

C 342 a
Ф-833

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 5954

3341/1-71



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

И. М. Франк

О КОГЕРЕНТНОМ ИЗЛУЧЕНИИ
БЫСТРОГО ЭЛЕКТРОНА В СРЕДЕ

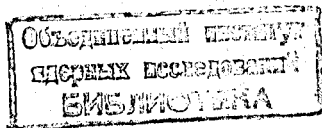
1971

P4 - 5954

И.М. Франк

**О КОГЕРЕНТНОМ ИЗЛУЧЕНИИ
БЫСТРОГО ЭЛЕКТРОНА В СРЕДЕ**

Направлено в сборник АН СССР
"Памяти академика И.Е. Тамма"



Памяти Игоря Евгеньевича Тамма

С тех пор, как была опубликована (в 1937 г.) статья "Когерентное излучение быстрого электрона в среде" /1/ x/, прошло уже свыше 30 лет. Теперь для большинства читателей она уже один из эпизодов истории физики. То, что сейчас вполне очевидно, тогда еще не представлялось столь простым и само собой разумеющимся. Как всегда, первоначальные точки зрения, определявшие трудности работы, впоследствии менялись, не оставляя заметных следов в литературе. Со временем о них забывают. Быть может, стоит попытаться вспомнить обо всем, что связано с этим, и рассказать.

Я отдаю себе полный отчет в том, что такой рассказ вопреки моему желанию будет в какой-то мере субъективным и односторонним. Меня смущает и то обстоятельство, что эта статья, посвященная И.Е. Тамму, в некоторой степени окажется автобиографической. В свое оправдание хочу сказать следующее. Анализируя свой путь в науке в годы, когда он уже достаточно длинный, начинаешь понимать, какую роль в нем играла преэминентность по отношению к прошлому и особенно к той научной среде, в которой работал. Влияние, оказанное на меня И.Е. Таммом, даже если бы не было совместной с ним работы, о которой я пишу здесь, очень велико. В действительности же эта совместная работа определила одно из направлений моей научной деятельности с тех пор и до настоящего времени.

x/ Английский текст статьи /1/, опубликованный вместе с русским, озаглавлен несколько иначе: "Coherent Visible Radiation of Fast Electrons Passing through Matter".

В молодости мне посчастливилось в том отношении, что уже в студенческие годы я попал в среду, в которой истинное научное влияние воспринималось особенно интенсивно и разносторонне. Я имею в виду научную школу Л.И. Мандельштама, к которой принадлежали и мои непосредственные учителя, и выдающиеся физики С.И. Вавилов, Г.С. Ландсберг и И.Е. Тамм — ученые столь различные по своей индивидуальности. Была, однако, особенность, характерная для всей этой школы, — это непрерывное научное общение. Вопросы теории и результаты экспериментов неизменно и постоянно обсуждались, и эти разговоры (они происходили и вне научных семинаров), частые и длительные, никто не считал потерей времени. Первое время мне казалось удивительным, что столь выдающиеся люди часы своего драгоценного времени, в которые могли бы сделать нечто замечательное, тратят на разговоры, в которых небольшое внимание уделяется тому, что не получилось или оказалось ерундой. В то время я не понимал и того, что в этих беседах часто излагались новые идеи задолго до их опубликования и, разумеется, без опасения, что их опубликует кто-то другой. Притом никто не жалел усилий, чтобы помочь формированию нового в понимании, совершенно не думая о соавторстве. В той моральной атмосфере, которая была свойственна школе Л.И. Мандельштама, это было более чем естественно.

Непрерывное обсуждение новых работ и соображений, связанных с ними, в беседах с коллегами и учениками было характерно для С.И. Вавилова до конца его жизни. Вполне естественно, что я знал о работе П.А. Черенкова с самого ее начала и во всех подробностях. Вскоре С.И. Вавилов познакомил меня с Черенковым, а после моего перехода на работу в ФИАН началось и наше тесное научное общение. После переезда в 1934 г. Академии наук в Москву С.И. Вавилов не раз говорил об этой проблеме с И.Е. Таммом, постоянно общался с ним и я. Без этих многократных совместных обсуждений не родилась бы работа, которой посвящена эта статья.

Несколько слов совсем автобиографических о моих занятиях электродинамикой. Вскоре после поступления в Московский университет, т.е. в 1926 или 1927 гг., я обратился к И.Е. Тамму с просьбой посоветовать мне, что читать по физике. Он рекомендовал теорию электричества Абрагама. На русском языке ее еще не было (или я ее не достал), и я взялся читать немецкое издание. Возможно, что совет И.Е. Тамма был случайным и связан с тем, что он работал тогда над рукописью своей теперь широко известной книги "Основы теории электричества", но для меня он имел большое значение. От своего отца - математика, оказавшего на меня большое влияние, - я унаследовал интерес и любовь к геометрии. Вероятно поэтому теория поля меня увлекла. Подлинным открытием была для меня небольшая книжка Максвелла о фарадеевых силовых линиях, которую я нашел в студенческой библиотеке физико-математического факультета МГУ.

В университете я слушал курс лекций по теории электричества у И.Е. Тамма и сдавал ему экзамен по этому предмету, однако это не дало толчка к каким-либо самостоятельным занятиям. Ничего, кроме обычных для взаимоотношений студента с профессором учебных анекдотов, я в связи с этим вспомнить не могу. Затем проблемы электродинамики ушли на длительный срок из моего поля зрения. Длительный - это значит лет 6-7, что немало для начинающего физика в возрасте, едва достигшем 20 лет.

Возвращение к ним связано с работой П.А. Черенкова в 1934 г. и с исследованиями в области ядерной физики, которые я начал по совету С.И. Вавилова. С.И. Вавилов увлек меня своим интересом к работе П.А. Черенкова. Напомню, что измерения проводились Черенковым визуальным методом. При этом не только слабость свечения, но и метод фотометрии по порогу зрительного ощущения ("метод гашения") требовали длительной адаптации глаз к темноте. Выполнять эти измерения без

помощника было трудно, и случалось, хотя и не очень часто, что таким помощником был я. В результате у меня были самые непосредственные представления о работе. Вполне естественно поэтому, что в обсуждениях и полученных результатах, и планируемой постановки опытов не только С.И. Вавилов, но и я обычно принимал участие.

Попробую здесь резюмировать положение вопроса к началу 1936 г., ставшего решающим в понимании явления, причем многое было выяснено уже в первой публикации П.А. Черенкова 1934 г. ^{/2/} (см. также ^{/4/}). При изучении люминесценции растворов солей урана, возбуждаемой γ -лучами, П.А. Черенков обнаружил слабое видимое свечение самих растворителей, природа которого во многом представлялась неясной. Это послужило началом исследований свечения чистых жидкостей под действием γ -лучей радия (в твердых веществах нельзя было исключить роль обычной люминесценции). Свечение оказалось универсальным: светились все без исключения исследованные жидкости и притом практически одинаково ярко (в пределах 30%). Измерения со светофильтрами показали, что спектр излучения различных жидкостей в пределах ошибок одинаков. Он охватывает широкую область частот, и если бы можно было увидеть его цвет (при малых интенсивностях цветное зрение отсутствует), то свечение представлялось бы синим. И хотя увидеть цвет тогда еще было невозможно, С.И. Вавилов ^{/3/} уверенно озаглавил свою работу, опубликованную вместе с первой статьей Черенкова, так: "О возможной причине синего γ -свечения жидкостей" ^{x/}.

x/ Статьи ^{/2/} и ^{/3/}, мне кажется, следует рассматривать как две части одной общей работы - экспериментальную и теоретическую. Что касается цвета свечения, то как выяснилось позже, спектр свечения уже был известен, хотя никто из нас об этом не знал. Фотографии спектра были получены в работах Малле (1926-29 гг.) ^{/5/}, наблюдавшего свечение ряда жидкостей и отметившего необычность его свойств. Теперь же голубое свечение воды обычно показывают экскурсантам, знакомящимся с атомными реакторами.

