Краткие сообщения по физике № 9-1986 г.

УДК 621.384.63

ДАЛЬНОДЕЙСТВУЮЩАЯ ФОКУСИРОВКА

Е.М. Мороз, К.Н. Шорин

При чередовании значений показателя магнитного поля в секторах слабофокусирующего рейстрека допустимо увеличение длин прямолинейных промежутков, свободных от фокусирующих линз.

В слабофокусирующем рейстреке с N периодами магнитной структуры требование устойчивости бетатронных колебаний по z и r приводит к ограничению длины l прямолинейного промежутка (см., напр., /1/):

$$0 < l < 2R/\kappa \operatorname{tg}(\pi\kappa/N), \quad \kappa = \kappa_{z,r}, \quad \kappa_z = \sqrt{n}, \; \kappa_r = \sqrt{1-n}. \tag{1}$$

Здесь r – радиус кривизны орбиты в секторах; n – показатель спадания магнитного поля ($0 < n < 1$). Ограничение длины l при $n > 0{,}5$ связано с пределом устойчивости вертикальных, а при $n < 0{,}5$ радиальных бетатронных колебаний. Максимальная длина l допустима при выборе $n = 0{,}5$, что соответствует неопасному в синхротроне или накопителе резонансу связи (совпадению частот вертикальных и радиальных бетатронных колебаний $\omega_z = \omega_r$). На рис. 1 представлены полученные по формуле (1) зависимости предельных значений отношения l/r от показателя n для различных значений N, указанных цифрами на кривых. Условие (1) обычно не вызывало затруднений при проектировании синхротронов и накопителей заряженных частиц, поскольку выбираемые по конструктивным соображениям отношения l/r не превышали 0,4, а показатель поля выбирался вблизи $n = 2/3$.

Появление сверхпроводящих магнитов позволяет уменьшить радиус r в три и более раз, тогда как современные потребности размещения аппаратуры на пучке циркулирующих частиц приводят к необходимости иметь длинные свободные прямолинейные промежутки.

Применение жесткой фокусировки ($|n| > 1$) не приводит к увеличению допустимой длины l. Традиционным способом преодоления ограничения (1) является размещение квадрупольных линз в промежутках между секторами. Однако при этом промежутки дробятся на короткие свободные участки.

Исследование движения частиц в слабофокусирующих магнитных системах типа рейстрек показало, что допустимое значение отношения l/r увеличивается при чередовании значений n. Пусть, например, N – четное, $n = n_1$ в нечетных секторах и $n = n_2$ в четных ($0 < n_1 < 1$, $0 < n_2 < 1$). Тогда вместо (1) получим две пары неравенств

$$0 < l/r < \mathrm{MIN}(a,b), \quad \mathrm{MAX}(a,b) < l/r < 1/\kappa_1 t_1 + 1/\kappa_2 t_2, \tag{2}$$

где

$$a = 1/\kappa_1 t_1 - t_2/\kappa_2, \quad b = 1/\kappa_2 t_2 - t_1/\kappa_1, \quad t_{1,2} = \operatorname{tg}(\pi\kappa_{1,2}/N), \tag{3}$$

$\kappa_1 = \kappa_{z,1} = n_1^{1/2}$, $\kappa_2 = \kappa_{z,2} = n_2^{1/2}$ для вертикальных, $\kappa_1 = \kappa_{r,1} = (1-n_1)^{1/2}$, $\kappa_2 = \kappa_{r,2} = (1-n_2)^{1/2}$ для радиальных бетатронных колебаний; определение функций MAX и MIN:

$$\mathrm{MAX}(a,b) = a, \ \text{если} \ a \geqslant b; \quad \mathrm{MAX}(a,b) = b, \ \text{если} \ b > a;$$

$$\mathrm{MIN}(a,b) = a, \ \text{если} \ a \leqslant b; \quad \mathrm{MIN}(a,b) = b, \ \text{если} \ b < a.$$

Очевидно, что при выборе $n_2 = 1 - n_1$ вертикальные и радиальные колебания при заданных значениях n_1 и l/r либо неустойчивы одновременно, либо одновременно устойчивы, и тогда $\omega_z = \omega_r$. На рис. 2 представлены полученные по формулам (2), (3) при $n_2 = 1 - n_1$ зависимости граничных значений отношения l/r от показателя n_1. Цифрами на кривых указано количество секторов N. Для любых четных значений N, кроме N = 2, имеются две области устойчивости, разделенные областями неустойчивости и сливающиеся при $n_1 = 0{,}5$; для N = 2 существует только одна область устойчивости. Рассмотрим примеры.

1. N = 4. Из графика рис. 1 для $n_1 = n_2 = n = 0{,}2$ имеем $0 \leqslant l/r \leqslant 2{,}65$. Диапазон l/r можно расширить до $0 \leqslant l/r \leqslant 4{,}5$, выбирая $n_1 = n_2 = n = 0{,}5$. При чередовании показателей поля $n_1 = 0{,}2$, $n_2 = 1 - 0{,}2 = 0{,}8$ получаем по графикам рис. 2 два диапазона l/r: $0 \leqslant l/r \leqslant 0{,}5$ и $5{,}2 \leqslant l/r \leqslant 7{,}5$.

