

## О МЕХАНИЗМЕ ИЗЛУЧЕНИЯ РАВНОМЕРНО ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗАРЯДА

*А. П. Кобзев*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1112
ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА–ЧЕРЕНКОВА	1116
ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ	1131
РЕНТГЕНОВСКОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ	1147
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1157
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1159

## О МЕХАНИЗМЕ ИЗЛУЧЕНИЯ РАВНОМЕРНО ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗАРЯДА

*А. П. Кобзев*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Механизм излучения равномерно движущегося заряда детально обсуждается в данной статье применительно к описанию эффектов Вавилова–Черенкова и переходного излучения. Совершенно обоснованно доказано, что данный механизм является ошибочным, поскольку он противоречит законам сохранения энергии и импульса, а также первому закону Ньютона. Предложено наглядное объяснение механизма излучения Вавилова–Черенкова и переходного излучения, которое учитывает атомную структуру твердых тел и не требует нарушения фундаментальных законов. Показано, что излучение Вавилова–Черенкова и переходное излучение испускает не движущаяся в среде заряженная частица, а поляризованные ею атомы среды. Очевидно, что в таком случае ни аномальный, ни нормальный эффекты Доплера в процессе испускания излучения Вавилова–Черенкова невозможны. Показано, что излучения Вавилова–Черенкова и переходного излучения не может быть на частотах, превышающих частоту внутренней оболочки атома среды. Обсуждается целый ряд ошибок, вызванных использованием механизма излучения равномерно движущегося заряда для описания взаимодействия движущегося заряда с твердым телом.

The radiation mechanism of a uniformly moving charge is discussed in detail with attention to the description of the Vavilov–Cherenkov and transition radiation effects. A well-grounded proof is given that this mechanism is incorrect because it is in conflict with the energy and momentum conservation laws and Newton's first law. A lucid explanation of the mechanism for the Vavilov–Cherenkov radiation and the transition radiation is suggested by considering the atomic structure of solids, which does not require violation of fundamental laws. It is shown that the Vavilov–Cherenkov radiation and the transition radiation are emitted by the atoms of the medium that are polarized by the moving particle, rather than by the particle itself moving through a medium. It is obvious that in this case neither the anomalous nor the normal Doppler effect is possible in the process of the Vavilov–Cherenkov radiation emission. It is shown that the Vavilov–Cherenkov radiation and the transition radiation cannot be emitted at frequencies higher than the inner shell frequency of the atom of the medium. Mistakes caused by using the radiation mechanism of a uniformly moving charge for describing the interaction of a moving charge with a solid are discussed.

PACS: 41.60.Bq

Детальный творческий анализ классических работ иногда может вскрыть незавершенность идей, а порой и глубокие заблуждения, а это всегда может быть источником нового направления исследований.

*Логунов А. А. Лекции по теории относительности. Современный анализ проблемы (М.: Наука, 1987)*

## ВВЕДЕНИЕ

Название данной статьи у некоторых читателей, незнакомых с современным состоянием науки о взаимодействии движущихся зарядов со средой, вызовет глубокое возмущение. Они могут легко доказать, что такой механизм не может существовать, потому что он очевидным образом противоречит законам сохранения энергии и импульса, а также первому закону Ньютона, в котором дано определение равномерного и прямолинейного движения. С этими доводами как будто нельзя не согласиться, но читатели, знакомые с эффектом Вавилова–Черенкова и переходным излучением, возразят, что в публикациях многих известных авторов «механизм излучения при равномерном движении заряда» используется уже более 70 лет.

Впервые этот механизм был предложен для объяснения эффекта Вавилова–Черенкова. В статье [1] И. М. Франк и И. Е. Тамм объяснили механизм излучения Вавилова–Черенкова следующим образом: «Отсюда непосредственно вытекает, что бомбардируемое электронами вещество излучает когерентно по крайней мере на протяжении, сравнимом по своим размерам с длиной волны видимого света. Таким образом, это излучение не может быть вызвано ни рассеянием электронов на атомных ядрах, ни взаимодействием с отдельными атомами.

Это явление может быть, однако, объяснено, как качественно, так и количественно, если принять во внимание, *что электрон, движущийся в среде, излучает свет даже при равномерном движении, если только его скорость превышает скорость света в этой среде\**».

С тех пор «механизм излучения при равномерном движении заряда» получил широчайшее распространение в сотнях публикаций, в том числе и в работах выдающихся ученых.

Лекция академика В. Л. Гинзбурга [2] при вручении ему Большой золотой медали им. М. В. Ломоносова посвящена именно этому вопросу. Название лекции «Излучение равномерно движущихся источников (эффект Вавилова–Черенкова, переходное излучение и некоторые другие явления)» и все ее

---

\*Часть текста выделена авторами работы [1].

содержание не оставляют никакого сомнения в том, что «излучение равномерно движущихся зарядов» — стратегическое направление развития российской науки. Докладчик подчеркнул это особо: «Конкретно в качестве темы настоящего доклада я мог выбирать между теорией сверхпроводимости, астрофизикой космических лучей и излучением равномерно движущихся источников. Я остановился на последней теме по двум причинам. Первая из них такова: я люблю этот круг вопросов. Конечно, слово «любовь» практически не встречается в научной литературе, но это лишь дань выработавшемуся стилю изложения. Фактически же все мы в науке, как и в жизни, что-то любим, а что-то не любим. Люблю я проблематику, связанную с излучением равномерно движущихся источников, вероятно, потому, что с ней связаны мои первые научные результаты, да и было это в молодости. Вторая причина, обусловившая выбор темы доклада, заключается в том, что излучение равномерно движущихся источников — это буквально российская и к тому же академическая тема».

Ни самого автора, удостоенного Большой золотой медали им. М. В. Ломоносова, ни слушателей лекции не смутило очевидное противоречие этого механизма законам сохранения энергии и импульса, к которым М. В. Ломоносов имеет прямое отношение. Он учил: «Все изменения, случающиеся в природе, происходят так, что если что-либо прибавится к чему-либо, то столько же отнимется от другого». Довольно очевидно, что если движущийся заряд излучает, то он с чем-то взаимодействует, и его кинетическая энергия, а следовательно, и скорость должны уменьшаться. Такое движение не может называться равномерным.

Проблематика, связанная с излучением равномерно движущихся зарядов, получила развитие и в книге В. Л. Гинзбурга и В. Н. Цитовича [3]. В самом начале главы, которая так и называется — «Излучение равномерно и прямолинейно движущегося заряда», авторы выразили свое категорическое несогласие со следствием, вытекающим из закона сохранения энергии: «В электродинамике многие годы господствовала догма, которую можно сформулировать так: равномерно и прямолинейно движущийся заряд не излучает. Фактически такое утверждение нуждается в уточнении даже при движении заряда в вакууме (см. ниже и /1, гл. 1/). Что касается движения с постоянной скоростью источника, не обладающего собственной частотой (заряда, постоянного диполя и т. д.), в среде или вблизи среды, то возникновение излучения можно считать даже не исключением, а правилом».

Аналогичное утверждение содержится в Нобелевской лекции И. Е. Тамма [4]: «В течение многих десятков лет всех молодых физиков учили, что свет (и электромагнитные волны вообще) могут излучаться только при неравномерном движении электрических зарядов. При доказательстве этой теоремы явно или неявно используется тот факт, что теория относительности не допускает движений со сверхсветовой скоростью; согласно этой теории

никакое материальное тело не в состоянии даже достичь скорости света. Тем не менее в течение долгого времени эта теорема считалась справедливой без всяких оговорок.

Более того, когда И. М. Франк и я уже разработали математически правильную теорию излучения Вавилова–Черенкова, мы все еще пытались разными способами, которые для нас самих сегодня уже непостижимы, примирить наши результаты с утверждением, что для излучения необходимо ускорение».

Это заявление выглядит очень странно. Во-первых, И. Е. Тамм не указал, что И. Ньютон и М. В. Ломоносов учили всех молодых физиков законам, которые запрещают излучение электромагнитных волн равномерно движущимися электрическими зарядами. Поэтому нельзя согласиться с И. Е. Таммом, когда он отвергает фундаментальные законы только потому, что авторы теории излучения Вавилова–Черенкова (ИВЧ), как следует из приведенной выше цитаты, не смогли найти правильное объяснение микроскопического механизма этого явления.

Во-вторых, совершенно убедительное доказательство «теоремы» привел сам И. Е. Тамм в соавторстве с И. М. Франком в более ранней работе [5]: «Отметим попутно, что в случае  $v < c$  законы сохранения в равной мере запрещают как испускание отдельного фотона, так и одновременно группы фотонов. Однако для сверхсветовой скорости такие процессы высшего порядка возможны, причем для них, очевидно, условие (4)\* не обязательно».

Как видим, авторы теории ИВЧ использовали абсолютно убедительное доказательство «теоремы», сославшись на законы сохранения энергии и импульса. Но тут же они прямо предлагают отказаться от законов сохранения в случае «сверхсветовой скорости заряда». Что это за «процессы высшего порядка», которые приводят к излучению фотона и даже группы фотонов без изменения кинетической энергии движущегося заряда, ни сами авторы работы [5], ни кто-либо другой не пытались пояснить. Это недопустимое исключение из законов сохранения и породило множество принципиальных ошибок, связанных с применением «механизма излучения при равномерном движении заряда» для описания эффекта Вавилова–Черенкова.

Но если авторы работы [5] согласились с тем, что законы сохранения энергии и импульса запрещают излучение зарядом, движущимся равномерно с досветовой скоростью, то из приведенных выше цитат из работ В. Л. Гинзбурга [2, 3] следует, что эти законы нужно отвергать при любых скоростях движущихся зарядов (переходное излучение и другие процессы).

---

\*Условие (4) следующее:  $\cos \theta = c/vn$ . Здесь, как обычно, используются следующие обозначения:  $c$  — скорость света в вакууме,  $v$  — скорость заряда,  $n$  — показатель преломления среды,  $\theta$  — угол между направлением скорости заряда и направлением излучения.

При этом авторы [2, 3] не сочли нужным как-то аргументировать такое отношение к фундаментальным законам физики.

Однако не все ученые согласны пренебрегать законами сохранения энергии и импульса. Так, например, в историческом обзоре М. Лауэ [6] под названием «Инерция и энергия», который был опубликован в журнале «Успехи физических наук» в 1959 г., когда «механизм излучения при равномерном движении заряда» получил уже довольно широкое распространение, было сформулировано резко противоположное отношение к закону сохранения энергии: «Когда же, в конце концов, около 1860 года закон сохранения энергии получил всеобщее признание, он сделался весьма быстро краеугольным камнем всего естествознания. Теперь всякая новая теория, особенно физическая теория, оценивалась прежде всего с точки зрения ее соответствия с законом сохранения энергии».

Из этой фразы следует, что любая теория, противоречащая закону сохранения энергии, является ошибочной. Однако в случае с «механизмом излучения при равномерном движении заряда» разрушение «краеугольного камня всего естествознания», напротив, стало придавать этому механизму смысл научного открытия.

Еще один авторитетный ученый — Э. Ферми высказал критическое замечание [7] относительно нового механизма, введенного И. Е. Таммом и И. М. Франком [1]: «Такое излучение было действительно наблюждено Черенковым. Нетрудно видеть, что оно происходит в таких интервалах частот, для которых фазовая скорость света в данной среде меньше скорости частицы. Теория такого излучения была развита Таммом и Франком, они пользовались методами, близкими к использованным нами, и получили близкие результаты. Следует указать, что, как вытекает из приведенных формул, черенковское излучение не представляет энергетические потери, которые следует добавлять к потерям, вычисленным по теории Бора, а образует часть потерь в теории Бора. Это видно из того обстоятельства, что формулы (30), (31), учитывающие черенковское излучение, в предельном случае малых плотностей ( $\varepsilon = 1$ ), когда поляризационные эффекты пренебрежимо малы, дают те же результаты, что и формула (32) теории Бора».

Как видим, Э. Ферми, рассчитывая потери энергии заряженной частицей, взаимодействующей с зарядами среды, даже не мог предположить, что при этом может нарушаться закон сохранения энергии. Он несколько раз отметил, что проводит расчет для частицы, движущейся в среде с постоянной скоростью. Более того, он рассчитывал поля в уравнениях Максвелла, зависящие не от времени, а от координаты, выполнив замену:  $d/dt = -vd/dx$ . Этим он подчеркнул, что постоянная скорость заряда — это чисто математический прием, который не требует отвергать фундаментальные физические законы. Он ясно указал, что ИВЧ обусловлено поляризационным взаимодействием движущегося заряда со средой и составляет часть полных энергетических по-

терь энергии. Кроме того, он обратил внимание на то, что авторы работы [1] ввели новый механизм генерации излучения, принципиально отличающийся от боровского.

На эти принципиально важные замечания Э.Ферми обратил внимание О.Бор. В приложении к книге Н.Бора «Прохождение атомных частиц через вещество» [8] в разд. 7, названном «Эффект Черенкова и его связь с проблемой торможения», он пишет: «В настоящем разделе мы обсудим некоторые черты эффекта Черенкова и, в частности, его связь с теорией торможения. Представляет интерес рассмотреть эффект как с микроскопической, так и с макроскопической точки зрения. В первом случае мы получим непосредственную связь с рассуждениями в разд. 6, вторая же точка зрения аналогична развитой Франком, Таммом и Ферми. С микроскопической точки зрения эффект Черенкова возникает из-за того, что часть энергии, передаваемой проникающей частицей, может впоследствии быть испущена как когерентное излучение. В предыдущем разделе не было необходимости учитывать этот эффект, поскольку в проблеме тормозной способности в первом приближении нужно рассматривать поведение электрона только во время соударения с частицей. Действительно, можно сказать, что потеря энергии частицей происходит в течение этого короткого промежутка времени, и на нее не влияет дальнейшее распределение энергии, переданной электрону. Из этих соображений становится очевидным, что эффект Черенкова соответствует части тормозной способности, оцененной в разд. 6, и не должен рассматриваться как дополнительный источник потерь энергии (см. Ферми /6/)).».

А.А.Тяпкин в своей статье [9] при обсуждении механизма генерации ИВЧ также использует приведенную выше цитату из книги Н.Бора [8], но с ошибкой в переводе. В его статье выражение «может впоследствии быть испущена как когерентное излучение» заменено на «излучается в виде когерентных электромагнитных волн». Эта неточность привела к принципиальной ошибке в объяснении механизма взаимодействия заряда, движущегося в среде со скоростью меньшей фазовой скорости света.

В настоящее время уже имеется довольно много критических замечаний в адрес «механизма излучения при равномерном движении заряда», но все они весьма краткие и не ставят под сомнение сам механизм, противоречащий фундаментальным законам физики. Поэтому, в соответствии с советом А.А.Логунова, приведенным в качестве эпиграфа к данной статье, ниже будет представлено детальное обсуждение «механизма излучения при равномерном движении заряда». Начнем детальное обсуждение с механизма излучения Вавилова–Черенкова.

## 1. ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА–ЧЕРЕНКОВА

В основополагающей работе [1] авторы рассматривали электрон, движущийся с постоянной скоростью в бесконечной среде. Расчет излучения

в видимой области спектра проводился с помощью уравнений классической электродинамики, в которых прозрачная среда характеризуется показателем преломления  $n$ . Начинается расчет в работе [1] с дифференциального уравнения, которое явно указывает на реальный микроскопический механизм ИВЧ:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} + \sum_s \omega_s^2 \mathbf{P}_s = \alpha \mathbf{E}, \quad (1)$$

$\alpha$  — объемная поляризуемость среды.

Уравнение (1) описывает изменение поляризации среды  $\mathbf{P}$  под действием электрического поля  $\mathbf{E}$  движущегося заряда. В рамках классической макроскопической теории среда представляется состоящей из атомных осцилляторов, характеризующихся собственными частотами  $\omega_s$ . Классическая теория Х.Лоренца на основе механики Ньютона наглядно объясняет принципы взаимодействия электрического поля со средой.

Система упруго связанных зарядов непосредственно присутствует в теоретических рассуждениях механизма ИВЧ, поскольку описываются электромагнитные колебания достаточно низкой частоты в однородной прозрачной среде, диэлектрическая проницаемость которой  $\varepsilon(\omega)$  явным образом зависит от числа электронов в единице объема  $N$  в виде:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{4\pi N e^2}{m(\omega_s^2 - \omega^2)}, \quad (2)$$

где  $e$  — заряд электрона;  $m$  — масса электрона.

В вакууме  $N = 0$ , атомные осцилляторы вообще отсутствуют, поэтому  $\varepsilon(\omega) = 1$  и равномерно движущийся заряд не излучает. Дисперсия в материальной среде возникает в результате вынужденных колебаний атомных электронов и ионов под воздействием переменного поля электромагнитных волн. Изменение фазовой скорости света в среде есть результат интерференции волн, возбужденных многими движущимися зарядами, каждая из которых в отдельности распространяется со скоростью света в вакууме  $c$ .

