

## ВЛИЯНИЕ ИСКАЖЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В КОНЦЕ ЦИКЛА НА ПОТЕРИ ЭЛЕКТРОНОВ В СИНХРОТРОНЕ НА 1500 Мэв

Г. П. ФОМЕНКО

В циклических ускорителях в конце цикла ускорения напряженность магнитного поля в зазоре достигает больших величин (~12000 эрстед). При таких высоких напряженностях магнитного поля вследствие изменения магнитных характеристик стали распределение магнитного поля в зазоре меняется, что может привести к значительному уменьшению области межполюсного пространства пригодной для ускорения частиц. Особенно важно учитывать это изменение рабочей области в электронных циклических ускорителях небольших энергий, где требования к величине рабочей области значительно выше, чем в протонных ускорителях из-за влияния квантовых флуктуаций излучения на движение электронов.

В настоящей статье приводятся результаты расчета среднеквадратичной амплитуды радиальных бетатронных колебаний, возбуждаемых квантовыми флуктуациями излучения, и глубины потенциальной ямы этих колебаний в конце цикла ускорения по измерениям магнитного поля на электронном синхротроне на 1500 Мэв НИИ ЯФ при Томском политехническом институте.

Среднеквадратичная амплитуда радиальных бетатронных колебаний, возбуждаемых квантовыми флуктуациями излучения, выражается следующей формулой [1]:

$$\overline{A_x^2} = \frac{55}{24\sqrt{3}} \frac{r_e \Lambda F}{\gamma} \int_0^\theta \gamma^6 \exp \left[ -2 \int_{\theta'}^\theta \langle \zeta_x \rangle d\theta'' \right] d\theta', \quad (1)$$

где

$r_e$  — классический радиус электрона;  
 $\Lambda$  — комптоновская длина волны;

$$\gamma = \frac{E}{E_0};$$

$E$  и  $E_0$  — энергия и энергия покоя электрона соответственно;  
 $\langle \zeta_x \rangle$  — декремент радиационного затухания радиальных бетатронных колебаний;

$$\theta = \frac{2\pi\sigma}{\Pi};$$

$\Pi$  — периметр орбиты;  $\sigma$  — длина дуги.



Фактор  $F$  для азимутально-симметричного магнита с разрезами имеет вид:

$$F = \frac{|f|_{\max}^2}{(1-n)^2} \langle |f'_x + i v_x f_x|^2 \rangle,$$

где

$f_x$  — функция Флоке для магнитной системы этого типа.

На рисунке 1 приводится кривая зависимости среднеквадратичной амплитуды, полученная в результате расчета по формуле (1).

Максимальное значение амплитуды бетатронных колебаний в конце цикла равняется  $\sim 1,2$  см.

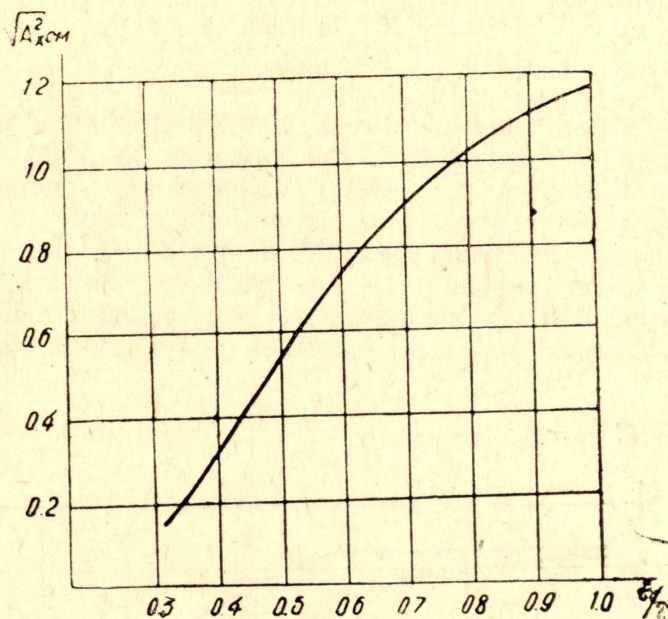


Рис. 1

В азимутально-симметричном магните для бетатронных колебаний может быть введена потенциальная функция аналогично тому, как это сделано для бетатронов в релятивистском случае в [2]:

$$U = \frac{E_0}{e} \left[ 1 + \frac{e^2}{E_0^2} \left( A + \frac{C}{r} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

где

$A = A_\theta$  — векторный потенциал магнитного поля;

$r$  — радиус кривизны орбиты;

$C = \frac{c}{e} m_i r_i^2 \dot{\theta}_i - A_i r_i$  (индексом  $i$  обозначены начальные значения

соответствующих величин).

