



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 96-92
ОКУ

П.Т. Пашков

**УВЕЛИЧЕНИЕ ПРОДОЛЬНОГО ЭМИТТАНСА ПУЧКА
ИЗ-ЗА ИМПУЛЬСНОЙ НАГРУЗКИ РЕЗОНАТОРОВ
НА ПЛАТО ИНЖЕКЦИИ**

Протвино 1996

Аннотация

Пашков П.Т. Увеличение продольного эмиттанса пучка из-за импульсной нагрузки резонаторов на плато инжекции: Препринт ИФВЭ 96-92. – Протвино, 1996. – 11 с., 3 рис., библиогр.: 5.

Дан анализ переходного процесса, возникающего в ускоряющих резонаторах протонного синхротрона ИФВЭ (У-70), при переводе очередного сгустка частиц из бустера. Рассчитаны продольные размеры сгустков частиц в конце плато инжекции для различных режимов работы У-70.

Abstract

Pashkov P.T. Longitudinal Emittance Growth due to RF System Beam Loading during Injection: IHEP Preprint 96-92. – Protvino, 1996. – p. 11, figs. 3, refs.: 5.

The analysis of transient process in the RF cavities which arises every time when the next bunch is injected to the IHEP PS is given. The final longitudinal dimensions of bunches at the end of the injection for some different ways of the PS operation have been calculated.

Введение

Достигнутый к настоящему времени уровень интенсивности ускоренного пучка в протонном синхротроне ИФВЭ (У-70) составляет примерно $1,8 \cdot 10^{13}$ протонов в импульсе. Дальнейшему росту интенсивности препятствуют эффекты пространственного заряда и тока пучка, приводящие в процессе накопления пучка на плато инжекции и при его последующем ускорении к росту эмиттансов как в поперечном, так и в продольном направлениях.

Настоящая работа посвящена анализу переходного процесса, связанного с возбуждением ускоряющей системы при инжекции в У-70 сгустка частиц. В момент инжекции нарушается самосогласованное состояние циркулирующего на плато инжекции ускорителя цуга сгустков, установившееся ранее за время рабочего цикла бустера. В результате данного переходного процесса возникают продольные дипольные колебания всей цепочки сгустков частиц, приводящие в конечном итоге к увеличению продольного эмиттанса пучка.

Исходя из напряжения, создаваемого в резонаторах сгустками частиц, найдено самосогласованное стационарное состояние циркулирующего цуга. Стационарные значения фаз сгустков использовались затем в качестве начальных условий при расчёте их удлинений на плато инжекции с помощью численного интегрирования системы фазовых уравнений. Число сгустков в цуге увеличивалось в процессе расчётов от одного до тридцати. В результате были рассчитаны распределения длин сгустков по обороту в конце плато инжекции для представляющих практический интерес режимов работы У-70. Показано также, что ситуация с импульсной нагрузкой резонаторов током пучка после изменения параметров ускоряющей системы У-70 [1] практически осталась на прежнем уровне. Основная часть результатов получена для суммарной интенсивности пучка (при заполнении всех сепаратрис ускорителя), равной $2 \cdot 10^{13}$ протонов в импульсе.

1. Напряжение, создаваемое сгустком частиц на ускоряющем зазоре резонатора

Рассмотрим сгусток частиц, пересекающий ускоряющий зазор резонатора. Если последний заменить эквивалентным параллельным RLC контуром с добротностью Q и сопротивлением R , равным шунтовому сопротивлению резонатора R_s , то напряжение u_1 , создаваемое на ускоряющем зазоре в процессе пролёта сгустка через резонатор, даётся следующим выражением:

$$u_1(\phi) = U_0 \frac{\omega_c}{q\omega_0} \int_{-\phi_{max}}^{\phi} \rho(\xi) g(\phi - \xi) d\xi. \quad (1)$$

В выражении (1) приняты следующие обозначения: $U_0 = 2\pi I_0 R_s / Q$ (I_0 — средний ток пучка при заполнении всех сепаратрис ускорителя); ω_c — собственная частота резонатора; q — кратность ускорения; ω_0 — частота обращения пучка в ускорителе. Нормированная на единицу функция ρ ,

$$\int_{-\phi_{max}}^{\phi_{max}} \rho(\phi) d\phi = 1,$$

пропорциональна линейной плотности частиц в сгустке. Переходная функция g даётся выражением

$$g(\phi) = \exp\left(-\frac{\omega_c}{q\omega_0} \frac{\phi}{2Q}\right) \left[\frac{\omega_c}{2\omega Q} \sin\left(\frac{\omega}{q\omega_0} \phi\right) - \cos\left(\frac{\omega}{q\omega_0} \phi\right) \right], \quad (2)$$

где $\omega = \omega_c \sqrt{1 - 1/4Q^2}$. Фаза $\phi = q\omega_0 t$ в настоящем разделе отсчитывается от центра сгустка, через ϕ_{max} обозначена его фазовая полуширина.

