

индекс 3624

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

---

ЕФИ-453(60)-80

С.Г.АРУТЮНЯН, Г.А.НАГОРСКИЙ

ЭФФЕКТЫ ИНТЕНСИВНОСТИ В УСКОРИТЕЛЯХ  
И НАКОПИТЕЛЯХ, СВЯЗАННЫЕ С ЛИЕНАР -  
-ВИХЕРТОВСКИМИ ПОЛЯМИ ЧАСТИЦ

ԵՐԵՎԱՆ 1980 ԵՐԵՎԱՆ

S.G.ARUTUNIAN, G.A.NAGORSKY

ACCELERATOR AND STORAGE RING INTENSITY EFFECTS  
CONNECTED WITH LIENARD-VICHERT PARTICLE FIELDS

The particle self-action due to the collective field is one of the essential effects restricting the increase of the beam intensity in accelerators and storage rings at high energies. Usually, when analyzing these phenomena, the particle trajectories are assumed rectilinear, and the rectilinear current continuity approximation is used. In this work the equal-time pattern of field for the circling ultrarelativistic particle is cleared up. The region of fields with high  $\gamma$ -dependence ( $\gamma$ -region), where  $\gamma$  is the particle Lorentz factor, is shown. The conditions of coherent addition of  $\gamma$ -region fields as well as the quantity and existence time of such a superposition are considered. The condition enabling averaging of the beam current, under which the suppression of synchrotron radiation takes place, as well as the condition of compensation violation of the Lorentz magnetic and electrical components are found. The obtained results show that it is necessary to take into account the curvature of a particle trajectory and the beam discreteness when calculating intensity effects for most of current accelerators and storage rings.

Yerevan Physics Institute

Yerevan-1980.

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-453(60)-80

С.Г. АРУТЮНЯН, Г.А. НАГОРСКИЙ

ЭФФЕКТЫ ИНТЕНСИВНОСТИ В УСКОРИТЕЛЯХ  
И НАКОПИТЕЛЯХ, СВЯЗАННЫЕ С ЛИНЕАР - ВИХЕРТОВСКИМИ  
ПОЛЯМИ ЧАСТИЦ

Ереван 1980

© Ереванский физический институт, 1980

Одним из существенных эффектов, ограничивающих повышение интенсивности пучков ускорителей и накопителей при больших энергиях частиц, является самодействие пучка или взаимное влияние двух пучков, обусловленное коллективным полем. Обычно при анализе этих явлений траектории частиц считают прямолинейными, что приводит, в частности, к известной компенсации электрической и магнитной компонент силы Лоренца. При этом предполагается, что поскольку точка наблюдения поля находится на расстоянии  $\delta$  от траектории много меньшем её радиуса кривизны  $R$ , то существенным для такой компенсации изменением направления скорости частицы за время запаздывания сигнала можно пренебречь. Можно показать, что при  $v \sim c$ ,  $v$  - скорость частицы, условием такого приближения является малость величины  $(\delta/R) \gamma^2$ , где  $\gamma$  - лоренц фактор частицы и учтено, что компенсация происходит при углах поворота направления скорости меньших  $\gamma^{-1}$ . При больших энергиях величина  $(\delta/R) \gamma^2$  может быть не малой даже при значительных  $R$  и малых  $\delta$ . Так, например, для электрон-позитронных накопителей типа LEP [1]  $\gamma \approx 1.4 \cdot 10^5$ ,  $R \approx 3.5$  км и при  $\delta \approx 2 \cdot 10^{-4}$  см (что соответствует среднему расстоянию

между частицами пучка) получим  $(\delta/R)\gamma^2 \sim 10$ . Таким образом, мы имеем явное нарушение компенсации магнитной и электрической компонент силы Лоренца, что важно знать при анализе динамики пучка. На самом деле наложение усложняется еще и изменением самой величины полей в силу необходимости учета ускорения частиц. Последовательный учет этого обстоятельства при больших значениях  $\gamma$  может привести и на самом деле приводит к существенным отличиям поля частицы, движущейся по окружности, даже достаточно большого радиуса, от поля прямолинейно движущейся с той же скоростью частицы.