2. N = 2. При $n_1 = n_2 = n = 0{,}2$ из графика рис. 1 имеем $0 \leqslant l/r \leqslant 0{,}35$. При отсутствии чередования показателей поля, согласно графику рис. 1, диапазон l/r можно расширить до $0 \leqslant l/r \leqslant 1{,}45$ выбором $n_1 = n_2 = n = 0{,}5$, тогда как при чередовании показателей поля выбирая $n_1 = 0{,}2$, $n_2 = 1 - n_1 = 0{,}8$, имеем из графика рис. 2 диапазон $0 \leqslant l/r \leqslant 2{,}9$.

3. Для $n_1 = 0{,}1$ и $n_2 = 1 - n_1 = 0{,}9$ имеем при N = 2 диапазон $0 \leqslant l/r \leqslant 6$, а при N = 4 два диапазона l/r: $0 \leqslant l/r \leqslant 0{,}4$ и $11{,}5 \leqslant l/r \leqslant 13{,}7$.

Пример 3 представляет интерес для протонных ускорителей или накопителей, а предыдущие – и для электронных.

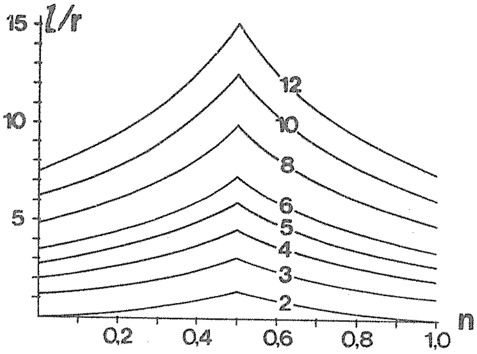

Рис.1

Рис. 1. Зависимость предельных значений отношения l/r от показателя спадания поля n для различных N при $n_1 = n_2 = n$.

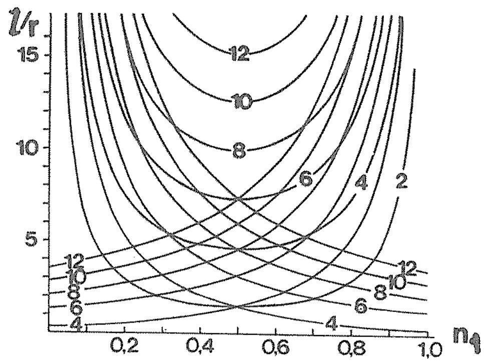

Рис. 2

Рис. 2. Зависимости граничных значений l/r от n_1 для различных N при $n_2 = 1 - n_1$.

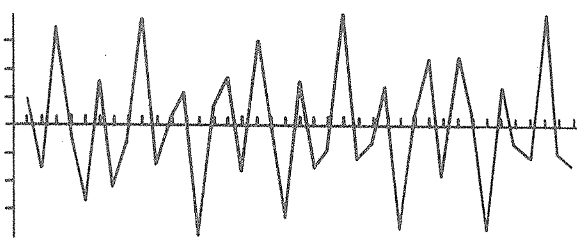

Рис. 3

Рис.3. Ход луча в модели дальнодействующей фокусировки с параметрами $f_2 = 2f_1$, $l = 5f_1$.

Допуски на параметры фокусирующей системы являются более строгими в рассмотренной дальнодействующей системе по сравнению с обычной слабой фокусировкой и сравнимы с допусками в сильнофокусирующих магнитных системах. Бетатронные колебания частиц в дальнодействующей системе похожи на биения, в них отчетливо просматривается наличие двух частот.

Сильно упрощенной моделью рассмотренной дальнодействующей фокусировки частиц может служить система чередующихся тонких линз с фокусирующими силами $1/f_1$ и $1/f_2$ $(1/f_1 > 1/f_2)$, разделенных расстояниями l. Для такой системы существует два диапазона расстояний l, при которых возможно устойчивое распространение пучка лучей в направлении оси системы:

$$0 < l < 2f_1, \quad 2f_2 < l < 2(f_1 + f_2). \tag{4}$$

В модели сильной фокусировки ($f_1 = f > 0$, $f_2 = -f$) второй диапазон (диапазон дальнодействия) исчезает, а в модели обычной слабой фокусировки (см., напр., /2/) $f_1 = f_2 = f > 0$ оба диапазона (4) сливаются в единый диапазон $0 < l < 4f$.

Для иллюстрации "биений" на рис. 3 изображен ход луча в модели дальнодействующей системы $f_2 = 2f_1$, $l = 5f_1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коломенский А. А. Физические основы методов ускорения заряженных частиц. М., МГУ, 1980, с. 304.
2. Брук Г. Циклические ускорители заряженных частиц. М., Атомиздат, 1970, с. 312.

Поступила в редакцию 15 мая 1986 г.