

Սուրեն Գուրգենի Հարությունյան

Ներկայացվող աշխատանքը հիմնված է ուելյասիվիստիկ լիցքավորված մասնիկների փնջերի էլեկտրադինամիկայի տարածա-ժամանակային ճեղքաբանության մեթոդի վրա: Նկարագրության այս մեթոդով լուծվել են փնջերի էլեկտրադինամիկայի մի շարք կարևոր խնդիրներ: արագացուցիչներում և կատակիչներում լիցքավորված մասնիկների դինամիկայի քննադատում, կոմպակտ հատագրման ալգորիթների ստեղծման նվիրված հետազոտություններում, գերբարձր էներգիաների մասնիկների դիագնոստիկայի սպարեզում և այլն:

Գաշտապանության ներկայացվող հիմնական դրույթները:

1. Կատարվել են լիցքավորված կետային զերբարձր էներգիայի մասնիկի ու շաղման հավասարման և էլեկտրամագնիսական դաշտի մանրամասն հետազոտություններ: Հաշտարևերվել են սինքրոտրոնային հատագրման կոչա մասի տարածական լուսայիզացիայի տիպոյրները:
2. Դուրս են բերվել էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի ուժագծերի հավասարումները կամայական հետագծով շարժվող մասնիկի համար (ներառյալ գնդաձևային արագության): Լիցքի կամայական շարժման դեպքում սահմանվել է մագնիսական դաշտի չեզոք գիծը: Ուսումնասիրվել են Փոյնթինգի վեկտորների դաշտի տարածա-ժամանակային պատկերները շրջանագծով շարժվող մասնիկի համար: Օլբոդոնոլ դաշտերի էլեկտրադինամիկան ներկայացվել է որպես դաշտերի ուժագծերի կոմպիանտ դինամիկա: Մանրամասն ուսումնասիրվել է Լիննար-Վիլիսերտի դաշտերի դեպքը:
3. Հաշվարկվել են ուելյասիվիստիկ լիցքավորված մասնիկների էլեկտրամագնիսական դաշտերի տարածա-ժամանակային միլիտոսկոպիկ ստրուկտուրաները: Դաշտերի տարածական միջինացման հիման վրա դուրս են բերվել փնջերի իստության չափանիշները: Հաշվարկվել են բետատրոն առանձնների հանրահաշվարկային շեղվածությունները հաշվի առնելով փնջի մասնիկների հետագծերի կորագրությունը: Ապացուցվել է, որ այս դեպքում բացակայում է Լորենցի ուժի էլեկտրական և մագնիսական կոմպոնենտների կոմպենսացիան: Ուսումնասիրվել են սինքրոտրոնային հատագրման կոչա մասի անդրազարմները արտաքին հաղորդակցվող դրանային մասկերեսից:
4. Դիպարիվել են հատուկ ձևով մոդուլացված հետագծերով շարժվող էլեկտրոնների փնջերի մեկ ուղղությամբ կոմպակտ հատագրման հնարավորությունները: Գտնվել են կոմպակտ հատագրման պայմանները այն դեպքում, երբ մասնիկների ուղղաձիգը պարունակում են լայնակի տրանսլացիոն ինվարիանտություն: Դիտարկվել են էլեկտրական և մասնագրական սինքրոտրոնային հատագրման դաշտերի ինտերֆերենցիոն ուժեղացման հնարավորությունները:
5. Առաջարկվել է պիկովարկանից կարճ փնջերի տեղություն և լիցքի լայնակի պրոֆիլի չափման մեթոդ, որը իրագործվում է ազդանշանային լազերային հատագրչի էլեկտրաստիկական բյուրեղում մասնիկների փնջի կոմպակտ սինքրոտրոնային հատագրման էլեկտրական դաշտով մոդուլացնելու միջոցով:

Սուրեն Գուրգենի Հարությունյան

ԱՄՆԱԳՆԱԳՎԱԾ ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ՄԱՍՆԻՎՆԵՐԻ
ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍՏԻԿԱՆ ԴԱՇՏՆԵՐԻ
ՏԱՐԱԳՐԱԺԱՐԱՆԱԿԱՅԻՆ ԱՍՏԻՎԱՏՈՒՐԱՆԵՐ

Ա.04.20 - Մասնիկների փնջերի ֆիզիկա և տեխնիկա
Ա.04.02 - Տեսական ֆիզիկա

Ա Ն Ղ Մ Ա Գ Ի Բ

Ֆիզիկա-մաթեմատիկական գիտությունների դոկտորի
գիտություն աստիճան հասցման ատենախոսության

ԵՐԵՎԱՆ 1995

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Сурен Гургенович Арутюнян

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ
УСКОРЕННЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ

Ա.04.20 - Физика и техника пучков частиц
Ա.04.02 - Теоретическая физика

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

ЕРԵՎԱՆ 1995

Работа выполнена в Ереванском физическом институте

Официальные оппоненты: академик НАН Армении,
доктор физико-математических наук,
профессор Д.М.Седракян (ЕрГУ)
доктор физико-математических наук,
профессор Э.А.Перельштейн (ОИЯИ, Дубна),
доктор физико-математических наук,
профессор Э.Д.Гагазян (ЕрФИ)

Ведущая организация: Физический институт АН РФ

Защита состоится "23" октября 1995 г.
в час на заседании Специализированного Совета Д 034.03.01
при Ереванском физическом институте по адресу: 375036, Ереван, ул.
Братьев Алиханянов 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Ереванского
физического института.

Автореферат разослан "23" сентября 1995 г.

Ученый секретарь
Специализированного Совета,
Кандидат физ.-мат. наук А. Маргарян А.Т.Маргарян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 22.08.95г. Формат 80x84/16
Осетная печать Тираж 80 экз.
Зак.тип. 51

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, ул. Братьев Алиханян, 2

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы

В работе развит метод пространственно-временного описания электродинамики пучков релятивистских заряженных частиц. Этот метод позволил получить новые результаты при решении ряда важных задач электродинамики, в частности, в области динамики заряженных частиц в ускорителях и накопителях, при проектировании источников когерентного излучения и исследовании методов нахождения интерференционных максимумов коллективных полей пучков, в области диагностики пучков высоких энергий и др.

Заметим, что традиционным на сегодняшний день способом исследования полей пучков заряженных частиц высоких энергий является спектральный метод описания полей, который дает эффективную возможность определения спектрально-углового распределения полей излучения в волновой зоне. Однако, при решении ряда проблем электродинамики, возникает необходимость в детальной информации о пространственной структуре поля вблизи частицы, например, при определении коллективных внутрипучковых полей и их отражений от близких проводящих границ (задачи, характерные для ускорительной физики). При этом обращение спектрально-угловых выражений поля трудно реализуемо с математической точки зрения - для ультрарелятивистских частиц спектр поля очень широкий (так, для синхротронного излучения количество основных гармоник порядка γ^3 , где γ - лоренц-фактор частиц). Однако, даже если процедуру обращения считать формально реализуемой, полученная в результате картина поля будет определять структуру поля только в волновой зоне. Как показано в настоящей работе, для циркулирующих зарядов, на малых по сравнению с радиусом кривизны траектории расстояниях, таким образом можно восстановить структуру поля лишь в очень узкой области пространственной локализации жесткой части синхротронного излучения.

Отказываясь от процедуры обращения спектрального разложения излучения, обычно, задачу о полях пучка ультрарелятивистских заряженных частиц решают в приближении непрерывного и, как правило, прямолинейного тока. Такое приближение соответствует вычислению только кулоновской части поля и справедливо только на расстояниях порядка и меньше $\rho\gamma^{-2}$ (в направлении движения частицы

на еще меньших расстояниях порядка $\rho\gamma^{-3}$) от частицы, движущейся по траектории с радиусом кривизны ρ .

Корректное решение приведенных типичных проблем проводится в настоящей работе на основе точных решений электромагнитных полей с учетом дискретности пучка.

