивидуальность и сыграли роль в завоевании её сердца. Мне не следовало волноваться, что их прочитает кто-то ещё. Я сожалел только, что эти письма не нашлись до того, как Джин ушла – для нас была бы большим развлечением перечитывать их вдвоём.

Теперь, когда пепел Джин покоится в месте погребения её отца, а я жду своего часа, чтобы присоединиться к ней, всё, что осталось у меня – это воспоминания о ней и её письма. Когда я читаю и перечитываю их, то влюбляюсь в неё снова и снова. Джин была редкостным, экстраординарным человеком – красивым, интеллектуально щедрым, трогательно понимающим и сострадающим. Прелюдия к нашему браку заставляет вспомнить о шекспировских героях, которые ненавидели друг друга прежде, чем влюбиться.

Я очень любил Джин и добивался её руки настойчиво, пылко, с почти раздражающим постоянством – и она, признавая нашу растущую и углубляющуюся дружбу, тем не менее, терпеливо повторяла, что не любит меня, не хочет выходить за меня замуж, и никогда не будет любить меня, никогда не выйдет за меня замуж. И затем вдруг такой поворот – она согласилась. Позже она написала: «Я вышла за тебя не потому, что так захотела, но потому, что не могла больше позволить тебе идти в никуда, не могла быть такой жестокой, чтобы держать тебя в неопределённости». И ещё: «Но один мой опыт, одно моё чувство ты никогда испытаешь. Потому что ты всегда любил свою жену, ты не учился любить её. А я влюбляюсь в своего мужа всё больше и больше, и это очень сладко». В конце жизни она любила меня так же глубоко и полно, как я её.

Смерть Джин повергла меня в оцепенение. Но после того как я нашёл её письма, она как бы ожила и вернулась ко мне. Это был её голос из очень далёкого времени. Этот рассказ для меня – прежде всего прощальный взгляд на наше прошлое. Я делаю копии, которые будут доставлены некоторым её родственникам с тем, чтобы замечательная личность Джин не исчезла в забвении. Возможно, кто-

то из будущих Кеннеди найдёт нечто полезное и важное для себя при прочтении этой истории».

● Жизненный путь Сергея Александровича Щелкунова представляет собой пример верности избранному пути, целеустремлённого служения науке. Он не стремился к административным высотам власти, не был общественным деятелем или крупным бизнесменом, организатором науки. Но трудно указать область технической электродинамики, где его разработки не получили бы высокую оценку как современников, так и последующих поколений специалистов радиосвязи. Также трудно переоценить его вклад в развитие теории и практики преподавания математических основ электродинамики и антенной техники в вузах. И трудно понять, почему столь значимые творческие достижения не получали должной высокой оценки на Родине. Маловероятно, что двадцатилетний «белогвардеец» в чём-то успел провиниться перед Советской властью, вряд ли его последующие научно-технические успехи приносили какой-то ущерб СССР. В то же время только книгу по теории и практике антенн, переведённую на русский язык, да упоминание его имени в первых отечественных учебниках по антенной технике можно отыскать сегодня в библиотеке. Хотя методу электрической цепи или коническим вибраторам, например, посвящены не только главы в учебниках и монографиях, но и многочисленные страницы диссертационных работ. Думается, пришло время восстановить справедливость и отдать должное вкладу нашего замечательного земляка в мировую радиотехническую науку.

В 1925 году Сергей Щелкунов получает место в отделе исследований и развития BTL, штат Нью-Йорк. В 1926 году начинает преподавать математику в колледже штата Вашингтон, в 1928 году получает степень доктора философии (Ph.D.) по математике в Колумбийском университете. Летом 1928 года в Чикаго он женится на Джин Кеннеди.

«Я приехал в Чикаго в середине июня. 4 августа 1928 мы поженились в Часовне Мемориала Хилтона Thorndike. Присутствовали мать Джин и трое наших коллег и друзей, включая соседа по комнате Джессамайна Грэя. После церемонии мы вышли на воздух. Я хорошо помню прогулку посередине широкого бульвара с деревьями по обе

стороны. Каждый раз, когда мы садились на скамью, нас начинали обрызгивать водой. Когда мы вставали и шли дальше, обрызгивание прекращалось, но возобновлялось, как только мы садились. Чтобы избежать этого, приходилось идти дальше и дальше.

Медовый месяц мы провели у залива в Висконсине. Я думаю, что мы были там приблизительно две недели. У нас были еще четыре недели вместе в Чикаго, прежде чем я возвратился к Паллмену, чтобы выполнить мое обязательство перед Государственным колледжем Вашингтона, а она оставалась в Чикаго соблюдать свою приверженность УМСА».

«Когда в 1926 г. доктор Хоулэнд по телеграфу прислал мне предложение, он попросил, чтобы я назвал свою профессорскую зарплату. Мой ответ был: 2500 \$. Он принял моё условие, и это продолжалось примерно восемь месяцев. Когда я преподавал, то был третьим по зарплате в отделе, и это в 29 лет. Меня ценили высоко, но мои перспективы в BTL были значительно лучше.

Размещение в Паллмене было удобным и дешёвым. Я жил в лучших центральных кварталах, в очень хороших условиях: просторная гостиная и небольшая спальня (обе комнаты обставлены мебелью), большой туалет. Арендная плата 25 \$ в месяц. За восемь месяцев я потратил меньше, чем одну треть зарплаты. Покупая Джин подарки на День рождения и Рождество, я не думал об их стоимости. Ничего не накопил, оставшиеся деньги потратил летом на востоке. После брака, однако, я начал экономить. Тем более что в течение двух или трёх месяцев у меня была двойная зарплата: от BTL и ещё от одной компании. Это помогло нам купить мебель.

Джин приехала в Паллмен в январе 1929 г. и была со мной в течение трех или четырех недель. Из Чикаго она спрашивала о погоде – по опыту прошлых зим в 1921-22 г.г. и 1926-28 г.г. я заверил, что всё будет нормально, у нас умеренно холодно. Хотя никто не планировал вечеринки с групповым катанием на коньках на неделю или две вперёд – потому что не было никакого льда. Но когда она уже была в пути, похолодало и начал идти снег. Он шёл день и ночь – к тому времени, когда она приехала, тротуары выглядели коридорами между сугробами высотой в шесть футов. Мне жаль, что у неё не было

возможности погостить подольше. Она увидела бы удивительное и незабываемое явление. День или два после того, как она уехала, начал дуть «чинуки» – теплый сухой ветер. Снег стал исчезать, причём не было никакой воды. Воздух поглотил снег и унёс влажность. Через неделю снега вокруг не было: он исчез прямо на глазах».

«Я не помню точно, сколько BTL предложила мне, за исключением того, что это было солидное предложение: не менее 4500 \$ и, вероятно, даже намного больше. Государственный колледж предложил сначала 2500 \$ и поднял до 2600 \$ на девятимесячный срок. Это было очень хорошо, так как зарплаты в колледже не были высокими. Преподаватель в Паллмене жил с семьей на 1800 \$, адъюнкт-профессор математики перед отставкой получал 3200 \$, начальник отдела, который был также Генеральным Секретарем колледжа – 3600 \$. Но если речь шла о проживании в большом городе, например, в Чикаго, то этого было бы недостаточно. В научных лабораториях Нью-Йорка, чтобы жениться, «волшебным числом» считалось 3600 \$, хотя многие женились, достигнув 50 \$ в неделю с пониманием того, что их жены будут продолжать работать в течение года или около того.

Предложение BTL определило должностной оклад, но не характер работы. Возможный «член технического персонала» был приглашен посетить разные отделы. Это позволило обеим сторонам участвовать в принятии решения. Я не мог знать заранее, какой будет моя работа, но, имея опыт трех лет сотрудничества с BTL, был уверен, что она того стоит. Зарплата была важным фактором при моём выборе, но это не была «жертва» с моей стороны. Я всегда принимал быстрые решения и никогда не сожалел о них.

Жизнь показала, что я оказался в правильном месте и в нужное время. Незадолго до моего прибытия в BTL организовали отдел для работы над новым проектом. К тому времени было уже известно, каким образом можно передавать несколько телефонных сообщений по одной и той же двухпроводной линии без взаимных помех. Спектр частот голоса человека надо было переносить в область более высоких, так называемых несущих частот. Самая высокая несущая частота составляла тогда 60 тысяч колебательных циклов в секунду (Герц – прим. авторов). Это гарантировало передачу до десяти

телефонных разговоров по одной паре проводов. Цель исследования состояла в том, чтобы расширить область несущих частот до одного миллиона Герц. Это было связано с проведением большого объема экспериментальных и теоретических работ, так как не было известно, применимы ли технические решения и концепция электрической цепи, используемые при создании прежних телефонных систем, на таких высоких частотах. Когда я вернулся в BTL, у меня был выбор: присоединиться к новому отделу или работать над той же проблемой в отделе математических исследований. Я выбрал последнее. Сфера моих действий скоро значительно расширилась по моей собственной инициативе, так как появилась возможность для научного творчества.

Я начал развивать математическую теорию распространения электромагнитных волн в различных условиях применительно к работе антенн, радаров, волноводов для микроволновых печей и т.д. Я опубликовал многочисленные статьи и пять монографий, некоторые из которых были переведены на русский и японский языки. Институт Радиоинженеров наградил меня премией Мориса Либмана и избрал своим членом, как и Американский Институт Инженеров-электриков. От института Франклина я получил медаль Бэллантайна, Институт Инженеров-электриков и инженеров-электроников также принял меня в свои члены и впоследствии наградил почетным знаком Мемориала Джона Т. Боллджэна. Я был известным во всем мире не только среди инженеров, но также среди физиков и математиков. Припоминается забавный эпизод, который произошёл лет тридцать тому назад. Я зашёл в Технический офис персонала, где проходил собеседование молодой англичанин, принимаемый в BTL. Меня представили ему – он встал, очень смущенный, и пробормотал: «Мы прочитали так много Ваших статей и книг, что думали, что Вы уже умерли»...»

Стремительный взлёт Щелкунова к мировой славе наводит на невесёлые сравнительные мысли. Российскую власть от американской и до Октябрьской революции, и долгие годы после неё отличало хроническое неуважение к науке, непонимание её роли в обществе. Если в США сразу давали зелёный свет и расстилали ковровые дорожки талантливым людям любой национальности и вероиспове-

дания, то в нашей стране их ограничивали чертой оседлости и 101-го километра, изолировали на шарашках, подозревали в контактах с нацистами и самураями. Наиболее ярких учёных назначали начальниками, группировали в академии, выбирали в общественные органы – фактически не давая заниматься своим единственно важным и нужным делом, подчиняя системе государственной власти. Одной из причин тому, возможно, является критическое отношение интеллигенции к деятельности отечественных реформаторов: от Столыпина и создателей колхозов до демократов новой волны, тем более что за словом в карман эти книжные умники не лезли. «Царь испугался, издал манифест: мёртвым свободу, живых под арест...» Инерция многолетнего недоверия к науке так велика, что даже в эпоху рыночных отношений учёным то и дело предлагают зарабатывать на хлеб самостоятельно, а не сидеть на шее у налогоплательщика – что фактически сводит на нет все инновационные замыслы и нанотехнологические проекты нашего государства.

...Джин тоже делала успехи в качестве администратора и поднималась по карьерной лестнице. «За двадцать восемь лет она достигла должности Руководителя Окружного Центра Занятости штата Нью-Йорк, что было одним из самых высоких мест, не связанных с политикой».

● С 1929 доктор философии Щелкунов в составе технического персонала BTL работает в отделе математических исследований, занимаясь развитием теории распространения электромагнитных волн в атмосфере, коаксиальных линиях передачи и микроволноводах. Он также является консультантом членов технического персонала в других отделах, особенно часто – в отделе радиоисследований.

В решении Института Франклина, штат Пенсильвания, о присуждении С.А. Щелкунову в 1949 году медали Стюарта Бэллантайна^{*7} за работы, связанные с использованием электромагнитных волн для коммуникаций, говорится о том, что награда впервые присуждается не разработчику нового мощного передатчика или особого радиоприемника, а теоретика в области математики, чья выдающаяся работа в области распространения радиоволн внесла вклад в интеллектуальное использование электромагнитных колебаний, в особенности ультравысокой частоты. Его учебные и научные до-

стижения были признаны «еще более значительными с учётом фрагментарного характера предыдущего образования и необходимостью содержать себя во время учебы и изучать английский язык».

В то время техника радиосвязи осваивала диапазоны ОВЧ, УВЧ и СВЧ, если использовать современную терминологию. Сопутствующие этому многочисленные и сложные проблемы требовали системного подхода – с использованием знаний физика, математика и инженера. Щелкунов обладал такими уникальными знаниями, что сделало его исследование ультравысоких частот поистине выдающимся. Он преуспел как в решении чисто теоретических проблем, так и в переводе полученных результатов в практическую плоскость, чтобы ими могли воспользоваться инженеры-практики.

Много лет спустя, в письме доктору Гарольду А. Вэйберу от 11.12.1978 года, Сергей Александрович так характеризует свой вклад в теорию и практику высокочастотных линий передачи: «Я полагаю, что являюсь не только инициатором использования концепции полного сопротивления (импеданса) в теории поля, но и популяризатором системы единиц МКС*⁸. Джордж Кэмпбелл*⁹ также выступал в ее поддержку, но ничего не достиг. Я же не пропагандировал МКС, а постепенно создал условия для ее всеобщего признания, постоянно используя ее в своей работе и в публикациях. Это все произошло благодаря забавному стечению обстоятельств. В 1929 году я вернулся в ВТЛ в качестве математика-исследователя. Незадолго до этого там был создан новый департамент из сорока с лишним инженеров под руководством М.Е. Стриби для работы над новым проектом: передачей телефонных сообщений на несущих частотах в миллион герц. Существующий опыт ограничивался передачей на частоте не более 60 тысяч герц. Я стал консультантом по теоретическим вопросам у этих инженеров.

Моим первым заданием было определить, пригодна ли теория линий передачи, разработанная Лордом Кельвином и основанная на квазистатических концепциях индуктивности, емкостного сопротивления и т.д., для предполагаемой области частот. Мне пришлось подходить к проблеме с точки зрения теории поля, основанной на уравнениях Максвелла. Как чистый математик, я был вынужден изучить теорию цепей и теорию линий передачи, с одной стороны, и теорию поля, с дру-

гой стороны. Пришлось использовать понятия теории цепей: напряжение, ток, индуктивность, емкостное сопротивление. Также пришлось разобраться с понятиями теории поля: напряженность электрического поля, напряженность магнитного поля. Пришлось изучить систему единиц, используемую инженерами на практике, а также выбрать одну из многочисленных систем единиц СГС, используемую физиками. Я слышал, что у Джорджа Кэмпбелла «есть идея-фикс», и что он выступает за еще одну систему – МКС, предложенную ранее Джиорджи. Поначалу я даже не удосужился поискать информацию об этой системе единиц – казалось, что вполне достаточно других систем.

Но, когда я работал с инженерами, всё, что я говорил или писал, должно было быть понятно им. Так что очень скоро напряженность электрического поля E для меня стала определяться как напряжение, деленное на длину, а не сила, деленная на величину заряда. Напряженность магнитного поля H стала измеряться как сила тока, деленная на единицу длины. Отношение E/H стало полным сопротивлением (импедансом), измеряемым, конечно же, в Омах. Естественно стало использовать то, что я называл «последовательной практической системой единиц» – это было просто распространение единиц, используемых в теории цепей и линий передач, на теорию поля. Единицей длины все еще был сантиметр. Неожиданно меня «озарило», что, возможно, Джордж Кэмпбелл выступал за похожую систему единиц. Я просмотрел его служебные записки и обнаружил, что это действительно так – за исключением того, что в МКС единицей длины был метр, а единицей массы – килограмм. Плюсы использования этой системы были очевидны, и я незамедлительно стал пользоваться системой МКС.

Я не помню, какой системой единиц пользовался в моей первой работе: «Электромагнитная теория коаксиальных линий передачи и цилиндрических экранов». Возможно, это все еще была «последовательная практическая система единиц» с сантиметром в качестве единицы длины. Либо это могла быть электромагнитная система, где импеданс поля выражался отношением $E/4\pi H$. Множитель 4π очень беспокоил меня в те ранние годы, поскольку я ещё не знал, как избавиться от него. Но, в любом случае, я уже вводил понятие «радиальный импеданс» поля – например, в связи с цилиндрическими экранами.

...Когда была организована MIT Radiation Laboratory*¹⁰, физики, работавшие с микроволнами и антеннами, стали использовать мои разработки из Лабораторий Белла. Они также воспользовались МКС, что ускорило ее всеобщее признание. 9 декабря 1969 года я получил Мемориальную награду Джона Т. Боллджена*¹¹ в Остине, штат Техас, где представил своего рода историческую работу. Она называлась «Теория Максвелла достигает зрелости» или что-то в этом роде. Работа была опубликована в научном сборнике, возможно, она тебя заинтересует».

● Даже в самом раннем детстве Сергей ощущал себя одиночкой, в чём-то заметно отличающимся от других людей. «Моя мать волновалась за меня и специально приглашала ребят поиграть со мной. В более позднем подростковом возрасте я был одним из «шести друзей» – трёх мальчиков и трёх девочек, имевших обыкновение встречаться по вечерам несколько раз в неделю. Я симпатизировал одной из девочек, имел обыкновение сопровождать домой другую, с которой играл в шахматы. Она была несколькими годами старше других в нашей компании. Но чаще всего я предпочитал одиночество.

Я признаю, что всегда был уверен в себе, возможно, излишне уверен, но не тщеславен. Экзамены никогда не волновали меня. Я помню заключительный устный экзамен в средней школе, где я учился. Директор, он же преподаватель математики, поглядел на мою доску, сказал: «Это неправильно», и перешёл к другому ученику. Я проверил свое решение и объявил «Нет, сэр, я прав».

В другом случае я был в классной комнате с двумя или тремя друзьями. Мы обсуждали, как доказать теорему по тригонометрии. Я махнул рукой: «Это легко». Тогда один из них усомнился и попросил показать это. Я шёл к доске очень медленно и неистово думал всё это время. Но когда я достиг доски, у меня уже было доказательство. Мой друг понимающе улыбнулся мне.

Когда в 1914 году австрийский эрцгерцог Фердинанд был убит в Сараево, Австро-Венгрия объявила войну Сербии, Россия объявила войну Австро-Венгрии, Германия – России, Франция и Великобритания – Германии, пожарище быстро распространилось по всему миру. В 1917 году я тоже восемь месяцев прослужил в военном училище для младших офицеров в Одессе на Чёрном море. Царь Николай II

в это время отказался от власти, его брат Александр предложение короны отклонил, смятение было полным. Российская армия разрушалась. Лозунги Ленина убеждали солдат разойтись по домам, что они и сделали. Меня тоже отпустили на все четыре стороны и охота к перемене мест овладела мной. Я стал Maverick – беспечный странник, бродяга. Я был дружелюбен со всеми, но никогда не формировал прочные узы дружбы. В Америке я тоже катался по стране: жил то в Нью-Йорке, то в штате Вашингтон, то опять приезжал в Нью-Йорк. Мои коллеги из ВТЛ неоднократно познакомили меня с милыми девушками, я встречался с некоторыми из них, но не испытывал желание успокоиться, поселиться в своём доме, создать семью.

После встречи с Джин я тоже мало думал о семье и доме – просто чувствовал, что жизнь без неё не имеет смысла. Сначала она не подозревала, что происходит со мной, а когда догадалась, то попыталась препятствовать этому. Она не сомневалась, что я найду себе более подходящую пару, но потом поняла, как много значит для меня наша дружба, и была слишком сострадательна, чтобы резко закончить её. Но будучи всё более вовлеченной в мои дела, она постепенно поняла, сколько наша дружба значит и для неё самой.

Когда Джин переехала из Омахи в Чикаго, то увидела, что я вполне приемлем для её новых друзей. И всё-таки ей было трудно принять окончательное решение: мы были счастливы, когда периодически видели друг друга, но оставались сомнения относительно постоянной совместной жизни. Наконец, она решила рискнуть – и этот риск полностью оправдался, в браке у нас было больше чем пятьдесят очень счастливых лет. Она была несколько огорчена и разочарована отсутствием детей – но её профессиональная жизнь и свобода давали компенсацию за это. Действительно, что могло произойти, если бы у нас были дети? Эффект был бы не очень большим: я уверен, что она сумела бы объединить заботу о них с продолжением нашего привычного образа жизни, а когда дети стали постарше – нашла бы способ возобновить и свою профессиональную деятельность. Первое появление в Англии и Шотландии пришлось бы отложить, но наша главная поездка в Европу была в 1955 году, а к тому времени дети выросли бы. И с тех пор наши жизни были бы в значительной степени такими же самыми, какими они фактически были».

«В сентябре 1921 года, прибыв в Сиэтл, а затем в Паллмен, штат Вашингтон, я был впечатлен обилием национальных флагов на до-

мах и автомобилях – это полностью отсутствовало в России, где патриотизм считался чем-то само собой разумеющимся, не нуждающимся в публичном показе. У Алексиса де Токвиля, французского аристократа, посетившего Америку в 1831 году, впечатление было то же самое. Тогда я впервые подумал об американце как о молодом и крепком младенце – хотя очень многие здесь были выходцами из разных частей старой Европы, лишь в относительно короткий срок соединившимися вместе. Для подтверждения их единства, которое в других странах создавалось на протяжении сотен и даже тысяч лет, и нужно было всеми возможными способами, настойчиво напоминать каждому жителю США, что теперь он американец – независимо от прошлого наследия и образа жизни.

Я обнаружил, что американцы просто не знают, что отнюдь не каждый человек, живущий в Российской империи, а теперь в Советском Союзе, по национальности русский, что лишь немногим больше половины населения – русские, а грузины, например, были российскими подданными (теперь они советские граждане), но это не русские. Имперская Россия была, как теперь Советский Союз, последним крупным и по настоящему многонациональным государством. Большинство грузин живёт в Georgia, где их предки жили в течение многих столетий. Они говорят на своём собственном языке, имеют собственную неповторимую культуру. Большинство армян живёт в Армении, где жили многие поколения их предков, они также говорят на своём языке и развивают собственную культуру. Большинство евреев живёт в своей «области поселения» – с тех пор как еврейское племя приехало в Центральную Европу в XIII-XIV веках. Многие грузины рассеяны по всей стране, они превосходные рестораторы. Но они остались грузинами и гордятся этим.

Это – тот же способ, которым пользовалась Британская империя. Все её жители были британскими подданными, хотя не все были британцами. Не было никаких проблем интегрирования. В течение последних столетий англичане, шотландцы, французы, итальянцы неоднократно приезжали в Россию – но это были отдельные люди или семьи, они были легко поглощены. Первоначально Россия представляла собой довольно небольшую страну, расположенную на обширной равнине, открытой для вторжений: Чингисхана с Востока,

Тамерлана с Юго-Востока, турок с Юга, Наполеона и немцев с Запада, шведов с Северо-Запада. Единственным способом, которым Россия могла защитить себя от будущих вторжений, было завоевание территорий захватчиков или захват и управление ими для создания «буферных» территорий – таких, как Финляндия, например».

● В воспоминаниях Сергей Александрович неоднократно возвращается к знаменательной дате 30 июня 1926 года, когда он получил телеграмму, предлагающую ему профессорство в Государственном колледже Вашингтона. «Я быстро принял это предложение. Я был уверен, что Джин позволит мне останавливаться в Омахе на моем пути к Паллмену. Она сделала это. С тех пор мы продолжали переписываться, и она позволяла мне навещать её всякий раз, когда была возможность. Я создавал такие возможности. Летом 1927 года я решил работать над докторской диссертацией в университете Висконсина в Мэдисоне, так, чтобы можно было останавливаться в Омахе на пути и туда, и обратно. В декабре 1927 года я остановился в Чикаго на пути назад после докторских экспертиз. Она решила не волноваться обо мне и моём будущем: «Ты можешь заботиться о себе сам и поступать так, как тебе нужно».

Джин была права: её семья и друзья, с одной стороны, и я, с другой стороны, принадлежали совершенно разным сферам и в интеллектуальном, и в социальном отношении. Семья и друзья вели размеренную жизнь с твёрдыми устоями. А я был maverick, бродяга, преданный своей математике и физике, их космополитической и академической атмосфере. Для них я оставался «иностранцем», как говорят на Гавайях: malinini, новым посетителем. Джин чувствовала, что я не буду своим для её семьи и друзей, и в то время она была бесспорно права. Рей Уилсон, молодой человек из Айовы, отлично подошёл бы и к дому с её семьёй, и к её друзьям. Она не любила его, но для неё это был вполне возможный вариант.

Относительно экспериментов с другими девушками, я имел возможность проводить их раз десять после того, как Джин оставила Нью-Йорк. Их ласки радовали и были приятны для меня. Но когда я обнимал Джин, я был счастлив. В этом была разница. Моя любовь к Джин и моя одержимость математикой имели много общего. Когда я искал неуловимое математическое понятие или концепцию, то делал это с огромным душевным усилием и упорством, никогда не от-

ступал, не достигнув цели. Это было ключом к моему потенциалу и творческой новизне. Она, должно быть, почувствовала это.

Среди homo sapiens, на мой взгляд, это скорее редкость и исключение. Во всех группах общества достаточно много мужчин, которые являются только кроликами, заинтересованными в женщине – свидетельство тому самая древняя профессия с её постоянным спросом. Не так давно западногерманская контрразведка нашла советского шпиона, «мадам», управляющую борделем для политических деятелей и дипломатов. Современное общество достаточно лицемерно осуждает проституцию и в то же самое время терпит её. Законы создаются мужчинами и, во всяком случае, продажные услуги доступны тем, кто хочет их.

В романе «Война и мир» князь Андрей Волконский влюбился в графиню Наташу Ростову. Его отец был против брака, но согласился на то, что если Андрей, уезжавший за границу на год, возвратится, и всё ещё не передумает, то он не будет стоять на пути. Наташа хотела выйти замуж сразу, но затем тоже согласилась ждать. Андрей уехал за границу, а несколько месяцев спустя князь Курагин увлёк Наташу, которая была уже готова тайно бежать с ним в Париж. Этому бегству помешали, поскольку Курагин уже был женат. Это сюжет из романа, но ведь романисты не изобретают ситуации, а наблюдают и берут их из жизни.

В своей автобиографии Агата Кристи также говорит о подобном случае. Мужчина, несколько старше чем она, влюбленный в неё, получил двухлетнее назначение за границу. Она была согласна выйти замуж и сопровождать его, но он проявил осторожность, чтобы убедиться, что она действительно хочет провести свою жизнь с ним. Он уговорил ее подождать и ушёл. Когда появился мистер Кристи, они с Агатой полюбили друг друга. Сначала она отказывала ему, но потом они поженились и были счастливы много лет. Хотя потом он влюбился в другую женщину, почувствовал, что не может жить без неё, и дело закончилось разводом.

...Однажды мы с Джин посетили частный зоопарк в Колорадо. Животные там живут в открытых вольерах, и мы были впечатлены нежной парой тигров. Тигры лежали рядом, касаясь друг друга. Его лапа лежала у неё на плече, и каждый раз, поворачиваясь, он облизывал её. Всё это выглядело очень по-человечески.

А летом в Кенте у нас жила пара кардиналов. Когда мы рассыпали семена подсолнечника на дороге, самец-кардинал подлетал, поднимал их

по семечку, шелушил и нёс самочке-кардиналу, чтобы покормить её. Он делал это не менее дюжины раз подряд, прежде чем поесть самому».

● В семейной переписке и воспоминаниях Щелкунова тема его покинутой Родины возникает достаточно часто. Джин сообщает о том, что читает Аксакова, хочет прочесть «Анну Каренину» и «Crime and Punishment», так как «моего знания русской литературы всё ещё печально недостает». Излагает она своё мнение и по поводу более привычного для Америки чтива: «Я всё ещё читаю «От Двуглавого Орла к Красному Флагу»¹². У меня нет времени, чтобы читать, и дело идёт медленно. Я считаю книгу интересной с точки зрения изображения жизни и событий. Но образы коммунистов автор до сих пор представляет себе как некий набросок, и я не думаю, что он способен к пониманию того, кем они были на самом деле. Предполагаю, что ты меня раскритикуешь, конечно, но все большевики для него ужасны – жестокие, чудовищные, жаждущие власти. Lubovin, который более человечен, показан как простофиля-теоретик, не типичный для этой группы. Или вот Распутин – он действительно был таким злодеем, каким изображен?»

Щелкунов комментирует это письмо с мудрым пониманием сути вопроса: «Автору «От Двуглавого Орла к Красному Флагу», конечно, нанесли обиду. Но с обеих сторон были умеренные люди и также были очень жестокие люди. Я знал двух молодых лейтенантов в Белой Армии, которые имели обыкновение наблюдать за действиями расстрельной команды по отношению к подозреваемым коммунистам. Им это нравилось». Напоминает он и о словах Великого Князя Александра, брата Николая II: «Как Великий Князь я ненавижу большевиков, потому что они конфисковали мои поместья. Но как русский я восхищаюсь ими, потому что у них в глубине души есть забота о благосостоянии людей».

Обладая несомненным чувством слова и логикой мысли, Сергей Александрович был азартным полемистом: «конечно, я любил поспорить. Однажды в Международном доме я встретил немецкого студента, который только что приехал из Германии. Мы потеряли массу времени, споря до полуночи, звонили и кричали друг другу dummkopf, ссорились, но расстались друзьями. Мы реагировали на суждения, а не на личности. В Государственном колледже Вашингтона я встретил преподавателя, семья которого отличалась тем же. Но его жена была противоположностью: когда он и его брат начинали спор, ей становилось неудобно и она выходила из комнаты.

В Нью-Йорке у нас был друг Джо, женатый на адвокате. Он тоже любил полемизировать и препираться, но проблема состояла в том, что его жена Уна обычно соглашалась со мной, а не с ним, и это вело к домашним конфликтам. Тогда Уна решила держать нас отдельно друг от друга. Мне было жаль, что она не смогла остаться нейтральной или не взять его сторону, чтобы мы и дальше могли заниматься любимым делом. Однако с возрастом я научился не возражать гостям, да и Джин стала воспринимать наши споры как «обсуждения». Тем более что, безотносительно их тематики, споры шли по отвлеченным вопросам: политическим, научным, социальным – и никогда о чём-либо важном, касающемся нас. Свои вопросы мы решали, глядя глаза в глаза».

«Мы с Джин очень отличались друг от друга по отношению к соседям по комнате. Когда я и один мой очень хороший друг приехали в Москву, мы решили взять общий номер. И в течение недели практически не поддерживали отношений. Потом отделились и вновь стали друзьями. В Паллмене у меня были сосед по комнате, канадский студент УМСА. Мы сидели за столом, разделённым студенческой лампой, и учились. Мы любили свежий воздух и холод зимой, поэтому держали окно открытым. Посетители приходили и быстро уходили. Мы были поглощены занятиями и не обращали внимания друг на друга. Моей следующей соседкой была Джин. С ней я не хотел ни отдельных спален, ни двуспальной кровати. Разлуки днём было достаточно. Остальную часть времени я хотел быть как можно ближе к ней.

После нашего брака я проконсультировался в деканате Паллмена о возможности аспирантуры для неё. Декан сообщил мне, что супругам преподавать в одном колледже было бы противозаконно, и добавил, что «жена своё место должна искать сама». Паллмен в то время был городком примерно на 3000 жителей (помимо 3000 студентов), и по профессии делать ей там было решительно нечего. К тому же она хотела поработать год-другой и заботиться только обо мне, прежде чем подумать о детях. Поэтому, когда поступило предложение от ВТЛ, я принял его без малейшего колебания. Я знал ВТЛ и знал, что хочу быть там снова. Исследовательский отдел был известен своей академической атмосферой, кроме того, рядом были Колумбийский и Нью-Йоркский университеты. Поэтому повторяю, я к своему счастью оказался в правильном месте и в нужное время».

● «В Нью-Йорке я сначала обратился к хозяйке, у которой арендовал квартиру в 1923 году на углу Бродвея и 122-ой Вест-Стрит, прежде чем переехать в Международный дом. Джин присоединилась ко мне в сентябре и мы начали вместе искать апартаменты вблизи Грэмерси-парка, между 19-ой и 22-ой Ист-Стрит, Третьей и Второй авеню. Джин нравились старые комнаты, выходящие окнами на парк, с высокими потолками. Я относился к ним скептически, опасаясь клопов. Наконец мы выбрали квартиру в новом жилом доме на 22-ой Ист-Стрит и Второй авеню. Это было время перед крахом фондовой биржи, период строительного бума на Ист-Сайде и Вест-Сайде, в Гринвич-Виллидж и Старом Челси. Нам доставили заказанную мебель, мы впервые позавтракали вдвоём и поужинали в компании друзей по карточному столу. И так начали нашу совместную жизнь длиной в пятьдесят замечательных лет.

В течение рабочей недели мы жили разными профессиональными интересами. Джин была младшим консультантом по размещению в Нью-Йоркском Государственном департаменте рабочих ресурсов. Моим местом работы была Mathematical Research Group в BTL. Кроме того, я консультировал инженеров в других научно-исследовательских отделах, о чём уже говорил раньше. Вечера и выходные дни мы отдавали простым радостям жизни. Наши вкусы и интересы были одинаковыми. Мы любили книги, фильмы, театр, оперу, балет, симфоническую музыку. Мы любили путешествовать вместе и планировать наши будущие поездки. Мы изучали путеводители, выбирали, куда поехать и куда пойти, в каких отелях и на какое время остановиться. Потом по этим данным туристический агент резервировал отели и авиабилеты, обеспечивал трансфер за границей. Таким образом, мы были то вместе, то порознь, причём она никогда не пыталась избежать моего «почти раздражающего постоянства», которое рядом с ней пропадало само собой.

Летом 1930 года у нас был первый отпуск на Бермудах. Мы приплыли на комфортабельном лайнере линии Furness, обигавшем побережье между Нью-Йорком и Гамильтоном, в июне или июле, когда всю цвели олеандры. Автомобили на островах были запрещены – только конные вагончики и велосипеды, за исключением двух грузовиков, принадлежавших правительству. Мы остановились в не-

большой гостинице с видом на залив, в пятнадцати минутах ходьбы от пляжа «Коралловый берег». Отпуск прошёл замечательно.

В 1931 году мы отдыхали вблизи индейского озера в лагере, которым управляли филладельфийские школьные учителя, квакеры. Это стоило недорого – 27 \$ в неделю на человека, все спали в палатках, разбросанных по лесу. Перед каждой палаткой был установлен «очаг» из бревна, приблизительно три фута в диаметре, жар от которого согревал палатку. Там можно было путешествовать пешком, грести и плавать, везде ходить в одних купальных костюмах, – которые не казались слишком длинными, пока не появились бикини. В 1932-34 г.г. наступил экономический спад, и у нас были дешевые, но тоже очень хорошие отпуска.

После двух лет в Нью-Йорке в сентябре 1931 года мы переехали в пригород Нью-Джерси. Мы подумывали об увеличении семьи, но это не казалось обязательным. Природа – это ведь не ярмарка. Среди наших близких друзей было четыре бездетных пары, но мы знали о семье, где было тринадцать детей и конца им не предвиделось. Ещё через два года мы вернулись в Нью-Йорк и сняли квартиру на 19-ом верхнем этаже в хорошо построенном жилом доме в углу Седьмой авеню и 16-ой Вест-Стрит. Это был один из четырех «Углов Челси», заложенный как раз перед крахом фондовой биржи. Гостиная была очень большой, и спальня тоже. Был холл, достаточно просторный, чтобы разместить массивный комод, четыре огромных стенных шкафа: два из гостиной, один из прохода от гостиной до ванной и спальни, и ещё один из спальни. Кухня была небольшой, но достаточной для нас. Из пяти окон на запад открывался вид на близкий Гудзон, на север – на Центральный парк вдоль Седьмой авеню. Мы жили в этой квартире в течение 43 лет, пока не уехали в Медоу-Лейк в сентябре 1976 года.

