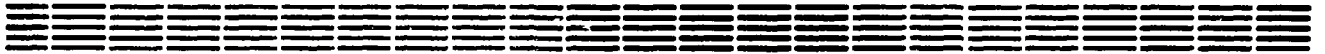


Препринт ЕФИ-1157(34)-89

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



Ю.Л.МАРТИРОСЯН

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА
ДИНАМИКУ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В
ЗНАКОПЕРЕМЕННОМ ТОРОИДАЛЬНОМ
МАГНИТНОМ ПОЛЕ

ЦНИИ атоминформ
ЕРЕВАН - 1989

ՅՈՒ.Լ.ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

ՏԱՐԱԾԱԿԱՆ ԼԻՑԲԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՑԻՆ ՓՆՋԻ
ԴԻՆԱՄԻԿԱՑԻ ՎՐԱ՝ ՆՇԱՆԱՓՈԽ ԹՈՐԱՁԵՎ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ
ԴԱՇՏՈՒՄ

Աշխատանքում դիտարկվում է տարածական լիցքի ազդեցությունը էլեկտրոնային փնջի դինամիկայի վրա՝ ժամանակի ընթացքում չփոխվող նշանափոխ թորածե մագնիսական դաշտում: Ցույց է տրվում, որ այդպիսի համակարգը ընդունակ է պահել մինչև մի քանի կիլոամպեր հոսանքով էլեկտրոնային փնջեր՝ բնական պայմանով, որպեսզի մագնիսական դաշտի էներգիան մեծ լինի արագացվող էլեկտրոնային փնջի էներգիայից: Նշվում է, որ միամասնիկ շարժման անկայունություն կետերը տվյալ դեպքում վերածվում են նեղ շերտերի, որոնք արագացնող էլեմենտում կարելի է շրջանցել համակարգի պարամետրերի միշտ ընտրությամբ:

Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1989



Preprint EOM-II57(34)-89

YU. L. MARTIROSSIAN

INFLUENCE OF SPACE CHARGE ON ELECTRON
BEAM DYNAMICS IN A TOROIDAL MAGNETIC
FIELD OF ALTERNATING SIGN

The influence of space charge on electron beam dynamics in a toroidal, constant in time magnetic field of alternating sign is considered in this paper. It is shown that such a system can hold electron beams with energy of about a few kiloamperes under a natural condition, that the magnetic field energy is higher than the accelerated electron beam energy. It is indicated that in the given case points of single-particle motion instability turn into narrow strips which can be slipped (got) through by an appropriate choice of parameters.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1989

Препринт ЕФИ-1157(34)-89

УДК 621.3.038:615:621.318.3

Ю. Л. МАРТИРОСЯН

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА ДИНАМИКУ
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ЗАКОПЕРЕМЕННОМ ТОРОИДАЛЬНОМ
МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В работе рассматривается влияние пространственного заряда на динамику электронного пучка в знакопеременном тороидальном постоянном во времени магнитном поле. Показано, что такая система способна удерживать электронные пучки с током порядка нескольких килоампер, с естественным необходимым условием, чтобы энергия самого магнитного поля была больше энергии ускоряемого электронного пучка. Указывается, что точки неустойчивости одночастичного движения в данном случае превращаются в узкие полосы, которые опять подходящим выбором параметров системы можно проскочить в ускоряющем элементе.

Ереванский физический институт

Ереван 1989

Введение

В работе [1] было рассмотрено одночастичное движение электронов в постоянном во времени знакопеременном тороидальном магнитном поле. Было показано, что такая система способна служить магнитной дорожкой кольцевого ускорителя на средние энергии в широкой области её изменения, за исключением отдельных точек неустойчивого движения, которые расположены вплотную при малых энергиях и могут быть опасными во время инжекции. Эти точки можно избежать подходящим модулированием режима ускорения или иным способом.

В настоящей работе рассматривается влияние пространственного заряда на динамику электронного пучка в знакопеременном тороидальном постоянном во времени магнитном поле. Показывается, что такая система способна удерживать электронные пучки с током порядка нескольких килоампер, с естественным необходимым условием, чтобы энергия самого магнитного поля была больше энергии ускоряемого электронного пучка.

Указанные выше точки неустойчивого движения в данном случае превращаются в узкие полосы, которые опять подходящим вы-

бором параметров системы можно проскочить в ускоряющем элементе.

