



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

С 353  
Ц-97

В.Н. Цытович

1036

ВОПРОСЫ ТЕОРИИ  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ  
В ПЛАЗМЕ И ДРУГИХ СРЕДАХ

Автореферат диссертации на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук

Дубна 1982 г.

В.Н.Цытович

C 353

Ц-97

1036

ВОПРОСЫ ТЕОРИИ  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ  
В ПЛАЗМЕ И ДРУГИХ СРЕДАХ

Автореферат диссертации на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1982 г.

Исследование эффектов взаимодействия релятивистских частиц со средой в последние годы приобрело большую значимость. Это связано, с одной стороны, с увеличением предельно достижимых энергий частиц, получаемых в лабораторных условиях и, с другой стороны, с расширяющимися возможностями использования взаимодействия быстрых частиц с плазмой и другими средами. Взаимодействие быстрых частиц со средой может существенно измениться, если в среде распространяются электромагнитные волны различного типа. Нужно отметить, что большинство волн, распространяющихся в среде, сопровождается локальными изменениями электромагнитного поля, которые могут влиять на движение частиц. Исследование эффектов взаимодействия частиц со средой при наличии в ней излучения представляет поэтому большой интерес. Последний круг вопросов актуален в ряде астрофизических проблем, ибо в этой области исследований могут часто встретиться физические условия, когда имеются три взаимодействующие компоненты: излучение, среда и быстрые частицы.

Настоящая диссертация посвящена исследованию проблем теории взаимодействия релятивистских частиц с плазмой и другими средами для выяснения физической картины явлений и возможности их использования в ряде практических задач.

Диссертация имеет 5 глав и 5 приложений.

Первая глава посвящена общей теории взаимодействия релятивистских частиц с равновесными средами. Усиленное внимание к этим вопросам начинается с классических работ И.Е. Тамма, И.М. Франка <sup>/1/</sup> по теории черенковского излучения и Э. Ферми <sup>/2/</sup> по эффекту плотности для ионизационных потерь. Отметим, что взаимодействие заряженной частицы с равновесной средой приводит не только к эффектам торможения частицы, но и к изменению её электромагнитной массы. Изменение массы частицы в первом порядке по квадрату заряда  $e^2$  может быть наглядно интерпретировано как результат излучения и поглощения виртуального кванта в среде в области частот, где диэлектрическая проницаемость отлична от единицы. Отмечается, что изменение электромагнитной массы частицы может быть связано с работой, совершаемой над частицей при переходе из среды в вакуум.

Для получения потерь энергии и изменения электромагнитной массы частицы в среде используется метод функций Грина. В первой главе рассматриваются эффекты в первом приближении по  $e^2$ .

В методе функций Грина изменение электромагнитной массы находится по действительной части эффективного энергетического спектра частицы в среде. Таким способом в пределе получено классическое некантовое выражение для изменения электромагнитной массы частицы. Полученный результат пригоден для сред с сильным поглощением, когда понятие энергии электромагнитного поля не имеет однозначного смысла. Для изотропных и прозрачных сред при пренебрежении пространственной дисперсией можно выделить продольную часть изменения электромагнитной массы  $\Delta m^{\parallel}$ , связанную с экранировкой продольного поля частицы, и поперечную часть  $\Delta m^{\perp}$ , связанную с испусканием и поглощением распространяющегося в среде фотона ( $\hbar = c = 1$ )

$$\Delta m^{\parallel} = -\frac{e^2 v}{4\pi} - \frac{\epsilon_p}{m} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \left\{ \left( \frac{1}{n^2 v^2} - 1 \right) \ln |1 - n^2 v^2| - \left( \frac{1}{v^2} - 1 \right) \ln (1 - v^2) \right\} / 1/$$

$$\Delta m^{\perp} = \frac{\epsilon_p e^2}{4\pi v} - \frac{\epsilon_p}{m} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \left( \frac{1}{n^2} - 1 \right) \ln \frac{k_{max}^2 v^2}{\omega^2} .$$

Здесь  $\epsilon_p$  — энергия частицы,  $v = \frac{p}{\epsilon_p}$  — её скорость,  $m$  — масса,  $e$  — заряд частицы,  $n = n(\omega)$  — показатель преломления среды. Результат фактически не зависит от введенного обычным образом параметра обрезания  $k_{max}$  /определяемого из условия допустимости макроскопического описания или, более строго, допустимости пренебрежения пространственной дисперсией/.