Особенно удивительным казалось то, что свечение имело заметную поляризацию, причем преимущественное направление электрического вектора совпадало с направлением γ -лучей. Такой знак поляризации, наряду с невозможностью повлиять на яркость свечения ни изменением температуры, ни добавлением тушителя люминесценции, были надежно установлены уже в первой работе П.А. Черенкова ^{/2/}. Это привело С.И. Вавилова ^{/3/} к важнейшему выводу: это не может быть люминесценцией возбужденных молекул жидкости — излучает комптоновский электрон в результате своего взаимодействия со средой. Единственный механизм излучения, который, как казалось, был возможен, — это тормозное излучение. Поэтому такое предположение и было сделано Вавиловым. Допущение сразу объясняло универсальность свечения и поляризацию, поскольку при комптон-эффекте электрон вылетает преимущественно под острым углом к направлению пучка фотонов. Не вызывало сомнений и сходство спектров излучения разных жидкостей: спектр, очевидно, определялся механизмом торможения. Если стать на эту точку зрения, то были неизбежны и другие выводы. Наличие поляризации света указывает не только на связь излучения света с электронами. Отсюда следует, что излучение определяется начальной частью пробега и при том главным образом энергичных электронов (сильное рассеяние электронов в жидкости довольно быстро уничтожает направленность движения). Можно было предположить, что вообще эффект связан с моментом выбрасывания электрона из атома под влиянием гамма-лучей (двойной комптон-эффект). С классической точки зрения такой эффект определяется внезапным ускорением электрона в момент его вылета. Если энергия второго фотона пренебрежимо мала по сравнению с энергией электрона, то интенсивность этого излучения легко рассчитать в рамках классической электродинамики и она, как мы теперь знаем, много меньше наблюдавшейся. Однако уже тогда эксперимент однозначно указывал на то, что излучение про-

исходит главным образом на какой-то части пробега электрона после вырывания его из атома. В самом деле, число комптоновских электронов, образующихся в жидкости, должно быть пропорционально плотности, а их пробег сокращается обратно пропорционально ее величине. Если бы излучение возникало в момент выбрасывания электрона, то оно определялось бы числом электронов, т.е. возрастало, как плотность. Это заведомо не имеет места, наоборот, из постоянства яркости, не зависящей от плотности, следует, что существенно не только число электронов, но также и их пробег. Итак, излучает сам электрон на пути своего движения, и надо было понять, как зависит это излучение от энергии электрона. Для комптоновских электронов как с энергией в миллион электрон-вольт, так и в десятки килоэлектрон-вольт их энергия еще очень велика по сравнению с фотонами видимого света (электрон-вольты). Поэтому не было оснований считать, что вероятность излучения на единицу длины пробега у быстрых электронов больше, чем у медленных. Скорее можно было ожидать обратного, поскольку вероятность рассеяния, а следовательно, и торможения растет с уменьшением скорости. Между тем опыт однозначно говорил в пользу быстрых электронов. Уже в первой работе П.А.Черенкова (1934 г.) приведены результаты экспериментов с рентгеновскими лучами, причем было доказано, что при напряжении на рентгеновской трубке 32-34 кв универсальное свечение отсутствует. Мне кажется, я не ошибаюсь, но в 1936 г. имелись убедительные доказательства того, что и в случае гамма-лучей фотоны небольших энергий, по крайней мере, не вносят заметного вклада в излучение. В самом деле, оказалось, что при фильтрации γ -лучей свинцом ослабление свечения происходит по тому же закону, как ослабление жесткой компоненты γ -лучей радия, хотя интенсивности (т.е. поглощаемые в среде энергии, примерно пропорциональные суммарному пробегу электронов)

у жесткой и мягкой компоненты относятся, как 1 к 3^{х/}. Конечно, было преждевременно делать отсюда вывод о пороге для излучения (это казалось бы парадоксальным), но преимущество быстрых электронов для возбуждения свечения было несомненным. Для гипотезы о тормозном излучении это представлялось трудностью. Другой трудностью было отсутствие заметной зависимости от атомного номера Z атомов жидкости. Например, объектом измерений были ${}^6\text{C}[{}_{17}\text{Cl}]_4$ и $[{}_{11}\text{H}]_4[{}^6\text{C}]_6$, а яркости свечения для них оказались практически одинаковыми^{/2/} (в относительных единицах: 1,04 и 1,09). Сам С.И. Вавилов^{/7/} довольно близко подошел к объяснению явления, считая, что электрон при движении испытывает небольшие возмущения от взаимодействия с атомами, и так как расстояния между ними в среднем постоянны, то возмущения квазипериодичны. Этот период при подходящей скорости может дать видимый свет. Теперь мы знаем, что излучение такого рода в самом деле имеет место при тормозном излучении в кристаллах (этот эффект независимо от Вавилова был теоретически рассмотрен М.Л. Тер-Микаеляном^{/8/}). Все же гипотеза С.И. Вавилова о тормозном излучении со-держала много неясного и вызывала сомнения, однако его точка зрения о том, что излучает электрон, а не люминесцирует жидкость, мне представлялась несомненной. Это далеко не было общепризнанным, и, видимо, поэтому ни у кого, кроме узкого круга лиц, связанных с С.И. Вавило-

х/ К сожалению, П.А. Черенков, так же как и я, помнит достоверно, когда был сделан этот опыт. Однако П.А. Черенков в работе^{/6/}, законченной в декабре 1936 г. и опубликованной в том же номере "Докладов АН СССР," как наша с Таммом работа, ссылается на неопубликованные эксперименты, в которых и была установлена роль жесткости γ -лучей, о которых здесь сказано. Таким образом, по-видимому, эти результаты уже были раньше и только приобрели актуальность в связи с нашей работой.

вым, опыты Черенкова не вызывали интереса. Вспоминаю в связи с этим высказывание одного видного физика: " В ФИАНе занимаются свечением какой-то грязи". Вполне понятно, что для дальнейшего продвижения вперед надо было получить прямое доказательство связи излучения с быстрыми электронами. Конечно, самый прямой путь состоял в том, чтобы наблюдать свечение от источника β -частиц. Теперь кажется странным, но тогда в институте, не имевшем радиохимической лаборатории, это было не очень просто. Такой опыт был сделан в 1936 г. (см. уже цитированную работу ^{16/}), и в нем использован препарат радия в тонкостенной стеклянной ампуле. Было показано, что свечение обладает всеми свойствами, уже выясненными для свечения под действием γ -лучей. При этом, как и ожидалось, яркость свечения для β -частиц оказалась обратно пропорциональной плотности. В этой работе уже делается попытка сопоставить результаты с теорией, из которой следовало, что должна проявляться и зависимость от показателя преломления. К этому вопросу я еще вернусь.

Большой удачей было то, что до этого в начале 1936 г. был сделан косвенный опыт для проверки роли электронов, благодаря которому случайно было обнаружено наиболее характерное свойство излучения — его направленность. В опытах с электронами, если бы направленность не была известна, ее легко было бы пропустить, так как необходимой коллимации пучка электронов тогда достичь было не просто. Косвенный опыт состоял в том, чтобы показать, что при свечении под действием γ -лучей поляризация в самом деле связана с направлением движения электронов. Очевидно, что в этом можно было убедиться, поместив светящуюся жидкость в настолько сильное магнитное поле, чтобы прямолинейную часть пробега электронов превратить в заметно искривленную дугу окружности. Тогда результирующая плоскость поляризации должна была повернуться на какой-то угол в сторону отклонения электронов. Я помню, что постановку опыта, а затем и его результаты мы внима-

тельно обсуждали с П.А. Черенковым. Сомнения вызывало то, что значительное рассеяние электронов могло сделать их неуправляемыми магнитным полем. Однако опыт вовсе не был бессмысленен, и он удался, но результат оказался неожиданным. Теперь ни я, ни П.А. Черенков не помнят самой первоначальной схемы опыта, но зато хорошо памятен результат. Главным при включении магнитного поля оказался не поворот плоскости поляризации (по-видимому, он происходил), а изменение яркости свечения, которое было значительным. Можно было пытаться объяснить это различными гипотезами (о предположениях, которые были рассмотрены, П.А. Черенков пишет в работе 1936 г. ^{19/}). Однако уже в первых наблюдениях обращало на себя внимание следующее: изменение яркости как по величине, так и по знаку зависело от того, под каким углом по отношению к пучку γ -лучей и направлению магнитного поля проводилось наблюдение. Поэтому было естественным предположить, что имеется угловая анизотропия излучения и что при повороте направления движения электронов под действием магнитного поля поворачивается и картина углового распределения. Качественно этого можно было заранее ожидать, т.к. всякое поляризованное излучение (дипольное или мультипольное) не является сферически изотропным. Однако количественно величина эффекта ожидалась настолько малой, что вряд ли могла выходить за пределы точности эксперимента. При этом для любого точечного мультиполя поток излучения должен был быть симметричен относительно центра мультиполя (т.е. не должен меняться при повороте волнового вектора \vec{k} на 180°). Однако внимательное рассмотрение результатов экспериментов приводило к иному и притом парадоксальному выводу: два противоположных направления для излучения не равноправны, причем в переднюю полушару по отношению к скорости электрона излучается света больше, чем в заднюю. И такая направленность должна была быть очень значительной, т.к. при отклонении электрона магнитным полем в сторону наблю-

дения яркость очень заметно возрастала, а при отклонении в противоположную сторону — убывала. Помню, что П.А. Черенков, так же как и я, был полностью согласен с этим выводом. По-видимому, мы так легко его приняли в силу нашей недостаточной осведомленности в оптике. Наоборот, в силу глубоких знаний ее С.И. Вавилов сначала считал, что этот вывод не может быть правилен. Однако вскоре прямой опыт однозначно доказал, что асимметрия излучения действительно имеет место. Трубка с жидкостью была закрыта с торцов плоскими окошками, позволявшими наблюдать свечение в двух взаимно противоположных направлениях. Свечение, наблюдаемое при помещении препарата радия сбоку против центра трубки, было в обоих окнах одинаково ярким. Но при включении магнитного поля в том окне, в сторону которого отклонялись электроны, яркость становилась больше, а в противоположном, — наоборот, меньше /9/.