Другим, часто применяемым при расчетах динамики пучка в ускорителях и накопителях допущением, является приближенное представление о непрерывности тока [2]. Условием справедливости этого приближения для прямолинейного тока является малость расстояний между частицами пучка по сравнению с поперечным размером пучка в его системе покоя  $\delta_x \gg \gamma^{1/3} \mu^{-1/3} = \delta_n$ , где  $\delta_x$  - радиальный размер пучка с плотностью частиц  $\mu$ . Ввиду существенных отличий при больших энергиях структуры поля циркулирующего заряда от поля прямолинейно движущейся частицы, перекрытие полей соседних частиц пучка возникает при условии, существенно отличающемся от вышеприведенного.

Указанные соображения наводят на мысль о необходимости более аккуратного и последовательного учета запаздывания при расчетах полей частиц, движущихся в кольцевых ускорителях и накопителях.

В данной работе выясняется одновременная картина поля для ультрарелятивистской частицы, движущейся по траектории, близкой к окружности. Полученные формулы позволяют выделить

две характерные области зависимости полей и силы Лоренца от  $\gamma$ : область сильной  $\gamma$ -зависимости ( $\gamma$ -область) и область, в которой поля и сила Лоренца не зависят от  $\gamma$ . Найдено условие, допускающее усреднение тока пучка и отмечено, что при его выполнении происходит подавление синхротронного излучения пучка. Найдено также условие нарушения компенсации магнитной и электрической компонент силы Лоренца, составляющей основу для расчетов эффектов интенсивности в современных больших кольцевых ускорителях и накопителях. На примере модели тока частиц, эквидистантно движущихся по одной и той же окружности, выясняется нелинейная зависимость эффектов интенсивности от параметра  $N/\gamma^3$ , где  $N$  - число частиц в кольце. Рассматриваются условия когерентного сложения полей  $\gamma$ -областей разных частиц, а также величина и время такой суперпозиции. Обсуждаются возможные применения этих полей, в частности, для экспериментальной демонстрации картины поля в  $\gamma$ -области, использования полей  $\gamma$ -области для получения больших напряженностей электрического поля.

Поля и сила Лоренца. Одновременную картину поля в заданный момент времени  $t_0$  можно получить, решая уравнение запаздывания для потенциалов Лиенара-Вихерта [3,4]. Представляют интерес поля на расстояниях, много меньших радиуса кривизны траектории. При этом уравнение запаздывания можно решать методом последовательных приближений. Нулевое приближение решения этого уравнения определяется алгебраическим уравнением четвертого порядка.

$$\chi^4 + 3\left(\gamma^2 - \frac{\chi}{R}\right)\chi^2 - 3\phi\chi + \frac{3}{4}\phi^2 - \frac{3}{4}\left(\frac{\chi^2}{R^2} + \frac{z^2}{R^2}\right) = 0, \quad (I)$$

что соответствует приближенной замене траектории соприкасающейся к ней в момент  $t_0$  окружностью радиуса  $R$ . Здесь  $\phi$  - угловое отклонение точки наблюдения от частицы (угол отсчитывается вдоль скорости частицы),  $x$  и  $z$  - радиальное и вертикальное отклонения точки наблюдения от орбиты. Незвестная  $\chi$  связана с запаздывающим моментом времени  $t$ :

$\phi - \beta c(t - t_0)/R = 2\chi$ ,  $\beta c$  - скорость частицы. Подстановка  $\chi$  в формулы для полей позволяет выделить область сильной  $\chi$ -зависимости с шириной этой области  $\sim R/\chi^3$  и вертикальным размером  $\sim \sqrt{2xR}\chi^{-1}$ . Экстремальные значения полей расположены на линии

$$\phi = -(2x/R)^{3/2}/3, \quad z = 0, \quad (2)$$

вблизи которой электрическое  $\vec{E}$  и магнитное  $\vec{H}$  поля имеют вид

$$\vec{E} = \frac{2\sqrt{2}e}{R^2} \sqrt{\frac{R}{x}} \frac{1-\eta^2}{(1+\eta^2)^3} \vec{e}_1(\phi), \quad \vec{H} = -(\vec{E} \vec{e}_1(\phi)) \vec{e}_3, \quad (3)$$

где  $\vec{e}_1(\phi)$  - единичный вектор вдоль радиуса,  $\vec{e}_3$  - вдоль оси  $z$ . Параметр  $\eta$  определяется через угловое отклонение  $\xi \chi^{-3}$  точки наблюдения от линии экстремальных полей посредством уравнения

$$\eta^3 + 3\eta - 6\xi = 0 \quad (4)$$

Множитель  $(1-\eta^2)/(1+\eta^2)^3$  в формуле (3) имеет положительный экстремум при  $\eta = \xi = 0$  и два отрицательных экстремума при  $\eta = \pm \sqrt{2}$  (угловое отклонение  $\xi \chi^{-3} = \pm 5/3\sqrt{2} \chi^{-3}$ ). Поля

на линии (2) в 27 раз больше полей на линиях  $\eta = \pm \sqrt{2}$ . Поля в  $\chi$ -области в  $\chi^3 (2x/R)^{3/2}$  раз превосходят поля прямолинейно движущегося заряда на том же расстоянии от него.