Зависимость  $\Delta m = \Delta m^{\parallel} + \Delta m^{\perp}$  от энергии частицы имеет следующий ход. В нерелятивистском пределе  $\Delta m \approx \Delta m^{\perp}$  и растет как  $\frac{1}{v}$  с уменьшением скорости. В ультрарелятивистском пределе как  $\Delta m^{\parallel}$ , так и  $\Delta m^{\perp}$  по абсолютной величине линейно растут с ростом энергии частицы. Однако, их сумма в пределе не зависит от энергии и достигает насыщения /эффект плотности/. Вычисления  $\Delta m^{\parallel}$  и  $\Delta m^{\perp}$  для модели осцилляторов, которая была рассмотрена ещё Ферми для иллюстрации эффекта плотности в потерях энергии частиц, показывает, что в ультрарелятивистском пределе  $\Delta m$  не зависит от собственных частот среды, в то время как в отдельности обе величины  $\Delta m^{\parallel}$  и  $\Delta m^{\perp}$  от них зависят. Критерий возникновения эффекта плотности в изменении электромагнитной массы для модели осцилляторов совпадает с критерием эффекта плотности Ферми для потерь. При движении частицы вдоль оси канала в диэлектрике величина  $\Delta m$ , как показано в § 5, может заметно зависеть от энергии частицы даже в ультрарелятивистском пределе. Этот эффект возникает для достаточно широкого канала <sup>x/</sup>. Показывается, что для узкого канала величина  $\Delta m$  такая же, как и в сплошной среде. В § 6 производится исследование влияния пространственной дисперсии на  $\Delta m$ . Наличие эффекта плотности в  $\Delta m$  весьма существенно также при рассмотрении радиационных поправок к потерям энергии частиц / глава 2/.

Метод функций Грина позволяет получить квантовые вероятности изменения

<sup>x/</sup> Радиус канала должен значительно превосходить плазменную длину волны  $\omega_{pe}^{-1}$ .

состояния релятивистских частиц. Известные ранее способы расчёта, например, квантовых поправок к интенсивности черенковского излучения основывались на т.н. феноменологической квантовой электродинамике, использующей квантование усредненных величин. Последняя содержит в себе определенные внутренние противоречия и, кроме того, непригодна в той области частот, где поглощение велико. В диссертации показывается, что использование метода функций Грина совместно с дисперсионными соотношениями позволяет последовательно получить квантовые вероятности испускания электромагнитных волн частицей. Для изотропной среды вероятности испускания поперечных и продольных волн выражены через мнимые части запаздывающих функций распространения. Последние связаны с поперечной и продольной диэлектрической проницаемостями. Найденные вероятности пригодны для любых углов "рассеяния" частицы. Получены квантовые поправки к продольным потерям /боровские потери/, которые могут соответствовать также поправкам к характеристическим потерям электронов в тонких пленках. Для поперечных /черенковских/ потерь в области прозрачности и при пренебрежении пространственной дисперсией полученный результат совпадает с тем, который следует из феноменологической квантовой электродинамики. Проведенный расчёт, использующий квантование микрополей с последующим усреднением, доказывает возможность использования феноменологической квантовой электродинамики в этих условиях. Полученные выражения для изменения электромагнитной массы и потерь энергии имеют более широкую область применимости, в частности, они верны в том случае, когда среда является сильно поглощающей и использование феноменологической квантовой электродинамики становится незаконным.

Развитый метод позволяет получить общие выражения для потерь энергии без обычно используемого разделения на потери, связанные с близкими и далекими соударениями.