Учитывая, что добротность ускоряющих резонаторов обычно велика ($Q \gg 1$), а время пересечения сгустком частиц ускоряющего зазора, составляющее часть периода ВЧ-колебания, напротив, мало, можно пренебречь затуханием колебаний в резонаторе за время пролёта через него сгустка, а также первым членом в формуле (2). Полагая, кроме этого, $\omega \simeq \omega_c \simeq q\omega_0$, упростим выражение (1), переписав его с учётом сделанных замечаний в виде

$$u_1(\phi) \simeq -U_0 \int_{-\phi_{max}}^{\phi} \rho(\xi) \cos(\phi - \xi) d\xi. \quad (3)$$

Вычислим напряжение $u_1(0)$, с которым сгусток при пересечении ускоряющего зазора резонатора воздействует на собственный центр тяжести. В качестве основной при конкретных численных расчётах использовалась параболическая зависимость $\rho(\phi)$,

$$\rho = \frac{3}{4\phi_{max}} \left[1 - \left(\frac{\phi}{\phi_{max}} \right)^2 \right], \quad \text{где } |\phi| \leq \phi_{max}, \quad (4)$$

а при аналитических оценках — модель точечных сгустков: $\rho = \delta(\phi)$. Интегрируя (3) с учётом распределения (4), имеем

$$u_1(\phi) = -\frac{3U_0}{2\phi_{max}^3}[\sin(\phi + \phi_{max}) - \phi_{max} \cos(\phi + \phi_{max}) - \phi], \quad (5)$$

откуда, полагая $\phi = 0$, получаем

$$u_1(0) = -\frac{3U_0}{2\phi_{max}^3}(\sin \phi_{max} - \phi_{max} \cos \phi_{max}). \quad (6)$$

Из формулы (6), в частности, нетрудно видеть, что напряжение $u_1(0)$ слабо зависит как от вида функции $\rho(\phi)$, описывающей распределение плотности заряда в сгустке, так и от его длины. Так, например, при переходе от точечного сгустка к сгустку конечной длины, составляющей половину продольного размера сепаратрисы, величина напряжения $u_1(0)$ изменяется в пределах от $U_0/2$ до $0,39U_0$ (т.е. уменьшается на $\sim 20\%$).

Обозначим через $u_2(\phi)$ напряжение на ускоряющем зазоре после прохождения сгустка через резонатор (здесь и ниже предполагается, что возрастание фазы ϕ происходит в направлении, противоположном направлению движения сгустков в ускорителе). Напряжение $u_2(\phi)$ колеблется с частотой $\omega = \omega_c$, затухая в e раз за время $\tau_c = 2Q/\omega_c$, и может быть записано в виде

$$u_2(\phi) = \exp\left(-\frac{\phi - \phi_{max}}{q\omega_0\tau_c}\right)[A \cos(\phi - \phi_{max} + \psi) + B \sin(\phi - \phi_{max} + \psi)], \quad (7)$$

где A и B — постоянные, подлежащие определению; $\psi = (\phi - \phi_{max})\Delta\omega/\omega_c$ — изменение фазы напряжения u_2 , связанное с расстройкой резонатора $\Delta\omega = \omega_c - q\omega_0$ относительно частоты возбуждающего его генератора, обычно возникающей автоматически из-за компенсации реактивности, вносимой в резонатор пучком. На краю сгустка (при $\phi = \phi_{max}$) должны выполняться условия $u_1(\phi_{max}) = u_2(\phi_{max})$, $u_1'(\phi_{max}) = u_2'(\phi_{max})$, откуда с учётом соотношений (5) и (7) получаются следующие выражения для постоянных A и B :

$$A = u_1(\phi_{max}) = -\frac{3U_0}{2\phi_{max}^3}(\sin 2\phi_{max} - \phi_{max} \cos 2\phi_{max} - \phi_{max}); \quad (8)$$

$$B \simeq u_1'(\phi_{max}) = -\frac{3U_0}{2\phi_{max}^3}(\cos 2\phi_{max} + \phi_{max} \sin 2\phi_{max} - 1). \quad (9)$$