I. Магнитные и электрические поля

Внешнее магнитное поле создается периодическим расположением по окружности тороидальных соленоидов. Каждый элемент периодичности состоит из двух катушек, имеющих противоположные направления тороидального магнитного поля.

В цилиндрической системе координат (z, θ, z) (рис. I) в линейном приближении по отклонениям от большой оси тора внешнее магнитное поле можно представить в виде [1].

$$\begin{aligned} H_z^B(z, \theta, z) &= \frac{H_0}{R_0} \cdot (\delta z + \Delta z) \cdot Q(\theta), \\ H_z^B(z, \theta, z) &= \frac{H_0}{R_0} \cdot (\delta z + \Delta z) \cdot Q(\theta), \\ H_\theta^B(z, \theta, z) &= H_0 \cdot P(\theta), \end{aligned} \tag{I}$$

где R_0 - большой радиус тора, H_0 - значение тороидального магнитного поля в центре катушки. Периодические с периодом $\frac{2\pi}{N}$ (N - число периодов магнитной системы) функции $P(\theta)$ и $Q(\theta) = -\frac{P'(\theta)}{2}$ зависят от геометрии тороидальных соленоидов.

Численные значения коэффициентов Фурье-разложения функции

$$P(\theta) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} P_k \cdot e^{ikN\theta}, \tag{2}$$

полученные при помощи ЭВМ для различных значений отношения $\frac{\rho_0 \cdot N}{\pi \cdot R_0}$ (ρ_0 - малый радиус тора), приводятся в таблице,

Так как мы не рассматриваем режим ускорения, то внешнее электрическое поле отсутствует.

Для получения математических выражений собственных полей электронного пучка рассмотрим однородные кольцевые пучки кругового сечения, движущиеся внутри тороидальной камеры, вблизи ее оси. Такое упрощенное рассмотрение частично оправдано тем, что в тороидальном магнитном поле при

$$v_0^2 \equiv \left(\frac{e H_0 R_0}{p \cdot c} \right)^2 \gg 1, \quad (3)$$

где e - заряд электрона, p - его импульс, c - скорость света, амплитуды поперечных колебаний становятся практически одинаковыми по величине и имеют порядок $\sim \frac{1}{v_0}$, имея разность фаз $\sim \frac{\pi}{2}$ [1], а отклонение от оси тора из-за дрейфа в вертикальном направлении мало в пределах одного элемента периодичности.

При таких предположениях компоненты полоидального магнитного и электрического полей электронного пучка в линейном приближении по отклонениям от большой оси тора можно представить в виде [2]

$$\begin{aligned} H_z^c(z, \theta, z) &= 2\pi n_0 \beta \cdot e \left(\delta z + \frac{z_0^2}{\rho_0^2} \Delta z \right); & H_\theta^c(z, \theta, z) &= 0 \\ H_r^c(z, \theta, z) &= -2\pi n_0 \beta e \left(\delta z + \frac{z_0^2}{\rho_0^2} \Delta z - \frac{z_0^2}{2R_0} \cdot \ell_H \right); \\ E_z^c(z, \theta, z) &= 2\pi n_0 e \left(\delta z + \frac{z_0^2}{\rho_0^2} \Delta z + \frac{z_0^2}{2R_0} \cdot \ell_E \right); \end{aligned} \quad (4)$$

$$E_z^c(z, \theta, z) = 2\pi n_0 e (\delta z + \frac{z_0^2}{\rho_0^2} \cdot \Delta z); \quad E_\theta^c(z, \theta, z) = 0,$$

где n_0 - плотность пучка, z_0 - его радиус, параметры e_n , $e_E \approx \approx 1$, и мы в дальнейшем их будем опускать.