Таким образом, с точки зрения приложения к ряду задач электродинамики актуальность предпринятых исследований представляется несомненной. Однако, полученные новые результаты имеют также общетеоретическое значение для классической электродинамики вообще, так как в работе сформулирован новый пространственно-временной подход определения полевых структур релятивистских заряженных частиц, а также разработан аппарат визуализации и эквивалентного описания электродинамики ортогональных полей динамическими уравнениями линий поля. Представляется, что эти подходы могут стимулировать соответствующее развитие также в нелинейных теориях поля и в теории квантованных полей.

Основная цель работы

Основной целью работы являлось детальное исследование пространственно-временных структур электромагнитных полей ультрарелятивистских заряженных частиц, движущихся по криволинейным траекториям. Визуализация электромагнитного поля произведена с помощью аппарата линий электрического и магнитного поля. Доказано, что электродинамика ортогональных полей может быть сформулирована как ковариантная динамика этих линий. На основе анализа пространственного усреднения собственных полей отдельных частиц, в частности, получен критерий плотности частиц в пучках, заключающийся в переходе от случая сепарированных в пространстве областей жесткой части излучения отдельных частиц к их тотальному перекрытию в объеме пучка. Вычислены некоторые эффекты воздействия собственных полей пучков на динамику частиц в ускорителях и накопителях. Определены условия когерентного излучения пучков заряженных частиц в определенных направлениях, в том числе возможности генерации когерентного излучения сгустка с продольной инвариантностью траекторий частиц. Предложено использование информации о пространственном распределении электрического поля когерентного синхротронного излучения для восстановления продольного распределения заряда в сгустке.

Научная новизна

Перечисленные выше исследования привели к созданию метода пространственно-временного описания электродинамики пучков релятивистских заряженных частиц и составили основу этого нового научного направления.

Следующие, выносимые на защиту основные результаты работы, выполнены впервые.

1. Проведено детальное исследование уравнения запаздывания и структуры электромагнитных полей для точечной ультрарелятивистской заряженной частицы, движущейся по криволинейной траектории (в том числе со сверхсветовой скоростью). Выделена γ -область пространственной локализации жесткой части синхротронного излучения, в которой исследовано пространственно-временное распределение электрического и магнитного полей. Показано, что традиционные формулы спектрального разложения поля синхротронного излучения восстанавливают поле только в γ -области.

2. Получены уравнения, определяющие линии электрического и магнитного полей произвольно движущегося заряда (в том числе и со сверхсветовой скоростью). Для произвольного движения заряда определена нейтральная линия магнитного поля. Проведено детальное исследование пространственно-временных характеристик поля векторов Пойнтинга для равномерного движения релятивистской заряженной частицы по окружности. Электродинамика ортогональных полей представлена как ковариантная динамика линий поля. Подробно рассмотрен частный случай таких полей — лиенар-вигертовское поле произвольно движущейся точечной заряженной частицы.

3. Исследована микроскопическая структура электромагнитного поля пучка релятивистских заряженных частиц. Получен критерий плотности пучка на основе пространственного усреднения собственного поля пучка. Вычислен сдвиг частоты бетатронных колебаний, обусловленный гладкой компонентой собственного поля пучка с криволинейными траекториями движения частиц. Показано, что для таких пучков отсутствует компенсация магнитной и электрической составляющих в силе Лоренца, характерная для прямолинейно движущихся пучков. Рассмотрено рассеяние частиц на жесткой части синхротронного излучения пучка. Исследованы отражения жесткой части синхротронного излучения от внешней цилиндрической проводящей поверхности.

4. Рассмотрены возможности генерации когерентного направленного

излучения сгустками электронов, траектории движения которых определенным образом промодулированы. Найдены условия генерации когерентного излучения сгустка с продольной инвариантностью траекторий частиц. Определены также возможности получения интерференционного усиления магнитного или электрического полей синхротронного излучения.

5. Предложен метод измерения длительности и продольного профиля заряда субпикосекундных сгустков электронов, основанный на модуляции сигнального лазерного излучения в электрооптическом кристалле электрическим полем когерентного синхротронного излучения.

Практическая ценность

Полученные в работе результаты представляют как научную, так и практическую ценность. Научная ценность работы заключается в том, что полученные результаты позволили решить ряд проблем в электродинамике. В частности, получены ответы на вопросы о том, как формируется излучение релятивистских частиц, где сосредоточено это излучение в пространстве в волновой зоне, как сшиваются поля излучения с кулоновскими полями вблизи частиц, как выглядит микроскопическое поле релятивистских ускоренных сгустков и др. Определенное познавательное значение имеет также разработанный в работе аппарат визуализации поля с помощью линий электрического и магнитного поля.

В качестве практической ценности полученных результатов отметим, что на их основе удалось вычислить и предсказать ряд существенных эффектов в ускорительной физике, включая методы диагностики, в физике пучков высоких энергий, в частности, в области создания источников когерентного излучения.

Апробация работы и публикации

Полученные в работе результаты докладывались на III Всесоюзном семинаре по релятивистской высокочастотной электронике (Горький, 1983), III Всесоюзном совещании по когерентному взаимодействию излучения с веществом (Ужгород, 1985), XIII Международной конференции по ускорителям частиц высоких энергий (Новосибирск, 1986), X Всесоюзном совещании по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 1986), I Европейской конференции по ускорителям (Рим, 1988), VII Международной конференции по мощным пучкам заряженных

частиц (Карлсруэ, 1988), Американской конференции по ускорителям заряженных частиц (Сан-Франциско, 1991), Рабочем совещании по линейным коллайдерам (Гармиш-Партенкирхен 1992), Международной конференции по ускорителям частиц высоких энергий (Гамбург, 1992), VI рабочем совещании по новым концепциям ускорителей (Висконсин, 1994), Общественном семинаре по теоретической физике акад. В.Л.Гинзбурга, на семинарах ЕРФИ.

По теме диссертации опубликована 31 работа.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, шести глав (двадцать три параграфа), выводов и списка литературы.

В работе содержится 199 страниц, 67 рисунков и 10 таблиц.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Глава 1. Уравнение запаздывания

В данной главе проводится детальное исследование уравнения запаздывания для ультрарелятивистской заряженной частицы, движущейся по криволинейной траектории. Получено решение этого уравнения вблизи траектории (на расстояниях, меньших среднего радиуса кривизны траектории). Основной акцент сделан на исследовании равномерного движения по окружности радиуса ρ . Показано, что уравнение запаздывания в этом случае сводится к алгебраическому уравнению четвертого порядка вида

$$\tau^4 + 12(\gamma^{-2} - R_1)\tau^2 + 24R_2\tau - 12R^2 = 0. \tag{1}$$

Приняты обозначения: $\tau = c(t' - t)/\rho$, t - момент времени наблюдения, t' - искомый запаздывающий момент времени, $\vec{R} = (\vec{r} - \vec{r}(t))/\rho$, \vec{r} - радиус-вектор точки наблюдения, $\vec{r}(t)$ - радиус-вектор частицы, $R = |\vec{R}|$, $R_1 = \hat{e}_1 \vec{R}$, $R_2 = \hat{e}_2 \vec{R}$, \hat{e}_1 - единичный вектор вдоль радиуса на котором находится заряд в момент времени наблюдения t , \hat{e}_2 - тангенциальный единичный вектор в направлении скорости частицы в этот же момент времени. Везде, где это было возможно, положено $\beta=1$ (βc - скорость частицы).

Отдельно рассмотрен случай $\gamma^{-2} \ll R$, причем показано, что выделяются три области решений уравнения (1). Первая область (точка наблюдения находится в направлении "назад") соответствует

условию $|R_2| \gg R^{3/2}$, $R_2 < 0$, при котором решение для τ записывается в виде: $\tau = R^2/2R_2$. В области "вперед" $|R_2| \gg R^{3/2}$, $R_2 > 0$ решение имеет вид: $\tau = -2(3R_2)^{1/3}$. Область поперечных расположений точки наблюдения соответствует условию $|R_2| \ll R^{3/2}$ с решением: $\tau = -R^{3/2}(6R_1 + 2(9R_1^2 + 3R_2^2)^{1/2})^{1/2}$.