Предположим, что в ускорителе имеется M одинаковых эквидистантных сгустков ($M \leq q$, q/M — целое), а добротность резонатора Q удовлетворяет условию $Q > M$. В таком случае напряжение u_2 не успевает полностью затухнуть за время, равное периоду следования сгустков $T = 2\pi/M\omega_0$. Если, к тому же, сгустки стационарны, то суммарное напряжение $u(0)$, создаваемое ими на ускоряющем зазоре и действующее на их центры тяжести, даётся в таком случае выражением

$$u(0) = u_1(0) + \sum_{k=1}^{\infty} e^{-k\delta} [A \cos(k\Delta\psi - \phi_{max}) + B \sin(k\Delta\psi - \phi_{max})], \quad (10)$$

где $\delta = T/\tau_c$, $\Delta\psi = T\Delta\omega$.

В случае точечных сгустков формула (10) упрощается,

$$u(0) = -U_0[1/2 + \sum_{k=1}^{\infty} e^{-k\delta} \cos(k\Delta\psi)], \quad (11)$$

и после суммирования ряда ее можно переписать в окончательном виде:

$$u(0) = -\frac{U_0}{2} \frac{1 - e^{-2\delta}}{1 - 2 \cos(\Delta\psi)e^{-\delta} + e^{-2\delta}}. \quad (12)$$

Последнее выражение было получено в работе [2].

2. Распределение синхронных фаз в цуге

Рассмотрим цуг, состоящий из n_B ($n_B \leq q$) следующих друг за другом сгустков частиц. Основным интерес для нас будет представлять расчёт результирующих приростов амплитуд колебаний центров тяжести сгустков при накоплении пучка в У-70, фактически пропорциональных их удлинению к концу плато инжекции. Запишем напряжение, создаваемое на ускоряющих зазорах резонаторов ВЧ-генераторами, в виде $V_G \sin \phi$, а суммарное напряжение, создаваемое сгустком с номером i и воздействующее на центр тяжести сгустка с номером n , обозначим через u_{in} . Колебания центров тяжести сгустков описываются системой из n_B дифференциальных уравнений второго порядка (фазовых уравнений):

$$\ddot{\phi}_n = \frac{qe\eta}{2\pi R_0^2 m_0 \gamma} \left(V_G \sin \phi_n + \sum_{i=1}^{n_B} u_{in} \right), \quad n = 1, \dots, n_B, \quad (13)$$

где приняты следующие обозначения: e — заряд частицы; $\eta = 1/\gamma_{tr}^2 - 1/\gamma^2$ (γ — релятивистский фактор, γ_{tr} — критическая энергия ускорителя в единицах энергии покоя частицы); R_0 — средний радиус ускорителя; m_0 — масса покоя частицы. Начало отсчёта фаз ϕ_n в (13) соответствует ближайшему к первому сгустку нулю внешнего напряжения, создаваемого в резонаторах ВЧ-генераторами, а нумерация сгустков возрастает в направлении, противоположном направлению их вращения в ускорителе. Напряжение u_{in} даётся выражением

$$u_{in} = n_c u_1(0) \delta_{in} + n_c \sum_{k=0}^{\infty} u_2[\phi_i(t - \tau_{in} - 2\pi k/\omega_0) - \phi_n(t)], \quad (14)$$

где δ_{in} — символ Кронекера; n_c — число резонаторов, а промежуток времени τ_{in} , равный

$$\tau_{in} = \begin{cases} 2\pi(i - n)/q\omega_0, & \text{если } i \geq n; \\ 2\pi[1 - (n - i)/q]/\omega_0, & \text{если } i < n, \end{cases} \quad (15)$$

учитывает запаздывание прохождения через резонатор сгустка с номером i относительно n -го сгустка в пределах одного оборота пучка в ускорителе.

