

39

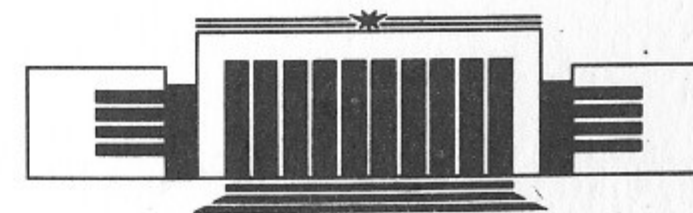


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.П. Лысенко, А.А. Полунин

**ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ
КОГЕРЕНТНЫХ СИНХРОТРОННЫХ
АВТОКОЛЕБАНИЙ ПУЧКА
В ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОМ НАКОПИТЕЛЕ**

ПРЕПРИНТ 88-58



НОВОСИБИРСК

Параметрическое возбуждение
когерентных синхротронных
автоколебаний пучка
в электрон-позитронном накопителе

А.П. Лысенко, А.А. Полунин

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Большое количество гармоник наведенного тока и высокие значения эквивалентных комплексных сопротивлений элементов вакуумной камеры и ускоряющей высокочастотной системы создают трудности с подавлением когерентной неустойчивости синхротронного движения пучка в электрон-позитронных накопителях. В рамках простой модели макрочастиц рассмотрены условия, приводящие к параметрической раскачке синхротронных автоколебаний пучка. Сравняются зависимости вносимых инкрементов от амплитуды колебаний при возбуждении через модуляцию ускоряющего напряжения в равновесной фазе на первой гармонике синхротронной частоты и при параметрическом возбуждении на второй гармонике синхротронной частоты. Приведенные соотношения согласуются с результатами экспериментального изучения когерентной неустойчивости синхротронного движения на накопителе ВЭПП-2М.

ВВЕДЕНИЕ

Когерентная неустойчивость синхротронного движения пучка в накопителе может стать причиной ограничения величины рабочего тока. В работах [1—7] и других, выполненных в 1960—1970 годах, показано, что устойчивость дипольных фазовых колебаний одного сгустка определяют следующие факторы:

- а) радиационное трение или другой вид некогерентного затухания;
- б) разброс собственных частот отдельных частиц, вызывающий затухание когерентных фазовых колебаний типа затухания Ландау;
- в) связь синхротронных колебаний с бетатронными, вызывающая перераспределение декрементов колебаний пучка по различным степеням свободы;
- г) раскачка или затухание, возникающие вследствие взаимодействия сгустка с напряжением, наведенным на элементы вакуумной камеры и ускоряющей системы.

Последний фактор играет особую роль, так как именно в этом случае вносимый декремент или инкремент оказывается пропорционален накопленному току пучка. В [1, 2, 7] получены условия, выполнение которых позволяет успешно бороться с фазовой неустойчивостью. С учетом результатов этих работ была спроектирована ускоряющая высокочастотная система для накопителя ВЭПП-2М, в которой предусматривалась возможность перестройки собственной частоты высших мод, возбуждаемых током пучка в

ускоряющем резонаторе. Наличие нескольких регулировок для «настройки» импеданса позволило в большинстве случаев добиваться устойчивого движения пучка. Вместе с тем при работе накопителя были отмечены следующие особенности:

1) при наличии неустойчивости в большом диапазоне рабочих токов имеет место «жесткое» самовозбуждение когерентных колебаний с ограничениями амплитуды как снизу, так и сверху;

2) кроме дипольных колебаний, подавление которых обеспечивается соответствующей настройкой собственных частот высших мод и дополнительной цепью обратной связи, в ряде случаев возникают квадрупольные колебания, модулирующие фазовый размер пучка с удвоенной синхротронной частотой;

3) для любой «настройки» импеданса существует предельный ток пучка, при котором возникающая неустойчивость имеет амплитуду, превосходящую размер сепаратрисы.