Авторы работы [1] подменили пренебрежение радиационными потерями энергии на ограниченном участке траектории электрона в среде «механизмом излучения при равномерном движении заряда». После этого все авторы публикаций об ИВЧ стали единодушно утверждать, что в вакууме равномерно движущаяся частица не излучает, потому что она не может достичь скорости света, а в среде частица может двигаться со скоростью, превышающей фазовую скорость света, и испустить излучение при равномерном и прямолинейном движении.

Это принципиально ошибочное утверждение укоренилось во всех учебниках, справочниках и энциклопедиях после того, как появился «механизм излучения при равномерном движении заряда». Все авторы и читатели понимают,



что в вакууме заряженная частица движется равномерно и прямолинейно и не излучает ни в каком частотном диапазоне. При этом авторы не напоминают читателям «теорему» или «догму», которая утверждает, что для излучения движущегося заряда необходимо ускорение. Когда частица движется в вакууме, то она не излучает не потому, что ее скорость оказывается меньше фазовой скорости электромагнитных волн в любом спектральном диапазоне. Она не излучает потому, что в вакууме отсутствуют электрические заряды и поля, взаимодействуя с которыми, она могла бы излучать. Формально в уравнениях электродинамики это обстоятельство подчеркивается величиной диэлектрической проницаемости вакуума  $\varepsilon = 1$ . В вакууме заряженная частица, конечно, движется равномерно и прямолинейно.

В среде же движущаяся частица взаимодействует со множеством зарядов различной полярности, она движется в полях различной силы и направления, и это движение, разумеется, не может быть равномерным. Поскольку нас интересуют в данном случае только дальние взаимодействия, то мы обсуждаем модель среды, которая представляется достаточно однородной и электрически нейтральной в некотором спектральном диапазоне. Присутствие в среде множества связанных зарядов формально описывается уравнением (1), характеризующим изменение поляризации под действием электрического поля.

Уравнение (2) фигурирует во многих публикациях, описывающих дисперсию среды и эффект Вавилова–Черенкова. Более того, некоторые авторы (см., например, [9, 10]) решительно настаивают (вполне справедливо) на том, что ИВЧ испускает не движущийся в среде заряд, а осциллирующие молекулы и атомы. Даже В. Л. Гинзбург [11] почти согласился с таким объяснением процесса испускания ИВЧ, но никто из авторов, тем не менее, не ставит под сомнение «механизм излучения при равномерном движении заряда».

Наибольший интерес с этой точки зрения представляет статья И. Е. Тамма под характерным названием «Излучение, вызываемое равномерно движущимися электронами» [12]. Это название по своему физическому смыслу отличается от названия основополагающей статьи И. Е. Тамма и И. М. Франка [1], которое они сформулировали таким образом: «Когерентное излучение быстрого электрона в среде». Название статьи [12] специально указывает на то, что движущийся в среде электрон вызывает, но не испускает ИВЧ. Об этом И. Е. Тамм прямо написал в конце первого параграфа: «С точки зрения микроскопической теории рассматриваемое излучение не испускается непосредственно электроном, а имеет своей причиной когерентные колебания молекул среды, возбуждаемых электроном».

После такого заявления необходимо было отказаться от «механизма излучения при равномерном движении заряда», поскольку электроны в составе молекул, испускающие ИВЧ, не могут при этом двигаться равномерно. Вы-

зывающий излучение электрон, раскачивающий молекулы среды, также не может двигаться равномерно, в соответствии с законами механики. Никто из авторов многочисленных публикаций о механизме ИВЧ почему-то не смог сделать правильный вывод из этого очень важного заявления И. Е. Тамма.

В шестом параграфе статьи [12] И. Е. Тамм рассмотрел задачу с точки зрения наблюдателя, движущегося вместе с электроном. Используя преобразования Лоренца, он вычислил радиальную  $\mathbf{E}'_\rho$  и продольную  $\mathbf{E}'_z$  компоненты электрического поля и электрической индукции  $\mathbf{D}'_\rho$  и  $\mathbf{D}'_z$ , а также магнитной индукции  $\mathbf{B}'_\phi$  в цилиндрической системе координат, связанной с покоящимся электроном, мимо которого движется среда:

$$\mathbf{E}'_\rho = \frac{e\beta}{2c\sqrt{1-\beta^2}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega\xi} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{\partial a}{\partial \rho} d\omega, \quad (3)$$

$$\mathbf{E}'_z = \frac{ie}{2c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega\xi} \left(\frac{1}{\beta^2 n^2} - 1\right) \omega a d\omega, \quad (4)$$

$$\mathbf{D}'_\rho = \frac{e\beta}{2c\sqrt{1-\beta^2}} \left(1 - \frac{1}{\beta^2}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega\xi} \frac{\partial a}{\partial \rho} d\omega, \quad (5)$$

$$\mathbf{D}'_z = \frac{ie}{2c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega\xi} \left(\frac{1}{\beta^2} - n^2\right) \omega a d\omega, \quad (6)$$

$$\mathbf{B}'_\phi = \frac{e\beta}{2c\sqrt{1-\beta^2}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega\xi} \left(\frac{1}{n^2} - 1\right) \frac{\partial a}{\partial \rho} d\omega, \quad (7)$$

где

$$\xi = -\frac{z'\sqrt{1-\beta^2}}{\mathbf{v}}, \quad (8)$$

$z'$  — координата в системе координат покоящегося электрона;  $\mathbf{v}$  — скорость среды;  $n$  — показатель преломления среды;  $c$  — скорость света в вакууме;  $\beta = \mathbf{v}/c$  — относительная скорость среды;  $a$  — цилиндрическая функция, удовлетворяющая уравнению Бесселя

$$\frac{\partial^2 a}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial a}{\partial \rho} + s^2 a = 0, \quad (9)$$

где

$$s^2 = \frac{\omega^2}{\mathbf{v}^2} (\beta^2 n^2 - 1). \quad (10)$$

Очевидно, что электрическое поле, описываемое формулами (3) и (4), не является полем покоящегося заряда, поскольку оно зависит от скорости движущейся мимо него среды. Остается только сделать вывод, что заряд движется относительно инерциальной системы координат, но И. Е. Тамм сделал иное заключение: «Таким образом, поле в системе покоя электрона является стационарным, как это и должно быть, напряженность магнитного поля  $\mathbf{H}$  исчезает, но магнитная индукция  $\mathbf{B}$  отлична от нуля, если  $n \neq 1$ . Это объясняется изменением поляризации среды при движении через неоднородное электрическое поле электрона».

Далее он вычислил силу, с которой движущаяся среда действует на находящийся в покое электрон и которая направлена антипараллельно скорости электрона в системе координат, связанной со средой:

$$\mathbf{F}' = \frac{e^2}{c^2} \int_{\beta n > 1} \omega d\omega \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right). \quad (11)$$

Здесь приходится говорить о противоречии всем трем законам Ньютона. Противоречие первому закону Ньютона очевидно, поскольку этот закон определяет равномерное движение тела как особый процесс, когда на движущееся или покоящееся тело не действуют никакие внешние силы, а выражение (11) описывает силу, с которой среда действует на покоящийся электрон.

Как известно, второй закон Ньютона определяет ускорение тела под действием силы\*, а И. Е. Тамм утверждает, что среда действует на электрон с силой  $\mathbf{F}'$ , и электрон, тем не менее, находится в покое. Для завершения такого рода логического построения автору пришлось отбросить и третий закон Ньютона, который утверждает, что действие должно быть равно противодействию. В расчете же оказывается, что движущаяся среда действует на электрон с силой  $\mathbf{F}'$ , но электрон ей не противодействует, поскольку остается в покое. Казалось бы, такое вопиющее противоречие всем законам механики требует пересмотра самого механизма взаимодействия, но автор не обратил никакого внимания на это противоречие.

Во всех публикациях, посвященных ИВЧ (списки публикаций можно найти, например, в [13–16]), авторы обычно приводят аргументацию, подобную той, которая используется в работе [17]: «Имея в виду эти вопросы, можно прежде всего напомнить следующее общеизвестное положение: *свободный* электрон, движущийся прямолинейно и равномерно в пустом пространстве, не может излучать свет за счет своей кинетической энергии. Опираясь на основы теории относительности, к такому заключению можно прийти сразу же, если ввести инерциальную систему отсчета, в которой рас-

---

\*Релятивистская поправка ко второму закону Ньютона не меняет его сути.

сматриваемый электрон покоится и в которой, следовательно, энергия, необходимая для излучения фотона при заданных условиях, равна нулю. Однако, как хорошо известно, электрон в состоянии равномерного движения *в среде* дает такое излучение — излучение Вавилова–Черенкова».

В приведенной цитате из работы Д. В. Скобельцына [17] четко представлен логический тупик, из которого почему-то никто не увидел выхода. С одной стороны, неопровержимо доказано, что в инерциальной системе отсчета, связанной с равномерно движущейся заряженной частицей, «энергия, необходимая для излучения фотона при заданных условиях, равна нулю», т. е. излучение невозможно. С другой стороны, используемые для доказательства этого положения фундаментальные принципы предлагается отбросить при объяснении механизма генерации ИВЧ только потому, что это «хорошо известно».

Если использовать чисто научный подход к решению этой проблемы, то из указанного логического тупика есть только два выхода:

1. Убедительно обосновать возможность отмены законов сохранения энергии и импульса. Этого никто не смог сделать.
2. Признать, что то, что «хорошо известно», содержит ошибку, и найти иное объяснение механизма ИВЧ, которое бы не противоречило законам сохранения энергии и импульса.

Строго аргументированный выбор подсказал М. Лауэ [6] (см. цитату на с. 1115). Он отметил, что закон сохранения энергии является «краеугольным камнем всего естествознания». По прошествии теперь уже 150 лет его статус не изменился. Правда, и «механизм излучения при равномерном движении заряда» тоже используется более 70 лет, но в очевидном противоречии с фундаментальными законами. Поэтому я выбрал второй путь и не ограничился критическими замечаниями в адрес «механизма излучения при равномерном движении заряда», а предложил наглядное объяснение механизма генерации ИВЧ [18] в строгом соответствии с законами механики Ньютона, не требующее нарушения законов сохранения энергии и импульса.

Следует отметить, что так называемые «сверхсветовые» скорости движущегося в среде заряда иногда оказываются довольно далекими от релятивистских ( $n \gg 1$ ), а кроме того, иногда они вовсе не являются «сверхсветовыми», как, например, в случае возбуждения переходного излучения. Это еще раз наводит на мысль об ошибочности «механизма излучения при равномерном движении заряда».

Для описания механизма генерации ИВЧ рассмотрим, как обычно, заряженную частицу, движущуюся в прозрачной среде, обладающей дисперсией. Разумеется, при движении в среде частица будет терять энергию в результате близких и далеких соударений с зарядами среды. Мы избираем такую модель, в которой пренебрегаем всеми потерями энергии, и будем считать скорость частицы постоянной на всей ее траектории. Этот чисто математи-

ческий прием ни в коем случае не позволяет считать частицу движущейся равномерно и прямолинейно и отвергать законы сохранения энергии и импульса. Это предположение указывает на то, что взаимодействия, которые мы будем рассматривать, не приводят к отклонению траектории заряда от прямолинейной, а потери энергии не изменяют существенно результат расчета. В принципе, эти потери энергии можно было бы учесть\*, но при постоянной скорости заряда обеспечиваются условия конструктивной интерференции ИВЧ вдоль траектории движущегося в среде заряда, и результат расчета выглядит очень эффектно — излучение оказывается остронаправленным.

Рассмотрим процесс электромагнитного взаимодействия движущегося в среде заряда с атомом, находящимся на расстоянии  $r_1$  от его траектории. Напряженность поля в некоторой точке  $M$ , удаленной от траектории заряда, можно выразить с помощью потенциалов Лиенара–Вихерта:

$$\mathbf{E} = \frac{e \mathbf{r}(1 - \beta^2)}{4\pi\epsilon \mathbf{r}^3(1 - \beta^2 \sin^2 \phi)^{3/2}}, \quad (12)$$

где  $\mathbf{r}$  — вектор, направленный в точку  $M$  из текущего положения движущегося заряда;  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды;  $\phi$  — угол между вектором  $\mathbf{r}$  и вектором скорости частицы.

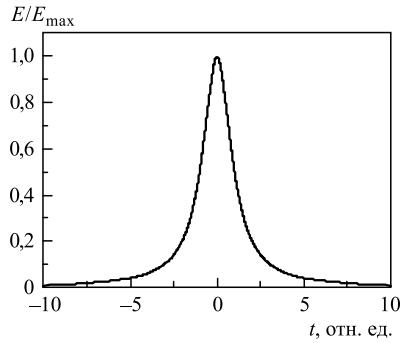


Рис. 1. Изменение поля в точке  $M$ , создаваемого движущимся зарядом при условии  $\beta n(\omega_1) < 1$ . Время  $t=0$  соответствует моменту, когда поле в точке  $M$  достигает максимального значения

в точке  $M$  в соответствии с уравнением (1). Точка  $M$  находится на таком расстоянии от траектории заряда, где частица затратит на поляризацию атома

На рис. 1 показан характер изменения поля в точке  $M$  за время пролета заряда через среду с постоянной скоростью, меньшей фазовой скорости света на частоте  $\omega_1$ . Точка  $M$  находится на таком расстоянии от траектории заряда, где максимальная величина поля не приводит к ионизации атома. Поле, создаваемое в точке  $M$  движущимся с постоянной скоростью зарядом, является неизлучаемым. Величина поля движущегося заряда убывает как  $r^{-2}$  в соответствии с выражением (12).

Очевидно, что движущийся заряд будет поляризовать атомы, находящиеся в

\*Например, в работе Пафомова [19] учтено даже влияние многократного рассеяния, которым мы тоже пренебрегаем в рамках избранной модели.

энергию, соответствующую частоте  $\omega_1$ , на которой скорость спадания напряженности поля световой волны с частотой  $\omega_1$  оказывается больше скорости спадания поля удаляющегося заряда (т.е. при условии  $\beta n(\omega_1) < 1$ ). Приближающийся к точке  $M$  заряд поляризует находящийся там атом, который затем успевает возратить затраченную на его поляризацию энергию удаляющейся частице в соответствии с третьим законом Ньютона (действие равно противодействию).

Временная зависимость поляризации связанных зарядов будет изменяться по закону, представленному на рис. 1, а пролетающий мимо заряд не вызовет их колебаний на частоте  $\omega_1$ . Поэтому приходится констатировать, что на частоте  $\omega_1$  при условии  $\beta n(\omega_1) < 1$  движущаяся в среде частица не вызывает излучения. Причем отсутствие излучения на частоте  $\omega_1$  объясняется характером взаимодействия движущейся частицы со средой, но никак не деструктивной интерференцией испускаемого этой частицей излучения, как это представляют все авторы, использующие для описания ИВЧ «механизм излучения при равномерном движении заряда».

В соответствии с представленным здесь реальным механизмом движущаяся в среде частица затрачивает на поляризацию всех атомов, находящихся на расстоянии  $r_1$  от ее траектории, одну и ту же энергию. Поскольку на рассматриваемых здесь частотах среда является однородной, то все радиальные силы уравниваются и траектория частицы в рамках нашей модели остается прямолинейной. После пролета заряженной частицы мимо точки  $M$  поляризованные ею атомы возвращаются в основное состояние без излучения, а частица в результате такого взаимодействия со средой сохраняет свою энергию. Однако даже в таком случае ее движение нельзя назвать равномерным, в соответствии с первым законом Ньютона, поскольку она все же взаимодействует со связанными зарядами, находящимися вокруг ее траектории.

Точно такой же результат получается и при рассмотрении этого процесса с помощью уравнений классической макроскопической электродинамики. Обычно авторы многочисленных публикаций об эффекте Вавилова–Черенкова записывали окончательное выражение для векторного потенциала (частица движется вдоль оси  $z$ ) при условии  $\beta n(\omega_1) < 1$  в виде

$$\mathbf{A}_z(\omega_2) = \frac{q}{c\sqrt{2\pi\sigma\rho}} \exp \left[ -\sigma\rho + i\omega_2 \left( t - \frac{z}{v} \right) \right], \quad (13)$$

где

$$\frac{\omega^2}{v^2} (\beta^2 n^2 - 1) = -\sigma^2. \quad (14)$$

При этом они специально подчеркивали, что векторный потенциал в выражении (13) быстро убывает с увеличением  $\rho$ . Однако все авторы публикаций об ИВЧ, в том числе и те, кто пришли к выводу, что ИВЧ излучает среда, а не движущаяся частица, единодушно утверждают, что в допороговой

области излучение гасится за счет деструктивной интерференции (см., например, [9, 15, 16]). Совершенно ясно, что уравнение (13) указывает, что величина векторного потенциала в волновой зоне стремится к нулю и без деструктивной интерференции. Рассуждения о деструктивной интерференции свидетельствуют о том, что понимания реального механизма взаимодействия заряженной частицы со средой до сих пор не существовало.

