

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

*На правах рукописи*

*Мурад Меликович Мурадян*

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ КРАЙНЕ  
РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ  
ПРИ ПРОЛЕТЕ ЧЕРЕЗ РАЗЛИЧНЫЕ СРЕДЫ**

01.041.—теоретическая и математическая физика

(на русском языке)

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации, представленной на соискание ученой  
степени кандидата физико-математических наук

**ЕРЕВАН—1974**

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

На правах рукописи

М.М.МУРАДЯН

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ КРАЙНЕ-РЕЛЯТИВИСТСКОЙ  
ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ ПРИ ПРОЛЕТЕ ЧЕРЕЗ РАЗЛИЧНЫЕ СРЕДЫ

(на русском языке)

О1.041 - теоретическая и математическая физика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

ЕРЕВАН- 1974

Работа выполнена в Ереванском физическом институте

Научный руководитель:

действительный член АН Арм.ССР Г.М.Гарибян.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук В.М.Арутюнян

кандидат физико-математических наук А.Г.Оганесян

Ведущее предприятие:

Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР

Автореферат разослан " " \_\_\_\_\_ 1974г.

Защита диссертации состоится

на заседании Ученого совета Ереванского физического института (актовый зал Дома ученых). С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕрФИ.

Ученый секретарь

Совета ЕрФИ-



В.А.Шахбазян

Исследование новых методов детектирования и измерения энергий крайне-релятивистских заряженных частиц в современной физике высоких энергий является первоочередной задачей, поскольку известные ранее методы опознавания природы частицы при таких энергиях стали слишком затруднительными, а некоторые из них даже непригодными.

Основой создания новых методов детектирования частиц ультра-высоких энергий, в принципе, могут послужить такие явления, как ионизационные потери энергии заряженных частиц в слое вещества и переходное излучение при прохождении заряженной частицы через границу раздела сред, так как в этих явлениях наблюдаются зависимости от энергии первичной частицы.

Предлагаемая диссертация посвящена вопросам исследования ионизационных потерь и переходного излучения при равномерном и прямолинейном прохождении заряженной частицы через различные слоистые среды как на основе макроскопической, так и квантовой микроскопической теории излучения.

Диссертация состоит из пяти глав, введения и заключения.

Обычно для исследования вопросов теории переходного излучения и ионизационных потерь энергии заряженной частицы рассматривалось прохождение заряженной частицы через однородные пластины. Большой интерес представляет случай, когда пластина неоднородная,

в частности, случай многослойной пластины, где слои имеют произвольную толщину и произвольную диэлектрическую постоянную, что позволяет совершить переход от многослойной пластины к любой неоднородной пластине.

С этой целью в первой главе настоящей диссертации строгим и, в то же время, простым методом найдены поля излучения в любой точке пространства, возникающие при равномерном и перпендикулярном пролете заряженной частицы через пластину, состоящую из произвольного числа слоев различной толщины и различного вещества. Отдельно рассмотрен случай пролета заряженной частицы через периодическую слоистую структуру с произвольной периодичностью, т.е. через стопку многослойных пластин. Все результаты представлены в виде, удобном для применения [1,2].

Согласно обычной теории столкновений, не учитывающей поляризацию среды, ионизационные потери релятивистских заряженных частиц логарифмически растут с энергией частицы при их движении в безграничной однородной среде [3]. Однако учет поляризации среды приводит к такому экранированию поля заряда, что ионизационные потери перестают логарифмически зависеть от энергии частицы, если ограничиться определенной максимально передаваемой энергией [4,5]. Это явление, так называемый эффект плотности Ферми, не позволяло использовать ионизационные потери для измерения энергий быстрых заряженных частиц. Естественно, что в дальнейшем были предприняты попытки нахождения условий, при выполнении которых отсутствовал бы эффект плотности. В 1959 году теоретически было показано [6], что в тонких плёнках вещества (определенное условие накладывалось на толщину плёнки), расположенных в вакууме, ионизационные потери энергии заряженной частицы идут без эффекта плотности Ферми, т.е.

вновь имеет место логарифмическая зависимость от энергии частицы.

Однако, эти ионизационные потери энергии одиночной заряженной частицы в тонкой плёнке хотя и растут логарифмически, но по абсолютной величине они очень малы. Поэтому большой интерес представляет вопрос нахождения способов, которые позволили бы увеличить ионизационные потери по абсолютной величине, сохраняя логарифмическую зависимость от энергии первичной частицы. Одним из таких способов является увеличение числа слоев в пластине с сохранением логарифмической зависимости от энергии частицы, которому и посвящена, в основном, вторая глава диссертации.