Указанные особенности могут быть объяснены наличием условий для параметрической раскачки когерентных автоколебаний пучка. В работе использован метод анализа, приведенный в [1, 2]. Он связан с учетом напряжений боковых частот, наведенных колеблющимся сгустком на элементы камеры и ускоряющей системы. При этом предполагается, что:

а) пучок представлен в виде одной или двух макрочастиц, имеющих размеры, равные установившемуся размеру сгустка, и суммарный заряд, равный заряду пучка;

б) спектр тока, наведенного пучком на элементы структуры, представляет сумму гармоник частоты обращения с амплитудами, равными $2I_0$, и верхней частотой, равной $f_{\max} \approx 1/2\Delta t_0$, где I_0 — средний ток пучка; Δt_0 — азимутальный размер пучка;

в) длина элемента, на который наводится напряжение k -той гармоники, много меньше длины волны этой гармоники, вследствие чего элемент характеризуется сосредоточенным комплексным сопротивлением $z_k = r_k + jx_k$.

В накопителе ВЭПП-2М число гармоник наведенного тока достигает значения 150—200 в зависимости от энергии частиц и амплитуды ускоряющего напряжения.

УСЛОВИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ КОГЕРЕНТНЫХ СИНХРОТРОННЫХ АВТОКОЛЕБАНИЙ

Уравнение свободных когерентных фазовых колебаний в линейном приближении имеет обычный вид

$$\frac{d^2\Delta\varphi}{dt^2} + \frac{2}{\tau_0} \frac{d\Delta\varphi}{dt} + \Omega_s^2 \Delta\varphi = 0,$$

где

$$\Omega_s^2 = \frac{\alpha\omega_0^2}{2\pi E_s} q U_m \sin \varphi_s,$$

$$\sin \varphi_s = \sqrt{1 - \frac{u_s^2}{U_m^2}},$$

φ_s — равновесная фаза; Ω_s — частота синхротронных колебаний; τ_0 — декремент затухания, не зависящий от накопленного тока; q — кратность ускоряющего напряжения; U_m — амплитуда ускоряющего напряжения; u_s — ускоряющее напряжение в равновесной фазе; ω_0 — частота обращения частиц.

Возмущение синхротронного движения при наличии модуляции ускоряющего напряжения возможно двумя путями [10]:

а) изменением значения ускоряющего напряжения в равновесной фазе $u_s(t)$;

б) изменением амплитуды ускоряющего напряжения $\Delta U_m(t)$, приводящим к модуляции частоты синхротронных колебаний.

Уравнение возмущенного движения приобретает вид

$$\frac{d^2\Delta\varphi}{dt^2} + \frac{2}{\tau_0} \frac{d\Delta\varphi}{dt} + \Omega_s^2 \left[1 + \frac{\Delta U_m(t)}{U_m} \right] \Delta\varphi = \frac{\Omega_s^2}{q U_m \sin \varphi_s} \Delta u_s(t).$$

Модуляция ускоряющего напряжения возникает, если в спектре напряжения, наводимого пучком на элементы камеры, содержатся боковые частоты. При этом в случае раскачки пучка модуляцией равновесного напряжения опасность представляют первые боковые частоты $(k\omega + \Omega_s)$ и $(k\omega - \Omega_s)$ [1, 2]. Величина инкремента, вносимого в дипольные колебания, связана с накопленным током следующим соотношением [2, 7]:

$$\tau_{\text{вн}}^{-1} = \frac{\Omega_s I_0 \sum k(r_+ - r_-)}{2q \sqrt{U_m^2 - U_s^2}},$$

где k — номер гармоники наведенного напряжения; r_+ и r_- — ак-

тивные составляющие импеданса на частотах $k\omega_0 + \Omega_s$ и $k\omega_0 - \Omega_s$.

В случае раскачки пучка модуляцией амплитуды ускоряющего напряжения обратная связь замыкается через вторые боковые частоты ($k\omega_0 + 2\Omega_s$) и ($k\omega_0 - 2\Omega_s$). Из теории параметрического возбуждения [11] известно, что если осциллирующая величина изменяется по закону $\Delta\varphi = \pm \Delta\varphi_m \sin \Omega_s t$, а модуляция квадрата собственной частоты осциллятора по закону

$$\frac{\Delta(\Omega_s^2)}{\Omega_s^2} = A \sin 2\Omega_s t + B \cos 2\Omega_s t,$$

то вносимый инкремент равен

$$\tau_{\text{вн}}^{-1} = -\frac{\Omega_s}{4} A.$$

В нашем случае

$$\frac{\Delta(\Omega_s^2)}{\Omega_s^2} = \frac{\Delta U_m}{U_m}.$$

На рис. 1 показаны фазовые соотношения между колебаниями амплитуды ускоряющего напряжения, двумя противофазными модами синхротронных колебаний и колебаниями расстояния между центрами двух частей пучка в случае внешней параметрической раскачки и отсутствия наведенного напряжения.