Найдем отношение  $I$  энергии поля в  $\chi$ -области, генерируемой зарядом при движении вдоль сектора с углом  $\Theta$ , ко времени прохождения зарядом сектора:

$$I = e^4 H_0^2 \chi^2 / \pi m^2 c^3, \quad (5)$$

где  $H_0 = mc^2 \chi / eR$  - внешнее магнитное поле. Видно, что полученное выражение оказывается порядка полной интенсивности магнитнотормозного излучения [5].

Вне  $\chi$ -области для электрического поля имеем:

$$\frac{R^2}{e} \vec{E} = \begin{cases} -2(3\phi)^{-5/3} \vec{e}_1(\phi) + 2(3\phi)^{-4/3} \vec{e}_2(\phi) + 2\frac{z}{R}(3\phi)^{-5/3} \vec{e}_3, & \phi > 0, \\ \phi^{-3} \left[ \left( \frac{x^2}{2R^2} - \frac{z^2}{2R^2} - \frac{\phi^2}{2} \right) \vec{e}_1(\phi) + \frac{\phi x}{R} \vec{e}_2(\phi) + \frac{zx}{R} \vec{e}_3 \right], & \phi < 0, \end{cases} \quad (6)$$

где  $\vec{e}_2(\phi)$  - единичный тангенциальный вектор.

Для магнитного поля получим:

$$\frac{R^2}{e} \vec{H} = \begin{cases} 2\frac{z}{R}(3\phi)^{-5/3} \vec{e}_1(\phi) - \frac{z}{3R\phi^2} \vec{e}_2(\phi) + 2(3\phi)^{-5/3} \vec{e}_3, & \phi > 0, \\ \phi^{-3} \left[ \frac{xz}{R^2} \vec{e}_1(\phi) + \frac{z\phi}{R} \vec{e}_2(\phi) + \left( \frac{z^2}{2R^2} + \frac{x^2}{2R^2} - \frac{\phi^2}{2} \right) \vec{e}_3 \right], & \phi < 0. \end{cases} \quad (7)$$

Известно, что в прямолинейных лучках существует компенсация электрической и магнитной компонент силы Лоренца. Полагая, что угол между направлениями скоростей частиц, находящихся на

одном и том же радиусе  $\approx \gamma^{-1}$ , найдем согласно (6) и (7) силу Лоренца в виде

$$\frac{\hbar}{e^2} \vec{F} = \begin{cases} (3\phi)^{-1} \vec{e}_1(\phi) + 2(3\phi)^{-\frac{4}{3}} \vec{e}_2(\phi), & \phi > 0, z=0, \\ \phi^{-2} [-\phi \vec{e}_1(\phi) + \frac{\chi}{R} \vec{e}_2(\phi)], & \phi < 0, z=0. \end{cases} \quad (8)$$

Видно, что полученное выражение не содержит множителя  $\gamma^{-2}$ , который имеется в выражении для силы Лоренца равномерно и прямолинейно движущегося заряда, что существенно при вычислении сдвигов бетатронных частот.

Результирующую силу Лоренца  $F_{\perp} \vec{e}_1(\phi) + F_{\parallel} \vec{e}_2(\phi)$ , действующую на одну из частиц модельного тока, состоящего из системы  $N$  частиц, движущихся эквидистантно по окружности, можно вычислить с использованием метода суммирования Плана. Полученный результат можно представить в виде ряда по степеням  $\gamma^{-2}$

$$F_{\perp, \parallel} = \gamma^{\alpha_{\perp, \parallel}} \sum_{n=0}^{\infty} F_{\perp, \parallel}^{(n)} (N^*) \gamma^{-2n}, \quad (9)$$

где  $\alpha_{\perp} = 3$ ,  $\alpha_{\parallel} = 4$ ,  $N^* = N/\gamma^3$ . Анализ коэффициентов ряда (9) показывает, что при  $N^* \sim 1$ ,  $F_{\perp, \parallel}$  зависят от  $N^*$  существенно нелинейным образом [6].