На работу в ВТЛ я шёл десять минут прогулочным шагом. В Нью-Джерси Джин нашла себе место менеджера в региональном Агентстве чрезвычайных ситуаций по Ньюарку. Она ездила в Ньюарк до июля 1936 года, когда Агентство ликвидировали, и она перешла на работу в Администрацию штата Нью-Йорк. Для помощи по хозяйству весной 1934 года мы наняли Эмму Сондерс, которая оказалась превосходным поваром и была с нами более четверти века, пока не уволилась в возрас-

те 85 или 86 лет. Все эти годы она приезжала к нам шесть дней в неделю убирать квартиру, стирать и готовить ужин. Когда она стала старше, мы отменили стирку, и она стала приезжать к нам пять дней в неделю.

Первое время в Нью-Йорке Джин готовила завтрак сама. Но она ложилась очень поздно, и утром долго не могла встать. А я, напротив, был ранней пташкой, жаворонком. Так что вскоре я решил, что мне проще готовить завтрак самому, чем поднимать её с кровати. С тех пор только по воскресеньям, когда мы были одни, Джин готовила обед и ужин, а я ей помогал. Но потом пришлось удалить её из кухни совсем: она была хорошим поваром, но не слишком беспокоилась о том, что готовит. Таким образом, поваром в семье стал я – и даже когда она мыла посуду, я вытирал её.

В качестве контраста скажу, что у кузена Джин Оукли Кеннеди и его жены были апартаменты на модном Парк-Авеню – весь этаж из дюжины комнат, гостиная, которая больше походила на танцзал. И всё это только для них двоих. Несколько раз они приглашали нас на ужин в исключительно модный ресторан. Мы никогда не возвращали их гостеприимство. Мы не могли тратить деньги, приглашая их в такой ресторан. У нас был превосходный повар, но наши апартаменты показались бы им просто трущобой».

● После возвращения в BTL в 1929 году Щелкунов работает над таким количеством аспектов электромагнитной теории, что подробный их перечень, без проведения специального исследования, составить сегодня вряд ли возможно. Укажем лишь основные области, в которых он осуществлял свои разработки, и приведём наиболее характерные примеры достигнутых им результатов – со ссылкой на экспертов Института Франклина.

«Первый набор проблем, которыми занимался претендент, был связан с изучением распространения радиоволн в коаксиальном кабеле. Он исследовал способы распространения радиоволн в таком кабеле, рассчитывал затухание и полное сопротивление как функции частоты и параметров материалов, размеров линии. Он проанализировал, при каких условиях возможно соединение между смежными коаксиальными линиями. В последнее свое исследование он даже включил теорию экранирования. До того знания об экранировании были основа-

ны в основном на эмпирических наблюдениях. Эта работа Щелкунова нашла широкое применение в области практической радиоинженерии.

После 1930 года доктор Щелкунов начал теоретическое изучение волноводных линий передачи разного типа, параллельное работам экспериментаторов Саутворта и Бэрроу. Его работа включала в себя определение и присваивание названий всем возможным методам передачи в волноводах различного поперечного сечения, изучение характеристик распространения и полного сопротивления, изучение эффектов неравномерности на линии, диафрагм и других неоднородностей, использования волноводов как компонентов фильтров и других элементов цепей конечной длины. Среди обширного списка достижений претендента особо интересно обнаружение свойств так называемого режима TE_{01}^{*13} . Уникальное свойство данного режим в том, что с ростом частоты затухание здесь не растёт, как обычно, а снижается. Это указывает способ сокращения затухания на линии передачи с увеличивающейся частотой, то есть возможность отмены общего ограничения, применимого ко всем ранее изученным линиям коммуникаций и методам распространения волн. Это открытие может сформировать основу большинства коммуникаций на большие расстояния в будущем.

Другой областью, которая привлекала внимание Щелкунова, была теория антенн. Он разработал теоретические проблемы, связанные с развитием широкополосных антенн (таких, как двойной конус); методы расчета полного сопротивления антенн; развитие малых по размерам направленных антенн; металлических линзовых антенн, используемых на ретрансляционных станциях при трансляции между городами (станции радиорелейной связи – прим. авторов). Во время Второй мировой войны доктор Щелкунов, ставший натурализованным гражданином США в 1928 году, работал в качестве консультанта по распространению волн на Американской военно-морской базе в Сан Диего. В BTL он приступил к изучению магнетронов для проектирования мощных генераторов микроволн, особенностей распространения волн в верхних слоях атмосферы. Среди разнообразных устройств СВЧ, которыми он занимался, резонаторы, аттенюаторы, излучающие рупорные антенны и т.п.»

Фундаментальным вкладом в теорию антенн явился принцип эквивалентности, введенный С.А. Щелкуновым в 1936 году и нося-

щий его имя^{*14}. В соответствии с данным принципом, касательные (тангенциальные) составляющие магнитного и электрического поля на заданной поверхности могут быть заменены, соответственно, эквивалентными электрическим и магнитным поверхностными токами. Практическую значимость этой идеи, положившей начало созданию обширного класса новых антенн, переоценить трудно.

В серии работ, посвященных строгому решению внутренней задачи о симметричном вибраторе^{*15}, Щелкуновым был развит волноводный метод (в современной терминологии – метод электрической цепи), где он рассматривал биконический вибратор как отрезок конического волновода, в котором распространяется основная поперечная ТЕМ-волна, аналогичная волне в коаксиальном кабеле. Дальнейший путь решения задачи предусматривал решение системы уравнений Максвелла для конического волновода с учетом падающей и отраженной ТЕМ-волн, а также волн высших порядков. Затем следовали решение внешней задачи, аналогичное решению для сферической антенны, и «сшивание» двух этих решений на сфере вокруг вибратора с определением нормальной составляющей вектора E и тангенциальной составляющей вектора H на поверхности конусов, по значениям которых рассчитывались распределения зарядов и токов на поверхности плеч вибратора. Далее производился переход к напряжению между симметричными точками вибратора и току, текущему вдоль образующих конуса, и, наконец, вычислялось входное сопротивление вибратора.

Теория Щелкунова соответствовала классическому решению задачи для эллипсоидального вибратора, однако давала более ясную и детальную картину явлений, сопровождающих процесс излучения, позволяла учесть концевые эффекты и рассчитать параметры антенн со сложной формой симметричных плеч. Эта теория подтверждала правомерность применения метода электрической цепи, основанного на теории длинных линий, для расчета тонких антенн длиной до 0,4 длины волны. Впоследствии Сергей Александрович развил данный подход в рамках метода интегро-дифференциальных уравнений^{*16}, став одним из его авторов наряду с Е. Халленом (1938 г.); Р. Кингом и С. Гаррисоном (1943 г.), М. Леонтовичем и М. Левиным (1944 г.), Д. Миддлтоном и Р. Кингом (1946 г.)^{*17}.

С.А. Щелкунов был автором более 50 научных работ, 15 патентов и ряда значительных книг, в том числе «Электромагнитные вол-

ны» (1943 г.), «Введение в высшую математику» (1944 г.), увидевших свет в издательстве Van Nostrand Co. В издательстве John Wiley and Sons вышли монографии «Антенны: теория и практика (1952 г., в соавторстве с Г.Т. Фриисом), русский перевод которой был опубликован в 1955 году издательством Советское радио, а также «Современная теория антенн» (1952 г.). Книга «Электромагнитные поля» (1963 г.) была издана Blasdel Publishing Co.

Сергей Александрович являлся членом Американского математического общества (American Mathematical Society) и Математической ассоциации Америки (Mathematical Association of America), а также Американской ассоциации продвижения науки (American Association for Advancement of Science), Института радиоинженеров (Institution of Radio Engineers – IRE) и Института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике (Institution of Electrical and Electronic Engineers – IEEE). От IRE в 1942 году Щелкунов получил Мемориальную награду Мориса Либмана (Morris Liebmann Memorial Prize) за работы в области радиопередачи и излучения, а в 1944 году – Членскую награду (Fellow Award) как теоретик математики, чьи труды способствовали эффективному развитию прикладных исследований.

В 1956 году С.А. Щелкунов становится заместителем директора отдела математических исследований BTL, а в 1958 году – заместителем вице-президента по связям с университетами. Из BTL он уволился в 1960 году за год и 4 месяца до официального пенсионного возраста и стал профессором инжиниринга в Колумбийском университете, откуда ушёл на пенсию в 1965 году. Награды Фонда имени Джона Т. Боллджена (медальон и почётный знак^{*11}) в 1969 году был удостоен от IEEE за «целый ряд выдающихся достижений в приложении и практическом применении электромагнитной теории в инженерных целях, включая его концепцию волнового сопротивления и его теорию матриц».

● «До 1960 года у нас был Танглевуд^{*18}: в 1937 году мы купили 19 акров земли в городке Монро, в 40 милях к северу от Нью-Йорка – по большей части лес на склоне горы Schunemunk. Там было три дилетантски построенных коттеджа: библиотека с полноразмерным подъездом, коттедж с двумя спальнями и комбинация кухни со столовой. Из этих коттеджей мы могли видеть далёкие горы, по-

крытые лесом. Сидя на кровати, я чувствовал себя подобно сказочному Питеру Пэну. У нас также было достаточно свободного места для нескольких небольших садов.

Танглевуд осуществлял мечты Джин о примитивной жизни, включая прохуdivшиеся крыши (хотя наши крыши, конечно, не протекали). В течение многих лет у нас не было ни электричества, ни телефона. Керосиновая лампа, керосиновая печь. Лёд мы приносили из погребаледника. Потом, однако, не выдержали и провели электричество и телефон. В Танглевуде мы проводили выходные дни, работая в саду. В 1938-40 г.г. отдыхали также на индейских озёрах и кембриджских пляжах».

В Европе, Азии и Африке началась и закончилась мировая война, были изобретены и опробованы новейшие средства уничтожения множества людей – как на поле боя, так и в крематориях концлагерей, союзники открывали второй фронт и посылали северные конвои в помощь Красной Армии, противостоящей смертоносной машине вермахта, англо-американские «летающие крепости» ровняли с землей германские города, фон Браун и Королёв, Курчатов, Оппенгеймер, Сахаров и Теллер вели разработку оружия взаимного сдерживания, родной город Щелкунова стал запасной столицей СССР – но кажется, что безбрежная даль двух океанов напрочь отделила обитателей Танглевуда от этих великих событий. Разве что характер работы в BTL изменился с учётом запросов военной промышленности, и теперь Сергею Александровичу чаще приходилось бывать на полигоне Базы Военно-морского флота США в Сан-Диего. Возможно, записи, отражавшие его мысли и чувства, как и научные разработки того времени в области радиоразведки и радиолокации, остались под грифом секретности, возможно, они погибли с другими бумагами, как он пишет, «во время церемонии сожжения летом 1976 года». Жизнь академического специалиста шла своим чередом – разве что о поездках в Европу пришлось забыть и проводить ежегодные отпуска в США.

«Летом 1942 года в течение одиннадцати недель я был лектором в Математической Школе Механики Университета Брауна, Род-Айленд. Я также готовил свою рукопись «Электромагнитные волны» для публикации – впоследствии эта книга была издана Ван Нострэндом. Джин была свободна. В 1943 году мы совершили первую поездку в Новую Шотландию. Мы снимали номер в рыбацкой деревне приблизительно

в 30 милях от Галифакса и в 5 милях от деревни Индейская Гавань, где у наших друзей, Харальда и Инджер Фриис был домик на небольшом острове. Несколькими годами раньше Харальд и Инджер совершали поездку по Новой Шотландии, на юг вдоль западного побережья. Они хотели заночевать в отеле, но номер стоил 15 \$ в день – слишком много по тем временам. Поэтому они продолжили путь, пока не приехали в Индейскую Гавань, где пансион стоил 5 \$ в неделю, включая питание. Они решили провести несколько дней и осмотреть окрестности. Поблизости был небольшой остров, который напомнил Харальду его родную Данию. Он заговорил с рыбаком, который был хозяином этой земли, и спросил, сколько стоит здесь один акр. Рыбак подумал и сказал: 75 \$. Глаза у Харальда загорелись, и он попросил продать ему половину острова, то есть 5 акров. После некоторого размышления и консультации с женой рыбак согласился сделать это за 300 \$. Рыбак сообразил, что такое соглашение будет источником его дальнейшего дохода все последующие годы...

У меня нет сведений, что мы делали летом 1944 и 1945 года – возможно, провели их Танглевуде, возможно, на Бермудах. В 1946 и 1947 году совершали автомобильные поездки в Новую Шотландию, Питтсбург, Нью-Йорк, а также по Вермонту и Нью-Хэмпширу, вместе с матерью Джин. В 1948 году порознь приехали в Калифорнию: сначала я читал лекции в Университете Беркли, потом приехала Джин и мы встретились в Сан-Франциско. Мы посещали национальные парки, навестили своих друзей Ивана и Рут Сокольниковых в их красивом, красного дерева ранчо к северу от Санта-Моники. Дом стоял на утесе, с великолепным видом океана и горы Моники. Район этот только развивался, и на север, к горам, была дикая местность. Ночью можно было услышать вой американских волков.

Зоопарк Сан-Диего был как бы вне обычного мира. Глубокий каньон позволял огромным птичьим вольерам охватить высокие деревья. Внутри них птицы могли летать, как хотели. Но предпочитали оставаться возле раздаточных пунктов с их привилегированной едой. Когда посетители им надоедали, они удалялись в гущу кустов. У орлов были свои гнездовья на вершинах деревьев. В 1949 году мы ещё раз поехали в Новую Шотландию. И все последующие летние каникулы проводили то в Танглевуде, то на индейских озерах.

...В Палммене я встретил канадского профессора, который горько сетовал на то, что американцы приняли как очевидное, что это

они «выиграли войну». Тогда как и британцы, и русские, и немцы с австрийцами боролись между собой в течение нескольких лет, потеряли миллионы мужчин, истощили себя и фактически попали в безвыходное положение – когда небольшой удар с той или иной стороны мог решить исход войны в любую сторону».

Супруги Щелкуновы неоднократно бывали на родине предков Джин – в Шотландии и Англии, в Глазго, Лондоне, Манчестере и Ливерпуле. Посетить Россию им не удалось, хотя в 1969 году они были на расстоянии прямой видимости от неё. «Хельсинки хороший образец Финляндии. Из отеля мы видели гавань, так как находились на самом берегу залива. Мы поняли, что упустили важную возможность, не догадавшись оформить советскую визу. В Хельсинки можно было сесть на автобус и за полчаса достичь Ленинграда, этой Венеции Севера. Финны, конечно, могли поехать туда, когда им захочется. Они не нуждались ни в визе, ни в каких-то других специальных разрешениях».

● В 50-е годы С.А. Щелкунов часто посещал университеты и научные учреждения в США и Европе с целью исследования конъюнктуры BTL: Philips Research Laboratories – её европейский эквивалент в Эйндховене, Уэльский, Гейдельбергский и другие знаменитые университеты. «В Геттингене, завершив дела, я выпил кружку пива в зале, который в период студенчества часто посещал Бисмарк. Его шляпа и шпага до сих пор висят на стене. И, конечно, я видел «самую поцелованную в мире девочку», она – часть фонтана, и новички в университете обязаны целовать её, промокая в процессе этого до нитки. Я эту девочку целовать не пытался». Швейцария и Австрия, Италия и Франция, Греция и Югославия, по возвращении домой он едет на симпозиум в Сан-Диего, где возглавляет дискуссию за круглым столом «Моды распространения электромагнитной волны», участники которой прибыли в США из Великобритании, Нидерландов, Германии, Франции, Италии...

«В 1957 году я участвовал в конференции Международного Научного Радиосоюза в Валуе, штат Колорадо. После конференции два вместительных автобуса с учёными совершили тур по Национальным паркам, Сиону, Брюсу и Большому каньону. Джин и я, драйверы и гид были единственными американцами в этом туре – остальные гости



Сергей Александрович Щелкунов

1205



МЕТРИЧЕСКОЙ КНИГѢ НА 1897г.

Счётъ родившихся.		Мѣсяцъ и день		Имя родившагося.	Знамя, имя, отчество и фамилія родителей, и какому крестному-бднію.
Мужскаго пола.	Женскаго пола.	рожд. мѣ.	крещен. мѣ.		
20	"	19	19.	Василий	Крестными-есть Средній Бѣловзрѣтъ Высшесвѣтлейшій Статсъ-консультаторъ Свѣтлейшій Губернскій Прокуроръ Самарской губерніи Прохоровъ Захарійевичъ Крѣтукъ и его законная жена Ксенія Викентіевна оба православные. Свѣдущими-есть Леонтиевъ Леонтьевичъ
21	"	14	21.	Сергей	Надсмотрщикомъ Самарской Почтовой телеграфной конторы Александръ Александровичъ Щелкуновъ и его законная жена Евдокія Леонтиевна, оба православные. Свѣдущими-есть Титовъ Титовъ

Метрическая книга Самарской Духовной Консистории, Ильинская церковь
г. Самары. Записи родившихся, браком сочетавшихся и умерших
на 1897 год. Часть первая: Родившиеся.

Под номером 21 с датой рождения 14 и крещения 21 января записано:
имя – Сергей, родители: надсмотрщик Самарской почтовой телеграфной
конторы Александр Александрович Щелкунов и его законная жена
Евдокия Леонтиевна, оба православные.

Восприемниками (крёстными родителями) записаны: титулярный советник
Алексей Александрович Орлов и жена надсмотрщика почтовой телеграфной
конторы Надежда Егоровна Кожубина. Таинство крещения совершили
священник Иоанн Беневальский и псаломщик Пётр Кипарисов



Почта и телеграф г. Самары на углу улиц Панской и Дворянской, ныне – Ленинградской и Куйбышева. Здесь в Самарской почтово-телеграфной конторе в конце 1890-х годов служил надсмотрщиком Александр Александрович Щелкунов – отец С.А. Щелкунова



Ильинская церковь г. Самары, снесенная в 1932 г., место расположения – на углу улиц Алексеевской и Ильинской (в настоящее время ул. Красноармейская и Арцыбушевская). Здесь 21 января 1897 г. был крещён Сергей Щелкунов, родившийся 14.01.1897 г. по старому стилю



*Оренбургское реальное училище (с 1935 г. – средняя школа №30 г. Оренбурга).
Здесь Сергей Щелкунов обучался по основному курсу с 1905 по 1912 г.г.
и по курсу дополнительного класса в 1912-1914 г.г., дававшего право
поступления в высшие учебные заведения России*



*Императорское Московское техническое училище, бывший Слободской дворец
на ул. Кривой Брод (ныне 2-я Бауманская ул.; с 1918 г. – Московское высшее
техническое училище, с 1989 г. – МГТУ им. Н. Э. Баумана). Здесь с октября 1915 г.
по октябрь 1916 г. учился Сергей Щелкунов до перевода в Московский университет,
куда он не мог поступать до сдачи экзамена по латинскому языку*



Аттестат Оренбургского реального училища, подтверждающий, что Сергей Александрович Шелкунов с 15 августа 1905 г. по 8 июня 1912 г. прошёл полный курс обучения по основному отделению и вправе поступить на государственную службу, не требующую высшего образования

**МИНИСТЕРСТВО
ПРОСВЕЩЕНИЯ
СВИДЕТЕЛЬСТВО**

Дано сие ученику дополнительного класса Оренбургского Реального Училища
Щелкунову Сергею Александровичу непоказаны
с 7 августа 1912 г. по 5 июня 1914 г. подписанной 10-го января
 1897 года, из того, что он обучался на сем-классе с седьмого
августа тысяча девятьсот двадцатого года по пяти
июня тысяча девятьсот двадцатого года при от-
личном поведении. При окончании полного курса дополнительного класса
 он Щелкунов, показал следующие успехи:

По Закону Божьему	<u>отлично</u>	(5)
Русского языка	<u>хорошо</u>	(4)
Немецкого языка	<u>хорошо</u>	(4)
Французского языка	<u>хорошо</u>	(4)
Математики, в частности		
арифметики	<u>отлично</u>	(5)
алгебры	<u>отлично</u>	(5)
геометрии	<u>отлично</u>	(5)
свершающего курса арифметики, алгебры и геометрии в задачах		
безошибочно-хорошо	<u>отлично</u>	(5)
Истории	<u>отлично</u>	(5)
Естественных наук	<u>отлично</u>	(5)
Физики	<u>отлично</u>	(5)
Математической физики	<u>отлично</u>	(5)
Рисования	<u>хорошо</u>	(4)
Заключая давая	<u>отлично</u>	(5)

По сему оп., Щелкунов Сергей

Свидетельство Оренбургского реального училища об окончании Щелкуновым
 Сергеем Александровичем в период с 7 августа 1912 г. по 5 июня 1914 г.
 дополнительного класса, позволяющего поступать в высшие учебные заведения



Заверенная сургучной печатью фотография С.А. Щелкунова, сделанная в Оренбургском фотосалоне М.Б. Фишмана в 1916 г. перед поступлением на первый курс Императорского Московского университета

Прошение на имя Министра народного просвещения П.Н. Игнатьева с просьбой
С.А. Щелкунова о поступлении в Московский университет для более
глубокого изучения математики. Прошение послано из Оренбурга 16 июля 1916 г.,
в нём сообщается о проживании в Москве по адресу Сокольники,
ул. Старая Слобода, д. 41, семьи Н.Ф. и Т.Т. Поверенных, которые согласны
бесплатно предоставить ему комнату на время учёбы

Оренб. У.О. - Реал

ЕГО ПРЕВОСХОДИТЕЛЬНОСТИ

Господину Ректору ИМПЕРАТОРСКОГО Московского Университета.

ИЗДАМ

Освобожден студентом
 1-го курса 1-го. спец.
С. В. Восток
 1-ОКТОБРИ

Вышнего студента ИМПЕРАТОРСКОГО Московского Технического училища Сергея Александровича Цалкунова.

ПРОШЕНИЕ.

10-го сентября я был на приеме у ВАШЕГО ПРЕВОСХОДИТЕЛЬСТВА, наложил причины своего желания перейти из университета на мат. отд. физ. мат. факультета, и получил от ВАШЕГО ПРЕВОСХОДИТЕЛЬСТВА разрешение на поступление.

Затем я хотел взять документы из ИМПЕРАТОРСКОГО ТЕХНИЧЕСКОГО училища, чтобы переправить их в университет.

Вне 11-го июля я был на медицинском осмотре в оренбургском воинском присутствии и получил справку на 5 месяцев; соответствующего же документа из присутствия мне не выдали, сказав, что его выдают мне из Казанского воинского присутствия / из которого я получил некогда свид. о приписке /.

Но этого документа я так и не получил, а без предъявления его Техническое училище отказалось выдать мои документы.

Я послал телеграмму в воинское присутствие, но не получил никакого ответа.

Теперь же, когда я 15 октября вновь был на медицинском осмотре и вновь освобожден, я возобновляю ходатайство перед ВАШИМ ПРЕВОСХОДИТЕЛЬСТВОМ о зачислении меня в число студентов мат. отд. физ. - мат. факультета.

При сем прошении прилагаю подлинные документы: свид. за № 15567, аттестат, метр. свид. за № 10376, свид. о приписке из

Цалкунов

35 об.

при участии за № 8294/172, свид. о сдаче экз. по лат. яз. за № 426, бумагу от Департамента нар. просв. за № 7804.

Справка Оренбургского воинского присутствия за № 15567.

Цвета /25 р./ за пользу университета была выслана мною еще при первом прошении /приблизительно в половине августа/ и не взята обратно.

20 октября 1916 г.
 г. Оренбург, Угол
 Карлаевской и Госпитальной площади № 4 дом Изановой.

С. Цалкунов

Прошение на имя ректора Московского университета М.К. Любавского
 о переводе из Императорского Московского технического училища,
 посланное из г. Оренбурга 20 октября 1916 г.

916/мн
НАЧАЛЬНИК
2-о.
Одесской школы
подготовки прапорщиков
пехоты.
25 марта 1917 г.
№ 4828
г. Одесса.

36
Ректору Московского Универ-
ситета.
Канд. по студ. делам
вход. № II 63

Щелкунов Сергей
Александрович.
убав. за незах. на лекции в ос. пол. 916
март 916.

ЩАМ

Справка из 2-й Одесской школы прапорщиков от 25 марта 1917 г.
о прибытии С.А. Щелкунов и пометка на ней об увольнении
из Московского университета «как незаписавшегося на лекции»

Щелкунов Сергей Александрович
оостомаз аз чмслъ студента Императорскаго
Московского Университета на мат. ст. физ. наук,
фак. аз почемъ всехъ полемъ 1916 года,
какъ не записавшийся на лекции в томъ
же полугодии изъ Университета.
былъ уволенъ.
апреля 15 дня 1917 г.

14

Секретарь
по студ. делам

Щелкунов Сергей Александрович

МОСКОВСКИЙ ИМПЕРАТОРСКИЙ УНИВЕРСИТЕТЪ

ЩАМ

Справка Императорского Московского университета от 15 апреля 1917 г.
об увольнении Щелкунова С.А. «как не записавшегося на лекции»
в осеннем полугодии 1916 г.



Archives and Special Collections-Mount Holyoke College

Сергей Александрович Щелкунов



<http://www.liveinternet.ru/users/3862716/post169945400/>

*Вашингтонский университет, в 1926 г. – колледж штата Вашингтон,
где С.А. Щелкунов преподавал после получения степеней бакалавра
и магистра искусств со специализацией по математике*

I, Sergei Aleksandr Schelkunoff (in Russia, Shchelkunov), was born in Samara on January 27, 1897. My parents were there just three months before they moved to a small community, a dozen or two families, in the midst of a vast prairie. It was a small railroad station where trains stoped for re-fueling and then passed on. We had horses, cows, pigs, chickens, ducks, geese, turkeys. When I was ready for school, we moved to Orenburg, a large city. In the school I received A's in all subjects except arithmetic and algebra, in which my grades were consistently F. Fortunately, the teacher of mathematics was a soft-hearted man. When it came to final grades he gave me C-, a passing grade. The school rule was: if a student failed in any subject, he had to remain in that class for another year. And if he failed again, he was expelled from the school. So this teacher, would usually give a passing grade for the year "with consideration". In my case, he would sadly shake his head and announce that he was giving me a passing grade "with consideration, and consideration, and great consideration!" Then one year, a former student took a pot-shot at him. He did not hurt him much, just grazed his shoulder. But the teacher, who was also the director of the school, was transferred. The new director was also a mathematician. He fired my imagination. Another new teacher of mathematics found that

Patented Aug. 25, 1936

2,052,317

UNITED STATES PATENT OFFICE

2,052,317

COAXIAL CONDUCTOR TRANSMISSION SYSTEM

Sergei A. Schelkunoff, East Orange, N. J., assignor to Bell Telephone Laboratories, Incorporated, New York, N. Y., a corporation of New York

Application January 14, 1932, Serial No. 586,486

5 Claims. (Cl. 178-44)

This invention relates to conducting systems for the transmission of electrical waves and more particularly to the design of such systems wherein the conductors are in coaxial relation.

5 An object of the invention is to increase the efficiency of transmission of a coaxial conductor

being made to the accompanying drawings, wherein:

Fig. 1 represents a cross-section of a pair of coaxial conductors;

Fig. 2 shows how the optimum thickness varies with frequency;

Aug. 25, 1936.

S. A. SCHELKUNOFF

2,052,317

COAXIAL CONDUCTOR TRANSMISSION SYSTEM

Filed Jan. 14, 1932

2 Sheets-Sheet 1

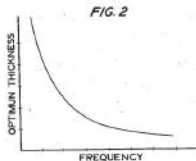
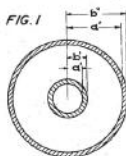


FIG. 3

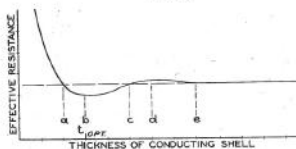
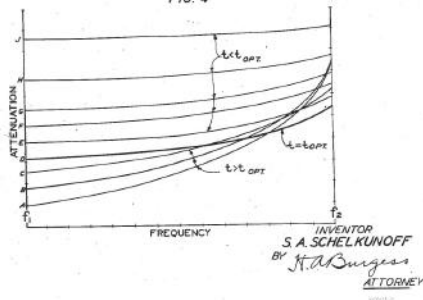


FIG. 4



Фрагмент патента С.А. Щелкунова US2052317 «Coaxial conductor transmission system», приоритет от 1932 г., обосновывающего возможность передачи сигналов в широкой полосе частот по коаксиальному кабелю

April 25, 1939.

S. A. SCHELKUNOFF

2,155,508

WAVE GUIDE IMPEDANCE ELEMENT AND NETWORK

Filed Dec. 4, 1936

2 Sheets-Sheet 1

Exposure

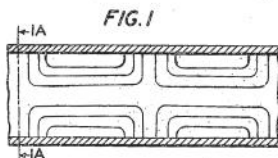


FIG. 1

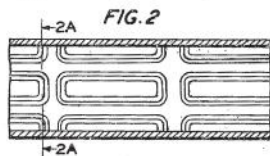


FIG. 2

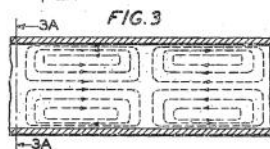


FIG. 3

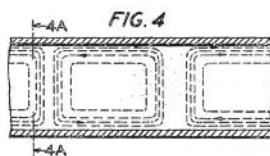


FIG. 4

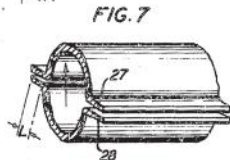


FIG. 7

FIG. 8



FIG. 1A



FIG. 2A



FIG. 3A



FIG. 4A

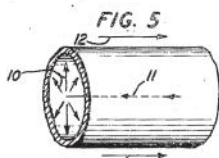


FIG. 5

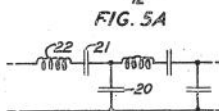


FIG. 5A

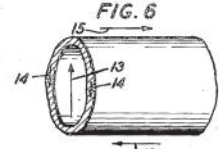


FIG. 6

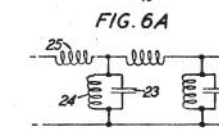


FIG. 6A

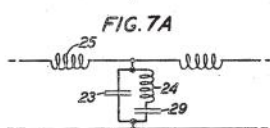


FIG. 7A

INVENTOR
S. A. SCHELKUNOFF
BY *K. A. Burgess*
ATTORNEY

Фрагмент патента С.А. Щелкунова US2155508,
«Wave guide impedance element and network», приоритет от 1936 г.



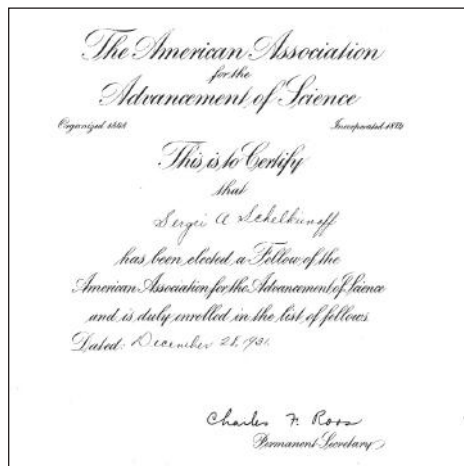
Archives and Special Collections-Mount Holyoke College

Джин Кеннеди-Щелкунова



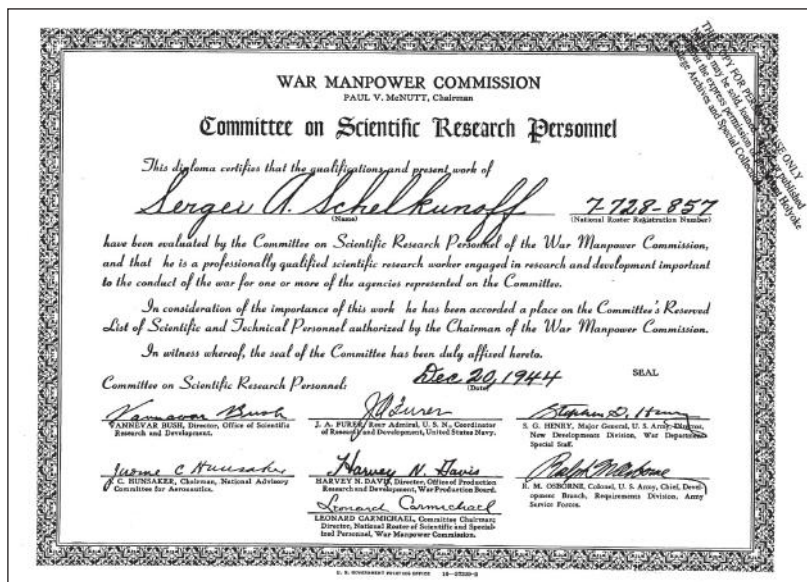
Archives and Special Collections-Mount Holyoke College

*Женский колледж Маунт Холиоук, штат Массачусетс, где обучалась
Джин Кеннеди и впоследствии была организована кафедра
имени Щелкунова-Кеннеди*



Archives and Special Collections-Mount Holyoke College

Известие от 28 декабря 1931 г. о приёме Сергея Александровича Щелкунова
в члены Американской Ассоциации содействия развитию науки



Archives and Special Collections-Mount Holyoke College

Диплом Комитета по научным исследованиям Военной кадровой комиссии США
от 20 декабря 1944 г., подтверждающий вклад С.А. Щелкунова
и ценность его научных работ для военных целей

March 18, 1941.

S. A. SCHELKUNOFF

2,235,506

ULTRA SHORT WAVE RADIO SYSTEM

Filed June 8, 1939

4 Sheets-Sheet 1

Esplanet

FIG. 1

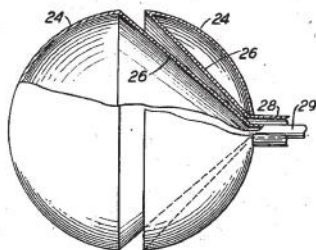


FIG. 2

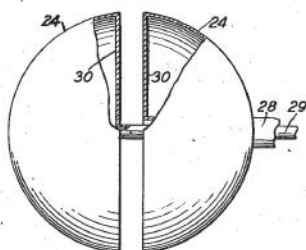


FIG. 3

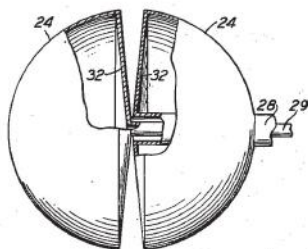
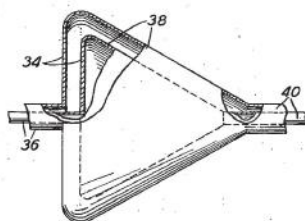


FIG. 4



INVENTOR
BY S. A. SCHELKUNOFF
E. V. Snigg
ATTORNEY

Фрагмент патента С.А. Щелкунова US2235506,
«Ultra short wave radio system», приоритет от 1939 г.

June 16, 1942.

S. A. SCHELKUNOFF

2,286,839

DIRECTIVE ANTENNA SYSTEM

Filed Dec. 20, 1939

5 Sheets-Sheet 1

Esprit

FIG. 1

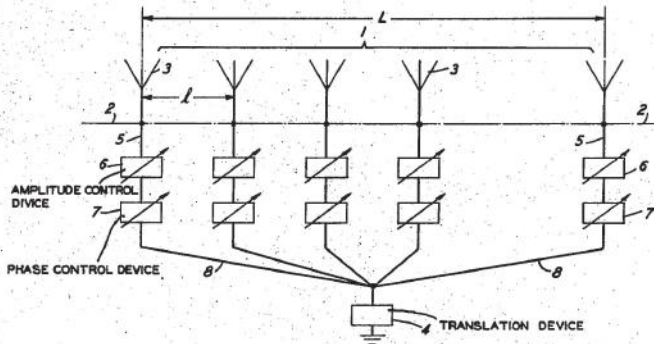


FIG. 2

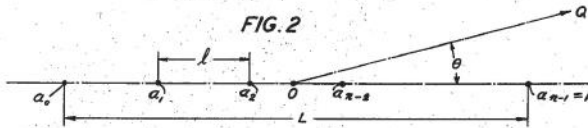
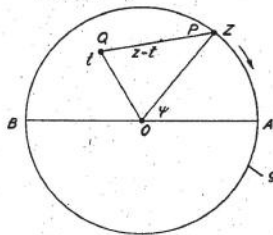


FIG. 3

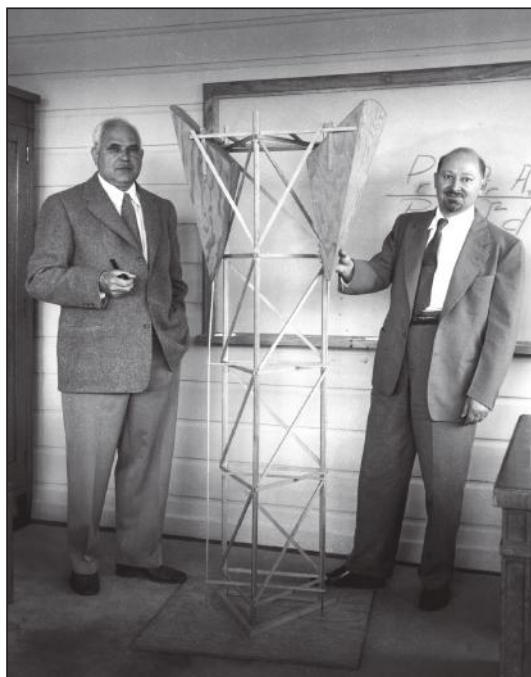


INVENTOR
S.A. SCHELKUNOFF
BY *A. J. Zerbini*
ATTORNEY

Фрагмент патента С.А. Щелкунова US2286839,
«Directive antenna system», приоритет от 1939 г.