Выделяется также область значений $R_2 \approx R_1^3$, $R_1 > 0$, $|R_3| \ll R_1$ ($R_3 = R[\hat{e}_1 \times \hat{e}_2] = R\hat{e}_3$). Эта область лежит на границе между областями значений "назад" и поперечных расположений точки наблюдения. Показано, что именно здесь сосредоточена жесткая часть синхротронного излучения (γ -область).

Рассмотрена также область малых расстояний точки наблюдения $R \ll \gamma^{-2}$. Существенная перестройка решений происходит для направлений "вперед" и поперечных направлений наблюдения внутри сферы с радиусом γ^{-2} .

В области "назад" для электрического и магнитного полей имеем:

$$\vec{E} = \frac{e}{\rho^2} \frac{1}{R_2^3} \{ \hat{e}_1 (R_1^2 - \frac{1}{2}R^2) + \hat{e}_2 R_1 R_2 + \hat{e}_3 R_1 R_3 \}, \quad (2)$$

$$\vec{H} = \frac{e}{\rho^2} \frac{1}{R_2^3} \{ \hat{e}_1 R_1 R_3 + \hat{e}_2 R_2 R_3 + \hat{e}_3 (R_3^2 - \frac{1}{2}R^2) \}.$$

В области "вперед" выражения для полей имеют вид

$$\vec{E} = \frac{e}{\rho^2} \left\{ -\frac{2\hat{e}_1}{(3R_2)^{5/3}} + \frac{2\hat{e}_2}{(3R_2)^{4/3}} + \frac{2\hat{e}_3 R_3}{(3R_2)^{7/3}} \right\}, \quad (3)$$

$$\vec{H} = \frac{e}{\rho^2} \left\{ \frac{2\hat{e}_1 R_3}{(3R_2)^{7/3}} - \frac{R_3 \hat{e}_2}{3R_2^2} + \frac{2\hat{e}_3}{(3R_2)^{5/3}} \right\}.$$

В области поперечных направлений наблюдения:

$$\vec{E} = -\frac{e}{\rho^2} \frac{4\tau^3}{((R_1 - \tau^2/2)^2 + R_3^2)^3} \{ \hat{e}_1 (-(R_1 - \tau^2/2)^2 + R_3^2) + \frac{\hat{e}_2}{\tau} ((R_1 - \tau^2/2)^2 (R_1 + \tau^2/2) + (R_1 + 3\tau^2/2)R_3^2) - \hat{e}_3 R_3 (R_1 - \tau^2/2) \}, \quad (4)$$

$$\vec{H} = \frac{e}{\rho^2} \frac{4\tau^3}{((R_1 - \tau^2/2)^2 + R_3^2)^3} \{ 2\hat{e}_1 R_3 (R_1 - \tau^2/2) + \frac{\hat{e}_2}{\tau} R_3 ((R_1 - \tau^2/2) (R_1^2 + 3\tau^2/2) + R_3^2) - \hat{e}_3 ((R_1 - \tau^2/2)^2 - R_3^2) \}$$

Показано, что в пространстве выделяются точки наблюдения, для которых выражение $1 - \beta^2$ находится вблизи его минимума (здесь $R_1 \approx \tau^2/2$, т.е. γ -область). Поперечный размер γ -области в направлении, ортогональном к плоскости траектории, $\approx l\gamma^{-1}$, где l - длина пути, который проходят формирующие жесткое поле запаздывающие сигналы. Поперечный размер γ -области $\approx 4\rho\gamma^{-3}/3$ для любых значений величины l . Важно отметить, что этот размер по порядку величины равен предельной длине волны синхротронного излучения. Точку наблюдения в пределах γ -области на произвольном расстоянии от частицы можно параметризовать в виде

$$\vec{r} = \rho(\vec{e}_1^0 + \vec{n}_0(\mu + \chi\gamma^{-3})), \quad \chi \leq 1 \quad (5)$$

где \vec{e}_1^0 - главная нормаль к траектории в соответствующий запаздывающий момент времени $t'_0 < t$, \vec{n}_0 - единичный вектор, составляющий угол $\alpha\gamma^{-1}$ с направлением скорости и лежащий в соответствующей ортогональной к плоскости орбиты касательной к траектории частицы плоскости, $\mu = c(t - t'_0)/\rho$ - безразмерный параметр длины пути запаздывающего сигнала.

Электрическое и магнитное поля в γ -области записывается:

$$\vec{E} = \frac{4e\gamma^4 [(1 + \alpha^2 - \eta^2)\vec{e}_1^0 + 2\alpha\eta\vec{e}_3^0]}{\mu\rho^2(1 + \alpha^2 + \eta^2)^3}, \quad (6)$$

$$\vec{H} = \frac{4e\gamma^4 [-2\alpha\eta\vec{e}_1^0 + (1 + \alpha^2 - \eta^2)\vec{e}_3^0]}{\mu\rho^2(1 + \alpha^2 + \eta^2)^3},$$

где \vec{e}_3^0 - единичный вектор в направлении нормали к плоскости траектории. Величина η определяется уравнением вида

$$\eta^3 + 3(1 + \alpha^2)\eta - 6\chi = 0, \quad (7)$$

Изучена также картина поля равномерно циркулирующего по

окружности со сверхсветовой скоростью заряда. В частности, получены выражения для уравнения запаздывания и электрических и магнитных полей вблизи поверхности Маха τ огибающей всех испущенных с данной траектории волновых фронтов, рассматриваемых в момент времени наблюдения.

Глава 2. Линии поля произвольно движущегося заряда

В данной главе решена проблема визуализации электромагнитных полей ультрарелятивистских, криволинейно движущихся частиц с помощью аппарата линий электрического, либо магнитного полей. Точку на сфере световых сигналов фиксируем направлением единичного орта \vec{n} из центра данной сферы и радиусом сферы $D=c(t-t')$. Произвольную линию в пространстве можно задать параметризацией $(D(\zeta), \vec{n}(\zeta))$ относительно некоторого параметра ζ . Построение производящих все световые сферы линий, например, можно произвести используя в качестве параметра ζ запаздывающее время t' . Определим вектор $\vec{D} = D(\nu_1 \vec{e}_1 + \nu_2 \vec{e}_2 + \nu_3 \vec{e}_3) = \vec{r} - \vec{r}_0(t')$, проведенный из запаздывающей точки в точку наблюдения, \vec{e}_1 - единичный вектор вдоль главной нормали в запаздывающей точке траектории, \vec{e}_2 соответствующий единичный тангенциальный вектор, $\vec{e}_3 = [\vec{e}_1 \times \vec{e}_2]$.

Заметим, что вектор \vec{n} касателен к световой сфере для произвольного движения заряда. Одномерную силовую линию магнитного поля на этой сфере будем описывать функциями $\nu_1(\xi), \nu_2(\xi), \nu_3(\xi)$, зависящими от формального параметра ξ . Функции $\nu_i(\xi), i=1, 2, 3$, определяются решениями системы обыкновенных дифференциальных уравнений с интегралом вида

$$\beta + \beta' D \gamma^2 / c - \beta^3 D x \gamma^2 \nu_1 = \mu \beta^3 D x \gamma^3 (1 - \beta \nu_2), \quad (8)$$

здесь μ - постоянная интегрирования и величины $\beta, \beta', \gamma, \chi, D$ фиксированы на световой сфере.