Выясним условия, при которых начинается перекрытие  $\gamma$ -областей частиц реального пучка. Сечение  $\gamma$ -области, перпендикулярное к радиусу, на расстоянии  $\chi$  от орбиты имеет площадь  $\sim (2\chi)^{1/2} R^{3/2} \gamma^{-4}$ . Если на внешней (по радиусу) границе пучка эти сечения перекрываются, то

$$\delta_x \gg \delta_k = \gamma^{8/3} \mathcal{M}^{-2/3} R^{-1}, \quad (10)$$

что составляет критерий непрерывности тока. Например, для проекта накопителя ЕРСИНЭ [7], плотность частиц в котором  $\sim 5,2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $\delta_x = 0,2 \text{ см}$ , правая часть (10)  $\sim 1 \text{ см}$ , т.е. критерий непрерывности не выполняется и должна быть существенная нелинейная зависимость эффектов интенсивности от числа частиц. Аналогичный результат получается и для других электронных ускорителей и накопителей (действующих и проектируемых, см. табл I).

Как было показано выше, энергия излучения частицы сосредоточена в ее  $\gamma$ -области. Отсюда, по крайней мере качественно, ясно, что перекрытие  $\gamma$ -областей разных частиц должно приводить к подавлению излучения пучка (вспомним, что непрерывный кольцевой ток не излучает). Таким образом, критерий непрерывности тока пучка одновременно является критерием подавления излучения пучка, которое пропорционально числу частиц только до таких плотностей, при которых  $\delta_x/\delta_k = \xi \ll 1$ . Из таблицы I видно, что это подавление происходит только для протонного накопителя УНК.

Рассмотрим условие классичности полей пучка. Согласно [8] поле квазиклассично, если  $E \gg (\hbar c)^{1/2} (c \Delta t)^{-2}$ , где для  $\gamma$ -области надо положить  $c \Delta t \sim R/\gamma^3$ . Используя (3), перепишем это условие в виде  $(8 \alpha R/\delta_x)^{1/2} \gg \gamma^2$  где  $\alpha = e^2/\hbar c$ . Подстановка значений  $\delta_x, R, \gamma$  для различных ускорителей и накопителей показывает, что условие

квазиклассичности для полей  $\chi$ -области не выполняется, т.е. для описания взаимодействия частиц с полями  $\chi$ -областей требуется применение методов квантовой электродинамики. Найдем ограничение на область применимости классического рассмотрения  $\chi$ -области, где поля от разных частиц складываются. Используя главный член в (6), полагая  $c\Delta t \sim R\phi$  и учитывая, что в этой области число частиц  $\sim \phi N/2\pi > 1$ , найдем

$$\phi \gg 3^{5/4} \pi^{3/4} \alpha^{-3/8} N^{-3/4} \quad (II)$$

При  $N \sim 10^{13}$  получим  $\phi \gg 10^{-8}$ . Это означает, что область азимутальных длин, в которой можно использовать классические формулы (3), (6), (7), (8), а также не учитывать влияние стенок камеры, заключена в пределах  $10^{-4}$  см  $+ d$ , где  $d$  - размер вакуумной камеры,  $R \sim 10^4$  см.

#### Когерентное сложение полей в $\chi$ -областях.

Условие классичности поля в  $\chi$ -областях может удовлетворяться, если происходит когерентное сложение этих полей от  $N$  частиц, где

$$N \gg \chi^2 (\delta_x / 8 \alpha R)^{1/2} \quad (I2)$$

Например, для  $R \sim 5 \cdot 10^2$  см,  $\chi \sim 5 \cdot 10^9$ ,  $\delta_x \sim 0,1$  см, правая часть (I2) равна  $1,46 \cdot 10^6$ .