При расчёте удлинений сгустков учитывался тот факт, что ускоряющая система У-70 включает в себя устройства, автоматически регулирующие амплитуду и фазу результирующего напряжения на ускоряющих зазорах и собственные частоты резонаторов в зависимости от амплитуды и фазы q -ой гармоники тока пучка (системы АРА и АПФ). Характерное время срабатывания этих устройств обычно велико по сравнению с периодом обращения пучка в ускорителе, поэтому они не влияют непосредственно на переходные процессы в резонаторах, связанные с пересечением цугом сгустков ускоряющих зазоров. Однако оно мало по сравнению с продолжительностью рабочего цикла бустера, так что данные автоматические системы успевают, в принципе, выработать поправки к собственной частоте резонаторов и амплитуде токов ВЧ-генераторов к моменту инжекции очередного сгустка частиц в ускоритель.

Максимальная расстройка резонаторов, связанная с их нагрузкой током пучка, имеет место в конце плато инжекции и характеризуется фазовым сдвигом $(\phi_q)_{max}$ напряжения на ускоряющем зазоре относительно возбуждающего его ВЧ-тока. При оптимальной настройке резонаторов выполняется соотношение

$$\tan(\phi_q)_{max} = 2I_0 F(\phi_m) n_c R_s / V, \quad (16)$$

где V — амплитуда суммарного напряжения на зазорах резонаторов, а коэффициент F учитывает форму сгустка. В частности, для точечных сгустков $F = 1$, а для распределения (4) $F = (3/\phi_{max}^3)(\sin \phi_{max} - \phi_{max} \cos \phi_{max})$.

При решении задачи предполагалось, что после инжекции сгустка частиц в У-70 за счёт работы автоматических систем резонаторов (АРА и АПФ) полностью восстанавливается результирующая амплитуда напряжения на зазорах, а также устанавливается оптимальный угол расстройки резонаторов ϕ_q за время рабочего цикла бустера. При этом, в зависимости от числа циркулирующих в ускорителе сгустков, угловая расстройка резонаторов и напряжение V_G изменялись в соответствии со следующими выражениями:

$$\tan \phi_q(n_B) = \tan(\phi_q)_{max} n_B / q, \quad (17)$$

$$V_G = V \cos \phi_q(n_B). \quad (18)$$

Очевидно, что при циркуляции на плато инжекции цуга интенсивных сгустков частиц должно существовать стационарное распределение значений синхронных фаз, зависящее от числа сгустков в цуге n_B . В стационарном состоянии центры тяжести всех сгустков цуга пересекают ускоряющие зазоры резонаторов в моменты времени, когда суммарное напряжение на зазорах проходит через нуль. С достаточной для настоящих расчётов точностью можно считать, что такое состояние устанавливается в цуге за время рабочего цикла бустера, так как период синхротронных колебаний частиц мал — за промежуток времени, отделяющий друг от друга моменты инжекции в У-70 двух соседних сгустков, совершается ~ 100 фазовых колебаний. Относительная же величина разброса синхротронных частот в сгустках, напротив, достаточно велика — составляет $\sim 12\%$. Следовательно, дипольные

колебания сгустков частиц, возбуждаемые в стационарном пуге при инжекции в ускоритель очередного сгустка, должны, в принципе, затухать за время порядка десяти периодов синхротронных колебаний.

Уравнения, описывающие стационарное распределение синхронных фаз в пуге $\phi_{s,n}$ в зависимости от номера сгустка n , получаются из системы уравнений (13) при $\dot{\phi}_n = 0$:

$$\sin \phi_{s,n} = -\frac{1}{V_G} \sum_{i=1}^{n_B} u_i(\phi_{s,n}), \quad n = 1, \dots, n_B. \quad (19)$$

Данная система из n_B трансцендентных уравнений является самосогласованной и в общем случае, при произвольном значении n_B , может быть решена лишь численно, например, с использованием метода последовательных приближений. Если же в ускорителе циркулируют M одинаковых равноотстоящих сгустков частиц, то вычисление стационарных значений фаз не вызывает затруднений. Для нахождения их значений в таком случае достаточно с помощью (12) рассчитать напряжение $u(0)$, а затем воспользоваться формулой $\sin \phi_{s,n} = \sin \phi_s = -n_c u(0)/V_G$.