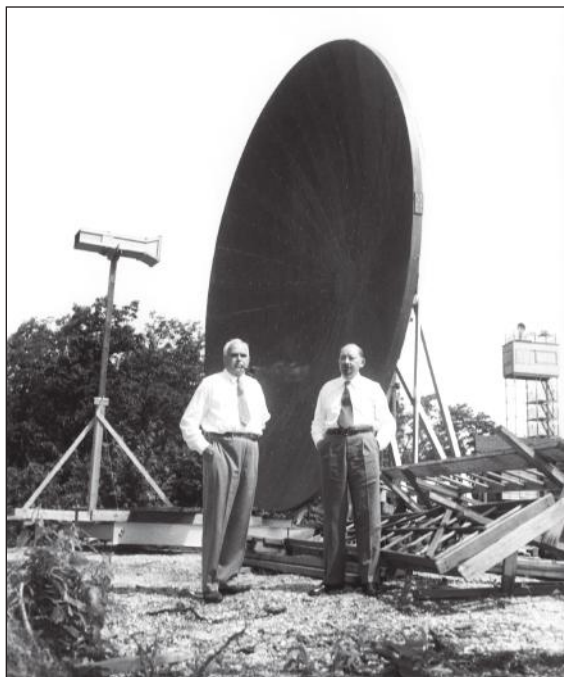


Archives and Special Collections-Mount Holyoke College



Сергей Александрович
Щелкунов с коллегой
и соавтором монографии
«Antennas: Theory and Practice»,
Х.Т. Фриисом (Harald Trap Friis,
1893-1976 г.г.) в Лаборатории
Белла и на антенном полигоне

Archives and Special Collections-Mount Holyoke College



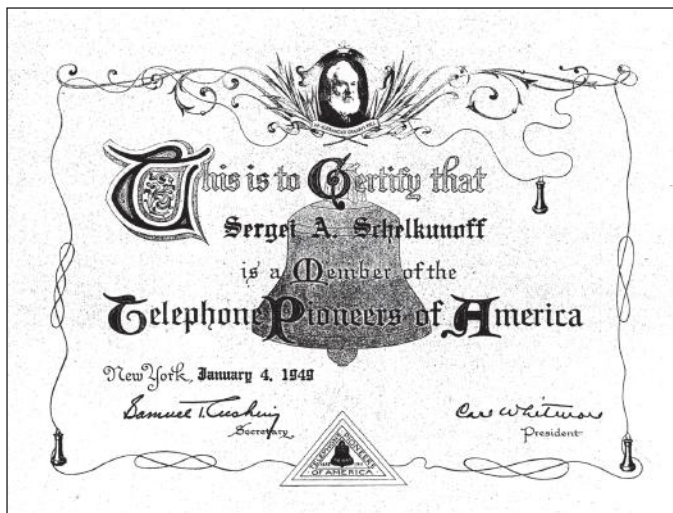
Archives and Special Collections-Mount Holyoke College

С.А. Щелкунов и Х.Т. Фриис на антенном полигоне



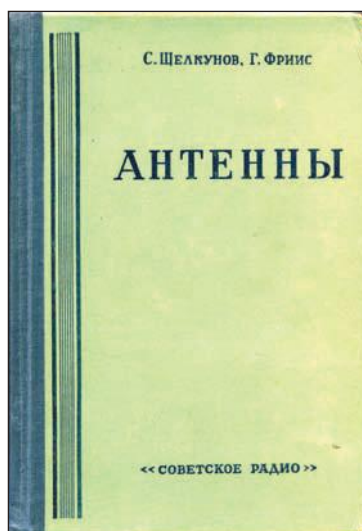
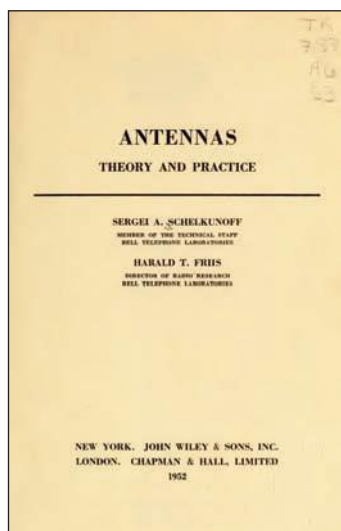
Archives and Special Collections-Mount Holyoke College

*Президент Института Франклина Ричард Нелли (Richard T. Nalle)
в окружении лауреатов 1949 года вручает С.А. Щелкунову медаль
Стюарта Баллантайна (Stuart Ballantine)*



Archives and Special Collections Mount Holyoke College

Грамота от 4 января 1949 г., подтверждающая членство С. А. Шелкунова в благотворительной некоммерческой организации «Пионеры телефонии Америки», организованной фирмой AT&T в 1911 г., членом №1 которой был Александр Грехем Белл



Американское (1952 г.) и русское (1955 г.) издания монографии С.А. Шелкунова и Г.Т. Фрииса «Антенны. Теория и практика»

Отзыв С.А. Щелкунова на присланную ему книгу японских авторов:

«Профессорам SHINTARO UDA и YASUTO MUSHIAKE из Исследовательского института электрических технологий Токийского университета
Сендай, Япония

Господа:

Благодарю за экземпляр Вашей последней книги «АНТЕННА YAGI-UDA», которую Вы любезно прислали мне. Антенны типа «Yagi-Uda» известны больше четверти века, и все же до недавнего времени у нас не было никаких теоретических знаний о них. Ваша книга заполнит реальный разрыв в теории антенн. Это – завершающая работа на данную тему.

Искренне Ваш С.А. Щелкунов»

S. A. Schelkunoff, 95, Researcher And Developer of Coaxial Cable

By BRUCE LAMBERT

Dr. Sergei A. Schelkunoff, an inventor and expert on electromagnetism who 60 years ago researched the coaxial cable now widely used for television transmission, died on May 2 at the Meadow Lakes Health Care Center in Hightstown, N.J. He was 95 years old. He died of a heart ailment, a funeral home spokesman said.

Born in Samara, Russia, Dr. Schelkunoff was a University of Moscow student when he was caught up in the tumult of World War I and the Bolshevik Revolution. Drafted and trained as a Russian Army officer in 1917, he fought and worked his way across Siberia into Manchuria and on to Japan before landing in Seattle, in 1921.

He learned English and worked his way through school, earning both bachelor's and master's degrees in mathematics from the State College of Washington, now the University of Washington, and a doctorate from Columbia University in 1928.

Dr. Schelkunoff went to work for Western Electric's laboratories and its successor, Bell Labs. In 35 years there, he became assistant director of mathematical research and assistant vice president for university relations.

Awarded 15 Patents

The Government granted him 15 patents for radio antennas, resonators and wave-length guides. In 1935 he and three colleagues reported that the newly developed coaxial cable could transmit television or up to 200 telephone circuits. He specialized in coaxial's frequency, impedance, attenuation, coupling, shielding, circuit and field characteristics.

Dr. Schelkunoff published four books and dozens of papers in scientific journals. He also taught for five years at Columbia University, where he retired in 1965.

The Institute of Radio Engineers awarded him a prize for his contributions to radio wave transmission theory, and the Franklin Institute awarded him a medal for his communication and reconnaissance research.

His research subjects included radar, electromagnetic wave propagation in the atmosphere and in microwave guides, short-wave radio, broadband antennas and grounding. He served as a consultant on magnetrons to the United States Naval Station at San Diego.

There are no immediate survivors. His wife of 51 years, the former Jean Kennedy, died in 1979.

Известие о кончине С.А. Щелкунова
в газете «Нью-Йорк Таймс»
от 17 мая 1992 г.

THE NEW YORK TIMES 5/17/1992



<http://www.ssr.rim.or.jp/~ymushiak/sub.ylbook.htm>



Archives and Special Collections-Mount Holyoke College

Джин и Сергей Щелкуновы в 1970 годы на отдыхе



Forest Lawn Memorial Park

*Могила Сергея Александровича Щелкунова
и Джин Кеннеди-Щелкуновой в Forest Lawn Memorial Park*

были со всего света. В деревне, где мы остановились на обед, было забавно видеть, как учёные усталились на ковбоев, а ковбои – на учёных.

После войны всё больше людей стали приезжать в наш городок Монро, расположенный в 40 милях от Нью-Йорка. Летом начинались шум и неразбериха, нью-йоркская автострада поощряла самых разных людей обосновываться там. Мы были относительно хорошо защищены 19 акрами леса, но видели в этом дурной знак и стали искать на лето место подальше – сначала в округах Путнэма и Нью-Йорка, затем в Коннектикуте. Наконец нам понравился в Кенте (это тихая старая деревня, ей около двух тысяч лет) дом бывшей школы для мальчиков. Место было далековатое для уикендов, пока я служил в ВТЛ, но в 1960 году я решил уволиться за год и четыре месяца до выхода на пенсию, приняв профессорство в Колумбийском университете. Это сделало Кент более доступным. Дом был крошечным, но достаточным для нас – на двух акрах земли, половина из которой лес. Отпуск 1961 года мы провели в Кенте – сначала приехала Джин, позже – я. Летом 1962 года побывали в Австрии, Дании и Норвегии, а в декабре я был приглашен прочитать несколько лекций в колледже Лондонского университета. В 1963 году мы были в Кенте, в 1964 году – на Виргинских островах, в 1965 году опять на Бермудах, а летом я уволился из Колумбийского университета. Джин не была готова сделать то же самое, но я убедил ее. К концу года она сдалась и сразу же поняла, что поступила верно. У нас появилась возможность проводить в Европе столько времени, сколько мы захотим».

Обстоятельное описание путешествий по разным странам занимает значительную часть мемуаров С.А. Щелкунова. Греция: Афины, Коринф, Микены, Олимпия, Дельфы, острова в Эгейском море. Далматинское побережье: Дубровник, Сплит, Сан-Стефан. Италия: Венеция, Флоренция, Рим. Гавайские острова: Оаху, Кауаи, Мауи, «Большой Остров». Не обходит он вниманием и домашние дела.

«Наш дом в Кенте был небольшим, с крошечной кухней. Зато были большая кладовка и гараж под одной крышей. Мы решили преобразовать кладовую и гараж в большую кухню, увеличить спальню хозяев за счет ванной и преобразовать прежнюю кухню в ванную. Мы запланировали модернизацию остальной части дома, а также пристрой к нему: закрытый автомобильный гараж, склад для садового инвентаря и хранения зимой летней мебели. Это заставляло нас напряженно трудиться с архитектором и строителями. В конце сентя-

бря работа была закончена, и с тех пор мы делили наше время между Кентом и Нью-Йорком – пять зимних месяцев, с ноября по март, в Нью-Йорке, и семь летних месяцев, с апреля по октябрь, в Кенте. Наши поездки за границу происходили главным образом летом.

В июне 1969 года пять недель в Европе мы разделили между Лондоном, Хельсинки, Стокгольмом, Зальцбургом в Австрии, Люцерном, Шпитцем и Церматтом в Швейцарии. Шпитц – восхитительный городок, мы побывали в нём перед подъёмом на вершину горы Jungfrauoch. Мельком увидели Германию, Австрию и Италию. В Стокгольме останавливались в Автомобильном Клубе Короля. Номер был крошечным, но с балкона в виде башенки открывался вид на гавань и старый город. Встретили Карла Дарроу, отставного физика из BTL. Они с женой всегда считали, что Нью-Йорк, Лондон и Париж – это единственно ценные места для проживания, но после отставки обосновались в Швейцарии. Мы любили Зальцбург, наслаждались Лондоном. Во время путешествий мы останавливались в Лондоне так часто, что изучили некоторые его районы так же, как районы Нью-Йорка. Обычно останавливались в отеле Брауна в Уэст-Энде (отель Бертрам в одной из криминальных новелл Агаты Кристи).

Весной 1970 года сорок пять дней были отданы Италии, Сицилии и Греции, а также Дубровнику на далматинском побережье. Мы начали с Рима, затем поехали в Палермо для тура по южной Сицилии, богатой греческими храмами – они там сохранились лучше, чем в самой Греции. Побывали в Агридженто, Сиракузах и Таормине. Под Новый год Оперная Гильдия Нью-Йорка организовала групповое посещение Королевской Оперы Лондона на двух Боингах-707. В 1971 году были Гавайи, в 1972 году – Пуэрто-Рико, в 1973 году мы присоединились к экскурсии по замкам на юге Франции. В 1974 году были на Гавайях, Мауна-Кеа, где зарезервировали место на следующий год. Но Джин попала в больницу, и это было концом наших путешествий».

Сопровождавшие чету Щелкуновых туристы вряд ли догадывались, в компании с кем они фотографируются, купаются и загорают, едят свои стейки и жарят барбекю. Объяснить непосвященной публике, какой вклад в современную науку внёс этот человек с русской бородкой и проницательным взглядом, всегда было достаточно трудно. Про Николу Теслу говорят, что каждая опора высоковольтной линии электро-

передачи сегодня является памятником ему – хотя мы знаем, что речь при этом идёт лишь о наиболее очевидной и доступной для понимания части наследия великого серба. Точно так же можно сказать, что память о Сергее Щелкунове хранится в каждом из миллионов коаксиальных волноводов, соединяющих телевизионные приемники с антеннами или подключенных к магистралям кабельного телевидения – и это тоже будет лишь малая часть правды о нём. Студенту радиотехнического факультета трудно представить, что истины, черным по белому прописанные в его учебниках по электродинамике и антенно-фидерным устройствам, когда-то были человечеству неизвестны. Знание об электромагнетизме существовало в виде отдельных громоздких и сложных физико-математических построений, конструкций из знаков и формул, пользоваться которыми для решения практических задач невозможно. Не существовало тогда и компьютерной техники, с помощью которой можно решать эти дифференциальные и интегральные уравнения «в лоб», то есть прямыми численными методами, не владели инженеры и другими нынешними средствами проектирования систем для передачи и приёма электромагнитных волн.

Щелкунов был первопроходцем в области разработки электромагнитных систем с помощью методов и средств, которые, во-первых, хорошо соответствовали классическим уравнениям математической физики, во-вторых, были доступны для радиоинженеров, решающих сугубо практические задачи, в-третьих, представляли тогда некую новую философию, новый комплексный подход, – который сегодня называют системным – к многочисленным проблемам, связанным с передачей электромагнитной энергии по проводам и в открытом пространстве. К тому времени для специалистов уже было очевидно, что если взять двухпроводную линию и одним из её проводников «обернуть» второй так, чтобы они не касались друг друга – в принципе ничего не изменится и электрические сигналы по такой «коаксиальной» линии будут проходить, как прежде. Не совсем понятно, однако, было, почему на более высоких частотах внутренний проводник можно удалить, а сечение внешнего проводника делать круглым, прямоугольным, эллиптическим – и всё равно по этой трубе, даже согнутой и криволинейной, пустой или заполненной диэлектриком, возбуждённый в её начале электромагнитный процесс будет переносить свою энергию до самого конца.

Щелкунов установил, что между такого рода «волноводными» линиями передачи и обычными проводными линиями существует определённая аналогия, которая, однако, не является полной – так как в волноводах могут существовать многочисленные варианты (так называемые моды или типы) электромагнитных волн, отличающиеся друг от друга по свойствам. Он предложил принципы классификации этих мод в зависимости от конструкции волновода, методы расчёта их параметров, способы соединения и разветвления, изменения формы поперечного сечения волноводов, ввода и вывода информационных сигналов, получения из отрезков волноводов индуктивностей и ёмкостей для фильтрации разных мод и т.д. И всё это было только начало. Потому что сегодня связисты для высокоскоростной передачи огромных объёмов информации используют световые импульсы и линии из стеклянных микроволокон, мало напоминающие конструкции, исследованные Щелкуновым – но созданная им теория остается актуальной до сих пор.

Потому что его идеи оказались возможным применить для создания новых высокоэффективных антенных устройств, взаимодействующих с электромагнитными волнами в открытом пространстве. Потому что на книгах Сергея Александровича выросло не одно поколение специалистов в области электродинамики и антенн, в том числе в нашей, родной для него стране – хотя далеко не во всех учебниках упоминается его имя, имеются ссылки на его публикации и научные результаты. В настоящее время ситуация не так быстро, как хотелось бы, но все же изменяется в лучшую сторону *¹⁹⁻²².

● В течение нескольких лет Джин собирала информацию о «сообществах отставки» в Нью-Джерси, Пенсильвании и Калифорнии. В 1975 году Щелкуновы подали заявку и выбрали Медоу-Лейк возле Принстона. У Джин появились боли в животе и груди – ей удалили желчный пузырь и провели лечение сердца. Поездка на Гавайи была отменена. Вместо неё пришлось готовиться к переезду в дом престарелых Медоу-Лейк.

«Деревня отставки Медоу-Лейк занимает площадь более чем 103 акра с горизонтальной, а не высотной застройкой. Апартаменты сгруппированы в зданиях на одном основном уровне, связанном коридорами, которые нагреты зимой и охлаждены летом. В комплекс входят великолепная по архитектуре столовая, библиотека, аудитория,

конференц-зал, медицинский центр, больница, просторная комната для отдыха возле столовой, прачечные и шесть отдельных номеров, распределённых по всему комплексу. Есть апартаменты с одним номером, есть с тремя и двумя номерами, а также с небольшими кухоньками. Наши апартаменты были трехкомнатными, с двумя ванными-туалетами. Мы приехали 22 сентября 1976 года. Тем летом пришлось основательно потрудиться, разбирая вещи, часть которых мы взяли с собой, а другие отдали благотворительным организациям.

В Медоу-Лейк примерно 400 жителей из всех групп общества – уволенные по возрасту школьные учителя, библиотекари, инженеры, учёные, доктора, адвокаты, администраторы, миссионеры, и, конечно, домохозяйки. Большинство из соседнего города и пригородов, но кое-кто приехал из отдалённых мест. Один шотландец провёл много лет в Южной Америке, потом четверть века был президентом Теологической Семинарии в Принстоне. Другой мужчина родился в Сирии у американских родителей, и долгие годы работал там президентом американского университета. Ещё одна женщина родилась в Англии, вышла замуж за американца и прожила с ним всю жизнь на Ближнем Востоке. Недавно, в день рождения, она получила поздравление с фотографией Короля Хуссейна, собственноручно написанное им на английском языке – когда-то он был её учеником. У нас живут сэр Невилл и леди Энн Пирсоны – у них были дома в Англии и во Франции, на Ривьере, но нет таких сообществ отставки, как наши (леди Энн, кстати, родом, из Пенсильвании). Другая женщина много путешествовала и ей легче назвать страны, где она не была, чем те, которые она посетила, включая полинезийские и микронезийские острова. Она в добром здравии и содержит в исключительном порядке более 50 тысяч слайдов, которые с охотой демонстрирует. Она превосходный фотограф и лектор. Много возможностей для отдыха: фильмы, лекции, музыкальные и изобразительные занятия, игры – и в помещении, и на открытом воздухе, а также бассейн и мастерская для ремёсел. Есть все виды комитетов по интересам».

Вскоре после того, как Щелкуновы переехали в Медоу-Лейк, у Джин открылось кровотечение. Её отвезли в медицинский центр, а затем в Больницу Принстона, где удалили злокачественный полип. «С тех пор она чувствовала себя хорошо, но была довольно слаба. После операции на желчном пузыре весила 107 фунтов, мне удалось привести её вес к 130 фунтам.

Джин была деловой женщиной в семье. Я был занят в ВТЛ, писал научные статьи и книги, и всё. Джин была администратором на работе, дома она вела учет доходов и расходов. Она готовила документы о возвращении подоходного налога, я только подписывал бумаги в указанном ей месте. После отставки я начал помогать ей и, в конечном счёте, принял эту работу на себя.

Джин изучала сведения о политических кандидатах в избирательных списках. Я голосовал за тот выбор, который она сделала. Единственные кандидаты, о которых я что-то знал самостоятельно, были кандидатами в президенты. Мы сходились во взглядах относительно них. Она была зарегистрированным демократом, потому что хотела участвовать в предварительных выборах. Фактически она была независимым политиком, но всегда голосовала за кандидата в президенты от демократов. Для губернаторов штата Нью-Йорк её выбор был половина на половину: иногда демократ, иногда республиканец. Для мэра Нью-Йорка – республиканец всегда».

В мае 1982 года Щелкунову была присвоена почётная степень доктора наук в Mount Holyoke College, где в архиве сегодня хранятся основные документы и рукописи его воспоминаний. В решении президента колледжа отмечалось, что член общества PhiKappa Phi выпускников и университетов, доктор философии Колумбийского университета Сергей А. Щелкунов «уже в юные годы показал возможность превосходить остальных в любой выбранной сфере деятельности, преодолев в короткие сроки все причуды незнакомого английского языка, проделав путь из российского города Самары через Китай в Америку». В зрелые годы он «дал возможность нескольким поколениям студентов и аспирантов взглянуть на мир математики и электродинамического проектирования по-другому, поделившись с ними собственным креативным подходом к процессу обучения... Ваш классический труд «Прикладная математика для инженеров и учёных» стал для них Библией. Оценкой Вашей личной преданности колледжу, как и Вашей покойной жены Джин Кеннеди, выпускницы Mount Holyoke College 1923 года, является создание в 1975 году кафедры имени Кеннеди-Щелкунова с присвоением звания профессора этой кафедры по математике и физике».

Сам Сергей Александрович пишет об этом так: «С самого начала мы понемногу откладывали деньги на чрезвычайные ситуации

и для будущего. Мы принимали наши инвестиционные решения вместе: сначала как совладельцы активов, потом, по совету адвоката, разделили их как отдельную собственность. Наши завещания были идентичны. В первые годы мы сделали условия для Mount Holyoke College и Нью-Йоркской Школы Социальной работы, которая позже стала частью Колумбийского университета. В 1975 году я предложил объединить оба условия и оставить всё Mount Holyoke College. Мой довод состоял в том, что хотя женщины управляют большей частью богатства в стране, женские колледжи получают средств меньше других. Джин с готовностью согласилась. Я также предложил создать кафедру имени Джин Кеннеди. Но Джин настаивала, чтобы это была кафедра имени Сергея Щелкунова в знак признания моих заслуг. Я возражал, поскольку научные труды и книги уже увековечили мое имя, в то время как она способствовала улучшению человеческого благосостояния анонимно. Она была непреклонна, так же, как и я. Немного позже у нас в гостях был Дэвид Трумэн, тогдашний президент Mount Holyoke College. За ужином мы вспомнили нашу дилемму, и он предложил, чтобы мы написали оба наших имени через дефис. Джин согласилась, и мы назвали кафедру двойным именем «Сергей и Джин Кеннеди-Щелкуновы».

Это действительно был хороший вариант, поскольку существовала ещё одна Джин Кеннеди из Омахи. Однажды я приехал на деловую встречу в Чикаго и в гостиничном информационном бюллетене прочитал, что «Джин Кеннеди из Омахи остановилась в отеле». Эта тёзка Джин, очевидно, любила путешествовать и общаться с друзьями, поскольку в Нью-Йорке Джин порой получала вызовы на междугородные разговоры из самых разных частей страны, предназначенные для другой Джин (она была единственная Джин Кеннеди в телефонной книге и единственная Джин Кеннеди-Щелкунова). Мы также стали делать ежегодные подарки коллективу кафедры, которой заведовала Сьюзен Кохлер, многообещающий старший преподаватель химии».

В заключение ещё одна цитата из мемуаров С.А. Щелкунова. «Мне нравится вспоминать один интересный случай. У нас в Кенте жила пара малиновок. Они не замечали нас и вили гнездо или в углу, сформированном стенами кухни и столовой, или на выступе под крышей маленького подъезда столовой. По воскресеньям я обыч-

но отдыхал днём в библиотеке. У малиновок уже появились птенцы. Внезапно обе пичужки заматались, взволнованно закричали и заверещали. Самец подлетел ко мне, прыгал возле моих ног и пронзительно кричал, как будто своим криком пытаюсь сказать мне что-то. Я понял его. В предыдущее воскресенье я видел в глубине двора на земле «медную голову», которая свернулась в непосредственной близости от нас. Обычно я носил высокую кожаную обувь и мог давить медянок, наступая на них. Но в то воскресенье я надел лёгкие туфли. Поэтому я пошел в гараж за лопатой. Когда я вернулся, медянка уже уползла. В предыдущее воскресенье я тоже был в лёгкой обуви. И так же пошёл в гараж, взял лопату и, ударив медноголовую змею, убил её. Я предполагаю, что малиновка видела, как я убил медянку в предыдущем случае. Поэтому она знала, что и на этот раз я могу помочь ей со змеей».

В сообщении о кончине Щелкунова в 1992 году на 96 году жизни в Медицинском центре Meadow Laces, Хайстон, штат Нью-Джерси, от сердечной недостаточности, обозреватель «Нью-Йорк Таймс» Брюс Ламберт назвал Сергея Александровича выдающимся изобретателем и экспертом по электромагнетизму, исследователем и разработчиком коаксиального кабеля. Были отмечены его вклад в теорию передачи и приёма радиоволн, проектирование широкополосных антенн, а также разработки в области радиолокации и разведки, работа консультантом на военно-морской базе США в Сан-Диего. После С.А. Щелкунова не осталось прямых наследников, его жена Джин Кеннеди, в браке с которой он прожил 51 год, умерла в 1979 году. По совместному завещанию Джин Кеннеди и С.А. Щелкунов похоронены на семейном участке семьи Кеннеди мемориального кладбища Forest Lawn Memorial Park вблизи города Омаха штата Небраска.

Примечания и литература

- *1. ЦГА СО, ф. 32, оп. 33, д. 250.
- *2. ЦИАМ, ф. 418, оп. 330, д. 2442.
- *3. «A Rare, Extraordinary Girl and Maverick».
- *4. Mount Holyoke College, Archives and Special Collection, South Hadley, Massachusetts.
- *5. Young Men's Christian Association (YMCA).
- *6. Bell Telephone Laboratories (BTL), Murray Hill, New Jersey.
- *7. Ballantine Medal of Franklin Institute of the State of Pennsylvania.
- *8. В 1904 году итальянский физик Г. Джиорджи (G. Giorgi) предложил Международной Электротехнической Комиссии (IEC) систему единиц «метр-килограмм-секунда» (МКС), которая является предтечей современной международной системы единиц СИ.
- *9. George Ashley Campbell (1870-1954) – пионер в области применения математических методов при расчетах телеграфных и телефонных линий в компании AT&T.
- *10. Лаборатория по изучению радиации Массачусетского технологического института.
- *11. John T. Bolljahn Memorial Foundation.
- *12. «От Двуглавого Орла к Красному Флагу» – книга мемуаров генерала П. Краснова, популярная в эмиграции в 20-х годах.
- *13. В отечественной терминологии это волна H_{01} в полом металлическом волноводе круглого сечения: предполагалось, что путём увеличения частоты её затухание удастся сделать весьма малым.
- *14. В отечественной литературе см. Фрадин А.З. Антенно-фидерные устройства. М.: Связь, 1977. – С.30-31.
- *15. PIRE, сентябрь, 1941; PIRE, ноябрь, 1942; Journal App. Phys., январь, 1946; PIRE, январь, 1946, а также S.A. Schelkunoff. Advanced antenna theory. New-Jork, 1952; Wiley, London, Hall, 1952.
- *16. PIRE декабрь 1945.

- *17. В отечественной литературе см. Надененко С.И. Антенны. М.: Связьиздат, 1959. – С. 191-195.
- *18. Tanglewood – место действия книги «Танглевуд. Сказки для мальчиков и девочек», автор Nathaniel Hawthorn (1853 г.).
- *19. Маслов О.Н., Рябушкин А.В. С.А. Щелкунов и его вклад в прикладную электродинамику и теорию антенн // Материалы X Международной научно-технической конференции «Проблемы техники и технологии телекоммуникаций». Изд. УГАТУ. Уфа, 2010. – С. 197-199.
- *20. Маслов О.Н., Рябушкин А.В. Сергей Александрович Щелкунов – время учёбы и жизни в России // Материалы Российской научно-технической конференции Поволжского государственного университета телекоммуникаций и информатики. Изд. ПГУТИ. Самара, 2111. – С. 24-25.
- *21. Маслов О.Н., Рябушкин А.В. Сергей Александрович Щелкунов – выдающийся радиоинженер XX века // Электросвязь, №2, 2011. – С. 52-56.
- *22. Маслов О.Н., Рябушкин А.В. Сергей Александрович Щелкунов – судьба, свершения, слава // Инфокоммуникационные технологии. Т.9, №2, 2011. – С. 72-100.

ЧАСТЬ II

НАУЧНЫЕ СТАТЬИ

**40 ЛЕТ КАК ТЕОРИЯ МАКСВЕЛЛА ПОКОРИЛА
ИНФОРМАЦИОННЫЙ ИНЖИНИРИНГ
И РАЗВИВАЕТСЯ ВМЕСТЕ С НИМ**

(IEEE TRANSACTIONS ON ANTENNAS AND PROPAGATION,
VOL. AP-18, NO.3, MAY 1970)

АНАЛИЗ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

(IRE TRANSACTIONS ON ANTENNAS AND PROPAGATION, DEC. 1959)

**О ПРЕПОДАВАНИИ БАЗОВОГО КУРСА
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ТЕОРИИ**

(IEEE TRANSACTIONS ON EDUCATION, VOL. E-15, NO. 1, FEB. 1972)

40 ЛЕТ КАК ТЕОРИЯ МАКСВЕЛЛА ПОКОРИЛА ИНФОРМАЦИОННЫЙ ИНЖИНИРИНГ И РАЗВИВАЕТСЯ ВМЕСТЕ С НИМ

Щелкунов С.А., пожизненный член IEEE

Статья посвящена истории моего участия в стремительной эволюции высокочастотной электрической связи, которая началась 40 лет назад и привела к слиянию теории линий передач Кельвина, которая для телефонных инженеров прежде была поистине краеугольным камнем, и более масштабной теории полей Максвелла. Начальные разделы статьи описывают состояние электрической теории в те дни, окружение, в котором я нашел себя, мои первоначальные интересы и образование, а также проблемы, с которыми я столкнулся: эти четыре фактора, определившие направление всей моей последующей работы.

В ходе этой работы я выяснил, что, вопреки тому, во что верилось в те времена, уравнения линий передач Кельвина вполне совместимы с теорией полей Максвелла, и ограничительные предположения, которые обычно делались при выводе этих уравнений, обоснованны, но не являются необходимыми. Главная часть статьи представляет собой описание в общих чертах постепенного развития полных уравнений волнового распространения, которые оказались применимыми к широкому многообразию направляющих структур. Эти уравнения также формируют основу полной теории антенн. Завершающий раздел кратко описывает мою математическую теорию линейных антенных решеток, которая ведет к открытию сверхнаправленных линейных решеток.

Введение

Как первый лауреат награды за выдающиеся научные заслуги памяти Джона Т. Боллджена*¹, я был приглашен, чтобы сообщить о моих вкладах в теорию Максвелла и ее применение. О каких бы достижениях при этом ни шла речь, на каждое из них оказало влияние несколько факторов: мои раннее образование и интересы, ситуация, в которой я нашел себя 40 лет назад, состояние электрической теории в то время и тот факт, что я одновременно освоил теорию цепей, теорию линий передач и теорию полей Максвелла, так что моей работой стало изучение взаимоотношений между ними. Когда я оглядываюсь назад, то понимаю, что все эти факторы были важными. Комбинация моих особых математических интересов и того факта, что мой разум в отношении электрической теории был «*tabula rasa*», оказалась значительной. По этой причине может быть интересным кратко просмотреть кое-что из этой истории перед обсуждением вкладов, которые, хочется верить в это, были достаточно важными.

Состояние теории электрических линий в 1929 году

В конце 1929 года я вернулся из университета в Телефонные Лаборатории Белла и стал математическим консультантом только что сформированной группы, которая состояла примерно из 40 инженеров, целью которой было расширение телефонной связи до несущих частот от 60 тысяч до 1 миллиона Гц. Это были опытные инженеры, но их опыт, как теоретический, так и экспериментальный, был ограничен звуковыми или относительно низкими несущими частотами. Для помощи в области измерений высоких частот был приглашен радиоинженер, но для него и его оборудования, как он говорил, переменный ток с частотой 400 тысяч Гц был практически постоянным током. Брешь между технологиями измерений на низких и высоких частотах была велика – но подобным же образом, существовала брешь между низкочастотной и высокочастотной электрическими теориями: они не были в «хороших» отношениях друг с другом. Понятия и уравнения цепей и линий передачи составляли основу мышления телефонных инженеров. Однако, как выяснилось позже, основывались они на понятиях об электричестве и магнетиз-

ме, свойственных только статическим полям. Было бы опрометчиво ожидать, что эти понятия и уравнения не только будут достаточно хороши для таких высоких частот, как 1 миллион Гц, но даже будут применимы на частотах порядка 60 тысяч Гц, – которые также уже нельзя назвать низкими. Моей задачей было выяснить, как высоко можно подняться в частотном спектре до того предела, где использование низкочастотных уравнений будет неправомерным, и что нужно делать дальше, на более высоких частотах.

Все понимали, что теория полей Максвелла подходит для любых частот, но ее язык и некоторые понятия были чуждыми большинству инженеров того времени. Частные дифференциальные уравнения, включающие напряженности поля в точке пространства, граничные условия, скалярную величину запаздывания и векторные потенциалы были обычными вещами в той очень сложной теории. Напряжения и токи, напротив, играли незначительную роль. В соответствии с теорией запаздывающего потенциала, емкость, индуктивность и уравнения линий передач были приближениями, допустимыми и возможными без учета эффектов замедления и запаздывания сигналов. «Импеданс», который считался телефонными инженерами столь важным, бросался в глаза из-за факта своего отсутствия. В 1939 году Терман^{*2} в учебнике по радиотехнике ссылался на формулу Герца, описывающую зависимость уровня поля от расстояния для диполя переменного тока (электрического токового элемента, по терминологии тех лет), с таким комментарием к рассматриваемому эффекту: «отклонение от формулы включает понятия, неизвестные инженерам».

Теория Максвелла относилась главным образом к математической физике, а не к инженерному искусству. Физики открыли метод для вычисления полей, когда распределение зарядов и токовое распределение были известны, и инженеры приняли это. Однако физики были неспособны найти распределения тока в антеннах, которые использовались инженерами, и инженеры для этого вынуждены были делать существенные допущения и предположения, а также эксперименты. Бриллюэн [53], получил распределение тока в резонансных сфероидальных антеннах, но инженерам сфероидальные антенны не были интересны, резонансного условия для них было недостаточно, поэто-

му им приходилось измерять входной импеданс у каждой антенны. Короче говоря, в то время пропасть между инженерами и физиками была широкой, но пропасть между ними и мной была еще шире.

Мои интересы, предшествовавшие 1929 году

Мои интересы до 1929 года были почти всегда математическими, за исключением первых нескольких лет школьного образования, когда я очень хорошо учился по всем предметам, кроме арифметики, алгебры и геометрии. Я провалил математику и, в соответствии с нормами того времени, подлежал исключению из школы (в российских школах в то время повторные провалы даже в одном предмете автоматически приводили к отчислению). К счастью для меня, учитель по математике, который одновременно был директором школы, проявил мягкосердечность: заключительные классы он дал мне просто пройти (долго думая и грустно покачивая головой). Когда мне исполнилось четырнадцать лет, в школу пришел новый учитель, который сумел увидеть мою проблему в скуке, навеваемой задачами о «коровах и лошадях на пастбище», «покупке сахара и муки в магазине» и т.п. Он познакомил меня с различными областями математики, начав с трактата Коши по алгебраическому анализу.