Из-за малой ширины и высоты удобно описывать  $\chi$ -область относительно некоторой линии, целиком содержащейся в ней. Такой линией является  $\chi$ -спираль - геометрическое место точек одновременного прибытия сигналов, испущенных частицей по касательной к круговой траектории.  $\chi$ -спираль можно задать пара-

метрически через угол запаздывания  $\Theta > 0$ :

$$x = R(\sqrt{1 + \Theta^2/\beta^2} - 1), \quad \phi = -\Theta + \alpha \text{ctg}(\Theta/\beta). \quad (I3)$$

Условия получения когерентности излучения нескольких частиц заключается в следующем: 1) в области наблюдения  $\chi$ -спирали пересекаются. 2) имеют общую касательную, 3) сигналы от разных частиц достигают области наблюдения одновременно. Выбрав цилиндрическую систему координат с началом в точке пересечения  $\chi$ -спиралей и полярной осью, ортогональной к их общей касательной, найдем общую формулу для когерентных траекторий частиц и линии  $\epsilon$ , на которой должны быть расположены частицы пучка в момент времени наблюдения при выполнении условий когерентности:

$$\rho = [\rho^2 + 2R^2(1 - \cos\psi) - 2\ell R \sin\psi]^{1/2}, \quad (I4)$$

$$\Theta = \alpha \text{ctg} \frac{R}{\beta(1+\beta)\chi^2 \rho} + \alpha \text{csin} \frac{R(1 - \cos\psi)}{\rho}.$$

При изменении  $\psi$  от нуля до  $2\pi$  полярные координаты  $\rho$  и  $\Theta$  описывают траекторию движения частицы, испускающей сигнал при  $\psi = 0$  и находящейся на расстоянии  $\ell$  от точки наблюдения. При  $\psi = \beta\ell/R$ , уравнение (I4) описывает линию  $\epsilon$  в параметрическом виде,  $0 < \ell < \infty$  см. рис. I.

Пусть на линии  $\epsilon$  расположено  $N$  частиц. Расстояние первой и  $N$ -ой до пересечения  $\chi$ -спиралей обозначим через  $\rho_1$  и  $\rho_N$ ,  $\rho_1 < \rho_N$ . В случае  $R\chi^{-2} \ll \rho_1$ ,  $\rho_N \ll R$  получим размер  $\chi$  области когерентности, поперечный по отношению к её движению, в виде

$$X = R^{3/4} \rho_1^{1/4} \rho_N^{1/4} (\rho_N^{1/2} - \rho_1^{1/2})^{-1/2} \gamma^{-3/2} \quad (15)$$

Область когерентности определена как пересечение  $\gamma$ -областей всех  $N$  частиц. Ширина области когерентности (размер вдоль её движения)  $\sim R/\gamma^3$ , вертикальный размер  $\sim \sqrt{2\rho_1 R} \gamma^{-1}$ . Различие скоростей движения  $\gamma$ -спиралей приводит к тому, что за время  $t_{\text{ког}}$  условия когерентности нарушаются:

$$t_{\text{ког}} \approx R^{5/4} (\rho_N^{1/2} - \rho_1^{1/2})^{-1/2} c^{-1} \gamma^{-3/2} \quad (16)$$

Поля в области когерентности по порядку величины определяются формулой (3), умноженной на  $N$  при  $X \sim \rho_N$ .

Применение когерентных полей. Предложенный выше метод когерентного наложения полей  $\gamma$ -областей позволяет увеличить радиальный размер сгустка в  $\gamma^3$  раз по сравнению с тем же размером, необходимым для получения когерентного синхротронного излучения. Тем самым ослабляется требование на плотность частиц. Кроме того, интенсивность излучения пучка от  $N$  частиц, движущихся по когерентным траекториям в  $N$  раз больше некогерентного синхротронного излучения. Такое увеличение может быть проверено экспериментально для подтверждения картины поля в  $\gamma$ -области. Это увеличение, кроме использования в традиционных областях применения синхротронного излучения [9], позволяет, при выполнении условия классичности поля (12), получить когерентное классическое поле с длиной волны  $\sim R/\gamma^3$ . Заметим, что в этой волне медленная частица с массой  $M$  приобретает энергию

$$\epsilon_M = \frac{4e^2}{\rho_N} \gamma N^2 q_M, \quad (17)$$

где  $q_M = e N_b \tau_M / mc^2$ ,  $\tau_M = e^2 / Mc^2$ . В веществе на частицу действует также поле когерентного излучения электронов вещества, величина которого сравнима с падающим полем. Тем не менее для грубых оценок передачи энергии медленной частице будем пользоваться формулой (17). Измерение этой энергии было бы экспериментальным подтверждением картины поля  $\gamma$ -области.