В настоящее время резонаторы У-70 имеют параметры: $Q = 110$; $R_s = 5,75$ кОм (остальные параметры У-70 следующие: $I_0 = 0,64$ А; $q = 30$; $V/n_c = 6,25$ кВ; $\phi_{max} = \pi/2$). Пусть в ускорителе циркулирует единственный точечный сгусток ($M = 1$), тогда, пренебрегая расстройкой резонаторов, связанной с их нагрузкой током пучка, имеем из (12) для приведенных параметров У-70: $u(0) = 265$ В, $V_G \simeq V$, так что $\sin \phi_s \simeq 0,027$. В другом крайнем случае при $M = q$ с учётом того, что $\delta, \Delta\psi \ll 1$, имеем из формулы (12)

$$u(0) \simeq -2I_0 R_s \cos^2 \phi_q. \quad (20)$$

Подставляя получившееся выражение в формулу для $\sin \phi_s$, получаем: $\sin \phi_s = 2n_c I_0 R_s \cos \phi_q / V = 0,64$.

Таким образом, любому конкретному значению n_B соответствует своя зависимость синхронной фазы от номера сгустка в пуге n . В рассмотренном выше примере для сгустка с $n = 1$, инжектируемого в ускоритель первым, значение синхронной фазы изменяется в течение плато инжекции от 0,027 до 0,64. Данное изменение складывается из $q - 1$ скачков фазы результирующего напряжения на ускоряющих зазорах резонаторов, происходящих в моменты инжекции из бустера сгустков частиц. Результаты численного анализа динамики центров тяжести сгустков частиц при подобных нарушениях стационарных состояний пуга содержатся в следующем разделе, а сейчас мы коротко обсудим методику численного решения самосогласованной системы уравнений (19).

Система уравнений (19) решалась методом последовательных приближений, причём в первом приближении сгустки частиц помещались в нули внешнего ускоряющего поля, являющиеся синхронными фазами в предельном случае при очень низкой интенсивности пучка. Затем с помощью формул (5), (7) и (14) рассчитывались напряжения $u_{in} = u_i(\phi_{s,n})$, создаваемые на ускоряющих зазорах резонаторов всеми сгустками пуга, которые после прохождения сгустков через резонатор

отслеживались в течение Q периодов ВЧ до их полного затухания. Вычисленные таким образом напряжения $u_i(\phi_{s,n}^{(1)})$ подставлялись в правые части уравнений (19), в результате чего определялись новые значения синхронных фаз $\phi_{s,n}^{(2)}$, которые использовались затем в качестве второго приближения. Далее процесс повторялся до тех пор, пока величины $\phi_{s,n}$ не достигали наперёд заданной точности.

Результаты численного решения системы уравнений (19) для параметров У-70, приведенных выше, даны на рис. 1, где представлены огибающие значений синхронных фаз в зависимости от номера сгустка n ; в качестве параметра отложено число сгустков в цуге n_B . Видно, что с возрастанием n_B увеличиваются также значения синхронных фаз, стремясь к предельному значению при $n_B = q$, причём зависимости $\phi_s(n)$, вообще говоря, нелинейны.

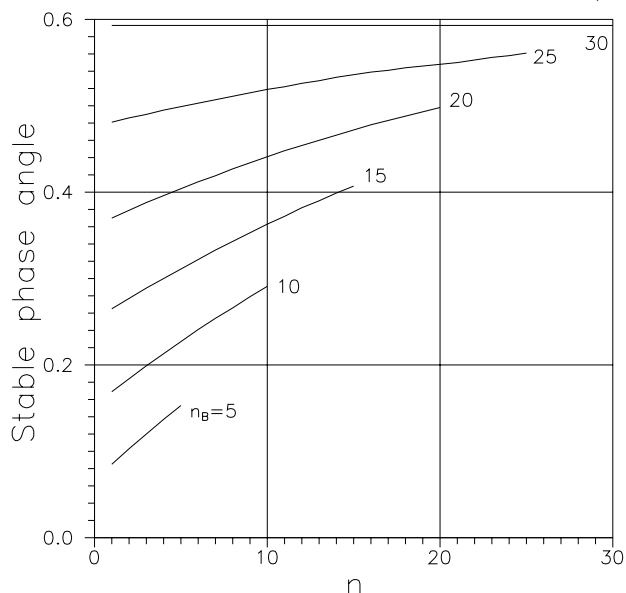


Рис. 1. Распределение синхронных фаз вдоль цуга сгустков.