2. Линеаризация уравнения движения и их решения

Запишем уравнения движения Ньютона - Лоренца в цилиндрической системе координат

$$\frac{d(\gamma \dot{z})}{dt} - \gamma z \cdot \dot{\theta}^2 = \frac{e}{m} [E_z + \frac{1}{c} (z \dot{\theta} H_z - \dot{z} \cdot H_\theta)],$$

$$\frac{1}{z} \frac{d(\gamma z^2 \dot{\theta})}{dt} = \frac{e}{m} [E_\theta + \frac{1}{c} (\dot{z} \cdot H_z - \dot{z} H_z)], \quad (5)$$

$$\frac{d(\gamma \dot{z})}{dt} = \frac{e}{m} [E_z + \frac{1}{c} (\dot{z} H_\theta - z \dot{\theta} H_z)].$$

Представим координаты в виде $z = \Delta z + \delta z$, $z = \Delta z + \delta z$, где $(\Delta z, \Delta z)$ характеризуют отклонение центра пучка от оси тора, а $(\delta z, \delta z)$ описывают положение частиц внутри пучка (см. рис. I). Учитывая, что траектория электрона в знакопеременном тороидальном магнитном поле представляет сложную волнообразную кривую вокруг средней окружности вблизи оси тора [1], решение системы уравнений (5) начнем со второго уравнения, оставляя в правой части только линейные по $z = \Delta z + \delta z$ и $z_1 = \Delta z + \delta z$ члены:

$$\frac{1}{z} \cdot \frac{d(\gamma z^2 \dot{\theta})}{dt} = - \frac{\pi \cdot n_0 \cdot e^2 \beta z_0^2}{m_0 c^2 R_0} \cdot \dot{z}, \quad (6)$$

откуда

$$\frac{d(\gamma z^2 \dot{\theta})}{dt} + \frac{\nu_B}{2} \cdot \frac{\beta_0 c}{R_0} \cdot \frac{d(z^2)}{dt} = 0, \quad (7)$$

где $\nu_B = \frac{\pi \cdot n_0 \cdot e^2 \cdot z_0^2}{m c^2}$ параметр Буджера.

Принимая приблизительно в среднем $\langle \ddot{\theta} \rangle = 0$ из (7) окончательно получаем

$$\left(\gamma + \frac{\nu_B}{2} \right) \cdot z^2 \dot{\theta} = \frac{P_{0\theta}}{m_0} = \text{const}, \quad (8)$$

что является выражением теоремы Буша о сохранении момента импульса, где γ - приведенная энергия электрона, m_0 - его масса покоя.

В одночастичном приближении вместо (8) имеем [1]

$$\gamma z^2 \dot{\theta} = \frac{P_{0\theta}}{m_0}. \quad (9)$$

Следовательно, средняя относительная разность соответствующих угловых скоростей имеет порядок

$$\frac{\dot{\theta}_{\text{одн}} - \dot{\theta}_n}{\dot{\theta}_{\text{одн}}} = \frac{\nu_B / 2\gamma}{1 + \nu_B / 2\gamma} \quad (10)$$

Из (10) можно сделать заключение, что появляется некое "трение", которое замедляет ход пучка относительно одночастичного движения.

Подставляя в остальные два уравнения системы (5) значение из (8) и переходя к переменной θ по формулам

$$\dot{z} = z' \cdot \dot{\theta} ; \quad \dot{z}_1 = z'_1 \cdot \dot{\theta} \quad (II)$$

и т.д., после линеаризации окончательно получаем систему дифференциальных уравнений

$$z_1'' = -\Gamma(\gamma) \cdot z_1' + n_1(\gamma) \cdot z_1 + n_2(\gamma) \cdot \left(\delta z + \frac{z_0^2}{\rho_0^2} \cdot \Delta z \right) + \\ + \nu_0 \cdot Q(\theta) \cdot z - \nu_0 \cdot P(\theta) \cdot z' + R_1 ,$$

$$z'' = -\Gamma(\gamma) z_1' + n_2(\gamma) \cdot \left(\delta z + \frac{z_0^2}{\rho_0^2} \Delta z \right) + \nu_0 \cdot P(\theta) z_1' - \nu_0 \cdot Q(\theta) \cdot z_1 , \quad (I2)$$

где

$$\Gamma(\gamma) = \frac{1}{8} \cdot \frac{z_0^2}{R_0^2} \beta^2 \cdot \frac{\gamma'}{\gamma(1 + \nu_5/2\gamma)} ; \quad n_1(\gamma) = 1 + \frac{\nu_p^2 \cdot z_0^2}{R_0^2} \left(1 + \frac{3}{4} \beta^2 \right) ;$$

$$n_2(\gamma) = \frac{\nu_p^2 (1 - \beta^2)}{2} ; \quad R_1 = R_0 \left[1 + \frac{\nu_p^2}{4} \cdot \frac{z_0^2}{R_0^2} (1 + \beta^2) \right] ; \quad \nu_p^2 = \frac{\omega_p^2}{\Omega_0^2} ; \quad (I3)$$

$\omega_p^2 = \frac{4\pi n_0 e^2}{m_0 \gamma}$ - плазменная частота, Ω_0 - циклическая частота, штрих над буквой означает дифференцирование по θ .