Если отсутствие излучения в допороговой области объяснять деструктивной интерференцией, то исключение из закона сохранения энергии, предложенное И. Е. Таммом и И. М. Франком (см. цитату на с. 1114), не позволяет уйти и при «досветовой» скорости заряда от тех же противоречий фундаментальным законам, которые порождает «механизм излучения при равномерном движении заряда». Деструктивная интерференция должна наблюдаться в волновой зоне, куда электромагнитные колебания, генерированные равномерно движущимся зарядом в разных точках его траектории, должны приходить в противофазе спустя некоторое время после того, как они были испущены. Отсюда следует вывод, что закон сохранения энергии при «досветовой» скорости заряда тоже не действует, поскольку движущийся заряд все же испускает излучение, которое затем исчезает в волновой зоне в результате интерференции. Представленное же выше объяснение реального взаимодействия движущегося с «досветовой» скоростью заряда с атомами среды не требует никакого нарушения фундаментальных законов.

Выше мы рассмотрели взаимодействие заряда, движущегося с скоростью, меньшей фазовой скорости света ( $\beta n(\omega_1) < 1$ ), с атомами среды и не обнаружили никаких «процессов высшего порядка», для объяснения которых требовалось бы отбрасывать фундаментальные законы. Правда, при таком взаимодействии поляризованные атомы среды не излучают полученную от движущегося заряда энергию, а возвращают ее ему.

Поскольку мы обсуждаем излучение, возбуждаемое зарядом в среде, обладающей дисперсией, то далее мы перейдем к обсуждению взаимодействия движущегося с прежней скоростью заряда с той же средой, но на частоте  $\omega_2$ , на которой этот заряд стал «сверхсветовым» ( $\beta n(\omega_2) > 1$ ), т. е. когда, по мнению авторов работы [5], должны появиться «процессы высшего порядка», требующие нарушения фундаментальных законов.

Если заряженная частица движется в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость света в среде на некоторой частоте  $\omega_2$ , то она также поляризует атом, находящийся в точке  $K$  на некотором расстоянии от ее траектории. Однако скорость спадания поля, создаваемого удаляющейся частицей при условии  $\beta n(\omega_2) > 1$ , превышает фазовую скорость колебаний диполя (рис. 2). Структура среды такова, что фазовая скорость колебаний диполя на частоте  $\omega_2$  не может быть выше той, которая определена показателем преломления на этой частоте  $\omega_2$ , поскольку соседние атомы среды взаимодействуют между собой.

Приближающаяся к точке  $K$  частица поляризует атомы, затрачивая на это энергию, соответствующую частоте  $\omega_2$ . Поскольку частица движется со скоростью, превышающей фазовую скорость света в среде на частоте  $\omega_2$ , то поле диполя не может следовать за полем пролетающей мимо частицы и атом не может возратить ей энергию, затраченную на поляризацию. После удаления частицы от точки  $K$  поляризованный атом совершает колебания на частоте  $\omega_2$  и излучает энергию, полученную в процессе поляризации.

В результате все поляризованные атомы, находящиеся на расстоянии  $r_2$  от траектории заряда, совершая свободные колебания с одинаковой частотой, излучают полученную от частицы энергию в полном соответствии с законом сохранения энергии. Каждый атом испускает дипольное излучение на частоте  $\omega_2$  в момент, когда его поляризация достигает максимального значения. Поэтому все атомы, находящиеся вдоль траектории частицы на расстоянии  $r_2$ , будут излучать с некоторой задержкой, зависящей от скорости движения заряда, а энергия и скорость частицы будут уменьшаться.

Все поляризованные атомы испускают дипольное излучение, поляризованное в плоскости, образуемой векторами  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{r}$ . В результате интерференции с ограниченного участка траектории частицы, на котором скорость ее остается достаточно постоянной, излучение в волновой зоне приобретает соответствующее угловое распределение и оказывается поляризованным таким образом, что электрический вектор лежит в плоскости излучения и направлен перпендикулярно лучу.

Приведенное выше объяснение механизма генерации ИВЧ ясно указывает, что излучение возникает в результате электромагнитного взаимодействия движущегося заряда с атомами среды, т.е. нет никаких оснований для «механизма излучения при равномерном движении заряда». Разумеется, в рамках некоторой модели можно предположить, что частица, возбуждающая ИВЧ, движется с постоянной скоростью по бесконечной траектории, как это и было исполнено в работе [1]. Однако авторы настолько увлеклись идеей «механизма излучения при равномерном движении заряда», что даже не отметили, что в расчете пренебрегают потерями энергии. В результате расчет для бесконечной траектории заряда показал, что конструктивная интерференция излучения, возбуждаемого в среде этим зарядом, формирует в волновой зоне

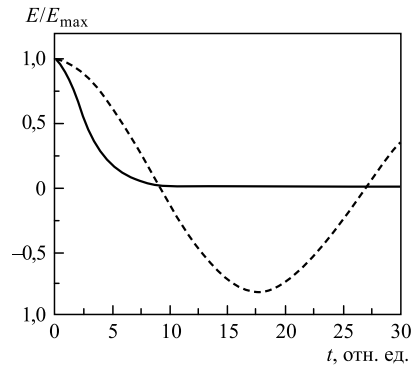


Рис. 2. Характер изменения поля, создаваемого движущейся частицей в точке  $K$  (сплошная линия), и поля поляризованного атома при условии  $\beta n(\omega_2) > 1$  (штриховая)



остронаправленное излучение только под углом

$$\theta = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right). \quad (15)$$

Отсюда непосредственно следует и пороговое условие:

$$\beta n = 1. \quad (16)$$

Эти искусственно выведенные характеристики ИВЧ приводятся во всех учебниках и энциклопедиях, хотя они никогда не наблюдались и не могут быть наблюдаемы в реальном эксперименте\*. Реальный же микроскопический механизм дает ясное представление о процессе генерации ИВЧ поляризованными атомами в виде дипольного излучения. Предложенное в работе [18] объяснение механизма генерации ИВЧ предполагает конструктивную интерференцию волн, испускаемых поляризованными атомами среды, находящимися вдоль траектории частицы на ограниченном ее участке.

Совершенно очевидно, что достаточно постоянная скорость движения заряда в среде может быть только на ограниченном, но, ни в коем случае, не бесконечном участке траектории, поскольку скорость заряда уменьшается как за счет радиационных, так и ионизационных потерь энергии. Условием такой конструктивной интерференции является незначительное изменение скорости частицы за период  $T$  электромагнитных колебаний:

$$\frac{Td(\beta n)}{dt} \ll 1. \quad (17)$$

Неравенство (17) указывает на то, что в реальных условиях заряженная частица может обеспечить когерентное ИВЧ только на ограниченном участке траектории в среде. В результате потери энергии условие когерентного сложения волн, испускаемых поляризованными атомами на начальном участке траектории заряда, нарушается, а еще более глубоко находящиеся поляризованные атомы утрачивают способность к излучению. Поэтому свойства ИВЧ, описываемые уравнениями (15) и (16), являются сугубо модельными. В реальных экспериментальных условиях ИВЧ имеет некоторое угловое распределение, а порог при условии (16) отсутствует. Сравнение скорости частицы с фазовой скоростью света позволяет отметить изменения характера взаимодействия движущейся частицы со средой, поэтому учет только начальной скорости частицы приводит к серьезным ошибкам.

---

\*Некоторые авторы предлагают поддерживать постоянную скорость частицы с помощью внешнего поля, но такое движение тем более не может называться равномерным, как это определено первым законом Ньютона. Внешнее поле нельзя создать на бесконечной траектории заряда. Кроме того, внешнее поле создаст дополнительную поляризацию среды, что существенно изменит начальные условия.

Экспериментальное подтверждение обсуждаемых здесь свойств ИВЧ и их отличие от характеристик, вытекающих из идеализированной модели, продемонстрировано в работах [20–25]. Там показано, что ИВЧ, возбуждаемое ускоренными электронами в реальных радиаторах, имеет довольно широкое угловое распределение и излучение не исчезает при выполнении порогового условия (16), а наблюдается и при энергии значительно меньшей пороговой. Правда, в излучение, возбуждаемое в радиаторе конечной толщины, вносит вклад переходное излучение, которое испускают поляризованные атомы, находящиеся на границах среды с вакуумом. Однако в таком случае эти два эффекта невозможно разделить, и угловое распределение является реальной характеристикой излучения, возбуждаемого заряженной частицей в слое вещества. Утверждение, что заряженная частица испускает ИВЧ только под углом  $\Theta = \arccos(1/\beta n)$  [26–28], является принципиально неверным.

Важно особо подчеркнуть, что процесс генерации ИВЧ носит двухступенчатый характер: сначала движущийся в среде заряд передает часть энергии атомам среды, а излучение происходит в результате неравномерного движения зарядов, из которых состоит среда. Неравномерное движение связанных зарядов в поляризованном атоме (молекуле) — это как раз и есть тот микроскопический тормозной механизм, ответственный за излучение Вавилова–Черенкова. Движущийся в среде заряд расходует кинетическую энергию на поляризацию среды и тоже движется неравномерно, следовательно, нет никаких зарядов, участвующих в процессе генерации ИВЧ, которые бы двигались равномерно.

Из приведенных выше цитат видно, что все авторы публикаций, использующие «механизм излучения при равномерном движении заряда», ясно представляют, что этот механизм противоречит законам сохранения энергии и импульса, и пытаются найти какой-нибудь выход, не требующий отказа от этого механизма. Чаще всего используется утверждение, что энергия ИВЧ составляет незначительную часть от кинетической энергии частицы и поэтому ее движение с большой точностью можно считать равномерным и прямолинейным [15, 16, 29].

Правда, после такого утверждения должен последовать вопрос: «А с какой точностью выполняется первый закон Ньютона?» Ясно, что ответ на этот вопрос не позволит настаивать на справедливости «механизма излучения при равномерном движении заряда». Чтобы как-то скрыть противоречие первому закону Ньютона, многие авторы утверждают, что движущаяся в среде частица испускает ИВЧ без какого-либо взаимодействия, т. е. спонтанно: излучение само «отрывается» от слишком быстро движущейся частицы [16, 29–31]. Пытаясь уйти от нарушения законов механики, они затем рассматривают «реакцию излучения на движущуюся частицу», которая, по мнению авторов, уже не имеет отношения к самому «механизму излучения при равномерном движении заряда». Реальный микроскопический механизм генерации ИВЧ

не требует никаких уловок для его объяснения, потому что этот механизм действует строго в рамках законов механики.

Конечно, идеализированный случай излучения движущимся в среде по бесконечной траектории зарядом выглядит очень интригующе, однако, как было показано выше, он совершенно искажает реальный механизм ИВЧ. На схеме, обычно используемой для объяснения эффекта Вавилова–Черенкова, показано, что излучение испускает

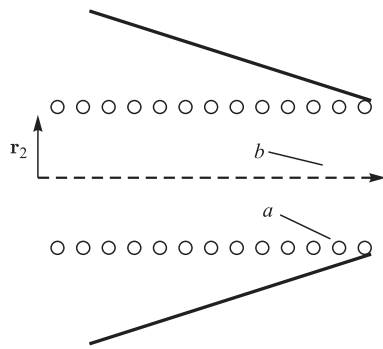


Рис. 3. Схема эффекта Вавилова–Черенкова:  $b$  — траектория заряда, движущегося в среде;  $a$  — атомы, поляризованные полем движущегося заряда

движущаяся в среде частица, что является принципиальной ошибкой. Поэтому при объяснении эффекта Вавилова–Черенкова необходимо использовать схему, представленную на рис. 3, которая отображает реальный механизм генерации ИВЧ.

Расстояние  $r_2$  на рисунке определяется энергией кванта, который испускает поляризованный атом, и может быть вычислено по формуле (12), как было показано выше, для частоты, на которой происходит излучение.

Таким образом, реальный микроскопический механизм ИВЧ показывает, что и в этом явлении так же, как и во всех известных ранее процессах излучения заряда в электрическом или магнитном

поле, излучают заряды, движущиеся с ускорением. Следовательно, «теорема», «догма» или «положение», как его стали называть известные ученые, согласно которому равномерно движущийся заряд не может излучать никогда, являясь прямым следствием закона сохранения энергии, подтверждается и механизмом ИВЧ. Никаких «процессов высшего порядка», требующих нарушения фундаментальных законов, и в этом случае обнаружить не удалось.

В эффекте Вавилова–Черенкова излучают атомы среды, а не движущаяся частица, хотя она расходует кинетическую энергию на ИВЧ подобно тому, как она расходует энергию и на ионизацию атомов, которые затем испускают характеристическое излучение в результате перехода возбужденного атома на более низкий уровень энергии.

Разумеется, механизм ИВЧ имеет свои особенности и отличается от механизмов тормозного излучения и характеристического излучения, возбуждаемых движущимся в среде зарядом, но общим для них является процесс электромагнитного взаимодействия движущегося заряда с атомами среды.

В вакууме движущийся заряд не возбуждает ни ИВЧ, ни характеристического, ни тормозного излучения, потому что там нет зарядов, с которыми он

бы мог взаимодействовать. Необходимым условием возбуждения ИВЧ является присутствие большого количества связанных зарядов (молекул, атомов), которые замедляют распространение электромагнитной волны, если ее длина значительно больше расстояния между атомами. Для отдельного атома или нескольких атомов, находящихся в вакууме, такой процесс излучения невозможен, поскольку их поляризация будет изменяться со скоростью света в вакууме и пролетающий мимо заряд успеет снять поляризацию при удалении.

Рассматриваемый процесс возбуждения ИВЧ в твердом теле характеризуется строгой осевой симметрией относительно траектории частицы, поскольку среда представляется однородной в масштабе оптических длин волн. Следовательно, нет никаких оснований ожидать малейшего отклонения частицы от прямолинейной траектории. Подчеркнем, что здесь речь не идет о пренебрежении малыми отклонениями, как это отмечалось в квантовой теории [32], а решение задачи принципиально является строго симметричным относительно траектории заряженной частицы. Однако движущаяся частица расходует кинетическую энергию на поляризацию среды, когда происходит излучение. В результате она замедляется в полном соответствии с законом сохранения энергии. Но это торможение является следствием потери энергии на поляризацию среды, а не причиной генерации ИВЧ. Именно в этом состоит принципиальное отличие механизма генерации ИВЧ от механизма тормозного излучения. Это различие обусловлено тем, что движущаяся в среде частица возбуждает ИВЧ перпендикулярной компонентой своего поля, в то время как тормозное излучение возбуждается продольной компонентой поля движущегося заряда.

Предложенное в работе [18] объяснение механизма ИВЧ подтверждает его тормозной характер, но отличие его от механизма тормозного излучения, которое испускает частица, движущаяся в поле атомного ядра, настолько существенно, что их никак невозможно отождествлять. Вместе с тем и утверждать, что между механизмом тормозного излучения и механизмом ИВЧ «нет ничего общего», было бы очевидным преувеличением.

В настоящее время уже имеется достаточно информации, чтобы понять, что в результате взаимодействия движущегося заряда со средой иногда возникает ИВЧ (далекие взаимодействия), характеристическое рентгеновское излучение (более близкие взаимодействия), тормозное излучение при движении частицы в электрическом поле атомных ядер (очень близкие взаимодействия). Все эти три процесса характеризуются своими особенностями, которые делают их сильно отличающимися друг от друга, хотя в их основе лежит один и тот же механизм электромагнитного взаимодействия зарядов. Именно это обстоятельство специально подчеркивали Э.Ферми [7] и О.Бор [8], но их замечания оставались без внимания до настоящего времени.

Правильное понимание механизма ИВЧ непосредственно устанавливает и спектральное ограничение для эффекта Вавилова–Черенкова. Из приве-

денного выше объяснения механизма ИВЧ становится очевидным, что ионизованный полем налетающей частицы атом не может испускать ИВЧ на частотах, превышающих частоту  $K$ -линии характеристического рентгеновского излучения. При передаче столь большой энергии источнику ИВЧ — атому последний не может быть поляризован, а оказывается полностью разрушенным [33]. Отсюда следует, что ИВЧ в рентгеновском и тем более в гамма-диапазонах исключается полностью. Авторы работ [34, 35], выступившие с такими предложениями, чисто формально использовали условие  $n > 1$  для расчета излучения релятивистских частиц за спектральной границей ИВЧ. Именно использование «механизма излучения при равномерном движении заряда» привело к серьезным искажениям спектральных характеристик эффекта Вавилова–Черенкова.