Выражение (8) в пространстве направлений (ν_1, ν_2, ν_3) задает пучок плоскостей, перпендикулярных плоскости (ν_1, ν_2) и проходящих через точку $(A, \beta^{-1}, 0)$, где $A = ((\beta + \beta' D \gamma^2 / c) (\beta^3 D x \gamma^2)^{-1})$. Сечения этих плоскостей с единичной сферой (окружности переменного радиуса) определяют силовые линии в пространстве (ν_1, ν_2, ν_3) . Увеличивая радиус единичной сферы до размеров D и совмещая с соответствующей световой сферой получим вид силовых линий магнитного поля в реальном пространстве.

Радиус-вектор \vec{Q} , связанный с линией электрического поля, ищем в виде

$$\vec{Q} = \vec{r}_0(t') + D(\nu_1 \vec{e}_1 + \nu_2 \vec{e}_2 + \nu_3 \vec{e}_3). \quad (9)$$

После замены вида $\nu_1 = \cos \vartheta (1 - \nu^2)^{1/2} / \gamma (1 - \beta \nu)$, $\nu_2 = (\beta - \nu) / (1 - \beta \nu)$, $\nu_3 = \sin \vartheta (1 - \nu^2)^{1/2} / \gamma (1 - \beta \nu)$, $d\varphi = -\beta \chi \gamma dD$, величины ν и ϑ определяются уравнениями:

$$d\nu/d\varphi = (1 - \nu^2)^{1/2} \cos \vartheta, \quad (10)$$

$$d\vartheta/d\varphi = b + \nu(1 - \nu^2)^{-1/2} \sin \vartheta,$$

где $b = \tau / (\chi \gamma)$. Эти уравнения гамильтоновы с гамильтонианом $\mathcal{H} = -b\nu + (1 - \nu^2)^{1/2} \sin \vartheta$, который при $b = \text{const}$ является интегралом системы. В случае $b = \text{const}$ явные решения для функций ν и ϑ имеют вид

$$\nu = (z(1 + b^2 - H_0^2)^{1/2} - bH_0) / (1 + b^2), \quad (11)$$

$$\vartheta = \arcsin((H_0 + b\nu)(1 - \nu^2)^{-1/2}),$$

где $z = \sin((1 + b^2)^{1/2}(\varphi - \varphi_0))$, $\varphi_0 = \text{const}$, постоянная H_0 по модулю ограничена величиной $(1 + b^2)^{1/2}$.

На рис. 1 изображены линии электрического поля синхротронного излучения (равномерное движение заряда по окружности) в пространстве. Изображенные линии лежат на одной поверхности (для равномерного прямолинейного движения эта поверхность соответствовала бы "сотканному" из силовых линий конусу с осью, ортогональной траектории движения). Для того, чтобы наглядно представить поведение сложных пространственных линий использован прием стирания невидимых участков линий (рис. 2).

В случае произвольного движения заряда выделяется единственная линия, на которой магнитное поле равно нулю. В работе изучена структура этой нейтральной линии магнитного поля для движения с переменной кривизной.

Параметризация типа (9) позволяет решить проблему линий электрического поля и для модели сверхсветового движения заряда.

Важной характеристикой электромагнитного поля является вектор Пойнтинга, определяющий мгновенные направление и величину потока

излучения. В работе определены линии поля векторов Пойнтинга произвольно движущегося заряда, которые дадут ясное представление о распределении потоков излучения в пространстве - эта задача актуальна, например, в ускорительной физике.

Глава 3. Эквивалентное представление электродинамики ортогональных полей

Для ортогональных электрических и магнитных полей, характерных, в частности, для движущихся точечных зарядов, допустимо последовательное введение движущихся, ковариантных линий заданного поля. Можно также обратить задачу и находить поле по системе линий, подчиняющихся определенным уравнениям, сделав таким образом электродинамику полностью эквивалентной динамике линий поля. Решение данной задачи, очевидно, имеет самостоятельную ценность помимо того, что аппарат линий поля обеспечивает его визуализацию.

Система лоренц-ковариантных уравнений в полных дифференциалах

$$F_{\mu\nu} dx^\mu = 0, \quad (12)$$

где $F^{\mu\nu}$ - тензор электромагнитного поля, при условии ортогональности полей определяет систему лоренц-ковариантных линий магнитного поля ($dx^\mu = (cdt, \vec{dr})$ - элемент 4-линии). Ранг антисимметричного тензора $F^{\mu\nu}$ при этом равен двум и, следовательно, уравнения (12) определяют двумерную поверхность $x^\mu(\tau, \sigma)$, которая заматывается линиями магнитного поля. Будем считать, что параметр σ определяет развертку вдоль выбранной линии, параметр τ задает ее развертку по гиперповерхности.

Можно показать, что на поверхности $x^\mu(\tau, \sigma)$ лежат мировые линии заряженных частиц с массой, стремящейся к нулю. Действительно выражение $(e/c)F_{\mu\nu} dx^\mu/ds$ описывает силу Лоренца, действующую на частицу (s - собственное время частицы). Отметим, что условие равенства нулю силы Лоренца накладывается в уравнениях магнитогидродинамики жидкости с бесконечной проводимостью.

Линии электрического поля определяются уравнениями (12), где вместо тензора $F_{\mu\nu}$ следует подставить дуальный тензор.

По системе линий поля можно определить тензор $F^{\mu\nu}$. Подстановка $x^\mu = x^\mu(\tau, \sigma)$ в уравнения (12) дает:

$$F^{*\mu\nu} = \lambda (\dot{x}^\mu \dot{x}'^\nu - x'^\mu \dot{x}^\nu), \quad (13)$$

где точка и штрих означают дифференцирование по τ и σ соответственно, λ - произвольная скалярная функция.

Выражения (13) определяют поле только на поверхности $x^\mu(\tau, \sigma)$: на этой поверхности оно может быть произвольным. Уравнения на линии x^μ возникают, если задана конгруэнция таких поверхностей, заполняющая все 4-пространство. Пусть параметры c_1 и c_2 реализуют такую конгруэнцию. Рассматривая теперь x^μ как функцию четырех переменных $x^\mu = x^\mu(\tau, \sigma; c_1, c_2)$ и выражая пространственные производные через $\xi^i = (\tau, \sigma, c_1, c_2)$ можно получить уравнения, эквивалентные уравнениям Максвелла.

Первая пара уравнений Максвелла в пространстве без зарядов и токов записывается в виде

$$\frac{\partial}{\partial \xi^0} (\lambda G \frac{\partial x^\nu}{\partial \xi^1}) - \frac{\partial}{\partial \xi^1} (\lambda G \frac{\partial x^\nu}{\partial \xi^0}) = 0, \quad (14)$$

где $G = \det(\partial x^\mu / \partial \xi^k)$.

Вторая пара уравнений Максвелла имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial \xi^1} (\epsilon^{ijkl} \lambda x'_{,i} (\dot{x}_{,j} x'_{,k})) = 0. \quad (15)$$

Уравнения (14) удовлетворяются, если $\lambda \propto G^{-1}$. Правильную размерность поля получим положив $\lambda = eG^{-1}$.

Репараметризацией (τ, σ) можно получить конформную калибровку линий $\dot{x}x' = 0$, $\dot{x}^2 + x'^2 = 0$ на одной из поверхностей (c_1, c_2) , однако, на других поверхностях такая калибровка, вообще говоря, может не выполняться. В случае $\dot{x}^2 x'^2 - (\dot{x}x')^2 = 0$ можно наложить условия $(\partial x / \partial \tau)(\partial x / \partial \sigma) = 0$, $(\partial x / \partial \tau)^2 = 0$ (на одной поверхности).

Отметим, что у тензора F^{*ik} в координатах, соответствующих линиям магнитного поля, остается единственная ненулевая компонента электрического поля.

Получены выражения для системы линий электрического поля для равномерного движения заряда по окружности, содержащие полную информацию о линеар-вихревом поле.

В работе также отмечена аналогия уравнения движения вектора, описывающего систему линий электрического поля заряда с уравнением движения спина во внешнем поле при условии, что собственный магнитный момент равен нулю.