3. Численное интегрирование фазового уравнения. Обсуждение полученных результатов

Амплитуды дипольных колебаний, возбуждаемых в стационарном цуге при инжекции в ускоритель очередного сгустка с номером $n_B + 1$, определялись в результате численного решения системы фазовых уравнений (13). Число циркулирующих сгустков в цуге n_B изменялось в процессе решения задачи в пределах от 1 до $q - 1$. При каждом значении n_B система уравнений (13) интегрировалась в течение 500 оборотов пучка в ускорителе (что соответствует времени, за которое происходит примерно пять синхротронных колебаний). За это время устанавливались амплитуды колебаний центров тяжести всех сгустков цуга. Последние фиксировались и запоминались. Далее исходное число сгустков в цуге увеличивалось на единицу и процесс повторялся — определялись новые стационарные значения фаз, вводился очередной сгусток и снова интегрировалась система (13). Таким образом, в конечном итоге, находились суммарные приросты амплитуд фазовых колебаний центров тяжести всех сгустков пучка в конце плато инжекции.

Здесь, однако, необходимо отметить, что описанная методика расчёта удлинений сгустков частиц может оказаться некорректной, если инкремент продольной дипольной неустойчивости, возникающей из-за автоматически растущей в процессе накопления пучка расстройки резонаторов, имеет достаточно большую величину. Кроме того, необходимо учитывать тот факт, что продольная неустойчивость пуч-

ка имеет порог, обусловленный разбросом синхротронных частот в сгустках, для чего при расчётах каждый сгусток цуга, строго говоря, должен был бы представляться на фазовой плоскости ансамблем “макрочастиц”. Хотя это, в принципе, и возможно, однако связано с возрастанием необходимого времени численного счёта в сотни раз, что неприемлемо.

Особенно большие трудности, связанные с продольной дипольной неустойчивостью пучка, возникают при расчёте варианта, имевшего место до изменения параметров ускоряющей системы У-70 [1]. В данном варианте максимальная величина инкремента неустойчивости (при заполнении точечными сгустками всех сепаратрис ускорителя) достаточно велика и составляет, как показывает соответствующий расчёт, $\sim 300 \text{ с}^{-1}$, так что дипольная раскачка сгустков на плато инжекции выходит за допустимые пределы и анализ влияния импульсной нагрузки резонаторов на конечные размеры сгустков частиц при этом вообще теряет всякий смысл. Хотя после изменения параметров резонаторов инкремент данной неустойчивости снизился примерно на порядок, однако и в этом случае она существенно влияет на конечные результаты расчётов.

Учитывая, что на практике неустойчивость пучка должна демпфироваться с помощью соответствующей радиотехнической системы (способы реализации подобных систем обсуждаются, например, в работах [3÷5] и цитируемой там литературе), а также то, что целью настоящей работы является анализ удлинений сгустков из-за импульсной нагрузки резонаторов током пучка, а не влияния на их размеры продольной дипольной неустойчивости, поэтому последняя подавлялась при расчётах путём исключения из спектра пучка соответствующих гармоник частоты обращения, ответственных за неустойчивость. Так как неустойчивость развивается в основном на 29-й пространственной моде связанных колебаний сгустков, то исключению подлежали гармоники частоты обращения с номерами 29 и 31.

Описанная процедура практически полностью устранила влияние неустойчивости на точность расчётов. В то же время она мало повлияла на конечный результат, что подтверждается расчётом варианта настроенных резонаторов, когда в течение всего плато инжекции их собственные частоты не меняются, оставаясь равными $q\omega_0$, так что данная неустойчивость не развивается. Этот расчёт, в частности, показал, что при исключении из спектра пучка гармоник частоты обращения с номерами 29 и 31 максимальное отличие результатов от случая, когда они присутствуют в спектре пучка, составляет $\sim 10\%$.

На рис. 2 представлены огибающие результирующих удлинений сгустков на плато инжекции У-70 в зависимости от номера сгустка n , полученные в результате численного интегрирования системы уравнений (13). При расчёте кривых 1, 2 и 3 брались приведенные выше параметры резонаторов. Пунктирная линия получена для добротности $Q = 50$ и шунтового сопротивления $R_s = 7,2 \text{ кОм}$ — для параметров резонаторов, имевших место ранее. При расчёте кривой 1 и данных, даваемых пунктирной линией, фаза сгустка в момент инжекции полагалась равной синхронному значению, т.е. находилась в результате решения системы уравнений (19) при числе циркулирующих

в ускорителе сгустков, равном $n_B + 1$ (с учётом подавления в спектре пучка гармоник частоты обращения с номерами $q \pm 1$).