При наличии наведенного напряжения, но при отсутствии внешней раскачки фазовые соотношения между модуляцией фазы колеблющегося пучка и амплитудной модуляцией ускоряющего напряжения наведенным током определяются величинами импедансов на вторых боковых частотах соответствующей гармоники частоты обращения. При учете лишь одной гармоники коэффициент A оказывается равным следующей величине:

$$A = \frac{J_2(k\Delta\varphi_m) 2I_0}{U_m} [(r_{2-} - r_{2+}) \sin \varphi_s + (x_{2+} - x_{2-}) \cos \varphi_s],$$

где $J_2(k\Delta\varphi_m)$ — функция Бесселя второго порядка [10]; r_{2-} , r_{2+} , x_{2-} , x_{2+} — активные и реактивные составляющие импедансов на вторых боковых частотах. Учитывая, что при малых индексах модуляции $J_2(k\Delta\varphi_m) \simeq \frac{k^2 \Delta\varphi_m^2}{8}$, вносимый инкремент оказывается равным

$$\tau_{\text{вн}}^{-1} = \frac{\Omega_s \Delta\varphi_m^2 I_0}{16 U_m} \sum_k k^2 [(r_{2+} - r_{2-}) \sin \varphi_s + (x_{2-} - x_{2+}) \cos \varphi_s].$$