Во второй главе диссертации исследуется пролет заряженной частицы через двухслойную [7] и трехслойную [8] пластины. Найдены полные потери энергии пролетающей частицы в общем виде. Затем подынтегральные выражения, встречающиеся в формулах для полных потерь энергии частицы, разлагаются в ряд по толщинам слоев пластины, считая их малыми, и интегрируются по переменным  $(\omega, \chi)$ , методом Ландау [5]. Получены условия, при которых ионизационные потери энергии пролетающей заряженной частицы во всех слоях пластины растут логарифмически так же, как и в однослойной пластине, а на толщину каждого из слоев накладываются условия, как если бы имелись независимые однослойные пластины. В случае трехслойной пластины эти условия имеют следующий вид:

$$\bar{\Omega}_{mm} \ll \bar{\Omega}_{mn}$$

$$\bar{\Omega}_{mm} \ll \bar{\Omega}_{mp}$$

$$\bar{\Omega}_{pp} \ll \bar{\Omega}_{pn}$$

где  $m, n, p = 1, 2, 3$  и  $m \neq n \neq p$ , а  $\bar{\Omega}_{mn}$  есть дважды усредненная собственная частота [6,7], которая, в случае прозрачных сред, через силы осцилляторов  $f_{mn}$  ( $\sum f_{mn} = 1$ ) и собственные частоты среды  $\omega_{mk}$  выражается следующим образом

$$\bar{\Omega}_{mn} = 1 / \sum_{i,k} \frac{f_{mi} f_{nk}}{\omega_{mi} + \omega_{nk}}.$$

В случае двухслойной пластины это условие имеет более простой вид:  $\bar{\Omega}_{1,2} \gg \bar{\Omega}_{11}$  или  $\bar{\Omega}_{1,2} \gg \bar{\Omega}_{22}$ . Пользуясь данными [9] для  $AgCl$  (индекс 1) и  $AgCl$  (индекс 2) нетрудно убедиться в численном выполнении этого условия, а именно  $\bar{\Omega}_{1,2} : \bar{\Omega}_{11} = 14$ . Вообще говоря, эти условия сводятся к тому, чтобы области собственных частот сред слоев пластины были далеки друг от друга. Условие же на толщину слоя пластины, когда имеет место логарифмическая зависимость от энергии частицы, имеет следующий вид

$$a_1 \ll \frac{4c \bar{\Omega}_{11}}{\pi \omega_{01}^2} \left( \ln \frac{\omega_{01}}{\omega \sqrt{1-\beta^2}} - \frac{1}{2} \right).$$

Это условие несколько отличается от условий приведенных в [6] и, частично, в [10] значением частоты  $\bar{\Omega}_{mn}$  и является более точным.

Наряду с ионизационными потерями, для детектирования и измерения энергии заряженных крайне-релятивистских частиц большой интерес представляет также рассмотрение переходного излучения.

Когда заряженная частица переходит из одной среды в другую, то это приводит к испусканию переходного излучения, которое впер-

вые было предсказано Гинзбургом и Франком [11]. Как известно, вычисление электромагнитных потерь энергии заряженной частицы, пролетающей через пластину, т.е. потерь на излучение и ионизацию среды, доведено до конца только в крайних случаях малых и больших толщин пластины [6]. В первом случае, было установлено отсутствие эффекта плотности Ферми, а во втором - образование переходного излучения, независимо на каждой из границ пластины.

В случае пластины произвольной толщины потери энергии выражаются через двукратные интегралы достаточно сложного вида. Метод интегрирования Ландау, который используется при вычислении интегралов, получающихся в случае тонкой пластины, не проходит в случае пластины произвольной толщины из-за наличия в подынтегральном выражении экспонент, расходящихся на бесконечно удаленной верхней полуокружности в плоскости комплексной переменной  $\omega$ . В работе [12] была сделана первая попытка взять такого типа интеграл, однако на толщину пластины авторы были вынуждены вновь наложить некоторые условия. Рассмотрению этого вопроса и посвящена третья глава диссертации.

В этой главе вычисление электромагнитных потерь энергии крайне-релятивистской заряженной частицы, при пролете через однослойную пластину произвольной толщины, доведено до конца. Выражения для потерь энергии частицы интегрируются без каких-либо ограничений на толщину пластины [13,14]. Указан некоторый математический прием, который позволяет применить в этих расчетах метод интегрирования Ландау. Полученная таким образом общая формула дает искомые потери энергии и в крайних случаях малых и больших толщин переходит в известные результаты.

В случаях малых толщин пластины помимо линейного члена интерес представляет также и член, квадратичный по толщине пластины. Знание этого члена необходимо для определения верхней границы толщины пластины, выше которой начинается эффект плотности Ферми. Показано, что для квадратичного члена операции интегрирования и разложения в ряд по толщине пластины переставимы.

Четвертая глава диссертации посвящена исследованию некоторых аспектов квантовой микроскопической теории переходного излучения.