Разумеется, уже тогда направленность вперед тормозного излучения релятивистских электронов была хорошо известна, и, пожалуй, естественно было считать, что это свойство проявляется и здесь (об аналогии с тормозным излучением сказано в работе Черенкова /9/). Однако С.И. Вавилов утверждал (ссылаясь, если не ошибаюсь, на Зоммерфельда), что тормозное излучение для малых энергий фотонов направленности вперед иметь не должно. Действительно, тогда не было известно ни одного направленного излучателя видимого света и полагали, что это не случайно. Сейчас уже трудно выяснить основы этого ошибочного мнения, которое, по-видимому, было более или менее общепринятым. Если сейчас обнаружение направленности излучения, вероятно, послужило бы доводом в пользу гипотезы о тормозном излучении, то тогда оно дало толчок к поискам иного объяснения, которое и привело к правильному пониманию явления. В самом деле, единственно что могло обеспечить направленность излучения — это протяженность излучателя, сравнимая с длиной волны. Такой излучатель можно рассматривать как совокупность

точечных мультиполей, когерентных между собой и распределенных по некоторой длине. Именно так, как известно, получается направленное излучение радиоволн. Поэтому, когда я рассказал И.Е. Тамму о выводах, получающихся из опытов П.А. Черенкова, он сразу же сказал: "Это значит, что происходит когерентное излучение на длине пути электрона, сравнимой с длиной световой волны". Приняв эту точку зрения, было уже сравнительно просто получить ту картину, которая теперь обычно приводится при популярных пояснениях механизма излучения Вавилова-Черенкова.

Хотя это наглядное объяснение теперь общеизвестно, но для дальнейшего изложения нужно о нем сказать. Основным, как известно, было использование принципа Гюйгенса: каждая точка на пути заряда, движущегося равномерно и прямолинейно со скоростью v , служит источником сферической волны, испускаемой в момент прохождения через нее частицы. В том случае, когда

$$v > \frac{c}{n}, \quad \text{т.е. } \beta n > 1, \quad (1)$$

эти сферы имеют общую огибающую - конус с вершиной, совпадающей с мгновенным положением заряда. При этом нормали к образующим конуса, т.е. направления волновых векторов, образуют со скоростью угол

$$\cos \theta_0 = \frac{1}{\beta n}. \quad (2)$$

При пояснении механизма эффекта Вавилова-Черенкова часто ограничиваются таким упрощенным представлением, однако, и это было сделано с самого начала, картину необходимо строить для монохроматических волн. Рассматривается разложение в спектр светового импульса, т.е. предполагается, что каждая точка траектории - это источник монохро-

матических волн частоты ω , начальная фаза которых $\omega t'$ задается моментом t' прохождения через нее частицы. Если отметить волновые поверхности, соответствующие данному t , то опять получим огибающие их конусы — поверхности одинаковой фазы — и вновь приходим к условию (2) для $n = n(\omega)$.

Из этой качественной картины сложения волн получилось очень многое. В самом деле, излучать должны только быстрые электроны, для которых $v > \frac{c}{n}$. Излучение электрона должно быть пропорционально его пробегу, т.е. обратно пропорционально плотности жидкости. Поэтому в согласии с опытом суммарная интенсивность свечения для электронов от u -лучей не должна зависеть от плотности. (Напомню, что число комптоновских электронов, возникающих в единице объема, примерно пропорционально плотности). Наконец, эта картина давала направленность излучения. В то время из опытов П.А. Черенкова следовало только, что вперед излучается света больше, чем назад. Теперь мало кому известно, что величина угла θ_0 вовсе не была следствием эксперимента, наоборот, это было предсказанием теории, которое затем полностью подтвердилось на опыте.

Из качественного рассмотрения очевидно, что спектр излучения должен был быть сплошным, т.к. единственное ограничение для частоты определялось величиной $n(\omega)$ в условии (1), причем в прозрачной жидкости для видимого света $n(\omega)$ слабо зависит от ω . Казалось вероятным также, что электрический вектор волн определяется направлением скорости электрона и дает, следовательно, правильный знак поляризации. И если только возникновение волн, сложение которых рассматривалось, было реальным, то не возникало сомнений и в универсальности явления.

Такая качественная картина объясняла, следовательно, все, что было известно об эффекте Вавилова-Черенкова, кроме интенсивности излучения. Именно это и делало ее крайне уязвимой. Мне приходилось делиться этими соображениями с несколькими теоретиками, начавшими проявлять интерес к опытам Черенкова (особенно после того, как была выяснена направленность излучения), но какого-либо понимания я не встретил. Главная причина этому была, вероятно, в недостаточной осведомленности о свойствах явления. Как И.Е. Тамм, так и я, знали здесь больше ^{x/}. При этом И.Е. Тамм даже предлагал публиковать статью, не дожидаясь более детального рассмотрения. Это было бы, однако, преждевременным. Не только вопрос об интенсивности не был рассмотрен, но сама возможность возникновения излучения сразу же стала предметом сомнений. И.Е. Тамм рассказал о качественной картине, позволяющей интерпретировать излучение, Л.И. Мандельштаму. Замечание Мандельштама состояло в следующем. Известно, что при равномерном и прямолинейном движении электрон не излучает. Результат не изменится, если в волновом уравнении заменить скорость света c на $\frac{c}{n}$, так как одно уравнение сразу же приводится к другому, если соответственно изменить скорость частицы. Я не присутствовал при этой беседе, но, по-видимому, она была мимолетной, и во всяком случае не было обращено внимание на то, что это не относится к скорости, превышающей

^{x/} Разумеется, это относится и к С.И. Вавилу. При этом со свойственной ему физической интуицией С.И. Вавилов отнесся с живым интересом к этой идее, ожидая ее дальнейшего развития.

фазовую скорость света, т.е. к случаю вообще неосуществимому в вакууме ^{x/}.

Разумеется, опыты Маха с пулей, летящей со сверхзвуковой скоростью, были известны не только И.Е. Тамму, но и мне. Не могу вспомнить, то ли не возникала мысль об аналогии с волнами Маха, то ли ошибочно считалось, что к электродинамике эта аналогия не применима. Оба эти предположения теперь кажутся более чем странными. Так или иначе, но замечание Мандельштама, сделанное "на ходу" сильно охладило увлеченность наглядной точкой зрения. И.Е. Тамм считал после этого, что прежде чем развивать ее дальше, следует выяснить, нет ли иных путей для объяснения явления. Что касается меня, то я пытался подправить эту картину, чтобы устранить несуществующее на самом деле противоречие. В промежутке между весной и осенью 1936 г. вопрос оставался открытым.

В те годы преобладающим был квантовый подход к решению проблем излучения быстрых частиц. Наряду с этим внимание привлекла и обсуж-

^{x/} Движение электрона со скоростью, большей скорости света в пустоте, было рассмотрено Зоммерфельдом еще в 1904-1905 гг. ^{/10/}. Было показано, что если бы было возможно $v > c$, то электрон непрерывно излучал бы свет. Однако невозможность $v > c$ привела к тому, что работы Зоммерфельда оказались забытыми. О них вспомнил А.Ф. Иоффе при обсуждении нашей работы еще до ее опубликования (см. ^{/1/}). Позже аналогия нашей теории с Зоммерфельдовской была рассмотрена Таммом ^{/11/}. Сам Зоммерфельд был рад этому неожиданному для него развитию теории и откликнулся на нашу статью ^{/1/} письмом, присланным И.Е. Тамму.

Оказалось, как обнаружил С.И. Вавилов (см. ^{/12/}), еще до Зоммерфельда лорд Кельвин ^{/13/} в 1901 г. отметил, что атом при сверхсветовой скорости должен излучать свет ^{/13/}. При этом он пользовался аналогией с волнами Маха. В действительности для атома, в отличие от заряженной частицы, дело обстоит несколько сложнее. При $v > \frac{c}{n}$ атом должен самовозбуждаться, излучая при этом частоты аномального эффекта Допплера и теряя кинетическую энергию ^{/14,15/}.

далась среди теоретиков работа Вильямса ^{/16/}, в которой обосновывался метод, часто называемый теперь методом псевдофотонов. Она явилась развитием прекрасных работ Ферми ^{/17/} (1924 г.) и Бора ^{/18/} (1915 г.), и мое внимание на нее обратил Д.В. Скобельцын. В методе Вильямса рассматривалась временная зависимость электрического поля налетающей частицы в какой-либо точке, характеризуемой величиной прицельного параметра. Зависимость поля от времени представлялась в виде разложения в сплошной спектр частот, и затем определялось действие поля каждой из частот ω этого спектра на атом или ядро, находящееся в этой точке. Применительно к рассматриваемому явлению вопрос состоял в том, каким образом поле, которое переносится частицей, становится источником расходящихся из каждой точки траектории волн. Следуя Вильямсу, для этого требовалось найти малое взаимодействие поля частицы с атомами и ядрами, расположенными вдоль ее пути, колебания которых и являются источником волн. Мои попытки обосновать качественную картину с самого начала состояли в поисках механизма такой трансформации поля частицы в расходящиеся волны. Говоря современным языком, это была попытка построить микроскопическую теорию эффекта Вавилова-Черенкова, в чем не было надобности.

