

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**

**ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ И ТЕПЛОВОЕ  
ИЗЛУЧЕНИЕ \*)**

**C. M. Рытов**

Если я решаюсь выступить на заседании, посвящённом памяти Л. И. Мандельштама, с докладом о моей работе по теории электрических флуктуаций и теплового излучения, то делаю это потому, что данный доклад позволяет мне напомнить о некоторых научных интересах Л. И. и некоторых чертах его творчества.

Как флуктуационные явления, так и электродинамика всегда занимали большое место в научных интересах Л. И. В особенности мне хотелось бы обратить внимание на один вопрос, который непосредственно связан с ролью флюктуаций в электродинамике и к которому по различным поводам Л. И. неоднократно возвращался. Речь идёт о переходе от микроявлений к усреднённой макроскопической картине и, соответственно, от лоренцевых уравнений микрополя к уравнениям феноменологической электродинамики.

В этом вопросе имеется дидактическая сторона, несомненно привлекавшая внимание Л. И. Но в ряде своих работ Л. И. показал, что в соотношении между микро- и макрокартинаами кроются новые обстоятельства, существенно важные во многих случаях. Из средних линейных величин флюктуации выпадают, но в средние квадратичные они входят. Вытекающее отсюда различие между средней энергией микрополя и макроскопической энергией — энергией среднего поля — интересно уже не только с педагогической точки зрения, но и для правильной теории некоторых электромагнитных явлений.

Не имея возможности изложить те работы Л. И., в которых этот вопрос занимает, по сути дела, центральное место, я ограничусь лишь их перечислением.

\*) Доклад, прочитанный 15 декабря 1954 г. на совместном заседании Отделения физико-математических наук и Отделения технических наук Академии наук СССР, посвящённом 10-летию со дня смерти академика Леонида Исааковича Мандельштама.

Это, во-первых, относящиеся ещё к 1907—1908 гг. работы Л. И. по рассеянию света и возникшая отсюда его полемика с Планком<sup>1</sup>. Для интенсивности рассеянного света, т. е. средней квадратичной величины, надо было учитывать уклонения истинного поля от среднего более тщательно, чем это делал Планк, и тогда, как показал Л. И., в однородной среде не получается никакого затухания световой волны вследствие её рассеяния.

Это, во-вторых, вопрос о физически возможных значениях диэлектрической постоянной, правильное решение которого также связано с учётом соотношения микро- и макропараметров. К сожалению, именно этот аспект, особенно занимавший Л. И., был недостаточно выявлен в одной из работ, выполненных по его предложению.

Наконец, надо указать ещё на работу Л. И. 1940 г. о показателе преломления сред со свободными и связанными электронами, в которой вопрос о правильном усреднении электромагнитных микрополей также является центральным<sup>2</sup>.

Я остановился специально на связи микро- и макрокартин в электродинамике потому, что этот вопрос играет большую роль и в излагаемой ниже работе.

Обращаясь к некоторым чертам научного творчества Л. И., следует напомнить о характерном для него стремлении к поискам связей и общих основ у явлений, внешне, казалось бы, разнородных и чуждых друг другу. Этот подход, этот строй мысли проходит через все его теоретические работы, затрагивающие самые различные области физики. Вместе с тем Л. И. было не свойственно и представлялось чисто условным деление науки на теоретическую и прикладную. Для решения серьёзной технической задачи он умел находить средства из всего арсенала теоретической физики. Это относится, в частности, к радиотехнике сверхвысоких частот, которой Л. И. интересовался в последние годы жизни. Как известно, ему принадлежит одно из первых по времени и чрезвычайно изящное решение задачи о возбуждении волн в трубах<sup>3</sup>.

Всё, о чём было упомянуто выше, несомненно, оказало влияние как на постановку вопроса о теории, охватывающей с единой точки зрения большой класс электрических флуктуационных явлений, так и на трактовку этого вопроса в работе, составляющей предмет моего доклада. К сказанному следует добавить, что основы метода, который развит в этой работе, были намечены М. А. Леоновичем и мною в связи с некоторыми экспериментальными исследованиями электрических флуктуаций, начатыми в Физическом институте имени П. Н. Лебедева Академии наук СССР по инициативе Л. И. Мандельштама.

Но, переходя к изложению существа дела, я позволю себе не придерживаться того пути, который фактически привёл к поста-

новке задачи и к способам её решения, а постараюсь обрисовать и то и другое так, как оно представляется теперь, в результате уже проделанной работы.