Восхищение этой книгой радикально изменило мое отношение к математике. Сказав о типе математики, который мне не нравился, скажу о типе математики, который мне всегда нравился. Коши начался для меня с функционального уравнения $f(u + v) = f(u)f(v)$, которое выражает дополнительное правило для неизвестной функции $f(u)$. Затем он продолжил поиск свойств $f(u)$: предположил, что $u = 0$ и нашел, что $f(0) = 1$. Он принял $u = v = 1$ и нашел, что $f(2) = [f(1)]^2$. Далее он рассмотрел независимо изменяющиеся интегральные величины, функциональные величины, положительные реальные величины, отрицательные реальные величины и, наконец, комплексные величины. Таким образом, $f(u + iv) = f(u)f(iv)$ и $f(iv) = \varphi(y) + i\psi(y)$, где $\varphi(y)$ и $j\psi(y)$ – две новые функции, для которых Коши ввел дополнительные правила. Весь процесс был удивительно удачным следствием всех базовых свойств экспоненциальных, круговых и гиперболических функций комплексных переменных.

Несколько позже я прочел трактат по неевклидовой геометрии Вебера и Веллштайна. Их метод анализа также был необычным, и я понял, что геометрия тоже может быть очень интересной. Чтобы сократить эту длинную историю, скажу, что в итоге я стал математически образованным. Оглядываясь назад, я понимаю, что сначала был заинтересован в теориях с решением задач, зависящих от развития этих теорий, что мне нравилась классика сама по себе, а не приложения. О прикладной науке я знал только то, что выучил в высшей школе и за время нескольких обязательных курсов колледжа – вероятно, то, какими показались мне все эти вещи на первый взгляд.

Обучаясь у инженеров

В 1929 году, находясь с такой базой знаний в строго инженерном окружении, я решил стать инженером. Я стал изучать язык инженеров, их метод мышления и теоретические инструменты профессии: теорию цепей и линий передач, связанные с ней понятия. Это было просто, и после этого потребовался лишь небольшой шаг от базовых электрических и магнитных понятий к таким понятиям, как емкость, индуктивность и т.д., которые возникают в классических уравнениях линий передач в качестве величин, распределенных вдоль длины проводников z . Для установившегося состояния последнее:

$$dV/dz = -ZI, \quad dI/dz = -YV, \quad (1)$$

где I – ток в одном проводнике и $-I$ – в другом, в то время как V – напряжение между первым проводником и вторым. Первичные параметры Z и Y , соответственно, – это последовательный импеданс и поперечная проводимость линии передачи на единицу длины:

$$Z = R + j\omega L, \quad Y = G + j\omega C. \quad (2)$$

Сопротивление R последовательно с индуктивностью L и электрическая проводимость G параллельно с емкостью C обычно малы, поэтому идеализированный нерассеивающий случай часто очень важен в теоретических обсуждениях. Таким образом, рис. 1 показывает нерассеивающую распределенную сеть, представляющую (1) графически.

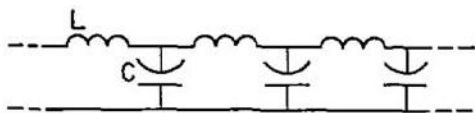


Рис. 1. Непрерывно распределенная сеть представляет идеальную нерассеивающую линию передач. Неидеальные проводники добавляют малое сопротивление, включенное последовательно с индуктивностью, а неидеальные диэлектрики – малую проводимость, параллельную емкости

В решениях линейных уравнений (1), инженеры заменяют первичные параметры вторичными параметрами:

$$\Gamma = (ZY)^{1/2}, \quad Z_0 = (Z/Y)^{1/2}. \quad (3)$$

Реальная часть постоянной распространения Γ определяет величину затухания волн, в то время как мнимая часть определяет изменение фазы и фазовую скорость. Величина Z_0 называется характеристическим импедансом. В месте соединения двух линий передачи волны могут отражаться, и коэффициент отражения зависит от величины характеристических импедансов. Если эти импедансы равны между собой (совпадающие линии), отражения не будет, даже если скорости волн с двух сторон соединения различны. Когда импедансы между собой не равны, отражение имеет место даже тогда, когда скорости волн одинаковы.

Волновой импеданс

В процессе изучения способа мышления инженеров я не мог не заметить сходства между электрическими и механическими системами, такими как натянутые струны, и несходства способов обращения с ними инженерами с одной стороны, и физиками с другой. Для струн, например, физики получили два уравнения первого порядка, схожих с (1), а затем незамедлительно исключили одну из зависимых переменных, чтобы получить волновое уравнение. Инженеры же продолжили развитие по пути как V , так и I . Для них волновое уравнение являлось лишь второстепенным для решения двух уравнений первого порядка (1). Из волнового уравнения физики опреде-

ляли фазовую скорость, в то время, как характеристический импеданс существенно падает в приграничной полосе.

Естественно, я стал интересоваться способом обращения с эффектом отражения. Как физики моделируют его? Они используют граничные условия. Так же делали и инженеры, но они переводили граничные условия в величину, которая позволяла им синтезировать комплексные системы. В то же время они вряд ли смогут проектировать системы с граничными условиями. Всплыл и другой факт: в своем учении о волновых явлениях физики характеризовали среду первичными параметрами, что не является достаточно общим случаем. Если две струны соединены, напряжение их одинаково и коэффициент отражения может быть выражен с помощью передаточного числа. Таким же образом в некоторых книгах по физике коэффициент отражения для одинаковых плоских электромагнитных волн, сталкивающихся с плоской границей раздела между двумя диэлектрическими средами, выражается с помощью передаточного числа. При этом допускалось автоматически, что проницаемость сред одинакова. Что же касается явления отражения, то выяснилось, что многие формулы в физике являются правильными лишь в определенных частных случаях. В мире инженеров, со своей стороны, первичные параметры изменяются в широком диапазоне независимых величин, сами по себе или по инициативе инженеров. Величины L и C зависят не только от μ и ϵ , но также от размеров проводников. Кроме того, инженеры умеют управлять μ и ϵ . Такие сравнения впоследствии привели меня к созданию концепции импеданса и его применений [22].

Совмещенные линии передач

Некоторые линии передач часто помещены в кабель, где присутствуют перекрестные помехи между расположенными рядом линиями. Полный набор уравнений для N линий передач:

$$dV_m/dz = -\sum_n Z_{mn} I_n, \quad dI_m/dz = -\sum_n Y_{mn} V_n, \quad (4)$$

где $m; n = 1; 2 \dots N$. Величины Z_{mn} и Y_{mn} при $m \neq n$ представляют взаимодействие или объединение линий.

Кельвин вывел уравнения линий передач в целях определения распространения телеграфных сигналов по коаксиальным кабелям и для этих целей назвал их «уравнениями телеграфиста». Он также получил уравнения для систем с несколькими проводниками, которые идентичны (4) за исключением того, что V_m и I_m могут быть выбраны различными путями. Например, для $N + 1$ проводников $I_1; I_2 \dots I_N$ могут быть общими токами в N заданных проводниках, а ток в $(N + 1)$ -ом проводнике будет $-(I_1 + I_2 + \dots + I_N)$. Другой возможный способ такой: $I_1; I_2$ и т.д. могут быть замкнутыми токами, с помощью которых выражается общий ток в проводниках, – таким же образом, как цепь токов в электрической сети выражается в терминах сетевых токов. Например, в воздушной двухпроводной телефонной линии I_1 и I_2 могут быть полными токами в проводниках, тогда ток в земле (который всегда там есть, нравится нам это или нет) будет равен $-(I_1 + I_2)$. Однако более существенно то, что можно выбрать замкнутый ток ($I_1, -I_1$) в проводниках и другой замкнутый ток I_2 , поровну разделенные между проводами, которые проходят через землю.

Изучая теорию Максвелла

Нужно слишком много времени, чтобы описать, какими я увидел электрические волны с точки зрения инженера. Тем более что с тех пор, как целью моей первой работы с Телефонными Лабораториями Белла стала проверка соответствия классических уравнений линий передач (1) теории поля Максвелла, я узнал еще кое что об этой теории. Сначала ее уравнения озадачили меня: они были достаточно просты, как частные дифференциальные уравнения; но я не видел физической реальности за ними. Было очевидно, что эти дифференциальные уравнения не могли быть определены экспериментально. Больше того: поскольку физические законы не зависят от координат, я ожидал, что электромагнитные законы будут статическими^{*3}. Я принимал любые наборы уравнений, выведенные из основных законов, для аналитического и вычислительного применения, но все же хотел бы начать с их убедительного физического смысла.

Я оценил по достоинству величину задержки и векторные потенциалы как вычислительные приемы для получения полей в свободном пространстве при стационарных и движущихся зарядах.

Я понимал их важность при работе с силами, возникающими между движущимися электрическими частицами, но для меня было удивительно, что они не могут помочь при волновом распространении тех же частиц по проводам. Затем я понял, что классическая экспозиция теории Максвелла была принята, вообще говоря, физиками, которым с ней было комфортно благодаря их физической базе. Такое обращение было приемлемо и для прикладной математики: перевести физические проблемы в математические уравнения, а затем, не давая физиком возможности для дальнейших размышлений, решать уравнения с помощью известных традиционных методов. Но это означало, что применение теории Максвелла было ограничено границами разрешимых числовых проблем: таких как свободные колебания идеально проводящих сфероидов, без учета практических конструкций антенн.

Как выяснилось, мне повезло в том, что моя собственная физическая база не отвечала хоть сколько-нибудь строгим требованиям, из-за чего я был вынужден думать больше о физических, чем о математических аспектах теории Максвелла. Это было, вероятно, одной из причин того, почему я смог сделать нечто большее, чем просто решить какие-то частные проблемы, а именно: использовать вторую функцию прикладной математики, которая имеет ввиду применения абстрактного математического мышления для обобщения существующих физических идей и теорий, создания новых понятий. Например, идея тока смещения была первоначально представлена Максвеллом, чтобы сделать закон Ампера применимым для случая зависящих от времени полей и, таким образом, сформулировать известные нам уравнения. С тех пор классические толкования теории Максвелла были сущностью, используемой для работы с уравнениями переменного поля, а на ток смещения мало кто обращал внимание. Я не мог найти какого-либо действующего определения тока смещения, которое бы передавало его физический смысл. Я анализировал разные определения и в результате нашел одно, которое меня удовлетворило: ток смещения может быть найден путем измерения тока проводимости между противоположными поверхностями маленькой и тонкой металлической пластины, помещенной в поле. Это и тот факт, что и ток проводимости, и ток смещения вызывают

одинаковые магнитные эффекты, заставило меня почувствовать, что сходство между ними более важно, чем различие. Данное убеждение оказалось продуктивным.

Простое, но далеко идущее открытие

Мои первые электромагнитные проблемы касались двух типов линий, которые были исследованы в 1929 году для высокочастотной телефонной передачи информации: самоэкранированные коаксиальные цилиндры и традиционные параллельные (или витые) провода, которые пришлось экранировать для защиты от перекрестных помех между соседними линиями.

Это были, фактически, коаксиальные линии, которые подразумевал Кельвин, когда развивал свои «уравнения телеграфиста» (1). Чтобы вычислить C и L , он ввел равные и противоположные статические заряды q и $-q$ на единицу длины, а также равные и противоположные постоянные токи I и $-I$. Из этих предположений им были получены выражения для радиальной напряженности электрического поля E_ρ и азимутальной напряженности магнитного поля H_φ :

$$E_\rho = q / 2\pi\epsilon\rho, \quad H_\varphi = I / 2\pi\rho. \quad (5)$$

Значительно позже с помощью теории запаздывающего потенциала было показано, что представленные выше уравнения приблизительно верны, если запаздывающий эффект не учитывается. В этой связи мое первое открытие было таким: если цилиндрические проводники идеальны, (5) согласуется с уравнениями Максвелла и граничными условиями на всех частотах [12]. То же самое верно для идеально проводящих параллельных проводов, и, в действительности, для параллельных проводников произвольных поперечных сечений.

Таким образом, предположения, которые были сделаны при классическом выводе уравнений линий передач (1) и (2), были, как говорят математики, необходимыми и достаточными. Поэтому запаздывающий эффект не изменил справедливости этих уравнений.

Однако чтобы возбудить волну с распределения поперечного поля, заданного с помощью (5), внешнее напряжение на входных

клеммах линии должно быть распределено обратно пропорционально расстоянию ρ от ее оси. В общем случае это не так важно и внешнее поле можно предполагать возбужденным. Позже я рассмотрел вопрос об этом дополнительном поле в деталях, но в тот момент просто сформулировал, что имеет место, по существу, конечный эффект, ограниченный непосредственной взаимной близостью входных клемм – до тех пор, пока частоты настолько высоки, что соответствующие длины волн сравнимы с поперечными размерами коаксиальной линии. Это сразу приводило к частотам порядка миллиарда Герц. Больше того: я показал, что указанный конечный эффект может быть представлен, даже когда он становится значимым, с помощью некой полной проводимости, подключенной параллельно линии. Естественно, что вблизи входных клемм уравнения Кельвина для полных напряжения и тока в непосредственном виде применяться не могли. Но это ведь не запрещает утверждать, что данные уравнения приблизительно одинаковы вдоль всей линии^{*4}.

Радиальный волновой импеданс

Случай неидеальных коаксиальных проводников я рассмотрел с трех точек зрения. Начну с самого раннего метода, который оказался самым простым, наиболее прямым и хотя приблизительно в теории, очень хорошим на практике – даже в диапазоне миллиметровых волн. Другие два метода рассмотрю позже как часть более общей теории волнового распространения, которую я развивал постепенно в течение нескольких лет.

Граничные условия на границе раздела между проводящими цилиндрами и нерассеивающими диэлектриками (типа воздуха) представляют собой

$$\sigma_m E_\rho^{(m)} = j\omega\epsilon E_\rho^{(d)}, \quad (6)$$

где σ_m – проводимость металла; ϵ – диэлектрическая постоянная среды между цилиндрами; верхние индексы (m) и (d) относятся, соответственно, к металлу и диэлектрику. Для меди и воздуха отношение $E_\rho^{(m)} / E_\rho^{(d)}$ приблизительно равно $6,6 \cdot 10^{-18} \omega$. Отсюда для практических целей следует, что поле в цилиндрах имеет только две компо-

ненты: E_z и E_φ . Для тонких цилиндров уравнения распространения есть (1) и (2), где

$$Z = j\omega\mu, \quad Y = \sigma_m. \quad (7)$$

Соответствующая распределенная цепь для этих радиальных волн показана на рис. 2. Постоянная радиального распространения и радиальный волновой импеданс [12; 22]:

$$\Gamma_\rho = (j\omega\mu\sigma_m)^{1/2}, \quad \eta_\rho = j\omega\mu/\sigma_m. \quad (8)$$

Для сведения: точные уравнения распространения для одинаковых (средних по окружности) радиальных волн здесь все еще (1) и (2), в которых

$$V = hE_z, \quad I = 2\pi\rho H_\varphi, \quad Z = j\omega\mu h/2\pi\rho, \quad Y = 2\pi\sigma_m\rho/h, \quad (9)$$

где h – произвольная длина, представленная для того, чтобы сделать физические величины зависимых переменных такими же, как физическая величина напряжения. Так же I – ток, охватываемый цилиндрической поверхностью радиуса ρ . Соответствующая распределенная цепь всё еще такая же, как показанная на рис. 2, где при увеличении расстояния ρ индуктивность $L = \mu h/2\pi\rho$ уменьшается, а проводимость $G = 2\pi\sigma_m\rho/h$ увеличивается. Я отмечаю это, чтобы подчеркнуть тот факт, что какое бы приближение ни было сделано в некоторых специальных случаях для практического удобства, оно никак не повлияет на точность общей теории волнового распространения, которую я развил впоследствии и которую опишу в общих чертах после того, как закончу с эффектом рассеяния при распространении волн и с проблемой экранирования.

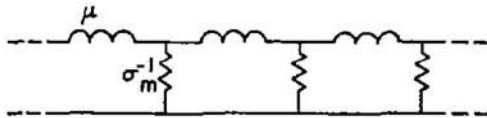


Рис. 2. Непрерывно распределенная цепь представляет радиальные волны в металлических цилиндрах (чья толщина обычно мала в сравнении с их радиусами). Для толстых цилиндров индуктивность и емкость пропорциональны расстоянию ρ от оси

Физическая картина волнового распространения между идеальными проводящими коаксиальными цилиндрами проявляется следующим образом. Основная энергия переносится волной в пространстве между проводниками и может быть вычислена с помощью интегрирования $(1/2)E_\rho H_\phi^*$ через поперечное сечение. Остальная часть энергии движется в проводниках и как бы выносится радиальными волнами наружу из их внутренних областей: ввиду чрезвычайно большого затухания напряженность поля этих волн в проводниках уменьшается очень быстро, так что коаксиальные линии являются самоэкранированными. Радиальная утечка энергии через единицу площади – реальная часть $(1/2)E_z H_\phi^*$. Эффект этой утечки вместе с малым импедансом составляют последовательный полный импеданс Z в (2). За исключением числовых деталей, для волнового распространения между цилиндрическими проводниками произвольной формы картина будет такой же.

Я мог бы упомянуть и другое явление: вследствие того, что E_z не равно нулю, будут существовать продольные токи смещения между проводниками. Если эти токи достаточно значимы, то могут повлиять на магнитное поле и последовательно включенную индуктивность. Однако их интенсивность есть $j\omega\epsilon E_z$ – то есть определяется произведением двух очень малых величин.

Волновой импеданс и проблема экранирования

Вторая проблема, с которой я столкнулся в те давние дни – это эффект экранирования [12; 22]. Из-за физических размеров параллельные провода могут рассматриваться как линейный источник парных токов I и $-I$, передаваемых радиальными волнами, сталкивающимися на коаксиальном экране, однородном или сделанном из коаксиальных слоев различных материалов (меди и железа, например), как показано на рис. 3. Механическая прочность и экономическая целесообразность – два фактора, влияющие на выбор материалов для рассматриваемых слоистых экранов. В каждом цилиндрическом пространстве мы имеем, в зависимости от вида угловой функции ($\cos \varphi$ или $\sin \varphi$):

$$E_z = A_n I_1(=_{\rho,n} \rho) + B_n K_1(=_{\rho,n} \rho);$$

$$H_\varphi = (=_{\rho,n} / j\omega\mu_n) [A_n I_1'(=_{\rho,n} \rho) + B_n K_1'(=_{\rho,n} \rho)]. \quad (10)$$

где I и K – модифицированные функции Бесселя, n относится к определенной области и соответствующая постоянная распространения

$$\Gamma_{\rho,n} = [j\omega\mu_n (\sigma_n + j\omega\varepsilon_n)]^{1/2}. \quad (11)$$

В воздухе $\sigma_n = 0$, и в металлах $j\omega\varepsilon_n$ незначительно. В области, непосредственно окружающей провода, B определялось через ток I в проводах. Снаружи экрана коэффициент у функции I_1 должен быть равен нулю. На границе раздела между различными слоями E_z и H_φ должны быть непрерывными (постоянными). В случае нескольких слоев обычное решение проблемы граничной величины прямое, но результаты будут более сложными. Для трехслойного экрана, например, пришлось бы рассмотреть пять областей, восемь неизвестных коэффициентов и восемь линейных уравнений для их решения.

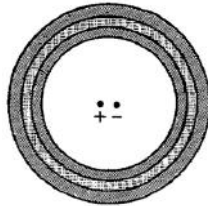


Рис. 3. Поперечное сечение двойного источника, сформированного параллельными токами I и $-I$, протекающими в противоположных направлениях, с трехслойным коаксиальным экраном

Данная ситуация ярко иллюстрирует важность понятия волнового импеданса, которое я ввел в теорию поля Максвелла, чтобы вместо решения множества алгебраических уравнений продолжать анализировать радиальные волны, внешнюю границу бегущих волн и отраженные волны. Последние более удобны, чем внутренние связанные бегущие волны, которые образуют виртуальный двойной источник на оси и эффективно отражаются от него. Анализ может

быть основан непосредственно на уравнениях волнового распространения, которые достаточно просты и форма которых задана уравнениями (1) и (2). Волновой импеданс в положительном и отрицательном радиальных направлениях:

$$Z_{\rho}^{+} = Z_{\rho}^{-} = j\omega\mu\rho \quad (12)$$

в воздухе и

$$Z_{\rho}^{+} = Z_{\rho}^{-} = (j\omega\mu/\sigma)^{1/2} \quad (13)$$

в проводниках, где радиальное распространение постоянно:

$$\Gamma_{\rho} = \alpha + j\alpha, \quad \alpha = (\pi\mu f\sigma)^{1/2}, \quad (14)$$

где α – постоянная затухания. Эффективность экранирования зависит от затухания в следующих один за другим слоях и от потерь на отражение от каждой границы раздела между соседними слоями вследствие несоответствия импедансов. Обычно для экранирования используются такие материалы, как медь и железо. Результатом этого становится тот факт, что отражение на границах медь-железо и медь-воздух очень велико. С другой стороны, для частот порядка от 700 тысяч до 800 тысяч Гц импедансы радиальных волн в воздухе и меди приблизительно одинаковы по абсолютной величине, поэтому волны проходят из одной среды в другую с очень малыми отражениями. Отсюда следует, что при одинаковом количестве меди и железа намного более эффективное экранирование достигается в том случае, когда железо расположено между слоями меди, чем когда медь располагается между слоями железа. Улучшение эффективности экранирования благодаря дополнительным отражениям составляет порядка 30 дБ, то есть весьма существенно.

Стоит упомянуть вот еще о чем: инженер, который отвечал за генерацию полей, был экспериментатором и понятия не имел ни о теории Максвелла, ни о функциях Бесселя. Но после того как я объяснил ему процесс распространения радиальной волны в терминах концепции линий передач, я смог передать проблему целиком в его

руки. В противном случае, мне пришлось бы стать его вычислительной машинкой. Мои объяснения, кстати, он очень эффективно использовал при проектировании линий из переплетенных (для гибкости) лент, рассчитывая импеданс радиальной волны и постоянные затухания. Излишне говорить о том, что проблемы определения данных параметров другими средствами были бы не столь просто решаемыми.

Когда я вспоминаю об этом, то определенно горжусь, что мое объяснение теории Максвелла было таким, что инженеры могли легко понять эту теорию и использовать ее потом самостоятельно – потому что именно от них в значительной мере зависит прогресс современных технологий. Этот жизненный опыт взаимодействия с практическими специалистами повлиял и на мое преподавание теории Максвелла для студентов младших и старших курсов Колумбийского Университета, а также на мой учебник для них [1]. Вместо использования уравнений полей как средства для преподавания векторного анализа и других тем высшей математики, я использовал все доступное учебное время для преподавания теории Максвелла как таковой.

Следующая четверть столетия

Моя работа по исследованию линий передачи с позиций теории Максвелла привела к постепенному развитию полной теории волнового распространения в широком разнообразии структур, включая полые волноводы постоянного или изменяющегося поперечного сечения, изогнутые волноводы, а также волноводы, наполненные неоднородным диэлектриком, и даже антенны произвольной формы и размера. На протяжении всего этого исследования я подчеркивал сходство между волновым распространением в этих структурах и волновым распространением в многопроводных линиях передачи – сначала с целью объяснения нового типа волнового распространения на языке, понимаемом инженерами, а позже как руководство для формирования мощного математического метода для решения уравнений Максвелла в заданных координатах.

Постепенно акцент на линиях передачи как особых физических структурах был заменен развитием более общей и аб-

страктной идеи мод волны. В итоге уравнения (1) для независимых мод и (4) для связанных мод остались без изменений, хотя значения V_s и I_s в них становились все более общими. Типовая величина V вместо того, чтобы быть напряжением между двумя проводниками, становилась мерой относительной интенсивности поперечной компоненты напряженности электрического поля для определенной моды волны, характеризующейся присущей ей диаграммой пространственного распределения поля в поперечном сечении. Аналогичным образом величина I вместо того, чтобы быть замкнутым током в линии передачи, становилась мерой относительной интенсивности поперечной магнитной напряженности для данной моды волны. Для каждой такой моды первичные параметры Z_{mn} и Y_{mn} могли быть определены достаточно точно по уравнениям Максвелла. В некоторых простых ситуациях их приближенные значения могли быть также получены из физических представлений о полях в волноводной структуре [1-2]. Таким образом, (1) и (2) стало более правильно называть уравнениями волнового распространения, а не уравнениями линий передач.

Независимые моды волнового процесса

Рассмотрим в общих чертах некоторые особенности созданной новой теории. Для начала будем считать волны закрытыми одной или более неидеально проводящими границами произвольной цилиндрической формы, параллельными оси z . Первый важный факт: уравнения Максвелла могут быть разделены на два независимых набора, в первом из которых продольная составляющая H_z однозначно стремится к нулю, во втором аналогичным образом ведет себя E_z . Волны, описываемые первым набором, я назвал поперечными магнитными волнами (*TM*-волны, *H*-поляризованные волны), потому что вектор напряженности магнитного поля у них перпендикулярен направлению распространения волны. По схожим причинам другие названные волны я назвал поперечными электрическими (*TE*-волны, *E*-поляризованные волны). В обоих случаях существует двойной бесконечный набор диаграмм поперечных полей, которые могут распространяться вдоль оси z независимо друг от друга.

В случае TM -волны при этом отсутствует продольный магнитный ток: следовательно, напряжение вокруг любых замкнутых кривых в поперечной плоскости стремится к нулю и магнитные силовые линии также являются замкнутыми в этих плоскостях. По этой же причине поперечная компонента вектора E есть градиент функции потенциала и напряженность магнитного поля выводится из потока или поточной функции. Получается, что для каждой диаграммы распределения поля потенциальная и поточная функции зависят от одной функции $T(x, y)$:

$$E_t = V(z) \text{grad} T(x, y), \quad H_t = -I(z) \text{flux} T(x, y), \quad (15)$$

где $\text{grad} \equiv (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ и $\text{flux} = (\partial/\partial y, -\partial/\partial x)$.

Функции $T(x, y)$ удовлетворяют условию

$$(\partial^2 T / \partial x^2) + (\partial^2 T / \partial y^2) = -\chi^2 T \quad (16)$$

и стремятся к нулю на идеально проводящих границах. Граничные условия соответствуют двойному бесконечному набору действительных значений χ . Плотность продольного электрического тока смещения задается с помощью

$$j\omega \varepsilon E_z = -\chi^2 I(z) T(x, y). \quad (17)$$

Нормированные напряжение $V(z)$ и ток $I(z)$ соответствуют уравнениям распространения (1), в которых

$$Z = j\omega \mu + \chi^2 / j\omega \varepsilon, \quad Y = j\omega \varepsilon. \quad (18)$$

На рис. 4 изображена непрерывно распределенная сеть, в которой напряжение и ток распределены одинаковым образом. Последовательная емкость на единицу длины есть ε / χ^2 ; на низких частотах она доминирует над последовательной индуктивностью, вследствие чего волны затухают. На этих частотах характеристический волновой импеданс реактивный, и энергия циркулирует между генератором и локальным полем.

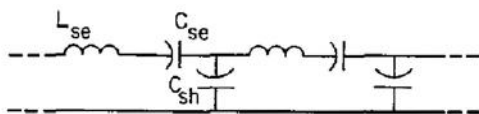


Рис. 4. Непрерывно распределенная сеть представляет ТМ-волны в областях, ограниченных идеально проводящими цилиндрическими поверхностями. Малые сопротивления неидеальных проводников должны быть включены последовательно с индуктивностью. Малые проводимости неидеальных диэлектриков должны быть включены параллельно с емкостями.

Заметим, что $T(x, y)$ и плотность продольного электрического тока смещения $j\omega\epsilon E_z$ пропорциональны смещению свободно вибрирующей электрической мембраны, зафиксированной вдоль ее границы ($T = 0$). Постоянные χ пропорциональны собственным частотам этой мембраны. Таким образом, существует взаимно-однозначное соответствие между поперечными магнитными модами волны и видами колебаний эластичной мембраны, зафиксированной вдоль ее границы.

Для полой трубы с прямоугольным сечением $T(x, y)$ – результат перемножения синусоидальных функций от $(m\pi x/a)$ и $(n\pi y/b)$, когда m и n – целые числа, a и b – размеры трубы. Для коаксиальных цилиндров и полых труб с круговым сечением $T(x, y)$ определяется функцией Бесселя радиальной координаты ρ и синуса или косинуса кратного целого угловой координаты φ . В общем случае двойной бесконечный набор функций $T(x, y)$ является полным набором и поэтому представляет собой функцию, произвольную для всех практических целей.

Поперечные электрические волны дуальны ТМ-волнам, вместо (15) для них

$$E_t = V(z) \text{grad } T(x, y); \quad H_t = I(z) \text{grad } T(x, y), \quad (19)$$

где $T(x, y)$ соответствует (16) и нормальная производная $\partial T / \partial n$ стремится к нулю на идеально проводящих границах. Эти волны соответствуют свободным вибрациям эластичной мембраны с подвижной границей. Плотность магнитного тока

$$j\omega\mu H_z = -\chi^2 V(z) T(x, y). \quad (20)$$

Плотность магнитного тока пропорциональна смещению такой мембраны. В уравнениях волнового распространения

$$Z = j\omega\mu; \quad Y = j\omega\epsilon + (\chi^2 / j\omega\mu) . \quad (21)$$

Соответствующая данному случаю распределенная цепь представлена на рис. 5. Параллельная индуктивность единицы длины есть μ/χ^2 , на низких частотах это соответствует эффективному короткому замыканию линии. В случае поперечных электромагнитных (*TEM*) мод волны ($\chi = 0$) продольные электрические токи сконцентрированы в проводнике и распределенные цепи соответствуют типу, показанному на рис. 1.

В случае *TM*-волн существуют продольные электрические токи смещения, которые протекают между проводниками. Эти емкостные токи учитываются посредством последовательной емкости в соответствующих распределенных цепях (см. рис. 4). Поскольку поперечных токов проводимости в данном случае нет и присутствуют только токи смещения, имеется только шунтирующая (параллельная) емкость. В случае *TE*-волн обычно присутствуют и продольные, и поперечные токи проводимости, следовательно, имеются и последовательная, и параллельная индуктивности (см. рис. 5). Все токи смещения здесь поперечны, поэтому последовательной емкости нет.

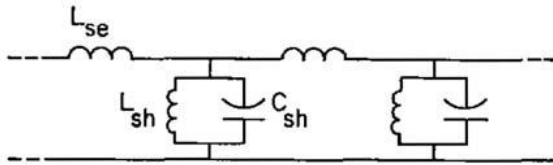


Рис. 5. Непрерывно распределенная сеть представляет TE-волны в областях, ограниченных идеально проводящими границами. Малые сопротивления неидеальных проводников должны быть включены последовательно с индуктивностью. Малые проводимости неидеальных диэлектриков должны быть включены параллельно с емкостями

Существует, однако, важное исключение. В *TE*-волнах с круговой симметрией нет продольных токов проводимости – поэтому нет

и последовательного сопротивления. Благодаря поперечным токам проводимости присутствует лишь некоторое сопротивление, включенное последовательно с шунтирующей индуктивностью (см. рис. 5). С увеличением частоты параллельные токи проводимости встречают все более увеличивающееся полное сопротивление, тогда как параллельные токи смещения встречают заметно уменьшающееся полное сопротивление. Таким образом, токи проводимости монотонно убывают, и вместе с ними уменьшаются коэффициенты рассеяния и затухания волны. Коэффициент затухания оказывается пропорциональным $f^{-3/2}$, тогда как для всех других волн он пропорционален $f^{1/2}$. Практическую важность таких *ТЕ*-волн невозможно переоценить.

Если диэлектрическая среда неидеальна, $j\omega\varepsilon$ в предыдущих уравнениях должно быть заменено на $\sigma + j\omega\varepsilon$, где σ – удельная проводимость. Распределенная проводимость при этом должна быть включена параллельно с каждой емкостью на рис. 4 и рис. 5.

Характеристический волновой импеданс $(Z/Y)^{1/2}$ зависит от проницаемости μ , диэлектрической постоянной ε и удельной проводимости σ (если она присутствует) среды. Кроме того, они зависят от параметра χ , то есть, от определенной моды волны, которая характеризуется определенным поперечным распределением поля. Для *ТЕМ*-волн $\chi = 0$ и характеристический волновой импеданс $[j\omega\mu/(\sigma + j\omega\varepsilon)]^{1/2}$ зависит только от параметров среды. По этим причинам я назвал его собственным полным сопротивлением среды (внутренним импедансом).

От уравнений Максвелла к уравнениям волнового распространения

Уместно сделать несколько замечаний о выводе представленных выше уравнений из уравнений Максвелла – при этом будет достаточно рассмотрения *ТМ*-волн. Имеются четыре уравнения, которые показывают распространение волны вдоль оси z :

$$\partial E_x / \partial z = -j\omega\mu H_y + \partial E_z / \partial x, \quad \partial H_y / \partial z = -j\omega\varepsilon E_x, \quad (22)$$

$$\partial E_y / \partial x = j\omega \mu H_x + \partial E_z / \partial y, \quad \partial H_x / \partial z = j\omega \varepsilon E_y, \quad (23)$$

два уравнения, объединяющие волны в поперечных плоскостях:

$$\partial E_y / \partial x = \partial E_x / \partial y; \quad \partial H_x / \partial x + \partial H_y / \partial y = 0, \quad (24)$$

и выражение для плотности продольного электрического тока:

$$j\omega \varepsilon E_z = \partial H_y / \partial x - \partial H_x / \partial y. \quad (25)$$

Из (24) мы можем сделать вывод, что поперечные компоненты E и H получаются из потенциальной и потоковой функций соответственно. Зависимость этих функций от координат x и y должна быть одинаковой, если относительное распределение поля в поперечной плоскости не зависит от продольной координаты z – это следует из (22) и (23). Эти результаты, совместно с уравнением (25), приводят к (16) для T -функций и окончательно к уравнениям распространения (1) и выражениям (18) для распределенных параметров.

Если проводники неидеальные, TM и TE -волны в общем случае связаны между собой, хотя эта связь слабая, так что напряженность H_z очень мала по сравнению с $(\varepsilon / \mu)^{1/2} E_z$ или E_z очень мала в сравнении с $(\mu / \varepsilon)^{1/2} H_z$. В некоторых случаях только TM -волны сдвоены (или только TE -волны) – тогда также возможно получение независимых мод непосредственно из уравнений Максвелла. Для таких независимых мод уравнения распространения (1) все еще выполняются и выражения для Z и Y изменяются лишь незначительно в диапазоне частот, значительно превышающих частоты диапазона микроволн. В итоге, однако, χ становится очень сложной функцией, зависящей от частоты, и поперечные диаграммы напряженности поля становятся непохожими на диаграммы напряженности для идеально проводящих границ.

Связанные моды волнового процесса

Рассмотренный выше анализ распространения электромагнитных волн в областях, заполненных однородным диэлектриком и окруженных идеально проводящими цилиндрическими грани-

цами, обеспечивает математический аппарат для работы со значительно более общими случаями. Этот анализ дает два полных набора ортогональных функций $T(x, y)$ для представления скалярных функций поля (таких как E_z и H_z), а также четыре полных набора ортогональных векторных производных этих функций для представления поперечных компонент поля, – независимо от того, какими они являются в каждом определенном случае. Для прямоугольных поперечных сечений эти функции являются синусоидальными и косинусоидальными; для круговых поперечных сечений они определяются через функции Бесселя и круговые функции. Если параметры μ и ϵ зависят от координат x, y и z , то в общем случае не существует таких решений уравнения Максвелла, в которых компоненты поля определялись бы в виде функций, каждая из которых зависит только от одной координаты или результатами вида $f(x, y)F(z)$. Однако, не обращая внимания на природу этих решений, мы можем представить их в каждой поперечной плоскости с помощью бесконечных рядов ортогональных функций (как ряды Фурье или ряды Фурье-Бесселя), а затем попытаться определить коэффициенты (которые будут функциями z) так, чтобы эти ряды соответствовали уравнениям Максвелла и граничным условиям. Это также верно, если линии z не прямые, а изогнутые – из-за чего уравнения Максвелла содержат изменяющиеся коэффициенты, а координаты неразделимы. Если границы не идеально проводящие, а также в некоторых других случаях, определенные компоненты поля могут быть представлены такими рядами только в открытых областях (не включающих сами границы). Такие границы неравномерно сходятся и являются недифференцируемыми, поэтому они не могут быть заменены непосредственно в уравнениях Максвелла по ходу их решения. Даже когда все подходящие ряды являются дифференцируемыми, прямое замещение не всегда позволяет определить нужные коэффициенты. Я покажу примененный мной метод с помощью простого примера – для более детального и общего ознакомления с этим методом советую почитать дополнительную литературу [1; 49-50].