Глава 4. Эффекты интенсивности пучков, связанные с
линейно-вихревыми полями частиц

При вычислении собственных полей пучка следует учитывать, что ток пучка в электронных и позитронных циклических ускорителях отличается от обычного нерелятивистского двумя параметрами: энергией частиц, на много порядков превышающей энергию покоя, и криволинейностью траекторий частиц. Оба параметра меняют условия применимости модели непрерывного тока. Предыдущие исследования, посвященные указанной проблеме, как правило, не учитывали наличие этих параметров одновременно.

Определим критерий плотности пучка на основе исследования условий усреднения мгновенной пространственной картины поля, а именно, заключающийся в переходе от случая сепарированных в пространстве областей жесткой части излучения отдельных частиц к их тотальному перекрытию в объеме пучка. Плотность упаковки k_{sv} жесткой части синхротронного излучения в пучке определим отношением объема, занятого излучением в сгустке к объему сгустка:

$$k_{sv} = \frac{NV_{sv}}{V_{bunch}} \approx \frac{N(\sigma_x R^3)^{1/2}}{\gamma^4 \sigma_y \sigma_z}, \quad (16)$$

где V_{sv} - средний объем жесткого поля излучения в пределах сгустка, V_{bunch} - объем сгустка. В работе обсуждена возможность подавления синхротронного излучения плотного пучка ($k_{sv} \gg 1$).

Численные оценки показывают, что пучки современных циклических ускорителей и накопителей дискретизируются (это относится также к полям сгустков в месте встречи линейных коллайдеров следующего поколения). Собственное поле пучка при этом можно разделить на компоненту гладкого среднего поля и стохастическую компоненту, состоящую из привязанных к отдельным частицам пространственно выделенных областей жесткой части синхротронного излучения. Характер стохастической компоненты поля помимо одномоментного критерия плотности упаковки определяется параметрами температуры пучка. Рассеяние частиц на этой компоненте приводит к динамическим эффектам, аналогичным квантовым флуктуациям траектории частицы, обусловленными собственным синхротронным излучением

Сдвиг частоты радиальных бетатронных колебаний, обусловленный гладкой компонентой поля, равен :

$$\Delta\nu_x \approx \frac{A\mu R \delta \gamma_0}{2\nu_x \gamma}. \quad (17)$$

Оценка величины $\Delta\nu_x$ для накопителя CESR дает значение $\approx 0.9 \times 10^{-2}$. Существенно, что в формуле (17) учтено отсутствие лоренц-компенсации магнитной и электрической составляющих в силе Лоренца.

Рассмотрим процессы рассеяния частиц пучка на жесткой компоненте синхротронного излучения. В первую очередь это касается циклических ускорителей и накопителей, где синхротронное излучение обусловлено внешним, заворачивающим частицы, магнитным полем. Однако, этот эффект может быть существенным также для проектов линейных коллайдеров в месте встречи пучков, где поле встречного пучка начинает играть роль внешнего поля - в этом случае и здесь возникает мощная компонента излучения, имеющего синхротронный характер. Процесс рассеяния на этом излучении может существенно уменьшить предварительно рассчитываемые значения светимости. Основанием для такого вывода служит различие процессов рассеяния частиц на жестких пиках излучения в зависимости от их амплитуды и ширины при равных интегралах поля по времени. Рассеяние частицы встречного пучка на полях излучения определим интегрированием радиационной силы трения вдоль траектории частицы на расстояниях порядка характерной ширины изменения поля (в обоих случаях $\approx \rho\gamma^{-3}$). В классическом случае компонента радиационной силы трения, дающая вклад в интеграл по траектории частицы встречного пучка записывается в виде

$$f_d \approx \frac{64}{3} \gamma^{10} \frac{r_0^3}{\rho^3 b} mc^2, \quad (18)$$

где b - прицельный параметр столкновения.

Потери энергии частицы ΔE при рассеянии найдем как работу силы трения на расстоянии порядка $\rho\gamma^{-3}$:

$$\frac{\Delta E_d}{mc^2} \approx \frac{64}{3} \gamma^6 \frac{r_0^3}{\rho^2 b}, \quad (19)$$

Приведенные выше соотношения соответствуют классическому подходу и справедливы только при условии, что ширина пакета поля много больше комptonовской длины волны, т.е. $\rho\gamma^{-3} \gg \lambda/mc$. Для характерных значений параметров следующего поколения линейных

коллайдеров это условие не выполняется. В этом случае возможно квантовое уточнение формул сил радиационного трения. Воспользуемся для этого методом определения радиационной силы трения через сечение рассеяния σ . Сила трения может быть записана в виде $\vec{f} = \sigma W' \vec{n}$, где \vec{n} - единичный вектор в направлении распространения электромагнитной волны, W' - плотность энергии электромагнитного поля в системе покоя частицы встречного пучка. В этой системе координат радиационная сила трения может быть выражена через формулу комптоновского рассеяния. Действительно, осциллирующему полю в γ -области с определенной точностью можно поставить в соответствие ограниченный участок плоской монохроматической электромагнитной волны с длиной волны $\rho\gamma^{-3}$.

Для низкоэнергетических фотонов сечение сводится к томпсонскому пределу $8\pi\alpha^2/3$, при этом восстанавливается классический результат (19). В случае ультрарелятивистских фотонов для радиационной силы трения получим:

$$\vec{f}_q = s\vec{f}, \tag{20}$$

где параметр $s = 3(\ln 4\gamma^2\Gamma + 1/2)/16\gamma^2\Gamma$ определяет малость выражения силы трения по сравнению с классическим случаем ($\Gamma = 2\pi\hbar\gamma^2/mc\rho$). Величина s для типичных значений параметров линейных коллайдеров нового поколения находятся в пределах $10^{-9}+10^{-10}$, так что величина $(\Delta E_q/\gamma mc^2)$ в квантовом случае порядка $10^{-10}+10^{-12}$. С учетом большого количества актов рассеяния (порядка N) восстанавливается большое значение потерь энергии частицы при рассеянии на встречном пучке.

В работе также произведены оценки отражения жесткой части синхротронного излучения от внешней цилиндрической стенки камеры. Поле заряда на рассматриваемой поверхности наводит возмущение поверхностной плотности заряда, которое бежит со скоростью $\beta c(1+d/\rho)$. Здесь выделяется "пятно" пересечения γ -области поля с цилиндрической поверхностью. Для идеально проводящей поверхности камеры наведенный заряд q в таком "пятне" оценивается по формуле

$$q \approx -eB(\rho\gamma^{-3})(\gamma^{-1}(2\rho d)^{1/2}), \tag{21}$$

где B - напряженность нормальной к поверхности компоненты электрического поля. Ясно, что в диапазоне предельных длин волн синхротронного излучения (10^{-8} см и меньше) следует принять во

внимание конечную проводимость металлической поверхности вакуумной камеры. В работе показано, что данное уточнение приводит к тому, что реальное значение плотности наведенного на металлической поверхности заряда составляет $q \approx -1.5 \times 10^{-4}e$ (для медной камеры с радиусом закругления $\rho \approx 10^4$ см и $\gamma \approx 10^4$).

Возмущение плотности заряда на внешней цилиндрической поверхности вакуумной камеры можно представить зарядом, движущимся со сверхсветовой скоростью. Поле такого заряда исследовано вблизи поверхности Маха. Показано, что рассматриваемые поля образуют своеобразную картину кильватерных волн релятивистского циркулирующего заряда вблизи цилиндрической поверхности.

Глава 5. Генерация направленного когерентного излучения и интерференционных максимумов поля

Рассмотрим возможность когерентного сложения полей излучения в локальной области пространства. Поля излучения, пространственно локализованные в γ -области, слабо зависят от расстояния d точки наблюдения до частицы вдоль γ -области, а именно пропорционально $d^{-1/2}$. Поперечный размер γ -области $\rho\gamma^{-3}$ постоянен в любом ее сечении. Это обстоятельство дает возможность когерентно складывать поля γ -областей частиц, не локализованных в объеме с размерами порядка предельной длины волны синхротронного излучения.