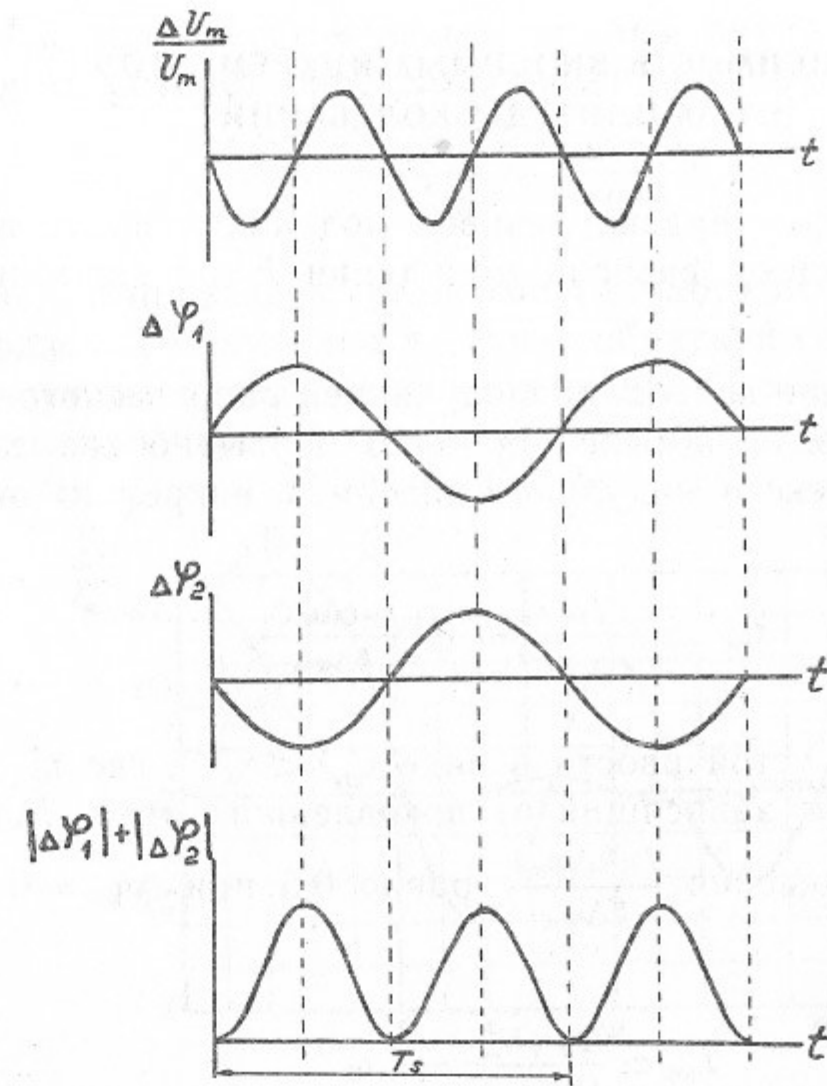


Рис. 1. Фазовые соотношения при внешнем параметрическом возбуждении двух мод колебаний.

В сравнении с инкрементом, вносимым в дипольные колебания при раскачке пучка модуляцией равновесного напряжения, в случае параметрической раскачки видны следующие особенности. Во-первых, имеет место вклад реактивных составляющих импеданса, который может стать значительным, например, вблизи основной рабочей частоты ускоряющего резонатора, когда выполняется условие $2\Omega_s \gg \frac{\omega_{\text{уск}}}{2Q_{\text{нагр}}}$, где $\frac{\omega_{\text{уск}}}{Q_{\text{нагр}}}$ — полоса пропускания ускоряющего резонатора. Во-вторых, при уменьшении амплитуды колебаний вносимый инкремент быстро стремится к нулю. Поэтому возможно лишь «жесткое» самовозбуждение колебаний с начальным толчком.

ЗАВИСИМОСТЬ ВНОСИМЫХ ИНКРЕМЕНТОВ ОТ АМПЛИТУДЫ КОЛЕБАНИЙ

Обозначим: $\Delta\varphi_m$ — индекс фазовой модуляции на частоте обращения; $k\Delta\varphi_m$ — индекс фазовой модуляции k -той гармоники наведенного тока.

а). Возбуждение колебаний модуляцией равновесного напряжения. Обратная связь замыкается через первые боковые частоты. Для больших индексов модуляции вносимый инкремент оказывается равным

$$\tau_{\text{вн}}^{-1} \approx \frac{\Omega_s I_0 k (r_+ - r_-)}{q \sqrt{U_m^2 - u_s^2}} \frac{J_1(k\Delta\varphi_m)}{k\Delta\varphi_m}.$$

Запишем условие устойчивости в виде $\tau_{\text{вн}}^{-1} < \tau_0^{-1}$, где τ_0^{-1} — декремент затухания, не зависящий от накопленного тока. Максимальное значение отношения $\frac{J_1(k\Delta\varphi_m)}{k\Delta\varphi_m}$ равно 0,5 при $\Delta\varphi_m = 0$. Пороговый ток равен

$$I_{\text{пор}} \approx \frac{2q \sqrt{U_m^2 - u_s^2}}{\Omega_s k (r_+ - r_-)} \tau_0^{-1}.$$

При токах пучка $I_0 > I_{\text{пор}}$ граница зоны неустойчивости по $\Delta\varphi_m$ определяется из соотношения

$$\frac{I_{\text{пор}}}{I_0} \approx \frac{\tau_{\text{вн}}^{-1}}{\tau_{\text{вн макс}}^{-1}} = 2 \frac{J_1(k\Delta\varphi_m)}{k\Delta\varphi_m}.$$

б). Параметрическое возбуждение. Обратная связь замыкается через вторые боковые частоты. Для больших индексов модуляции

$$\tau_{\text{вн}}^{-1} \approx \frac{\Omega_s I_0 |z|_k}{2U_m} J_2(k\Delta\varphi_m),$$

где

$$|z|_k = [(r_{2+} - r_{2-})_k \sin \varphi_s + (x_{2-} - x_{2+})_k \cos \varphi_s].$$