Косвенно на наличие коротковолновой границы ИВЧ указал Э. Ферми, когда он разделил электромагнитные взаимодействия движущегося в среде заряда на далекие и близкие [7]. Далекие взаимодействия он рассматривал методом макроскопической электродинамики, но не стал распространять его на близкие взаимодействия. Авторы публикаций [34, 35] не обсуждают этот подход Э. Ферми, а просто распространяют метод макроскопической электродинамики на область близких взаимодействий, мотивируя этот шаг понятием «зона формирования». Вопрос о «зоне формирования» будет подробно обсуждаться ниже в данной статье в связи с рентгеновским переходным излучением.

Следует отметить еще одно заблуждение, вызванное «механизмом излучения при равномерном движении заряда». Многие авторы [36–38] обсуждают различные варианты (нормальный, аномальный) эффекта Доплера. Идея эффекта Доплера в процессе генерации ИВЧ возникла в результате ошибочного объяснения механизма ИВЧ, которое предполагает испускание излучения непосредственно движущимся зарядом. Выше было убедительно доказано, что ИВЧ испускают поляризованные атомы среды, а не движущийся заряд. Если приемник излучения не движется относительно среды, испускающей ИВЧ, то никакого эффекта Доплера, естественно, при этом не может быть.

Подводя итог проведенному здесь обсуждению «механизма излучения при равномерном движении заряда» применительно к эффекту Вавилова–Черенкова, приходится констатировать ошибочность этого механизма. Более того, установившееся представление об эффекте Вавилова–Черенкова должно быть существенно изменено:

1. ИВЧ испускает не движущийся заряд, а поляризованные им атомы среды в виде дипольного излучения.
2. При движении заряда в среде происходит его взаимодействие со всеми зарядами, из которых состоит среда, но механизмы этих взаимодействий существенно отличаются. Характер взаимодействия зависит от расстояния между зарядами среды и траекторией частицы.

3. Механизм генерации ИВЧ носит тормозной характер, но принципиально отличается от механизма тормозного излучения.

4. Движущаяся в среде частица возбуждает ИВЧ перпендикулярной компонентой своего поля, в то время как тормозное излучение возбуждается продольной компонентой.

5. В реальных условиях ИВЧ наблюдается не только под углом  $\theta = \arccos(1/\beta n)$ , но оно имеет некоторое угловое распределение.

6. Порог ИВЧ — результат предельной теории, в реальных экспериментах порог ИВЧ при условии  $\beta n = 1$  отсутствует.

7. Спектр ИВЧ определяется оптическими параметрами среды и скоростью частицы, но ни при каких условиях высокочастотная граница спектра ИВЧ не может превышать ее крайнее значение, которое определяется энергией ионизации внутренней оболочки атома, с которым взаимодействует движущаяся частица.

8. Никакого эффекта Доплера (нормального или аномального) в процессе генерации ИВЧ не может быть, если только приемник излучения не движется относительно среды, испускающей ИВЧ.

Из проведенного выше детального обсуждения механизма ИВЧ следует, что «механизм излучения при равномерном движении заряда» является нереальным, дает неверное объяснение эффекта Вавилова–Черенкова и вносит серьезные искажения в понимание процессов, происходящих при движении заряда в твердом теле. Использование «механизма излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда» для объяснения переходного излучения вызывает новые противоречия. Этот вопрос также требует детального обсуждения, поскольку развитие теории переходного излучения за последние годы привело к большому количеству принципиальных ошибок.

## 2. ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Идея переходного излучения (ПИ), т.е. излучения, возникающего при пересечении зарядом границы между средами с различными оптическими параметрами, впервые была предложена в 1946 г. в работе [39]. Ее авторы — В.Л. Гинзбург и И.М. Франк — даже в названии статьи «Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую» подчеркнули, что ПИ излучает равномерно движущийся электрон.

Авторы работы [39] решали задачу об излучении заряда, движущегося в вакууме с постоянной скоростью и падающего перпендикулярно на поверхность идеального проводника. Они рассматривали поле самого заряда и его изображения, движущегося к границе раздела сред с противоположно

направленной скоростью. На границе раздела сред оба заряда исчезали. В такой постановке задачи авторы сочли возможным утверждать, что излучение заряда, пересекающего границу раздела двух сред, происходит в результате особого «механизма излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда».

Авторов работы [39] не смущало ни нарушение законов сохранения энергии и импульса, ни даже тот факт, что интенсивность излучения была рассчитана как результат торможения самого заряда и его изображения, чьи скорости направлены противоположно, что, казалось бы, никак не согласуется с представлением о механизме излучения равномерно движущегося заряда. В тексте статьи они не стали напоминать читателям о «теореме», «догме» или «положении», которое авторы, таким образом, отвергали. Поскольку ПИ должно наблюдаться при любой скорости заряда, то аргументировать нарушение закона сохранения энергии его «сверхсветовой» скоростью, как это предложил И. Е. Тамм [4] для объяснения механизма генерации ИВЧ, в данном случае логически невозможно. Каких-либо других доводов, позволяющих пренебрегать законом сохранения энергии, в статье [39] не приводится.

Позже М. А. Тер-Микаэлян [40] нашел новый, но тоже неубедительный аргумент в пользу «механизма излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда»: «В большинстве разобранных ниже примеров скорость частицы будет предполагаться постоянной. Исходя из законов сохранения энергии и импульса можно показать, что равномерно движущаяся частица в однородной среде электромагнитные волны не излучает (см. пример в конце § 23). Исключением из этого правила является излучение «сверхсветового электрона» — так называемое излучение Вавилова–Черенкова [1–4], теория которого была дана в работе И. Е. Тамма и И. М. Франка. Излучению Вавилова–Черенкова посвящена обширная литература (см., например, обзоры [5, 6]), и поэтому мы опускаем детальное изложение вопросов, связанных с этим излучением. Таким образом, за исключением случая излучения «сверхсветового» электрона, равномерно движущаяся частица при прохождении через однородную среду электромагнитные волны не излучает. Для возникновения излучения необходимо создать в среде, через которую проходит частица, неоднородность. Наиболее простая неоднородность — это граница раздела между двумя однородными средами».

Поскольку и здесь речь идет об излучении равномерно движущейся частицы, то из этой цитаты следует, что отменять законы сохранения энергии и импульса можно либо при «сверхсветовой» скорости частицы, либо при движении заряда в неоднородной среде, в которой эта частица тем не менее, по мнению автора, движется равномерно и прямолинейно, испуская излучение. Оба эти условия, казалось бы, выглядят абсолютно неубедительно для применения их к столь серьезному решению — отвергать фундаментальные

законы, но эти рассуждения не вызвали никаких возражений со стороны авторов многочисленных публикаций о ПИ.

Вот как, например, объясняют механизм генерации ИВЧ и ПИ авторы книги «Рентгеновское переходное излучение» М. Г. Гарибян и Ян Ши [29]: «То обстоятельство, что излучение Вавилова–Черенкова и переходное излучение описываются одной и той же формулой (1.37) (в более общем случае (1.35)), не является случайным. Дело в том, что оба эти излучения имеют место при равномерном и прямолинейном движении частицы (или, другими словами, в пределе бесконечной массы покоя частицы), и поэтому оба они представляют собой излучение коллектива электронов среды, получающих импульсы отдачи при взаимодействии с пролетающим внешним зарядом. В этом смысле эти два типа излучения нельзя считать принципиально различными, и их разделение носит несколько условный характер».

Это утверждение не поддается осмыслению в рамках законов механики. Всем ясно, что тело с бесконечной массой покоя не может двигаться вообще, а тем более с релятивистской скоростью (второй закон Ньютона). Равномерно движущаяся частица не может излучать, потому что для этого нет никаких причин (на нее не действуют никакие силы в соответствии с первым законом Ньютона), а авторы [29] подчеркнули, что внешний заряд взаимодействует с коллективом электронов, испускающим излучение. Поскольку излучает все-таки «коллектив электронов среды», то, вероятно, этот коллектив и должен двигаться равномерно, если пытаться объяснить этот процесс при помощи «механизма излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда». Читатели вряд ли согласятся с тем, что «коллектив электронов» в поляризованном атоме движется равномерно. Внешний заряд, от которого «коллектив электронов» получил «импульс отдачи» в результате взаимодействия с ним, тоже, очевидно, движется неравномерно.

Трудно представить процесс излучения, описанный таким образом. Все авторы, использующие «механизм излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда», предпочитают не вспоминать о механике Ньютона. Хотя авторы [29] не смогли дать вразумительное объяснение механизма ИВЧ и ПИ, все же они совершенно верно указали, что ПИ излучает «коллектив электронов среды, получающих импульсы отдачи при взаимодействии с пролетающим внешним зарядом».

За прошедшие 68 лет со времени появления работы [39] было опубликовано множество статей различных авторов, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованию ПИ (см. списки литературы в [3, 29, 40, 41]). Переходное излучение было исследовано экспериментально [42–45] и, как утверждают авторы, нашло практическое применение для регистрации заряженных частиц [46–50]. В развитие идеи «механизма излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда» были «открыты» новые явле-



ния, такие как резонансное ПИ, рентгеновское ПИ, ПИ в  $\gamma$ -диапазоне, параметрическое, квазичеренковское, структурное ИВЧ, спонтанное ИВЧ, вынужденное ИВЧ, синхротрон-черенковское излучение, ПИ в монокристаллах, переходное рассеяние и др.

Насколько мне известно, ни один из авторов не отметил противоречие «механизма излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда» первому закону Ньютона, но нарушение законов сохранения энергии и импульса все же до сих пор вызывает озабоченность у некоторых авторов. В частности, попытка как-то обосновать это противоречие была предпринята в работе [51].

Для заряда, движущегося в вакууме, авторы [51] привели совершенно убедительные соображения в пользу «теоремы», «догмы» или «положения»: «Поле равномерно движущегося заряда переносится в пространстве с той же скоростью, что и заряд, являющийся источником поля. При этом собственное поле никак не действует на движущийся заряд, не тормозит его, не отклоняет и не ускоряет. Следовательно, работа поля над зарядом равна нулю, т. е. в законе сохранения  $(1) \mathbf{jE} = 0$  и первое слагаемое в правой части (1) отсутствует. Это видно хотя бы из того, что в системе координат, где заряд покоится, его поле сферически симметрично и не ускоряет заряд. Тогда, в согласии с принципом относительности, поле не будет действовать и на равномерно движущийся заряд».

Здесь авторы подчеркнули все признаки равномерно движущегося заряда. Фактически они строго аргументированно доказали, что «теорема», «догма» или «положение» безукоризненно действует при любой реально осуществимой скорости равномерно движущегося заряда без каких-либо исключений. Осталось только согласиться с тем, что если заряд излучает, то он движется неравномерно. К такому выводу авторам [51] придти не удалось. Они рассмотрели оба случая, когда заряженная частица движется с ускорением и когда она движется равномерно, и пытались доказать, что в обоих случаях она излучает без нарушения закона сохранения энергии. Никаких ссылок на работы известных ученых, в которых речь шла об отказе от «теоремы», «догмы» или «положения», приведено не было.

Необходимо еще раз напомнить, что при объяснении механизма ИВЧ почти все авторы подчеркивают нарушение закона сохранения энергии при использовании «механизма излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда», но предлагают согласиться с этим нарушением, потому что частица движется со «сверхсветовой» скоростью. Авторы же работы [51] пытались доказать, что «механизм излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда» для описания ИВЧ и ПИ вообще не требует нарушения закона сохранения энергии. Это выполнить нельзя, как они совершенно убедительно доказали, анализируя движение заряда в вакууме, где только и возможно равномерное и прямолинейное движение заряда. В любой среде,

состоящей из заряженных частиц, даже когда среда, в целом, представляется нейтральной, внешний заряд не может двигаться равномерно.

Ошибочное объяснение механизма ПИ, противоречащее фундаментальным законам, не может существовать бесконечно, оно должно быть когда-то исправлено.

Весьма наглядно реальный механизм ПИ можно объяснить на часто используемом примере, когда заряженная частица, движущаяся в вакууме с постоянной скоростью, падает по нормали на металлическую поверхность. В принципе, частица вызовет ПИ на поверхности раздела вакуум–среда при любой ее скорости, но мы предполагаем скорость постоянной, чтобы упростить задачу — исключить тормозное излучение, обусловленное ее ускорением в среде. Такое предположение вполне допустимо, поскольку интенсивность ПИ зависит от скорости заряда, пересекающего границу, а не от его ускорения. При этом изменение скорости частицы при пересечении границы за счет испускания ПИ оказывается незначительным.

Будем рассматривать взаимодействие налетающего заряда с атомом, находящимся в точке  $L$  на металлической поверхности на таком расстоянии от траектории заряда, чтобы максимальное значение напряженности поля, создаваемого движущимся в вакууме зарядом в точке  $L$ , не приводило бы к полной ионизации атома, а только лишь поляризовало его.

При движении заряда в вакууме с нерелятивистской скоростью электрическое поле в точке  $L$ , по существу, является кулоновским и имеет вид

$$\mathbf{E} = \frac{e\mathbf{r}}{4\pi\epsilon\mathbf{r}^3}. \quad (18)$$

На рис. 4 показан характер изменения напряженности поля, создаваемой движущейся частицей в точке  $L$ , находящейся на границе раздела сред, на некотором расстоянии  $r_0$  от траектории заряда. Это расстояние  $r_0$  может достигать вполне макроскопических размеров для релятивистских частиц и низких частот переходного излучения (см. формулу (12)), но мы здесь рассматриваем случай, когда частица движется с нерелятивистской скоростью.

Поле, создаваемое движущимся зарядом в точке  $L$ , достигает максимума, когда частица уже проникла в металл, и затем поле резко спадает до нуля,

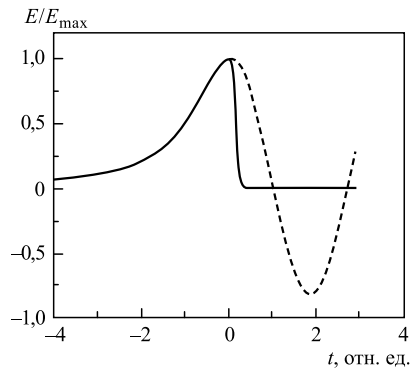


Рис. 4. Характер изменения поля в точке  $L$ , создаваемого пролетающей мимо нее заряженной частицей (сплошная линия). Штриховой линией показан характер изменения поля поляризованного атома

когда частица удаляется от границы в поглощающую среду. Поляризованные атомы на поверхности металла совершают свободные (не зависящие от удаляющегося заряда, но зависящие от соседних атомов) колебания и излучают энергию, затраченную движущейся частицей на их поляризацию. Мы здесь рассматриваем излучение в оптическом диапазоне, где среда представляется совершенно однородной. Частота этих колебаний зависит от энергии, переданной атомам при поляризации, и определяется расстоянием  $r_0$  от траектории частицы.

После удаления заряда от границы поляризованные атомы, таким образом, излучают в вакуум энергию, полученную при приближении заряда. Энергия самого движущегося заряда уменьшается на величину, которая была затрачена на поляризацию всех атомов в полном соответствии с законом сохранения энергии. Излучение оказывается поляризованным так, что электрический вектор находится в плоскости, содержащей траекторию заряда и направление наблюдения.

В этом и состоит суть микроскопического механизма ПИ, который до сих пор не находил реального объяснения. Необходимо подчеркнуть, что ПИ непосредственно испускают неравномерно движущиеся связанные заряды среды (атомные электроны), находящиеся на границе раздела сред, а не сам заряд, пересекающий границу раздела сред.

Достаточно очевидно, что представленная здесь картина генерации ПИ не объясняется «механизмом излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда», потому что излучение возникает в результате взаимодействия движущегося в вакууме заряда со связанными зарядами, находящимися на поверхности среды. Даже вводить предположение о постоянстве скорости частицы в данном случае не имеет особого смысла, потому что ее скорость в поглощающей среде никак не влияет на излучение, возбужденное на поверхности металла.

Однако нельзя утверждать и то, что частица испустила излучение, интенсивность которого пропорциональна ее замедлению в среде, т. е. тормозное излучение. Приближаясь к границе, она поляризовала в разной степени множество атомов металла, находящихся на границе с вакуумом, и все они испустили широкий спектр ПИ. Кроме того, она ионизовала некоторые атомы, находящиеся довольно близко к ее траектории. Ионизованные атомы испустили характеристическое рентгеновское излучение (ХРИ).