Возможны четыре случая наложения γ -областей двух частиц, при которых совпадают направления поляризацій, либо электрического, либо магнитного полей. Это случаи, когда электрическое и магнитное поля обеих частиц направлены одинаково (поляризованное сложение), когда происходит сложение только электрического или магнитного полей и случай сокращения и магнитного и электрического полей.

Увеличение числа частиц, дающих вклад в рассматриваемую схему когерентного сложения возможно, если новые траектории не нарушают условий когерентности, т.е. если орбиты новых частиц касаются прямой распространения когерентных сигналов, на которой эти сигналы должны быть синхронизованы. В первом случае возможно лишь смещение орбит вдоль оси распространения когерентных сигналов, причем все орбиты должны лежать в одной плоскости. В двух последующих случаях это условие может быть нарушено, поскольку складываются либо электрические, либо магнитные поля.

Подробнее рассмотрим первый случай поляризованного сложения. Условие выполнения когерентности ищем для N частиц, движущихся по

траекториям, отличающимся от некоторой базовой траектории $\vec{r}_0(t)$ сдвигами на постоянные векторы \vec{a}_1 .

$$\vec{r}_1(t) = \vec{r}_0(t - \tau_1) + \vec{a}_1. \quad (22)$$

В рассматриваемых статических ведущих полях частицы могут проходить вдоль одной и той же траектории со сдвигом по времени (дополнительный параметр τ_1 описывает этот произвол). Допустимая область изменения векторов \vec{a}_1 зависит от симметрии ведущих полей.

Для системы частиц с траекториями (22) выделяется излучение одной частицы $d^2I_0/d\omega d\Omega$ и интерференционный множитель \mathcal{K} . Множитель \mathcal{K} при всех ω равен N^2 , т.е. излучение имеет когерентный характер, если $\tau_1 = \vec{n}_0 \vec{a}_1 / c$, где \vec{n}_0 - заданное направление излучения.

Произвольные \vec{a}_1 допустимы в однородном магнитном поле, где траектории движения представляют винтовые линии. Множество когерентно излучающих вдоль этой же оси частиц, расположенных на одном цилиндре, образуют винтовую линию, намотанную на цилиндр в обратном по отношению к траектории частиц направлении. В этом случае можно использовать промодулированные по скоростям пучки с продольным размером l , большим длины волны излучения λ . При этом когерентное излучение формируется в конусе с раствором угла ϑ , меньшим γ_0^{-1} . Допустимый продольный размер сгустка равен: $l \approx \lambda \vartheta^{-2} \gamma_0^{-2} / 2\pi$.

Максимальное число когерентно излучающих частиц определяется допустимыми размерами сгустка и плотностью частиц μ : $N = \mu \lambda l^2 \gamma_0^{-2} / 2\pi$.

Выражение для полной интенсивности излучения записывается в виде

$$I = \frac{1}{3\pi} e^2 c \mu^2 l^3 \lambda \gamma_0^4 (\beta_1^0 \beta_2^0)^2, \quad (23)$$

где следует положить $\beta_1^0 \approx \gamma_0^{-1}$, $\beta_2^0 \approx 1$.

Для пучка с энергией электронов 51.1 МэВ и плотностью частиц в сгустке $\mu = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ найдем полный выход когерентного излучения $\approx 73 \text{ МВт}$ (длину излучателя $L_1 = 100 \text{ см}$, длина сгустка $l = 100\lambda$, где $\lambda = 0.01 \text{ см}$). Необходимое магнитное поле $\approx 10 \text{ кЭ}$.

Класс траекторий в кусочно-постоянных магнитных полях с плоскими границами, нормальными к некоторому вектору $\vec{\epsilon}$,

определяется в зависимости от отношения $\vec{n}_0 \vec{\epsilon}$. Равенство $\vec{n}_0 \vec{\epsilon} = 0$ дает случай плоского ондулятора с перпендикулярными к его оси нейтральными плоскостями магнитного поля. Поскольку в этом случае невозможны сдвиги траектории вдоль оси ондулятора, то возникают жесткие ограничения на продольный размер пучка.

Возможен ондулятор другого типа, а именно с осью, лежащей в нейтральной плоскости магнитного поля. Здесь допустимы произвольные сдвиги траекторий вдоль этой плоскости. В работе приведены также ограничения на реальные параметры траекторий, не нарушающие условия когерентности.

В работе рассмотрен также случай однократного влета пучка частиц в слой однородного магнитного поля. Исследовано также движение в поле квадрупольной линзы. Показано, что в боковых "каналах" линзы, можно пренебречь изменением амплитуды колебаний частицы; здесь допустимы продольные сдвиги траекторий движения частиц и возможно использование изложенной выше методики генерации когерентного излучения.

Рассмотрен подробно случай кратковременного сложения компонент электрического поля синхротронного излучения. Этот случай соответствует синфазному движению частиц по сечениям тора, содержащим его ось. Поле в области такой интерференционной "вспышки" определяется интегрированием полей γ -областей, соответствующих всем сечениям тора. Для $N = 10^9$, $\gamma = 100$, $\rho = 20 \text{ см}$ (радиус сечений тора) величина максимального электрического поля достигает величины порядка $0.72 \times 10^9 \text{ В/см}$. Такая схема интерференционного усиления поля привлекательна с точки зрения получения коротких, локализованных в пространстве "вспышек" поля. Допуск на разрос частицы по энергиям частиц в момент инжекции $\Delta\gamma \approx \gamma^{-2}$. Основным применением предложенной схемы представляется способ формирования коротких пучков с малым эмиттансом.

Глава 6. Метод мониторинга пучка на основе детектирования когерентного синхротронного излучения

В данной главе сравниваются поля точечного заряда с полем одномерного сгустка с постоянной плотностью заряда. В обоих случаях движение происходит по окружности радиуса ρ . Определена пространственная картина поля такого сгустка. Выделены компонента излучения. Выяснено, что процесс перехода к точечному заряду прослеживается для сгустков с длиной порядка и меньше $\rho \gamma^{-3}$.

В работе проведено сравнение временного распределения поля когерентного синхротронного излучения с продольным распределением заряда в сгустке с гауссовым распределением заряда в продольном направлении. Показано, что радиационная компонента поля для приведенных значений параметров много больше кулоновской и пространственное распределение радиальной радиационной компоненты поля коррелирует с продольным распределением частиц в сгустке. Характерные длины сгустков в современных ускорителях и накопителях это миллиметры и сантиметры. Проекты новых машин как правило ориентируются на более короткие длины вплоть до долей миллиметра.

В работе предложен метод измерения длительности и продольного профиля заряда субпикосекундных сгустков электронов, основанный на модуляции сигнального лазерного излучения в электрооптическом кристалле электрическим полем когерентного синхротронного излучения. Для линейной электрооптической модуляции (эффект Погкельса) изменение показателя преломления Δn определяется электрооптическими коэффициентами среды и приложенным к модулятору электрическим полем (для твердотельных модуляторов характерные времена изменений показателя преломления определяются поляризацией электронных оболочек и составляют $\sim 10^{-14}-10^{-15}$ с).

Максимальные величины радиальной компоненты электрического поля когерентного синхротронного излучения порядка 3×10^4 В/см для длины сгустка 1 мм и порядка 6×10^6 В/см для длины сгустка 0.1 мм. В обоих случаях это поле достаточно велико для полуволновой модуляции на длине сгустка σ_z в кристалле LiNbO_3 .

В качестве параметров сгустка рассмотрим также характерные значения электронного пучка коллайдера HERA: $\rho = 608.1245$ м, $\gamma = 5.088 \times 10^4$, $N = 5 \times 10^{10}$, $\sigma_z = 8.3$ мм. При этом напряженность радиальной компоненты электрического поля когерентного синхротронного излучения на радиальном отклонении точки наблюдения от орбиты порядка 1 см составляет $E_{\text{max}} \sim 7.35 \times 10^5$ В/см. Напряженность электрического поля при этом достаточна для производства измеряемой модуляции сигнального лазерного излучения в кристалле.