И физикам, и инженерам, в частности радиотехникам, хорошо известно, какое большое значение приобрели в настоящее время флукутационные явления. Произошло это, конечно, не потому, что флукутации сделались теперь сильнее, чем раньше, а потому, что измерительная техника далеко шагнула вперёд и во многих случаях приблизилась к флукутационному пределу чувствительности или точности измерительных средств. Например, флукутации в кварцевых радиогенераторах сейчас уже практически важны в вопросе о предельно достижимой стабильности частоты колебаний, т. е. в вопросе об использовании таких генераторов в качестве эталонов частоты или времени.

Однако далее речь будет идти не о любых электрических флукутациях, а только о тех, причиной которых является тепловое движение электронов, ионов, вообще микрозарядов в веществе. В радиотехнике и радиофизике случайные отклонения напряжений и токов от их средних значений получили название «шумов». Мы будем касаться, таким образом, только тепловых шумов, обусловленных тепловым движением микрозарядов. Именно эти шумы, мощность которых зависит от температуры, определяют тот наименьший уровень общего флукутационного шума, который возможен в данной цепи при данной температуре. Они представляют поэтому интерес не только тогда, когда сами являются объектом наблюдения (что имеет место, например, в радиоастрономии), но и как тот принципиальный предел, к которому приближается радиотехника, стремясь снизить фактор шумов.

Мысль о том, что тепловое движение микрозарядов в телах должно вызывать случайные вариации электрических величин, характеризующих макросистемы, не нова. Она возникла лет сорок пять тому назад, когда интенсивно развивалась теория броуновского движения. Но только в 1927 г. средства радиотехники позволили экспериментально обнаружить и измерить этот электрический тепловой шум — случайные самопроизвольные пульсации напряжения на проволочном сопротивлении<sup>4</sup>.

Известная теорема классической статистики — теорема о равнораспределении энергии по степеням свободы — позволила сразу же указать, какова средняя энергия тепловых флукутаций напряжения на конденсаторе или тока в катушке самоиндукции. Эта энергия равна  $kT/2$ , где  $k$  — постоянная Больцмана и  $T$  — абсолютная температура устройства. Но для радиотехнической аппаратуры, всегда обладающей спектральной селективностью, пропускающей лишь некоторую полосу гармонического спектра, важна не только и даже не столько полная энергия шума, сколько её распределение по спектру. Этот вопрос был решён тогда же, в 1927 г., одновременно

с экспериментальным обнаружением тепловых шумов, наблюденных первоначально в диапазоне весьма низких (акустических) частот.

Спектральную теорию тепловых шумов развил Найквист<sup>5</sup>. Он основывался на представлении о случайной электродвижущей силе, действующей в электрической цепи и вызывающей в ней флуктуации токов и напряжений. Это представление было введено де Гааз-Лоренц ещё в 1913 г.<sup>6</sup>, по аналогии с ланжевенновской случайной силой, вызывающей броуновское движениезвешенной частицы<sup>7</sup>. Опираясь на термодинамику и статистику, Найквист дал формулу для спектральной интенсивности случайной э. д. с. Эта интенсивность пропорциональна абсолютной температуре и величине активного сопротивления. Таким образом, флуктуационная э. д. с. действует только в активных сопротивлениях, её источники следуют представлять себе включёнными в ветви цепи, которые обладают потерями.

Спектральное распределение случайной э. д. с., если активное сопротивление не зависит от частоты, равномерно. В переводе на временной язык это означает, что флуктуационная э. д. с. обладает так называемой δ-корреляцией по времени: случайные значения, принимаемые ею в сколь угодно близкие, но не совпадающие моменты времени, не коррелированы между собой. Аналогичным образом обстоит дело и в отношении пространственной корреляции: между случайными э. д. с., действующими в разных сопротивлениях, вообще в неперекрывающихся отрезках цепи, корреляции нет.

Представление о случайной э. д. с. и формула Найквиста полностью решают задачу о тепловых флуктуациях токов и напряжений в какой-либо линейной электрической цепи. Достаточно составить для этой цепи уравнения Кирхгофа для переменного тока, учтя в них все случайные э. д. с., действующие в каждой из ветвей, содержащей активное сопротивление, и тогда, решив уравнения, мы получим выражения для токов и напряжений через случайные э. д. с. Так как корреляционные свойства и интенсивности этих э. д. с. известны, то далее уже нетрудно вычислить и статистические характеристики шумов — средние квадраты флуктуаций токов и напряжений, их корреляционные функции и т. д.

Мы имеем здесь, таким образом, довольно общую спектральную теорию тепловых шумов, теорию, опирающуюся с одной стороны на термодинамику и статистику, а с другой — на электродинамику квазистационарных токов. В этом последнем пункте и заключается основное ограничение. Теория приурочена к электрическим цепям, которые можно охарактеризовать сосредоточенными параметрами — ёмкостями, индуктивностями, сопротивлениями, — т. е. она относится к квазистационарным цепям, к сис-

темам, размеры которых малы по сравнению с длиной волны.