Будем считать проводящие плоскости (см. рис. 6) искривленными, так что линии z являются кругами со средним радиусом кривиз-

ны R . Тогда дифференциальный элемент длины в таких «искривленных» декартовых координатах

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + (1 + x/R)^2 dz^2, \quad (26)$$

где x – расстояние от середины круга.

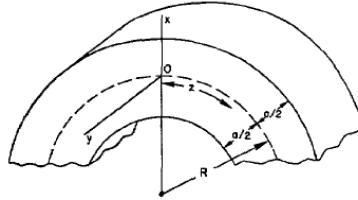


Рис.6. Два коаксиальных цилиндра среднего радиуса R и «изогнутые» декартовы координаты

Если поле не зависит от координаты y , то уравнения Максвелла для TM -волны будут иметь вид

$$\begin{aligned} \partial E_x / \partial z &= -j\omega\mu(1 + x/R)H_y + \frac{\partial}{\partial x}[(1 + x/R)E_z], \\ \partial H_y / \partial z &= -j\omega\varepsilon(1 + x/R)E_x, \quad j\omega\varepsilon E_z = \partial H_y / \partial x. \end{aligned} \quad (27)$$

В каждой поперечной плоскости E_x и H_y могут быть выражены с помощью рядов косинусов, зависящих от x , с коэффициентами, зависящими от z :

$$\begin{aligned} E_x &= V_0(z)/a + N \sum_{n=1}^{\infty} V_n(z) \cos(n\pi/a)(x + a/2), \\ H_y &= I_0(z)/b + N \sum_{n=1}^{\infty} I_n(z) \cos(n\pi/a)(x + a/2), \end{aligned} \quad (28)$$

где $x = -a/2; a/2$ – уравнения металлических границ; b – ширина полосковой линии передачи, которая в классической теории (игнорирующей более высокие моды волны) проводит ток $I_0(z)$. Постоянная $N = (2/ab)^{1/2}$ введена здесь по нескольким причинам. С ее учетом средняя полная (комплексная) мощность, проходящая через область ab такова:

$$P = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} V_n(z) I_n^*(z). \quad (29)$$

Это выражение хорошо известно в классической теории линии передач. При наличии данного фактора взаимные полные сопротивления Z_{mn} и Z_{nm} , которое появляется в уравнениях распространения, равны (обратимость).

Если бы R был бесконечным, μ и ε постоянными, а металлические границы являлись бы идеально проводящими, то выражения, соответствующие каждому значению n , удовлетворяли бы уравнениям Максвелла и граничным условиям. В противном случае, нам нужны полные ряды для представления решений. Заметим, что плотность продольного тока смещения может быть получена из третьего уравнения (27), то есть с помощью дифференцирования рядов по H_y . Результатами являются ряды синусов, которые стремятся к нулю на границах и представляют $j\omega\varepsilon E_z$ в закрытом интервале $(-a/2; a/2)$ только когда границы являются идеальными проводниками. В противном случае, ряды синусов представляют $j\omega\varepsilon E_z$ только в открытом интервале $(-a/2; a/2)$, если на границах:

$$E_z(-a/2, z) = \eta_m H_y(-a/2, z), \quad E_z(a/2, z) = -\eta_m H_y(a/2, z), \quad (30)$$

где $\eta_m = (j\omega\mu_m / \sigma_m)^{1/2}$ – волновой импеданс в металле [см. η_p в (8)]. В связи с этим, если ряды синусов для $j\omega\varepsilon E_z$ суммируются в точках все ближе и ближе к концам, то сумма будет приближаться к величинам, заданным в (30) и умноженным на $j\omega\varepsilon$. Из (30) и (28) находим:

$$\begin{aligned} E_z(-a/2, z) &= \eta_m b^{-1} I_0(z) + N \eta_m \sum_{m=1}^{\infty} I_m(z), \\ E_z(a/2, z) &= -\eta_m b^{-1} I_0(z) - N \eta_m \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m I_m(z). \end{aligned} \quad (31)$$

Коэффициенты при разложении в ряд (28) заданы обычными формулами:

$$V_0(z) = \int_{-a/2}^{a/2} E_x(x, z) dx, \quad I_0(z) = \int_{-a/2}^{a/2} H_y(x, z) dx,$$

$$\begin{aligned} V_m(z) &= bN \int_{-a/2}^{a/2} E_x(x, z) \cos(m\pi/a)(x + a/2) dx, \\ I_m(z) &= bN \int_{-a/2}^{a/2} H_y(x, z) \cos(m\pi/a)(x + a/2) dx. \end{aligned} \quad (32)$$

Дифференцируем (32) по z :

$$\begin{aligned} V'_0(z) &= \int_{-a/2}^{a/2} \frac{\partial E_x(x, z)}{\partial z} dx, \quad I'_0(z) = \int_{-a/2}^{a/2} \frac{\partial H_y(x, z)}{\partial z} dx, \\ V'_m(z) &= bN \int_{-a/2}^{a/2} \frac{\partial E_x(x, z)}{\partial z} \cos(m\pi/a)(x + a/2) dx, \\ I'_m(z) &= bN \int_{-a/2}^{a/2} \frac{\partial H_y(x, z)}{\partial z} \cos(m\pi/a)(x + a/2) dx. \end{aligned} \quad (33)$$

Данный набор устанавливается для получения уравнений пространства для напряжений V и токов I . Мы заменяем частные производные $\partial E_x / \partial z$ и $\partial H_y / \partial z$ их выражениями через напряженности поля из (27):

$$V'_0(z) = -j\omega \int_{-a/2}^{a/2} \mu(1 + x/R) H_y dx + \int_{-a/2}^{a/2} \frac{\partial}{\partial x} [(1 + x/R) E_z] dx. \quad (34)$$

В первом подынтегральном выражении мы заменяем ряд для H_y из (28) и затем интегрируем по x . Результат будет линейной функцией токов I . Если μ является постоянной, вынесем ее за знак интегрирования. В противном случае оставим ее под знаком, тогда взаимные полные сопротивления будут зависеть от $\mu(x, y)$ так же, как и от радиуса кривизны. Второе подынтегральное выражение – полный дифференциал, значение интеграла зависит от величины E_z при $x = -a/2, a/2$, которая задается граничными условиями (31) через токи I .

Мы используем точно такой же метод для выражения $V'_m(z)$ в виде линейной функции токов I . Отличие заключается только в том, что знак косинуса возникает теперь в подынтегральном выражении. Нужно также добавить несколько слов о втором интеграле:

$$\int_{-a/2}^{a/2} \cos(m\pi/a)(x + a/2) \frac{\partial}{\partial x} [(1 + x/R) E_z] dx.$$

Часть его подынтегрального выражения вне знака косинуса является полным дифференциалом: поэтому мы интегрируем по частям и получаем выражение, в котором E_z возникает под знаком интегрирования. Заменяем E_z на ее выражение через $\partial H_y / \partial x$ из третьего уравнения (27) – так как $(\partial H_y / \partial x) \partial x$ здесь также является полным дифференциалом, можно еще раз проинтегрировать по частям. Результат будет содержать H_y под знаком интеграла, а далее мы можем заменить H_y соответствующим рядом из (27).

Этот простой пример иллюстрирует общий метод, с помощью которого уравнения Максвелла с подходящими граничными условиями могут быть преобразованы в уравнения волнового распространения. Полученные уравнения имеют форму, идентичную форме классических уравнений многопроводных линий передачи.

Однако значения напряжений и токов в этих уравнениях различны. Например, в классических уравнениях I – это токи в проводниках, в то время как данных уравнениях они пропорциональны продольным токам смещения, связанным с различными модами, и характеризуют относительную интенсивность соответствующих магнитных полей.

Более того, при классическом мышлении полосковая линия передачи – это двухпроводная линия с одной модой волны, которая является основной волной – то есть единственной волной, распространяющейся между проводниками, если $\lambda < 2a$. Другие волны, если они все же создаются генератором, затухают и представляют собой конечный эффект. Из-за взаимной связи (в результате сопротивления потерь проводников, искривления их или изменения ϵ и μ) основная волна создает другие волны вдоль всей длины проводящей структуры. Амплитуды этих волн чрезвычайно малы даже в диапазоне микроволн.

Еще один важный момент: в противоположность классическому подходу, мы точно получаем все распределенные полные сопротивления (полные импедансы) и полные проводимости из уравнений Максвелла и граничных условий. В некоторых простых случаях возможно получение независимых мод волны, распространяющихся в неидеально проводящих структурах, непосредственно из уравнений Максвелла. Таким образом, если $R = \infty$ и ϵ, μ – постоянные величины, то мы можем начать с $H_y(x, z) = \hat{H}_y(z)[A \cos \chi x + B \sin \chi x]$, вычислить E_x

и E_z , и используя граничные условия (30), определить допустимую величину χ и соответствующее отношение B/A .

Если круговые и прямоугольные волноводы предназначены для передачи сигналов на дальние расстояния, каждый из них должен быть часто изогнут, в таком случае метод для их анализа становится важным. Для изогнутых волноводов мы применяем изогнутые прямоугольные координаты. Для волноводов кругового сечения – изогнутые цилиндрические координаты, в которых поля выражались с помощью функций Бесселя и круговых функций.

Общая теория мод волнового процесса

Хотелось бы подробнее остановиться на некоторых общих идеях теории мод волнового распространения. Некоторые из них уже ушли в прошлое. Начну с системы, состоящей из N частиц, движущихся независимо: чтобы точно определить состояние такой системы, необходимо знать $3N$ координат (x_n, y_n, z_n) и $3N$ скоростей $(\dot{x}_n, \dot{y}_n, \dot{z}_n)$. Меньше координат и скоростей нужно в том случае, когда есть некоторое ограничение по требованиям к частицам – которое часто допускает очень малое число координат и скоростей. Например, неподвижно закрепленный маятник – это совокупность частиц, но его динамическое состояние может быть определено двумя углами и двумя угловыми скоростями. Если заставить маятник двигаться в плоскости, будут нужны только одна угловая координата и одна угловая скорость. Такие координаты и скорости называются обобщенными координатами и обобщенными скоростями. Мы можем все их назвать обобщенными координатами в пространстве, зависящем от скорости и положения.

Теперь рассмотрим электрическую цепь с N ветвями. Токи и напряжения N ветвей могут рассматриваться как координаты, определяющие электрическое состояние цепи. Существует два закона Кирхгофа (две группы уравнений), которые соответствуют этим токам и напряжениям ветвей: 1) сумма напряжений ветви в контуре (петлевой ячейке цепи) должна быть равна нулю; 2) сумма токов ветви, входящих в узел, должна быть равна нулю. И тот, и другой закон может считаться уравнением связи. Токи в контуре – это обобщенные координаты электрической цепи и их число может быть намного меньше, чем число токов ветвей. Если заданы напряжения

в узлах цепи, то первая группа уравнений Кирхгофа автоматически выполняется. Тогда вторая группа приводит узловые уравнения к уравнениям движения и узловые напряжения становятся обобщенными координатами. В многопроводной линии передачи обобщенными координатами являются замкнутые токи и соответствующие им поперечные напряжения – причем в их выборе также присутствует некоторая степень свободы.

Поля в аналоговой среде есть функции декартовых координат. Но если эта среда ограничена, присутствуют некоторые ограничивающие условия, определяемые границами и некоторыми уравнениями Максвелла, такими как (24). Тогда число координат, необходимое для определения электрического состояния цепи, значительно уменьшается. Достаточно напряжений $V_n(z)$ и токов $I_n(z)$, причем их число все еще бесконечно, но эта бесконечность исчислимая и значительно меньшая, чем непрерывная бесконечность.

Как правило, для описания электрического состояния цепи мы выбираем контурные токи, которые являются связанными с другими токами. Таким образом, если токи в одном контуре присутствуют, другие токи не могут быть равны нулю. В результате решения сетевых уравнений без источника получается N наборов коэффициентов контурных токов $I_1; I_2 \dots I_n$, которые не зависят друг от друга, и один набор может существовать без существования другого. Если мы выбираем относительные величины этих наборов в качестве новых обобщенных координат, то эти координаты будут независимыми. В случае симметричных цепей возможно получение таких независимых координат из соображений симметрии. Например, возьмем сеть с двумя петлями и равными индуктивностями и емкостями и несколькими индуктивными связями. Независимые замкнутые токи тогда будут такими: I_1 , движущийся по часовой стрелке в каждом контуре, и I_2 , движущийся по часовой стрелке в одном контуре и против часовой стрелки в другом контуре.

Другой пример касается воздушных линий электропередачи, когда провода идентичны и расположены на одинаковой высоте над землей. Замкнутый ток I_1 проходит по одному проводу и возвращается по другому вне зависимости от замкнутого тока I_2 , поровну разделенного между проводами, который возвращается через зем-

лю. Эти токи как раз и соответствуют независимым модам волны. Одинаковые замкнутые токи в проводах на разных высотах связаны между собой, и для получения независимых замкнутых токов необходимо решить уравнения распространения.

В идеально проводящих волноводах кругового и прямоугольного поперечных сечений координаты делимы, и независимые или нормальные моды сразу обращают на себя внимание. Сначала я думал, что все моды должны быть нормальными – но когда начал сравнивать волноводы с другими системами и стал все больше запутываться в этом вопросе, то понял, что был сбит с пути случайной делимостью координат и что такой вариант распространения является достаточно редким частным случаем. Понимание этого и привело к поискам полной теории связанных мод, которую я кратко рассмотрел ранее.

Несмотря на множество изменившихся условий, производные обобщенных напряжений являются линейными функциями обобщенных токов, а производные обобщенных токов – линейными функциями обобщенных напряжений, как и в уравнениях волнового распространения (4). Также существуют ситуации, в которых эти производные являются линейными функциями и обобщенных напряжений, и обобщенных токов. Таким образом, наиболее общие линейные уравнения волнового распространения выглядят так:

$$\begin{aligned} dV_m / dz &= - \sum_n Z_{mn} I_n - \sum_n^V K_{mn} V_n, \\ dI_m / dz &= - \sum_n^I Y_{mn} V_n - \sum_n K_{mn} I_n, \end{aligned} \quad (35)$$

где индексы m и n пробегает значения двух бесконечных последовательностей номеров.

Теория антенн в 1929 году

40 лет назад теории антенн практически не существовало. Первоначально Поклингтон [56] продемонстрировал, что если радиус антенны приближается к нулю, распределение тока в антенне стремится к синусоидальному. По этой причине ожидалось, что длина тонкой резонансной антенны будет приблизительно равна половине длины волны. Однако эксперименты показали, что эта длина меньше

$\lambda/2$ на 5% и, по всей видимости, не зависит от радиуса. Абрахам [57] старался получить такой же эффект в теории. Он сформулировал интегральное уравнение для свободных колебаний тонкого сфероида и вычислил эффект укорочения антенны. Эффект присутствовал, но был гораздо меньше, чем на самом деле. В комментариях к статье Абрахама Рэлей [58] отметил, что из энергетических соображений следует ожидать, что эффект укорочения зависит от формы антенны. Бриллюэн [53] изучил свободные колебания сфероидов различных размеров. Эти результаты показывают, что было сделано в теории антенн на ранних этапах ее развития.

Сферические волновые моды

На мои мысли по поводу антенн серьезное влияние оказали физические факторы: я думал о волнах, возбуждаемых генератором, и проводимых параллельными проводами к антенным входам. Здесь волны становятся сферическими, ведомыми проводами антенны до тех пор, пока они не достигнут сферы, проходящей через концы антенны. На этой поверхности они возбуждают сферические волны в свободном пространстве, а также волны, отраженные обратно, в направлении входов антенны. Эта картина хорошо соответствовала модели волнового распространения и подсказывала, что конические антенны следовало бы изучить первыми.

В сферических координатах уравнения Максвелла могут быть разделены на два набора:

- набор, в котором радиальная компонента магнитной напряженности H_r стремится к нулю;
- набор, в котором радиальная компонента электрической напряженности E_r стремится к нулю.

Таким образом, здесь также существуют поперечные магнитные и поперечные электрические волны [3; 24; 27]. По крайней мере, вблизи двух идеально проводящих конических поверхностей произвольной формы с общей вершиной существуют поперечные электромагнитные волны (*TEM*), в которых H_r и E_r равны нулю, линии электрической напряженности идут от одного проводника к другому, а линии магнитной напряженности окружают конусы. Это основная мода, *TEM*-волна.

Теория сферических волн очень похожа на теорию плоских волн, ограниченных цилиндрическими поверхностями. Существуют независимые или нормальные моды с уравнениями распространения вида (1), в которых:

$$Z = j\omega\mu + \chi^2 / j\omega\epsilon r^2, \quad Y = j\omega\epsilon, \quad (36)$$

для *ТМ*-волн и

$$Z = j\omega\mu, \quad Y = j\omega\epsilon + \chi^2 / j\omega\mu r^2 \quad (37)$$

для *ТЕ*-волн. Соответствующие распределенные сети схожи с теми, что показаны на рис. 4. Так как радиальные электрические токи смещения (емкостные токи) рассредоточиваются при увеличении r , то естественно, что последовательная емкость для единицы длины в радиальном направлении $\epsilon r^2 / \chi^2$ будет увеличиваться и в конечном счете станет незначительной. Подобным образом, естественно, что шунтирующая индуктивность для единицы длины вдоль r $\mu r^2 / \chi^2$ будет увеличиваться и в результате будет оказывать незначительное воздействие на волновое распространение. На больших расстояниях все волны становятся, в преобладающей степени, поперечными электромагнитными.

Диаграммы напряженности сферических мод зависят от функций $T(\theta, \varphi)$, которые соответствуют уравнению

$$\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} = -\chi^2 \sin^2 \theta T, \quad (38)$$

и условиям на идеально проводящих конических границах, $T = 0$ для *ТМ*-мод и $\partial T / \partial n = 0$ для *ТЕ*-мод. Для компонент тензора поперечных полей уравнения аналогичны (15) и (19). Таким образом для *ТМ*-мод имеет место

$$\begin{aligned} (rE_\theta, r \sin \theta E_\varphi) &= V(r) [\partial / \partial \theta, \partial / \partial \varphi] T(\theta, \varphi), \\ (rH_\theta, r \sin \theta H_\varphi) &= I(r) [-\partial / \partial \theta, \partial / \partial \varphi] T(\theta, \varphi), \end{aligned} \quad (39)$$

и для *ТЕ*-мод:

$$\begin{aligned}(rE_\theta, r \sin \theta E_\varphi) &= V(r) [\partial / \partial \theta, -\partial / \partial \varphi] T(\theta, \varphi), \\ (rH_\theta, r \sin \theta H_\varphi) &= I(r) [\partial / \partial \theta, \partial / \partial \varphi] T(\theta, \varphi).\end{aligned}\quad (40)$$

Радиальные электрические и магнитные токи смещения для TM - и TE -мод соответственно

$$j\omega\epsilon r^2 E_r = -\chi^2 I(r) T(\theta, \varphi), \quad (41)$$

$$j\omega\epsilon r^2 H_r = -\chi^2 V(r) T(\theta, \varphi). \quad (42)$$

Разумеется, нельзя забывать о том, что $T(\theta, \varphi)$ различны для TM - и TE -мод.

Симметричные биконусные антенны

Теория антенн произвольных формы и размера может быть сформулирована с помощью понятий сферических мод волны. Для симметричной биконусной антенны (см. рис. 7) такая теория чрезвычайно проста. Внутри сферы радиуса l , проходящей через концы конусов, поле есть сумма бесконечного числа мод. Одна из них – основная мода (поперечная электромагнитная) с линиями напряженности электрического поля, идущими вдоль меридианов, и линиями напряженности магнитного поля, идущими вдоль кругов параллели, причем $\chi = 0$. В этой моде поперечное напряжение между конусами $V_0(r)$, а замкнутый ток $I_0(r)$ изменяется по такому же закону, как и в любой однородной линии передачи с коэффициентом фазы β и характеристическим импедансом K , заданными следующим образом:

$$\beta = \omega(\epsilon\mu)^{1/2}, \quad K = (\eta / \pi) \ln \operatorname{ctg}(\psi / 2), \quad (43)$$

где $\eta = (\mu / \epsilon)^{1/2}$ – полное внутреннее сопротивление (внутренний импеданс) пространства; ψ – половина угла конуса. Поперечное напряжение между углами для всех других мод равно нулю. Таким образом, полное поперечное напряжение между концами конусов – это основное напряжение $V_0(l)$, а полный ток на концах

$$I(l) = I_0(l) + \bar{I}(l), \quad (44)$$

где $\bar{I}(l)$ – ток в одном плече антенны, который связан со всеми модами, за исключением основной.

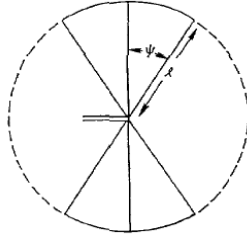


Рис. 7. Поперечное сечение двух проводящих конусов, половина угла конуса ψ , границы сферической поверхности проходят через концы конусов

На входных концах конусов токи связаны со всеми модами, за исключением основной, стремящейся к нулю. Таким образом, входное полное сопротивление определено исключительно для основной моды. На концах антенны эта мода «встречает» полную проводимость

$$Y_t = I_0(l)/V_0(l) = I(l)/V_0(l) - \bar{I}(l)/V_0(l), \quad (45)$$

которую удобно выразить как

$$Y_t = Z_a / K^2, \quad (46)$$

где Z_a – эквивалентное полное сопротивление, которое встречается на сферической поверхности радиуса $l - \lambda/4$. Входное полное сопротивление антенны может быть тогда выражено так:

$$Z_t = K \frac{K \cos \beta l + j Z_a \sin \beta l}{Z_a \cos \beta l + j K \sin \beta l}. \quad (47)$$

Для очень тонких конусов Z_a удалось получить в виде ряда по функциям Бесселя, а также в закрытой форме, включающей интегральные синусы и косинусы [27; 2; 3]. Для сферических антенн с ψ ,

почти равном 90° , Y_t можно выразить с помощью функций Лежандра [2; 3; 60]. Кроме того [45], я смог определить общую формулу для Y_t , которая была точной для конусов любых углов, больших и малых.

Тонкие антенны

Из новой теории удалось также получить полное входное сопротивление тонких антенн произвольной формы [27; 2; 3]. По результатам анализа модальных волн в области антенны было видно, что влияние формы антенны на основную моду было воздействием первого порядка, а на все другие моды – второго порядка. Дифференциальные уравнения для основной моды содержат параметры L и C , медленно изменяющиеся при изменении расстояния от входов антенны [27; 42]. Поэтому было несложно промоделировать их влияние на изменения $V_0(r)$ и $I_0(r)$, после чего получить следующую формулу для полного сопротивления антенны:

$$Z_t = K_a \frac{[K_a - M(\beta l)] \cos \beta l + j[Z_a(\beta l) - jN(\beta l)] \sin \beta l}{[Z_a(\beta l) + jN(\beta l)] \cos \beta l + j[K_a + M(\beta l)] \sin \beta l}, \quad (48)$$

где K_a средний характеристический импеданс для основной моды. Функции $M(\beta l)$ и $N(\beta l)$ отражают главное влияние формы антенны. Отсюда я определил эффект укорочения для цилиндрических антенн, а также для других форм, включая сферическую. Укорочение было обратно пропорциональным среднему характеристическому импедансу для всех форм, применяемых на практике. Только для тонких сфероидов укорочение оказалось обратно пропорционально квадрату характеристического импеданса (что соответствовало влиянию второго порядка). Комментарии Рэля к работе Абрахама, таким образом, оказались верными, и Абрахам просто неудачно выбрал нехарактерный случай.

В течение Второй мировой войны в Гарвардской лаборатории излучения были проведены эксперименты по определению входного импеданса цилиндрических антенн разных размеров. Когда эти

данные поступили ко мне, я был очень рад узнать о большой схожести результатов измерений и моей теории.

Несимметричные антенны

Рассмотренный метод анализа может быть применен к широкому классу разнообразных антенн [3]: таких как асимметричные биконусные антенны, конус или провод с концевым возбуждением, антенна «дикообраз», образованная из двух или более наклонных конусов или проводов, имеющих общую вершину, и т.д. Дж. Т. Боллджен успешно использовал его также для вычисления влияния конечных параметров искусственной земли на импеданс антенны [59].

Теория линейных антенных решеток

В заключение я хотел бы кратко упомянуть мою теорию линейных антенных решеток, которые используются для получения направленного излучения от сравнительно ненаправленных антенн. Элементы больших решеток и промежутки между ними, относительные фазы и амплитуды токов в них должны быть точно выверены, при этом добавление полей элементов в некоторых направлениях оказывается положительным, в других же может оказаться пагубным. Общая направленность обеспечивается пространственным фактором, который можно представить себе как поле антенной решетки из ненаправленных элементов с такими же промежутками, фазами и амплитудами, как у реальной антенной решетке. Поле последней – это результат взаимодействия полей отдельных элементов и пространственного фактора.

Рис. 8 показывает θ – угол между осью решетки и заданным направлением в пространстве. Если два элемента имеют одинаковые уровни возбуждения и фазы, их поля в отдаленной точке примерно равны по уровню напряженности, но отличаются по фазе на $\beta l \cos \theta$, где $l \cos \theta$ – проекция расстояния между элементами на рассматриваемое направление.

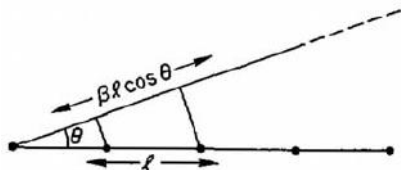


Рис. 8. Линейная антенная решетка

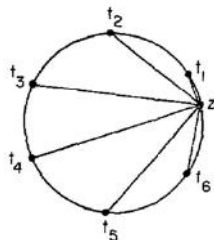


Рис. 9. Единичная окружность в комплексной плоскости

Рассмотрим N -элементную решетку и предположим, что $A_0; A_1; A_2 \dots A_{n-1} = 1$ – уровни амплитуды, δ – последовательная фазовая задержка (слева направо между следующими один за другим элементами), $\delta_0; \delta_1; \delta_2 \dots \delta_{n-1} = 1$ – девиация фазы от последовательной фазовой задержки. Тогда пространственный фактор может быть выражен как

$$S = |A_0 \exp(j\delta_0) + A_1 \exp(j\psi + j\delta_1) + A_2 \exp(j2\psi + j\delta_2) + \dots + A_{n-2} \exp[j(n-2)\psi + j\delta_{n-2}] + \exp[j(n-1)\psi]|, \quad (49)$$

где $\psi = \beta l \cos \theta - \delta$; $\beta = 2\pi / \lambda$. Моя теория антенных решеток, таким образом, зависит от следующей ключевой подстановки:

$$z = \exp(j\psi). \quad (50)$$

При изменении угла θ комплексное число z перемещается по единичной окружности на комплексной плоскости. Пространственный фактор S становится абсолютной величиной полинома:

$$S = |a_0 + a_1 z + a_2 z^2 + \dots + a_{n-2} z^{n-2} + z^{n-1}|, \quad (51)$$

где $a_m = A_m \exp(j\delta_m)$. Этот прием предназначен для использования специальных полиномов, таких как полиномы Чебышева, при создании антенных решеток. По основной теореме алгебры каждый полином может быть выражен через двучлены вида

$$S = |(z - t_1)(z - t_2) \dots (z - t_{n-1})|, \quad (52)$$

где $t_1; t_2 \dots t_{n-1}$ – нули полинома, которые соответствуют нулям на единичной окружности, показанной на рис. 9. В общем случае S – это результат расстояния между z и нулями полинома на рис. 9, с помощью которого можно контролировать положение нулей, ширину главного лепестка и уровни боковых лепестков. Одним из самых впечатляющих достижений этой теории стало открытие сверхнаправленных антенных решеток.

Другие вклады

Представленное выше перечисление моих личных вкладов в теорию Максвелла и ее практическое применение является кратким и схематичным. Для получения более детальной информации необходимо просмотреть дополнительную литературу. Такие вопросы, как теоремы эквивалентности и индуктивности, волновое распространение в многослойной среде также могли быть включены в представленный обзор, если бы не было временных (и пространственных) ограничений на его подготовку.

Литература

Монографии

- [1] S.A. Schelkunoff. Electromagnetic Fields. Waltham, Mass.: Blaisdell, 1963.
- [2] S.A. Schelkunoff. Electromagnetic Waves. Princeton, N.J.: Van Nostrand, 1943.
- [3] S.A. Schelkunoff. Advanced Antenna Theory. New York: Wiley, 1952.
- [4] S.A. Schelkunoff and H.T. Friis. Antennas: Theory and Practice. New York: Wiley, 1952.
- [5] S.A. Schelkunoff. Applied Mathematics for Engineers and Scientists. 2nd ed. New York: Van Nostrand, 1965.

Статьи

- [6] S.A. Schelkunoff. A fruitful application of mathematics. Bell Lab. Record, vol. 10, pp. 22-24, September 1931.
- [7] S.A. Schelkunoff. On rotations in ordinary and null spaces. Am. J. Math., vol. 53, pp. 175-185, January 1931.

- [8] S.A. Schelkunoff. Complex numbers in elementary mathematics. *School Shi. Math.*, vol. 32, pp. 284-301, March 1932.
- [9] S.A. Schelkunoff. Sailors, coconuts and monkeys. *Sci. Monthly*, vol. 35, pp. 258-261, 1932.
- [10] S.A. Schelkunoff. A skin-effect phenomenon. *Bell Lab. Record*, vol. 11, pp. 109-112, December 1932.
- [11] S.A. Schelkunoff. Coaxial communication transmission lines. *Elec. Engrg.*, vol. 53, pp. 1592-1593, December 1934.
- [12] S.A. Schelkunoff. The electromagnetic theory of coaxial transmission lines and cylindrical shields. *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 13, pp. 532-579, October 1934.
- [13] S.A. Schelkunoff. Surveying in curved spaces. *Bell Lab. Record*, vol. 12, pp. 241-245, April, 1934.
- [14] L. Espenschied, M.E. Strieby and S.A. Schelkunoff. Coaxial phone cable suitable for television. *Radio World*, vol. 26, p. 17, February 16, 1935.
- [15] J.R. Carson, S. P. Mead, S.A. Schelkunoff. Hyper-frequency wave guides in mathematical theory. *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 15, pp. 310-333, April 1936.
- [16] S.A. Schelkunoff. Modified Sommerfeld's integral and its applications. *Proc. IRE*, vol. 24, pp. 1388-1398, October 1936.
- [17] S.A. Schelkunoff. Some equivalence theorems of electromagnetics and their application to radiation problems. *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 15, pp. 92-112, January 1936.
- [18] S.A. Schelkunoff. A theory of shielding. *Bell Lab. Record*, vol. 14, 229-232, March 1936. *Radio World*, vol. 29, pp. 47-48, April 1936.
- [19] S.A. Schelkunoff. Electromagnetic waves in conducting tubes. *Phys. Rev.*, vol. 52, p. 1078, November 15, 1937.
- [20] S.A. Schelkunoff. Transmission theory of plane electromagnetic waves. *Proc. IRE*, vol. 25, pp. 1457-1492, November 1937.
- [21] S.A. Schelkunoff and T.M. Odarenko. Crosstalk between coaxial transmission lines. *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 16, pp. 114-164, April 1937.
- [22] S.A. Schelkunoff. Impedance concept and its application to problems of reflection, refraction, shielding and power absorption. *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 17, pp. 17-48, January 1938.
- [23] S.A. Schelkunoff. A note on certain guided waves in slightly non-circular tubes. *J. Appl. Phys.*, vol. 9, pp. 484-488, July 1938.

- [24] S.A. Schelkunoff. Transmission theory of spherical waves. AIEE Trans., vol. 57, pp. 744-750, 1938.
- [25] S.A. Schelkunoff. A general radiation formula. Proc. IRE., vol. 27, pp. 660-666, October 1939.
- [26] S.A. Schelkunoff. On diffraction and radiation of electromagnetic waves. Phys. Rev., vol. 56, pp. 308-316, August 15, 1939.
- [27] S.A. Schelkunoff. Theory of antennas of arbitrary size and shape. Proc. IRE, vol. 29, pp. 493-521, September 1941; Monograph B-1320.
 - S.A. Schelkunoff. Correction. Proc. IRE, vol. 29, p. 603, November 1941.
 - S.A. Schelkunoff. Correction to «Theory of antennas of arbitrary size and shape». Proc. IRE, vol. 31, p. 38, January 1943.
- [28] S.A. Schelkunoff. Guided propagation. J. Appl. Phys., vol. 13, p. 697, November 1942.
- [29] S.A. Schelkunoff. On radiation from antennas. Proc. IRE, vol. 30, pp. 510-516, November 1942.
- [30] S.A. Schelkunoff. Impedance of a transverse wire in a rectangular waveguide. Quart. Appl. Math., vol. 1, pp. 78-85, April 1943.
- [31] S.A. Schelkunoff. Mathematical theory of linear arrays. Bell Sys. Tech. J., vol. 22, pp. 80-107, January 1943.
- [32] S.A. Schelkunoff. Ultra-short electromagnetic waves. Part IV: guided propagation. Elec. Eng., vol. 62, pp. 235-246, June 1943.
- [33] S.A. Schelkunoff. Antenna theory and experiment. J. Appl. Phys., vol. 15, January 1944.
- [34] S.A. Schelkunoff. Impedance concept. in waveguides. Quart. Appl. Math., vol. 2, pp. 1-15, April 1944.
- [35] S.A. Schelkunoff. On the antenna problem. Quart. Appl. Math., vol. 1, pp. 354-355, January 1944.
- [36] S.A. Schelkunoff. On waves in bent pipes. Quart. Appl. Math., vol. 2, pp. 171-172, July 1944.
- [37] S.A. Schelkunoff. Proposed symbols for the modified cosine and exponential integrals. Quart. Appl. Math., vol. 2, p. 90, April 1944.
- [38] S.A. Schelkunoff. Representation of impedance functions in terms of resonant frequencies. Proc. IRE, vol. 32, pp. 83-90, February 1944.

- [39] S.A. Schelkunoff. Generalized boundary conditions in electromagnetic theory. Proc. 1946 Natl. Electron. Conf., vol. 2, pp. 317-328.
- [40] S.A. Schelkunoff. Concerning Hallen's integral equation for cylindrical antenna. Proc. IRE, vol. 33, pp. 872-878, December 1945.
- [41] S.A. Schelkunoff. Principal and complementary waves in antennas. Proc. IRE, vol. 34, pp. 23P-32P, January 1946.
- [42] S.A. Schelkunoff. Solution of linear and slightly non-linear differential equations. Quart. Appl. Math., vol. 3, pp. 348-355, January 1946.
- [43] S.A. Schelkunoff. Methods of electromagnetic field analysis. Bell Sys. Tech. J., vol. 27, pp. 487-509, July 1948.
- [44] S.A. Schelkunoff and M.C. Gray. Approximate solution of linear differential equations. Bell Sys. Tech. J., vol. 27, pp. 350-364, April 1948.
- [45] S.A. Schelkunoff. General theory of symmetric biconical antennas. J. Appl. Phys., vol. 22, pp. 1330-1332, November 1951.
- [46] S.A. Schelkunoff. Kirchoff's formula, its vector analogue and other field equivalence theorems. Comms. on Pure and Applied Math., vol. 4, pp. 43-59, June 1951.
- [47] S.A. Schelkunoff. Remarks concerning wave propagation in stratified media. Comms. on Pure and Applied Math., vol. 4, pp. 117-128, June 1951.
- [48] S.A. Schelkunoff. General theory of symmetrical biconical antenna. J. Appl. Phys., vol. 22, pp. 1330-1332, November 1951. Math. Revs., vol. 13, pp. 605-606, June 1952.
- [49] S.A. Schelkunoff. Generalized telegraphist's equations for waveguides. Bell Sys. Tech. J., vol. 31, pp. 784-801, July 1952.
- [50] S.A. Schelkunoff. Conversion of Maxwell's equations into generalized telegraphist's equations. Bell Sys. Tech. J., vol. 34, pp. 995-1043, September 1955.
- [51] S.A. Schelkunoff. On representation of electromagnetic fields in cavities in term of natural modes of oscillation. J. Appl. Phys., vol. 26, pp. 1231-1234, October 1955.
- [52] S.A. Schelkunoff. Anatomy of «surface waves». IRE Trans. Antennas and Propagation (Special Suppl.), vol. AP-7, pp. S133-S139, December 1959.