ВЫВОДЫ

1. Проведено детальное исследование уравнения запаздывания для точечной ультрарелятивистской заряженной частицы, движущейся по

криволинейной траектории. Получено решение уравнения запаздывания вблизи траектории частицы (на расстояниях, меньших среднего радиуса кривизны траектории), а также на произвольных расстояниях от частицы вблизи области пространственной локализации жесткой части излучения. Выделены области пространства, где решение уравнения запаздывания имеет разные характерные аналитические зависимости. В этих областях на основе решений уравнения запаздывания получены компактные выражения для пространственно-временных распределений электромагнитного поля. Отдельно исследована область малых расстояний от частицы, в которой справедливо приближение траектории прямой линией.

2. Выделена γ -область пространственной локализации жесткой части синхротронного излучения. Исследовано пространственно-временное распределение электрического и магнитного полей в γ -области. Показано, что поперечные размеры γ -области в плоскости орбиты не зависят от расстояния до частицы и равны предельной длине синхротронного излучения $\rho \gamma^{-3}$. Показано, что традиционные формулы спектрального разложения поля синхротронного излучения восстанавливают поле только в γ -области.

3. На основе обобщенных выражений потенциалов Лиенара-Вихерта для сверхсветовых движений заряженных частиц и решения соответствующих уравнений запаздывания исследовано электромагнитное поле заряда, равномерно циркулирующего по окружности со сверхсветовой скоростью. Определены асимптотические выражения поля вблизи поверхности Маха (огивающей всех испущенных с данной траектории движения волновых фронтов).

4. Получены уравнения, определяющие линии электрического и магнитного полей произвольно движущегося заряда. Показано, что линии магнитного поля представляют собой окружности, лежащие на световых сферах одномоментного прибытия испущенных из одной запаздывающей точки траектории движения запаздывающих сигналов. Общее решение для линий электрического поля получено в случае постоянства величины $\tau/x\gamma$, где τ - кручение траектории, x - кривизна траектории, γ - лоренц-фактор частицы. Введено понятие фазы линии электрического поля, позволяющей формально строго определить величину длины зоны формирования для траектории с переменной кривизной.

Для произвольного движения заряда анализируется нейтральная линия магнитного поля. Показано, что для ультрарелятивистских

заряженных частиц эта линия отмечает пространственные локализации полей излучения, при этом две ветви нейтральной линии магнитного поля претерпевают существенное изменение при изменении знака кривизны траектории.

Проведено детальное исследование пространственно-временных характеристик поля векторов Пойнтинга. Полученные уравнения для линий поля векторов Пойнтинга произвольно движущейся точечной заряженной частицы решены для равномерного движения релятивистской заряженной частицы по окружности. Полученная информация дает ясное представление о распределении потоков синхротронного излучения в пространстве.

С помощью линий электрического и магнитного полей построены картины поля ультрарелятивистских точечных криволинейно движущихся заряженных частиц. В частности, подробно исследованы пространственные поверхности, заметаемые линиями электрического поля равномерно циркулирующего релятивистского заряда. Прослежен процесс формирования полей излучения из кулоновской окрестности поля вблизи заряженной частицы.

Исследованы линии электрического поля заряженной частицы, движущейся со сверхсветовой скоростью. Приведены изображения этих линий вблизи поверхности Маха.

5. Показано, что по системе движущихся в пространстве линий поля возможно восстановление тензора электромагнитного поля. Электродинамика ортогональных полей представлена как ковариантная динамика линий поля. Подробно рассмотрен частный случай таких полей - лиенар-вихертовское поле. Предпринята попытка формального расширения электродинамики на основе обобщения ковариантных уравнений динамики линий поля.

6. Исследована микроскопическая структура электромагнитного поля пучка релятивистских заряженных частиц. Получен критерий применимости пространственного усреднения собственного поля пучка. Показано, что для параметров современных ускорителей и накопителей, а также в месте встречи пучков в проектах линейных коллайдеров следующего поколения собственное поле представляется в виде гладкой компоненты поля и стохастической компоненты сепарированных в пространстве полей жесткой части излучения пучка.

Подробно исследована пространственная структура гладкой части собственного поля одномерного сгустка, движущегося по окружности. Полученные формулы позволили вычислить это поле на произвольных

расстояниях от орбиты. Прослежен переход структуры поля непрерывного сгустка к полю точечной заряженной частицы.

Вычислен сдвиг частоты бетатронных колебаний, обусловленный гладкой компонентой собственного поля пучка с криволинейными траекториями движения частиц. Показано, что для таких пучков отсутствует компенсация магнитной и электрической составляющих в силе Лоренца, характерная для прямолинейно движущихся пучков.

Рассмотрено рассеяние частиц на жесткой части синхротронного излучения пучка. Рассеяние частиц на локализованных в пространстве полях излучения одной частицы определено интегрированием радиационной силы трения вдоль траектории частицы (классический предел). Получено уточнение параметров рассеяния в квантовом случае, когда ширина пакета поля излучения становится меньше комптоновской длины волны. Приведены численные оценки для рассеяния частиц встречных пучков линейных коллайдеров следующего поколения в месте встречи.

7. На основе анализа поля частицы, движущейся со сверхсветовой скоростью исследованы отражения жесткой части синхротронного излучения от внешней цилиндрической проводящей поверхности (модель стенки камеры в циклических ускорителях). В качестве сверхсветового источника рассмотрено движение наведенного на стенке камеры заряда. Обнаружена характерная картина кильватерных волн релятивистского циркулирующего заряда вблизи такой поверхности.

8. Рассмотрены возможности генерации когерентного направленного излучения сгустками электронов, траектории движения которых определенным образом промодулированы. Приведена классификация схем когерентного сложения полей синхротронного излучения. Найдены условия генерации когерентного излучения сгустка с продольной инвариантностью траекторий частиц. Показано, что такое излучение возникает в определенном направлении при синхронизации запаздывающих положений и скоростей частиц по световому сигналу вдоль направления излучения. Показано, что при соблюдении полученных условий возможна генерация когерентного излучения от пучка с продольным размером, сколь угодно превышающим предельную длину волны генерируемого излучения (с уменьшением раствора конуса когерентности вдоль направления излучения). Рассмотрено два класса полей, в которых реализуются продольные сдвиги траекторий: однородное постоянное магнитное поле и ондулятор с осью, лежащей в

нейтральной плоскости магнитного поля. Найдены также возможности получения интерференционного усиления магнитного или электрического полей синхротронного излучения. Для электрического поля такое кратковременное усиление возникает для системы частиц синфазно движущихся по сечениям тора, содержащим его ось.

9. Показано, что радиальная компонента когерентного синхротронного излучения ступка с гауссовым распределением заряда коррелирует с продольным профилем заряда. Предложен метод измерения длительности и продольного профиля заряда субпикосекундных ступков электронов, основанный на модуляции сигнального лазерного излучения в электрооптическом кристалле электрическим полем когерентного синхротронного излучения.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Арутюнян С.Г. Одновременная картина поля вблизи движущейся по кругу ультрарелятивистской заряженной частицы. - Препринт ЕФИ 387(45)-79, Ереван, 1979
2. Арутюнян С.Г., Нагорский Г.А. Эффекты интенсивности в ускорителях и накопителях, связанные с лиенар-вихертовскими полями частиц. - Препринт ЕФИ 453(60)-80, Ереван, 1980.
3. Арутюнян С.Г., Нагорский Г.А. Нелинейная зависимость эффектов интенсивности от числа частиц в кольцевом токе. - Атомная энергия, 1980, 48, 5, 318-321.
4. Арутюнян С.Г. Подавление синхротронного излучения интенсивного пучка. Препринт ЕФИ 474(17)-81, Ереван, 1981.
5. Арутюнян С.Г. Эффекты интенсивности в кольцевых пучках. - Препринт ЕФИ 477(20)-81, Ереван, 1981.
6. Арутюнян С.Г. Влияние кривизны траекторий движения частиц в кольцевых ускорителях и накопителях на эффекты интенсивности. Автореф. дисс. на соиск. уч. ст. к.ф.-м.н., Ереван, 1981.
7. Авакян А.Р., Арутюнян С.Г., Басеян Г.З. Механизм стохастичности пространственно-однородных полей Янга-Миллса. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 10, 372-374.
8. Arutunian S.G., Nagorsky G.A. Coherent addition of electromagnetic fields of ultrarelativistic particles moving in external field. - Preprint YerPI 554(41)-82, Yerevan, 1982.
9. Arutunian S.G., Avakian H.R., Baseyan H.Z. Homogenous models of Yang-Mills classical fields with external sources. Preprint YerPI, 641(31)-83, Yerevan, 1983.