Это было характерным для того времени. При рассмотрении взаимодействия быстрых частиц с веществом считалось несомненным, что невозможен никакой иной подход, кроме микроскопического. Энергия частицы (фотона γ -лучей или β -частицы) заведомо велика по сравнению с энергией связи электронов в атомах, атомов в молекулах или в жидкости и твердом теле. Отсюда, казалось с несомненностью, следовало, что структурой вещества при взаимодействии с ним быстрых частиц можно пренебречь. Допущение о существовании какого-либо эффекта, зависящего от показателя преломления, с этой точки зрения представлялось парадоксальным. Вероятно, отчасти поэтому наглядная интерпрета-

ция опытов Черенкова, существенным образом содержащая показатель преломления, сразу же вызвала недоверие. Что касается меня, то я твердо в нее верил, но все же и я, в какой-то мере, отдал дань общим заблуждениям, пытаюсь найти микроскопический механизм возникновения волн. Если в оптически однородной среде при равномерном движении излучение не возникает, то микроскопический механизм, казалось, был необходим. Трудностью для теории, как мне представлялось, тогда было то, что Черенков не обнаружил заметной зависимости яркости свечения ни от Z , ни от показателя преломления, хотя согласно (2) угол излучения определялся $\frac{1}{\beta n}$. В то время как моя деятельность в течение нескольких месяцев оказалась бесплодной, И.Е. Тамм, видимо, не занимался этим вопросом. Между тем экспериментальные исследования П.А. Черенкова, которые подтолкнуло предположение о направленности излучения, быстро продвигалось. Направленность стала уже экспериментальным фактом. Теперь даже трудно себе представить, насколько удивительной она тогда казалась. Я вспоминаю, что когда в 1937 г. приехал в Москву Жолио-Кюри, ему был продемонстрирован опыт Черенкова, теперь вошедший в популярные книги. Вертикально поставленный стеклянный цилиндрический сосудик с жидкостью с боков был окружен коническим зеркалом. Если смотреть на зеркало сверху, то можно было видеть угловое распределение излучения, выходявшего в горизонтальной плоскости через стеклянные стенки цилиндра. Когда препарат радия помещался сбоку от цилиндра, то отчетливо были видны два максимума излучения под острым углом к направлению γ -лучей. Сделанные Черенковым фотографии таких колечек с неравномерным почернением в различных азимутах теперь общеизвестны, а сам опыт нагляден и безупречно убедителен, если, конечно, не заподозрить элементарной ошибки, граничащей с жульничеством. Именно такая мысль, видимо, возникла у Жолио-Кюри, который немедленно стал поворачивать сосудик и

зеркало вокруг оси, чтобы убедиться, что прозрачность стекла сосуда или качество серебрения зеркала здесь не играют роли. В обсуждении же опыта им был сделан намек на аналогию с N -лучами Бландло ^{x/}. Этому не следует удивляться. Демонстрацию опыта приходилось проводить в полной темноте, причем даже при некоторой адаптации глаза свечение было на пределе видимости. Вся обстановка, в самом деле, была необычна для физического эксперимента и напоминала нечто вроде спиритического сеанса или фокуса с применением "ловкости рук". Между тем теория явления в то время не только уже существовала, но даже уже была опубликована. Этому, однако, предшествовал период, когда теория еще не была закончена, в то время как актуальность задачи уже стала очевидной. Это привело к новому обсуждению вопроса совместно с И.Е. Таммом. Были рассмотрены различные гипотезы, о которых теперь уже невозможно вспомнить, и все они оказались бесплодными. Выяснилось, что наглядная картина, использующая принцип Гюйгенса, — это единственная, дающая качественно правильный результат. И величина $\beta = \frac{v}{c}$, и пробег наиболее энергичных комптоновских электронов, действительно, могли дать требуемую направленность волн под острым углом к скорости электрона. После этого или, вероятно, этих обсуждений (теперь уже не помню, сколько их было) как-то вечером И.Е.Тамм позвонил мне по телефону и попросил немедленно приехать к нему домой. Я застал И.Е. Тамма за столом, увлеченного работой и уже исписавшего много листов бумаги формулами. Он сразу же принялся рассказывать мне о сделанном им до моего прихода. Сейчас я уже не могу вспомнить в точности, что было предметом совместного обсуждения в

х/
Ошибочные опыта Бландло, полагавшего, что он открыл новый вид излучения, теперь совершенно забыты. Однако в то время N -лучи служили понятием нарицательным. Когда в силу каких-либо экспериментальных ошибок наблюдалась "мистика" вместо реальных явлений, говорили, что это N -лучи.

ту ночь. Думаю, что обсуждался и ход решения задачи, предложенный И.Е. Таммом, и правильность выкладок, и физические основы теории, в которых многое было еще не ясно. Помню только, что просидели мы долго. Домой я возвратился под утро пешком, т.к. городской транспорт уже закончил (или еще не начал) свою работу ^{х/}. У меня было ощущение, что в моей жизни произошло немаловажное событие, вероятно, главным образом потому, что я впервые стал участником теоретической работы и притом совместно с И.Е. Таммом.

Собираясь к И.Е. Тамму, я захватил с собой школьную тетрадку, и в нее рукой И.Е. Тамма был записан вывод формулы для энергии излучения электрона. Не знаю, в силу какой случайности, но эта тетрадка сохранилась. Запись в ней занимает пять с половиной страниц, сделана торопливой рукой со многими поправками. Все же, судя по тому, что некоторые промежуточные выкладки опущены, это уже не самый первоначальный вывод, а попытка систематизировать полученные результаты. Фотокопию одной из страничек записей И.Е. Тамма, содержащую окончательную формулу, я здесь воспроизвожу (см. рисунок). На следующих страницах тетрадки, вероятно, позже, более аккуратно и со всеми подробностями тот же вывод записан моей рукой. Окончательная формула в этой тетрадке правильна (за исключением пределов интегрирования), но вывод ее существенно отличается от содержащегося в опубликованной нами позже статье.

В соответствии с опытом считалось, что пробег частицы ограничен, при этом скорость частицы вдоль пробега принималась неизменной, а пробег прямолинейным. Поле рассчитывалось в волновой зоне.

х/ Это была приятная после напряженной работы прогулка по Садовому кольцу, вероятно, километра 3-4. И.Е. Тамм жил у Земляного вала, а я недалеко от площади Маяковского.

$$\int_{\text{dell'arco } S^2} = 2\pi \int_{-1}^1 dx (1-x^2) \frac{\sin^2 \alpha (1-\beta x)}{(1-\beta x)^2}$$

$\cot \alpha = \beta$ $(\beta x - 1) \frac{d\alpha}{dx} = \alpha$
 $x = \frac{\alpha}{\beta} + 1$

$$= 2\pi \int_{\frac{\alpha}{\beta}}^{\pi} \frac{d\alpha}{\beta} \left[1 - \frac{(1+\beta)^2}{4\beta^2} \right] \frac{\sin^2 \alpha d\alpha}{2}$$

$\cot \alpha = \beta$

$$= \frac{2\pi^2}{\beta} \left(1 - \frac{1}{\beta^2} \right)$$

$\beta = \frac{2a}{c}$

$$\int_{\text{W\u00e4hle}} = \frac{4\pi a^2}{c} \int_0^{\infty} d\alpha \frac{\alpha}{a} \left(1 - \frac{\alpha^2}{\beta^2} \right)$$

$$= \frac{2\pi}{\beta} \int d\alpha \left(1 - \frac{(1+\alpha)^2}{\beta^2} \right) \frac{\sin^2 \alpha d\alpha}{2}$$

$$= \frac{2\pi (1+\alpha)^2}{\beta \sin^2 \alpha} \int d\alpha \left(1 - \frac{(1+\alpha)^2}{\beta^2} \right) \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2}$$

$$= 2\pi f(\alpha) \int \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2} f(\alpha) d\alpha = 2\pi f(\alpha)$$

$$\int_{\text{W\u00e4hle}} = \frac{4\pi a^2}{c} \int_0^{\infty} d\alpha \frac{\alpha}{a} \left(1 - \frac{\alpha^2}{\beta^2} \right)$$

Расчет для ограниченной траектории позволял обойти кажущуюся трудность: "электрон при равномерном движении не излучает". Однако полученный результат не содержал никаких указаний на то, что начало и конец траектории существенны. Более того, результат показывал, что в направлении, соответствующем углу θ_0 (уравнение (2)), не только происходит когерентное сложение волн, но что эти волны в самом деле несут энергию. Таким образом, возникала явная несуразица. Прошло, однако, еще некоторое время, пока не было выяснено, почему электрон в однородной среде при равномерном движении в самом деле должен излучать свет всех частот, для которых выполнено (1), т.е. при $\beta n > 1^x/$.

В статье, опубликованной нами ^{/1/} (она датирована 2 января 1937 г.), уже было рассмотрено излучение электрона с пробегом неограниченной длины и устранена возникающая при этом нестрогость вывода для малых θ (указанная Мандельштамом). Поэтому в статье содержится расчет потока энергии через единицу длины боковой поверхности цилиндра с осью, совпадающей с траекторией частицы.