Между тем радиотехника систематически и успешно продвигалась за последние десятилетия в сторону всё более коротких волн. Сантиметровые волны принадлежат сегодня уже к целиком освоенной области. Хорошо известно, что в этом диапазоне сверхвысоких частот преобразился весь обликadioаппаратуры. Место катушек, конденсаторов, проводов заступили совсем иного вида резервуары и каналы для электромагнитной энергии — полости и трубы с металлическими<sup>\*</sup> стенками, так называемые объёмные резонаторы и волноводы. Разумеется, эти изменения, на причинах которых здесь нет надобности останавливаться, нисколько не снимают вопроса о тепловых шумах. В материалах, из которых сделаны новые конструкции, имеются микрозаряды, они совершают тепловое движение и, следовательно, первоисточник электрических флюктуаций никуда не исчез. Но условия выявления тепловых шумов в этой микроволновой радиотехнике изменились в такой же степени, в какой они изменились и для регулярных сигналов, для которых она была создана. Первоначально — до преобразования к более низким частотам — мы имеем здесь дело не с напряжением на обкладках конденсатора и не с током в проводе, а с хаотическим электромагнитным полем. Оно создаётся внутри волноводов и объёмных резонаторов благодаря электрическим тепловым флюктуациям в материале их оболочек или же поступает извне в виде теплового электромагнитного излучения от внешних источников, например, как в радиоастрономии, — от небесных тел.

Но независимо от «внутреннего» или «внешнего» происхождения тепловых шумов речь идёт о хаотическом электромагнитном поле (в частности, поле излучения), причём в таком диапазоне частот, где нарушена основная предпосылка квазистационарной теории — размеры устройств здесь одного порядка с длиной волны. Конечно, а priori не исключено, что представления и методы квазистационарной теории в каком-то смысле и в какой-то мере могут быть сохранены, но, во всяком случае, это требует выяснения и обоснования.

Чем же ещё располагала физика для того, чтобы попытаться ответить на новые запросы радиотехники?

Поскольку интерес представляет тепловое излучение, естественно обратиться к классической теории теплового излучения, основы которой заложил в середине прошлого века Кирхгоф и которая увенчалась в 1900 г. гипотезой световых квантов и формулой Планка для распределения энергии в спектре чёрного тела. Объектом этой теории является как раз хаотическое поле электромагнитных волн, излучаемых телами благодаря тепловому движению микрозарядов.

Однако классическая теория излучения строилась как оптическая теория. В центре её внимания находился диапазон инфракрасных и более коротких волн, т. е. волн, которые, как правило, очень малы по сравнению с размерами как излучающих тел, так и всевозможных тел или неоднородностей среды, встречаемых при распространении. Именно поэтому классическая теория теплового излучения, применяя термодинамику и статистику к электромагнитному полю, могла ограничиваться и ограничивалась той асимптотической, предельной формой теории волнового поля, которая носит название геометрической или лучевой оптики. Она оперирует понятиями о световых лучах, о потоке энергии через ограниченные площадки и т. д., все её законы относятся к случаю, когда длины волн очень малы по сравнению с размерами тел. Эта предпосылка хороша для оптики. В аппаратуре для сверхвысоких радиочастот она тоже не выполняется.

Итак, до недавнего времени для электрических флуктуаций теплового происхождения существовала теория в двух крайних случаях. Имелась теория для длин волн, больших по сравнению с размерами тел, и для волн, малых по сравнению с размерами тел. Эти два предельных случая настолько различны по своему месту на частотной шкале, что и соответствующие теории оказались чрезвычайно разобщёнными, не сходными по своим представлениям, по подходу и методу настолько, как будто бы они относятся к совершенно не связанным вещам. Действительно, что общего можно усмотреть между уравнением Кирхгофа для переменного тока со случайной э. д. с. в правой части и законом Кирхгофа для излучения нагретого тела? Разве только фамилию автора.

Конечно, понимание того, что тепловое излучение — света, инфракрасных волн и т. д. — есть результат хаотического движения микрозарядов в телах, родилось не сегодня. Ещё в 1908 г. Лоренц вывел закон Рэлея-Джинса — один из основных законов классической теории излучения, — рассматривая тепловое движение электронов в металле.

Таким образом, в период, когда создавалась квазистационарная теория тепловых шумов, физики очень хорошо понимали, что свечение накалённой проволоки и электрический шум на выходе усилителя, который она создаёт, будучи подключена к его входу, — это связанные явления, явления с общей причиной. Тем не менее, общей теории электрических флуктуаций, которая охватывала бы единным образом оба эти явления, в которой не было бы ограничено соотношение длины волны и размеров тел, не существовало. Это было неудовлетворительно как с общефизической точки зрения, так и с точки зрения практических задач радиотехники сверхвысоких частот, где сплошь и рядом длины волн сравнимы с размерами тел.