Из сравнения кривой 1 с пунктирной линией нетрудно видеть, что ситуация с импульсной нагрузкой резонаторов током пучка после изменения их параметров улучшилась незначительно. Последнее обстоятельство объясняется тем, что наряду с возрастанием эквивалентной ёмкости резонаторов имело место также увеличение примерно в той же пропорции их добротности [1]. При этом напряжение, наводимое на ускоряющих зазорах резонаторов пролетающим сгустком частиц, понизилось примерно в три раза, но одновременно с этим почти во столько же раз увеличилось время затухания колебаний в резонаторах, так что величина результирующего наведенного пучком напряжения при этом практически не изменилась.

Отметим также, что при близкой к идеальной посадке инжектируемых в ускоритель сгустков в соответствующие области устойчивости на фазовой плоскости продольных колебаний частиц, осуществлявшейся при расчёте кривой 1, суммарный прирост амплитуды колебаний первого сгустка должен быть примерно пропорционален разности значений синхронных фаз, соответствующих двум предельным случаям — $n_B = q$ и $n_B = 1$. В примере, рассмотренном в предыдущем разделе, было получено для $Q = 110$: $\sin \phi_{s,q} = 0,64$ и $\sin \phi_{s,1} = 0,023$. Следовательно, для точечных сгустков следует ожидать максимальной величины удлинения сгустков частиц на плато инжекции, равной 10,5 м. В случае же параболической зависимости $\rho(\phi)$ должна получиться на $\sim 20\%$ меньшая величина, что хорошо согласуется с соответствующим результатом, даваемым кривой 1 рис. 2.

На практике, конечно, посадка сгустков в сепаратрисы не идеальна, так как имеют место ошибки посадки как по импульсу, так и по фазе, обусловленные спецификой работы существующей на ускорителе системы синхронизации, а также разбросом интенсивностей при ускорении сгустков в бустере. Так как результирующее увеличение продольного эмиттанса пучка на плато инжекции не зависит, в конечном итоге, от того, какие конкретно имели место ошибки при посадке сгустков — по фазе или по импульсу, а важна лишь начальная амплитуда фазовых колебаний центра тяжести вводимого в ускоритель сгустка, то при расчётах задавались только ошибки по фазе, а отклонения по импульсу относительно синхронного значения для центров тяжести инжектируемых сгустков полагались равными нулю.

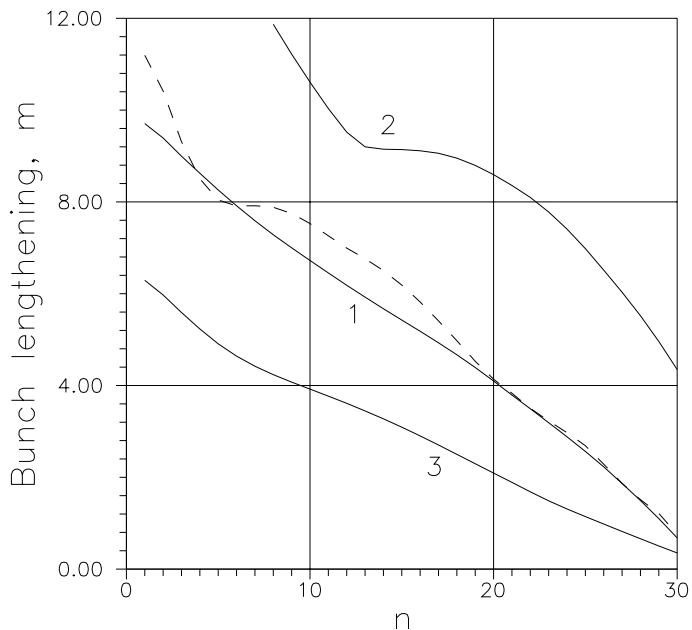


Рис. 2. Результирующие удлинения сгустков частиц на плато инжекции.

Кривая 2 рис. 2 соответствует жёсткой привязке фазы посадки сгустков к внешнему ускоряющему напряжению (она полагалась равной 0,27, что примерно соответствует среднему значению синхронной фазы за время инъекции). Наблюдается заметное возрастание длин сгустков по сравнению с вариантом идеальной посадки (кривая 1). При этом ошибка посадки сгустков в сепаратрисы сначала уменьшается, достигая минимума при $n = 15$, что проявляется в максимальном сближении кривых 1 и 2 при данном значении n , а затем увеличивается. Поэтому на начальном участке кривая 2 резко падает, а при $n > 15$ она сначала слегка возрастает, а затем снова падает, так как наряду с ростом ошибки посадки имеет место уменьшение с ростом n числа импульсных возмущений ВЧ-напряжения, воздействующих на эти сгустки.