У меня осталось сравнительно мало воспоминаний об этом завершающем этапе развития теории, а также о написании и редактировании

x/ Это утверждение правильно только для оптически изотропной среды. В анизотропной среде направление фазовой скорости не совпадает с направлением луча. Условие (2) для фазовой скорости выполняется, но минимальный угол θ_0 , вообще говоря, больше нуля, и условие порога (1) требует поправки. Для возникновения излучения необходимо, чтобы скорость частицы превышала скорость распространения фазы вдоль луча, направленного по ν . Хотя эффект Вавилова-Черенкова в кристаллах был впервые рассмотрен Гинзбургом еще в 1940 г. ^{/21/}, особенности порога не были замечены еще много лет. Применение принципа Гюйгенса к кристаллам позволило выяснить их весьма просто ^{/14,20/}.

статьи, вероятно потому, что это была обычная, будничная работа. Исключением является воспоминание о семинаре института, на котором сразу же после получения первых результатов работу докладывал И.Е. Тамм. При обсуждении нам обоим стало уже совершенно очевидно, что требование ограниченной траектории электрона бессмысленно и что либо надо признать наличие излучения электрона на всем его пути независимо от начала и конца, либо вообще все ошибочно, что казалось невероятным. Это и дало толчок к правильному пониманию проблемы. (И.Е. Тамм вспоминает об этом семинаре в своей нобелевской лекции /19/).

Рассмотрение поля в волновой зоне, содержащееся в первоначальном варианте теории для ограниченного пробега, оказалось полезным^{х/}. В числе многих интересных результатов такое рассмотрение, с устранением первоначальных погрешностей и анализом области применимости результатов, приведено И.Е. Таммом в статье, посвященной Л.Н. Мандельштаму /11/. Автор этой статьи также пользовался таким рассмотрением неоднократно, и оно будет использовано и здесь.

Теория /1/ оказалась в полном согласии с экспериментальными данными, полученными Черенковым к середине 1936 г. Дополнительные эксперименты, проведенные им в 1936-37 гг., подтвердили и количественную сторону теории. С использованием конического зеркала, о котором уже упоминалось, был приближенно измерен угол θ_0 , а также его зависимость от показателя преломления, подтвердившая соотношение (2) /22/. Позже был определен и энергетический выход излучения, в пределах точности измерений совпавший с ожидаемым по теории /23,24/.

Странным образом, как результаты Черенкова, так и их теоретическая интерпретация первоначально были замечены лишь советскими физиками

х/ С некоторыми ограничениями его можно обобщить и на случай траектории бесконечной длины.

ками. Видимо, иностранные ученые мало читали в то время наши журналы (хотя "Доклады Академии наук" печатались на двух языках: на русском и на иностранном). Уже после того, как в исследование явления была внесена полная ясность, С.И. Вавилов в 1937 г. направил небольшую статью П.А. Черенкова, суммировавшую полученные результаты и их сравнение с теорией в "Nature". Не помню уже, под каким благовидным предлогом, но статья была отклонена. Истинная же причина не вызвала сомнений: столь солидный журнал, как "Nature", не считал возможным публиковать результаты, представлявшиеся по крайней мере сомнительными. В этом смысле менее разборчивым оказался "Physical Review", куда и была направлена та же статья после неудачи с "Nature" /25/. Вскоре появилось первое экспериментальное подтверждение теории. Коллинз и Рейлинг /26/ в США, используя пучок релятивистских электронов из ускорителя, проверили на тонком радиаторе соотношение $\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$. Возможно, что авторы этой статьи отнеслись к работе П.А. Черенкова без характерного в то время недоверия, поскольку они полагали, что причиной излучения является постепенное торможение электрона за счет ионизационных потерь, которое и дает в сумме направленное излучение. Эта ошибка вполне естественна, если принять во внимание сказанное о наших собственных заблуждениях и то, что с теорией явления Коллинз и Рейлинг, по-видимому, были знакомы лишь по статье Черенкова /25/ (в ней содержалась только ссылка на теорию, результаты которой были приведены лишь в той мере, как это было необходимо для сравнения с опытом). Эти же авторы, по-видимому, впервые назвали излучение "радиацией Черенкова", - название, ставшее затем общепринятым.

Что касается теории, то первое развитие она получила в работах В.Л. Гинзбурга, давшего квантовое рассмотрение /27/ явления и распространившего теорию на случай оптически анизотропной среды /21/.

Существенное обобщение было сделано Ферми ^{/28/}, рассмотревшего случай среды с поглощением света и показавшего существенность поляризации среды для величины ионизационных потерь.

Оглядываясь назад, пожалуй, не лишне вспомнить, что излучение быстрого электрона в среде было первым случаем когерентного самосветящегося источника света с длиной, значительно большей длины волны света. Теперь в качестве открытия такой когерентности обычно указывают на другой пример — на лазеры, в которых она, действительно, очень наглядна. Между тем эта когерентность была подчеркнута даже самим заглавием статьи Тамма и Франка ^{/1/}. Позже она была использована при рассмотрении интерференции света от двух тонких радиаторов, через которые пролетает быстрая заряженная частица ^{/29/}. Не менее существенно и то, что здесь впервые выяснилось, что для процесса излучения оптические свойства среды могут иметь такое же принципиальное значение, как и величины, характеризующие быструю частицу (заряд, скорость). В дальнейшем оказалось, что имеется широкий класс явлений, связанных с радиацией быстрой частицы, которые определяются оптическими свойствами среды или для которых они существенны.

Закончив на этом исторический обзор, хочу остановиться на некоторых вопросах, затронутых по ходу статьи. Точно ли в действительности утверждение, что направленность излучения всегда означает наличие когерентных источников света на длине, сравнимой с длиной световой волны или больше ее? Может ли излучать свет частица, равномерно движущаяся в оптически однородной среде при скоростях, меньших фазовой скорости света? В сущности, ответы на эти вопросы уже содержались в качественном наглядном рассмотрении явления. Однако они не были доведены до полной ясности, поскольку в то время не представлялись актуальными.

Вернемся вновь к этому наглядному рассмотрению и проведем его несколько детальнее, чем это было сделано первоначально (с учетом результатов как работы /1/, так и последующих работ). Будем считать, что частица с зарядом e движется вдоль оси z со скоростью v и в момент t' находится в точке $z = vt'$, определяя тем самым плотность тока в точке z , равную $j = ev\delta(z - vt)\delta(x)\delta(y)$. Эту плотность тока, как функцию времени, можно представить в виде разложения в интеграл Фурье

$$j_{\omega}(z) = \frac{e}{2\pi} e^{i\omega(t - \frac{z}{v})} \delta(x)\delta(y)$$

и затем, как это было сделано в /1/, решать задачу для компонент поля E_{ω} и H_{ω} частоты ω . Результаты рассмотрения показывают, что каждую точку z траектории, в самом деле, можно считать источником сферической волны. Эти волны имеют простой физический смысл, который нетрудно выяснить, если от компоненты плотности тока j_{ω} перейти к плотности дипольных моментов p_{ω} , пользуясь соотношением

$$\dot{p}_{\omega} = i\omega p_{\omega} = j_{\omega} \quad (3)$$

(дипольный момент \vec{p}_{ω} так же, как и \vec{j}_{ω} , направлен по скорости v , т.е. по z). Тогда в простейшем случае прямолинейного и равномерного движения заряда e получим, что элементу длины траектории $d\ell$ следует приписать дипольный момент /14/

$$p_{\omega}(z) e^{i\omega t} d\ell = -\frac{ie}{2\pi\omega} e^{i\omega(t - \frac{z}{v})} d\ell. \quad (4)$$

Этим приемом определение поля движущегося заряда в самом деле сводится к задаче об интерференции поля волн неподвижных диполей, расположенных по всему пути частицы ^{x/}. Следовательно, если в волновой зоне в результате интерференции окажется непогашенным поле волн частоты ω от какого-либо участка траектории частицы, то это, действительно, будет означать наличие излучения этой частоты.

Рассмотрим поле диполей, расположенных на участке траектории $d\ell$ около точки z_1 , и определим величину компоненты электрического вектора E_ω в удаленной точке A . Расстояние от z_1 до A обозначим R_1 , а угол между R_1 и осью z , т.е. между R_1 и осью диполей, — через θ . Если можно считать, что A лежит в волновой зоне для диполей в z_1 , то

$$E_\omega e^{i\omega t + i\phi_1} d\ell = -\frac{\omega^2}{c^2 R_1} p_\omega \sin\theta e^{i\omega(t - \frac{z_1}{v} - \frac{nR_1}{c})} d\ell = \frac{ie\omega}{2\pi c^2 R_1} \sin\theta e^{i\omega(t - \frac{z_1}{v} - \frac{nR_1}{c})} d\ell, \quad (5)$$

таким образом,

$$\phi_1 = -\omega \left(\frac{z_1}{v} + \frac{n}{c} R_1 \right), \quad (6)$$

$$E_\omega = \frac{ie\omega}{2\pi c^2 R_1} \sin\theta.$$

При этом вектор магнитного поля H_ω равен

$$H_\omega e^{i\omega t + i\phi_1} = n(\omega) E_\omega e^{i\omega t + i\phi_1}. \quad (7)$$

^{x/} Этот метод применим не только к заряду, но и к движущемуся диполю ^{/14/}. Он очевидным образом обобщается и на случай движения с переменной скоростью по произвольной траектории. (Задача такого рода рассмотрена Пафомовым ^{/30/}).