Учитывая, что $J_2(k\Delta\varphi_m)$ имеет первый максимум при $k\Delta\varphi_m \approx 3$ и $J_2(3) \approx 0,48$, имеем

$$I_{\text{пор}} \approx \frac{2U_m \tau_0^{-1}}{0,48 \Omega_s |z|_k}.$$

При $I_0 > I_{\text{пор}}$ зона неустойчивости по $\Delta\varphi_m$ имеет нижнюю и верхнюю границы, которые определяются из соотношения

$$\frac{I_{\text{пор}}}{I_0} = \frac{\tau_{\text{вн}}^{-1}}{\tau_{\text{вн макс}}^{-1}} = \frac{J_2(k\Delta\varphi_m)}{0,48}.$$

На рис. 2 приведены зависимости вносимых инкрементов от индекса фазовой модуляции в случае обратной связи через первые боковые частоты наведенного напряжения и в случае параметрической раскачки через вторые боковые. Максимально возможный

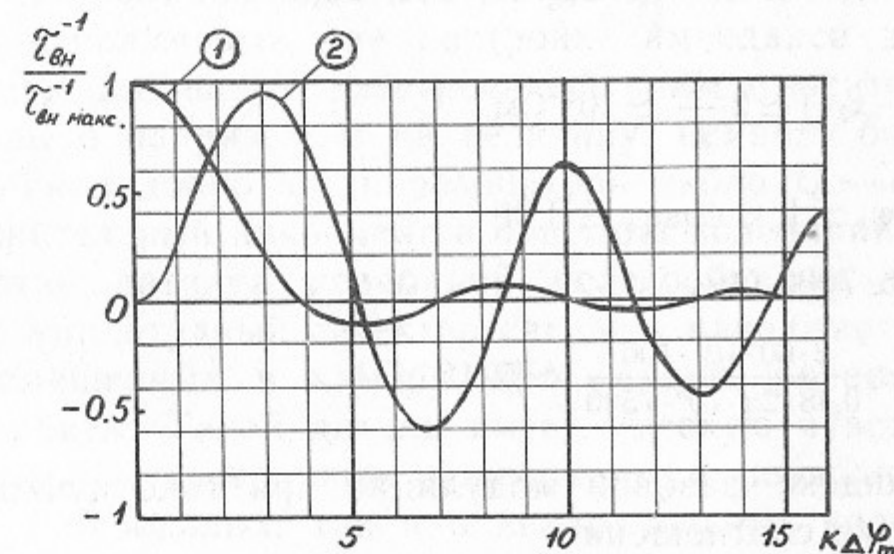


Рис. 2. Зависимость вносимых инкрементов от амплитуды колебаний:

$$(1): \frac{\tau_{\text{вн}}^{-1}}{\tau_{\text{вн макс}}^{-1}} = 2 \frac{J_1(k\Delta\varphi_m)}{k\Delta\varphi_m}; \quad (2): \frac{\tau_{\text{вн}}^{-1}}{\tau_{\text{вн макс}}^{-1}} \approx \frac{J_2(k\Delta\varphi_m)}{0,48}$$

индекс фазовой модуляции на k -той гармонике в пределах сепаратрисы равен $\Delta\varphi_m \approx k\pi/q$.

Из графиков видно, что при $k > q$ на размере сепаратрисы имеются области индексов фазовой модуляции, соответствующие как вносимым декрементам, так и вносимым инкрементам. При $k \leq q$ параметрическая раскачка приводит к росту амплитуды до величин, больших размеров сепаратрисы.

Рассмотрим численный пример применительно к ускоряющему резонатору накопителя ВЭПП-2М.

$$\begin{aligned} k = q = 12; \quad E &\approx 500 \text{ МэВ.} \\ U_m &= 60 \text{ кВ.} \\ u_s &= 5 \text{ кВ.} \\ \rho &= 100 \text{ Ом.} \\ Q_{\text{нагр}} &= 10^4. \\ \Omega_s &= 2\pi \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}. \end{aligned}$$

$$\omega_{\text{уск}} = 4\pi \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}.$$

$$\tau_0^{-1} = 100 \text{ с}^{-1}.$$

$$\xi_0 = 2\delta_0 Q_{\text{нагр}} \simeq 1,$$

ξ_0 — рабочая расстройка собственной частоты резонатора относительно частоты ускоряющего напряжения.

