

ИНДЕКС 304

Препринт ЕФИ-1416(3)-94

Ю. Л. МАРТИРОСЯН

СИЛЬНОТОЧНЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ ИНДУКЦИОННЫЙ  
УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ - ТОРАЛЬТРОН

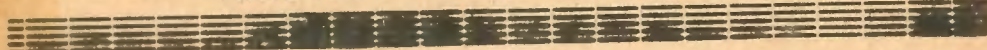
В работе обсуждается разновидность сильноточного кольцевого ускорителя электронов средних энергий, где в качестве ведущей магнитной дорожки используется постоянное во времени знакопеременное тороидальное магнитное поле, а ускоряющие индукторы размещены по тору между краями тороидальных соленоидов. Для ввода частиц в ускоритель предлагается использовать внутренний катод, расположенный вблизи внутреннего радиуса тора. Для ввода электронов из ускорителя используется градиентный дрейф частиц в тороидальном магнитном поле.

Ереванский Физический Институт

Ереван 1994

Препринт ЕФИ-1416(3)-94

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



Ю. Л. МАРТИРОСЯН

СИЛЬНОТОЧНЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ ИНДУКЦИОННЫЙ  
УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ - ТОРАЛЬТРОН

Ереван

ՄԻՋԻՆ ԻՆԵՐԳԻԱՅՈՎ ՄԵԾ ՀՈՍՔՈՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՆՋԻ ՕՂԱԿԱԶԵՎ  
ԻՆՂՈՒԿՑԻՈՆ ԱՐԱԿԱՅՈՒՅԻՉ՝ ՏՈՐԱԼՏՐՈՆ

Հոդվածում քննարկվում է մեծ հոսքով էլեկտրոնային փնջի օղակաձև ինդուկցիոն արագացուցիչի տարատեսակ, որ որպես տախտակային օգտագործվում է հաստատուն եղանակով թորոնդալ մագնիսական դաշտը, իսկ արագացնող ինդուկտորները տեղավորված են թորի երկայնքով՝ մագնիսական կոճերի միջև: Որպես էլեկտրոնների աղբյուր օգտագործվում է ներքին առաքիչը (կատոդ), որը տեղադրվում է թորի ներքին պատի մոտ:

Արագացուցիչից էլեկտրոնային փնջի դուրս բերման համար օգտագործվում է լիցքավորված մասնիկների դրեյֆը՝ թորոնդալ մագնիսական դաշտում:

Երևանի Ֆիզիկայի Ինստիտուտ  
Երևան-1994

## ВВЕДЕНИЕ

Сильноточные ускорители электронов средних энергий занимают важное и достойное место в различных областях физики и техники (лазер на свободных электронах и лазерный метод ускорения, управляемый термоядерный синтез, возбуждение кильватерных полей и т. п.). Кольцевые машины этого класса (модифицированный бетатрон и его разновидности [1-3]) отличаются компактными размерами, легко управляемы в работе и имеют высокий к. п. д.

В настоящей работе предлагается разновидность сильноточного кольцевого ускорителя электронов средних энергий, в котором в качестве ведущей дорожки частиц используется постоянное во времени и, имеющее периодическую пространственную вариацию направления напряженности, тороидальное магнитное поле - торальтрон (toratron-torus alternating-sign). Динамика электронного пучка в указанной магнитной дорожке теоретически исследована в работах [4-6], результаты которых получили свое экспериментальное подтверждение в работах [7,8]. Ускоряющие элементы (индукторы) предполагается разместить между краями примыкания тороидальных соленоидов.

Исходя из специфических свойств тороидального магнитного поля в торальтроне, обсуждаются сравнительно простые схемы ввода и вывода частиц из ускорителя.

Как было указано выше, теоретическое исследование динамики заряженных частиц в постоянном во времени и знакопеременном в пространстве тороидальном магнитном поле проведено в работах [4-6]. Поэтому приведем основные результаты этих работ, дающие ясное представление о поведении траектории и о характере устойчивости движения частиц в торальтроне, необходимые также для дальнейшего изложения материала настоящей статьи.