В последние годы удалось восполнить этот пробел и построить достаточно общую теорию электрических флуктуаций<sup>8</sup>. Я постараюсь теперь коротко обрисовать её содержание, а также некоторые её результаты и возможности.

Разумеется, это статистическая теория, но в своей электромагнитной части она опирается не на теорию квазистационарных цепей и не на геометрическую оптику, а на общую электродинамику. Благодаря этому и снимаются ограничения в соотношении длины волны с размерами тел. В предельном случае малых длин волн из неё получаются законы классической теории теплового излучения, а в предельном случае длинных волн — формулы квазистационарной теории тепловых шумов.

В этих предельных случаях достаточно, как известно, макроскопического описания электрических свойств среды. Точно также и в общем случае оказывается возможным не прибегать к слишком детальным представлениям об электрической микроструктуре тел, а описывать их электромагнитные свойства с помощью параметров феноменологической электродинамики — комплексных проницаемостей  $\epsilon$  и  $\mu$ . Конечно, такое описание законно лишь при условии, что длина волны в среде гораздо больше микронеоднородностей среды, скажем, расстояний между молекулами или атомами, но это условие выполняется даже для видимого света и ультрафиолета, т. е. выполняется даже в квантовой области. Таким образом, общая теория электрических флуктуаций основывается на применении статистики к общей электродинамике, причём в описании электромагнитных свойств тел это феноменологическая электродинамика.

Однако если полностью перейти на эти позиции и сразу же начинать с уравнений Максвелла, в которых уже все усреднено и фигурируют только средние, макроскопические поля, то ни о каком учёте флуктуаций не могло бы быть речи. Отсюда ясно, что исходными должны быть электродинамические уравнения для микрополя — уравнения Лоренца.

Как ввести в эти уравнения статистику? Квазистационарная теория подсказывает, как это можно сделать. Электродвижущая сила является интегральной величиной, это линейный интеграл от напряжённости так называемого стороннего поля. Последнее вводится в электродинамику в качестве некоторого эквивалентного поля, позволяющего на электрическом языке описать всевозможные силы, которые действуют на заряды рассматриваемой системы, но обусловлены источниками, не принадлежащими к этой системе. Сюда входят и разного рода силы, работающие за счёт чужеродных источников энергии — механических, химических и т. п. Естественно распространить это общее понимание э. д. с. и на случайную тепловую э. д. с. Мы приходим тогда к представлению о случайном стороннем поле, которое распределено по

всему объёму тел, включает в себя все хаотические силы, действующие на микрозаряды и связанные с их тепловым движением, и которое вызывает в телаах электрические флюктуации — случайные пульсации плотностей заряда и тока. Именно этот путь был выбран М. А. Леоновичем и мною, когда мы пытались выяснить вопрос о влиянии на электрические шумы скинэфекта<sup>9</sup>, т. е. вопрос, который, в сущности, ещё не выходит за пределы квазистационарной теории. Обобщение на любые частоты осуществляется следующим образом.

По самому своему смыслу случайное стороннее поле должно быть просто добавлено к электрическому полю рассматриваемой системы, когда нас интересуют силы, действующие на микрозаряды. Тем самым напряжённость стороннего поля входит в закон Ома для плотности микротока в сумме с напряжённостью электрического поля. Через этот дифференциальный закон Ома напряжённость стороннего поля вводится далее в уравнения Лоренца, так что мы получаем в результате неоднородные уравнения микрополя. Уравнения, содержащие в правых частях флюктуационное стороннее поле.

Решение этих уравнений, получаемое во всякой конкретной задаче по общим правилам решения краевых задач, даёт напряжённости электрического и магнитного полей в виде линейных выражений от напряжённости случайного стороннего поля. Если регулярных источников нет, т. е. среднее значение стороннего поля равно нулю, то и электромагнитное поле в среднем равно нулю, т. е. является чисто флюктуационным.

Быть может, математическую сторону пояснит небольшое замечание общего характера. Переход от квазистационарной к общей теории означает переход от обыкновенных дифференциальных уравнений (какими являются уравнения Кирхгофа для переменного тока) к уравнениям в частных производных (уравнениям Лоренца), и соответственно от сосредоточенной случайной силы к распределённой в пространстве. В отношении статистики — это переход от корреляционной теории случайных функций к корреляционной теории стационарных случайных полей. Корреляционная теория оказывается достаточной, так как интерес представляют только энергетические величины, т. е. моменты второго порядка (средние значения от выражений, билинейных или квадратичных относительно напряжённостей полей). Моменты первого порядка (сами средние напряжённости) в отсутствие регулярных источников равны нулю.