Для решения системы уравнений (I2) применим следующую процедуру.

Усредним её по начальным значениям координат и скоростей частиц внутри пучка, принимая

$$\begin{aligned} \langle \delta z \rangle &= \langle \delta z' \rangle = \langle \delta z'' \rangle = 0, \\ \langle \delta z \rangle &= \langle \delta z' \rangle = \langle \delta z'' \rangle = 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Такой подход верен до тех пор, пока пучок движется не распадается. Необходимые и достаточные условия для этого будут получены ниже. После усреднения для координат центра пучка получаем

$$\Delta z'' = -\Gamma(\gamma) \cdot \Delta z' + \left[n_1 + \frac{z_0^2}{\rho_0^2} \cdot n_2 \right] \cdot \Delta z + \nu_0 Q(\theta) \Delta z - \nu_0 P(\theta) \Delta z' + R_1 \quad (15)$$

$$\Delta z'' = -\Gamma(\gamma) \cdot \Delta z' + n_2 \cdot \frac{z_0^2}{\rho_0^2} \cdot \Delta z + \nu_0 \cdot P(\theta) \Delta z' - \nu_0 Q(\theta) \cdot \Delta z .$$

Уравнения движения частиц внутри пучка получаются вычитанием (15) из (12)

$$\delta z'' = -\Gamma(\gamma) \delta z' + (n_1 + n_2) \cdot \delta z + \nu_0 \cdot Q(\theta) \delta z - \nu_0 P(\theta) \delta z' , \quad (16)$$

$$\delta z'' = -\Gamma(\gamma) \delta z' + n_2(\gamma) \delta z + \nu_0 P(\theta) \delta z' - \nu_0 Q(\theta) \delta z .$$

Системы уравнений (15) и (16) имеют одинаковый вид, за исключением наличия свободного члена R_1 в правой части уравнения (15) и множителя $\epsilon^2 = \frac{z_0^2}{\rho_0^2}$ при $n_2(\gamma)$. Для упрощения дальнейших вычислений заметим, что из уравнений (15) и (16) следует малость влияния пространственного заряда при релятивист-

ских скоростях, как и ожидалось [4]. При малых же энергиях вклад члена $n_1(\gamma)$ значительно меньше по сравнению с членом $n_2(\gamma)$ и его можно опустить. Введя комплексную амплитуду U , вместо (I5) и (I6) будем иметь

$$U'' + \alpha(\gamma, \theta) \cdot U' + \beta(\gamma, \theta) U = R^*, \quad (I7)$$

где для системы (I5)

$$U = \Delta z + i \cdot \Delta z; \quad \alpha(\gamma, \theta) = \Gamma(\gamma) - i \nu_0 \cdot P(\theta), \quad (I8)$$

$$\beta(\gamma, \theta) = i \nu_0 Q(\theta) - n_2(\gamma) \cdot \frac{z_0^2}{\rho_c^2}; \quad R^* = R_1$$

а для системы (I6), соответственно,

$$U = \delta z + i \delta z; \quad \alpha(\gamma, \theta) = \Gamma(\gamma) - i \nu_0 \cdot P(\theta), \quad (I9)$$

$$\beta(\gamma, \theta) = i \nu_0 Q(\theta) - n_2(\gamma); \quad R^* = 0.$$

После преобразования Лувилля

$$U = \vartheta \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2} \int \alpha(\gamma, \theta) d\theta \right\} \quad (20)$$

получаем

$$\vartheta'' + \lambda(\gamma, \theta) \cdot \vartheta = R(\theta), \quad (21)$$

где

$$\lambda(\gamma, \theta) = \beta(\gamma, \theta) - \frac{\alpha^2(\gamma, \theta)}{4} - \frac{\alpha'(\gamma, \theta)}{4}; \quad R(\theta) = R^* \exp \left\{ \frac{1}{2} \int \alpha(\gamma, \theta) d\theta \right\} \quad (22)$$

Так как мы не рассматриваем влияние внешнего электрического поля, т.е. процесс ускорения, а потери на излучение при малых энергиях малы, то можно принять $\langle \gamma \rangle = \text{const}$, следовательно $\Gamma(\gamma) = 0$.

