ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳԻՏԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ-208(49)-(76)

И.П.КАРАБЕКОВ, К.М.КАРАПЕТЯН

ОСЛАБЛЕНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ РАСКАЧКИ КОЛЕБАНИЙ ЧАСТИЦ В КОЛЬЦЕВЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

АРУС

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-203(49)-(76)

И.П.КАРАБЕКОВ, К.М.КАРАПЕТЯН

ОСЛАБЛЕНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ РАСКАЧКИ КОЛЕБАНИЙ ЧАСТИЦ В КОЛЬЦЕВЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

Ереван 1976

Как известно [1,2], ширина области параметрического резонанса, q, вблизи целых и полуцелых значений $Q = M\nu$ (M число периодов градиента, ν -число колебаний, приходящихся на один период градиента поля) определяется амплитудой соответствующих $2M\nu_R$ пространственных гармоник возмущения градиента поля $G(\theta)$ или функции $n(\theta) = \frac{R}{H} G(\theta)$. Эти запрещенные области значительно сужают диапазон допустимых значений частот бетатронных колебаний ε, определяемых в первом приближении выражением

$$\varepsilon = \frac{1}{2M} - q. \tag{1}$$

Из (1) видно, что для заданного значения q, определяемого технологически реализуемыми точностями создания и поддержания $G(\theta)$ около расчетного значения, существует предельно допустимое значение параметра жесткости фокусировки $M\nu$.

Вместе с тем, повышение жесткости фокусировки приводит к известному уменьшению амплитуд бетатронных колебаний частиц ($|F|_{max}$ убывает как $(M\nu)^{-1/2}$, а α -как $(M\nu)^{-2}$), что очень важно, как для улучшения параметров используемых ускоренных пучков (уменьшение поперечного сечения, сужение импульсного и энергетического распределения частиц в пучке и т.д.), так и для решения ряда технологических задач при создании ускорителя (уменьшение апертуры и веса магнитной сис.

темы, облегчение конструкции фундамента, снижение установочной мощности системы откачки вакуумной камеры и т.д.).

Для магнитных систем с разделенными функциями задача устранения азимутальной неоднородности $n(\theta)$ может быть решена путем включения квадрупольных линз в систему самобалансировки[3].Однако создание таких цепей связано с преодолением ряда технических трудностей.

В настоящей работе предложен метод, принципиально позволяющий устранить параметрическую раскачку колебаний для одного из значений $M\nu_R$ и эффективно сузить ширину области параметрического резонанса для близлежащих резонансных значений частот бетатронных колебаний, при сравнительно простой схеме коммутации блоков в системе самобалансировки, подобно [4] .

Уравнение бетатронных колебаний частиц при наличии произвольно распределенного по азимуту возмущения градиента поля может быть записано в виде

$$\frac{d^2 z}{d\theta^2} + \left(\frac{\ell}{2\pi\rho}\right)^2 \cdot n(\theta)\cdot z = -\left(\frac{\ell}{2\pi\rho}\right)^2 \cdot \Delta n(\theta) z, \qquad (2)$$

где ℓ - длина периода градиента, ρ радиус закругления равновесной орбиты.

Это уравнение имеет резонансную область шириной g вокруг каждого значения $\nu_R = \frac{K}{2M}$ (где K -целое число), определяемой $\Delta n(\theta)$ и параметрами магнитной системы ускорителя, ρ , ℓ и $F(\theta)$- функцией Флоке.

Эта связь имеет вид (см.например [2])

$$g = \left|\frac{a_{K_0}}{2}\right|, \qquad (3)$$

где

$$a_{K_0} = \frac{\left(\frac{\ell}{2\pi}\right)^2}{2\pi M}\cdot\int_0^{2\pi M} \Delta n(\theta)\,\frac{f^*(\theta)\, e^{-i\frac{K_0}{M}\theta}}{\rho^2}\, d\theta . \qquad (4)$$

Здесь $f^*(\theta)$ -периодическая часть функции Флоке $F(\theta)$. Теперь соединим попарно цепями самобалансировки квадрупольные линзы, отнесенные друг относительно друга на расстояние $2\pi N$, где N -число периодов градиента умещающихся между двумя самобалансируемыми линзами.