Из сказанного ясно, что центральным для всей теории является вопрос о функции корреляции случайного стороннего поля. Так как теория с самого начала строится спектрально для гармонических составляющих по времени, речь идёт о пространственной функции корреляции, с помощью

которой и можно вычислять спектральные интенсивности всех энергетических величин.

Я не буду углубляться в рассуждения, которые устанавливают вид функции корреляции. Это общие соображения, связанные с пространственной симметрией и зависящие поэтому от того, изотропна ли среда или анизотропна. Но самое главное — это допущение, что уже на расстояниях порядка межатомных корреляция случайных сторонних сил утрачивается. Таким образом, радиус их корреляции является микроВеличиной, и для большинства вопросов макроскопической теории его можно считать просто равным нулю, т. е. принимать пространственную  $\delta$ -корреляцию флукуационного стороннего поля. Этого допущения достаточно, например, для всех вопросов о тепловом излучении тел во внешнее пространство, что обычно и представляет наибольший практический интерес.

Указанные общие соображения определяют функцию корреляции случайного стороннего поля лишь с точностью до коэффициента. Его можно найти различными способами, но суть их одна и та же — апелляция к предельному случаю. Надо решить с помощью флукуационной электродинамики какую-нибудь конкретную задачу, которая допускает решение также классическим путём. Прямое сопоставление двух результатов даёт тогда значение искомого коэффициента. Разумеется, надо использовать такую конкретную задачу, в которой ограничения классической теории были бы обойдены. Это удаётся сделать, и коэффициент определяется вполне общим образом.

Резюмируя содержание теории, можно сказать следующее. Нахождение средних энергетических величин, характеризующих тепловые флукутации электромагнитного поля, распадается на два этапа. Первый — решение чисто электродинамической краевой задачи с неоднородными уравнениями поля. Второй — составление интересующих нас энергетических величин (плотности энергии, потока энергии) и их статистическое усреднение при помощи функции корреляции случайного стороннего поля.

К этому следует добавить, что, зная напряжённости электрического и магнитного полей, мы, конечно, знаем и другие величины: плотности зарядов, токов, интегральные величины вроде полной силы тока, — т. е. можем ответить на любой вопрос, на какой вообще способна дать ответ электродинамика.

Остановимся теперь на некоторых результатах применения теории.

Конечно, наибольший интерес представляют те её применения, которые лежат за пределами возможностей как классической теории теплового излучения, так и квазистационарной теории шумов, т. е. задачи о телах, сравнимых по размерам с длиной волны. Две такие задачи уже решены: найдено тепловое излучение бесконечного

круглого цилиндра и излучение шара, радиусы которых могут находиться в любом соотношении с интересующей нас длиной волны (классическая теория требует, чтобы эти радиусы были много больше длины волны)<sup>8</sup>.

В решениях этих задач содержатся некоторые интересные моменты (например, излучение с единицы поверхности шара, сравнимого с длиной волны, оказывается в 1,5—2 раза больше, чем с единицами поверхности большого шара), но в этом кратком изложении нет возможности вдаваться в подробности.

В названных задачах условия облегчены симметричностью тел: поток энергии флуктуационного излучения распределён равномерно по всем радиальным направлениям. Ещё интересней те случаи, когда тело не столь симметрично, а представляет собой, например, пластинку или отверстие в экране, проволочную или щелевую антенну. В таких случаях излучение будет уже не равномерным, а будет обладать диаграммой направленности, зависящей от формы и размеров излучателя и от рассматриваемого спектрального интервала, т. е. от длины волны. Недавно, совместно с М. Л. Левиным, была решена и одна из такого рода задач, а именно — рассмотрено тепловое излучение тонкой прямолинейной антенны конечной длины<sup>10</sup>.

В этой задаче тоже есть упрощающее обстоятельство, затрагивающее как её электродинамическую часть, так и статистическую. Это предположение о тонкости провода. Во-первых, оно позволяет перейти от общих уравнений поля к уравнениям теории тонких проволочных антенн, развитой несколько лет тому назад М. А. Леонтовичем и М. Л. Левиным<sup>11</sup>. Во-вторых, тонкость провода позволяет ввести вместо стороннего поля, распределённого по объёму провода, погонную э. д. с. Найквиста, распределённую только по длине антенны. Не вдаваясь и здесь в конкретные результаты, следует отметить только, что они исчерпывающим образом обрисовывают всю картину теплового излучения антенны, направленность этого излучения, распределение шумового тока вдоль антенны и т. д.

Другой круг вопросов, где общая теория электрических флуктуаций находит себе естественное и практически интересное применение, — это тепловое излучение не в свободное пространство, а в полости, и каналы с металлическими стенками — объёмные резонаторы, волноводы и коаксиалы, т. е. тепловое излучение в радиоаппаратуре сверхвысокочастотного диапазона. Здесь тоже решён ряд конкретных задач, например, о тепловом излучении перегородки в волноводе, об излучении стенок самого волновода и т. п.<sup>8</sup>.