Нормализованный гамильтониан задачи можно представить в следующем виде:

$$\mathcal{H}(x_1, x_2, y_1, y_2) = \frac{y_1^2 + y_2^2}{2} + \left(\frac{\nu}{2}\right)^2 \sum_{k=0}^{\infty} g_k(x_1) \cdot \cos 2kx_2; \quad (1),$$

где  $y_1 = P/p$ ,  $y_2 = P_0/p$ ,  $x_1 = \rho/l_0$  и  $x_2 = N\theta$  - новые канонические импульсы и координаты (см. рис. 1),  $N$  - число тороидальных соленоидов,  $l_0$  - длина одного соленоида.

Невозмущенная часть гамильтониана

$$\mathcal{H}_0(y_1, y_2) = \frac{y_1^2 + y_2^2}{2} \quad (2)$$

описывает движение по спиральной траектории, намотанной на тор.

Возмущенная часть гамильтониана

$$\mathcal{H}_1(x_1, x_2) = \mu \cdot \sum_{k=2,0}^{\infty} g_k(x_1) \cdot \cos 2kx_2 \quad (3),$$

где  $\mu = \left(\frac{\nu}{2}\right)^2$ ;  $\nu = e H_0 R_0 / E$  - малый положительный параметр,

$$g_k(x_1) = a_k \left(\frac{x_1}{2}\right)^2 + b_k \left(\frac{x_1}{2}\right)^4 + c_k \left(\frac{x_1}{2}\right)^6 + \dots \quad (3a)$$

приводит к пульсации этого тора с полупериодом магнитной системы [6].

На основе теоремы Колмогорова-Арнольда-Мозера [9] можно заключить, что нелинейные колебания всегда устойчивы при существовании устойчивых решений соответствующих линейных уравнений (являющихся уравнениями типа Хилла), так как элементарные делители матрицы Гесса: просты, а квадратичная часть гамильтониана (1) является положительно определенной функцией.

Классическим методом усреднения Крылова-Боголюбова решения канонических уравнений движения, порождаемых гамильтонианом (1), можно представить в виде асимптотических рядов по степеням малого параметра через тригонометрические функции, а решения соответствующих усредненных уравнений выражаются через эллиптические функции Якоби [6].

Часть II. ВВОД, УСКОРЕНИЕ И ВЫВОД ПУЧКА В ТОРАЛЬТРОНЕ

Для ввода частиц в торальтрон предлагается использовать внутренний катод, широко применяемый в кольцевых индукционных ускорителях [10]. Когда заряженная частица влетает в тороидальное магнитное поле касательно к его силовым линиям с начальными координатами  $(z_0, r_0)$  (см. рис. 1), то ее средний радиус радиального движения будет иметь координаты  $(z_0, r_0 + \Delta r_0)$ , где

$$\Delta r_0 = \frac{R_0}{\nu_0^2}; \quad \nu_0 = \frac{e H_0 R_0}{pc} \quad (4)$$

Малое положительное приращение  $\Delta r_0$  связано с тем, что пока частица набирает необходимую поперечную скорость, она будет перемещаться в радиальном направлении и дальше вращаться вокруг "чужой" силовой линии. С другой стороны, по мере накопления тока пучка, его геометрический центр будет дрейфовать

в сторону внешнего радиуса тора на величину [5].

$$\Delta R = \frac{V_p^2}{4} (1 + \beta^2) \cdot \frac{r_0^2}{R_0^2} \quad (5)$$

где  $V_p = \omega_p / \Omega_0$ ;  $\omega_p^2 = \frac{4\pi N_0 e^2}{m_0 \gamma}$ ;

$\omega_p$  - плазменная частота пучка,

$r_0$  - радиус пучка,

$N_0$  - плотность пучка,

$\Omega_0$  - циклическая частота вращения частиц по тору.

Следовательно, становится очевидным, что при расположении катода вблизи внутреннего радиуса тора (как показано на рис. 1) исчезает опасность попадания пучка к катоду при его многократном обращении по тору.