Тогда получаем

$$\lambda(\gamma, \theta) = \frac{\nu_0^2 \rho^2(\theta)}{4} - \pi_2(\gamma) \cdot \varepsilon^2. \quad (23)$$

Запишем $\rho^2(\theta)$ в виде

$$\rho^2(\theta) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} g_k \cdot e^{ikN\theta}; \quad g_k = \sum_{n=-\infty}^{\infty} P_n \cdot P_{k-n}; \quad n \neq k. \quad (24)$$

Уравнение (21) представляет обычное уравнение Хилла с правой частью. Так как коэффициенты g_k с ростом номера гармоники быстро убывают ($\sim \frac{1}{k^2}$), то для решения уравнения (21) удобнее использовать метод Хилла [3].

Представим решение однородного уравнения

$$\psi'' + \lambda(\gamma, \theta) \cdot \psi = 0 \quad (25)$$

в виде

$$\psi = e^{i\nu\theta} \cdot \sum_{k=-\infty}^{\infty} \psi_k e^{ikN\theta} \quad (26)$$

Подставляя (26) в (25) и приравнивая коэффициенты при экспонентах, получаем характеристическое уравнение

$$-(\nu + k \cdot N)^2 \cdot \psi_k + \sum_{\ell=-\infty}^{\infty} \psi_k \cdot g_{k-\ell} = 0 \quad (27)$$

Из условия его решимости $\Delta(\nu) = 0$ найдем

$$\sin^2 \frac{\pi \cdot \nu}{N} = \Delta(0) \cdot \sin^2 \frac{\pi \sqrt{\lambda_0}}{N}, \quad (28)$$

где

$$\lambda_0 = \frac{\nu_0^2 g_0}{4} - n_2(\gamma) \cdot \epsilon^2.$$

Выражение для $\Delta(0)$ с точностью до четвертого порядка включительно имеет вид (нечетные гармоники g_k равны нулю) [3]

$$\Delta(0) = 1 + \frac{\pi}{\epsilon \cdot N \cdot \sqrt{\lambda_0}} \cdot \operatorname{ctg} \frac{\pi \sqrt{\lambda_0}}{N} - \frac{|g_2|^2}{N^2 - \lambda_0} + \dots \quad (29)$$

Сохраняя в системе алгебраических уравнений (27) члены второго порядка малости включительно, получаем систему алгебраических уравнений, которая решается обычным способом. Система уравнений распадается на две подсистемы — для ν отрицательных частот и для ν положительного порядка отдельно.

Области устойчивого режима движения типа (15) хорошо известны из теории уравнений Ланге и Латве [3], [4]. В нашем случае условия устойчивого движения сводятся к требованию

$$\frac{\nu_0^2}{4} \cdot (g_0 \pm g_2) - n_2(\gamma) > 0 \quad (30)$$

Узкие области неустойчивости начинаются на положительной полуоси в точках [3]

$$g_0 \cdot \frac{\nu_0^2}{4} - n_2(\gamma) = \kappa^2; \quad \kappa = 1, 2, 3, \dots \quad (31)$$

которые надо обойти в ускоряющем элементе.

Условие (31) является обобщением соответствующего условия неустойчивости одночастичного приближения [1].

Неравенство (30) фактически означает, если его переписать в виде

$$n_0 \cdot m_0 \cdot c^2 \cdot \gamma < \frac{1}{g_0 \pm g_2} \cdot \frac{H^2}{\pi}, \quad (32)$$

что для поддержания электронного пучка внутри вакуумной камеры такой магнитной системой необходимо, чтобы энергия самого магнитного поля была больше энергии ускоряемого электронного пучка. Коэффициент $(g_0 \pm g_2)$ в неравенстве (32) учитывает геометрию размеров тороидальных соленоидов и их расположения.

Полученные по формуле (24) их значения, для приведенных в таблице практически разумных значений $\delta = \frac{g_0 \cdot N}{\pi \cdot R_0}$, хорошо вписываются в формулу (32) и не усиливают вышеизложенное ограничение на энергию пучка.