Общим результатом здесь является своеобразная форма закона Кирхгофа, которую я предложил называть волновой и которая связывает мощность теплового излучения, проходя-

щую через сечение канала, с коэффициентами поглощения излучающего тела для различных типов волн, возможных в данном канале<sup>8</sup>.

Следует заметить, что пока излучателями являются равномерно нагретые тела, волноводная форма закона Кирхгофа может быть получена помимо общей теории электрических флюктуаций, на основе только энергетических соображений и теоремы о распределении энергии по степеням свободы. Именно поэтому один частный случай волноводного закона Кирхгофа был выведен ещё Найквистом<sup>9</sup>, и радиотехники им уже пользовались. Но как только вопрос ставится о неравномерном нагреве (что, конечно, более интересно с практической точки зрения), решение задачи требует привлечения именно общей теории. Её методика применима и в этих условиях, так как вид функции корреляции стороннего поля может быть сохранён неизменным. Если неоднородности материала и температуры имеют макроскопические масштабы, т. е. размеры этих неоднородностей велики по сравнению с межатомными расстояниями, то можно попрежнему пользоваться  $\delta$ -корреляцией и только коэффициент, зависящий от температуры и проницаемостей, будет теперь функцией точки. Результатом является волноводная форма закона Кирхгофа, обобщённая в соответствии с указанной постановкой вопроса<sup>12</sup>.

Как уже было указано, первым этапом при решении любого вопроса о тепловом излучении является решение электродинамической краевой задачи. Тем самым в ответ уже включены все интегральные и дифракционные явления, имеющие место при данных геометрических условиях. Предположим теперь, что для рассматриваемого тела уже имеется готовое решение дифракционной задачи, например известно дифракционное поле, которое получается, если данное тело облучать волной, исходящей из диполя, расположенного где-либо во внешнем пространстве. Тогда, как показал недавно М. Л. Левин, можно получить с помощью флюктуационной электродинамики и теоремы взаимности весьма простые формулы, в которых интенсивность теплового излучения тела в какой-либо внешней точке выражена через вспомогательное поле, создаваемое диполем, помещённым в эту точку. Нахождение энергии теплового излучения и других средних квадратичных величин сводится таким путём к квадратурам, причём для хорошо проводящих тел расчёт ещё более упрощается, а в предельных случаях коротких и длинных волн становится совершенно элементарным.

Таким способом М. Л. Левин получил формулы для коротковолнового теплового излучения хорошо проводящих плоских пластин и для тел вращения, а также формулы для излучения сфероидов в противоположном случае длинных волн. Он нашёл, далее флюктуационное поле вблизи хорошо проводящей плоскости,

В приближении геометрической оптики им вычислено флуктуационное поле в фокусе параболического зеркала и в центре сферического. Тем же методом он выяснил вопрос о тепловых шумах, наводимых в произвольной проволочной антенне внешними излучателями, в частности поверхностью земли, над которой расположена антenna.

Этот перечень охватывает лишь то, что проще всего было подсчитать. Множество уже имеющихся в литературе решений дифракционных задач, так сказать, стоит на очереди к тому, чтобы извлечь из них флуктуационное электромагнитное поле для соответствующих тел. Можно назвать, например, излучение диска и эллиптического цилиндра, флуктуационное поле в ближней зоне для круглого цилиндра и для шара и т. д.

Разграничение флуктуационного поля ближней зоны и флуктуационного излучения, конечно, не случайно. Классическая теория теплового излучения, опираясь на геометрическую оптику, имеет дело только с волновым полем. Если, как это принимает классическая теория, длина волны исчезающе мала, то на любом конечном расстоянии от источника мы уже находимся в его волновой зоне. Общая электродинамика неизбежно расширяет представление об электромагнитном поле теплового происхождения. Случайные элементарные источники, которые распределены в объёме тела и описываются с помощью стороннего поля, создают не только электромагнитные волны, но и квазистационарное поле, более быстро спадающее с расстоянием. Внутри тела, т. е. в поглощающей среде, волновое и квазистационарное поля перемешаны и, строго говоря, неразделимы. Но вне тела, в окружающей непоглощающей среде или вакууме, они ведут себя резко различно. Элементарные волновые поля, складываясь, дают излучение данного тела, т. е. суммарное хаотическое волновое поле. Элементарные же квазистационарные поля не создают потока энергии, но образуют быстро убывающее с удалением от поверхности тела суммарное квазистационарное тепловое поле. Это поле как бы выстилающее поверхности тел, в такой же мере чуждо классической теории теплового излучения, в какой оно совершенно естественно и понятно с точки зрения флуктуационной электродинамики.