$\xi = 4 \frac{\Omega_s}{\omega_{\text{уск}}} Q_{\text{нагр}} = 20$ — расстройка резонатора относительно вторых боковых частот.

$$(r_{2+} - r_{2-}) \simeq - \frac{2\rho Q}{\xi^3} 2\xi_0 \simeq -500 \text{ Ом};$$

$$(x_{2-} - x_{2+}) \simeq 2 \frac{\rho Q}{\xi} \simeq 10^5 \text{ Ом}.$$

С учетом $\sin\varphi_s \simeq 1$ и $\cos\varphi_s \simeq 0,08$

$$|z|_k \simeq 7500 \text{ Ом},$$

$$I_{\text{пор}} \simeq \frac{2 \cdot 60 \cdot 10^3 \cdot 100}{0,48 \cdot 2\pi \cdot 10^5 \cdot 7500} \simeq 5 \cdot 10^{-3} \text{ А}.$$

Пороговый индекс фазовой модуляции при токе пучка $I_0 \simeq 0,1 \text{ А}$ определяется из соотношения

$$(k^2 \Delta\varphi_m^2)_{\text{пор}} \simeq \frac{16 U_m \tau_0^{-1}}{\Omega_s I_0 |z|_k} \simeq \frac{16 \cdot 60 \cdot 10^3 \cdot 100}{2\pi \cdot 10^5 \cdot 0,1 \cdot 7500} \simeq 0,2,$$

$$(k \Delta\varphi_m)_{\text{пор}} \simeq 0,45.$$

Эта величина оказалась примерно в два раза больше азимутального размера пучка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперименты на накопителе ВЭПП-2М подтвердили, что когерентная фазовая неустойчивость может стать серьезным препятствием при работе с большими токами пучков. В работе [7] указывалось, что использование модели макрочастиц позволяет достаточно наглядно представить характер когерентных фазовых колебаний при больших амплитудах. В системе пучок — наведенное напряжение — пучок оказалось удобным разделить обратные связи, которые замыкаются через первые и через вторые боковые частоты наведенного напряжения. Параметрическая раскачка на второй

гармонике синхротронной частоты может приводить как к дипольной, так и квадрупольной неустойчивости в зависимости от знака и величины инкремента, вносимого в дипольные колебания обратной связью через первые боковые частоты. Следствием существенной зависимости боковых полос спектра наведенного напряжения от индекса фазовой модуляции является сложность «настройки» импеданса на вносимый декремент во всем диапазоне амплитуд когерентных колебаний.

Анализируя выражения для вносимых декрементов, можно предложить использовать при настройке импеданса дополнительный пассивный резонатор, расстроенный вниз относительно частоты ускоряющего напряжения на величину, немного большую $2\Omega_s$. При собственной добротности резонатора около $Q \sim \omega_{\text{уск}}/2\Omega_s$ вносится дополнительный инкремент в оба типа колебаний.

В качестве датчика колебаний целесообразно использовать импульсный амплитудный детектор сигнала, наводимого пучком на отрезках помещенных в камеру ТЕМ линий, расположенных в плоскости орбиты. Такой датчик имеет высокую чувствительность к когерентным синхротронным колебаниям и позволяет получать сигнал как о дипольных, так и о квадрупольных колебаниях. Он может быть использован во внешних цепях обратной связи, применяемых для подавления когерентной неустойчивости [2, 5, 8]

В заключение авторы благодарят сотрудников комплекса ВЭПП-2М за участие в работе и выражают признательность Н.И. Зиневичу за помощь в подготовке измерительной аппаратуры.

Приложение

УРАВНЕНИЕ ФАЗОВОГО ДВИЖЕНИЯ МАКРОЧАСТИЦ В НАКОПИТЕЛЕ С УЧЕТОМ МОДУЛЯЦИИ УСКОРЯЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ

Отличие данного уравнения от обычных дифференциальных уравнений состоит в том, что оно связывает функции времени с ограниченным спектром. При выводе рассматриваются значения функций, усредненных за время, равное периоду обращения равновесной частицы $T_s = 2\pi/\omega_s$. Согласно известной теореме отсчетов (теорема Котельникова), верхняя частота спектра таких функций

$$\omega_{\text{верх}} \simeq \frac{\pi}{T_s} = \frac{\omega_s}{2}.$$

Подобный подход является традиционным и широко используется для приближенного описания движения частиц в ускорителях [13]. Практический интерес представляет поведение этих функций лишь в узкой полосе частот вблизи собственной частоты синхронных колебаний Ω_s или ее второй гармоники, причем $\Omega_s \ll \omega_{\text{верх}}$.