Оба эти процесса принципиально отличаются как друг от друга, так и от процесса генерации тормозного излучения. Механизм генерации ХРИ — квантовый, а механизм ПИ, как было показано, нашел объяснение в рамках классической электродинамики. Общим для этих механизмов является то, что в обоих процессах излучение непосредственно испускает не движущаяся частица, а атомы среды, хотя они получают энергию при взаимодействии с движущейся частицей.

Еще одно отличие этих двух процессов состоит в том, что ХРИ испускают атомы, находящиеся вблизи всей траектории заряда, в то время как ПИ испускают атомы, находящиеся на поверхности раздела сред на достаточно большом расстоянии от точки входа заряда в среду. Вместе с тем оба эти процесса принципиально отличаются от механизма генерации тормозного излучения, в соответствии с которым испускает излучение именно движущаяся частица за счет своей кинетической энергии в результате торможения в поле атомных ядер.

Необходимо особо отметить, что все перечисленные выше процессы взаимодействия движущихся зарядов со средой происходят в строгом соответствии с законами сохранения энергии и импульса. Реальный механизм ПИ в очередной раз подтверждает «теорему», «догму» или «положение», как стали называть известные ученые следствие, непосредственно вытекающее из первого закона Ньютона и закона сохранения энергии. Это следствие обычно формулируют так: «Равномерно и прямолинейно движущийся заряд не излучает». Поскольку такого рода казусы при объяснении механизмов излучения ИВЧ и ПИ возникли, это следствие, наверное, стоит дополнить фразой: «Никаких исключений из этого правила не может быть!»

Следует подчеркнуть еще одну важную особенность генерации ПИ — излучение атомов среды, как было показано выше, движущаяся частица вызывает нормальной компонентой своего электрического поля, в то время как тормозное излучение она создает продольной компонентой своего поля.

Предложенное в данной работе объяснение механизма ПИ показывает, что процесс поляризации атомов происходит за счет энергии движущейся в среде частицы, а непосредственно испускают ПИ связанные атомные электроны в процессе их неравномерного движения вокруг ядер, а не в результате «механизма излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда».

Никакого нового механизма, принципиально отличающегося от электромагнитного взаимодействия зарядов, в данном случае не наблюдается. Движущаяся в среде частица, разумеется, теряет энергию при пересечении границы и, следовательно, движется неравномерно, но математический расчет удобно проводить в предположении постоянной скорости частицы, т.е. пренебречь всеми потерями энергии (и даже ионизационными) в обеих средах. Обычно авторы такого рода расчетов в других областях физики специально отмечают эту особенность и поясняют, к каким последствиям она приводит\*. Но в теории ПИ и ИВЧ это допущение было подменено нереальным «механизмом излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда».

---

\*В частности, в аналитической методике Резерфордского обратного рассеяния [52,53] при вычислении энергии проникающей в среду заряженной частицы этот прием имеет специальное название — «поверхностное приближение».

В случае границы между двумя прозрачными средами напряженность поля в точке  $L$  может как резко возрастать, так и убывать после входа заряда во вторую среду в зависимости от величины показателей преломления сред. Коэффициенты поглощения сред также существенно влияют на степень поляризации атомов, находящихся вблизи границы, поэтому скачок поляризации атомов, находящихся вблизи границы, может быть как положительным, так и отрицательным. Если в одной или в обеих средах выполняется условие  $\beta n > 1$ , то поляризованные атомы, находящиеся вдали от границы, излучают ИВЧ. Выйдет ли это излучение из среды и сформируется ли в некоторое угловое распределение, зависит от коэффициента поглощения среды, потери энергии частицы и ее рассеяния.

Здесь впервые представлено наглядное объяснение реального микроскопического механизма генерации ПИ. Разумеется, само явление ПИ носит макроскопический характер и должно рассматриваться в рамках макроскопической модели методом классической электродинамики, как это и было выполнено многими авторами публикаций о ПИ (см., например, [29]).

При обсуждении макроскопического механизма необходимо подчеркнуть, что поскольку с макроскопической точки зрения границу образуют две однородные среды (для некоторой спектральной области), то задача обладает осевой симметрией. Следовательно, одновременно излучают все атомы, находящиеся на поверхности на расстоянии  $r_0$  от траектории заряда. В результате, при нормальном падении частицы из вакуума на поверхность твердого тела ее движение остается прямолинейным, а скорость можно считать достаточно постоянной как в вакууме, так и на некотором участке траектории в среде, где она взаимодействует с зарядами, симметрично расположенными относительно траектории частицы. Описанный выше процесс приемлем для объяснения излучения, возбуждаемого как положительными, так и отрицательными зарядами, пересекающими границу вакуума со средой как в том, так и в другом направлении.

В рамках классической электродинамики эффект ПИ обычно рассматривается совершенно аналогично процессу генерации ИВЧ. Поскольку речь идет об излучении только в оптическом диапазоне, то поле в однородной среде характеризуется величинами напряженности  $\mathbf{E}$  и поляризации  $\mathbf{P}$  в соответствии с уравнением (1). Разложение их в спектр можно представить в виде интегралов Фурье:

$$\mathbf{E} = \int \mathbf{E}_\omega e^{i\omega t} d\omega, \quad \mathbf{P} = \int \mathbf{P}_\omega e^{i\omega t} d\omega. \quad (19)$$

Причем фурье-компоненты этих величин связаны соотношением

$$\mathbf{P}_\omega = (n^2 - 1)\mathbf{E}_\omega, \quad (20)$$

где  $n$  — показатель преломления среды для частоты  $\omega$ .

Конечно, эти и последующие уравнения для полубесконечной, прозрачной, немагнитной среды и вакуума будут отличаться друг от друга, поскольку в вакууме поляризация отсутствует. Имея в виду это, запишем уравнения Максвелла в общем виде:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (21)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (22)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad (23)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi Q. \quad (24)$$

Используя известные соотношения

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad (25)$$

$$\mathbf{H} = \operatorname{rot} \mathbf{A}, \quad (26)$$

перейдем к уравнениям для векторного  $\mathbf{A}$  и скалярного  $\varphi$  потенциалов:

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \operatorname{grad} \left[ \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{A} \right], \quad (27)$$

$$\varepsilon \left( \nabla^2 \varphi + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \mathbf{A} \right) = -4\pi Q. \quad (28)$$

Налагаем дополнительное условие Лоренца

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{A} = 0. \quad (29)$$

Это условие соответствует требованию, чтобы дивергенция четырехмерного потенциала ( $\varphi, \mathbf{A}_x, \mathbf{A}_y, \mathbf{A}_z$ ) равнялась нулю, т.е. потенциал приобрел свойство инвариантности относительно преобразований Лоренца. С условием (29) уравнения (27) и (28) приобретают вид

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (30)$$

$$\varepsilon \left( \nabla^2 \varphi + \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \right) = -4\pi Q. \quad (31)$$

Если плотность тока и плотность заряда не зависят от времени, то соответствующие производные по времени в уравнениях (28) и (29) равны нулю и никакого излучения, естественно, ожидать не приходится. Все атомы в твердом теле будут поляризованы постоянным полем тока. Но мы рассматриваем

движение из вакуума в среду только одной заряженной частицы, поэтому создаваемые ею плотность тока и плотность заряда можно представить в виде  $\delta$ -функции Дирака:

$$\mathbf{j} = e\mathbf{v} \delta(x) \delta(y) \delta(z - \mathbf{v}t), \quad (32)$$

$$Q = e \delta(x) \delta(y) \delta(z - \mathbf{v}t). \quad (33)$$

В уравнениях (32) и (33) скорость частицы  $\mathbf{v}$  предполагается постоянной как в вакууме, так и в среде. На участке пути, где заряд движется в вакууме далеко от границы со средой, он ни с чем не взаимодействует, поэтому его скорость не меняется, а электрическое поле от него не «отрывается», с какой бы скоростью он не двигался. Когда же заряд приближается к границе со средой, то он выбивает ядра из атомов, расположенных вблизи его траектории, ионизирует более удаленные атомы и поляризует атомы, расположенные достаточно далеко от его траектории. Все эти три процесса электромагнитного взаимодействия отсутствуют, если частица движется в вакууме, когда же она приближается к границе, эти процессы начинают действовать в обратной последовательности.

Поскольку мы решаем задачу с помощью уравнений классической макроскопической электродинамики, то мы не сможем вообще рассматривать первые два процесса и вычислять связанные с ними потери энергии. Процесс возбуждения ПИ обусловлен поляризацией среды электрическим полем движущейся в ней частицы, но связанными с этим процессом потерями энергии мы также можем пренебречь и считать скорость заряда в среде такой же, как в вакууме. Однако этот чисто математический прием ни в коем случае не позволяет отвергать физические законы электромагнитного взаимодействия зарядов, базирующиеся на механике Ньютона. Поэтому «механизм излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда», противоречащий первому закону Ньютона и законам сохранения энергии и импульса, приходится признать ошибочным.

Возвращаемся к рассмотрению процесса возбуждения излучения движущимся зарядом на границе вакуум–диэлектрик. Для этого разлагаем плотность тока и плотность заряда, представленные в виде  $\delta$ -функций Дирака (32), (33), в ряд Фурье. Тогда фурье-компонента плотности тока запишется в виде

$$\mathbf{j}(\omega) = \frac{e}{2\pi} \exp\left(-\frac{i\omega z}{\mathbf{v}}\right) \delta(x) \delta(y). \quad (34)$$

Аналогично для плотности заряда имеем

$$Q(\omega) = \frac{e}{2\pi\mathbf{v}} \exp\left(-\frac{i\omega z}{\mathbf{v}}\right) \delta(x) \delta(y). \quad (35)$$

Перепишем уравнения (30), (31) для фурье-компонент:

$$\nabla^2 \mathbf{A}(\omega) - \frac{\varepsilon(\omega)}{c^2} \omega^2 \mathbf{A}(\omega) = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}(\omega), \quad (36)$$

$$\varepsilon \left( \nabla^2 \varphi(\omega) + \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi(\omega)}{\partial t^2} \right) = -4\pi Q(\omega). \quad (37)$$

Уравнения (36), (37) записаны для однородной прозрачной немагнитной среды. Поскольку мы решаем задачу о переходном излучении, возбуждаемом электрическим зарядом, движущимся через границу вакуум–среда, уравнения, аналогичные (36), (37), нужно записать и для вакуума:

$$\nabla^2 \mathbf{A}(\omega) - \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{A}(\omega) = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}(\omega), \quad (38)$$

$$\nabla^2 \varphi(\omega) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi(\omega)}{\partial t^2} = -4\pi Q(\omega). \quad (39)$$

Уравнения (36), (37) и (38), (39) решаются для обеих однородных областей, но эти решения, очевидно, не удовлетворяют требованию равенства тангенциальных компонент поля на границе раздела. Для выполнения этого требования необходимо к частному решению неоднородного уравнения добавить решения однородных уравнений. Эти решения уравнений и являются математическим описанием процесса генерации излучения при пересечении зарядом границы раздела двух сред.

Все авторы многочисленных публикаций, описывающих процесс генерации ПИ, до сих пор не могли увидеть физическую интерпретацию этой математической операции, ответственной за реальный механизм ПИ, хотя все авторы аккуратно подчеркивали, что решение неоднородного уравнения удовлетворяет требованию равенства тангенциальных компонент электрического поля на границе раздела. При этом они забывали напомнить, что если в обеих средах выполняется условие  $\beta n < 1$ , то движущийся заряд не вызывает излучения вдали от границы в обеих средах. Совершенно ясно, что ПИ излучают поляризованные атомы, находящиеся вдоль всей границы раздела сред (отсюда и название «переходное излучение»). Следовательно, толщина слоя на границе раздела сред, в котором находятся излучающие ПИ атомы, оказывается порядка длины волны излучения.

Не вдаваясь в детали решения уравнений (36)–(39), выпишем окончательное выражение для излучаемой энергии в случае пересечения зарядом границы вакуум–диэлектрик:

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \beta^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta}{\pi^2 c (1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \left| \frac{(\varepsilon - 1) (1 - \beta^2 + \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta})}{(\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}) (1 + \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta})} \right|^2, \quad (40)$$



где  $\theta$  — угол между направлением скорости частицы и направлением наблюдения.

Хочу обратить внимание на то, что в обоих направлениях (вперед, назад) излучается почти одинаковая энергия, если условие возбуждения ИВЧ ( $\beta n > 1$ ) не выполняется. Это и понятно, поскольку излучение испускают только диполи, находящиеся на границе раздела сред.

В проведенном рассмотрении не было необходимости использовать какие-либо новые механизмы генерации излучения. Излучение заряда, движущегося через границу двух сред, рассчитано с помощью уравнений Максвелла, использующих обычные законы электродинамики. Предположение о постоянстве скорости заряда, движущегося через границу, не вносит никаких изменений в эти законы. Сейчас кажется удивительным, что за годы существования «механизма излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда» он не был подвергнут критическому анализу.

Некоторые авторы довольно близко подходили к правильному объяснению механизма ПИ. Вот, например, что писал И. М. Франк в работе [54]: «Допустим, что быстрая заряженная частица попадает из вакуума в металл. Как известно, во многих металлах свет оптических частот поглощается на пути малом или сравнимом с длиной световой волны. Таким образом, оптические компоненты поля движущейся частицы исчезают почти мгновенно, как только частица пересекает границу раздела. При дальнейшем движении в металле она становится как бы невидимой. Очевидно, что это должно приводить к возникновению излучения, в некоторой мере аналогичного тормозному излучению. Если при этом энергия частицы настолько велика, что в поверхностном слое вещества не происходит ни рассеяния, ни заметного изменения ее скорости, то можно считать частицу движущейся равномерно. Таким образом, здесь так же, как и в эффекте Вавилова–Черенкова, возникает излучение при равномерном движении заряда, существенным образом зависящее от оптических свойств среды».

Как видим, И. М. Франк называет ПИ «излучением, в некоторой мере аналогичным тормозному излучению», наверное, потому, что в разделе «Теория переходного излучения» переходит к рассмотрению поля в волновой зоне и здесь уже утверждает, что оно состоит из трех компонент тормозного излучения:

- а) поля электрона, движущегося в вакууме и мгновенно остановившегося на границе вакуума со средой;
- б) поля электрона, в тот же момент начавшего движение с той же скоростью в среде;
- в) поля заряда-изображения, который движется к границе раздела с той же скоростью в противоположном направлении и мгновенно останавливается на границе.

Хочу подчеркнуть довольно очевидное противоречие — с одной стороны, И. М. Франк представляет поле излучения состоящим из трех компонент тормозного излучения, а с другой стороны, утверждает, что «здесь так же, как и в эффекте Вавилова–Черенкова, возникает излучение при равномерном движении заряда».

В недавней работе [55] авторы приводят те же соображения, которые были проанализированы выше. Они обсуждают вопрос о переходном излучении, возбуждаемом зарядом, движущимся из вакуума в абсолютно черное тело. В тексте статьи [55] авторы только однажды упомянули, что частица движется равномерно, а «механизм излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда» не упоминался ни разу. С другой стороны, и никаких сомнений в справедливости этого механизма, который авторы использовали в своих более ранних публикациях, в данной статье высказано не было.

Рассматривая те же три компоненты, которые перечислил И. М. Франк, они приходят к выводу, что на границе с абсолютно черным телом две компоненты исчезают, и ПИ описывается только одной компонентой тормозного излучения, вызванного остановкой заряда на границе вакуум – абсолютно черное тело. В таком случае естественно напрашивается вывод о том, что «механизм излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда» не позволяет рассчитать выход возникающего при этом излучения и авторы работы [55] вынуждены в вычислениях прибегнуть к тормозному механизму.

Все эти вопиющие противоречия убедительно доказывают, что «механизм излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда» не может дать удовлетворительное объяснение процесса генерации ПИ.

Следует отметить еще одну попытку объяснения механизма излучения ПИ и ИВЧ. В обзорной статье М. И. Рязанова [56] предлагается следующее объяснение механизма этих процессов: «Заметим, что переходное излучение может рассматриваться как высвечивание возбужденных быстрой частицей атомов вещества. При переходном излучении часть импульса в процессе излучения передается неоднородностям вещества, в то время как при излучении Вавилова–Черенкова изменение энергии и импульса частицы равно, соответственно, энергии и импульсу излученного кванта. В этом и состоит отличие одного излучения от другого. Волновые свойства частиц приводят к тому, что импульс не может быть передан веществу в одной точке /22/: эффективная длина, на которой веществу передается импульс  $\Delta p$  порядка  $(\Delta p)^{-1}$  ( $\hbar = c = 1$ ). Именно на этой длине эффективно происходит процесс переходного излучения и возбужденные атомы высвечиваются когерентно. В переходном излучении когерентно высвечиваются не все атомы вдоль пути частицы, а только группы атомов на длине когерентности, т. е. на отрезках пути длиной  $(\Delta p)^{-1}$ ; излучение с соседних отрезков не когерентно и в однородном веществе взаимно погашается, а в неоднородной погашается не полностью, что и приводит к переходному излучению».