Плотность энергии квазистационарного теплового поля быстро растёт при приближении к поверхности тела и, начиная с расстояний порядка длины волны, преобладает над плотностью энергии излучения. Отсюда следует, что полости, размеры которых меньше длины волны, заполнены в основном именно квазистационарным тепловым полем. Отсюда следует далее, что какое-либо устройство, обладающее частотно-селективным поглощением, будучи поднесено к поверхности нагревшего тела ближе, чем на длину волны, должно тотчас же зарегистрировать сильное возрастание флуктуационных

напряжённостей. Но это не единственное проявление квазистационарного теплового поля. Оно существенным образом сказывается в совсем ином явлении, которое было недавно исследовано на основе изложенной здесь теории Е. М. Лифшицем<sup>13</sup>.

Он рассмотрел пондеромоторные силы взаимодействия тел, обусловленные флуктуационным электромагнитным полем в пространстве между поверхностями этих тел. Пусть, например, два полупространства, заполненных для простоты одним и тем же веществом при одинаковой температуре, разделены плоским зазором. Флуктуационная электродинамика позволяет найти тепловое электромагнитное поле в этом зазоре и вычислить затем среднее значение соответствующей компоненты максвелловского тензора напряжений, т. е. силу притяжения на единицу поверхности тел. Это и было сделано Е. М. Лифшицем<sup>13</sup>.

Он получил, таким образом, выражение для силы «молекулярного сцепления» между макроскопическими телами, применимое при любых плотностях тел и любых температурах. Это выражение автоматически учитывает преобладание квазистационарного теплового поля в случае тонких зазоров и, наоборот, преобладание волнового поля, т. е. эффекты запаздывания, при большой ширине зазора. При низких температурах ( $\hbar\omega \gg kT$ ) единственным масштабом для ширины зазора оказываются те длины волн, которые сильней всего поглощаются рассматриваемым веществом. Сила сцепления оказывается обратно пропорциональной кубу расстояния между поверхностями, если последнее мало по сравнению с этими основными длинами поглощаемых волн, и четвёртой степени расстояния, если оно велико.

Теория макроскопических сил сцепления строилась ранее, исходя из элементарного закона ван-дер-ваальсовых сил между атомами или молекулами, что заранее ограничивало результат случаев разреженных сред. Чисто феноменологическая теория, основанная на флуктуационной электродинамике, снимает это ограничение. Напротив, исходя из выражения для макроскопической силы сцепления, можно в случае разреженных сред сделать обратное заключение — о законе попарного взаимодействия отдельных нейтральных атомов и молекул. Такой путь, как это ни парадоксально на первый взгляд, оказывается проще, чем прямой квантовомеханический расчёт для двух нейтральных частиц, при котором закон взаимодействия получается лишь в высоких порядках при вычислениях методом возмущений.

Вернёмся к тепловому излучению. Ранее были упомянуты интерференционные явления в этом излучении. С такими явлениями приходится практически сталкиваться в аппаратуре для сверхвысоких радиочастот, когда поступающее в волновод тепло-вое излучение частично отражается на другом конце из-за неполнотью согласованной нагрузки. В волноводе получаются стоячие

волны, контрастность которых зависит от полосы пропускания приёмника, или, говоря оптическим языком, — от степени монохроматичности наблюдаемого излучения. Аналогичные явления наступают всякий раз, когда размеры пространства, предоставленного тепловому полю, недостаточно велики, подобно тому, как возникает оптическая интерференция в тонких пластинах. В оптике при данной монохроматичности света интерференция с увеличением толщины пластиинки смазывается, исчезает. Точно так же и в диапазоне микроволн, при данной полосе пропускания аппаратуры, интерференционные явления исчезают, когда заполненное тепловым излучением пространство (в приведённом примере — длина волновода) становится слишком большим. Плотность энергии делается тогда равномерной и вступают в силу асимптотические законы классической теории излучения.

Таким образом, для достаточно селективного (узкополосного) приёмника поле теплового излучения, даже равновесного, не является однородным и изотропным. В нём имеются интерференционные максимумы и минимумы, объяснение которых выходит за пределы классической теории излучения, но которые полностью учитываются общей теорией.

Разумеется, здесь не представляется возможным исчерпать все вопросы, возникающие в связи с флюктуационной электродинамикой. Мы не касались, например, той более простой формы теории, которая применима в случае достаточно сильного скин-эффекта. Мы не касались также вопроса о тепловом излучении в неоднородных и анизотропных средах. Наконец, мы не затрагивали вопросов, быть может, наиболее непосредственно связанных с соотношением микро- и макрокартин в электродинамике.