Равновесные значения энергии, частоты обращения и фазы частицы обозначены, соответственно, E_s , ω_s и φ_s . Исходным является известное уравнение фазовой траектории:

$$\frac{d\Delta\varphi}{dt} = \frac{\alpha\omega_s}{E_s} \Delta E, \quad (1)$$

где $\alpha = -\frac{d\omega/\omega_s}{dE/E_s}$ — параметр накопителя; $\Delta E = E - E_s$, $\Delta\varphi = \varphi_s - \varphi$ — текущие отличия энергии и фазы частицы от равновесных.

$$\frac{d^2(\Delta\varphi)}{dt^2} = \frac{\alpha\omega_s}{E_s} \frac{d(\Delta E)}{dt}. \quad (2)$$

Положив $dt = T_s$, имеем

$$\frac{d(\Delta E)}{dt} = \frac{\Delta E_+ - \Delta E_-}{T_s}, \quad (3)$$

где ΔE_+ и ΔE_- — приобретенная и потерянная частицей энергия на одном обороте.

$$d(\Delta E) = \Delta u_+ - \frac{d(\Delta E_-)}{dE} \Delta E, \quad (4)$$

где Δu_+ — отличие значения энергии, приобретенной частицей на обороте, от величины энергии потерь для равновесной частицы. Подставим (1) в (4), затем в (3) и (2), получаем

$$\frac{d^2(\Delta\varphi)}{dt^2} = \frac{\alpha\omega_s^2}{2\pi E_s} \Delta u_+ - \frac{d(\Delta E_-)}{T_s dE} \frac{d(\Delta\varphi)}{dt}.$$

Обозначив $\frac{d(\Delta E_-)}{T_s dE} = \frac{2}{\tau_0}$, имеем

$$\frac{d^2(\Delta\varphi)}{dt^2} + \frac{2}{\tau_0} \frac{d(\Delta\varphi)}{dt} - \frac{\alpha\omega_s^2}{2\pi E_s} \Delta u_+ = 0. \quad (5)$$

Величина Δu_+ зависит, во-первых, от отличия фазы частицы от равновесной $\Delta\varphi$ и, во-вторых, от модуляции величины ускоряющего напряжения в равновесной фазе:

$$\Delta u_+ = \left(\frac{du_{\text{уск}}}{d\varphi} \right)_s \Delta\varphi + \Delta u_s(t).$$

При $\left(\frac{du_{\text{уск}}}{d\varphi} \right)_s = \text{const}$ и $\Delta u_s(t) = 0$ уравнение (5) превращается в известное линеаризованное уравнение свободных фазовых колебаний:

$$\frac{d^2(\Delta\varphi)}{dt^2} + \frac{2}{\tau_0} \frac{d(\Delta\varphi)}{dt} + \Omega_s^2 \Delta\varphi = 0,$$

где

$$\Omega_s^2 = \frac{\alpha\omega_s^2}{2\pi E_s} \left(-\frac{du_{\text{уск}}}{d\varphi} \right)_s,$$

или в случае косинусоидального ускоряющего напряжения с кратностью q :

$$\Omega_s^2 = \frac{\alpha\omega_s^2 q U_m \sin(q\varphi_s)}{2\pi E_s}.$$

В случае $\left(\frac{du_{\text{уск}}}{d\varphi} \right)_s = \text{const}$ и $\Delta u_s(t) \neq 0$ уравнение (5) описывает вынужденные колебания линейного осциллятора:

$$\frac{d^2(\Delta\varphi)}{dt^2} + \frac{2}{\tau_0} \frac{d(\Delta\varphi)}{dt} + \Omega_s^2 \Delta\varphi = \frac{\Omega_s^2 \Delta u_s(t)}{q U_m \sin(q\varphi_s)}. \quad (6)$$

