

КРИТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ И ЗАТУХАНИЕ СИНХРОТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ В КОМПАКТНОМ РЕЙСТРЕКЕ

Е.М. Мороз, К.Н. Шорин

В условиях чередования значений показателя поля в магнитных секторах одновременно обеспечивается отсутствие критической энергии и наличие радиационного затухания синхротронных колебаний электронов при большой длине прямолинейных промежутков.

Успехи в области сверхпроводимости стимулируют развитие компактных ускорителей заряженных частиц. В синхротронах типа рейстрек, состоящих из N магнитных секторов, разделенных N прямолинейными промежутками, использование сверхпроводящих магнитов позволяет в несколько раз увеличить напряженность ведущего магнитного поля B_s на равновесной орбите (соответственно во столько же раз уменьшается равновесный радиус r_s кривизны орбиты в секторах). Однако сохраняется необходимость иметь длинные прямолинейные промежутки между секторами для размещения инфлектора, дефлектора, септум-магнитов, ВЧ резонаторов, аппаратуры для генерации синхротронного излучения и диагностической аппаратуры, следящей за ускоряемыми частицами. Поэтому необходимое отношение $\lambda = Nl/2\pi r_s$ суммарной длины Nl прямолинейных участков орбиты к суммарной длине $2\pi r_s$ криволинейных участков значительно возрастает в компактном синхротроне по сравнению с обычным синхротроном, что приводит к возникновению проблемы критической энергии и затухания синхротронных колебаний.

При случайном увеличении (уменьшении) кинетической энергии wE_0 ускоряемой частицы относительно соответствующей энергии $w_s E_0$ равновесной частицы одновременно увеличиваются (уменьшаются) радиус $r = \gamma E_0/300B$ орбиты (единицы измерения см, эВ, Гс) и скорость βc частицы относительно их равновесных значений $r_s = \gamma_s E_0/300B_s$ и $\beta_s c$. Здесь E_0 — энергия покоя частицы; c — скорость света в вакууме; $\gamma = w + 1$; $\gamma_s = w_s + 1$; $B = B_s (r_s/r)^n$; n — показатель спада магнитного поля в секторах; $\beta = (1 - \gamma^{-2})^{1/2}$; $\beta_s = (1 - \gamma_s^{-2})^{1/2}$.

Влияние отличий r от r_s и β от β_s на частоту $\omega = \beta c / (r + Nl/2\pi)$ обращения частицы компенсируются лишь частично. Зависимость $\omega(w)$ является основой автофазировки.

При значении полной энергии $\gamma_s E_0$ равновесной частицы, равном критической энергии $(1 + w_c)E_0$ ($\gamma_c = ((1 - n)(1 + \lambda))^{1/2}$), компенсация становится полной, $\omega \equiv \omega_s = (\beta_s c / r_s) / (1 + \lambda)$. Тогда происходит перестройка частиц — скачком изменяется равновесная фаза, направление фазового движения меняется на противоположное, временно прекращается действие автофазировки, т.е. теряется фазовая устойчивость ускорения. Требуется специальные меры, чтобы уберечь частицы от выпадания из режима ускорения во время перестройки. Поэтому при проектировании ускорителей и накопителей заряженных частиц параметры n и λ следует выбирать такими, чтобы $w_c < w_1$, где $w_1 E_0$ — энергия инжекции, либо (в ускорителях тяжелых частиц) $w_c > w_e$, где $w_e E_0$ — энергия использования ускоренных частиц.

Из условия $w_c < w_1$ получаем

$$l/r_s < (2\pi/N) (n + 2w_1 + w_1^2) / (1 - n), \quad (1)$$

что можно переписать в виде левого неравенства (2):

$$(\lambda - 2w_1 - w_1^2) / (1 + \lambda) < n < 3/4. \quad (2)$$

Дестабилизирующему влиянию квантовых флуктуаций синхротронного излучения на фазовое движение электронов может длительно противодействовать лишь радиационное затухание синхротронных колебаний, декремент которого в рейстреке пропорционален величине $u = (3 - 4n)/(1 - n)$. Чтобы затухание имело место, необходимо $u > 0$, т.е. выполнение правого неравенства (2).

Условия (2) дополняют систему неравенств

$$0 < \lambda < \operatorname{ctg}(\pi n^{1/2}/N)/(\pi n^{1/2}/N), \quad \lambda < \operatorname{ctg}(\pi(1-n)^{1/2}/N)/(\pi(1-n)^{1/2}/N), \quad (3)$$

соблюдение которых необходимо для устойчивости бетатронных колебаний.

В действующих ускорителях и накопителях условия (1) – (3) легко удовлетворяются. Например, при $n = 0.5$, $\lambda = 0.2$, $N = 4$ условия (1), (2) выполняются даже при $w_i = 0$.

При $w_i \ll 1$ и $N > 2$ условие (1) является значительно более жестким, чем (3), но эта трудность – кажущаяся. При легко осуществимом требовании $\gamma_i > (1 + \lambda)^{1/2}$, т.е. при $l/r_s < 2\pi(\gamma_i^2 - 1)/N$ с условием (1) можно вовсе не считаться. Таким образом, для рейстрака существенными ограничениями являются (3), дополненные правым неравенством (2).

Как показано в [1], трудности, связанные с ограничением (3), удается преодолеть при помощи дальнедействующей фокусировки, возникающей при чередовании значений n в секторах: $n = n_1$ в нечетных секторах, $n = n_2$ в четных, причем

$$0 < n_1 < 1, \quad 0 < n_2 < 1, \quad (4)$$

при дополнительном соотношении

$$n_1 + n_2 = 1, \quad (5)$$

выполнение которого приводит к сильному вырождению вредных резонансов бетатронных колебаний.

Проблема состоит в том, какими при (4) и (5) станут условия (1), (2), т.е. $\gamma_i > \gamma_c$ и $u > 0$, и удастся ли удовлетворить их подходящим выбором параметров компактного синхротрона.

Повторяя, но теперь с учетом (4), цепочку рассуждений, приведших к неравенствам (1) и (2), можно показать, что они сохраняют силу, если под n понимать некоторое "среднее" эффективное значение, вычисляемое по формуле $n = (n_1 + n_2 - 2n_1n_2)/(2 - n_1 - n_2)$, которая после подстановки (5) принимает вид

$$n = 1 - 2n_1(1 - n_1). \quad (6)$$

Из (6) следует, что в условиях дальнедействующей фокусировки всегда $n > 1/2$. Следовательно, при легко осуществимом требовании $\gamma_i > ((1 + \lambda)/2)^{1/2}$, т.е. $l/r_s < 2\pi(2\gamma_i^2 - 1)/N$, с условием (1) и левым неравенством (2) можно не считаться. Остающееся правое неравенство (2) приводит к ограничениям допустимых значений n_1 : $\delta < n_1 < 1 - \delta$, $\delta = (1 - 2^{-1/2})/2 = 0,1465$, удовлетворяющимся в компактном синхротроне с длинными промежутками.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мороз Е. М., Шорин К. Н. В кн. Десятое Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц. Аннотации докладов, изд. ОИЯИ, Дубна, 1986, с. 90.

Поступила в редакцию 13 мая 1987 г.