Это, во-первых, распространение теории на флюктуации нетеплового происхождения. Для изложенной теории важно только одно — функция корреляции стороннего поля. Применительно к тепловым флюктуациям оказывается возможным определить её вид в рамках феноменологических представлений, не углубляясь в статистическую электронику. Для нетепловых случайных электрических процессов, повидимому, нельзя обойти статистическую микротеорию. Но если её результат может быть выражен в терминах функции корреляции некоторого стороннего поля, то все дальнейшие вопросы сводятся к уже разработанной схеме.

Второй вопрос касается теплового электромагнитного поля, но не во внешнем пространстве, а внутри сильно поглощающих сред, где разделение поля на волновое и квазистационарное утрачивает смысл. С этим связана неоднозначность разбиения электромагнитной энергии на энергию излучения и на долю, относя-

щуюся к внутренней энергии среды. И здесь полная ясность может быть достигнута скорей всего лишь при учёте микроструктуры среды.

Некоторые из перечисленных вопросов уже достаточно полно рассмотрены. Например, дана видоизменённая форма теории для случая хорошо проводящих тел (сильный скин-эффект), изучено равновесное излучение в прозрачных анизотропных и магнитоактивных средах<sup>8</sup>. Другие вопросы исследованы пока лишь частично. Из их числа можно упомянуть об одной задаче, над решением которой работает сейчас Ф. В. Бункин.

Это задача о тепловом излучении магнитоактивной среды, например ионизированного газа, находящегося в магнитном поле. Такие условия имеют место в земной ионосфере, в атмосфере Солнца, в особенности — в солнечных пятнах. Для распространения волн в подобных средах применима в реальных условиях геометрическая оптика. Однако она не отвечает на вопрос о том, как излучает элемент объёма такой среды, как распределяется энергия между двумя поляризациями для различных направлений наблюдения. Флуктуационная электродинамика, если обобщить функцию корреляции стороннего поля на случай анизотропной среды, позволяет выяснить такого рода вопросы и получить тем самым теоретическую основу для поляризационных радиоастрономических наблюдений.

В заключение я позволю себе сказать несколько слов о вещах, которые ещё ни в какой мере не сделаны. Весь полуфеноменологический подход, оказавшийся столь продуктивным применительно к электрическим флуктуациям, напрашивается на распространение в другие области. Вполне мыслима аналогичная трактовка тепловых флуктуаций плотности, давления, температуры и других параметров, характеризующих состояние вещественной среды. У соответствующих случайных сторонних сил, обусловленных и здесь тепловым движением, радиус корреляции тоже должен быть микроразмером, т. е. в макроскопических масштабах — нуль. Таким образом, намечается некая флуктуационная гидродинамика, оперирующая случайными сторонними давлениями и тепловыми источниками, которые обладают пространственной δ-корреляцией и интенсивности которых зависят от феноменологических характеристик среды. Если такого рода теорию удастся построить, то она позволит надеяться на некоторые новые результаты, касающиеся, например, молекулярного рассеяния света жидкостью, у которой сильно выявлена дисперсия упругих волн. Конечно, пока это только предварительные соображения и, если они здесь упоминаются, то лишь потому, что они также возникли под влиянием идей Л. И. Мандельштама, идей, которые ещё долго и для многих будут путеводными.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Мандельштам, Полное собрание трудов, т. I, Изд. АН СССР, 1948, статьи 4, 5, 9 и 10.
2. Л. И. Мандельштам, Полное собрание трудов, т. II, Изд. АН СССР, 1947, статья 46.
3. Л. И. Мандельштам, Полное собрание трудов, т. II, Изд. АН СССР, 1947, статья 50.
4. J. B. Johnson, Nature, **119**, 50 (1927); Phys. Rev. **29**, 367 (1927); **32**, 97 (1928).
5. H. Nyquist, Phys. Rev. **29**, 614 (1927); **32**, 110 (1928).
6. G. L. de Haas-Lorentz, Die Wissenschaft, **52**, стр. 86, Брауншвейг (1913).
7. P. Langevin, Comptes Rendus **146**, 530 (1908).
8. С. М. Рытов, Теория электрических флуктуаций и теплового излучения, Изд. АН СССР, 1953.
9. М. А. Леонович и С. М. Рытов, ЖЭТФ **23**, 246 (1952).
10. М. Л. Левин и С. М. Рытов, ЖТФ **25**, 151 (1954).
11. М. А. Леонович и М. Л. Левин, ЖТФ **14**, 481 (1944); Изв. АН СССР (сер. физ.) **8**, 157 (1944); М. Л. Левин, ДАН **54**, 599 (1946); Изв. АН СССР (сер. физ.) **11**, 117 (1947).
12. С. М. Рытов, ЖЭТФ **27**, 571 (1954).
13. Е. М. Лифшиц, ДАН **47**, вып. 4, 643 (1954).