Другие публикации

- [53] M. Brillouin. Propagation de l'Electricite, vol. 1. Paris: Hermann, 1904.
- [54] R.W. Pohl. Physical Principles of Electricity and Magnetism. Glasgow, Scotland: Blackie, 1930.

- [55] C.P. Steinmetz. Outline of theory of impulse currents. AIEE Trans., vol. 35, pt. 1, pp. 1-31, January 1916.
- [56] H.C. Pocklington. Electrical oscillations in wires. Proc. Cambridge Phil. Sac., vol. 9, pp. 324-332, October 25, 1897.
- [57] M. Abraham. Die electrischen Schwingungen um einen stabformigen Leiter, behandelt nach der Maxwellischen Theorie. Ann. Phys., vol. 66, pp. 435-472, 1898.
- [58] Lord Rayleigh. On the electrical vibrations associated with thin terminated conducting rods. Phil. Mag., vol. 8, ser. 6, pp. 105-107, July 1904.
- [59] J.T. Bolljahn. Antennas near conducting sheets of finite size. Dept. of Engng., University of California, Berkeley, Rept. 162, December 1949.
- [60] S.A. Schelkunoff. U.S. Patent 2 235 506, March 18, 1941.

Примечания

- *1. John T. Bolljahn – известный американский специалист в области антенн начала XX века, в честь которого были утверждены Фонд и ежегодная награда Общества инженеров электриков по антеннам и распространению радиоволн – *прим. переводчика*.
- *2. Frederick E. Terman (1900-82 г.г.) – один из «отцов» Кремниевой долины (наряду с У. Шокли и др.), автор учебных и исследовательских курсов в области электроники в США, издавший в 1932 г. учебник по радиотехнике – *прим. переводчика*.
- *3. Позже я сталкивался с книгой Pohl [54], которая начинается с превосходного представления экспериментов, иллюстрирующих основные электромагнитные понятия, приводящие к уравнениям Максвелла в интегральной (инвариантной) форме. Я настоятельно рекомендую эту книгу любому, кто хочет понять теорию Максвелла. В книге для студентов [1] я представляю краткое резюме идей, приводящих к теории Максвелла в ее заключительной формулировке, в той форме, которая была бы весьма полезна для меня тогда, в 1929 году.
- *4. C.P. Steinmetz [55] попытался исправить уравнение Кельвина введением эффектов задержки (времени запаздывания). Он получил значения сопротивления излучения и активной проводимости на единицу длины, которые, если бы они были правильными, не позволили бы осуществить телефонную связь на большие расстояния по воздушным проводам.

Биография С.А. Щелкунова



Сергей Александрович Щелкунов родился в Самаре (Россия) 27 января 1897 года. В 1923 году в Вашингтонском Государственном Колледже (Пуллман) получил степени бакалавра и магистра математических наук, а в 1928 году в Колумбийском Университете (Нью-Йорк) – степень доктора математических наук.

С 1923 по 1960 год (за исключением трехлетнего периода с 1926 по 1929 год, когда С.А.Щелкунов был членом факультета Вашингтонского Государственного Колледжа) работал совместно с Телефонными

Лабораториями Белла и его предшествующей организацией – Техническим отделом Западной Электрической Компании. Во время работы в Телефонных Лабораториях Белла он читал лекции и преподавал в Университете Брауна (Провиденс), Нью-Йоркском Университете (Нью-Йорк), Калифорнийском Университете (Лос-Анджелес и Беркли) и Колумбийском Университете (Нью-Йорк). Он также работал с математическим отделом Телефонных Лабораторий Белла с 1929 по 1958 год и был назначен ассистентом-заместителем директора отдела математических исследований в 1956 году. В сентябре 1958 года стал заместителем вице-президента, ответственным за связи с университетами и общественностью.

В 1960 году, после ухода из Телефонных Лабораторий Белла, работал профессором электротехники в Колумбийском Университете, а в 1965 году стал заслуженным профессором в отставке. За время своей научной карьеры доктор Щелкунов сделал фундаментальные вклады в теорию электромагнетизма, в теоретическую область науки о волноводах для передачи микроволн и в исследование антенн для радиосвязи. В течение Второй мировой войны работал консультантом по распространению волн в Исследовательском Комитете Национальной Обороны и Морского Флота США. Является автором четырех книг, имеющих важное значение в данной научной области, а также учебника для студентов. Кроме того, написал 50 технических статей по электромагнитной теории, о волноводах и антеннах, а также получил 15 патентов в области волноводов, антенн и резонаторов. В 1942 году Институтом Радиоинженеров ему был присуждена Премия памяти Мориса Либмана «за вклады в теорию распространения радиоволн». В 1949 году Институт Франклина вручил ему Медаль Стюарта Бэллантайна «за выдающиеся исследования в области передачи информации и разведки».

Доктор Щелкунов – член Американской Ассоциации Развития Науки, член Американского Математического Общества, Математической Ассоциации Америки и Общества Phi Кappa Phi (студенческое общество, поощряющее высшее образование и науку, названное по начальным буквам девиза: *Φιλοσοφία Κρατεῖτω Φωτῶν* (Philosophía Krateítō Phōtōn) – «Пусть будет любовь к учебе правилом для людей» – прим. переводчика).

АНАЛИЗ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

Щелкунов С.А.

Введение

Целью статьи является привлечение внимания читателей к тому факту, что перечисленные в ней типы волн имеют целый ряд общих физических свойств. В то же время применение одного названия для всех этих типов волн, пусть даже они обладают одинаковыми квалификационными признаками, наводит на мысль о том, что наиболее важные физические свойства одного типа волн распространяются и на другие типы. Это обстоятельство остается до сих пор причиной серьезного непонимания, откуда следует, что подобное вольное использование терминов должно быть исключено. Хотя возможно и другое решение: можно просто подождать, пока все заинтересованные в этом поймут, что в разных случаях термин «поверхностные волны» имеет различные значения и эквивалентен лишь фразе «эти типы волн».

По очевидным причинам одно и то же слово имеет разное значение для разных людей. Поэтому некоторые «шумовые помехи» в общении между людьми неизбежны. Если уровень шума относительно низок, мы понимаем друг друга достаточно хорошо. Если же он становится высоким, неизбежны более серьезные непонимания, которые могут привести к напрасным спорам. Подобная ситуация сложилась сегодня в теории радиоволн с так называемыми поверхностными волнами.

Исторические предпосылки

Лорд Релей установил, что в полубесконечной упругой среде источник конечных размеров создает два вида волн: 1) «космические волны», которые распространяются во всех направлениях, и

2) «поверхностные волны», распространяющиеся вдоль границы среды. Если среда является недиссипативной (нерассеивающей), то из закона сохранения энергии следует, что на больших расстояниях от источника плотность потока энергии в космической волне изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния от источника, тогда как в поверхностной волне – обратно пропорционально расстоянию. Поверхностные волны представляются как бы «приклеенными» к границе вещества среды и имеют тенденцию следовать за этой границей, если вещество искривлено.

Во времена знаменитых экспериментов Маркони, предшествующих открытию отражающего слоя Кеннелли-Хевисайда*¹, существовало множество предположений о существовании подобных типов электромагнитных волн. Было известно, что электрические волны могут «прилипать» к проводам (которые были названы «лечеровскими проводами»^{*2}, распространяясь вдоль них даже за угловые изгибы. Способна ли Земля «забирать» некоторую часть энергии от антенны и «уводить» ее вдоль своей поверхности на противоположную сторону? Это могло дать объяснение успешным экспериментам Маркони, что в те времена было очень важно.

Таблица 1

Тип поверхностной волны и среда распространения

1. Поверхностная волна Ценнека – граница раздела двух сред в полупространстве (Zenneck Surface Wave – interface at half-space)
2. Поверхностная волна Зоммерфельда – диполь над проводящим полупространством (Sommerfeld Surface Wave – dipole over conducting half-space)
3. Поверхностная волна Нортон – диполь над проводящим полупространством (Norton Surface Wave – dipole over conducting half-space)
4. Осевая поверхностная волна Зоммерфельда – неидеально проводящий цилиндрический провод (Sommerfeld Axial Surface Wave – imperfectly conducting cylindrical wire)

5. Осевые поверхностные волны Хармса-Губо – провод с диэлектрическим покрытием (Harms-Goubau Axial Surface Wave – dielectric-coated wire)
6. Канализованная плоскостью поверхностная волна – плоский проводник с диэлектрическим покрытием, рифленая поверхность или другие индуктивные границы (Plane Trapped Surface Wave – dielectric-coated plane conductor, corrugated surface, or other inductive boundaries dielectric-coated plane conductor, corrugated surface, or other inductive boundaries)
7. Канализованная цилиндрической поверхностью волна – то же, что и в п. 6, но в цилиндрической форме (Cylindrical Trapped Surface Wave – same as above in cylindrical form)
8. Квазиканализованная плоскостью поверхностная волна – многослойный проводник, поверхностный импеданс которой имеет и резистивную, и индуктивную компоненты (Plane Quasi-Trapped Surface Wave – stratified conductor when the surface impedance has both a resistive and inductive component)
9. Квазиканализованная цилиндрической поверхностью волна – то же, что и в п. 8, но в цилиндрической форме (Cylindrical Quasi-Trapped Surface Wave – same as above in cylindrical form)
10. Азимутальная поверхностная волна – на покрытых диэлектриком и рифленых цилиндрах и сферах при распространении в азимутальном направлении (Azimuthal Surface Waves – on dielectric-coated and corrugated cylinders and spheres for propagation in the azimuthal direction)
11. Смешанная продольно-азимутальная поверхностная волна – то же, что и выше, когда компоненты распространяются как в осевом, так и в азимутальном направлениях (Composite Axial-Azimuthal Surface Waves – same as above when propagation has a component in both the axial and azimuthal directions)

«Поверхностные волны» растут как грибы

В течение полувека после того, как вопрос о существовании поверхностных волн был задан, ответом сначала было «да», затем «нет», то есть сразу начались разногласия. Одновременно с этим в

научной среде возникло представление о многих других типах «поверхностных волн», отчего сегодня даже нельзя с определенностью сказать, какие общие физические свойства авторы приписывали своим «поверхностным волнам». Прискорбный факт, но взаимопонимания между специалистами в данной области долгое время не существовало. На бизнес-форуме VI Комиссии (комиссия F) в ходе Генеральной Ассамблеи Международного Научного Радиосоюза в Боулдере (штат Колорадо) была сформирована рабочая группа для рассмотрения данного вопроса и определения, что же в связи с этим может быть сделано. Доктор Джеймс Р. Вейт*³, председатель рабочей группы, подготовил предварительный список типов волн, которые в разное время были описаны как «поверхностные волны».

Падение плоской волны на плоскую границу

Пример распространения плоской волны в полубесконечной немагнитной нерассеивающей среде, ограниченной плоскостью раздела, помогает нам понять различные типы волн, представленные в таблице 1. Впоследствии мы рассмотрим также эффекты рассеяния и искривления. Для определенности предположим, что над плоской границей раздела расположен вакуум, а ниже нее – диэлектрик с коэффициентом преломления

$$n_p = (\varepsilon / \varepsilon_0)^{1/2}, \quad (1)$$

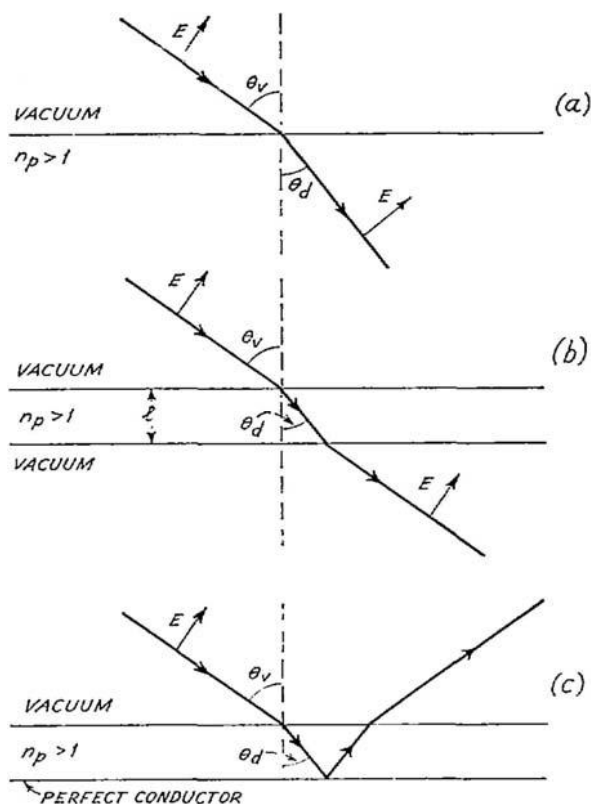
где нет рассеяния. В общей форме комплексный коэффициент рассеяния

$$n = \left(\frac{\sigma + j\omega\varepsilon}{j\omega\varepsilon_0} \right)^{1/2} = \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - j \frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0} \right)^{1/2} = \left(n_p^2 - j \frac{\sigma\lambda\eta_0}{2\pi} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где η_0 , σ , ε , ε_0 имеют свои обычные значения. Как правило, плоская волна падает на границу раздела сверху или снизу и частично отражается, оставшаяся же ее часть проходит сквозь границу.

Однако в определенных обстоятельствах прохождение или отражение может быть полным. Если вектор **H** параллелен границе раздела сред, то существует некоторый угол преломления для обеих

сред (угол Брюстера), когда прохождение полное (см. рис. 1а и 1б). Этот случай интересен при рассмотрении волн первого и второго типов из таблицы 1, то есть волн Ценнека*⁴ и Зоммерфельда*⁵. Такие же углы существуют и для других углов падения ϑ , значения которых превышают критический угол ϑ_K : падающие снизу волны будут полностью отражены, вне зависимости от ориентации вектора магнитной напряженности $\mathbf{H}$, что показано на рис. 2а.



$$\sin \theta_v = \cos \theta_d = \frac{n_p}{\sqrt{n_p^2 + 1}}, \quad \sin \theta_d = \cos \theta_v = \frac{1}{\sqrt{n_p^2 + 1}}$$

Рис. 1

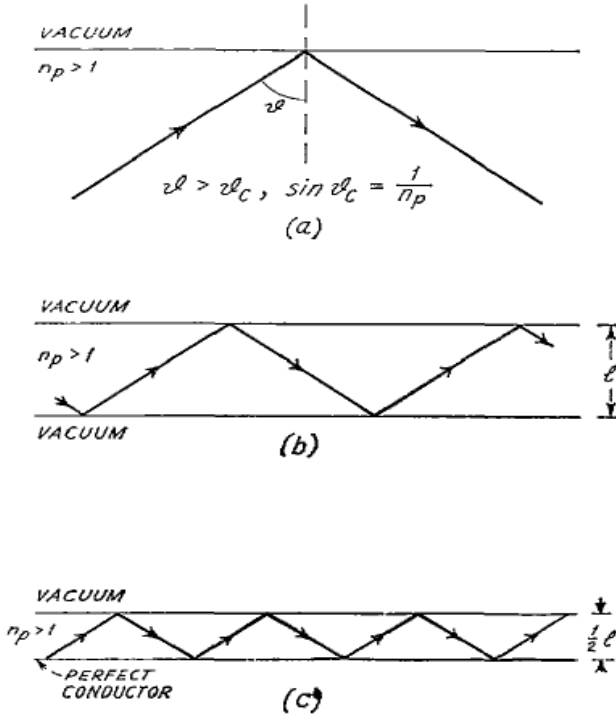


Рис. 2.

Полное прохождение сквозь плоскую границу

Рис. 1а схематически показывает падение волны под углом Брюстера сверху. Этот угол определяется из соотношения

$$\sin \theta_v = n_p (n_p^2 + 1)^{-1/2}. \quad (3)$$

Соответствующий ему угол отражения может быть получен как

$$\sin \theta_d = (n_p^2 + 1)^{-1/2}. \quad (4)$$

Очевидно, что если θ_d – угол Брюстера для волн, падающих снизу, то ему соответствует угол отражения θ_v . Из их взаимосвязи

следует, что если слой диэлектрика *любой толщины* l расположен в вакууме (см. рис. 1b), то падающие под углом Брюстера волны будут проходить сквозь этот слой, как бы не замечая его. Аналогичным образом они пройдут и сквозь слой вакуума в диэлектрической среде. Кроме того, значение угла Брюстера *не зависит от частоты волны*.

Также очевидно, что если нижняя граница слоя является идеальным проводником, то волны будут отражаться только от этой границы, как показано на рис. 1c. Для всех других углов падения отражение будет *многократным*, от обеих границ раздела сред.

Предположим теперь, что диэлектрик имеет некоторую малую проводимость σ , так что

$$\sigma \lambda \eta_0 \ll 2\pi n_p^2, \quad (5)$$

где λ – длина волны в вакууме. Это неравенство выполняется в том случае, если затухание плоской волны, проходящей сквозь слой диэлектрика, толщина которого равна длине волны в *диэлектрике* намного меньше, чем π непер. Действие σ на угол Брюстера и угол отражения сказывается следующим образом. Если падающие волны *равномерные (однородные)* плоские волны, то есть их амплитуды постоянны во всех плоскостях, перпендикулярных лучевым направлениям распространения, то отражение будет небольшим. В этом случае угол Брюстера есть угол минимального отражения. Однако если падающие плоские волны неоднородны (неравномерны в пространстве), то существуют условия, при которых отражение отсутствует.

Известно, что лучи неоднородных плоских волн в вакууме являются прямыми, фаза вдоль них изменяется максимальным образом, амплитуда остается постоянной. Плоскости, перпендикулярные лучам, при этом являются разнофазными плоскостями, и в них существует одно направление, в котором амплитуда не изменяется, в перпендикулярном же ему направлении амплитуда изменяется максимальным образом. Условие отсутствия отражения будет соблюдаться, если затухание, постоянное в этом направлении, есть^{*6}

$$\alpha = \frac{1}{2} \sigma \eta_0 (n_p^2 + 1)^{-3/2} \csc \theta_v. \quad (6)$$

Экспоненциальная величина затухания с увеличением расстояния от плоскости раздела есть $\alpha \sin \theta_v$. Отметим, что коэффициент α здесь мал и не зависит от λ по условию (5). Также необходимо отметить, что если условие (5) выполняется для определенной длины волны λ , оно выполняется также и для всех меньших длин волн.

При прохождении сквозь диэлектрическую среду неоднородные плоские волны продолжают затухать. В этом случае некоторое затухание обусловлено рассеянием энергии в виде тепла. Если слой имеет конечную толщину, *амплитуда* волн в нижней части слоя *будет расти* по мере прохождения сквозь слой (движение вниз). Одновременно в этом, очевидно, что в вакууме амплитуда вдоль лучей постоянна. Так же и в случае отражения от идеально проводящей границы (см. рис. 1с): *интенсивность падающей сверху на слой волны будет возрастать по направлению вверх*.

Полное отражение от плоской границы

Теперь рассмотрим случай полного внутреннего отражения (см. рис. 2). Критический угол получен из формулы

$$\sin \vartheta_c = 1/n_p \quad (7)$$

и не зависит от частоты. Волны над плоскостью являются исчезающими, затухание, постоянное в вертикальном направлении, определяется следующим образом:

$$\alpha = (2\pi/\lambda)(n_p^2 \sin^2 \vartheta - 1)^{1/2}. \quad (8)$$

Отметим, что здесь α увеличивается с частотой, тогда как в случае Брюстера угол падения α , заданный через (6), не зависит от частоты.

В случае диэлектрического слоя конечной толщины l (см. рис. 2b) полное внутреннее отражение будет происходить от обеих границ, если есть отражение от одной. Для большинства углов падения будет иметь место деструктивная или ослабляющая (гасящая) интерференция. Только для определенного бесконечного, но дискретного множества углов интерференция будет аддитивная, а

не деструктивная. Волны становятся канализованными. Для вертикальной поляризации «характеристические углы» могут быть получены из уравнений Щелкунова, полное решение которых подходит как для плоских, так и для лучевых цилиндрических волн^{*7}.

Нам здесь необходимы только уравнения (21)-(27), определяющие все характеристические или «канализованные волны» (которые представляют собой запертый вид колебания) и соответствующие углы падения. На один набор канализованных волн не оказывает влияния введение абсолютно проводящей плоскости в середину слоя (см. рис. 2с). Углы падения для этого набора могут быть выражены в определенных периодах численного параметра $\hat{p}$ следующим образом

$$\sin \vartheta = n_p^{-1} [1 + n_p^{-2} \tan^2(\hat{p}/2)]^{1/2} \cdot [1 + n_p^{-4} \tan^2(\hat{p}/2)]^{-1/2}. \quad (9)$$

Различные типы волн соответствуют следующим пределам $\hat{p}$: $0 \leq \hat{p} \leq \pi$, $2\pi \leq \hat{p} \leq 3\pi$... $2n\pi \leq \hat{p} \leq (2n+1)\pi$. Параметр $\hat{p}$ связан с отношением толщины диэлектрического слоя к длине волны

$$l/\lambda = (2\pi)^{-1} (n_p^2 - 1)^{-1/2} \hat{p} [1 + n_p^{-4} \tan^2(\hat{p}/2)]^{1/2}. \quad (10)$$

Второй набор канализованных волн определен такими же уравнениями с котангенсом вместо тангенса.

Будем считать первую моду соответствующей промежутку $0 \leq \hat{p} \leq \pi$. При этом $\hat{p}$ изменяется от 0 до π , а λ – от бесконечности до нуля, см. (10). Из (9) мы находим, что $\sin \vartheta$ изменяется соответствующим образом от $1/n_p$ до единицы. Следовательно, ϑ изменяется от критического угла ϑ_k до $\pi/2$. Коэффициент расхождения волн в вакууме: см. (8), изменяется от нуля до $(2\pi/\lambda)(n_p^2 - 1)^{1/2}$. Таким образом, волны в вакууме более быстро исчезают при уменьшении λ . При уменьшении λ энергия, связанная с волнами, все больше и больше «притягивается» внутрь слоя. Увеличение l эквивалентно уменьшению λ .

Если диэлектрический слой обладает незначительным рассеиванием (является диссипативным), то затухание в направлении рас-

пространения волны будет слабым – это влияние первого порядка. Воздействие на характеристический угол падения ϑ будет влиянием второго порядка. Подобным же образом воздействие σ на величину затухания волн в вакууме будет влиянием второго порядка для хорошо канализованных волн. Влияние первого порядка на волны в воздухе будет проявляться в виде незначительного сдвига фазы, так что энергия волн из воздуха будет проходить внутрь слоя. Для хорошо канализованных волн, однако, энергия при этом уже рассеяна в слое.

Различие между полным прохождением и полным отражением

Таким образом, ситуации, показанные на рис. 1 и рис. 2, радикально различаются, когда диэлектрический слой является рассеивающим (недиссипативным) или незначительно рассеивающим (диссипативным). В первом случае волны в вакууме плоские или, при малых σ , почти и главным образом плоские, они проходят сквозь слой, не замечая его. Углы Брюстера в вакууме и диэлектрике, в основном, не зависят от λ при условии (5), которое верно для достаточно коротких волн. Фаза постоянна в вакууме, $2\pi/\lambda$, и увеличивается при уменьшении λ , пока коэффициент затухания, заданный (6), мал и не зависит от λ и толщины слоя l . Во втором случае волны в вакууме всегда бесконечно малы и коэффициент затухания увеличивается при уменьшении λ или увеличении толщины слоя l . В первом случае малые σ представляют «аномальное затухание» при определенных углах в направлении распространения волн в вакууме. Во втором случае малые σ представляют «аномальное постоянство фазы» (и аномальную скорость распространения навстречу слою) волн, которые в предыдущем случае полностью исчезают. Таким образом, в первом случае волны просто проходят сквозь слой, а во втором случае они «ловятся», оставаясь в нем.

Осевые волны, падающие на плоскую границу

Случай осевых волн не отличается от рассмотренных ранее. В свободном пространстве нить бесконечной протяженности моделирует бегущие волны, созданные осевыми волнами. Вблизи нити преобладает реактивное поле, на больших расстояниях лучи образу-

ют с нитью постоянный угол. Если диэлектрический слой расположен перпендикулярно нити, то в общем случае будет присутствовать как отражение от обеих границ слоя, так и прохождение сквозь слой. Однако если угол, который образуют лучи с осью нити, равен углу Брюстера, то отражения не будет, а прохождение станет полным (см. рис. 3).

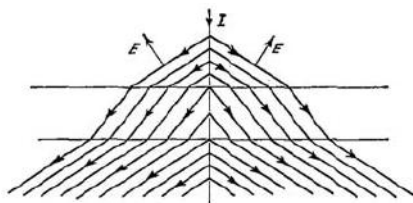


Рис. 3

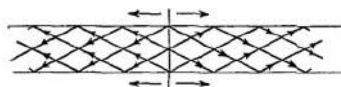


Рис. 4

С другой стороны, если угол будет больше критического угла полного внутреннего отражения, и если он задан с помощью (9) для длин волн, определяемых как (10), то волны будут канализироваться (ловиться) слоем. В этом случае ток в нити снаружи слоя будет затухать с увеличением расстояния от границы в соответствии с (8). Такие условия подходят для создания канализованной волны (см. рис. 4). Эффекты малого рассеяния в диэлектрике аналогичны эффектам для плоских волн.

Осевые волны, падающие на цилиндрическую границу

Падение осевых волн на цилиндрическую поверхность в целом также аналогично рассмотренному раньше. На рис. 5 представлена нить с электрическим током вдоль оси диэлектрического стержня. Для определенной фазовой скорости тока имеет место полное прохождение. Для других скоростей возможно, в зависимости от отношения диаметра к длине волны и коэффициента отражения, полное синфазное отражение (см. рис. 6). В подобных случаях напряженность поля становится бесконечной для конечного тока, а конечное поле может быть создано диполем.

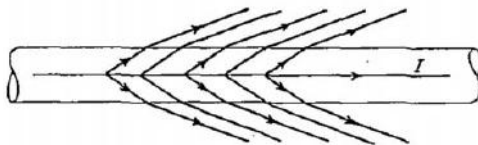


Рис. 5

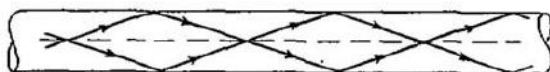


Рис. 6

Если провод покрыт диэлектриком, то возможен случай, при котором часть покрытой диэлектриком плоскости образует цилиндр, как это показано на рис. 2с.

Хорошо проводящие слои

В данной работе, для достижения конкретных целей, будем считать диэлектрический слой хорошо проводящим, если

$$\sigma \lambda \eta_0 \eta \gg 2\pi n_p^2, \quad (11)$$

в противопоставление (5). Это условие выполняется даже для малых σ , если λ достаточно велико, а для металлов выполняется на всех радиочастотах. Реальная часть угла Брюстера при этом есть

$$\theta_v = \frac{\pi}{2} - (\pi / \sigma \lambda \eta_0)^{1/2}, \quad (12)$$

или примерно 90° . Затухание неоднородных волн в вакууме мало:

$$\alpha = 2\pi(\pi / \sigma \lambda^3 \eta_0)^{1/2}. \quad (13)$$

Реальная часть угла Брюстера здесь считается зависимой от проводимости и длины волны. В противном случае ситуация не отличается от той, которая имеет место при нерассеивающих и слегка рассеивающих слоях.

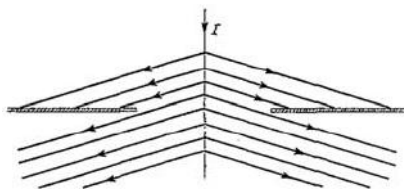


Рис. 7

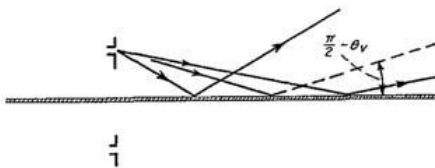


Рис. 8

Рис. 7 схематично показывает радиальную (лучевую) волну, падающую под углом Брюстера на металлическую пластину с отверстием. Разумеется, угол падения, образованный волной и пластиной, значительно преувеличен для наглядности. С точки зрения геометрической оптики пластина не воздействует на волну, созданную волокном – здесь нет неожиданных результатов в верхней области, за исключением постоянной дифракции вокруг границы отверстия.

Для приподнятого над слоем диполя (см. рис. 8) конус лучей создает угол θ_v с осью дипольных следов на плоскости «граничного круга», разделяющего область, где отраженные волны усиливают падающие волны, от области, где они их ослабляют. В круге коэффициент отражения минимален ($0,41^+$). В связи с этим (12) задает реальную часть угла Брюстера для неоднородных волн. В случае диполя падающие волны в ограниченной области, главным образом, одинаковы, и в формуле для определения угла минимального отражения (если мы все еще называем его θ_v) под квадратным корнем в выражении (12) присутствует два фактора (для металлов). Эти детали, однако, не очень важны для нашей работы.

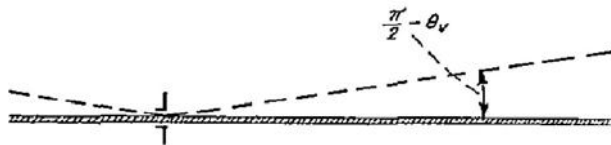


Рис. 9

Если диполь расположен непосредственно над пластиной, как показано на рис. 9, пучок лучей создает угол θ_v с осью, снова разделяющей область, в которой зеркальное изображение диполя усиливает свободную прямую волну диполя, от области, где он ослабляет ее. Изображенное на рис. 9 воздействие распространяется и на сами поверхности: таким образом, возле диполя поле будет изменяться обратно пропорционально расстоянию от него, пока в дальней зоне не начнет изменяться обратно пропорционально квадрату расстояния.

Дальняя зона будет при этом соотноситься с величиной $(\pi/2) - \theta_v$. Порядок этой величины может быть определён из условий, относящихся к случаю подвешенного диполя. Радиус круга минимального отражения зависит от высоты расположения диполя и от $(\pi/2) - \theta_v$. Но можно ожидать, что когда высота становится меньше $(\lambda/2)$ или $(\lambda/4)$, радиус будет практически постоянным. Следовательно, понятие «дальняя зона» означает расстояния, значительно большие, чем

$$d = (\sigma \lambda^3 \eta_0 / 8\pi)^{1/2}. \quad (14)$$

О канализованных волнах в металлической среде можно сказать только то, что они затухают экстремально быстро.

Диполь в нерассеивающем или слегка рассеивающем слое

Вернемся к нерассеивающему диэлектрическому слою. Предположим, что диполь находится в этом слое – см. рис. 10. В безграничном объёме излучение диполя иллюстрирует тороид. Если слой очень толстый по сравнению с длиной волны, мы можем в первом приближении определить исследуемую модель с помощью геометрической оптики.

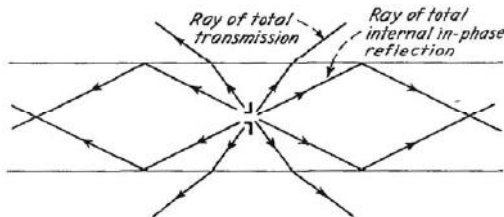


Рис. 10

Волны, распространяющиеся по направлениям в пределах «конуса Брюстера», будут частично проходить и частично отражаться от каждой границы. Вдоль лучей Брюстера прохождение будет полным. В направлениях вне конуса Брюстера, но внутри критического конуса полного внутреннего отражения, волны будут опять частично проходить, а частично отражаться. В направлениях вне критического конуса отражение от каждой границы будет полным. В частности, в направлениях, окружающих заданные в (9) и (10), будет наблюдаться совокупный эффект благодаря правильному отношению фаз, и нормальные сферические лучи будут обращены в радиальные или канализованные лучи.

Проблема может быть формализована достаточно точно с помощью интегралов Зоммерфельда для диполя^{*8}. Из точной формулировки мы получаем, что представление сферических волн в терминах плоских волн включает неоднородные плоские волны, также как и одинаковые плоские волны, идущие во всех направлениях. Наличие неоднородных волн, которые затухают в вертикальном направлении и чьи скорости в радиальном направлении меньше скорости плоских волн такой же формы, говорит о том факте, что канализованные волны могут быть возбуждены диполем над слоем – факте, который необъясним с точки зрения чистой геометрической оптики. Возбуждение канализованных волн диполем аналогично возбуждению колебательной системы приложением импульса силы. Математически оба феномена связаны с полюсами коэффициента отражения (или с точным импедансом функций). Эффекту Брюстера соответствуют нули коэффициента отражения или «сопоставление» характеристических импедансов.

Полуканализованные волны в идеально проводящем проводе

В свободном пространстве электрические и магнитные поля обычно рассеяны. Вокруг тонкого заряженного провода, напротив, электрическое поле сконцентрировано – так же, как вблизи тонкого провода, по которому течет ток, концентрируется магнитное поле. Следовательно, мы прогнозируем, что тонкий провод может обладать способностью «ловить» электромагнитную энергию и вести ее вдоль себя – что на самом деле так.

Рис. 11 схематически показывает четвертьволновую антенну, связанную одним концом с генератором и другим – с полубесконечным проводом. Часть энергии антенны излучается в окружающее пространство, часть «ловится» полубесконечным проводом. Однако если провод обладает идеальной проводимостью и если его радиус конечен, ток на больших расстояниях от генератора будет изменяться обратно пропорционально логарифму отношения расстояния к радиусу провода. Таким образом, энергия вблизи провода будет медленно убывать, а волновое поле – распространяться все дальше и дальше от провода (см. рис. 11). Равномерный тонкий слой диэлектрического покрытия будет трансформировать полуканализованную волну в полностью канализованную волну. С другой стороны, сопротивление провода будет оказывать противоположное воздействие. В дополнение к ожидаемой потере энергии в тепле, на больших расстояниях от генератора будет проявляться следующая тенденция: волны будут стремиться оторваться из провода, как в случае сферических волн над несовершенной поверхностью земли.

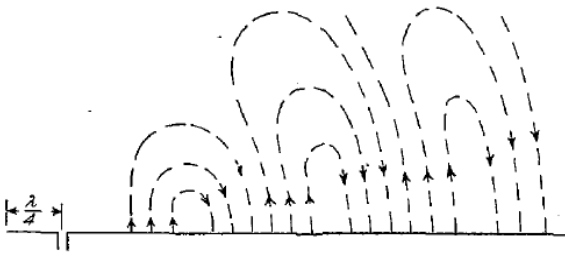


Рис. 11

В случае неидеально проводящего провода (непокрытого диэлектриком), изменение тока будет сначала происходить примерно так же, как это происходит в идеально проводящем проводе, но с небольшим затуханием. Однако на очень больших расстояниях ток и поле вокруг провода будут изменяться обратно пропорционально расстоянию от генератора и неидеально проводящие провода, в конечном счете, потеряют «пойманную» энергию.

Выводы

Мы обсуждали поведение плоских и радиальных волн на плоских и цилиндрических границах, коэффициент отражения которых дискретен. В частности, речь шла об условиях полного прохождения и полного отражения. Было установлено, что вертикально поляризованные волны полностью передаются при падении под углом Брюстера. Если волны не полностью поляризованы, отраженные волны будут горизонтально поляризованными после того, как их другой компонент полностью пройдет сквозь слой. Сферически расходящиеся лучи в направлении Брюстера будут лучше передаваться через границу с некоторым отражением. Это касается также лучей, падающих на сферическую границу большого радиуса. Узкий пучок в направлении Брюстера в большой, покрытой диэлектриком, идеально проводящей сфере будет, как правило, проходить сквозь диэлектрик и отражаться от сферы – но здесь будут также небольшие сложные отклонения оси лучей.