Близким соударениям соответствуют большие передачи импульса  $K$ , т.е. для близких соударений необходимо учитывать как квантовые эффекты, так и пространственную дисперсию диэлектрической проницаемости. Поэтому в § 7 получено и исследовано выражение для диэлектрической проницаемости плазмы с учётом релятивистских и квантовых эффектов. Рассматриваются также электромагнитные свойства изотропной релятивистской плазмы. Указывается на новый вид затухания электромагнитных волн в плазме из-за бесстолкновительного рождения пар и показывается, что такой эффект возможен лишь для плазмы большой плотности /подробное исследование эффекта в Приложении 1 § 28<sup>x/</sup>/. Получено также выражение для мнимых частей проницаемостей и затухания Ландау с учётом релятивистских и квантовых эффектов. Аналогичное рассмотрение проведено для плазмы при наличии магнитного поля /§ 9/.

<sup>x/</sup> Вопрос о бесстолкновительном рождении пар поперечным полем затрагивался также в /19/.

Полученные результаты позволяют найти выражения для поперечных  $W^{\perp}$  и продольных  $W^{\parallel}$  потерь энергии в единицу времени в широкой области скоростей заряда и температур плазмы. Для быстрых частиц в холодной плазме нерелятивистских температур  $v \gg v_T$   $v_T$  - средняя тепловая скорость / получено

$$W^{\perp} = \frac{e^2 \omega_{pe}^2}{v} \left[ \ln \frac{2m_e \epsilon_p v^2}{\omega_{pe} (\epsilon_p + m_e)} - \frac{1}{2} \left[ 1 - \left( 1 + \frac{m_e}{\epsilon_p} \right)^2 \right] \ln \left[ 1 - \frac{\epsilon_p^2 v^2}{(\epsilon_p + m_e)^2} \right] \right] \quad /3/$$

$$W^{\parallel} = e^2 \omega_{pe}^2 v \left\{ \frac{(\epsilon_p + m_e)^2}{2v^2 \epsilon_p} \left[ \ln \frac{(\epsilon_p + m_e)^2}{(\epsilon_p + m_e)^2 - v^2 \epsilon_p^2} - \frac{v^2 \epsilon_p^2}{(\epsilon_p + m_e)^2} \right] + \frac{1}{2} \frac{m_e^2 \epsilon_p^2 v^2}{[(\epsilon_p + m_e)^2 - \epsilon_p^2 v^2]^2} \right\} \quad /4/$$

где  $m_e$  - масса электрона,  $\omega_{pe} = \left( \frac{4\pi N e^2}{m_e} \right)^{1/2}$  - плазменная частота. Получены также выражения для потерь энергии 1/ в случае, когда передаваемая энергия не превосходит  $\omega^*$ ; 2/ для тяжелой нерелятивистской частицы, движущейся в плазме с релятивистскими электронными температурами; 3/ для релятивистских частиц в ультрарелятивистской плазме и 4/ на соударение с ионами плазмы. Получены также общие выражения для потерь энергии быстрых частиц в магнитоактивной плазме, учитывающие как близкие, так и далекие соударения /8 10/. Показано, как используемый метод позволяет просто получать результаты работы автора /3/ по излучению релятивистских частиц в магнитном поле при наличии изотропной среды. Получены выражения для потерь энергии частиц при движении вдоль магнитного поля и изменения электромагнитной массы частицы в плазме при наличии сильных магнитных полей.

Границы применимости полученных результатов определяются возможностью использования диэлектрической проницаемости с точностью до членов  $e^2$ , т.е.

допустимостью пренебрежения эффектами столкновений. С другой стороны, результаты получены также с помощью оператора массы первого порядка по  $e^2$ . Выяснению границ применимости этого предположения посвящена глава 2. Квантовые вероятности излучения волн частицей, движущейся в среде, используются в главе 3.

Вторая глава диссертации посвящена рассмотрению радиационных поправок к потерям энергии частиц в среде.