Рассмотрим теперь поле от диполей, расположенных у точки траектории z' , удаленной от z_1 на $l = z' - z_1$, причем

$$l^2 = (z' - z_1)^2 \ll R_1^2. \quad (8)$$

Расстояние от z' до A равно

$$R = [R_1^2 + l^2 - 2R_1 l \cos \theta]^{1/2} = R_1 - l \cos \theta + l^2 \frac{\sin^2 \theta}{2R_1} - \dots \quad (9)$$

При этом, учитывая (8) в разложении по степеням l , можно ограничиться членом со второй степенью. Тогда фаза волн в A , очевидно, получится заменой ϕ_1 в (6) на

$$\phi(l) = -\omega \frac{l}{v} \left(1 - \frac{vn}{c} \cos \theta\right) - \frac{\pi l^2}{\lambda R_1} \sin^2 \theta + \phi_1 \quad (10)$$

(здесь учтено, что $\frac{\omega n}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$), а амплитуда E_ω по-прежнему равна (6). Используя эти значения E_ω и ϕ , получим, что суммарная величина электрического вектора поля от диполей, расположенных на участке $L = l_2 - l_1$, равна

$$E_\omega(l_2, l_1) e^{i\omega t} = \int_{l_1}^{l_2} E_\omega e^{i\omega t + i\phi(l)} dl \quad (11)$$

Величина E_ω под интегралом — это, разумеется, вектор, направление которого совпадает с вектором $[R[R_1, \vec{p}_\omega]]$. Если, однако, как это будет в дальнейшем, вклад в поле в A определяется ограниченным участком траектории L , причем l_1 и l_2 удовлетворяют (8), то можно считать направление E_ω под интегралом постоянным (угол между R и R_1 пренебрежимо мал, и, кроме того, отношение R/R_1 — практически единица).

Допустим теперь, что $\theta = \theta_0$ из (2), т.е. $\beta n \cos \theta = 1$. Тогда в (10) $\phi = \phi_1$ и не зависит от l , пока

$$\frac{l^2 \sin^2 \theta}{\lambda R_1} \ll 1. \quad (12)$$

Если l_1 и l_2 удовлетворяют (12), то (11) эквивалентно простому суммированию амплитуды поля по всему участку пути $L = l_2 - l_1$, т.е.

$$E_{\omega}(l_2, l_1) e^{i\omega t} = E_{\omega}(z_1) L e^{i\omega t + i\phi_1}.$$

Это, конечно, не что иное, как просто запись принципа Гюйгенса для сложения волн в направлении θ_0 .

Когда для направления θ условие (2) не выполнено, то фаза волн в A будет функцией l и при l , удовлетворяющих (12), будет меняться на $\pm \pi$ на отрезке пути частицы (см. (10))

$$l' = \frac{\pi v}{\omega |1 - \beta n(\omega) \cos \theta|}. \quad (13)$$

При $|l|$, равном $2l'$, фаза изменится на 2π и т.д. Таким образом, траекторию частицы можно разбить на последовательные участки длины l' , каждому из которых соответствует изменение фазы в A на величину π . Длина l'_i , вообще говоря, монотонно зависит от номера i , поскольку (10) содержит, кроме l в первой степени, также и квадратичный по l член (или, что то же, угол θ в (13) - в действительности функция l). Такие отрезки l'_i можно, очевидно, рассматривать как зоны Френеля. С их помощью можно находить поле излучения в точке A , поступая так же, как это делают в оптике, применяя принцип Гюйгенса-Френеля. Использование зон Френеля с самого начала рассматривалось главным образом как иллюстрация, поскольку вычисление интеграла (11) обычно не представляет трудностей. Однако так же, как

в оптике, применение принципа Френеля-Гюйгенса обладает преимуществом наглядности, что мне представляется немаловажным^{х/}. Я буду пользоваться этим методом здесь для выяснения условий возникновения и направленности излучения. Для иллюстрации вернемся к случаю, когда $\beta n(\omega) \cos \theta \neq 1$, т.е. условие (2) не выполнено. Для достаточно больших R длина зоны Френеля ℓ'_i меняется от зоны к зоне, как функция номера i , линейно. (В этом нетрудно убедиться, используя (10) и допустив выполнение (12), если в нем под ℓ понимать длину зоны ℓ'_i).

Тогда очевидно:

$$\frac{1}{2} K_{i-1} - K_i + \frac{1}{2} K_{i+1} = 0, \quad (13a)$$

где K_{i-1} , K_i , K_{i+1} - амплитуды поля в точке A , создаваемые диполями, расположенными на трех последовательных зонах Френеля (K_i - абсолютная величина интеграла (11), взятого по длине i -ой зоны Френеля). Такое рассуждение правильно для любого участка траектории (т.е. для любого θ), если $v < \frac{c}{n}$, т.е. излучение, как и должно быть, отсутствует^{хх/}. Это не всюду правильно, если $v > \frac{c}{n}$. В самом деле, тогда найдется такая точка Z_1 , для которой R_1 образует со скоростью угол θ_0 , удовлетворяющий (2). В этой точке, как видно из (10), фаза ϕ имеет экстремум $\left(\frac{d\phi}{d\ell}\right)_{\ell=0} = 0$.

х/ В работе /1/ о таком рассмотрении не упомянуто, но в докладе на Второй всесоюзной конференции по атомному ядру в сентябре 1937 г., прочитанном мною от имени трех авторов (И.Е. Тамма, П.А. Черенкова и моего), оно было использовано (полный текст доклада опубликован не был). Очень коротко, без упоминания слов "зоны Френеля", было сказано об этом в работе /31/. Практически полезность метода была иллюстрирована при рассмотрении эффекта Доплера в среде /14/.

хх/ Здесь мы пока не рассматриваем зон Френеля, прилегающих к концам траектории, если ее длина ограничена.

По обе стороны от этой точки, т.е. при отрицательном и положительном ℓ , фаза будет убывать, как ℓ^2 , и величина $\phi - \phi_1$ станет равной $-\pi$, когда $|\ell|$ (см. (10)) достигнет величины

$$\ell' = \sqrt{\lambda R} \frac{1}{\sin \theta_0}. \quad (14)$$

Одинаковость фаз волн от диполей по обе стороны от z_1 приводит к тому, что поля двух первых зон Френеля, ℓ_1 и ℓ_{-1} , прилегающих с обеих сторон к этой точке, не гасят друг друга, а складываются, интерферируя с полями следующих зон Френеля. Применяя принцип Френеля-Гюйгенса, находим, что поле излучения в точке A определяется отрезком длины ℓ' с центром в z_1 .

Отсюда получаем, что волна, приходящая в A , имеет направленность, заполняющую интервал углов от $\theta_0 - \Delta\theta$ до $\theta_0 + \Delta\theta$. Он определяется углом, под которым из A виден отрезок ℓ' , т.е.

$$\theta_0 \pm \Delta\theta, \text{ где } \Delta\theta = \frac{1}{2} \frac{\ell' \sin \theta}{R} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\lambda}{R}}. \quad (15)$$

Что касается поля в точке A , то сразу получаем

$$E_{\omega}^A e^{i\omega t + i\phi_2} = E_{\omega}(z_1) \ell' e^{i\omega t + i\phi_2}, \quad (16)$$

где ϕ_2 - некоторое среднее значение ϕ в интервале изменения ℓ от 0 до ℓ' . Поскольку фаза меняется при этом от ϕ_1 до $\phi_1 - \pi$ и изменение ее пропорционально ℓ^2 , то можно предположить, что средний сдвиг фазы будет $\phi_2 = \phi_1 - \frac{\pi}{4}$. Тогда, используя (5) и (14), получаем (поскольку $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega n}$)

$$E_{\omega}^A e^{i\omega t + i\phi_2} = \frac{i e \omega}{\sqrt{2\pi c^3 |\omega| n R_1}} e^{i\omega(t - \frac{z_1}{v} - \frac{n R_1}{c}) - i \frac{\pi}{4}} \quad (17)$$

Формулы (15) и (17), действительно, дают правильный результат для величины электрического вектора волны в A и для направленности волн^{x/}.

Формула (17), конечно, сразу получается вычислением интеграла (11) в пределах от $l = -\infty$ до $l = +\infty$, если в (10) считать отличным от нуля только член с $l^2/30$. В самом деле,

$$E_{\omega} e^{i\omega t} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\phi(l)} dl = E_{\omega} e^{i\omega t + i\phi_1} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{i\pi l^2}{\lambda R_1} \sin^2 \theta} dl = \frac{\sqrt{\lambda R_1}}{\sin \theta_0} E_{\omega} e^{i\omega t + i\phi_1 - \frac{i\pi}{4}} \quad (18)$$

Подставляя значение E_{ω} из (6), получаем (17). При этом, если задано R_1 , то необходимо, чтобы $\sin \theta_0$ не был очень малым, т.е. $\beta n(\omega) > 1$, т.к. иначе эффективная длина, вносящая определяющий вклад в интеграл (18) (она порядка l' из (14)), уже не будет удовлетворять (8).