Исследованы случаи полного внутреннего отражения и являющегося следствием этого канализирования волн – этот процесс имеет место в диэлектрических слоях или цилиндрах, когда волны падают на границу со стороны диэлектрика под углами, большими критического угла полного внутреннего отражения. Когда коэффициент отражения большой, этот угол лишь немного больше, чем угол Брюстера. Следовательно, достаточно узкие сферические лучи, направленные под углом Брюстера, могут возбуждать канализированные волны, хотя значительная часть энергии будет проходить сквозь границу раздела сред. Канализованные волны могут распространяться в плавно изогнутых диэлектрических слоях и стержнях, хотя некоторая энергия при этом теряется.

Ссылаясь на приводимый далее словарь, отметим, что типы волн 1-2 и 4 ассоциируются с углом падения Брюстера. Типы волн 5-11 – это канализованные волны. В хорошо проводящих диэлектрических слоях и цилиндрах канализованные волны затухают так быстро, что они оказывают только локальное воздействие. Тип волн 3 (поверхностная волна Нортонa) не относится к какому-либо из вышеперечисленных типов. Эта волна была определена как разница между точным полем диполя над несовершенной землей и полем,

посчитанным с помощью правил геометрической оптики. Эта волна не удовлетворяет уравнениям Максвелла.

Также существует термин «земная волна», который использовался радиоинженерами для обозначения полной волны, существующей на земной поверхности, если слой Кеннелли-Хевисайда отсутствует. Волна, отраженная от ионосферного слоя, называется «небесной волной». В зоне уверенного приема для всех радиовещательных станций, работающих в областях низких и средних частот, небесная волна очень слаба и важна только земная волна. Эта земная волна имеет некоторое отношение к поверхностной волне Нортонa, но не идентична ей. Последняя исчезает для идеальной земли, когда земная волна радиоинженеров является наиболее интенсивной. Земную волну также путали с «поверхностной волной» Ценнека.

Автор полагает, что вольное использование термина «поверхностная волна» является не очень удачным и приводит к серьезной путанице. Если это продолжится впредь, то в лучшем случае данный термин просто потеряет смысл. Автор считает, однако, что классическое определение термина (лорда Релея) будет возвращено на прежнее место. Зоммерфельд и Ценнек твердо придерживались такого же мнения (см. приложение ниже), хотя они сделали досадную ошибку в своих анализах, которая впоследствии перепутала результаты. В классическом понимании, термин «поверхностные волны» относится только к типам волн 5-11 из всех представленных в таблице 1.

Приложение

Приводимая цитата из «Беспроводной телеграфии» Ценнека^{*9} показывает, что Зоммерфельд и Ценнек принимали релеевское определение «поверхностной волны» в том, что касается ее наиболее важных физических свойств. Ценнек писал: «Вместо фактов, соответствующих теории Зоммерфельда, налицо следующие.

А) Поверхностные и прямые (свободные, космические) волны – это волны, источником которых является передатчик, расположенный в однородном изолированном материале, были рассмотрены ранее. Они характеризуются тем, что энергия распространяется прямыми линиями радиально от передатчика. Следовательно, энергия изменяется как $1/r^2$ (r – расстояние от источника) и амплиту-

ды электрической и магнитной напряженностей изменяется как $1/r$. Далее мы будем ссылаться на них как на «поверхностные волны».

Были получены различные типы волн, например, связанные с системой Лечера. В данной системе волны идут вдоль проводов, и амплитуда волны во время ее распространения остается постоянной – вне зависимости от того факта, что часть энергии расходуется в проводах (растет тепло Джоуля). Это является причиной постепенного снижения энергии и амплитуды волны вдоль направления движения – феномен, который называется поглощением. Мы будем ссылаться на волны этого типа как «поверхностные волны», так как они следуют за поверхностью проводника.

В) Волны, излученные в воздух антенной, находящейся на поверхности Земли, могут считаться состоящими из двух составных частей: одна из них имеет природу космической волны, а вторая – поверхностной волны. В упомянутом выше примере энергия пропорциональна $(1/r)^2$, вследствие этого амплитуда $1/r$; здесь энергия пропорциональная $1/r$, поэтому амплитуда $(1/r)^{1/2}$. Тот факт, что в последнем случае присутствует уменьшение энергии при увеличении расстояния (в противоположность следующей по проводу волне) вне зависимости от происходящего поглощения – объясняется фактом, что при распространении волны в определенном направлении энергия распространяется наружу строго возрастающими кругами.

Разумеется, поглощение имеет место в дополнение к снижению амплитуды при распространении волны в пространстве. Распространение каждой волны в воздухе сопровождается распространением волны в земле. Так как земля уже имеет большую или меньшую проводимость, результатом движущегося электрического поля, составляющего волну, являются токи, как в проводах системы Лечера. Эти токи тратят энергию, которая взята из волн, излученных антенной, что и объясняет возникновение поглощения».

Все это в большей степени относится к классическому отличию между пространством и типами волн. Следующая выдержка впоследствии привела к спору и внесла вклад в нынешнюю неразбериху. Ценнек продолжает:

С) «Если расстояние от передатчика невелико, волны почти полностью имеют природу свободных космических волн. При увеличении рас-

стояния поверхностная составляющая становится всё более доминирующей, так как её амплитуда уменьшается более медленно, чем амплитуда космической составляющей. Таким образом, природа волны постоянно приближается к природе поверхностной волны. Когда расстояние становится очень большим, поверхностная волна опять уступает место космической волне, так как первая более быстро поглощается. Сомнительно, однако, имеет ли этот эффект практическую значимость.

Это изменение тем более быстрое, чем меньше длины волн, проводимость и диэлектрическая постоянная земли. Результаты вычисления расстояния, на котором реальная амплитуда волны отличается на 10% от амплитуды космической волны, указаны в следующей таблице. Для сухой земли приведенные расстояния уменьшаются.

Таблица 2

Вода	Длина волны, км	Расстояние, км
Морская	2	20 000
Морская	1	5 000
Морская	0,3	500
Пресная	2	4

Следовательно, над морской водой для всех рассматриваемых расстояний (20 000 км – половина окружности Земли) и для всех длин волн более 1 км волны имеют характеристики космических волн. Над пресной водой и еще больше над сухой землей они приобретают характеристики поверхностных волн на расстоянии только нескольких длин волн или даже меньшем, чем одна длина волны. Таким образом, природа волнового распространения в этом случае не должна быть представлена так же, как описывается распространение волн над морской водой».

Цитируемые выше заключения Ценнека основаны на оригинальных формулах, полученных Зоммерфельдом. Бэрроу*¹⁰ отметил, что численно передаточные формулы, основанные на результатах Зоммерфельда, отличаются от вейлевских только элементом поверхностной волны P , и сделал тщательные измерения, которые подтвердили результаты Вейля.

Впоследствии стало ясно, что источник проблемы вокруг термина «поверхностные волны» в формулах Зоммерфельда был заключен в двойной природе элемента с квадратным корнем в коэффициенте отражения, возникающем в подынтегральном выражении. В математическом выражении физической проблемы самое важное то, что квадратный корень обозначал значения, реальная часть которых положительна. Последующее изменение контура интегрирования должно проводиться очень осторожно. Сложности не должны возникнуть, если изменение будет сделано в комплексной плоскости с незначительным сокращением, так что квадратные корни могут браться только от принципиально важных величин. Получилось так, что изменение было сделано в поверхности Римана, где коэффициенту отражения в подынтегральном выражении достаточно просто перейти в обратную ему величину.

Примечания

- *1. Ионосферный слой *E*, предсказанный в 1902 г. независимо друг от друга американским инженером-электриком А. Кеннелли (Arthur Edwin Kennelly, 1861-1939) и английским физиком О. Хевисайдом (Oliver Heaviside, 1850-1925). Существование слоя *E* было экспериментально подтверждено в 1924 г. английским ученым Э. Эпплтоном (Edward Victor Appleton, 1892-1965) – *прим. переводчика*.
- *2. Пара параллельных проводов для измерения длины волны, предложенная в 1888 г. австрийским физиком Э. Лечером (Ernst Lecher, 1856-1926) – *прим. переводчика*.
- *3. Дж. Вейт (James R. Wait, 1924-1998) – профессор электротехники и наук о Земле в университете Аризоны. В Национальном бюро стандартов (NBS) и Национальном управлении океанических и атмосферных исследований (NOAA) США занимался теоретическими аспектами распространения радиоволн – *прим. переводчика*.
- *4. Дж. Ценнек (Jonathan Adolf Wilhelm Zenneck, 1871-1959) – немецкий физик-электротехник, исследователь ионосферы, один из изобретателей электронно-лучевой трубки – *прим. переводчика*.
- *5. H.M. Barlow. Surface waves. Proc. IRE, Vol. 46, pp. 1413-1417, July, 1958.

- *6. Зависимость угла падения Брюстера от σ – второго порядка (The effect of u on the Brewster angle of incidence is of the second order).
- *7. S.A. Schelkunoff. Electromagnetic Waves. D. Van Nostrand Co. Princeton, N.J., pp. 429-430, 1943.
- *8. Ibid., pp. 413-417, 428-431.
- *9. J. Zenneck. Wireless Telegraphy. McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, N.Y. , pp. 249-250; 1915.
- *10. C.R. Burrows. Existence of a surface wave in radio propagation. Nature, vol. 138, p. 284, August 15, 1936; also The surface wave in radio propagation over plane earth. Proc. IRE, vol. 25, pp. 219-229; February, 1937.

О ПРЕПОДАВАНИИ БАЗОВОГО КУРСА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ТЕОРИИ

Щелкунов С.А.

В ответ на просьбу редактора учебных пособий доктора Маттсона (R.H. Mattson) представить мои взгляды на преподавание базового курса электромагнитной теории, сообщаю, что вкратце они таковы:

- мы должны преподавать первый базовый курс в том же стиле, в каком электричество и магнетизм изучаются в рамках курса физики рядового колледжа: то есть мы должны выделять физические аспекты каждого электромагнитного явления и для проведения вычисления использовать только самую простую математику, преподаваемую в колледже. Внимание студентов не должно быть отвлечено от реального содержания электромагнитной теории мыслями о возможных новых математических моделях описания теории;
- мы должны делать акцент на непрерывности при переходе от статических полей к медленно меняющимся и быстро изменяющимся полям;
- мы не должны преподавать базовый курс электромагнитной теории так, как будто это предмет совершенно другой по сравнению с электричеством и магнетизмом в физике, предмет с полностью отличающимися физическими и математическими понятиями, предмет, требующий применения совершенно иного математического аппарата;

- мы должны представлять новые математические и физические понятия постепенно и лишь по мере необходимости, начинать использование новых математических методов лишь тогда, когда становится очевидным, что они действительно нужны.

Каждый, кто прочитал мои предыдущие автобиографические материалы, поймет, что эти суждения обусловлены двумя фактами:

- я был чистым математиком, прежде чем стал интересоваться электромагнитной теорией;
- в течение 30 лет я был тесно связан с инженерами-исследователями и инженерами-разработчиками, которые были главным образом экспериментаторами.

Прежде чем я и мои коллеги встретились, ни они, ни я ничего не знали об электромагнитной теории (только слышали о ней). В высшей школе я изучал элементарную физику электричества и магнетизма, а инженеры знали только ее, но они были хорошо сведущими в теории электрических цепей Кирхгофа и теории линий передач Лорда Кельвина. Классические учебники, такие как книги Абрахама и Беккера, не помогли ни моим коллегам, ни мне, поскольку они не понимали математику, а я не понимал физику после математики. И никто из нас не видел какой-либо связи между классической электромагнитной теорией и тем, что мы знали об электричестве и магнетизме. Мне пришлось основательно осмыслить физические принципы, лежащие в основе электромагнитной теории, прежде чем сделать что-то полезное для инженеров. Чтобы объяснить им эту теорию, я должен был использовать их язык. К счастью, этот язык инженеров – язык Кирхгофа, Кельвина и Штейнмеца^{*1} – оказался приемлемым и полезным в теории Максвелла.

Я специально подобрал четыре темы для иллюстрации моих идей о том, как представлять электромагнитную теорию студентам. Эти темы таковы:

- изменяющаяся во времени реакция физического (реального) конденсатора и свободные колебания цилиндрического металлического резонатора;
- элементы цепи – идеальные и физические (реальные);
- волны в проводниках и свободном пространстве;
- поток энергии в свободном пространстве.

Я надеюсь, что меня поймут правильно. В научной работе я всегда свободно использовал математику, потому что все ее методы и приемы: от самых простых до самых сложных, необходимы в теоретических исследованиях. Однако для первокурсников я рекомендовал бы делать больший акцент на физике, чем на математике, и больше использовать приземленную, элементарную математику – проще, чем даже из курса колледжа. Внимание студентов не должно быть отвлечено от сути электромагнитной теории малознакомыми математическими идеями. Я твердо верю, что такие курсы будут способствовать развитию «звукового мышления», они будут полезными большинству студентов, которые после получения степеней бакалавра или магистра станут практикующими инженерами в промышленных и правительственных лабораториях. Я также верю, что такие курсы обеспечат основу для курсов более продвинутой прикладной математики, которые необходимы той *меньшей* части студентов, которые будут работать над получением степени доктора наук и которые позже будут вовлечены, по большей части, в теоретические исследования или их преподавание. На эти курсы пойдут, вероятно, будущие профессора и авторы учебников – для предотвращения таких ошибок, как построение картины излучения полуволновой дипольной антенны, связанной с коаксиальной линией, в предположении симметричного распределения тока при вычислении излучаемой антенной энергии.

Я полагаю, что слишком раннее акцентирование внимания на математических идеях приведет к развитию в студентах слепой уверенности в правоте математических моделей описания теории. Следствием такой уверенности я считаю ошибки, которые можно обнаружить в некоторых учебниках – две из них будут рассмотрены в заключительных разделах этой работы.

1. Изменяющаяся во времени реакция физического конденсатора и свободные колебания цилиндрического металлического резонатора

В Колумбийском университете я начинал лекции по электромагнитной теории для младших курсов с краткого обзора базовых электрических и магнитных понятий^{*2}, который заканчивался всеми относящимися к ним утверждениями, вытекающими из двух законов взаимодействия между электрическими и магнитными полями.

- А. Закон Фарадея-Максвелла: электродвижущая сила (напряжение) вдоль границы поверхности равна отрицательному магнитному току (это временная величина изменения магнитного потока), пересекающему эту поверхность (или который связан с этой границей);
- В. Закон Ампера-Максвелла: магнитодвижущая сила вдоль границы поверхности равна полному электрическому току (сумме токов проводимости и смещения), пересекающему поверхность (или связанному с ней).

Если граница поверхности разделена на сегменты AB , BC , CD и т.д., то напряжение вокруг нее будет равно сумме напряжений вдоль этих сегментов: $V_{AB} + V_{BC} + V_{CD} + \dots$. Если сегменты бесконечно малы, напряжение вдоль типичного сегмента есть $E_s ds$, где E_s – компонента напряженности электрического поля $\mathbf{E}$, тангенциальной ds . Поскольку напряжение вокруг границы есть линейный интеграл от напряженности электрического поля, законы, представленные выше, могут быть выражены следующим образом.

А'. Закон Фарадея-Максвелла:

$$\oint E_s ds = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_s B_n dS.$$

В'. Закон Ампера-Максвелла:

$$\oint H_s ds = I + \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \int_s J_n dS + \frac{\partial}{\partial t} \int_s D_n dS.$$

Данные формулы не зависят от координатных систем (так же, как и все физические законы). Если $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ – непрерывные и дифференцируемые функции места и времени, то мы можем получить различные уравнения, применяя уравнения А' и В' к соответствующим бесконечно малым поверхностям. Векторы полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ непрерывны и дифференцируемы только если параметры μ , ϵ и ϵ_0 непрерывны. Например, если мы имеем две расположенные рядом области 1 и 2 с постоянными, но различными параметрами, мы можем получить дифференциальные уравнения только для «открытых» областей 1 и 2 (то есть граница между областями не включается ни в одну область). Отдельные решения дифференциальных уравнений должны

быть объединены вместе для получения решений, подходящих для объединенной области. Объединение производится с добавлением граничных условий. Последние могут быть получены из интегральных уравнений A' и B' . Я уделяю этому особое внимание, потому что в некоторых учебниках граничные условия выводятся из дифференциальных уравнений. Такие выводы логически ложные – я детально покажу это в пятом разделе данной работы.

Из представленных выше фундаментальных законов мы можем сформировать важную физическую картину того, что происходит, когда статическое поле начинает изменяться во времени сначала медленно, а затем все быстрее и быстрее. Из A и B или A' и B' мы заключаем, что:

- статические электрические и магнитные поля не влияют друг на друга;
- если статическое электрическое поле, например, начинает медленно изменяться во времени, мы не ожидаем каких-либо внезапных изменений в его распределении*³. В соответствии с законом Ампера-Максвелла B и B' токи смещения будут создавать магнитное поле. Напряженность этого поля будет зависеть от временной величины изменения электрического поля так же, как и от его распределения;
- если электрическое поле изменяется с постоянной временной величиной, созданное магнитное поле будет статическим;
- в противном случае, изменяющееся во времени магнитное поле создает электрическое поле в соответствии с законом Фарадея-Максвелла (A и A'). Это поле есть суперпозиция исходного электрического поля;
- если дополнительное электрическое поле также изменяется во времени, оно будет создавать магнитное поле, которое является суперпозицией того, что создано ранее;
- эта последовательность пошаговых изменений в полях продолжается бесконечно или до тех пор, пока одно из созданных полей не будет статическим;
- в пределе у нас будут электрическое и магнитное поля, согласующиеся с законами Максвелла, то есть окончательно полное электрическое поле такое, какое создано конечным распреде-

ление магнитных токов, а окончательное магнитное поле такое, которое создано финальным распределением электрических токов.

Когда геометрия поля относительно проста, возможно получение конечных самосогласованных электрических и магнитных полей путем решения подходящих дифференциальных уравнений с подходящими граничными условиями – даже тогда физическая картина взаимодействия между электрическими и магнитными полями является полезной. Тем более она полезна, когда краевая задача является сложной в решении.

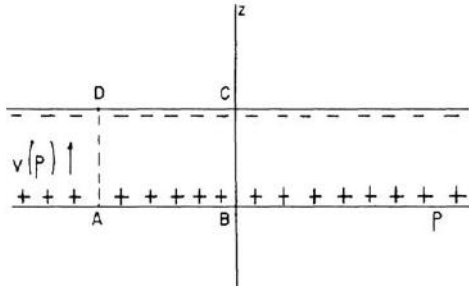


Рис. 1. Поперечное сечение конденсатора, образуемого коаксиальными круговыми металлическими пластинами

В Колумбийском университете я иллюстрировал рассмотренные выше принципы с помощью простого примера. Рис. 1 показывает осевое поперечное сечение проводника, сформированного двумя идеально проводящими коаксиальными дисками. Если статическое напряжение приложено равномерно между и вокруг границ этих дисков, электрическое поле равномерно и его напряженность

$$E_z(\rho; t) = E_z(0; t). \quad (1)$$

Если приложенное напряжение медленно изменяется во времени, то напряженность восходящего тока смещения

$$\frac{\partial}{\partial t} D_z(\rho; t) = \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} E_z(\rho; t) = \varepsilon \dot{E}_z(0; t), \quad (2)$$

где точка означает производную по времени. Этот ток смещения создает магнитное поле. Применяя закон Ампера-Максвелла к области (в виде круга), имеющей общую ось с металлическими пластинами, мы получаем

$$\int_0^{2\pi} H_\phi(\rho; t) \rho d\phi = \frac{\partial}{\partial t} \int_0^\rho \int_0^{2\pi} \varepsilon E_z(\rho; t) \rho d\rho d\phi.$$

Принимая во внимание осевую симметрию поля, будем считать H_ϕ независимым от ϕ и тогда

$$2\pi \rho H_\phi(\rho; t) = 2\pi \frac{\partial}{\partial t} \int_0^\rho \varepsilon E_z(\rho; t) \rho d\rho,$$

или

$$\rho H_\phi(\rho; t) = \frac{\partial}{\partial t} \int_0^\rho \varepsilon E_z(\rho; t) \rho d\rho. \quad (3)$$

Заменяя из уравнения (2) и интегрируя, получаем

$$\rho H_\phi(\rho; t) = \frac{1}{2} \varepsilon \rho^2 \dot{E}_z(0; t),$$

и

$$H_\phi(\rho; t) = \frac{1}{2} \varepsilon \rho \dot{E}_z(0; t). \quad (4)$$

Если $E_z(0; t)$ также изменяется во времени, то будет существовать циркулирующий по кругу магнитный ток, плотность которого

$$\frac{\partial}{\partial t} B_\phi(\rho; t) = \mu \frac{\partial}{\partial t} H_\phi(\rho; t).$$

Этот магнитный ток создает электрическое поле, которое является суперпозицией начального однородного поля. Чтобы найти данное поле, применим закон Фарадея-Максвелла к прямоугольнику $ABCD$:

$$V_{AB} + V_{BC} + V_{CD} + V_{DA} = - \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h \int_0^\rho \mu H_\phi(\rho; t) d\rho dz,$$

если

$$V_{AB} = V_{CD} = 0, \quad V_{BC} = hE_z(0; t), \quad V_{DA} = -hE_z(\rho; t),$$

и так как правая сторона пропорциональна h , находим

$$E_z(\rho; t) = E_z(0; t) + \frac{\partial}{\partial t} \int_0^\rho \mu H_\phi(\rho; t) d\rho. \quad (5)$$

Путем замены из уравнения (3) находим также

$$E_z(\rho; t) = E_z(0; t) + \frac{1}{4} \mu \varepsilon \rho^2 \ddot{E}_z(\rho; t). \quad (6)$$

Второе слагаемое здесь представляет электрическое поле, созданное магнитным током. Если оно также начнет изменяться во времени, то создаст магнитное поле, которое будет суперпозицией поля, заданного уравнением (4). Все это может быть представлено в виде таблицы следующим образом:

$$\begin{array}{ll} \dot{E}_z(\rho; t) = \dot{E}_z(0; t) & \text{создает } H_{\phi,1}(\rho; t); \\ \dot{H}_{\phi,1}(\rho; t) & \text{создает } E_{z,2}(\rho; t); \\ \dot{E}_{z,2}(\rho; t) & \text{создает } H_{\phi,3}(\rho; t); \\ & \dots\dots\dots \\ \dot{E}_{z,2n}(\rho; t) & \text{создает } H_{\phi,2n+1}(\rho; t); \\ \dot{H}_{\phi,2n+1}(\rho; t) & \text{создает } E_{z,2n+2}(\rho; t). \end{array} \quad (I)$$

Вычисляем эти последовательные поля из уравнения (3), то есть

$$H_{\phi,2n+1}(\rho; t) = \int_0^\rho \varepsilon \dot{E}_{z,2n}(\rho; t) p dp, \quad (7)$$

а также из второго слагаемого уравнения (5), то есть из

$$E_{z,2n+2}(\rho; t) = \int_0^\rho \mu H_{\phi,2n+1}(\rho; t) dp. \quad (8)$$

Последовательные поля в таблице (I) накладываются друг на друга и образуют полные поля:

$$\begin{aligned} E_z(\rho; t) &= E_z(0; t) + E_{z,2}(\rho; t) + E_{z,4}(\rho; t) + \dots, \\ H_\phi(\rho; t) &= H_{\phi,1}(\rho; t) + H_{\phi,3}(\rho; t) + H_{\phi,5}(\rho; t) + \dots. \end{aligned} \quad (9)$$

Эти общие поля точно удовлетворяют уравнениям Максвелла А' и В', что можно легко проверить. Если мы выполним последовательное интегрирование, то найдем:

$$E_z(\rho; t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\mu\varepsilon)^n \rho^{2n} d^{2n}}{2^{2n} (n!)^2 dt^{2n}} E_z(0; t). \quad (10)$$

Если изменение во времени синусоидальное:

$$E_z(0; t) = E_0 \sin \omega t, \quad (11)$$

то имеет место

$$E_z(\rho; t) = E_0 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(\omega \sqrt{\mu\varepsilon} \rho)^{2n}}{2^{2n} (n!)^2} \sin \omega t. \quad (12)$$

Некоторые важные заключения могут быть сделаны даже из приближенных уравнений (6) и (4). Для синусоидальных изменений во времени эти уравнения становятся такими:

$$E_z(\rho; t) = E_0 \left(1 - \frac{1}{4} \omega^2 \mu\varepsilon \rho^2\right) \sin \omega t, \quad (13)$$

$$H_\phi(\rho; t) = \frac{1}{2} \omega \varepsilon \rho E_0 \cos \omega t. \quad (14)$$

Напряженность электрического поля будет максимальной вдоль оси (см. рис. 1). Между границами плоскостей при этом

$$E_z(a; t) = E_0 \left(1 - \frac{1}{4} \omega^2 \mu\varepsilon a^2\right) \sin \omega t. \quad (15)$$

Наш конденсатор ведет себя как идеальный конденсатор, только если второй элемент пренебрежимо мал, то есть когда

$$\omega \ll 2/a \sqrt{\mu\varepsilon}, \quad f \ll 1/\pi a \sqrt{\mu\varepsilon}, \quad \lambda \gg \pi a. \quad (16)$$

Как он ведет себя на более высоких частотах (при более коротких длинах волн), мы обсудим в следующем разделе, где заменим «слабые» условия (16) более строгими. Обратим также внимание на то, что на определенной частоте напряженность электрического поля между границами пластин стремится к нулю, так что можно соединить их идеально проводящей лентой без влияния на внутреннее поле, таким образом, превращая физический конденсатор в цилиндрический резонатор. Следовательно, колебания могут иметь место в таком резонаторе (см. рис. 2). Частота этих колебаний (приблизительно, разумеется), будет такова:

$$\omega_0 = 2/a\sqrt{\mu\varepsilon} \text{ бев } \lambda = \pi a. \quad (17)$$

Более точное значение частоты может быть получено из (12), это будет первый корень уравнения

$$1 - \frac{1}{4}\omega^2\mu\varepsilon a^2 + \frac{1}{64}\omega^4\mu^2\varepsilon^2 a^4 - \frac{1}{2304}\omega^6\mu^3\varepsilon^3 a^6 + \dots = 0. \quad (18)$$

В те моменты, когда $\sin \omega_0 t = \pm 1$, магнитного поля в резонаторе нет. Заряды сверху и снизу равны и противоположны. При уменьшении $\sin \omega_0 t$ заряд протекает от одной пластины к другой. Ток в боковой стенке резонатора

$$I(a;t) = 2\pi a H_\phi(a;t) = \pi\omega_0 \varepsilon a E_0 \cos \omega_0 t.$$

Этот ток (и магнитное поле) максимален, когда $\cos \omega_0 t = \pm 1$ и когда в резонаторе нет электрического поля. Таким образом, колебания состоят из превращения электрического поля в магнитное и наоборот – преобразования электрической энергии в магнитную энергию.

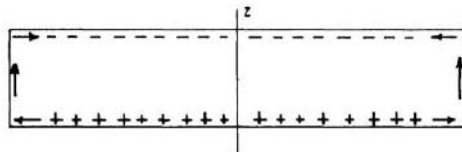


Рис. 2. Поперечное сечение цилиндрического металлического резонатора

Уравнение (18) имеет бесконечный набор корней, которые могут быть без труда вычислены высокоскоростным компьютером. Также можно заметить, что ряд в уравнении (18) является функцией Бесселя нулевого порядка, и (18) может быть записано как

$$J_0(\omega\sqrt{\mu\epsilon}a) = 0.$$

Корни этого уравнения занесены в таблицу, но мы не должны забывать, что изначально эти корни были вычислены из этих рядов. Наименьший корень уравнения (18) $\omega_0\sqrt{\mu\epsilon}a = 2,40\dots$ Его сравнение с приближительным корнем, найденным из (17), который равен $\omega_0\sqrt{\mu\epsilon}a = 2$, показывает, что последний почти на 17% меньше. Считая, что второе слагаемое в уравнении (13) для электрического поля представляет собой только первую поправку квазистатического поля, и что собственная частота свободных колебаний порядка $5 \cdot 10^7/a$, где a измеряется в метрах, приближение это не такое уж и плохое.

Однако, главная цель данного примера – показать почти в самом начале первого базового курса электромагнитной теории, что высокочастотные колебания возможны в металлическом резонаторе, и что эта возможность соответствует законам взаимодействия между электрическими и магнитными полями.

Заметим также, что если металлические пластины не являются идеально проводящими, то V_{AB} и V_{CD} не стремятся к нулю, и тогда, если R – радиальное сопротивление единицы длины, эти напряжения могут быть выражены с помощью понятий плотностей тока, которые могут быть получены из $H_\phi(p;t)$.

2. Элементы цепи: идеальные и физические

Идеальный конденсатор и идеальная катушка индуктивности определяются следующими отношениями между напряжением V , проходящим через границы элемента, и током I , протекающим через элемент:

$$I = C \frac{dV}{dt}, \quad V = L \frac{dI}{dt}. \quad (19)$$

Из этих уравнений мы можем получить выражения для электрической энергии $\mathcal{E}_e$ накопленной в конденсаторе, и магнитной энергии $\mathcal{E}_m$, накопленной в катушке:

$$w_e = \frac{1}{2} CV^2, \quad w_m = \frac{1}{2} LI^2. \quad (20a)$$

Если q – заряд одной пластины конденсатора или заряд, протекающий через катушку, то $I = \dot{q}$, и выражения для накопленной энергии могут быть записаны следующим образом:

$$w_e = \frac{q^2}{2C}, \quad w_m = \frac{1}{2} L\dot{q}^2. \quad (20b)$$

Более века назад Лорд Кельвин фактически использовал эти выражения для определения емкости и индуктивности. Отсюда следует, что идеальный конденсатор накапливает только электрическую энергию, а идеальная катушка – только магнитную. На самом же деле изменяющееся во времени электрическое поле всегда создает магнитное поле, и подобным же образом изменяющееся во времени магнитное поле создает электрическое поле. Тогда у нас есть две возможности:

- мы можем решить, что идеальные конденсаторы и катушки являются только приближением реальных физических элементов;
- мы можем решить, что реальные физические элементы могут быть аппроксимированы соответствующими идеальными элементами.

Эти возможности могут показаться одинаковыми, но в определенном смысле они неодинаковы, как мы увидим позже. Первая возможность применяется в классической электромагнитной теории, и я не знаю, почему сейчас многие все еще так твердо придерживаются этой возможности. Абрахам и Беккер более полувека назад заключили, что с точки зрения запаздывающих потенциалов приближения верны, если

$$\lambda \gg a \text{ и } a \ll \lambda, \quad (21)$$

где a – наибольший размер физической структуры. Но тогда незамедлительно возникают вопросы:

1. Насколько хороши эти приближения для заданных величин a/λ ?
2. Что же дальше?

В шестом разделе настоящей работы в ответ на первый вопрос я покажу, что условие (21) не является необходимым и достаточным. Ответ на второй вопрос гласит: ничего.

Воспользовавшись второй возможностью, мы сумеем сделать гораздо больше. Условие (21) можно заменить условием, которое является необходимым и достаточным, и которое сообщит нам, насколько хороша аппроксимация для любой заданной величины отношения a/λ . Мы также можем показать, что если частота настолько высока, что физический конденсатор не длиннее хорошо аппроксимированного идеального, он может быть аппроксимирован идеальным конденсатором, включенным последовательно с идеальной катушкой. Подобным же образом физическая катушка индуктивности может быть аппроксимирована идеальной катушкой, включенной параллельно с идеальным конденсатором, когда идеальная катушка не длиннее хорошо аппроксимированной.

Позвольте теперь вернуться к круговому плоскому конденсатору из предыдущего раздела и показать, как эти идеи работают в конкретном случае. Если q – заряд нижней пластины, тогда его поверхностная плотность есть $q/\pi a^2$. Следовательно, в статическом случае

$$E_z(\rho; t) = q / \varepsilon \pi a^2 \quad (22)$$

и восходящее напряжение между краями (обкладками) конденсатора есть $V = hE_z(a; t) = qh/\varepsilon \pi a^2$. Следовательно, емкость

$$C = q/V = \varepsilon \pi a^2 / h. \quad (23)$$

Когда заряд и напряжение начинают изменяться во времени, создается магнитное поле. Из уравнений (3) и (22) мы получаем его напряженность, выведенную через временную величину изменения заряда конденсатора (то есть зарядный ток, протекающий в конденсаторе)

$$H_\phi(\rho; t) = \frac{1}{2} \rho \dot{q} / \pi a^2. \quad (24)$$

Энергия, накопленная в этом поле

$$W_m = \frac{1}{2} \int_0^a \int_0^{2\pi} \int_0^h \mu H_\phi^2 \rho d\rho d\phi dz .$$

Заменяя из уравнения (24) и интегрируя, получаем:

$$W_m = \mu h \dot{q}^2 / 16\pi . \quad (25)$$

Эта энергия есть энергия, которая будет накоплена в идеальной катушке, включенной последовательно с идеальным конденсатором (см. рис. 3), представляющей физический конденсатор на низких частотах. Индуктивность идеальной катушки получена из уравнений (20b) и (25):

$$L = 2W_m / \dot{q}^2 = \mu h / 8\pi . \quad (26)$$

Если $q = q_0 \sin \omega t$, $\text{th } \dot{q} = \omega q_0 \cos \omega t$ и максимальные электрическая и магнитная энергии равны

$$\max(W_e) = q_0^2 h / 2\epsilon \pi a^2 , \quad \max(W_m) = \mu h \omega^2 q_0^2 / 16\pi .$$

Следовательно

$$\frac{\max(W_m)}{\max(W_e)} = \frac{\omega^2 \mu \epsilon a^2}{8} = \frac{\pi^2 a^2}{2\lambda^2} ,$$

и

$$\frac{a}{\lambda} = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \left[\frac{\max(W_m)}{\max(W_e)} \right]^{1/2} .$$

Если мы решим, что когда магнитная энергия не превышает 1% от электрической энергии, то перед нами поле в большей степени электрическое, тогда $a/\lambda \leq \sqrt{2}/10\pi$ – и это неравенство должно быть выполнено. Если же мы сделаем условия более строгими и потребуем, чтобы величина магнитной энергии была не более 0,01%; тогда $a/\lambda \leq \sqrt{2}/100\pi$. Данные неравенства не являются неопределенными, тогда как (21) означают только, что a/λ значительно меньше единицы без уточнения, насколько меньше.

Мы также можем выразить a/λ с помощью понятия величины полного сопротивления идеальных элементов, представляющих физический конденсатор: ωL и $1/\omega C$. Однако величина полного сопротивления пропорциональна энергии, и поэтому поле внутри кругового плоского конденсатора является квазистатическим, если имеет место неравенство

$$\frac{a}{\lambda} \leq \frac{\sqrt{2}}{\pi} \left[\frac{\max(W_m)}{\max(W_e)} \right]^{1/2}, \quad (27)$$

в пределах которого максимальная магнитная энергия пренебрежимо мала по сравнению с максимальной электрической энергией.

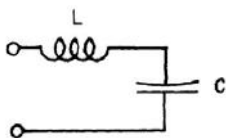


Рис. 3. Представление физического конденсатора с помощью идеальной катушки индуктивности, включенной последовательно с идеальным конденсатором

Если входы цепи на рис. 3 короткозамкнуты, угловая частота свободных колебаний будет равна

$$\omega = (LC)^{-1/2} = 2\sqrt{2} / a\sqrt{\mu\epsilon} = 2,82 / a\sqrt{\mu\epsilon}.$$

Это приближенная угловая частота свободных колебаний внутри кругового плоского конденсатора, короткозамкнутого металлической перемычкой между его границами (обкладками) – то есть внутри цилиндрического металлического резонатора. Это приближение можно сравнить с тем, что задано уравнением (16), где числитель равен 2, а точное значение числителя может быть получено из ряда (18) и равно 2,40.

Физическая катушка индуктивности может быть представлена в широком диапазоне частот с помощью идеальной катушки, включенной параллельно с идеальным конденсатором. Например, круговой плоский конденсатор может быть преобразован в один оборот тороидальной катушки индуктивности путем соединения пластин

проводом радиуса c , имеющего общую ось с пластинами. Когда постоянный ток I протекает через провод и пластины, существует только магнитное поле, напряженность которого есть

$$H_{\phi} = I / 2\pi\rho.$$

Если I изменяется во времени, мы можем вычислить напряжение между границами пластин с помощью закона Фарадея-Максвелла. Сравнивая это напряжение с тем поперечным в идеальной катушке – см. уравнение (19), мы получаем индуктивность

$$L = (\mu h / 2\pi) \ln(a / c). \quad (28)$$

Как вариант, мы можем вычислить энергию, заключенную в магнитном поле, и получить индуктивность из уравнения (20а).