В этой главе рассматривается вопрос о потерях энергии в следующем порядке по  $e^2$  /т.е. с точностью до членов  $e^4$  и  $e^4 \ln e^2$ /. Исследуется та часть радиационных поправок, для которой диэлектрическая проницаемость не равна единице, т.е. макроскопическая часть радиационных поправок к потерям энергии частиц. Интерес к такой постановке задачи связан с тем, что, например, при измерениях ионизационных потерь при помощи фотопластинок фиксируются лишь акты, в которых передаваемая энергия  $\omega^*$  невелика. Величина  $\omega^*$

в этом случае имеет порядок 1 - 5 Кэв или, как крайнее, 50 Кэв, т.е.  $\frac{\omega^*}{m_e} \ll 1$ . Основным физическим результатом, полученным в этой главе, является следующее утверждение: в ряде случаев, интересных с точки зрения возможностей экспериментального наблюдения, макроскопическая часть радиационных поправок к процессу, происходящему в среде, может значительно превосходить "микро-часть" радиационных поправок.

Малая величина энергии квантов, участвующих в процессе, позволяет построить приближенные уравнения для системы функций Грина, в которых во всех порядках теории возмущений учтены лишь первые члены разложения по энергии квантов. Получена совокупность графических правил для построения операторов любого порядка теории возмущений. Эффективно проведена перенормировка полученной системы уравнений. Для нахождения радиационных поправок использована итерационная процедура, позволившая правильно учесть наряду с членами вида  $e^4$  члены вида  $e^4 \ln e^2$ . Устранение инфракрасной расходимости имеет определенное своеобразие. Если в вакууме инфракрасная расходимость в поправках к рассеянию в рамках теории возмущений может быть устранена рассмотрением процесса с испусканием мягкого кванта, то в среде указанной компенсации инфракрасной расходимости мягкими квантами может не быть. Хорошей иллюстрацией служит пример радиационных поправок к черенковскому излучению. Если во всей низкочастотной области вплоть до  $\omega=0$  выполнено условие черенковского излучения  $n(\omega)v > 1$ , то излучение мягкого кванта при черенковском излучении является процессом излучения двух черенковских квантов, который не содержит инфракрасной расходимости, т.к. разложение по числу квантов для черенковского излучения вполне допустимо /в отличие от тормозного излучения/. Это видно из классической формулы для интенсивности черенковского излучения, содержащей множитель  $\omega$ . Инфракрасную расходимость в макроскопических радиационных поправках к потерям энергии нетрудно устранить, если учесть, что для частицы, движущейся в среде,  $p^2 \neq m^2$  из-за эффектов, рассмотренных в главе 1. Поэтому устранение инфракрасной расходимости в данном случае имеет большую аналогию с соответствующей задачей для лэмбовского сдвига /  $p^2 \neq m^2$  из-за взаимодействия /, нежели с задачей о радиационных поправках к рассеянию. Выражение для потерь с учётом радиационных поправок имеет вид

$$W = W_1 \left( 1 - \frac{e^2}{\pi} \Delta \left( \frac{\epsilon_p}{m} \right) \right), \quad /5/$$

где  $W_1$  - потери энергии в  $e^2$  приближении,  $\Delta$  описывает радиационную поправку.

В диссертации исследуется зависимость  $\Delta$  от энергии частиц, характеристик

среды и других факторов. Произведен явный расчет зависимости  $\Delta$  от  $\frac{\epsilon_p}{m}$  для прозрачных сред при пренебрежении пространственной дисперсией в случае, когда зависимость показателя преломления от частоты задается плазменной формулой. Показано, что в пределе ультррелятивистских энергий частиц основной вклад в  $\Delta$  вносит область больших частот, когда законно пренебрежение пространственной дисперсией и использование плазменного приближения. Произведен расчет поправок в ультррелятивистском пределе с логарифмической точностью.

