

далась ранее * применительно к шнуру со сканированным током. Однако реализовать ее затруднительно, так как величину x нельзя измерить точно из-за неопределенности a .

В статье рассмотрена другая зависимость:

$$\Delta = \begin{cases} \Delta_0(t) > 0, & x \in (0, 1); \\ 0, & x \notin (0, 1), \end{cases} \quad (2)$$

обеспечивающая устойчивость при достаточно большом Δ_0 . Поскольку в отсутствие обратных связей возмущения с $0 < x < 1$ неустойчивы, а волны $x \notin (0, 1)$ не раскачиваются, то определить, лежит ли x в интер-

вале $(0, 1)$, можно в том случае, если выключать периодически (с периодом $T \ll \Omega^{-1}$) следующую систему и сравнивать за это время знаки ξ и $\dot{\xi}$. Выполнение зависимости (2) в среднем (за время $t \gg \Omega^{-1}$) оказывается достаточным для устойчивости.

Полный ток в стабилизирующих проводниках должен быть порядка $\xi_{\min} a^{-1} I$, где $\xi_{\min}$ — чувствительность датчиков смещения.

(№ 368/5416. Статья поступила в Редакцию 6/VI 1969 г., аннотация — 20/VIII 1969 г. Полный текст 0,4 а. л., 7 библиографических ссылок.)

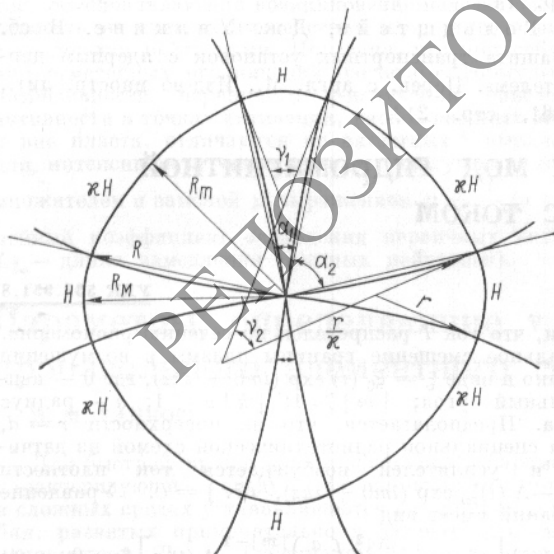
Геометрия орбит в секторных циклотронах

Е. М. МОРОЗ

УДК 621.384.633.5/.6

Секторные циклотроны были предложены в 1956 г. [1—3]. Их преимущества по сравнению с циклотронами со сплошным магнитом в основном сводятся к возможности получения более глубокой азимутальной вариации магнитного поля, а следовательно, более сильной аксиальной фокусировки частиц и к ряду конструктивных удобств, обеспечиваемых наличием свободных промежутков между магнитными секторами. В настоящей статье на основании формул, полученных в работах [1, 2], выводятся геометрические соотношения между элементами орбиты в секторном циклотроне со ступенчатым полем, однородным в секторах B и в промежутках между секторами κB . В частности, получены соотношения

$$\frac{R_M}{r} = 1 + \frac{(1-\kappa)(K_1-K)}{\sqrt{1+[K+\kappa(K_1-K)]^2}}; \quad (1)$$



Форма орбиты в секторном циклотроне.

* А. И. Морозов, Л. С. Соловьев. ЖТФ, 34, 1566 (1964).

$$\frac{R_m}{r} = \frac{1}{\kappa} - \frac{1-\kappa}{\kappa} \sqrt{\frac{1+K^2}{1+[K+\kappa(K_1-K)]^2}}; \quad \lim_{\kappa \rightarrow 0} \frac{R_m}{r} = \frac{1+K_1 K}{1+K^2}; \quad (2)$$

$$\frac{R}{r} = \sqrt{\frac{1+K_1^2}{1+[K+\kappa(K_1-K)]^2}}; \quad r = \sqrt{\gamma^2 - 1}; \quad (3)$$

$$\frac{\alpha_1}{2} = \text{arctg } K_1;$$

$$K_1 = -K \frac{1-\kappa}{\kappa} + \frac{1}{\kappa} \times$$

$$\times \text{ctg} \left\{ \frac{\pi(\gamma-1)}{N\gamma(1-\kappa)} + \frac{1}{\gamma} \text{arctg} [K+\kappa(K_1-K)] \right\}; \quad (4)$$

$$\lim_{\kappa \rightarrow 0} K_1 = \frac{K_{10}}{\gamma} - \frac{\gamma-1}{\gamma} \left[\frac{\pi}{N} (1+K^2) - K \right];$$

$$\frac{B}{\langle B \rangle} = \frac{1}{\kappa} - \frac{N(1-\kappa)}{\pi\kappa} \text{arctg} [K+\kappa(K_1-K)];$$

$$\lim_{\kappa \rightarrow 0} \frac{B}{\langle B \rangle} = 1 + \frac{N}{\pi} \cdot \frac{K_1-K}{1+K^2}. \quad (5)$$

Здесь R_M — максимальное расстояние от центра циклотрона до орбиты, осуществляющееся в середине магнитного сектора (см. рисунок); R_m — минимальное расстояние от центра до орбиты, осуществляющееся в середине промежутка между секторами; R — расстояние от центра до точки пересечения орбиты с краем магнитного сектора; r — радиус кривизны орбиты в магнитном секторе; r/κ — радиус кривизны орбиты в промежутке между секторами.

Все длины измеряются в «циклотронных единицах».

Одна циклотронная единица равна $\frac{E_0}{ZeB}$, где Ze — заряд иона; E_0 — энергия покоя.