10. Aginian M.A., Arutunian S.G. Force lines of electric and magnetic fields of arbitrary moving charge. - Preprint YerPI 684(74)-83, Yerevan, 1983.
11. Арутюнян С.Г., Нагорский Г.А. Когерентное сложение полей релятивистских заряженных частиц, движущихся по криволинейным траекториям. - ЖЭТФ, 1985, 55, 8, 1494-1499.
12. Арутюнян С.Г. Электрические и магнитные силовые линии произвольно движущегося заряда. - Изв. ВУЗ, Радиофизика, 1985, 28, 7, 896-902.
13. Арутюнян С.Г. Ограничение тока в ультрарелятивистских циклических пучках при учете лиенар-вихертовских полей. - Тр. 13 Межд. конф. по уск. частиц выс. энергий (Новосибирск, 1986), т. 2, с. 182-185.
14. Арутюнян С.Г. Возмущение циклического движения частиц гладкой и стохастической компонентами собственного поля пучка. - Тр. X Всес. совещ. по уск. зар. частиц (Дубна, 1986), т. 1, с. 456-458.
15. Арутюнян С.Г. Линии электромагнитного поля произвольно движущейся в вакууме точечной заряженной частицы. - УФН, 1986, 150, 3, 445-452.
16. Arutunian S.G., Mailian M.R. Poyntings vector field lines of synchrotron radiation. - Preprint YerPI 880(31)-86, Yerevan, 1986.
17. Arutunian S.G., Babujian H.M. Orthogonal fields electrodynamics as dynamics of force lines. - Preprint YerPI 991(41)-87, Yerevan, 1987.
18. Arutunian S.G. The particles scattering on the hard part of synchrotron radiation in the accelerators and storage rings: the influence on the beam dynamics - Proc. I Europ. Accel. Conf. (Rome, 1988), v.1, p. 629-630.
19. Арутюнян С.Г., Маилян М.Р. Линии поля ветров Пойнтинга синхротронного излучения. - Изв. ВУЗ, Радиофизика, 1988, 31, 5, 536, 544.
20. Arutunian S.G., Mailian M.R., Tumanian R.V. - Proc. VII Int. Conf. on Power Charg. Part. Beams (Karlsruhe, 1988), v.2, p. 1003-1008.
21. Arutunian S.G. Lienard-Wichert field as a covariance dynamics of lines of electric field. - Preprint 1162(39)-89, Yerevan, 1989.
22. Arutunian S.G., Mailian M.R. Twelve illustrations of synchrotron radiation. - Preprint YerPI 1163(40)-89, Yerevan, 1989.
23. Арутюнян С.Г., Маилян М.Р. Способ генерации когерентного

- синхротронного излучения. - Авт. свид. #1615896 от 12 авг.1990 г.
24. Арутюнян С.Г., Майлян М.Р., Туманян Р.В. Когерентное излучение частиц с траекториями, инвариантными относительно продольных сдвигов. - ЖТФ, 1990, 60, 4, 59-66.
25. Арутюнян С.Г., Майлян М.Р. Генерация сильного электрического поля интерференционным усилением поля синхротронного излучения. - ЖТФ, 1991, 61, 8, 175-180.
26. Arutunian S.G., Mailian M.R. Geometrical (Lienard-Wichert) approach in the accelerator physics. - Proc. IEEE Part. Accel. Conf. (San-Francisco, 1991), v. 1, p. 198.
27. Арутюнян С.Г. Эквивалентное представление электродинамики ортогональных полей системой ковариантных силовых линий. - Изв.ВУЗ,Радиофизика, 1992, 35, 3-4, 313.
28. Arutunian S.G. Granularity of beamstrahlung - Proc. Linear Collider LC-93 Workshop (Garmish-Partenkirchen, 1992), v.2, p.553.
29. Arutunian S.G. Bunch millimeter and submillimeter length measuring by coherent synchrotron radiation. - Int. Rep. DESY M-92-06, Hamburg, 1992.
30. Arutunian S.G., Mailian M.R. Continuous and discrete beam models in cyclic accelerators. - Int. J. Mod. Phys. A, 1993, 2A, 1127.
31. Arutunian S.G., Mailian M.R. Transition from continuous bunch field to point charge field for circular motion. - Proc. 6 Adv. Accel. Concepts (Wisconsin, 1994).

Автор выражает искреннюю благодарность Г.А.Нагорскому, А.Ц.Аматуни, М.Р.Майляну за помощь, сотрудничество и постоянную поддержку.

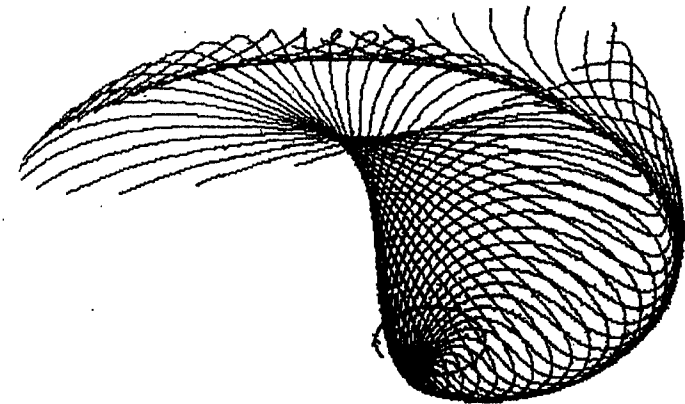


Рис.1. Пространственная картина поля синхротронного излучения. Изображены линии электрического поля на поверхности $c_2 = 0.5$. Углы θ и φ равны соответственно $7\pi/24$ и $19\pi/32$. Траектория движения отмечена стрелкой. Представленное на рисунке поле сформировано изображенным участком траектории. Пересечения проекций линий, в общем случае трехмерного расположения, на плоскость рисунка делают трудной их идентификацию.

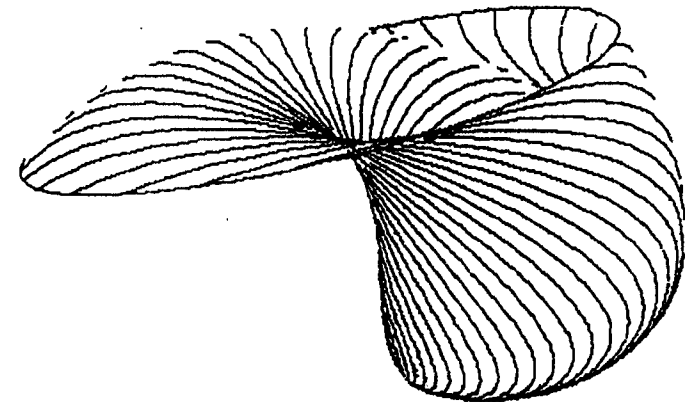


Рис.2. Визуализация поверхности, замечаемой классом линий электрического поля рис.7.6, достигается стиранием невидимых участков линий. На данном рисунке удастся проследить движение вдоль определенной линии.