Оказывается, что  $\Delta$  имеет характерный ход с энергией. В нерелятивистском пределе  $\Delta \rightarrow 0$  при  $v \rightarrow 0$ , как  $v^2$ . В ультррелятивистском пределе поправка  $\Delta$  достигает насыщения

$$\Delta(\infty) = 2 \ln^2 \zeta, \quad /6/$$

где  $\zeta = \frac{1}{\omega_{\infty}} |E_1(\rho) - \epsilon_p|$ ;  $\omega_{\infty}$  - плазменная частота,  $E_1(\rho)$  - значение эффективного энергетического спектра частицы в среде в первом приближении по  $e^2$ . Результат /6/ выписан с логарифмической точностью. Насыщение наступает при энергиях

$$\frac{\epsilon_p}{m} \gg \frac{\epsilon_p}{m} = \frac{1}{\zeta}. \quad /7/$$

В диссертации содержится исследование параметра  $\zeta$  в зависимости от собственных частот среды, распределения частиц среды по энергиям и других факторов. В практически интересных случаях  $\zeta$  достигает значений  $\sim 10-300$ . Основные результаты исследования макроскопических радиационных поправок можно резюмировать следующим образом.

1. Макроскопические радиационные поправки к потерям энергии частиц могут составлять величину порядка 7-10%.

2. Существует эффект плотности для относительных радиационных поправок  $\Delta$ . Значения энергий, для которых он наступает, больше тех, для которых наступает эффект плотности для основной части потерь.

Это является следствием того, что в сравнении с критерием эффекта плотности Ферми в критерии эффекта плотности радиационных поправок, /см. /7//, содержится большой множитель  $\frac{1}{\zeta^2} = 137^2$ , причём  $\frac{1}{\zeta}$  есть число порядка 10-30. Таким образом, кривая ионизация-импульс будет иметь характерный ход: после "достижения" фермиевского плато должно наблюдаться падение потерь на 5-10%.

3. Радиационные поправки к интенсивности черенковского излучения доступны экспериментально измерению.

Как оказалось, теоретические расчёты, изложенные выше, согласуются с результатами экспериментов по ионизационным потерям ультррелятивистских электронов в фотоэмульсиях, проведенных в лаборатории космических лучей

ФИАН Г.Б.Ждановым, М.И.Третьяковой, М.Новаком и М.Н. Шербаковой /5/. Проводившиеся ранее экспериментальные измерения ионизационной способности ультррелятивистских электронов не отличаются достаточно высокой точностью и немногочисленны. Необходимая в данном случае точность /2-3%/ была достигнута лишь в /5,17/. Параметр  $\zeta$ , оцененный по ионизационным потенциалам Ag Br, принимает значения  $\zeta = 100-200$ . Имеет место удовлетворительное согласие с опытом ожидаемого влияния радиационной поправки на ионизационный эффект как по знаку и амплитуде самой поправки  $\Delta(\infty)$ , так и по положению той области, где поправка достигает насыщения. В диссертации производится обсуждение экспериментальных результатов, оценка роли многократного рассеяния и других факторов. Показывается, что из-за эффекта плотности для радиационных поправок многократное рассеяние на них не сказывается. Обсуждаются возможности наблюдения макроскопических радиационных поправок для тяжелых частиц и для других регистрирующих устройств.

Границы применимости полученных в главе 2 результатов определяются малостью радиационных поправок по сравнению с основной частью потерь. Некоторые расчеты главы 2 отнесены к Приложениям 2 и 3.

Глава третья диссертации посвящена рассмотрению воздействия излучения на заряженную частицу, движущуюся в среде. Выше уже отмечался имеющийся интерес к кругу вопросов, связанных с прохождением частиц через среду, в которой имеется электромагнитное излучение. Хорошо известно, что воздействие излучения на заряженную частицу в вакууме невелико из-за малой величины сечения томсоновского рассеяния /8/. Ускоряющая сила направленного потока излучения в вакууме  $f = \sigma_k \bar{\rho}$ , где  $\sigma_k$  - сечение комптоновского рассеяния,  $\bar{\rho}$  - средняя плотность излучения /  $v \ll 1$  /. Изотропное излучение в вакууме, как известно, приводит к торможению частицы излучением с силой того же порядка.

В главе 3 показывается, что если излучение действует на частицу не в вакууме, а в среде, то происходит не только существенное увеличение сечения, но и изменение знака эффекта, например, для изотропного излучения. Это имеет место, если для частицы в области частот внешнего излучения выполнено условие черенковского испускания  $\beta v > 1$ .