Для ускорения частиц в торальтроне предлагается использовать индукционный метод ускорения, основанный на законе индукции Фарадея:

$$V = \frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (6)$$

где  $V$  - ускоряющее напряжение,  $\Phi$  - магнитный поток через поверхность, охватываемую траекторией пучка. Ускоряющие элементы-индукторы, предлагается разместить между краями примыкания соленоидов. При подходе к краям соленоидов траектория частиц выпрямляется в продольном направлении (вследствии закона сохранения азимутальной составляющей обобщенного импульса [6]), а это означает, что частицы входят в ускоряющее электрическое поле почти параллельно его силовым линиям, и большая их часть захватывается в режим ускорения. Ускоряющее напряжение имеет вид положительного треугольного импульса с длительностью  $\tau \approx \frac{1}{\Omega_0}$ .

За один проход через ускоряющий промежуток частица набирает энергию

$$\Delta E_0 = e \Delta V \quad (7)$$

Для обеспечения большого прироста энергии за один оборот можно поставить  $N$  индукторов и получить прирост энергии

$$\Delta E = N e \cdot \Delta V \quad (8)$$

где  $\Delta V \leq 10$  кВ/см - темп ускорения в индукторе.

Запрещенные значения энергии структурного резонанса (связанные с периодичностью магнитной дорожки) [4]

$$E_n(\text{кэВ}) = \frac{1}{2} \left\{ \left[ 1 + \left( \frac{3 \cdot 10^{-4} H_0(E) \cdot R_0(\text{см})}{N(4n+3)} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} \right\}; n=1,2,3 \dots \quad (9)$$

представляют значительную опасность в начальной стадии инжекции и ускорения частиц в торальтроне. Поэтому надо выбрать начальную энергию ввода частиц в ускоритель и распределение импульсов ускоряющего напряжения так, чтобы суметь обойти эти опасные точки энергии в ускоряющем элементе, т.е.

$$E \neq E_0 + k \cdot \Delta E; k=1,2,3, \dots \quad (10)$$

При этом, при очень малых энергиях инжекции (порядка нескольких кэВ) частиц, можно осуществить обход нескольких точек энергии в одном элементе ускорения.

Наличие тороидального магнитного поля в торальтроне дает простую возможность осуществить вывод частиц из ускорителя, используя тот факт, что в конце цикла ускорения величина дрейфа становится большой

$$Z_d \approx \frac{c}{V_0} \quad (11)$$

где  $l_0$  - продольная координата,  $v_0 = \frac{e \cdot H_0 \cdot R_0}{\sqrt{E(E+2E_0)}}$  безразмерный параметр. Поэтому, если в конце цикла ускорения переключением полярности питания магнитных соленоидов какой-то участок магнитной дорожки длиной  $l_1 \approx \rho_0 \cdot \chi_0$  сделать однородным, то частица на этой длине наберет необходимый угол и выйдет из вакуумной камеры (см. рис. 2). При этом местонахождение головной части пучка в момент переключения полярности катушек не имеет значения.

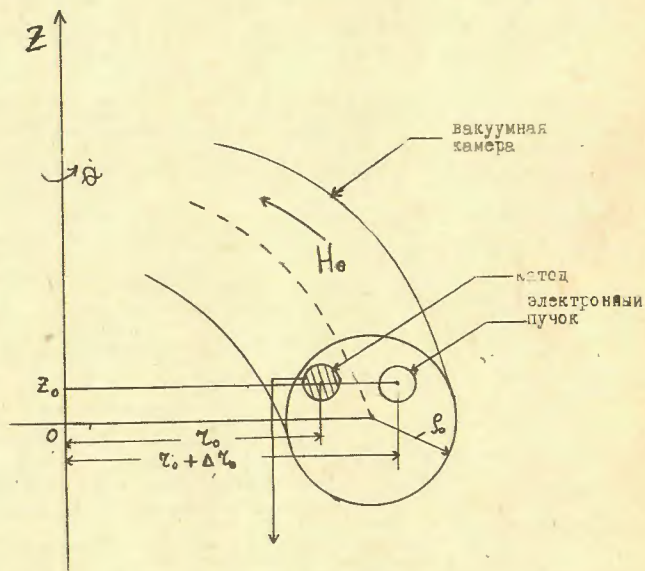


Рис. 1

Схематическое изображение расположения катода и электронного пучка в поперечном сечении тора.