Как одно из возможных практических применений оценки, например, возможность инициирования дейтерий-третиевого (ДТ) синтеза в рассматриваемых когерентных полях. ДТ-синтез с инерциальным удержанием осуществим, если температура ионной компоненты мишени  $\approx kT \sim 10^4$  эВ, и размеры мишени  $> \epsilon_p$  длины ядерного пробега. Переданная одному электрону мишени энергия

$\epsilon_e$  должна быть  $\sim kT$ ,  $\epsilon_e$  находится из формулы (17) с заменой  $M \rightarrow m$ . Заранее очевидно, что использование когерентных полей для целей ДТ-синтеза имеет смысл только в случае, если энергия поля в области когерентности  $\epsilon_{\text{ког}} \sim N \gamma mc^2$  — энергии пучка. Вычислив с помощью формул для размеров области когерентности  $\epsilon_{\text{ког}}$  и учитывая соотношение  $\epsilon_e \sim kT$ , можно выразить число частиц пучка через геометрические параметры  $\rho_1$  и  $\rho_N$  и температуру  $kT$ :

$$N = \frac{4}{\pi^2} \frac{\rho_1^{3/2}}{\tau_e \rho_N^{1/2} (1 - \sqrt{\rho_1/\rho_N})} \left( \frac{kT}{mc^2} \right)^{3/2} \quad (18)$$

Видно, что при  $\rho_1 \sim \rho_N$  среднее расстояние между частицами пучка  $\Delta \rho = (\rho_N - \rho_1) / N \sim 10^{-10}$  см. Отношение  $\xi_{\text{кор}} / kT$  дает  $N_e$  - число нагретых электронов мишени. Вводя плотность атомов мишени  $n$  получим объем области нагретых электронов  $V_e = N_e / n$ , причем формула (16) показывает, что время существования  $t_{\text{кор}}$  полей при  $\rho_1 \sim \rho_N < 10^2$  см достаточно для нагрева  $N_e$  электронов. Выбрав мишень с объемом  $V_e$  из требования  $\sqrt[3]{V_e} > R_p$  получим условие на  $\chi$  - фактор частиц пучка в виде

$$\chi \approx \frac{\pi^2}{4} n R_p^3 \frac{r_e \rho_N^{1/2}}{\rho_1^{3/2}} \left(1 - \sqrt{\rho_1 / \rho_N}\right) \left(\frac{mc^2}{kT}\right)^{1/2} \quad (19)$$

Для  $\rho_1 = 1$  см,  $\rho_N = 2$  см,  $n = 10^{24}$  см $^{-3}$  и  $R_p = 10^{-2}$  см, что соответствует предважительно сжатой мишени [10], найдем  $\{N, \chi, \Delta \rho\} \sim \{10^{10}, 2 \cdot 10^6, 10^{-10}\}$ . Заметим, что для этих параметров условие когерентности поля в когерентной области выполняется.

Авторы выражают искреннюю благодарность А.П. Аматуни за постоянное внимание к работе и многочисленные замечания.

Таблица I

Название уск. или накоп.	$\chi$	$R$ (см)	$\mu$ (см $^{-3}$ )	$\delta_x$ (см)	$\delta_n$ (см)	$\delta_k$ (см)	$\xi = \frac{\delta_k}{\delta_x}$
ЕРСИНЭ	$5 \cdot 10^3$	$6.4 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^{10}$	0,2	$5 \cdot 10^{-3}$	1	5
ВЭПП-4	$1,4 \cdot 10^4$	$5,8 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^{10}$	$3,5 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^{-3}$	2,2	62,8
CESR	$1,6 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^{10}$	0,13	$8 \cdot 10^{-3}$	1,6	12,2
PEP	$3 \cdot 10^4$	$3,5 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^{10}$	0,11	$10^{-2}$	2,6	23,6
PETRA	$3,8 \cdot 10^4$	$3,7 \cdot 10^4$	$3,8 \cdot 10^{10}$	0,08	$10^{-2}$	3,9	48,7
HERA	$6 \cdot 10^4$	$10^5$	$6 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$10^{-2}$	3,6	90
LEP	$1,4 \cdot 10^5$	$3,5 \cdot 10^5$	$7 \cdot 10^{10}$	$4,5 \cdot 10^{-2}$	$10^{-2}$	9,5	$2,1 \cdot 10^2$
УИИ	$3,2 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^7$	5	$6 \cdot 10^{-2}$	0,13	0,03

Критерий непрерывности тока для различных ускорителей или накопителей.  $R$  - радиус кольца,  $\chi$ ,  $\mu$  - лоренц-фактор и плотность частиц пучка.  $\delta_x \gg \delta_n$  - условие усреднения тока пучка в прямолинейном приближении траекторий частиц.  $\delta_x \gg \delta_k$  - условие усреднения, в случае учета кривизны траекторий частиц.

