$= \mathrm{ctg}\,\frac{\alpha_{10}}{2}$, 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.

(№ 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).

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 прослеживать большое число траекторий и каждую просматривать на многих оборотах. Найден 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 $\varkappa_i B$, где B — максимальное поле циклотрона. В работе выведены рекуррентные формулы для расчета траектории:

$$r_i = \frac{1}{\varkappa_i}\sqrt{\gamma_i^2 - 1}; \quad c_i = \sqrt{1 - s_i^2}; \tag{1}$$

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

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

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

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 теоретически использование системы автоуправления по пучку для стабилизации этой неустойчивости.

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

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