Как видно из (19), условие (30) жестко сказывается на удержании частиц внутри пучка. А для удержания пучка внутри вакуумной камеры благодаря наличию малого множителя $\epsilon^2 = \frac{z_0^2}{g_0^2}$ при $n_2(\gamma)$ это условие выполняется намного легче.

В конце приводим численные оценки. При значениях параметров $\delta = 0,2$, $H_0 = 1,2 \cdot 10^4$ А/м, $R_0 = 0,5$ м, $T = 6$ МэВ ($\gamma = 12$), $z_0 = 0,01$ м, $N = 12$ из (32) для максимального тока получаем значение $I_{\max} \approx 1,3$ кА.

Заключение

Как показывают полученные в настоящей работе результаты, кольцевые магнитные дорожки с знакопеременным тороидальным магнитным полем могут служить хорошей ведущей системой для накопительных систем и кольцевых индукционных ускорителей для получения сильноточных порядка нескольких килоампер электронных пучков средних энергий. Так как все ограничения фактически накладываются на единственный параметр $\nu_0 = \frac{e H_0 R_0}{p \cdot c}$, то ясно, что с применением сверхпроводящих соленоидов можно существенно повысить ведущее магнитное поле, тем самым увеличивая максимально возможную добываемую энергию электронных пучков.

Процессы возможного группирования электронов в пучке вследствие длительного циклического движения в периодической магнитной структуре, "разбухание" пучка при его переходе краев применения тороидальных соленоидов и другие нелинейные поправки, которые не рассматривались в настоящей работе, могут привести к различным резонансным явлениям и нуждаются в более детальном исследовании в дальнейшем.

Выражаю искреннюю благодарность Петросяну М.Д. за весьма полезные обсуждения.

Таблица

δ^2 / P_l	P_1	P_3	P_5	P_7	P_9	P_{11}	P_{13}	P_{15}	P_{17}	P_{19}	P_{21}
1/4	0,5142	-0,0137	0,0090	-0,0045	0,0026	-0,0018	0,0013	-0,0010	0,0008	-0,0006	0,0006
1/16	0,7396	0,0596	0,0148	-0,0004	0,0017	-0,0009	0,0007	-0,0005	0,0004	-0,0003	0,0003
1/20	0,7699	0,0770	0,0189	0,0012	0,0019	-0,0006	0,0006	-0,0004	0,0003	-0,0002	0,0002
1/25	0,7979	0,0954	0,0242	0,0034	0,0023	-0,0003	0,0006	-0,0003	0,0002	-0,0002	0,0002
1/36	0,8383	0,1262	0,0355	0,0084	0,0037	0,0004	0,0005	-0,0002	0,0002	-0,0002	0,0002

Цифровые значения коэффициентов P_k Фурье-разложения (2), с точностью членов до четвертого знака после запятой, полученные при помощи ЭВМ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дербенев Н.С., Мартиросян Ю.Л., Петросян М.Л. Динамика заряженных частиц в знакопеременном тороидальном магнитном поле. ЖТФ, 1989, т.59.
2. Chernin D., Sprangle P. Transverse beam dynamics in the modified betatron. Part. Acc. 1982, vol.12; p.85-100.
3. Стретт М.Д.О. Функции Ляме, Матье и родственные им в физике и технике. НКТИ ГОНТИ Украины, Киев, 1935, с.238.
4. Миллер Р. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1984, с.432.
5. Мак-Лахлан Н.В. Теория и приложения функций Матье. М.: ИЛ, 1953, с.476.

Рукопись поступила 10 октября 1988 г.

Ю. Л. МАРТИРОСЯН

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА ДИНАМИКУ ЭЛЕКТРОННОГО
ПУЧКА В ЗНАКОПЕРЕМЕННОМ ТОРОИДАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Редактор Л. И. Мукаян

Технический редактор А. С. Абрамян

Подписано в печать 22/VI-89г. ВФ-02174 Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч. изд. л. 0,8 Тираж 299 экз. Ц. 10 к.

Зак. тип. №979

Индекс 3649

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, ул. Братьев Алиханян, 2

**The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Alikhanian Brothers 2,
Yrevan, 375036
Armenia, USSR**

ИНДЕКС 3649



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