Для этого, очевидно, необходимо, чтобы

$$R_1 \sin^2 \theta_0 = R_1 \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right) \gg \lambda. \quad (19)$$

Пользуясь (17), нетрудно определить энергию излучения. В самом деле, спектральная плотность энергий в точке A равна

$$\int S_{\omega} d\omega = \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int E_{\omega}^A e^{i\omega t + i\phi_2} d\omega \int H_{\omega'}^A e^{i\omega' t + i\phi_2'} d\omega'. \quad (20)$$

Выполняя интегрирование по t и принимая во внимание, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{i(\omega + \omega')t} dt = 2\pi \delta(\omega + \omega'), \quad (21)$$

получим (см. (17) и (7))

$$\int S_{\omega}^A d\omega = \frac{c}{2} \int (E_{+\omega}^A H_{-\omega}^A + E_{-\omega}^A H_{+\omega}^A) d\omega = \int \frac{e^2 \omega}{2\pi c^2 R_1} d\omega. \quad (22)$$

Для того, чтобы получить энергию, излучаемую на единице длины пути частицы, нужно определить поток энергии через боковую поверхность цилиндра с осью, совпадающей с траекторией частицы, и радиусом $r_1 = R_1 \sin \theta$, на котором лежит точка A . Величина поверхности такого цилиндра, соответствующего образующей единичной длины, равна $s = 2\pi R_1 \sin \theta$. Умножая поток S_{ω}^A на s и учитывая, что поток направлен под углом θ , еще на $\sin \theta$, из (22) получаем известную формулу

$$W_{\omega} d\omega = \frac{e^2 \omega}{c^2} \sin^2 \theta_0 d\omega = \frac{e^2 \omega}{c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) d\omega. \quad (23)$$

Здесь не возникает сомнения в том, что если поле в точке A определяется сложением волн от диполей на отрезке l' , то это не просто математический прием. Это означает, что излучение частицы в самом деле происходит на всем пути и направленность такова, что в точку A приходят волны от участка l' .

Всегда ли длина l' , определяющая эффективный вклад в поле волн и тем самым их направленность, равносильна протяженности источника света? Вопрос этот не столь элементарен, как кажется. Но во всяком случае сейчас следовало бы иначе формулировать некоторые утверждения, содержащиеся в нашей статье ^{/1/}, хотя они и послужили ключом к построению теории. В самом деле, отметив характерную направленность излучения, мы пишем: "Отсюда непосредственно вытекает, что бомбардируемое электронами вещество излучает когерентно, по крайней мере на протяжении, сравнимом по своим размерам с длиной видимого света. Таким образом, это излучение не может быть вызвано ни рассеянием электронов на атомных ядрах, ни взаимодействием с отдельными атомами".

Утверждение, сделанное в первой фразе, в действительности требует обоснования, а второе утверждение, если считать его следствием направленности излучения, — просто ошибочно. Это стало очевидным почти сразу же и для меня долго было предметом огорчений. Однако для теории эффекта Вавилова-Черенкова эта фраза совершенно не существенна, и потому не было оснований ее исправлять. Вероятно, по этой же причине за столько лет никто другой не обратил на нее внимания, хотя наша статья была переиздана вновь в 1967 г. ^{x/}. И если я вспоминаю об этом теперь, то только потому, что эта статья посвящена работе ^{/1/} и здесь она прямо противоречит дальнейшему тексту.

x/ Статьи ^{/1,2,3/} были опубликованы в юбилейном номере УФН (т. 93, октябрь 1967 г.).

По существу, именно в связи с этим в нашей более поздней статье с И.Е. Таммом (1944 г.) приводится без разъяснения деталей следующее рассуждение ^{/31/}. Рассказав о том, что при скорости, меньшей фазовой скорости света, суммирование волн при неограниченной длине пути не дает отличного от нуля результата, мы вместе с тем отмечаем особенность конечного пробега частицы и пишем: "Однако и в этом случае (т.е. при $\beta n < 1$ - И.Ф.) при любом конечном L может остаться не скомпенсированной некоторая небольшая часть поля, которая при возрастании L стремится к некоторому постоянному значению. Этот остаток определяется резкой ограниченностью длины L , соответствующей в нашей модели скачку скорости электрона в начальной и конечных точках своего пути. Определяемое этим скачком излучение рассмотрено ранее одним из нас" (здесь приводится ссылка на работу И.Е. Тамма ^{/11/}). Это излучение, связанное с резким ускорением или торможением, разумеется, может быть вызвано взаимодействием с отдельной частицей и при релятивистских скоростях (точнее, при βn , не очень малом по сравнению с единицей), конечно, имеет направленность. Это прямо следовало из работы Тамма, в которой, однако, приведена только формула для полной энергии излучения (вполне очевидный промежуточный этап вычислений, определяющий угловое распределение, был опущен). Независимо те же вычисления были сделаны и мною, но я не публиковал их отдельно, поскольку они перекрылись работой Тамма.

Иллюстрируем сказанное с помощью зон Френеля, которые и имелись в виду в приведенной цитате из работы ^{/31/}, когда говорилось о некомпенсированном поле, связанном с концами пробега.

Допустим, что частица движется равномерно и прямолинейно и останавливается мгновенно в точке x_1 . Рассмотрим поле диполей на пути частицы, предшествующем ее остановке. Этот путь разобьется на зоны Френеля, причем, очевидно, (см. 13а)

$$\frac{1}{2} K_1 + \left(\frac{1}{2} K_1 - K_2 + \frac{1}{2} K_3 \right) + \dots = \frac{1}{2} K_1,$$

где K_1 — амплитуда поля зоны Френеля, прилежащей к точке z_1 , K_2 — следующей и т.д. Таким образом, поле в z_1 , определяемое остановкой заряда в точке z_1 , равно половине величины интеграла (11) по участку траектории длины l' , т.е. от $z' = z_1 - l'$ до z_1 и, следовательно (см. (10) и (5) и (13)),

$$E_{\omega}^A e^{i\omega t + i\phi_1} = \frac{1}{2} \int_{-l'}^0 E_{\omega} e^{i\omega t + i\phi_1 - \frac{i\omega l}{v}(1 - \beta n(\omega) \cos \theta)} dl = -\frac{ev}{2\pi c^2 R_1} \frac{\sin \theta}{1 - \beta n \cos \theta} e^{i\omega t + i\phi_1}. \quad (24)$$

Отсюда, пользуясь формулами (20)–(22), находим спектральную плотность энергии в точке А (см., например, формулу (11) в /33/):

$$S_{\omega} = \frac{e^2 v^2 n(\omega)}{4\pi^2 c^3 R_1^2} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta n(\omega) \cos \theta)^2}. \quad (25)$$

Несмотря на то, что торможение частицы произошло на сколь угодно малом пути, возникает направленность излучения вперед, если только βn — величина не очень малая по сравнению с единицей. Можно также написать следующее безразмерное соотношение, содержащее l' (см. (13), из которого сразу следует условие направленности:

$$\frac{2l'}{\lambda} = \frac{\omega n(\omega) l'}{\pi c} = \frac{\beta n(\omega)}{|1 - \beta n(\omega) \cos \theta|}. \quad (26)$$

Таким образом, направленность возникает тогда, когда величина l' порядка или больше λ , где λ — длина волны в среде.

Из того факта, что при внезапной остановке движущегося заряда поле излучения определяется длиной пути порядка l' и может дать нап-

равленность, еще не следует, что на этом отрезке пути действительно происходило излучение, т.е. что оно началось еще до остановки заряда. Чтобы следствие не опережало причину, следует утверждать, что результирующее поле, создаваемое торможением заряда в точке z_1 , существенным образом определяется предшествующей историей движения частицы на пути порядка $\ell' \sim x/c$. В самом деле, по определению, ℓ' — это длина пути, с которой в точку A волны приходят с разностью фаз не большей π , т.е. с волновой точки зрения одновременно. Таким образом, хотя длина ℓ' и определяет излучение, но она не всегда тождественна пути, на котором оно происходит.

Длина ℓ' играет большую роль в процессах излучения быстрых частиц /34/ и носит название длины когерентности, или длины формирования фотона. Поскольку она содержит показатель преломления $n(\omega)$, то, очевидно, существенное значение для излучения должна иметь среда, в которой происходит излучение (см., например, формулу (25)). Применительно к большим энергиям фотонов эффект плотности в тормозном излучении был предсказан Тер-Микаеляном /35/.

Допустим теперь, что заряд e не остановился в точке z_1 , а наоборот, покоящаяся частица внезапно приобрела в этой точке скорость v и затем неограниченно долго двигалась вдоль оси z . Мы, очевидно, получаем при этом тот же результат, что и для остановки частицы, а именно: поле определяется половиной первой зоны Френеля. В результате вновь получим ту же формулу (25). Таким образом, поле излучения существенным образом определяется не только моментом ускорения, но последующим движением частицы. Можно, видимо, это формулировать так, что частица, начав свое движение, продолжает излучать на длине пути порядка длины когерентности.

x/c При $\ell' \gg \lambda$ можно обосновать это утверждение, рассмотрев силу реакции поля на движущийся заряд.