Увеличение сечения может быть проиллюстрировано простыми размерностными соображениями. В вакууме возможно лишь рассеяние. Поэтому амплитуда процесса, соответствующая двум вершинам, пропорциональна  $e^2$ , а сечение -  $e^4$ . Величина, имеющая размерность квадрата длины и пропорциональная  $e_1^4$ , есть  $r_0^2$ . В среде при выполнении условия  $\beta v > 1$  возможны как процессы черенковского испускания, так и процессы черенковского поглощения. Амплитуды этих процессов пропорциональны  $e$ , а сечение -  $e^2$ . Второй величиной размерности длины в сечении может быть лишь длина вол-

ны  $\lambda$ . Таким образом, сила воздействия излучения на частицу в среде в  $\frac{\lambda}{r_0}$  раз больше. Для излучения, близкого к монохроматическому, расчёт приводит к следующему выражению для изменения энергии частицы под воздействием изотропного черенковского излучения:

$$\frac{d\epsilon_p}{dt} = \sigma_p v \rho.$$

/8/

$$\sigma_p = 2\pi \lambda_0^2 \left(1 - \frac{1}{n^2(\omega_0)}\right) \frac{1}{1 + \frac{\omega_0}{n(\omega_0)} \frac{dn(\omega_0)}{d\omega_0}},$$

где  $\lambda_0 = \frac{2\pi}{\omega_0 n(\omega_0)}$ ,  $\omega_0$  — частота излучения.

Изменение знака силы, т.е. эффект ускорения, а не замедления, может быть проиллюстрировано следующим образом. Механизмом, увеличивающим сечение, является индуцированное черенковское испускание и поглощение электромагнитных волн. Если  $w_p(\omega, k)$  есть вероятность спонтанного черенковского испускания кванта энергии  $\omega$  и импульса  $k$ , то при наличии излучения изменение энергии частицы есть

$$\frac{d\epsilon_p}{dt} = \int_0^\infty \omega d\omega \int dk \{w_p(\omega, k)(N_{\omega, k} + 1) - w_{p+k}(\omega, k) N_{\omega, k}\}. \quad /9/$$

Первый член /9/ описывает спонтанное и индуцированное излучение, второй, написанный из соображений детального баланса — индуцированное поглощение. Действие излучения определяется разностью индуцированного поглощения и индуцированного испускания. Вероятность черенковского испускания, как известно, падает с уменьшением угла между направлением кванта и скоростью частицы. В силу законов сохранения поглощение происходит при больших углах, нежели испускание. Это приводит к ускорению частиц излучением.

Способ расчёта силы воздействия излучения на частицу состоит в учёте первых квантовых поправок в вероятностях поглощения и испускания. В главе 3 используются выражения для вероятностей, найденные в главе 1. Рассмотрено действие не только поперечных волн, но и действие продольных плазменных волн. Используемый метод расчёта позволял несложным путем решить задачу о воздействии излучения на частицу, движущуюся в магнитоактивной плазме. Результаты являются классическими /неквантовыми/ и, естественно, могут быть получены классическим путем, что иллюстрируется на простейшем примере в Приложении 4. Классические расчёты значительно сложнее в математическом отношении и, кроме того, квантовый расчёт имеет преимущество в силу большей наглядности.

В § 17 дается оценка границ применимости получаемых результатов. Показывается, что результаты верны при плотностях излучения меньших тех, для которых сила воздействия излучения сравнивается с мгновенной действующей

силой. Этим ограничиваются допустимые плотности излучения сверху. Ограничения снизу происходят из-за требования, чтобы ускоряющая сила со стороны излучения превосходила силу спонтанного торможения, рассмотренного в главе 1. Оценивается также роль нелинейных эффектов.