Известно, что при пролете равномерно движущейся ультрарелятивистской заряженной частицы через границу раздела двух сред излучение, испускаемое "вперед", кроме оптических частот содержит также и частоты вплоть до значения  $\sim \omega_0 E / mc^2$ , где  $\omega_0$  - плазменная частота вещества, а  $E$  и  $mc^2$  - полная энергия и энергия покоя частицы [6]. Отсюда следует, что будут генерироваться кванты, длина волны которых порядка и меньше расстояний между атомами. Очевидно, что в этом случае описание процессов с помощью макроскопической электродинамики уже неправильно и необходимо учесть микроскопическую структуру вещества.

В работе [15] такая задача исследована только для случая, когда атомы среды рассматриваются в виде однородных шаров, а диэлектрическая постоянная выражается формулой  $\epsilon(\omega) = 1 - \omega_0^2 / \omega^2$ . Афанасьевым и Каганом на основе квантовой микроскопической теории были исследованы некоторые вопросы дифракции рентгеновских лучей и нейтронов в кристаллах, Гарибяном и Ян Ши [16] была построена квантовая микроскопическая теория излучения равномерно движущейся заряженной частицы при пролете через вещество, а также, на основе этой теории, получено основное интеграль-

ное уравнение для поля излучения.

В четвертой главе диссертации с помощью квантовой микроскопической теории излучения исследуется пролет равномерно движущейся крайне-релятивистской заряженной частицы через кристаллическую пластину произвольной толщины [17].

Эта задача решена для модели кристаллической пластины, где атомы кристалла предполагаются точечными и неподвижными, а траектория пролетающего заряда совпадает с одной из главных кристаллографических осей кристалла. Предложен простой метод решения основного интегрального уравнения, которое представляет собой неоднородное интегральное уравнение Фредгольма второго рода. При этом считается, что кристаллическая пластина имеет бесконечные размеры в направлениях, перпендикулярных движению частицы и конечный размер в продольном направлении, а главным процессом является томсоновское рассеяние.

В этой модели получены поля излучения в центральном пятне диаграммы и показано, что они, вдали от частот Брэгга, формально совпадают с решениями, следующими из макроскопической теории переходного излучения для аморфной пластины. Причем частоты Брэгга определяются из условия  $\lambda_0 z_0 = \pi n$ , где  $z_0$  - расстояние между атомными плоскостями кристалла вдоль направления движения заряда,  $\lambda_0 = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \alpha^2}$ ,  $\alpha$  - проекция волнового вектора  $\vec{K}$  на плоскость, перпендикулярную направлению движения заряда,  $n$  - принимает целочисленные положительные значения. Вблизи же частот Брэгга имеют место резкие отклонения интенсивностей излучений как "вперед", так и "назад" от формул макроскопической теории излучения, не учитывающей кристаллической

структуры вещества. Эти отклонения в основном сводятся к следующему:

а) Поля излучения как "вперед", так и "назад" в микроскопической теории переходного излучения имеют весьма узкие (ширина  $\sim y_0''$ ) и высокие максимумы на динамических частотах Брэгга ( $\lambda_0 z_0 = \pi n - \delta$ ), определяющиеся из условия

$$\delta = \delta_0 \equiv \frac{\left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0\right)^2 z_0^2}{2\left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0\right)z_0 + d'}$$

где  $y_0'' = -\left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0\right)\alpha''/2\left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0 + d'\right)$ , а  $\alpha'$  и  $\alpha''$  - соответственно действительная и мнимая части величины,

б) Вблизи динамических частот Брэгга (ширина  $\sim y_0''$ ) излучение "назад" того же порядка, что и "вперед".

Что касается относительной ширины максимума при динамической частоте Брэгга, т.е.  $y_0'' K \pi c / z_0$ , то она весьма малая величина. Однако это относится к спектру при данном угле излучения  $\nu$ . Если же рассматривать частотный спектр, проинтегрированный по всем углам  $\nu$  в центральном пятне (от нуля до величины  $\nu_{max}$  порядка  $(1 - \beta^2)^{1/2}$ ), то ширина максимума в таком интегральном частотном спектре уже определится величиной, большей из двух  $y_0'' K \pi c / z_0$  и  $(1 - \beta^2) K \pi c / z_0$ . Это следует из того, что сама динамическая частота Брэгга, при которой имеет место максимум, зависит от угла  $\nu$  и имеет относительный разброс порядка  $\nu_{max}^2$ .

Отметим, что в модели кристалла, состоящего из реальных атомов, имеющих конечные размеры, основные качественные черты картины сохраняются, но количественные соотношения могут быть несколько иными.