Пусть до включения цепей самобалансировки в квадрупольных магнитных линзах существовали произвольные возмущения градиента поля Δn_i постоянные по длине линзы. После включения цепей самобалансировки возмущение в каждой паре самобалансирующих блоков выравнивается до значения $\langle\Delta n\rangle$. При этом (4) примет следующий вид

$$a_{K_0}=\frac{\left(\frac{\ell}{2\pi}\right)^2}{2\pi M}\cdot\left\{\sum_{j=1}^{j=\frac{M}{2}}\langle\Delta n\rangle_j\left[\int_0^{\theta_0}\frac{f^{*2}e^{-i\frac{K}{M}\theta}}{\rho^2}d\theta\right]_j\right\}\left(1+e^{-i2\pi N\frac{K_0}{M}}\right), \tag{5}$$

где θ_0 -угловая протяженность линзы. Из (5) видно, что для некоторых значений $\nu_R=\frac{K_0}{2M}$ выбором N можно удовлетворить условию

$$2\,\frac{K_0}{M}\,N=1, \tag{6}$$

которое приводит к тому, что $a_{K_0}=0$, а следовательно согласно (3) равна нулю и ширина резонансной области вокруг выбранного значения ν_R.

Ширина резонансной области для близлежащих значений ν_R, для которых $K=K_0\pm P$ (где $P=1,2,3\ldots$) и по этой причине не выполняется точное условие (6) будет значительно сужена. Согласно (5) это относительное сужение определяется выражением

$$\frac{g'}{g}=\sqrt{\left(1-\cos\frac{2\pi N}{M}P\right)^2+\sin^2\frac{2\pi N}{M}P}, \tag{7}$$

где g и g' – соответственно ширины области параметрического резонанса до включения цепей самобалансировки и после их включения. Для больших значений M при $P \doteq 1$ формула (7) может быть упрощена и представлена в виде

$$\frac{g'}{g} = \frac{2\pi N}{M} . \tag{8}$$

Значение ν, очевидно, должно быть выбрано вблизи того значения $\frac{k}{2M} = \nu_R$, где удовлетворяется точное условие (6), которое может быть представлено также в виде

$$4 N \nu_R = 1 . \tag{9}$$

Если выбрать $N = 1$, что выгодно с точки зрения достижения максимально одинаковых значений возмущений $\langle \Delta n \rangle_i$ в каждой самобалансируемой паре линз, то согласно (9) $\nu_R = 0.25$. Во избежание внешнего резонанса, число периодов градиента должно быть выбрано по формуле

$$M = 4m + 2 , \tag{10}$$

где m натуральное число.

Цепи самобалансировки, однако, устраняют лишь переменные во времени ошибки параметров управляющего поля. По этой причине исключение из системы питания электромагнита, постоянной составляющей позволит выбрать частоту бетатронных колебаний, равной полуцелому значению $M\nu_R$. После включения в систему самобалансировки также и заворачивающих магнитов [4] резонансная раскачка колебаний частиц будет значительно ослаблена, что обеспечит устойчивое ускорение больших токов частиц и получение пучков с хорошими энергетическими и пространственными характеристиками.

Устранение постоянной составляющей легко осуществить для ускорителей имеющих резонансную систему питания электромагнита- электронные синхротроны, быстрые протонные бустеры и т.д.

Установки такого типа со сравнительно умеренной энергией ускоряемых пучков частиц ($E_{max} \sim 10^{10}$ эв) могут представлять как самостоятельный интерес для исследований в области ядерной физики, так и использоваться в качестве бустеров инжекторов современных ускорительно-накопительных комплексов.

Авторы выражают благодарность В.М.Харитонову за ценные советы и обсуждение результатов настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев. "Теория циклических ускорителей". Гос.изд.физ.мат.лит.,Москва, 1962.

2. С.А.Хейфец "Электронный синхротрон". Изд.АН Арм. ССР, Ереван, 1963г

3. И.П.Карабеков "Научное сообщение ЕФИ-10(72), Ереван, 1972.

4. И.П.Карабеков, Х.А.Симонян "Ослабление резонансной раскачки колебаний частиц в кольцевых ускорителях". Труды четвертого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Изд-во. "Наука" Москва, 1975.

Рукопись поступила 18-го октября 1976г

Редактор Л.П Мукаян
Тех.редактор А. .Абрамян

Заказ 783 ВФ- 04044 Тираж 299

Подписано к печати 28/XП-76г Формат издания 30x40
0,8 уч.изд.л.Ц. 5 к.

Издано Отделом научно-технической информации Ереванского физического института,Ереван -36,пер.Маркаряна 2