Для частицы, движущейся в магнитоактивной плазме по винтовой линии, наряду с изменением энергии находятся также изменения компонент импульсов частицы, перпендикулярных и параллельных магнитному полю. Это позволяет найти изменение угла между скоростью частицы и магнитным полем. Рассмотрены частные случаи нерелятивистских скоростей и малых углов между скоростью частицы и магнитным полем.

Для малых углов и нерелятивистских скоростей получены следующие выводы:

1. Вне зависимости от распределения плотности излучения воздействие излучения приводит к росту угла между скоростью частицы и магнитным полем.
2. Ускорение частиц излучением имеет место в том практически наиболее интересном случае, когда интенсивность излучения в среде падает с ростом показателя преломления.

§ 19 посвящен возможным астрофизическим приложениям результатов, полученных в главе 3. Обращается внимание на то обстоятельство, что космическое радиоизлучение может приводить к заметному ускорению электронов во втором радиационном поясе Земли. Оценки порядков величин приводят к разумным значениям времен ускорения. Космическое радиоизлучение может приводить также к увеличению времени жизни частиц в радиационных поясах из-за роста угла между скоростью и полем. Отмечается также, что при ускорении излучением преимущественно ускоряются тяжелые ионы. Рассматриваемый механизм поэтому может играть роль в происхождении космических лучей, источником которых являются взрывы сверхновых звезд. Такой механизм можно рассматривать как механизм инжекции в фермиевское статистическое ускорение.

Для вопросов практического использования результатов теории взаимодействия быстрых частиц со средой наряду с рассмотренными вопросами большое значение имеет исследование задач, касающихся совокупности частиц, удовлетворяющих условиям когерентности /глав 4/, а также ряда релятивистских нелинейных эффектов /глава 5/.

Глава четвертая диссертации посвящена исследованию когерентного переходного излучения. Поскольку причиной возникновения переходного излучения является перестройка собственного поля частицы при переходе границы раздела сред, порядок суммарной интенсивности переходного излучения совпадает с величиной изменения электромагнитной массы частицы, рассмотренного в главе 1. Если для сгустка частиц выполнены условия когерентности, то его можно рас-

смагнитивать как точечный заряд величины  $eN$  и массы  $Nm$ . Поскольку электромагнитная масса сгустка растет пропорционально квадрату числа частиц, а масса — пропорционально числу частиц, то относительная доля энергии, теряемая сгустком на переходное излучение, растет с ростом числа частиц. На когерентные эффекты впервые было обращено внимание В.И. Векслером. В ультрарелятивистском пределе переходное излучение преимущественно направлено вперед. Поэтому в условии когерентности входят лишь продольные размеры сгустка. Показывается, что условие когерентности не зависит от энергии сгустка. Максимальный эффект торможения переходным излучением возникает в случае, когда поперечные размеры сгустка сравниваются с величиной плазменной длины волны  $\frac{1}{\omega_{pe}}$ . В излучении при этом играют роль все мультипольные моменты. Показывается, что величина относительной потери энергии может достигать значений порядка единицы. Последний случай находится на границе применимости линейного приближения; нужно думать, однако, что при выполнении найденных условий эффект будет максимальным.

Наряду с когерентным излучением зарядов рассматривается также когерентное излучение токов.

Для возможности практического использования когерентного переходного излучения важным моментом является требование, накладываемое на резкость границы раздела сред. Этот вопрос рассматривается на примере тока, проходящего через переходную область между плазмой и вакуумом в случае, когда в переходной области плотность плазмы меняется линейным образом. Показано, что если размытость границы раздела значительно больше зоны формирования переходного излучения, то интенсивность переходного излучения обращается в нуль. Работа сил на границе раздела при этом в нуль не обращается.

Известно<sup>/20/</sup>, что когерентные эффекты для движения зарядов в безграничных средах хотя и увеличивают силу, действующую на отдельную частицу, но они сами приводят к появлению сил, стремящихся нарушить когерентность /неустойчивость/. Физическая причина этого состоит в том, что при направленном излучении последующие частицы испытывают действие предшествующих им частиц, но не наоборот. Вследствие этого сила реакции, действующая на отдельную частицу сгустка, растет вдоль его длины, что и приводит к рассасыванию сгустка.