Наконец, в заключительной пятой главе диссертации исследованы некоторые вопросы как учета поглощения излучения в веществе однослойной пластины и стопки пластин, так и условия применимости формул теории переходного излучения для стопки пластин. Рассмотрены также вопросы сравнения экспериментальных данных с теоретическими расчетами. Это вызвано тем, что за последние десять лет появилось очень много экспериментальных работ по переходному излучению в рентгеновской области частот при пролете заряженных частиц высоких энергий через стопку пластин. Целью всех этих работ является исследование новых методов детектирования и измерения энергий частиц сверхвысоких энергий. Следовательно, необходимо провести достаточно полное сравнение экспериментальных результатов с теоретическими кривыми. Однако, до сих пор все полученные экспериментальные данные сравнивались лишь с теоретическими кривыми, полученными с помощью формулы, которая имеет вполне определенные условия применимости [18]. Как было показано в [19], учет поглощения в стопке пластин так, как это делалось в [20], приводит к еще большему сужению области применимости этой формулы.

В пятой главе впервые численные расчеты спектра переходного излучения на выходе радиатора проведены с использованием "общей" формулы с учетом поглощения [21]. На основе приведенных кривых спектрального распределения числа квантов переходного излучения в рентгеновской области частот на выходе радиатора, рассчитанных с помощью различных формул, численно показана справедливость условий применимости формул теории переходного излучения.

$$\left(\omega \gg \frac{1}{2} \omega' p \quad \text{и} \quad 2p \gg a\right), \quad \text{где} \quad \omega' p = 4\pi v / p(1 - \beta^2),$$

$$p = a + b,$$

( $a$  - толщина пластины,  $b$  - расстояние между пластинами). Из численных расчетов следует, если при вычислении не требуется большой точности (порядка 15% - 20%), то можно пользоваться "упрощенной" формулой и при условии, когда  $\omega \sim \frac{1}{2} \omega_p$ . Получено хорошее согласие между экспериментальными результатами и теоретическими кривыми, посчитанные с помощью "общей" формулы теории переходного излучения с учетом поглощения [22].

Основное содержание диссертации опубликовано в работах [1, 2, 7, 8, 13, 17, 21, 22].

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г.М.Гарибян, М.М.Мурадян, Изв.АН Арм.ССР, Физика, 3, 103 (1968)
2. М.Р.Магомедов, М.М.Мурадян, Изв.АН Арм.ССР, Физика, 7, 178 (1972)
3. Н.Бор "Прохождение атомных частиц через вещество", ИЛ, 1950
4. Э.Ферми, "Ядерная физика", ИЛ, М., 1951
5. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, "Электродинамика сплошных сред", М., ГИТТЛ, 1957.
6. Г.М.Гарибян, ЖЭТФ, 37, 527 (1959)
7. Г.М.Гарибян, М.М.Мурадян, Изв.АН Арм.ССР, Физика, 1, 310 (1966)
8. М.М.Мурадян, Изв. АН Арм.ССР, Физика, 2, 343 (1967)
9. R.M.Sternheimer, Phys.Rev. 103, 511 (1956)
10. Г.М.Гарибян, М.П.Лорикян, ДАН Арм.ССР, 40, 21 (1965)
11. В.Л.Гинзбург, И.М.Франк, ЖЭТФ, 16, 15 (1946)
12. Г.М.Гарибян, С.С.Элбакян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 1, 279 (1966)
13. Г.М.Гарибян, М.М.Мурадян, Изв.ВУЗ-ов, Радиофизика, XII, 9 (1969)
14. Г.М.Гарибян, М.М.Мурадян, препринт ЕрФИ-ТФ-6 (1968)
15. Г.М.Гарибян, Г.Г.Бахшян, Изв.АН Арм.ССР, Физика, 6, 3 (1971)
16. Г.М.Гарибян, Ян Ши, ЖЭТФ, 61, 930 (1971)
17. Г.М.Гарибян, М.М.Мурадян, Ян Ши, Изв. АН Арм.ССР, Физика, 7, 188 (1972)
18. Г.М.Гарибян, препринт ЕрФИ, ТФ-4 (1970)
19. Г.М.Гарибян, Изв. АН Арм.ССР, Физика, 6, 3 (1971)
20. А.И.Алиханян, Ф.Р.Арутюнян, К.А.Испирян, М.Л.Тер-Микаелян, ЖЭТФ 41, 2002 (1961)
21. М.М.Мурадян, Научные сообщения ЕрФИ, 30 (1973)
22. Э.С.Беляков, М.П.Лорикян, К.Ж.Марнарян, М.М.Мурадян, К.К.Шихляров, Письма в ЖЭТФ, (1973).

Заказ 0538

ВФ-03202

Тираж 200

---

Отпечатано на ротапринтере  
Ереванского физического института, Ереван 36, пер. Маркаряна 2