Обратимся теперь к случаю, когда траектория частицы ограничена с обеих сторон и пробег равен L . При исчезающе малом L по сравнению с l' поле излучения в A будет практически отсутствовать. (Значения интеграла (11) при верхнем и нижнем пределе практически совпадают). Результат в A будет таков, как если бы изменения скорости вообще не происходило. При увеличении L , пока $L \ll l'$, результирующая амплитуда поля в точке A будет возрастать пропорционально L . Мы получаем, следовательно, излучение равномерно движущейся частицы, для которой условие (2) не выполнено, причем это излучение существенным образом зависит от наличия начальной и конечной точки ее пробега. Этот случай имеет большое значение в расчетах тормозного излучения релятивистских частиц в плотной среде. Если многократное рассеяние нарушает когерентность поля частицы на длине $L \ll l'$, то тормозное излучение оказывается сниженным (эффект Ландау-Померанчука ^{/37/}). Роль концов траектории здесь очевидна, и если не выполнено условие (2), то возрастание поля при увеличении L стремится к пределу (см. приведенную выше цитату из работы ^{/31/}).

Суммируя сказанное, мы можем утверждать, что если в какой-то момент произошло изменение величины βn , причем когерентность поля от движения до и после этого момента не нарушена, то имеют значение длины l_{-1} и l_{+1} , прилегающие с обеих сторон к точке скачка βn . Это, в самом деле, хорошо известно для переходного излучения (см., например, ^{/38/}), в котором скачок на границе раздела испытывает n . Следовательно, для выделенной частоты ω и при условии, что l' не очень мала по сравнению с λ , нельзя определить излучение, задав закон движения заряда в какой-либо фиксированной точке его пути. Излучение определяется когерентным сложением волн от участка пути, длина которого может быть порядка l' . Для волн, приходящих в

точку наблюдения A , это соответствует нескольким периодам колебания x' .

В заключение рассмотрим еще один вопрос, упомянутый по ходу статьи, а именно, вопрос об энергетическом выходе излучения Вавилова-Черенкова. При разработке теории, как уже упоминалось, он представлял некоторую трудность. В самом деле, для данной частоты ω излучение на единицу длины пропорционально (см. формулу (23))

$$\sin^2 \theta_0 = 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}.$$

При изменении n меняется и эффективная величина $\sin^2 \theta_0$, и различие выхода должно было быть вполне обнаружимо для тех жидкостей, которые исследовал Черенков. Однако Черенков не наблюдал в пределах экспериментальных ошибок изменения яркости свечения различных жидкостей. Объяснение этому оказалось простым. В действительности в его опытах измерялся не выход излучения, а его яркость, наблюдаемая для какого-либо фиксированного направления. Между тем яркость при преломлении из жидкости в воздух меняется (элемент телесного угла при преломлении возрастает в n^2 раз).

Коэффициент $\frac{1}{n^2}$, введенный П.А. Черенковым по моему совету в ожидаемую зависимость выхода излучения от n , сделал ее в самом деле мало чувствительной к величине показателя преломления для исследованных случаев. В действительности этот эффект несколько сложнее и зависит от условий измерения. В дальнейшем вопрос был полностью

x' Интервалу времени движения частицы t' с постоянной скоростью v в точке A очевидно соответствует разность времени запаздывания волн $\tau = \frac{1}{\alpha} t'$ /36/, где α - "коэффициент когерентности"

$$\alpha = \frac{1}{1 - \beta n \cos \theta}.$$

выяснен экспериментально. Прозрачный сосудик с светящейся жидкостью помещался внутрь фотометрического шара. При этом излучение, сразу или после нескольких отражений, полностью выходило из сосуда и усреднялось в шаре. Таким образом, наблюдаемая в фотометрическом шаре яркость должна была быть пропорциональна выходу излучения. Измеренный П.А. Черенковым в этих условиях выход, действительно, показал наличие ожидаемой зависимости от n /24/.

Я упомянул здесь о роли преломления света потому, что при визуальном наблюдении свечения (например, и сейчас, когда смотрят на свечение воды в реакторе) оно всегда наблюдается вне той среды, в которой оно возникает. Поскольку не было иных методов, кроме визуального, то в свое время это представлялось существенным. В связи с этим в моем обзоре 1946 г. /12/ имеется примечание, сделанное на основе собственного опыта, который, как я надеюсь, никто уже не будет повторять (по крайней мере умышленно): "Исключением является, пожалуй, только свечение, возникающее в жидкости, наполняющей человеческий глаз. Это свечение отчетливо видно, если поднести к глазу в темноте препарат, испускающий гамма-лучи".

Возможно, однако, что такой опыт, хотя и в более безопасном варианте, невольно воспроизводился теперь. Космонавты наблюдают с закрытыми глазами мгновенные вспышки света. Не являются ли эти вспышки свечением Вавилова-Черенкова внутри глаза от частиц плотных космических ливней или от космических многозарядных частиц?

Возвращаясь к прошлому, я хотел бы заметить, что одним из предметов моих огорчений, который обсуждался с И.Е. Таммом, было то, что я не видел возможности применения излучения, открытого Вавиловым и Черенковым. Был, в частности, рассмотрен и вопрос о возможности возникновения этого излучения в атмосфере под действием космических лучей. Оказалось, что вклад этого вида излучения в наблюдаемое свечение ночного неба

(исследованием этого свечения я в 1934 г. занимался совместно с П.А. Черенковым и Н.А. Добротиним) очень незначителен. Наблюдать вспышки от космических ливней при малой площади зрачка глаза также было безнадежно (в принципе, возможно, такие вспышки видны в телескоп, но наблюдать их мешает свет звезд, определяющий постоянную компоненту света). Положение с применением изменилось только много лет спустя после появления фотоумножителей, о чем в то время еще нельзя было мечтать.

Современное положение с применениями излучения Вавилова-Черенкова в различных областях физики, а также и значительный вклад, внесенный позже в различные обобщения теории, я не буду рассматривать. Эта статья посвящена истории первой теоретической работы, и последующие работы затронуты здесь лишь частично и только в связи с ней.

Л и т е р а т у р а

1. И.Е. Тамм и И.М. Франк. ДАН, 14, 107 (1937).
2. П.А. Черенков. ДАН, II , 451 (1934).
3. С.И. Вавилов. ДАН, II , 457 (1934).
4. П.А. Черенков. Диссертация . Труды Физического института, т. II , №4, 1944.
5. M.L. Mallet, C.R. 183, 274 (1926); 187, 222 (1928); 188, 445 (1929).
6. П.А. Черенков. ДАН, XIV , №3, 99 (1937).
7. С.И. Вавилов. Фронт науки и техники, №3, 130-132 (1935).
8. М.Л. Тер-Микаелян. ЖЭТФ, 25, 289 (1953); 25, 296 (1953).
9. П.А. Черенков. ДАН, III(XII) , 413 (1936).
10. A. Sommerfeld. Götting Nachricht, 99, 364 (1904); 205 (1905).
11. I.E. Tamm. Journ. of Phys. USSR, 1, 439 (1939).

12. И.М. Франк. УФН, 30, 149 (1946).
13. Lord Kelvin. Nineteenth Century Clouds over Dynamical Theory of Heat and Light. Phil.Mag., July, 1901.
14. И.М. Франк. Изв. АН СССР (сер. физ.), 63, (1942).
15. В.Л. Гинзбург и И.М. Франк. ДАН, 56, №6, 583 (1947).
16. E. Williams, K. Danske. Vidensk.Selsk., 13, 4 (1935).
17. E. Fermi. Z. Phys., 29, 315 (1924).
18. N.Bohr. Phil.Mag., 30, 581 (1915).
19. И.М. Франк. Нобелевская лекция 1958 г. УФН, 68, 397 (1959)
(см. также П.А. Черенков, И.Е. Тамм, И.М. Франк. Нобелевские лекции. Физматгиз, 1960).
20. И.М. Франк. ЖЭТФ, 38, 1751 (1960).
21. В.Л. Гинзбург. ЖЭТФ, 10, 608 (1940).
22. П.А. Черенков. ДАН, 21, №7, 323 (1938).
23. П.А. Черенков. ДАН, 14, 103 (1937).
24. П.А. Черенков. ДАН, 21, №3, 117 (1938).
25. P.A. Cerenkov. Phys.Rev., 52, 378 (1937).
26. G.B. Collins and V.G. Reiling. Phys.Rev., 54, 499 (1938).
27. В.Л. Гинзбург. ДАН, 24, 131 (1939); ЖЭТФ, 10, 589 (1940).
28. E. Fermi. Phys.Rev., 57, 485 (1940).
29. И.М. Франк. ДАН, 62, 354 (1944).
30. В.Е. Пафомов. Труды ФИАН, 64, 28 (1969).
31. И.Е. Тамм и И.М. Франк. Труды ФИАН, т. II, стр. 63 (1944).
32. И.М. Франк. УФН, 58, 111 (1956).
33. В.Л. Гинзбург и И.М. Франк. ЖЭТФ, 16, 15 (1946).
34. Е.Л. Фейнберг. УФН, 58, 193 (1956).
35. М.Л. Тер-Микаелян. ДАН СССР, 94, 1033 (1954);
Известия АН СССР, серия физич., 19, 657 (1955).

36. И.М. Франк. Сообщение ОИЯИ, Р4-4646, Дубна, 1969.
37. Л.Д. Ландау, И.Я. Померанчук. ДАН СССР, 92, 535 (1953) и 92, 735 (1953).

Рукопись поступила в издательский отдел
23 июля 1971 года.