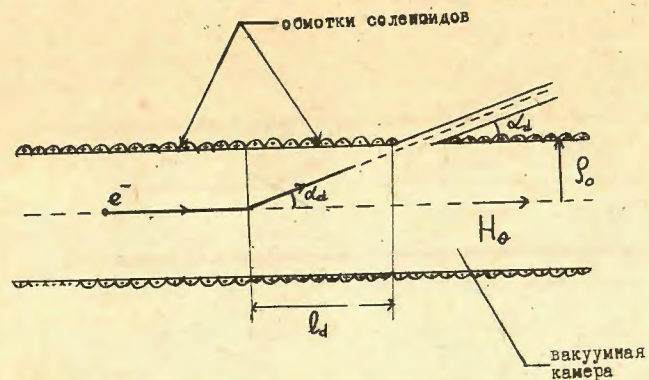


Рис. 2

Схематическое изображение вывода пучка из торальтрона (вид по радиальному направлению).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выбором геометрии соленоидов согласно условию устойчивости движения электронного пучка в торальтроне мы, фактически, будем иметь один свободный параметр  $v_0$ , в котором энергия частиц и значение магнитного поля входят в отношение  $\frac{H_0}{E}$ . Следовательно, применением сверхпроводящих соленоидов можно существенно повысить значение возможно максимально удерживаемой энергии частиц магнитным полем, доведя ее до сотни МэВ.

Надо отметить возможность управления поперечной скоростью частицы в торальтроне на определенном этапе ускорения, меняя поток индукции магнитного поля в ведущих соленоидах. Однако этот вопрос (наряду с влиянием всевозможных возмущений и резонансов на динамику электронного пучка в торальтроне) нуждается в дальнейшем исследовании.

Выражаю благодарность Петросяну М. Л. за ценные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1]. P.Sprangle, C.A.Kapetanacos. J. Appl. Phys., 49, 1, (1978).
- [2]. N.Rostoker. Comments Plasma Phys. 6, 91,(1980).
- [3]. C.Roberson, A.Mondelli, D.Chernin. Phys. Rev. Lett., 50, 507, (1983).
- [4]. Дербенев Я.С., Мартиросян Ю.Л., Петросян М.Л. ЖТФ, 59, 8, (1989).
- [5]. Мартиросян Ю.Л. ЖТФ, 60, 8, (1990).
- [6]. Yu.Martirossian, M.Petrossian. Proc. Int. Conf. on Acc. Phys. and Tech., San Francisco, 1991.
- [7]. Петросян М.Л. и др. Годовой отчет ЭКУ, 1991.
- [8]. S.Numphries et al. J. Appl. Phys., 15, 68(2), (1990).
- [9]. Джакалья Г.Е.О. "Методы теории возмущений для нелинейных систем". М., 1979.
- [10]. C.A.Kapetanacos, P.Sprangle, S.J.Marsh. Phys. Rev. Lett., 49, 741, (1982).

Yu.L.MARTIROSSIAN

HIGH CURRENT CYCLIC INDUCTION ACCELERATOR  
OF ELECTRONS OF AVERAGE ENERGIES

The high current cyclic induction accelerator of electrons of average energies using the time constant alternating-sign toroidal magnetic field (so called toraltron) as a guiding magnetic field is proposed. Accelerating inductors that are periodically placed by the torus between toroidal solenoid edges are assumed. The behaviour of electron beam orbit in the toraltron allows one to use a diode that is located inside the torus as an injector.

The ejection scheme using the drift of electron beam is suggested.

Yerevan Physics Institute  
Yerevan 1994Ю. Л. МАРТИРОСЯН  
СИЛЬНОТОЧНЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ ИНДУКЦИОННЫЙ  
УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ СРЕДНЫХ ЭНЕРГИЙ-ТОРАЛЬТРОН

ТЕХНИЧЕСКИЙ РЕДАКТОР А. С. АБРАМЯН

Подписано в печать 15/06/94  
Офсетная печать Уч. изд. л.  
Зак. тип. N 177Формат 60x84/16  
Тираж 100 экз.  
Индекс 3649Отпечатано в Ереванском Физическом Институте  
Ереван 36, ул. Братьев Алиханян, 2