В диссертации показывается, что когерентные эффекты при прохождении границы раздела сред могут приводить к сжатию сгустка. Связано это с тем, что сила, действующая на частицы сгустка на границе раздела, не совпадает с силой реакции переходного излучения, так как часть работы идет на изменение электромагнитной массы сгустка.

Глава пятая посвящена некоторым нелинейным задачам релятивистской га-

зодинамики плазмы. Нелинейные задачи газодинамики плазмы привлекали внимание в последнее время в связи с такими вопросами, как структура бесстолкновительных ударных волн, проблема ускорения заряженных частиц нелинейными волнами и др. Для исследования релятивистских нелинейных эффектов в главе 5 используются уравнения релятивистской газодинамики в самосогласованных и внешних полях при температурах, равных нулю. Одним из результатов проведенного в главе 5 исследования релятивистских нелинейных эффектов является следующее: с ростом релятивизма существенно расширяется область возможных значений амплитуд нелинейных волн, для которых в рамках используемого подхода не возникает многоскоростных течений. В частности, амплитуды волн могут достигать довольно больших значений. Иными словами, нелинейные волны, распространяющиеся со скоростью, близкой к скорости света, могут "нести" большие разности потенциалов. Показывается, что перпендикулярно магнитному полю могут распространяться сильные нелинейные электронные и магнитозвуковые волны в виде одиночных импульсов. Полученные результаты представляют интерес, в частности, с точки зрения перечисленных выше проблем.

В главе 5 рассмотрен также вопрос о нелинейной теории потерь энергии большим зарядом в плазме и показано, что при движении такого заряда могут возбуждаться нелинейные волны с большими разностями потенциалов.

В Приложении 5 рассматриваются некоторые нестационарные одномерные релятивистские движения заряженных сгустков, а также возникающее при этом когерентное излучение.

Результаты диссертации опубликованы в работах автора<sup>/3/</sup>, /7-18/ /21,22/

#### Литература

1. И.Е.Тамм, И.М.Франк. ДАН СССР 14, 107, 1937.
2. E.Fermi. *Phys. Rev.* 57, 485 (1940).
3. В.Н.Цытович. Вестник МГУ 2, 27, 1951.
4. А.И.Ахнезер и В.Б.Берестецкий. Квантовая электродинамика Физ. мат. изд. М. 1959.
5. Г.Б.Жданов, М.И.Третьякова, М.Новак. Труды совещания по ядерным фотомульсиям. Москва 1960.
6. Л.Д.Ладау и Е.М.Лифшиц. Теория поля ГИФМЛ М. 1960.
7. В.Н.Цытович. ЖЭТФ 40, 1775, 1961.
8. В.Н.Цытович. ЖЭТФ 42, 457, 1962.
9. В.Н.Цытович. ЖЭТФ 42, 803, 1962.
10. В.Н.Цытович. ЖЭТФ 40, 1325, 1961.



11. В.Н.Цытович. Труды конференции по магнитной гидродинамике. Рига 1960.
12. В.Н.Цытович. ДАН СССР 144, 310, 1962.
13. В.Н.Цытович. ДАН СССР 142, 319, 1962.
14. В.Н.Цытович. ДАН СССР 142, 63, 1962.
15. В.Н.Цытович. ЖТФ 31, 766, 1961.
16. В.Н.Цытович. ЖТФ 31, 923, 1961.
17. Г.Б.Жданов, М.И.Третьякова, В.Н.Цытович и М.Н.Шербакова ЖЭТФ 43,  
342, 1961.
18. В.Н.Цытович. ЖЭТФ 43, 327, 1962.
19. Г.С.Саакян ЖЭТФ 38, 1593, 1960.
20. Б.М.Болотовский. Диссертация. ФИАН 1956.
21. В.И.Векслер и В.Н.Цытович. Доклад на конференции по ускорителям CERN 1959.
22. В.Н.Цытович. ЖТФ 31, 665, 1961.

Рукопись поступила в издательский отдел

12 июля 1962 года.