Потенциальная функция дает возможность судить о величине фокусирующих сил магнитного поля и размерах рабочей области ускорителя. Характер изменения  $U$  от  $r$  и  $z$  зависит от величины  $C$ , которая в случае бетатрона определяется начальными значениями скоростей и координат ускоряемых частиц. В синхротроне ускоряемые частицы совершают фазовые колебания, медленные по сравнению с бетатронными колебаниями. Поэтому влияние фазовых колебаний на потенциальную функцию бетатронных колебаний можно ввести в постоянную  $C$ . Так как мы рассматриваем движение электронов во второй половине цикла ускорения, то зависимостью потенциальной функции от входных параметров будем пренебрегать. Потенциальную



функцию  $U$  можно записать в виде, более удобном для вычисления по заданному полю в случае  $E \gg E_0$ :

$$\frac{U}{U_0} = \frac{R}{r} \left( \frac{1}{R^2} \int_R^r x l^{-\int_R^x n dx'} dx + \frac{\Delta E}{E} + 1 \right), \quad (3)$$

где

$U_0$  — значение потенциальной функции на равновесном радиусе  $R$ ;  
 $\frac{\Delta E}{E}$  — колебания энергии электрона, обусловленные фазовыми колебаниями;

$$n = - \frac{d \ln H}{d \ln r}.$$

Расчет потенциальной функции проводился по измерениям магнитного поля на электромагните синхротрона на 1500 Мэв. Глубина потенциальной ямы для равновесных электронов уменьшается начиная с 8000 эрстед примерно по линейному закону до конца цикла ускорения почти в два раза (см. рис. 2 кривая 1). На рисунке отложена глубина потенциальной ямы на радиусе 430,5 см, где расположен инфлектор. Расчет показывает, что потенциальная функция достигает максимума на этом радиусе только при напряженности

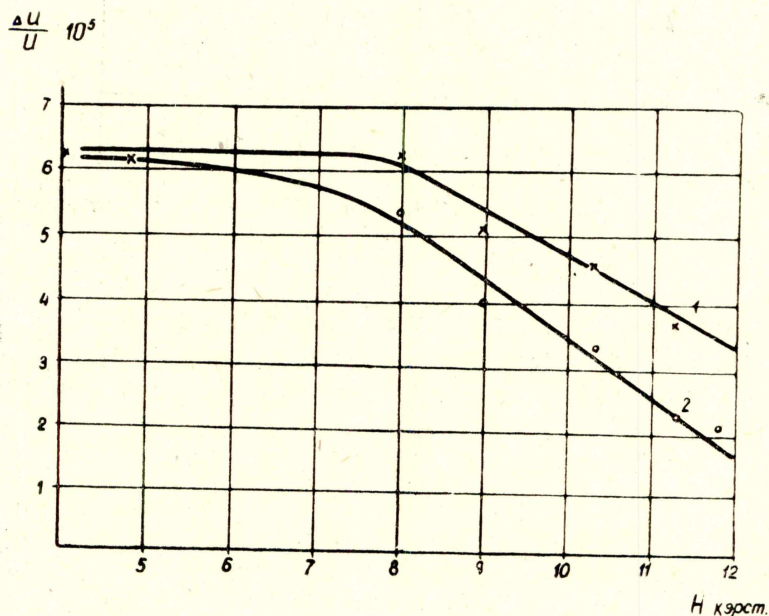


Рис. 2

поля 12000 эрстед, так что при меньших напряженностях поля глубина потенциальной ямы ограничивается инфлектором. Кривая 2 на рис. 2 показывает изменение глубины потенциальной ямы с учетом фазовых колебаний. При этом расчет проводился для среднеквадратичной амплитуды фазовых колебаний, возбуждаемых квантовыми флуктуациями излучения для конечной амплитуды ускоряющего напряжения 180 кВ.

Для того, чтобы определить потери электронов из-за бетатронных колебаний по формуле Крамерса [3], надо вычислить отношение глубины потенциальной ямы к энергии возбуждения, т. е. к энергии

бетатронных колебаний  $\frac{\Delta U}{U_{\text{возб.}}}$ . Энергия возбуждения определяется с помощью рассчитанной выше среднеквадратичной амплитуды радиальных бетатронных колебаний. В нашем случае отношение  $\frac{\Delta U}{U_{\text{возб.}}}$  с учетом фазовых колебаний (кривая 2 рис. 2) оказывается  $\sim 20$ . При таких больших значениях  $\frac{\Delta U}{U_{\text{возб.}}}$  практически никаких потерь электронов из-за влияния квантовых флуктуаций на радиальные бетатронные колебания не будет.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев. Теория циклических ускорителей. Физматгиз, М., 1962.
  2. П. А. Черданцев. Известия ТПИ, 87, 1957.
  3. Н. А. Крамерс. Physika 7, 285 (1940).
-