Кривая 3 рис. 2 рассчитана при тех же условиях, что и кривая 1, за исключением того, что при расчёте устранялись колебания центра тяжести циркулирующего пучка сгустков на протяжении всего плато инъекции, что соответствует идеальной работе системы обратной связи по положению пучка в ускорителе. Данная кривая даёт грубое представление о предельном улучшении ситуации по сравнению со случаем, описываемым кривой 1, при включении на плато инъекции фазового контура системы обратной связи по пучку, используемого в настоящее время для ослабления импульсной нагрузки на резонаторы при инъекции сгустков частиц в У-70.

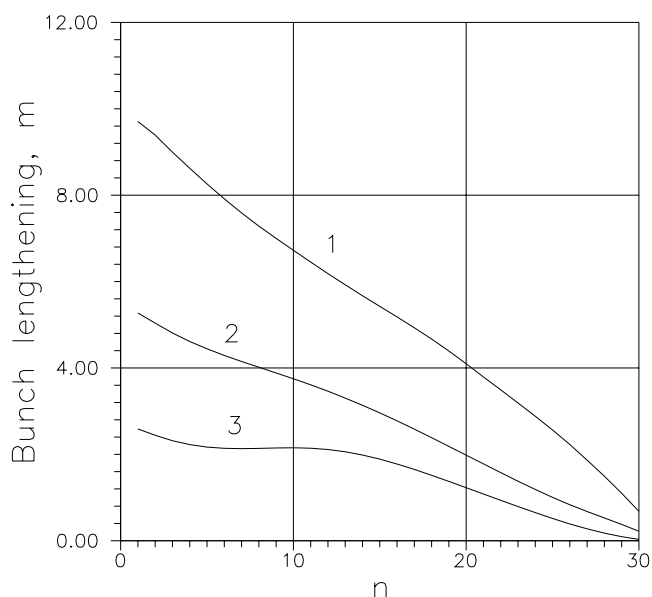


Рис. 3. Зависимость результирующих удлинений сгустков от конечной интенсивности пучка.

На рис.3 даны огибающие результирующих удлинений сгустков при трёх уровнях полной интенсивности пучка в У-70 (кривые 1, 2 и 3 рассчитаны для случаев, когда интенсивность пучка при заполнении сгустками частиц всех сепаратрис ускорителя составляет соответственно $2 \cdot 10^{13}$, $1 \cdot 10^{13}$ и $5 \cdot 10^{12}$ протонов в импульсе). При расчёте использовались существующие параметры резонаторов; посадка инжектируемых сгустков в сепаратрисы ускорителя полагалась близкой к идеальной. Зависимость максимума результирующих удлинений сгустков, как видно из рис. 3, примерно следует линейному закону в рассмотренном диапазоне изменения интенсивности пучка.

Задавались также систематические ошибки посадки сгустков относительно их синхронных фаз. Как и ожидалось, они приводят к дополнительному увеличению результирующих удлинений сгустков на плато инъекции, пропорциональному величине задаваемой ошибки посадки.

Список литературы

- [1] Лебедев О.П., Чубрик В.А. – Препринт ИФВЭ 93-43. Протвино, 1993.
- [2] Wilson P. – In: Proc. of the IX Conf. on High Energy Accel. 1974. P. 57.
- [3] Boussard D. // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1985. **NS-32**, №5. P. 1852. Preprint CERN/SPS/85-31(ARF), Geneva, 1985.
- [4] Pedersen F. – Preprint CERN/PS/90-49 (AR). Geneva, 1990.
- [5] Иванов С.В. – Препринт ИФВЭ 94-43. Протвино, 1994.

Рукопись поступила 11 ноября 1996 г.

П.Т. Пашков.

Увеличение продольного эмиттанса пучка из-за импульсной нагрузки резонаторов на плато инжекции.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 19.11.96. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.
Печ.л. 1,37. Уч.-изд.л. 1,05. Тираж 180. Заказ 852. Индекс 3649.
ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