А несколько позднее в той же статье [56] автор сделал очень серьезное обобщение: «Заметим, что при столкновении быстрой частицы с атомом возникают электроны отдачи и излучение электронов отдачи. Поскольку обычно в таком процессе более вероятна передача относительно малых порций энергии, движение частицы приближенно можно считать равномерным. Поэтому излучение электронов отдачи также следует отнести к переходному излучению».

Как видим, М. И. Рязанов объяснил процесс возбуждения ИВЧ и ПИ в твердом теле с помощью механизма люминесценции в полном согласии с законами сохранения энергии и импульса. Казалось бы, «механизм излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда», который используют все остальные авторы, ему не потребовался. Но затем он предложил считать движение заряда, выбивающего в среде электроны из атомов, «приближенно равномерным», и это он счел достаточным основанием, чтобы различного рода излучение (тормозное, люминесцентное, ИВЧ и даже выбивание электронов отдачи) отнести к переходному излучению.

С объяснением, предложенным М. И. Рязановым, конечно, нельзя согласиться, поскольку автор, как мы видели, смешал различные процессы взаимодействия заряженной частицы со средой — излучение поляризованных атомов, излучение ионизированных атомов и выбивание электронов отдачи. Он не обратил внимания на то, что спектр ПИ и ИВЧ, их угловые распределения и длительность высвечивания существенно отличаются от аналогичных характеристик люминесценции, хотя эти вопросы были выяснены еще в первых экспериментах П. А. Черенкова [57].

Появление объяснений механизма генерации ПИ, подобных предложенному М. И. Рязановым, лишний раз подтверждает тот факт, что «механизм излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда» не дает удовлетворительного объяснения эффектам ИВЧ и ПИ. Разумеется, самым убедительным аргументом, опровергающим «механизм излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда», является противоречие фундаментальным законам, но возможность использования этого механизма для объяснения эффектов ИВЧ и ПИ опровергается также тем фактом, что излучает ИВЧ и ПИ не движущаяся частица, а неподвижные атомы среды в процессе неравномерного движения связанных электронов.

Правда, споры о том, что ПИ и ИВЧ испускает не движущийся заряд, а поляризованные атомы среды, продолжаются. Например, в работе [58] авторы обсуждают мысль, высказанную В. Л. Гинзбургом: «Можно было бы при решении вопроса, что же излучает в этом случае — атомы среды или налетающая частица, исходить из того, от чего именно «забирается» энергия и импульс излученных электромагнитных волн, от налетающей частицы или от поляризующихся атомов».

Если следовать предложенному принципу — считать излучателем то, от чего забирается энергия, то придется признать источником ПИ и ускоритель, который передал энергию частице, и электростанцию, которая снабдила энергией ускоритель, и т.д. Это предложение является неловкой попыткой найти оправдание для нереального «механизма излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда».

Хочу напомнить, что И.Е.Тамм первым указал на то, что «излучение не испускается непосредственно электроном, а имеет своей причиной когерентные колебания молекул среды, возбуждаемых электроном», но и он не объяснил, какое отношение имеет «механизм излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда» к «когерентным колебаниям молекул среды».

Много позднее эту точку зрения о колебании молекул среды как источнике ИВЧ решительно поддержал А.А.Тяпкин и другие авторы [9, 10, 29]. Решение этого вопроса в настоящее время полностью созрело. Объяснение микроскопических механизмов ИВЧ и ПИ, предложенное автором настоящей работы, очевидным образом подтверждает, что в обоих процессах испускают излучение поляризованные атомы или молекулы. В этом не может быть сомнений, ведь никто не возражает против того, что характеристическое излучение, возбуждаемое движущимися в среде зарядами, испускают ионизованные атомы, а не возбуждающая их заряженная частица, хотя «забирается» энергия от движущейся в среде частицы при более близких взаимодействиях, когда начинает действовать совершенно другой механизм. Подобный двухступенчатый процесс наблюдается и при возбуждении ИВЧ и ПИ, но на более низких частотах, когда возможна поляризация атомов среды.

В настоящее время имеются и экспериментальные результаты, непосредственно подтверждающие тот факт, что ПИ испускают поляризованные атомы среды. Авторы работы [59] обнаружили в эксперименте, что интенсивность длинноволнового переходного излучения, возбуждаемого релятивистскими частицами, резко снижается при уменьшении поперечных размеров облучаемой поверхности. Это убедительно свидетельствует о том, что ПИ излучает не движущийся заряд, а поляризованные атомы, находящиеся на достаточно большом расстоянии от его траектории. В данном случае, как следует из выражения (12), сказались два эффекта: низкая частота излучения и релятивистская скорость зарядов, и, в результате, излучающие на этой частоте атомы оказались на достаточно большом расстоянии от траектории зарядов, превышающем поперечные размеры детали, которая обеспечивает границу между средами.

Ясно, что признание того факта, что ПИ и ИВЧ испускает не движущийся заряд, а поляризованные атомы среды, полностью опровергает возможность использования «механизма излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда» для описания этих процессов. Предложенное в данной

работе объяснение механизма ПИ устраняет все противоречия, возникающие при использовании «механизма излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда». Кратко суммируем основные характерные особенности предложенного механизма:

1. ПИ возникает при пересечении зарядом любого знака, движущимся с любой скоростью, границы двух сред с различными оптическими параметрами.

2. Неравенство тангенциальных компонент электрического поля на границе сред, создаваемого движущимся зарядом, вызывает излучение поляризованных им атомов.

3. Процесс излучения поляризованных атомов происходит в строгом соответствии с законами сохранения энергии и импульса и не может описываться «механизмом излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда».

4. ПИ непосредственно излучает не движущаяся заряженная частица, а поляризованные ею атомы сред, находящиеся вдоль границы.

5. Поляризованные атомы испускают ПИ в обе стороны от границы.

6. Поляризованные атомы, находящиеся в глубине каждой из сред, испускают ИВЧ, если скорость частицы превышает фазовую скорость света в этих средах. Если же это условие не выполняется, ПИ испускают только атомы, находящиеся на границе сред, а поляризованные атомы, находящиеся в глубине, возвращают удаляющейся частице энергию, полученную в процессе поляризации.

7. Движущаяся частица поляризует атомы перпендикулярной, а не продольной компонентой поля.

8. Плоскость поляризации ПИ определяется траекторией заряда и положением излучающего атома, т. е. направлением электрического поля, поляризующего атом.

9. Частота испускаемого излучения уменьшается с увеличением расстояния между положением поляризованного атома и точкой попадания заряда на поверхность раздела сред.

10. Частица расходует малую часть своей кинетической энергии на поляризацию атомов, испускающих ПИ.

11. Атом не может излучать в процессе генерации ПИ энергию, превышающую энергию связи его внутренней электронной оболочки.

Перечисленные особенности реального механизма ПИ приводят к заключению о необходимости пересмотра некоторых явлений, получивших в последние десятилетия стремительное развитие. Одно из таких явлений называется рентгеновское переходное излучение (РПИ). Пункт 11 в приведенном выше списке характерных особенностей ПИ прямо указывает на то, что РПИ не существует в природе. Столь категорическое заявление не следует толковать как отрицание возбуждения рентгеновского излучения движущимся

в среде зарядом, но наблюдаемое во многих экспериментах рентгеновское излучение, которое авторы называют переходным, не имеет никакого отношения к эффекту ПИ и существующей в настоящее время теории рентгеновского переходного излучения.

Это становится достаточно очевидным в результате правильного объяснения микроскопического механизма ПИ. Однако за последние десятилетия появилось огромное количество публикаций, как теоретических, так и экспериментальных исследований, посвященных этому явлению. Поэтому необходимо самое подробное обсуждение вопроса о возможности существования РПИ. Следующий раздел будет посвящен детальному обсуждению этого вымышленного явления.

### 3. РЕНТГЕНОВСКОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

«Механизм излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда» по своей сути сводится к утверждению, что движущийся заряд излучает без какого-либо взаимодействия. В эффекте Вавилова–Черенкова, для объяснения которого обычно используется «механизм излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда», по мнению авторов, излучение само «отрывается» от слишком быстро движущегося заряда. В теории ПИ некоторые авторы тоже объясняют, как излучение «отрывается». Вот как этот процесс описали Ф. Г. Басс и В. М. Яковенко в обзорной статье [60]: «При движении заряда через электрически неоднородную среду соотношение между фазовой скоростью электромагнитных волн в точке, где находится частица, и скоростью частицы непрерывно меняется. В результате электромагнитное поле, связанное с частицей, как бы отрывается от нее, вследствие чего происходит излучение».

Другие авторы, описывая эффект переходного излучения, все же намекают, что движущийся заряд взаимодействует с границей (см. цитату на с. 1132, [40]). Большинство авторов многочисленных публикаций затрудняются ответить на возникающие при этом достаточно очевидные вопросы: «Каков характер взаимодействия заряда с границей? Что собой представляет граница при взаимодействии с ней движущегося заряда в различных спектральных диапазонах от радиочастотного до гамма-диапазона?».

А вот В. Л. Гинзбург [2] дал поразительный ответ на эти вопросы: «Вообще, очевидно, аналоги эффектов В. Ч. и Доплера, переходного излучения и рассеяния возможны для волновых полей любого типа, а значит, с учетом квантовой теории и для частиц любого типа с превращением (излучением) полей (частиц) другого типа. Примером может служить переходное излучение (рождение) электрон-позитронных пар при пересечении зарядом какой-либо границы, скажем, границы атомного ядра. Коротко говоря, излучение при рав-

номерном движении различных источников — это универсальное явление, а не какая-то экзотика».

Это заявление В. Л. Гинзбурга о механизме ядерных процессов (рождение пар, ядерные реакции), происходящих, по его мнению, при равномерном и прямолинейном движении различных источников, т. е. в нарушение законов сохранения энергии и импульса, видимо, не требует комментариев. Как было показано выше, «механизм излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда» неприменим к описанию эффекта Вавилова–Черенкова и уж тем более его нельзя применять к описанию ядерных взаимодействий. Приведенная выше цитата из работы В. Л. Гинзбурга [2] наглядно демонстрирует, к каким утратам в науке может привести пренебрежительное отношение к закону сохранения энергии, т. е. разрушение «краеугольного камня всего естествознания».

Переходя к обсуждению возможности существования РПИ, подчеркнем, что авторы многочисленных публикаций, посвященных теоретическим и экспериментальным исследованиям РПИ, распространили это явление далеко за пределы области существования ПИ, чему немало способствовал «механизм излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда». С позиции реального механизма генерации ПИ ответы на поставленные выше вопросы очевидны. Пересекающий границу заряд взаимодействует со всеми атомами, находящимися вблизи и вдали от его траектории, но испускают ПИ только атомы, образующие границу раздела сред. (Здесь мы не обсуждаем случай, когда выполняется условие возбуждения ИВЧ.)

Как было показано выше, ПИ генерируют только атомы, поляризованные, но не ионизованные полем движущегося заряда. Крайней высокочастотной спектральной границей эффекта ПИ является  $k$ -край поглощения атомов среды, в которой движется заряд. Эта граница естественным образом возникает потому, что напряженность поля, создаваемого движущимся зарядом вблизи его траектории, возрастает как  $r^{-2}$ , что приводит к выбиванию всех электронов из атомов, находящихся на более близких расстояниях к траектории заряда, т. е. к полному разрушению этих атомов. Выбитые при полете частицы к границе электроны вызовут излучение при взаимодействии с другими атомами, но эти вторичные процессы, очевидно, здесь не следует рассматривать.

Первичная заряженная частица, приближаясь к границе, может взаимодействовать с «голым» ядром, оставшимся после полной ионизации атома. При этом она будет испускать тормозное излучение, может вызвать ядерную реакцию, но для возбуждения ПИ на столь высоких частотах необходимые условия (связанные заряды) отсутствуют.

Любопытно отметить, что авторы основополагающей работы [39] рассматривали процесс генерации ПИ как сугубо макроскопическую задачу — оптическое излучение, возникающее при пересечении зарядом границы раз-

дела двух однородных сред с различными оптическими параметрами. Даже спустя 13 лет в нобелевской лекции [61] И. М. Франк вполне резонно утверждал: «При этом в оптической области спектра, в которой только и имеет место переходное излучение, оно тождественно с тем излучением, которое создали бы электрический заряд и движущийся навстречу ему заряд противоположного знака (его электрическое изображение в металле), мгновенно останавливающиеся в точке встречи».

И. М. Франк не объяснил, почему ПИ должно быть ограничено оптической областью спектра, но когда появились публикации об РПИ, он не стал возражать против этой идеи.

Впервые ПИ было распространено в область рентгеновского и гамма-излучения в работах [62, 63]. В настоящее время уже опубликованы сотни журнальных статей и несколько монографий, посвященных этому искусственно созданному явлению.

В монографии М. Г. Гарибяна и Ян Ши [29] под названием «Рентгеновское переходное излучение» были подведены итоги многолетних теоретических и экспериментальных исследований РПИ. Вот как авторы обосновывают возможность переноса механизма ПИ в рентгеновскую и гамма-спектральные области: «Для описания процесса образования переходного излучения быстрой заряженной частицей в аморфных средах будем использовать классическую макроскопическую электродинамику. В области длин волн, намного превышающих атомные размеры, т. е. в оптической и радиоволновой областях, использование классической макроскопической электродинамики естественно и правомерно. В области же рентгеновских и более высоких частот правомерность использования классической макроскопической электродинамики обусловлена тем, что для излучения вперед зона формирования (см. п. 1.5) является макроскопической величиной. При этом если не рассматривать слишком высокие частоты, то квантовые процессы превращения излучения в частицы не играют большой роли, и электромагнитные поля можно считать классическими. Кроме того, частица теряет ничтожную долю своей энергии на переходное излучение, и поэтому движение частицы можно также считать классическим и заданным».

Чтобы разобраться в логике авторов приведенного выше заявления, отмечу, что они уверенно подтверждают невозможность использования классической макроскопической электродинамики в области рентгеновских и более высоких частот и оправдывают это нарушение только наличием зоны формирования излучения макроскопического размера у движущегося в среде заряда.

Л. Д. Дандау и Е. М. Лифшиц [64] указывали на ограничение возможности использования классической электродинамики, которое обусловлено влиянием атомной структуры среды на процесс распространения электромагнитных волн в среде. В § 72 под названием «Дисперсия диэлект-



рической проницаемости» они написали следующее: «Переменное во времени электромагнитное поле необходимо является переменным также и в пространстве. При частоте  $\omega$  пространственная периодичность определяется длиной волны, порядок величины которой  $\lambda \sim c/\omega$ . При дальнейшем увеличении частоты  $\lambda$  становится в конце концов сравнимой с атомными размерами  $a$ . В таких условиях становится невозможным макроскопическое описание поля».

Применительно к процессам генерации ИВЧ или ПИ спектральное ограничение, сформулированное выше [64], представляется абсолютно обоснованным. Действительно, уравнения Максвелла (21)–(24) описывают электромагнитные поля, создаваемые электроном, движущимся в однородной среде, т. е. при условии, что длина волны намного превышает расстояние между атомами. Если же  $\lambda$  становится меньше диаметра атома, который состоит из зарядов, величина и скорость которых сравнима с теми же характеристиками внешнего заряда, для которого были написаны уравнения (21)–(24), и которые движутся по орбитам с диаметром, сравнимым или превышающим длину волны, то уравнения (21)–(24), очевидно, не могут описывать электромагнитные поля на таких частотах.

Приведенная выше цитата из монографии М. Г. Гарибяна и Ян Ши [29] показывает, что авторы пытаются убедить читателей в том, что макроскопический размер зоны формирования РПИ каким-то образом делает среду достаточно однородной в рентгеновском диапазоне. Кроме того, они намерены использовать макроскопические уравнения Максвелла для описания электромагнитных полей только в пределах зоны формирования РПИ, поскольку за ее пределами, как они сами признают, макроскопическое описание поля невозможно. Вся эта аргументация выглядит совершенно неубедительно, а само понятие «зона формирования» в данном случае требует также детального обсуждения.

Понятие «зона формирования», или «когерентная длина», было введено для процесса испускания излучения непосредственно движущимся зарядом в результате изменения его энергии. В процессе тормозного излучения когерентная длина описывается формулой [65]

$$L_{\text{coh}} \approx 2E_1 E_2 / \omega m^2 c^3, \quad (41)$$

где  $E_1$  и  $E_2$  — энергия частицы до и после излучения;  $\omega$  — частота излученного фотона;  $m$  — масса излучающей частицы.