В работе приняты следующие обозначения: $K = \text{ctg} \frac{\pi}{N}$, N — число магнитных секторов; $\gamma = \frac{E}{E_0}$; E — полная энергия иона; α_1 — азимутальная протяженность магнитного сектора на радиусе R ; $K_{10} =$

$= \text{ctg} \frac{\alpha_{10}}{2}$, α_{10} — азимутальная протяженность сектора в центре, т. е. при $R = 0$. Величина $B/\langle B \rangle$ представляет собой отношение магнитного поля в секторе к среднему значению поля, вычисленному вдоль замкнутой равновесной орбиты. Формулы (3) и (4) выражают в параметрическом виде $R(\gamma)$, $\frac{1}{2}\alpha_1(\gamma)$ форму границы магнитного сектора $R(\alpha_1/2)$ в изохронном циклотроне с однородными полями в секторах и промежутках с учетом релятивизма ионов. Соотношения (1) — (5) иллюстрируются графиками и таблицей, которые можно использовать при расчете циклотронов.

Метод вычисления траекторий ионов в радиальносекторном циклотроне со ступенчатым полем

Е. М. МОРОЗ

УДК 621.384.633.5/.6

В некоторых задачах, в частности при исследовании возможности вывода частиц с любой орбиты циклотрона, необходимо проследивать большое число траекторий и каждую просматривать на многих оборотах. Найдено метод расчета, обеспечивающий большую производительность (десятки оборотов в секунду). Расчеты проводятся при следующих предположениях: магнитное поле секторного циклотрона ступенчатое; границы секторов и дуантов радиальные, протяженность ускоряющих промежутков пренебрежимо мала; прирост энергии частицы в ускоряющем промежутке считается не зависящим от фазы. Последнее упрощение, во многих случаях оправданное для изохронных циклотронов, сделано для того, чтобы отделить явления, связанные с бетатронными колебаниями, от эффектов фазового движения. Траектория состоит из дуг окружностей, сшиваемых на границах секторов и дуантов. Такой же метод можно применять и в ускорителе с плавной азимутальной вариацией поля, разделяя его на большое число секторов, в каждом из которых поле однородно с заранее заданной точностью.

Пусть в i -м секторе поле равно $\kappa_i B$, где B — максимальное поле циклотрона. В работе выведены рекуррентные формулы для расчета траекторий:

$$r_i = \frac{1}{\kappa_i} \sqrt{\gamma_i^2 - 1}; \quad c_i = \sqrt{1 - s_i^2}; \quad (1)$$

(№ 369/5277. Поступила в Редакцию 28/II 1969 г. Полный текст 0,4 а. л., 4 рис., 7 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. М. Мороз. «Докл. АН СССР», 108, 436 (1956).
2. E. Moroz, M. Rabinovich. Proc. CERN Symposium, 1, 547 (1956); Е. М. Мороз, М. С. Рабинович. «Приборы и техника эксперимента», № 1, 15 (1957).
3. R. Livingston. Industr. and Engng Chem., 48, 1231 (1956).

$$R_{i+1} = R_i C_i + r_i (c_i C_i - s_i S_i) + \sqrt{r_i^2 - [r_i (s_i C_i + c_i S_i) - R_i S_i]^2}; \quad (2)$$

$$\gamma_{i+1} = \gamma_i + w_i;$$

$$s_{i+1} = \left(s_i C_i + c_i S_i - \frac{R_i}{r_i} S_i \right) \sqrt{(\gamma_i^2 - 1)/(\gamma_{i+1}^2 - 1)}. \quad (3)$$

Здесь $\gamma_i = E_i/E_0$; E_0 — энергия покоя; E_i — полная энергия иона в i -м секторе; r_i — радиус кривизны траектории в единицах E_0/ZeB , Ze — заряд иона; $s_i = \sin \alpha_i$; $c_i = \cos \alpha_i$; R_i, α_i — соответственно радиус-вектор и угол наклона траектории к окружности

радиуса R_i на входе в i -й сектор; $w_i = \frac{\Delta W}{E_0}$, ΔW_i — прирост энергии частицы в ускоряющем промежутке, который считается расположенным на выходе из i -го сектора; $S_i = \sin \Delta \theta_i$; $C_i = \cos \Delta \theta_i$; $\Delta \theta_i$ — азимутальная протяженность i -го сектора.

В качестве примера применения рассматриваемого метода вычислена плавно разворачивающаяся спиральная траектория иона в трехсекторном циклотроне с одним 60°-ным дуантом.

(№ 370/5277. Поступила в Редакцию 15/IV 1969 г. Полный текст 0,35 а. л., 5 рис.)

Стабилизация поперечной когерентной неустойчивости на сопротивлении методом автоматической коррекции

Л. А. РОГИНСКИЙ

УДК 621.384.6.01

В циклических ускорителях с большой интенсивностью одной из наиболее опасных неустойчивостей является когерентная поперечная неустойчивость на сопротивлении [1, 2]. Как известно, эта неустойчивость может быть подавлена благодаря эффекту затухания Ландау, однако во многих больших установках механизма затухания Ландау оказывается недостаточно для ее стабилизации. В настоящей работе рассматривается теоретическое использование системы автоуправления по пучку для стабилизации этой неустойчивости.

Математически задача заключается в решении линеаризованного кинетического уравнения для функции распределения частиц $\psi(x, x, \Omega, \theta, t)$:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \Omega \frac{\partial \psi}{\partial \theta} + \dot{x} \frac{\partial \psi}{\partial x} - (Q^2 \Omega^2 x + \mu x^2 + \eta x^3) \frac{\partial \psi}{\partial x} = -\frac{e}{m} [M(\theta, t) + \Delta(\theta, t)] \frac{\partial \psi_0}{\partial x}, \quad (1)$$