При наличии модуляции ускоряющего напряжения в общем случае имеет место модуляция величины $(du_{\text{уск}}/d\varphi)_s$:

$$\left(\frac{du_{\text{уск}}}{d\varphi} \right)_s(t) = \left(\frac{du_{\text{уск}}}{d\varphi} \right)_s + \Delta \left(\frac{du_{\text{уск}}}{d\varphi} \right)_s(t)$$

и соответственно:

$$\Omega_s^2(t) = \Omega_s^2 + \Delta\Omega_s^2(t) = \Omega_s^2 \left[1 + \frac{\Delta\Omega_s^2(t)}{\Omega_s^2} \right].$$

При косинусоидальном ускоряющем напряжении

$$\frac{\Delta\Omega_s^2(t)}{\Omega_s^2} = \frac{\Delta U_m(t)}{U_m}.$$

Уравнение (5) становится параметрическим уравнением:

$$\frac{d^2(\Delta\varphi)}{dt^2} + \frac{2}{\tau_0} \frac{d(\Delta\varphi)}{dt} + \Omega_s^2 \left[1 + \frac{\Delta U_m(t)}{U_m} \right] \Delta\varphi = \frac{\Omega_s^2}{qU_m \sin(q\varphi_s)} \Delta u_s(t).$$

Поскольку собственная добротность свободных синхротронных колебаний весьма высока:

$$Q_s = \frac{\Omega_s \tau_0}{2} \gg 1,$$

раскачка больших амплитуд малыми возмущениями возможна лишь в резонансных случаях, рассматриваемых в данной работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ауслендер В.А., Карлинер М.М., Наумов А.А., Попов С.Г., Скринский А.Н., Шехтман И.А. Фазовая неустойчивость интенсивного электронного пучка в накопителе. — АЭ, 1966, т.20, с.210.
2. Карлинер М.М., Скринский А.Н., Шехтман И.А. Условия устойчивости фазового движения сгустка в накопителях релятивистских частиц. — ЖТФ, 1968, т.38, с.1945.
3. Шахиджанов С.С. Фазовый режим в системах накопления большого тока ускоренных частиц. — АЭ, 1962, т.12, с.483.
4. Барышев А.И., Хейфец С.А. Влияние наведенного напряжения на фазовые колебания сгустка частиц в ускорителе. — ЖТФ, 1963, т.33, с.320.
5. Диканский Н.С. Исследование когерентной устойчивости пучков в накопителях. — Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. ИЯФ СО АН СССР, 1969.
6. Дербенев Я.С., Диканский Н.С. О демпфировании когерентных колебаний пучка в накопителе. — Препринт ИЯФ СО АН СССР, 318. Новосибирск, 1969.
7. Карлинер М.М. Ограничение интенсивности пучка в электрон-позитронных накопителях вследствие когерентного электромагнитного взаимодействия пучка с окружающей материальной структурой. — Диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. Новосибирск, ИЯФ СО АН СССР, 1973.
8. Чириков Б.В. Влияние внешних цепей на когерентную неустойчивость. — Препринт ИЯФ СО АН СССР. Новосибирск, 1965.
9. Будкер Г.И. и др. Новая установка с электрон-позитронными пучками ВЭПП-2М. — Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. — М.: Наука, 1973, т.1, с.318.
10. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. — М.: Гос. из-во ФМЛ, 1962.
11. Харкевич А.А. Линейные и нелинейные системы. — М.: Наука, 1973.
12. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. — М.: Наука, 1977.
13. Ливингуд Дж. Принципы работы циклических ускорителей. — М.: ИЛ, 1963.

А.П. Лысенко, А.А. Полунин

Параметрическое возбуждение когерентных синхротронных автоколебаний пучка в электрон-позитронном накопителе

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 20 апреля 1988 г.
Подписано в печать 22.04.1988 г. МН 08287
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,4 печ.л., 1,1 уч.-изд.л.
Тираж 150 экз. Бесплатно. Заказ № 58

Набрано в автоматизированной системе на базе фото-наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и отпечатано на ротапринтере Института ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.