Изменяющееся во времени магнитное поле создает электрическое поле. В данном случае напряженность этого поля можно вычислить так же, как в предыдущем разделе: мы можем использовать уравнение (5), если предположить, что нижний предел интегрирования – c вместо 0. Конечно, $E_z(c;t) = 0$, если провод идеально проводящий. Таким образом находим

$$V(\rho;t) = hE_z(\rho;t) = (\mu h \dot{I} / 2) \ln(\rho / c). \quad (29)$$

Энергия электрического поля – это интеграл по объему от $(1/2)\epsilon [E_z(\rho;t)]^2$, ее можно выразить через $\dot{I}^2$. Однако, используя уравнение (29), мы можем также выразить $\dot{I}$ через напряжение $V(a;t)$ между границами тороидальной катушки. Емкость эквивалентного идеального конденсатора тогда получается из уравнения (20а), идеальные конденсатор и катушка индуктивности, представляющие физическую катушку, включены параллельно, и напряжения на этих элементах одинаково.

Целесообразно, таким образом, развитие синтеза цепей, в которых базовыми элементами являются:

- идеальная катушка индуктивности, включенная последовательно с идеальным конденсатором;

- идеальный конденсатор, включенный параллельно с идеальной катушкой.

Это должно открыть интересные и, может быть, полезные для практики возможности. Однако существуют и более прямые практические применения представленных выше идей. Несколько ранее, в тридцатые или в начале сороковых годов, существовал интерес к очень низкой резонансной частоте цилиндрического резонатора с коаксиальным сердечником (см. рис. 4).

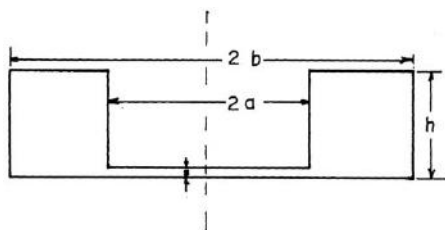


Рис. 4. Поперечное сечение цилиндрического резонатора с коаксиальным сердечником

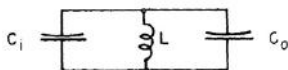


Рис. 5. Приближенная эквивалентная цепь для резонатора, показанного на рис. 4

Краевая задача для таких резонаторов достаточно трудна, поэтому группа аспирантов решила вычислить данную частоту методом Рэлея-Ритца. Выдающийся экспериментатор с ликованием говорил, что после нескольких месяцев у них был ответ – меньше примерно на 30% от измеренного значения. Он мог точно измерить частоту за полчаса, но все же теоретическая формула предполагалась столь полезной, по крайней мере, при предварительном анализе, так как обеспечивала ему улучшение результатов. В то время у меня была аналогичная формула, выведенная из приближенной цепи (см. рис. 5), представляющей резонатор, где параметры цепи были вычислены в предположении, что h сравнимо с b . Коллега измерил резонансную длину волны резонатора с $h = 1,2$ см, $2b = 1,05$ дюйма, $2a = 0,375$ дюйма, $s = 34,5$ мм. Её значение оказалось равным $\lambda = 10,4$ см. В то же время вычисленная длина волны равнялась 10,48 см – почти слишком хорошо, чтобы быть правдой! Формула моя была такой:

$$\omega = [L(C_0 + C_i)]^{-1/2}, \quad \lambda = 2\pi(\mu\varepsilon)^{-1/2}[L(C_0 + C_i)]^{-1/2},$$

где

$$L = (\mu h / 2\pi) \ln(b/a), \quad C_0 = \varepsilon\pi(b-a)(3a+b)/6h, \\ C_i = C_g + C_e, \quad C_g = \varepsilon\pi a^2/s, \quad C_e = 4\varepsilon a \ln(h/s).$$

3. Волны в проводах и свободном пространстве

В предыдущих двух разделах я старался показать, насколько просто перейти от статических электрического и магнитного полей к изменяющимся во времени. Все, что нам надо было сделать – это предположить, что статические пространственные распределения полей не изменяются дискретно, когда они начинают изменяться во времени медленно, и применить закон взаимодействия между изменяющимися во времени полями. Предположение это было не самым значимым из числа возможных допущений. Если статическое распределение поля изменится внезапно, может возникнуть бесконечное магнитное поле – энергия, накопленная в таком поле, была бы бесконечной и для его создания потребовались бы бесконечные силы. Все идеи, необходимые для перехода от статичных полей к медленно меняющимся, а затем и к более быстро изменяющимся полям, хорошо изложены в книгах по элементарной физике электричества и магнетизма и требуют лишь развития. Такой переход мог бы служить мостом между общей физикой и более узкоспециализированной электромагнитной теорией.

Далее в базовом университетском курсе следует точно показать, как можно получить окончательные самосогласованные поля без прохождения всего процесса полностью, но все еще без представления нового математического аппарата. Хорошим примером для начала может быть рассмотрение волн, возбужденных колеблющимся зарядом, в полубесконечном идеально проводящем проводе – см. рис. 6а. Отсюда мы можем перейти к волнам в параллельных проводах – см. рис. 6б, к волнам в свободном пространстве, созданным колеблющимся током в коротком проводе (см. рис. 6д) и т.д.

Проблема волн в полубесконечном проводе рассматривается электростатикой, где источниками поля являются точечные заряды. Точно так же, как в случае, когда предполагаемый постоянный ток течет в проводящей среде, естественно начать с «точечного источника» тока I . В однородной среде этот ток распространяется во всех направлениях с плотностью $J_r = I / 4\pi r^2$.

Из данного уравнения мы можем получить распределение тока и электрическое поле для любого заданного распределения точечных источников. Обычно анализ дальше не идет и магнитные поля, создаваемые токами, не рассматриваются. Причина этого, вероятно, в том, что магнитные поля зависят от пути, по которому токи текут к точечным источникам. Наиболее простой способ «приведения» тока к точечному источнику из бесконечности – через полубесконечный идеально проводящий провод, изолированный от среды, см. рис. 7.

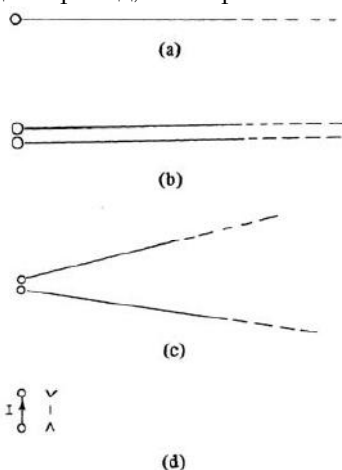


Рис. 6. Полубесконечный провод (a), параллельные провода (b), расходящиеся провода (c), короткие элемент тока в момент Π (d)

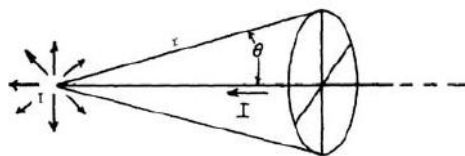


Рис. 7. Полубесконечная нить накала

Применяя закон Ампера-Максвелла к сегменту сферы радиуса r , пересеченному конусом угла θ , имеем

$$2\pi r \sin \theta H_\phi = -I + \int_0^\theta \int_0^{2\pi} J_r r^2 \sin \theta d\theta d\phi. \quad (30)$$

Заменяя $J_r = I / 4\pi r^2$ и интегрируя, получаем

$$H_\phi = \frac{I(1 + \cos \theta)}{4\pi r \sin \theta}. \quad (31)$$

Условимся теперь считать, что поле точечного заряда $-q$ находится в диэлектрической среде, когда q увеличивается на постоянную величину. Предположим, что заряд переносится в бесконечность по полубесконечному идеально проводящему проводу, см. рис. 8. Радиальный (лучевой) ток в среде есть сейчас ток смещения с плотностью $\dot{D}_r = \varepsilon \dot{E}_r$. Используя закон Кулона и уравнение (31) и не принимая во внимание, что направление тока изменено на противоположное, находим

$$E_r = -\frac{q}{4\pi r^2}, \quad H_\phi = \frac{I(1 + \cos \theta)}{4\pi r \sin \theta} = -\frac{\dot{q}(1 + \cos \theta)}{4\pi r \sin \theta}. \quad (32)$$

Наша следующая цель – выяснить, что случится, если заряд q не постоянен, а изменяется во времени. Циркулирующий магнитный ток напряженности $\dot{B}_\phi = \mu \dot{H}_\phi$ создает электрическое поле в осевых плоскостях. Кроме составляющей E_r там может существовать E_θ . Из законов взаимодействия между электрическим и магнитным полями мы можем получить следующие отношения между E_r , H_ϕ и E_θ для полей, пропорциональных $\exp(j\omega t)$:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta H_\phi) = j\omega \varepsilon r \sin \theta E_r, \quad (33)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (r H_\phi) = -j\omega \varepsilon (r E_\theta), \quad (34)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (r H_\theta) = -j\omega \mu (r H_\phi) + \frac{\partial E_r}{\partial \theta}. \quad (35)$$

На данном этапе усвоения студентами электромагнитной теории я бы порекомендовал, чтобы эти уравнения были выведены,

насколько это возможно, непосредственно из базовых законов А' и В' – без привлечения любых вспомогательных функций – в целях подчеркивания идеи взаимодействия между электрическими и магнитными полями. Например, в диэлектрической среде мы имеем уравнение (30) с $J_r = j\omega\epsilon E_r$. Дифференцированием по θ без принятия во внимание того, что подынтегральное выражение не зависит от Φ , получается уравнение (33). Для произвольных изменений во времени можно заменить $j\omega$ $gZ \partial/\partial t$. Для получения второго уравнения применим закон Ампера-Максвелла к секции конуса угла θ , ограниченного кругами, радиус которых r $\rightarrow r + dr$. Последнее уравнение может быть получено с помощью закона Фарадея-Максвелла, примененного к бесконечно малому криволинейному прямоугольнику в осевой плоскости. Этот прямоугольник ограничен r -линиями, θ $\rightarrow \theta + d\theta$, θ -линиями r $\rightarrow r + dr$.

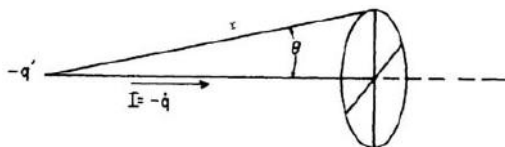


Рис. 8. Полубесконечная нить накала в диэлектрической среде

Вышеприведенные уравнения описывают бесконечное разнообразие полей с осевой симметрией. Поле, которое мы хотим найти, должно уменьшаться и приближаться к уравнению (32) при $\omega \rightarrow 0$. Предварительно предположим, что зависимость этого поля от θ такая же на высоких частотах, как и на очень низких. Мы ничем не рискуем: если наше предположение не согласуется с уравнениями, которые мы хотим решить, это быстро выяснится. Из уравнения (34) мы заключаем, что E_θ и H_ϕ должны зависеть от θ одинаковым образом. Это согласуется с двумя другими уравнениями. Таким образом, следует искать решение в следующей форме:

$$E_r = -\frac{q\hat{E}_r(r)}{4\pi\epsilon r^2}, \quad H_\phi = \frac{I_0(1 + \cos\theta)\hat{H}_\phi(r)}{4\pi r \sin\theta},$$

$$E_\theta = \frac{I_0(1 + \cos\theta)\hat{E}_\theta(r)}{4\pi r \sin\theta}, \quad (36)$$

где q – заряд в начале провода и $I_0 = -\dot{q}$ – ток в начале. Мы заменяем эти выражения в представленных выше дифференциальных уравнениях и из уравнения (33) имеем

$$\hat{E}_r(r) = \frac{I_0 \hat{H}_\phi(r)}{j \omega q}. \quad (37)$$

Другие два уравнения принимают вид

$$\frac{d}{dr} \hat{H}_\phi(r) = -j \omega \varepsilon \hat{E}_\theta(r), \quad \frac{d}{dr} \hat{E}_\theta(r) = -j \omega \mu H_\phi(r). \quad (38)$$

Их решения таковы:

$$\hat{H}_\phi(r) = A e^{-jkr} + B e^{jkr}, \quad \hat{E}_\theta(r) = \eta A e^{-jkr} + \eta B e^{jkr}, \quad (39)$$

где

$$k = \omega(\mu \varepsilon)^{1/2}, \quad \eta = (\mu \varepsilon)^{1/2}. \quad (40)$$

Первые элементы представляют волну, распространяющуюся снаружи вдоль провода. Вторые элементы представляют волну, движущуюся внутри – например, волну, которая была бы отражена от идеально проводящей среды, центр которой совпадает с началом провода. Таким образом, для волн, генерируемых колеблющимся зарядом в начале провода, имеем:

$$\begin{aligned} H_\phi &= \frac{I_0 (1 + \cos \theta) e^{-jkr}}{4\pi r \sin \theta}, \quad E_r = \frac{-I_0 e^{-jkr}}{4\pi j \omega \varepsilon r^2}, \\ E_\theta &= \frac{\eta I_0 (1 + \cos \theta) e^{-jkr}}{4\pi r \sin \theta} = \eta H_\phi, \end{aligned} \quad (41)$$

где I_0 – ток, текущий от начала. Рис. 9 показывает два параллельных провода, соединенных с генератором: провода ОА и ОВ могут быть как короткими, так и длинными. Уравнения (41) напрямую могут применяться к параллельным проводам. Заметим, что $r_1 \sin \theta_1 = \rho_1$ и $r_2 \sin \theta_2 = \rho_2$, где ρ_1 и ρ_2 – расстояния от проводов. Отсюда следует, что в точках, для которых θ_1 и θ_2 на-

столько малы, что $\cos \theta_1$ и $\cos \theta_2$, по существу, равны единице, мы имеем

$$\begin{aligned} H_{\phi,1} &= I_1 e^{-jk r_1} / 2\pi \rho_1, & H_{\phi,2} &= -I_1 e^{-jk r_2} / 2\pi \rho_2, \\ E_{\theta,1} &= E_{\rho_1} = \eta H_{\phi,1}, & E_{\theta,2} &= E_{\rho_2} = \eta H_{\phi,2}. \end{aligned} \quad (42)$$

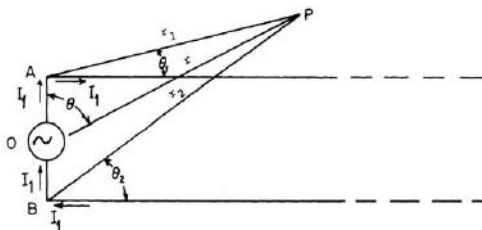


Рис. 9. Параллельные провода, соединенные с генератором

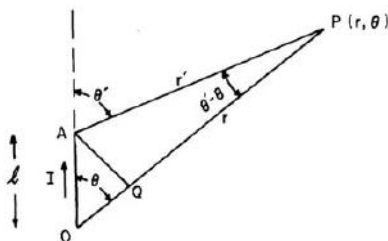


Рис. 10. Иллюстрация вычисления поля, генерируемого в свободном пространстве бесконечно малым токовым элементом с моментом $I l$

Поля, созданные токами в проводниках ОА и ОВ, могут быть выражены как разность полей, созданных двумя полубесконечными элементами тока согласно рис. 10:

$$H = \frac{I e^{-jkr} (1 + \cos \theta)}{4\pi r \sin \theta} - \frac{I e^{-jk\ell} e^{-jkr'} (1 + \cos \theta')}{4\pi r' \sin \theta'}. \quad (43)$$

То есть мы начинаем с поля тока I , вытекающего из точки 0 и текущего в бесконечность. Для этого поля мы предположим также поле тока $-I e^{-jk\ell}$, вытекающего из точки А, и также текущего в бесконечность. Полный ток из А в бесконечность уменьшен до нуля.

Если эти формулы мы применим к структуре, показанной на рис. 9, то найдем, что E_{r1} и E_{r2} исчезают, как это и должно быть, когда нет концентраций зарядов в точках А и В. Из уравнения (43) мы также находим поле элемента электрического тока в момент $I\ell$ (то есть бесконечно малого диполя) в свободном пространстве. Полагая $r' \sin \theta' = r \sin \theta$, мы выражаем уравнение (43) как

$$H_{\phi} = \frac{Ie^{-jkr}}{4\pi r \sin \theta} M, \quad (44)$$

где

$$M = 1 + \cos \theta - (1 + \cos \theta') [1 - jk\ell(1 - \cos \theta)] = \\ = 1 + \cos \theta - 1 - \cos \theta' + jk\ell(1 + \cos \theta')(1 - \cos \theta).$$

Так как θ' – приближение θ , то

$$\cos \theta - \cos \theta' = 2 \sin \frac{1}{2}(\theta' + \theta) \sin \frac{1}{2}(\theta' - \theta) \rightarrow (\theta' - \theta) \sin \theta.$$

Отсюда следует, что если мы заменим $\cos \theta'$ $\cos \theta$ в последнем элементе, то изменим M на бесконечно малую величину второго порядка, так как бесконечно малые величины первого порядка есть $M = (\theta' - \theta) \sin \theta + jk\ell \sin^2 \theta$.

Из рис. 10 мы находим также, что $\theta' - \theta = \frac{AQ}{r} = \frac{\ell \sin \theta}{r}$. Таким образом $M = (\ell/r) \sin^2 \theta + jk\ell \sin^2 \theta$.

Заменяя уравнение (44), получаем:

$$H_{\phi} = \frac{jkI\ell}{4\pi r} \left(1 + \frac{1}{jkr} \right) e^{-jkr} \sin \theta. \quad (45)$$

Оставшиеся компоненты поля могут теперь быть получены из уравнений (33) и (34):]

$$E_r = \frac{\eta I \ell}{2\pi r^2} \left(1 + \frac{1}{jkr} \right) e^{-jkr} \cos \theta, \\ E_{\theta} = \frac{j\omega\mu I \ell}{2\pi r} \left(1 + \frac{1}{jkr} - \frac{1}{k^2 r^2} \right) e^{-jkr} \sin \theta. \quad (46)$$

Распределение тока в бесконечно тонких идеально проводящих дипольных антеннах синусоидально. Поскольку функции синуса могут быть выражены через экспоненциальные функции, мы можем использовать базовые уравнения (41) для нахождения полей дипольных антенн, можем найти поля V-антенн и ромбических антенн. Для произвольных изменений во времени умножение на $j\omega$ можно заменить дифференцированием ($j\omega \equiv \partial/\partial t$). Таким же образом умножение произвольной функции $I(t)$ на $\exp(j\omega t - jkr) = \exp(j\omega t - j\omega r/c) = \exp j\omega[t - (r/c)]$ преобразовывает этот ток в $I[t - (r/c)]$.

4. Протекание энергии в свободном пространстве

Важная физическая концепция протекания энергии в свободном пространстве обычно представляется с демонстрацией того, что интеграл вектора Пойнтинга $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ через закрытую поверхность равен временной величине уменьшения энергии, накопленной во внутреннем объеме. Вектор $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ тогда интегрировался как силовой поток через единицу площади. Это очевидно, однако, что полный интеграл остается тем же самым, если мы добавим к $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ любую векторную функцию $\mathbf{F}$, дивергенция которой равна нулю. Так что здесь в концепции появляется элемент субъективности – если интерпретировать $\mathbf{E} \times \mathbf{H} + \mathbf{F}$ при $\mathbf{F} \neq \mathbf{0}$ как поток энергии через единицу площади, мы будем вынуждены заключить, что энергия входит в приемную рупорную антенну через ее стенки так же хорошо, как и сквозь ее апертуру. Это разрушит идею того, что энергия переносится волнами, и когда волны проходят через проводящую среду, такую как медные стены рупоров, они быстро затухают. Тем не менее, математическая неопределенность здесь остается.

Несложно вложить больше смысла в идею о том, что вектор Пойнтинга представляет собой поток энергии поля через единицу площади, и что энергия поля переносится волнами. Для этого достаточно определить, что волны угловой частоты ω соответствуют комплексному вектору Пойнтинга $(1/2)\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*$, действительная часть которого есть средний поток мощности. На больших расстояниях от элемента тока его поле, точно заданное с помощью уравнений (45) и (46), может быть описано более простыми уравнениями:

$$H_{\phi} = \frac{jk\ell e^{-jkr} \sin \theta}{4\pi r}, \quad E_{\theta} = \eta H_{\phi}. \quad (47)$$

Представим себе две сферы с элементом тока в общем центре, как это показано на рис. 11, одна сфера с радиусом r , другая с радиусом $r + \lambda/4$.

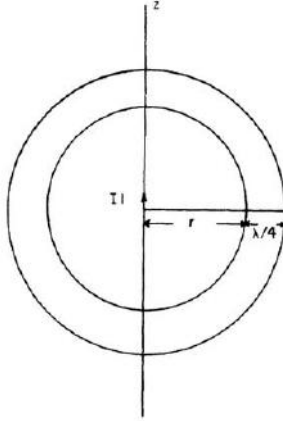


Рис. 11. Токовый элемент, концентрическая резистивная сфера радиуса r и идеально проводящая сфера радиуса $r + \lambda/4$

Предположим, что внутренняя сфера есть тонкая проводящая оболочка, сопротивление которой на единицу площади равно η . Предположим также, что внешняя сфера имеет идеальную проводимость. На внешней сфере $E_{\theta} = 0$ и уровень H_{ϕ} максимален. Только снаружи резистивной сферы напряженность E_{θ} максимальна и уровень $H_{\phi}(r + 0) = 0$. Электрическое поле $E_{\theta}(r)$ будет создавать электрический ток в резистивной сфере с линейной плотностью $J_{\theta} = E_{\theta} / \eta$. Так как $H_{\phi}(r - 0) - H_{\phi}(r + 0) = J_{\theta}$ и $H_{\phi}(r + 0) = 0$ мы имеем $H_{\phi}(r - 0) = J_{\theta} = E_{\theta} / \eta$. Таким же образом, только внутри резистивной сферы, отношение между E_{θ} и H_{θ} будет точно таким же, как и снаружи границы бегущей волны, созданной элементом тока – см. уравнение (47). Отсюда следует, что отраженной волны нет и средняя энергия, рассеянная в единице площади резистивного слоя, равна

$$W = \frac{1}{2} E_{\theta} J_{\theta}^* = \frac{1}{2} E_{\theta} H_{\phi}^* . \quad (48)$$

Энергия $(1/2)E_{\theta}J_{\theta}^*$, рассеянная в тепло, может быть измерена, поэтому легко проверить, что данная энергия приносится в резистивную сферу с помощью волны.

5. Доказательство, которое не доказательство, а по существу обман

В некоторых учебниках выводы граничных условий логически неверны. Я говорю о «доказательствах», которые начинаются с дифференциальных уравнений Максвелла. Например, о «доказательстве» непрерывности тангенциальной компоненты $\mathbf{H}$, которое началось с уравнения

$$\nabla \times \mathbf{p} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} . \quad (49)$$

Это уравнение было проинтегрировано по поверхности S :

$$\int_S \nabla \times \mathbf{H} \cdot d\mathbf{S} = \int_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S} + \int_S \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} .$$

С помощью теоремы Стокса было получено

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \int_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S} + \int_S \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} . \quad (50)$$

Затем это уравнение было применено для узкого прямоугольника, охватывающего границу между двумя средами (см. рис. 12), чтобы показать, что компонента $\mathbf{H}$, направленная по касательной к границе, непрерывна. Что не так с этим умозаключением? Во-первых, уравнение (50) выражает один из двух фундаментальных физических законов, неоднократно подтвержденный экспериментальными данными, и уравнение (49) выведено из уравнения (50). В лучшем случае вывод (50) из (49) составляет неправильный круг. Но еще хуже, что (49) может быть выведено из (50) *только в том случае, если все компоненты поля непрерывны* – включая тангенциальную компоненту поля (в лучшем случае эта непрерывность

автоматически подразумевается). И кроме того: уравнение (49) *верно, если компоненты поля дифференцируемы и непрерывны* – но это не тот случай, когда для доказательства используется прямоугольная область.

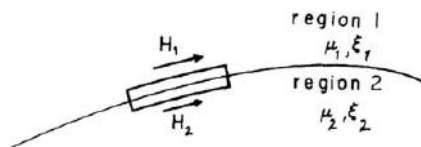


Рис. 12. Граница между двумя средами

Лучший способ показать это – использовать декартову систему координат, где ось x в одной из точек является касательной к границе раздела между областями 1 и 2, тогда как ось y перпендикулярна ей. Тогда первое из дифференциальных уравнений имеет вид $\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = J_z + \frac{\partial D_z}{\partial t}$. Для этого уравнения верно то, что составляющая H_x непрерывна при переходе через границу раздела. В противном случае $\frac{\partial H_x}{\partial y}$ будет бесконечна. Но даже если H_x принимается непрерывной, производной у нее может не существовать. Поэтому очевидно, что уравнение, представленное выше, неверно для границы, когда $\epsilon_2 \neq \epsilon_1$. И даже если $\epsilon_2 = \epsilon_1$, но $\mu_2 \neq \mu_1$, то двойственная группа уравнений в системе Максвелла неверна. Полная система дифференциальных уравнений Максвелла в любой области, *включая границу* раздела, может быть верной, только если $\epsilon_2 = \epsilon_1$ и $\mu_2 = \mu_1$, то есть когда в среде вообще нет прерывности.

Особо отметим такой момент: если среда прерывиста через определенную границу, то полный набор дифференциальных уравнений Максвелла верен *только в «открытой» области* одной из сторон от этой границы («открытость» среды означает, что граница в нее не включена). По этой причине мы вынуждены искать *отдельные* решения для каждой области, чтобы затем эти решения объединить вдоль границы с применением граничных условий. Последнее применяется в физических законах, выведенных из экспериментальных данных и выраженных математическим путем с помощью интеграла уравнения (50) и его пары. Таким образом, все данные законы предполагают непрерывность тангенциальных компонент **Е** и

Н, но не предполагают их дифференцируемость на границе раздела сред. Случается, что нормальная производная H_τ непрерывна, если $\varepsilon_2 = \varepsilon_1$, и прерывиста в противном случае. Точно так же нормальная производная E_τ непрерывна только если $\mu_2 = \mu_1$.

Неверное доказательство того, что мы обсудили, может быть следствием увлечения математическим формализмом, которое в свою очередь является следствием принятых в данный момент методов обучения. Студентов как будущих ученых и инженеров следует научить рассматривать математику как полезный инструмент, а не как объект поклонения. Они не должны одобрять применение причудливых математических инструментов, отдавая предпочтение наиболее простым. В учебнике для аспирантов я нашел курьезный вывод формулы напряжения между входами маленькой приемной рамочной антенны. Автор начал с выражения **Е** через величину запаздывания и векторные потенциалы, проинтегрировал это выражение по контуру, применил теорему Стокса, и, наконец, показал, что требуемое напряжение обратно временной величине изменения магнитного потока, связанного с контуром! Таким образом, он «вывел» формулу, которую Фарадей получил экспериментально, и которую много позже Максвелл использовал для выведения своих дифференциальных уравнений, из которых он затем получил формулу для **Е** через запаздывающие потенциалы. Таким образом, перед нами еще один отличный пример «хождения по кругу».

6. Определение квазистатических полей

Часто и возможно универсально используемое определение квазистатических (или квазистационарных) полей основано на запаздывающих потенциалах:

$$\begin{aligned}\Phi &= \frac{\exp(j\omega t)}{4\pi\varepsilon} \int_V \frac{\rho \exp(-jkR)}{R} dV, \\ A &= \frac{\mu \exp(j\omega t)}{4\pi} \int_V \frac{\mathbf{J} \exp(-jkR)}{R} dV.\end{aligned}\tag{51}$$

Этот аргумент работает следующим образом. Пусть s будет самым большим линейным размером структуры. Если

$$s \ll \lambda \text{ и } \lambda \gg s, \quad (52)$$

то коэффициент отдачи при упругой деформации вида $\exp(-j\omega R)$ почти равен единице и

$$\Phi = \frac{\exp(j\omega t)}{4\pi\epsilon} \int_V \frac{\rho}{R} dV, \quad A = \frac{\mu \exp(j\omega t)}{4\pi} \int_V \frac{\mathbf{J}}{R} dV. \quad (53)$$

Отсюда следует вывод о том, что поле в структуре квазистатическое, потому что потенциалы квазистатические.

Однако сделанное заключение неверно. Рассмотрим пример, показывающий, что условие (52) может быть выполнено, а поля квазистатическими не будут. Также приведем пример, в котором $s \gg \lambda$ и $\lambda \ll s$, но поля в структуре квазистатическими будут. Неравенства (52) подразумевают, что мы можем использовать квазистатические потенциалы для вычисления полей в структуре и непосредственно вокруг них. Это неравенство ничего не подразумевает о том, как плотность заряда ρ и плотность тока $\mathbf{J}$ распределены в структуре. И, наконец, они являются теми распределениями, которые определены вне зависимости от того, квазистатические это поля или нет.

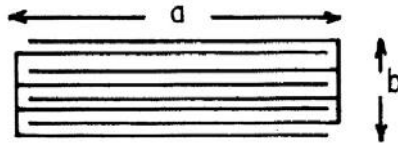


Рис. 13. Поперечное сечение свернутого конденсатора

Рис. 13 показывает поперечное сечение зигзагообразной структуры, сделанной из полос шириной w . Пусть расстояние между полосами будет h , а другие параметры $a = 0,1$ м; $b = 0,025$ м; $w = 0,01$ м; $\lambda = 10$ м, то есть наибольший размер $(a^2 + b^2 + w^2)^{1/2}$ достаточно мал в сравнении с λ . Если $h = 0,001$ м, то $b/h = 25$ слоев и длина зигзага $\ell = 25 a = 2,5$ м $= \lambda/4$.

Отсюда следует, что если напряжение прикладывается в верхний левый угол, структура резонансная. Рассмотрим теперь два коаксиальных цилиндра с радиусами a и $b > a$. Предположим, что внутренний цилиндр ограничен, а наружный продолжается на расстоянии $s \gg \lambda$. Если $a \ll \lambda$, поле в полый трубе квазистатическое, несмотря на то, что наибольший размер s намного больше λ . Таким же образом можно установить квазистатические магнитные поля в длинных полых трубах.

Если мыотрежем центральную часть кругового плоского конденсатора, показанного на рис. 1, у нас будет две коаксиальные кольцевые ленты. Пусть b – наименьший радиус этих лент. Если напряжение прикладывается равномерно между и вокруг этих лент, поле между лентами будет квазистатическим и когда $a - b \ll \lambda$, несмотря на то, что наибольший размер $2a$ может быть очень большим по сравнению с λ .

Я уже отмечал во втором разделе, что условия (52) неясны: они так же как и не необходимы, так и не достаточны. Подходящие условия должны быть выражены через величину энергии. Например, для структуры, показанной на рис. 13, мы нашли, что статическое электрическое поле (одинаковое за исключением окантовки в углах) накапливает следующее количество электрической энергии:

$$W_e = q^2 h / 2 \varepsilon w \ell . \quad (54)$$

Если это поле изменяется медленно, создается магнитное поле. Энергия, накопленная в этом поле:

$$W_m = \mu \ell h \dot{q}^2 / 6 w . \quad (55)$$

Если $q = q_0 \sin \omega t$, то максимальная накопленная энергия:

$$\max(W_e) = q_0^2 h / 2 \varepsilon w \ell ; \quad \max(W_m) = \mu \ell h q_0^2 \omega^2 / 6 w .$$

Отношение этих энергий:
$$\frac{\max(W_m)}{\max(W_e)} = \frac{\mu \varepsilon \omega^2 \ell^2}{3} = \frac{1}{3} \left(\frac{2 \pi \ell}{\lambda} \right)^2 .$$

Следовательно

$$\ell / \lambda = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} [\max(W_m) / \max(W_e)]^{1/2}. \quad (56)$$

Если мы принимаем, что поле является существенным образом электрическим, когда магнитная энергия не превышает p % от электрической энергии, то получим

$$\ell / \lambda \leq \sqrt{3p} / 20\pi. \quad (57)$$

Подобные условия могут быть найдены для каждого любого другого особого случая.

Примечания

- *1. Штейнмец Чарлз Протеус (Charles Proteus Steinmetz, 1865-1923) – американский инженер-электрик, видный ученый и изобретатель, президент (1901-02 г.г.) Американского института инженеров-электриков (AIEE) – *прим. переводчика*.
- *2. Как, например, в первой главе моей книги «Электромагнитные поля» (Blaisdell Publishing Company, 1963).
- *3. Действительно: внезапное изменение в распределении **Е** и, следовательно, **Д** будет производить непрерывный ток смещения и, следовательно, непрерывное магнитное поле.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
ЧАСТЬ I. МАТЕРИАЛЫ БИОГРАФИИ	5
ЧАСТЬ II. НАУЧНЫЕ СТАТЬИ	51
40 лет как теория Максвелла покорила информационный инжиниринг и развивается вместе с ним.....	52
Анализ поверхностных волн	96
О преподавании базового курса электромагнитной теории	118

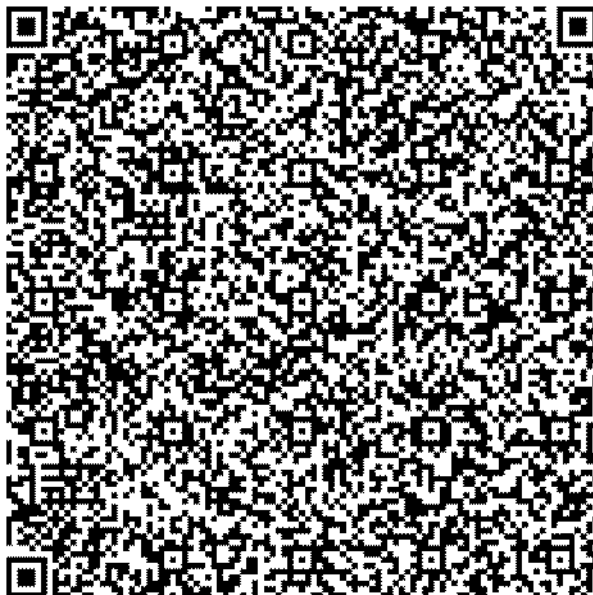
Научное издание

Маслов Олег Николаевич
Рябушкин Аркадий Викторович

**СЕРГЕЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ ЩЕЛКУНОВ –
ВОЗВРАЩЕНИЕ В РОССИЮ**

МАТЕРИАЛЫ БИОГРАФИИ,
НАУЧНЫЕ СТАТЬИ

Компьютерная верстка *Н. Маховой*
Дизайн обложки *А. Коваленко*



Федеральное Государственное Образовательное
Бюджетное Учреждение Высшего Профессионального Образования
«Поволжский государственный университет
телекоммуникаций и информатики»

443010, г. Самара, ул. Льва Толстого, 23

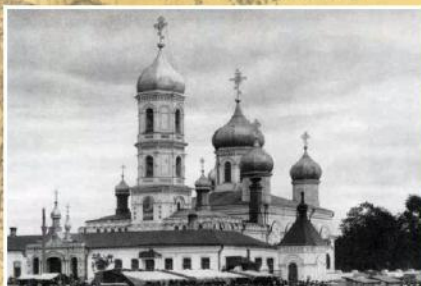
ЛР № 070785 от 15.12.97 г.

Подписано в печать 23.07.2013.
Формат 60x84/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Объем 9,6 усл. печ. л. Тираж 400 экз. Заказ № 1173.

Отпечатано в типографии ООО «Офорт».
443080, г. Самара, ул. Революционная, 70, литера П.
Тел.: 372-00-56, 372-00-57, 932-00-50.
E-mail: ofort-samara@mail.ru.



Самарская почтово-телеграфная контора



Ильинская церковь в Самаре



Оренбургское реальное училище



Императорский Московский университет

Первой частью книги является биографический очерк, посвященный жизни и научно-техническим достижениям всемирно известного специалиста в области прикладной электродинамики и антенно-фидерных устройств С.А. Щелкунова.

Вторую часть составляют переводы трех его статей: посвященных истории применения теории Максвелла в информационном инжиниринге XX века, основам моделирования неоднородных поверхностных волн и принципам преподавания электродинамики в технических университетах и колледжах.

Книга ориентирована на инженерных работников, студентов и аспирантов вузов инфокоммуникационного профиля, а также всех специалистов, интересующихся историей развития современной радиотехники.

ISBN 978-5-904029-34-0



9 785904 029340