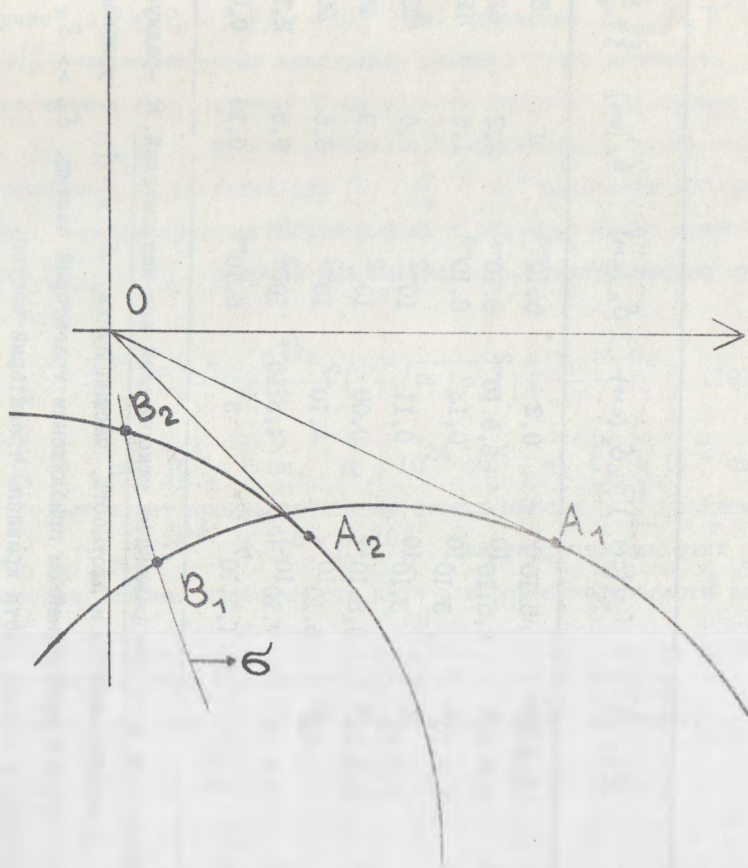


Рис. I

ПОДПИСЬ К РИСУНКУ

Рис. I Когерентные траектории. Изображены две когерентные траектории  $A_1 B_1$  и  $A_2 B_2$ , где  $A_1, A_2$  - точки траектории откуда испускаются сигналы по касательным к траекториям.  $O$  - точка пересечения  $\gamma$ -спиралей. Сигналы, испущенные с когерентных траекторий, достигают точки в один и тот же момент времени  $t_0$ .  $B_1, B_2$  - точки кривой  $\sigma$  - положения частиц, движущихся по когерентным траекториям, в момент времени  $t_0$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Proceeding of the LEP Summer Study, 70-01, 1, 1979
2. Брук Г. Циклические ускорители заряженных частиц, М., Атомиздат, 1970.
3. Арутюнян С.Г., Нагорский Г.А. НС-ЕФМ-387(45-79).
4. Арутюнян С.Г., Нагорский Г.А. Труды IУ конференции молодых ученых ЕРФИ, Нор-Амберд, 237, 1979.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля, М., Наука, 1973.
6. С.Г.Арутюнян, Нагорский Г.А. Атомная энергия, 48, 5, 318, 1980.
7. Аматуни А.Ц. и др. Труды шестого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. (Дубна, октябрь 1978), Дубна 2, 211, 1978.
8. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Релятивистская квантовая теория, часть I, Наука, М. 1968.
9. Труды шестого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, сессия -В-I, (Дубна, октябрь, 1978) Дубна, 2, 1978.
10. I. Muckells, L. Wood et al. Nature, 239, 139, 1972

Рукопись поступила 15-го августа 1980 г.

Редактор Л.П.Мукаян  
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 18

ВФ- 05492

Тираж 299

Препринт ЕФМ

Формат издания 60x84/16

Подписано к печати 12/1-81г. 1,0 уч.изд.л. Ц. 7 к.

Издано Отделом научно-технической информации  
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маркаряна 2