Формула (41) описывает возможность когерентного сложения волн, испускаемых движущейся частицей, с учетом потери энергии в результате излучения.

Для процессов, которые авторы пытались описывать с помощью «механизма излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда»,

понятию «когерентная длина» они придали иной смысл. Когерентная длина в этих случаях стала определяться как длина пути, на котором движущаяся с постоянной скоростью заряженная частица отстает от испускаемого ею излучения на половину длины волны. Соответственно, вместо формулы (41) была предложена следующая формула для длины зоны формирования [66]:

$$L_f = \frac{2\pi v}{|\omega - \sqrt{\varepsilon_2}(\mathbf{v}/c)\omega \cos \theta|}. \quad (42)$$

Вычисления по формуле (42) показывают, что длина когерентности для релятивистских частиц может достигать макроскопических размеров (сантиметров и даже метров). Если значение длины когерентности превышает длину пробега частицы в среде, то совершенно ясно, что формула (42) никак не связана с реальными процессами, происходящими при движении заряженной частицы в среде, и даже утрачивает вложенный в нее физический смысл, поскольку в таком случае излучение не «отрывается» даже от остановившейся частицы.

Любопытно, что для угла, под которым наблюдается ИВЧ, зона формирования (42) возрастает до бесконечности, поэтому, как следует из ее определения, ИВЧ вообще не «отрывается» от движущейся частицы, т. е. излучение в этом направлении не может происходить. Авторы многочисленных публикаций, использующие понятие зоны формирования в соответствии с (42), не заметили эти противоречия, заложенные ими в самом определении зоны формирования.

Проведенное здесь обсуждение длины зоны формирования, описываемой формулой (42), еще раз указывает на ошибочность «механизма излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда».

Выше отмечалось, что авторы некоторых публикаций об ИВЧ и ПИ все же описывали потери энергии как вторичный эффект в этих процессах и указывали, что потери на излучение составляют малую часть от энергии движущейся частицы. Формула (42) не может описывать длину когерентности, поскольку она не учитывает ни радиационные, ни ионизационные потери энергии, а кроме того, она принципиально неприменима к процессам генерации ПИ и ИВЧ, поскольку в этих процессах излучение испускает не движущаяся частица, а поляризованные атомы среды и излучение ни от чего не «отрывается».

Конечно, нельзя возразить авторам книги [29] М. Г. Гарибяну и Ян Ши, которые неоднократно повторяли, что ПИ и ИВЧ являются «коллективным излучением электронов среды, инициированным внешним зарядом». Как следует из расчета в рамках макроскопической электродинамики, ПИ испускают только поляризованные атомы, находящиеся на границе раздела сред. Неравенство нормальных компонент поля, создаваемого пересекающей границу частицей, является причиной излучения, что отражено в названии эффекта.

Поскольку внешний заряд возбуждает ПИ только в атомах, находящихся в приповерхностном слое, то в таком случае о макроскопических размерах зоны формирования ПИ вообще говорить не приходится. Бессмысленность же формулы (42) представляется достаточно очевидной при выполнении элементарного анализа этого выражения.

Остается только согласиться с мнением авторов книги [29] о том, что для описания процесса образования переходного излучения быстрой заряженной частицей использование классической макроскопической электродинамики невозможно в области рентгеновских и более высоких частот. Единственный аргумент, выдвинутый авторами книги [29] для обоснования такой возможности, оказался принципиально ошибочным. Почему читатели книги [29] и авторы множества публикаций на тему РПИ согласились с таким объяснением возможности использования классической макроскопической электродинамики, остается загадкой.

Авторы, придумавшие РПИ, обычно формально используют для описания спектральной зависимости диэлектрической проницаемости среды формулу (2) и пытаются распространить расчеты диэлектрической проницаемости за предел, определяемый частотой внутренней оболочки атомов, что противоречит физическому смыслу процесса поляризации среды движущейся в ней заряженной частицей.

Формула (12) показывает квадратичный рост напряженности поля, создаваемого движущимся зарядом, по мере приближения к его траектории. Причем значение радиуса, при котором напряженность поля движущегося заряда оказывается достаточной для полной ионизации атомов среды, возрастает для релятивистских частиц, т. е. вблизи траектории частицы электроны отсутствуют и  $N = 0$  в формуле (2) с абсолютной точностью. Следовательно, диэлектрическая проницаемость (см. формулу (2)), величину которой можно использовать для расчетов ПИ, равна единице на всех частотах, превышающих максимальную частоту атомных осцилляторов  $\omega_s$ .

С точки зрения реального микроскопического механизма ПИ совершенно ясно, что приближающийся из вакуума к среде заряд не может передать близко лежащим атомам энергию, превышающую энергию ионизации внутренней оболочки атома, а те, в свою очередь, не смогут ее излучить в виде ПИ, потому что будут полностью разрушены электрическим полем движущегося заряда: атомные электроны полетят в одну сторону, а ядро — в противоположную. Все эти вторичные частицы будут испускать тормозное излучение, а также вызовут характеристическое излучение ионизованных ими атомов среды, т. е. будет наблюдаться каскад излучений. В этом каскаде может присутствовать и ИВЧ, возбужденное вторичными частицами, но только в ограниченном спектральном диапазоне. В каскаде будет наблюдаться и более жесткое излучение, вызванное первичной частицей в процессе взаимодействия с ядрами (тормозное излучение, ядерные реакции).

Процессы возбуждения характеристического рентгеновского излучения, упругого рассеяния движущихся зарядов в среде и выбивания ядер отдачи в настоящее время хорошо изучены и нашли широкое применение, например, в аналитических методиках характеристического рентгеновского излучения [67], резерфордовского обратного рассеяния [68] и ядер отдачи [69].

Выше было показано, что макроскопическая теория совершенно неприменима к описанию такого рода взаимодействий по их физическому смыслу. Поэтому формальное использование показателя преломления для расчетов ПИ в рамках «механизма излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда» на частотах характеристического рентгеновского излучения (и более высоких) является грубой ошибкой.

Проведенное выше детальное обсуждение такого странного явления, как РПИ, позволяет сделать вполне обоснованный вывод: ПИ, так же как и ИВЧ, в рентгеновском (на частотах выше  $k$ -края поглощения) и гамма-диапазонах в природе не существует.

Читатель может возразить, что за последние десятилетия было опубликовано большое количество в том числе и экспериментальных работ, в которых авторы сообщали о наблюдении ПИ и ИВЧ в рентгеновском и гамма-диапазонах. Поскольку реальный механизм ПИ принципиально исключает возможность таких эффектов, то это позволяет назвать все экспериментальные результаты исследования РПИ ошибочными. Некоторые эксперименты, ошибочность которых достаточно очевидна, мы обсудим ниже. В других случаях можно было бы выполнить контрольные измерения, если это еще может представлять какой-то интерес.

Эксперимент [70] авторы обзоров по РПИ обычно представляют, как самое убедительное доказательство исследования характеристик РПИ. Нет сомнений, что рентгеновское излучение авторы [70] наблюдали, поскольку в эксперименте пучок релятивистских электронов проходил через стопку из 1000 полиэтиленовых фольг, а затем попадал в спектрометр длиной 6 м, заполненный гелием. Пучок электронов (рис. 5), пройдя расстояние порядка 1 м в гелии, отклонялся магнитом, чтобы исключить бомбардировку детектора РПИ.

Авторы пытались учесть тормозное излучение, вызываемое пучком релятивистских электронов в стопке фольг, заменяя многослойный источник РПИ длиной около 1,5 м эквивалентным по массе однородным образцом. Толщина однородного образца составляла 16 мм, а длина пути частиц в гелии оставалась прежней. Авторы не указывают, куда они помещали однородный образец, но, судя по полученным результатам, он всегда находился в позиции, соответствующей началу периодической структуры. Если бы в фоновом эксперименте однородный образец располагался в конце периодической структуры, то можно предположить, что в этих экспериментах наблюдалось бы противоположное соотношение фон-эффект за счет увеличе-

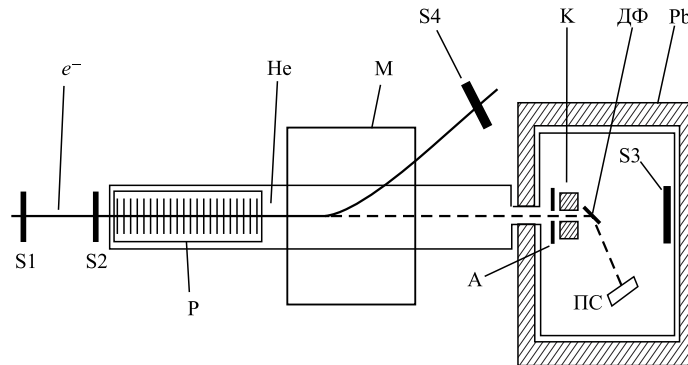


Рис. 5. Схема эксперимента [70]: P — многослойная структура (1000 слоев полиэтилена); S — сцинтилляционные детекторы; M — магнит; A — детектор анτισовпадений; K — коллиматор; ДФ — дифракционный кристалл; ПС — пропорциональный счетчик; Pb — свинцовая защита

ния телесного угла детектора. Излучение, вызванное в однородном образце, которое авторы называют фоновым, таковым не является, поскольку релятивистские частицы в обоих случаях вызывают каскад различных процессов излучения, характеристики которых зависят от размеров и структуры облучаемого образца.

Наибольший вклад в измеренный результат в обоих случаях (эффект, фон) вносило тормозное излучение, поскольку измерения проводились строго под углом  $0^\circ$  с точностью  $0,02^\circ$ .

Для релятивистской скорости частицы, вылетающей из среды, формула (40), описывающая ПИ, преобразуется к виду

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\beta^2\theta^2}{\pi^2c} \frac{|\sqrt{\varepsilon} - 1|^2}{(1 - \beta^2 - \theta^2)^2 |1 - \beta\sqrt{\varepsilon} - \theta^2|^2}. \quad (43)$$

Как видим, ПИ имеет максимум под малым углом

$$\theta \approx \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (44)$$

А вот при  $\theta = 0$  излучение полностью исчезает на всех частотах, в то время как в угловом распределении тормозного излучения максимум находится именно под углом  $\theta = 0$ . Эти особенности двух видов излучений, возбуждаемых движущейся в среде заряженной частицей, обусловлены различным характером взаимодействий в этих процессах. Атомы, испускающие ПИ, поляризуются нормальной компонентой поля движущегося заряда, а тормозное излучение частица возбуждает продольной компонентой собственного поля. Следовательно, спектр тормозного излучения и был исследован в работе [70].

Кроме тормозного излучения авторы работы [70] зарегистрировали и характеристическое рентгеновское излучение, вероятно, от возбужденных атомов цинка, но только на одном многослойном радиаторе. На рис. 6 в работе [70] показан спектр с пиком при энергии 9,1 кэВ, ширина которого определяется энергетическим разрешением детектора. При энергии 18 кэВ наблюдается, видимо, также пик случайных совпадений. Авторы настаивают на том, что пик при энергии 9,1 кэВ соответствует РПИ, но на рис. 6 не сравнивают его с расчетными спектрами РПИ.

На рис. 7 [70] авторы приводят спектр излучения, измеренный на аналогичном 1000-слойном радиаторе РПИ, но без какого-либо намека на наблюдавшийся ранее пик при энергии 9,1 кэВ. Если на рис. 6 авторы показали острый пик и отметили отсутствие РПИ при близких к этому пику энергиях, то на рис. 7 они демонстрируют плавное изменение выхода РПИ большой интенсивности в диапазоне энергий 4–30 кэВ от такого же радиатора. Ни в расчетном спектре, ни в экспериментальном пики при энергии 9,1 кэВ на рис. 7 не показаны. Остается предположить, что примесь цинка в этой многослойной структуре отсутствовала и ХРИ не наблюдалось.

Во втором варианте экспериментов детектор помещался на пучке частиц различной энергии и массы. Авторы обеспечили отбор излучения, вызываемого только электронами даже в тех условиях, когда электроны составляли всего 1 % от всех частиц. Эти частицы (пионы, протоны, каоны, электроны) проходили через черенковский счетчик, два пластических сцинтиллятора с центральным отверстием, радиатор и сам детектор, который отбирал из всего этого только РПИ, возбужденное только электронами и только в радиаторе. Более сложный эксперимент для доказательства существования РПИ, наверное, трудно придумать, поэтому спектры, измеренные с многослойным и массивным радиаторами, бомбардируемыми широким набором различных релятивистских частиц, обязательно должны отличаться. Это различие авторы и относят на счет РПИ.

В работе [71], как утверждают авторы, было исследовано РПИ, возбуждаемое релятивистскими позитронами в стопке из 231 алюминиевой фольги. После прохождения радиатора пучок отклонялся магнитом, а спектр измерялся кремний-литиевым детектором. Авторы работы [71] измеряли угловые распределения излучения, возбуждаемого позитронами различных энергий. Максимум всех угловых распределений находится под углом  $0^\circ$  относительно траектории частицы, т. е. авторы измеряли угловые распределения тормозного излучения. Измеренные угловые распределения [71] не содержат даже намека на вклад ПИ, как и следовало ожидать, поскольку на указанных частотах, а тем более под углом  $0^\circ$ , ПИ просто не существует.

Авторы подчеркивают, что измеряли фон на массивном образце, но полученные в этом случае угловые распределения в работе не приведены. Данный эксперимент вполне убедительно опровергает и результаты работы [70], где

авторы тоже пытались наблюдать ПИ под углом  $0^\circ$ , но не удосужились измерить угловые распределения.

В работе [72] авторы утверждают, что измеряли также монохроматическую линию ИВЧ, но при энергии 284 эВ, отличающейся от энергии ХРИ (277 эВ) всего на 7 эВ, с помощью спектрометра, разрешение которого они оценивали величиной 50 эВ. Авторы отмечают, что в их экспериментальной установке положение точки излучения на образце могло изменяться в пределах 20 мм за счет смещения пучка, диаметр которого составлял 5 мм. Любой экспериментатор уже по этим числам в состоянии достойно оценить экспериментальное искусство авторов. Они наблюдали ИВЧ в углеродном радиаторе и не наблюдали излучения в полиэтиленовом с помощью монохроматора, находящегося под углом  $8,42 \cdot 10^{-2}$  рад по отношению к пучку электронов, который перемещался по поверхности образца в широких пределах. При этом авторы отмечают, что эффект составлял 5–7 % от уровня фона, а поскольку концентрация углерода в полиэтиленовой пленке в три раза меньше, чем в чистом углероде, то выход ХРИ в этом случае не превышал 2 % от уровня фона. Из текста статьи также невозможно понять, испускает ли оба кванта почти одинаковой энергии (ХРИ и ИВЧ) один и тот же ионизованный атом углерода или различные атомы сами выбирают предпочтительный механизм излучения.

Авторы различных публикаций утверждают, что РПИ уже нашло применение для регистрации частиц сверхвысоких энергий 50–250 ГэВ, получаемых на современных ускорителях [73–75]. Все эти эксперименты демонстрируют результаты измерения рентгеновского излучения, которое авторы приписывают РПИ, испускаемому равномерно движущимся зарядом, и которое никак не связано с реальным механизмом возбуждения ПИ, а его происхождение легко может быть объяснено другими процессами.

С учетом атомного строения твердого тела реальный механизм генерации ПИ свидетельствует о том, что в высокоэнергетической области спектра излучения никакого РПИ не существует, а релятивистские частицы создают каскады тормозного излучения, свойства которого зависят от материала и размеров радиаторов, через которые эти частицы пролетают. Подводя итог экспериментальным исследованиям РПИ, можно сказать, что приведенные выше экспериментальные результаты не могут подтвердить наблюдение РПИ, которое в природе вообще не существует.

Кратко суммируем основные аргументы, опровергающие возможность существования ПИ в рентгеновском и гамма-диапазонах.

1. Классическая макроскопическая электродинамика может быть использована для описания ПИ только в спектральном диапазоне, в котором длина волны излучения во много раз превышает межатомные расстояния.

2. Переходное излучение испускают поляризованные атомы, а не пересекающая границу сред частица. ПИ не «отрывается» от движущегося в среде заряда.

3. Расчет ПИ в рамках классической макроскопической электродинамики показывает, что излучение происходит только на границе раздела сред, где возникает неравенство тангенциальных компонент поля, создаваемого движущимся зарядом.

4. Зона формирования ПИ не может превышать длину волны излучения.

5. Формула, специально введенная для зоны формирования ПИ, не имеет реального физического смысла.

6. Атомы испускают ПИ под различными углами, но в направлении движения заряда излучение отсутствует.

7. Полностью ионизованные атомы не могут испускать ПИ, они испускают только монохроматические линии ХРИ.

8. Релятивистские частицы, выбивая вблизи своей траектории электроны из атомов и ядра отдачи, разрушают структуру среды, которая и обеспечивает такой макроскопический параметр, которым является диэлектрическая проницаемость. Следовательно, теория РПИ, базирующаяся на использовании этого параметра, в условиях разрушенной среды не имеет под собой реальной материальной основы.

9. Пересекающий границу заряд создает напряженность поля, соответствующую гамма-диапазону излучения, на расстоянии от его траектории, меньшем межатомных, т. е. в вакууме. Следовательно, напряженность поля движущегося заряда на таких расстояниях от его траектории не изменяется при пересечении зарядом границы между средами.

10. Нет ни одного экспериментального факта, надежно подтверждающего существование РПИ.

Таким образом, подробный анализ всех вопросов, связанных с РПИ, приводит к совершенно обоснованному выводу: РПИ является продуктом ошибочного «механизма излучения при равномерном и прямолинейном движении заряженной частицы», и такого излучения в природе не существует.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итог проведенному в данной работе детальному обсуждению «механизма излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда», необходимо отметить, что ошибочность этого механизма доказана совершенно убедительно. Прежде всего, ошибка носит принципиальный характер, поскольку сама идея этого механизма заключается в отрицании законов механики Ньютона и требует нарушения закона сохранения энергии и импульса. Некритическое отношение множества авторов, в том числе и знаменитых ученых, в течение нескольких десятилетий к идеям, допускающим нарушение фундаментальных законов, привело к развитию ошибочного научного направления и разрушению «краеугольного камня всего естествознания».



«Механизм излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда» породил огромное количество принципиальных ошибок:

1. Противоречие законам сохранения энергии и импульса.
2. Отрицание всех законов механики Ньютона.
3. Неверное объяснение отсутствия излучения в вакууме движущейся заряженной частицей.
4. Ошибочное использование макроскопической электродинамики для описания процессов за пределами ее возможностей.
5. Неверное объяснение микроскопического механизма генерации ИВЧ и ПИ в среде.
6. Неверное утверждение, что ИВЧ и ПИ испускает движущийся в среде заряд, а не поляризованные им атомы среды.
7. Ошибочное открытие нормального и аномального эффектов Доплера в эффекте Вавилова–Черенкова.
8. Неверное объяснение взаимодействия со средой заряда, движущегося со скоростью, меньшей фазовой скорости света.
9. Неверное утверждение, что ИВЧ наблюдается только под углом  $\theta = \arccos 1/\beta n$ .
10. Ошибочное пороговое условие, возникшее из идеализированной макроскопической теории, но отсутствующее в реальном эксперименте.
11. Ошибочное распространение эффекта ИВЧ за пределы спектральной области его существования.
12. Создание теории РПИ, противоречащей атомной структуре твердых тел.
13. Игнорирование того, что релятивистская частица при малых параметрах соударения с атомами разрушает структуру твердого тела, выбивая электроны и ядра отдачи.
14. Ошибочное определение зоны формирования для процессов генерации ИВЧ и ПИ, описывающее излучение как «отрывание» волны от движущейся частицы.
15. Противоречащая физическому смыслу формула для длины зоны формирования.
16. Игнорирование того факта, что атомы среды, испускающие ИВЧ и ПИ, поляризуются перпендикулярной, а не продольной компонентой поля движущегося заряда.

В течение 70 лет все авторы публикаций о ПИ и ИВЧ подходили формально к написанию уравнений классической электродинамики, в то время как требовался тщательный анализ физического смысла этих уравнений. В частности, остался без внимания эффект поляризации среды. Среда, в среднем, считается электрически нейтральной, что позволило многим авторам безосновательно сравнивать среду, состоящую из множества связанных зарядов,

с вакуумом, не содержащим таких зарядов. Авторы ошибочных теорий не разглядели электромагнитного взаимодействия движущегося в среде заряда с атомами и молекулами, состоящими из связанных зарядов. Оба рассмотренных в данной работе явления, эффект Вавилова–Черенкова и переходное излучение, являются результатом электромагнитного взаимодействия движущихся заряженных частиц со связанными зарядами среды (атомами и молекулами).

Перечисленные выше ошибки были подробно обсуждены в данной статье, и предложены объяснения механизмов генерации ИВЧ и ПИ, не требующие нарушения законов механики и законов сохранения энергии и импульса. Нереальный «механизм излучения при равномерном и прямолинейном движении заряда» породил множество других ошибок в вопросах взаимодействия движущегося заряда с твердым телом и газами, обсуждение которых выходит за рамки данной статьи. Разумеется, выводы, следующие из правильного объяснения механизмов ИВЧ и ПИ, окажутся существенными для понимания и других физических явлений.

Этих ошибок можно было бы избежать, не допуская нарушения фундаментальных законов естествознания. Поэтому в заключение необходимо еще раз подчеркнуть, что *закон сохранения энергии выполняется всегда с абсолютной точностью.*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тамм И. Е., Франк И. М. Когерентное излучение быстрого электрона в среде // Докл. АН СССР. 1937. Т. 14, вып. 3. С. 107–112.
2. Гинзбург В. Л. Излучение равномерно движущихся источников (эффект Вавилова–Черенкова, переходное излучение и некоторые другие явления) // УФН. 2001. Т. 171, вып. 10. С. 1098–1106.
3. Гинзбург В. Л., Цитович В. Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука, 1984.
4. Тамм И. Е. Общие свойства излучения, испускаемого системами, движущимися со сверхсветовыми скоростями, и некоторые приложения к физике плазмы. Нобелевская лекция // УФН. 1959. Т. XVIII, вып. 3. С. 387–396.
5. Тамм И. Е., Франк И. М. Излучение электрона при равномерном движении в преломляющей среде // Тр. ФИАН АН СССР. 1944. Т. II, вып. 4. С. 63–68.
6. Лауэ М. Инерция и энергия // УФН. 1959. Т. LXVII, вып. 4. С. 729.
7. Ферми Э. Научные труды. М., 1972. Т. 2. С. 22–34.
8. Бор Н. Прохождение атомных частиц через вещество. М.: Изд-во иностр. лит., 1950. Приложение О. Бора.
9. Тяпкин А. А. Микроскопическая природа излучения, лежащего в основе эффекта Вавилова–Черенкова // ЭЧАЯ. 2001. Т. 32, вып. 4. С. 947–963.

10. Матвеев А. Н. Электродинамика. М.: Высш. шк., 1980.
11. Гинзбург В. Л. Несколько замечаний об излучении зарядов и мультиполей, равномерно движущихся в среде // УФН. 2002. Т. 172, вып. 3. С. 341–344.
12. Тамм И. Е. Излучение, вызываемое равномерно движущимися электронами // Собр. науч. тр. М.: Наука, 1975. С. 77–99.
13. Болотовский Б. М. Теория эффекта Вавилова–Черенкова // УФН. 1957. Т. 62, вып. 3. С. 201–240.
14. Зрелов В. П. Излучение Вавилова–Черенкова и его применение в физике высоких энергий. М.: Атомиздат, 1968. Т. 1.
15. Джелли Дж. Черенковское излучение и его применения. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
16. Франк И. М. Излучение Вавилова–Черенкова. Вопросы теории. М.: Наука, 1988.
17. Скобелев Д. В. Парадоксы квантовой теории эффектов Вавилова–Черенкова и Доплера // УФН. 1977. Т. 122, вып. 2. С. 295–324.
18. Кобзев А. П. Механизм излучения Вавилова–Черенкова // ЭЧАЯ. 2010. Т. 41, вып. 3. С. 830–867.
19. Пафомов В. Е. Излучение электрона, пролетающего через пластинку // ЖЭТФ. 1957. Т. 33, вып. 4(10). С. 1074–1075.
20. Богданов О. В., Фикс Е. И., Пивоваров Ю. Л. Угловое распределение черенковского излучения релятивистских тяжелых ионов с учетом торможения в радиаторе // ЖЭТФ. 2012. Т. 142, вып. 3(9). С. 442–452.
21. Кобзев А. П. К вопросу о направленности излучения Вавилова–Черенкова // ЯФ. 1978. Т. 27, вып. 5. С. 1256–1261.
22. Кобзев А. П., Пафомов В. Е., Франк И. М. Угловые распределения излучения Вавилова–Черенкова, возбуждаемого в слое электронами с энергией 170–250 кэВ // ЯФ. 1979. Т. 29, вып. 1. С. 122–132.
23. Кобзев А. П., Франк И. М. Спектральная зависимость полуширины угловых распределений излучения Вавилова–Черенкова // ЯФ. 1980. Т. 31, вып. 5. С. 1253–1258.
24. Кобзев А. П., Франк И. М. Некоторые особенности излучения Вавилова–Черенкова, связанные с конечной толщиной радиатора // ЯФ. 1981. Т. 34, вып. 1(7). С. 125–133.
25. Neighbours J. R., Buskirk F. R., Saglam A. Cerenkov Radiation from a Finite-Length Path in a Gas // Phys. Rev. A. 1984. V. 29, No. 6. P. 32–46.
26. Физический энциклопедический словарь. М.: Сов. энцикл., 1960. Т. 1. С. 218.
27. Физическая энциклопедия. М.: Большая Рос. энцикл., 1998. Т. 5. С. 448.
28. [www.wikipedia.org](http://www.wikipedia.org).
29. Гарибян Г. М., Ян Ши. Рентгеновское переходное излучение. Ереван: Изд-во АН Армянск. ССР, 1983.
30. Беллустин С. В. Классическая электронная теория. М.: Высш. шк., 1971.

31. Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Спонтанное и вынужденное излучение электрона, электронного сгустка и электронного пучка в плазме // УФН. 2008. Т. 178, вып. 10. С. 1025–1055.
32. Гинзбург В. Л. Квантовая теория светового излучения электрона, равномерно движущегося в среде // ЖЭТФ. 1940. Т. 10, вып. 6. С. 589–600.
33. Флеров Г. Н., Барашенков В. С. Практическое применение пучков тяжелых ионов // УФН. 1974. Т. 114, вып. 2. С. 351–373.
34. Гарибян Г. М. К теории переходного излучения и ионизационных потерь энергии // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. С. 527–533.
35. Барсуков К. А. Переходное излучение в волноводе // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. С. 1106–1109.
36. Болотовский Б. Н., Гинзбург В. Л. Эффект Вавилова–Черенкова и эффект Доплера при движении источников со скоростью большей скорости света в вакууме // УФН. 1972. Т. 106, вып. 4. С. 577.
37. Незлин М. В. Волны с отрицательной энергией и аномальный эффект Доплера // УФН. 1976. Т. 120, вып. 3. С. 481–495.
38. Карташов И. Н. и др. Коллективный эффект Черенкова и аномальный эффект Доплера в ограниченной области пространства // ЖТФ. 2005. Т. 75, вып. 3. С. 15–23.
39. Гинзбург В. Л., Франк И. М. Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую // ЖЭТФ. 1946. Т. 16, вып. 1. С. 15–28.
40. Тер-Микаэлян М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: Изд-во АН Армянск. ССР, 1969.
41. Библиография работ по переходному излучению заряженных частиц (1945–1982). Ереван: Ереванск. физ. ин-т, 1983.
42. Кобзев А. П. и др. Оптическое излучение, возбуждаемое нерелятивистскими заряженными частицами на поверхности металлов // ЯФ. 1972. Т. 15, вып. 2. С. 326–333.
43. Ritchie R. H., Eldridge H. B. Optical Emission from Irradiated Foils // Phys. Rev. 1962. V. 126. P. 1935–1947.
44. Goldsmith P., Jelley J. V. Optical Transition Radiation from Protons Entering Metal Surfaces // Phil. Mag. 1959. V. 4. P. 836.
45. Emerson L. C. et al. Emission Spectra of Electron Irradiated Metal Foils. Oak Ridge National Lab. 3450. 1963.
46. Akesson T. et al. Tracking Performance of the Transition Radiation Tracker Prototype for the ATLAS Experiment // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 485. P. 298–310.
47. Grichine V. M. Cherenkov Energy Loss and Particle Identification // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 502. P. 133–137.

48. Лориан М. П. Детектирование частиц с помощью переходного излучения // ЖЭТФ. 1973. Т. 65, вып. 4. С. 1327–1329.
49. Оганесян А. Г. Рентгеновское переходное излучение и его применение в эксперименте // ЭЧАЯ. 1985. Т. 16, вып. 1. С. 137–182.
50. Bamberger A. *et al.* Transition Radiation Detector for Relativistic Particles at Accelerator Energies // Phys. Lett. B. 1973. V. 43, No. 2. P. 153–156.
51. Болотовский Б. М., Столяров С. Н. Закон сохранения энергии для электромагнитного поля в применении к задачам излучения движущихся заряженных частиц // УФН. 1992. Т. 162, вып. 3. С. 195–206.
52. Бурдель К. К., Чеченин Н. Г. Спектроскопия обратного рассеяния при исследовании поверхности твердых тел // Итоги науки и техники. Т. 1. М., 1990. С. 35.
53. Wei-Kan Chu, Mayer J. W., Nicolet M. A. Backscattering Spectrometry. N. Y.; San Francisco; London: Acad. Press, 1978.
54. Франк И. М. Переходное излучение и оптические свойства вещества // УФН. 1965. Т. 87, вып. 2. С. 189–210.
55. Болотовский Б. М., Серов А. В. Переходное излучение на границе с черным телом // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90, вып. 6. С. 486–488.
56. Рязанов М. И. Когерентное излучение фотонов быстрыми частицами в возбужденном веществе // ЭЧАЯ. 1981. Т. 12, вып. 5. С. 1035–1069.
57. Черенков П. А. Видимое свечение чистых жидкостей под действием  $\gamma$ -радиации // Докл. АН СССР. 1934. Т. 2, вып. 8. С. 451.
58. Амусья М. Я., Цытович В. Н. О коллективном излучении электромагнитных волн // Вестн. ВГУ. Сер. «Физика, математика». 2005. Вып. 2. С. 77–97.
59. Шульга Н. Ф., Добровольский С. Н. Об экспериментах по когерентному переходному излучению релятивистских электронов // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 65, вып. 8. С. 581–584.
60. Басс Ф. Г., Яковенко В. М. Теория излучения заряда, проходящего через электрически неоднородную среду // УФН. 1965. Т. 86, вып. 2. С. 189–230.
61. Франк И. М. Оптика источников света, движущихся в преломляющих средах: Нобелевская лекция // УФН. 1959. Т. 68, вып. 3. С. 397–415.
62. Гарибян М. Г. К теории переходного излучения и ионизационных потерь энергии частицы // ЖЭТФ. 1959. Т. 37, вып. 2(8). С. 527–533.
63. Барсуков К. А. Переходное излучение в волноводе // Там же. Вып. 4(10). С. 1106–1109.
64. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. VIII. М.: Наука, 1982.
65. Тер-Микаэлян М. Л. Радиационные электромагнитные процессы при высоких энергиях в периодических средах // УФН. 2001. Т. 171, вып. 6. С. 597–624.
66. Гинзбург В. Л., Цитович В. Н. Некоторые вопросы теории переходного излучения и переходного рассеяния // УФН. 1978. Т. 126, вып. 4. С. 553–606.

- 
67. Кобзев А. П. и др. Элементный анализ аэрозолей. Сообщ. ОИЯИ P18-2005-188. Дубна, 2005.
68. Кобзев А. П. Элементный анализ наноструктур на пучках заряженных частиц // Ядерная физика и нанотехнологии: ядерно-физические аспекты формирования, изучения и применения наноструктур. Дубна: ОИЯИ, 2008. С. 142–154.
69. Hrubcin L. *et al.* Application of ERD Method for Hydrogen Determination in Silicon (Oxy)nitride Thin Films Prepared by ECR Plasma Deposition // Nucl. Instr. Meth. B. 1994. V. 85. P. 60–62.
70. Cherry M. L. Measurements of the Spectrum and Energy Dependence of X-Ray Transition Radiation // Phys. Rev. D. 1978. V. 17, No. 9. P. 2245–2260.
71. Yuan L. C. L. *et al.* Energy Dependence of X-Ray Transition Radiation from Ultrarelativistic Charged Particles // Phys. Lett. B. 1970. V. 31, No. 9. P. 603–605.
72. Базылев В. А. и др. Наблюдение черенковского излучения с энергией фотонов 284 эВ // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34, вып. 3. С. 103–108.
73. Oyama K. The Transition Radiation Detector for ALICE at the LHC // Nucl. Instr. Meth. A. 2010. V. 623. P. 362–364.
74. Yuan Luke C. L. *et al.* Observation of Transition Radiation from Pions at 100–250 GeV // Nucl. Instr. Meth. 1975. V. 130. P. 41–43.
75. Yuan Luke C. L. *et al.* Transition Radiation from Electrons at 50 GeV // Ibid. P. 45–47.