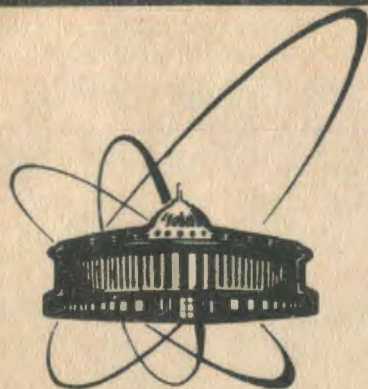


91-99



сообщения
Объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

P9-91-99

В.М. Жабицкий, И.Н. Иванов, И.П. Коренев*,
Л.А. Юдин*

ПОДАВЛЕНИЕ РЕЗИСТИВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
В I СТУПЕНИ УНК
ПРИ ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКЕ СИГНАЛА
В ЦЕПИ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

*Московский радиотехнический институт АН СССР

1991

Постановка задачи о подавлении сильной когерентной поперечной неустойчивости пучка в I ступени УНК, обусловленной его взаимодействием с проводящими стенками вакуумной камеры, изложена в работе^{/1/}. Как следует из расчетов, проведенных в^{/2/}, инкремент этой неустойчивости значительно превышает разброс бетатронных частот и может достигать $0.1\omega_0$ (ω_0 - угловая скорость пучка), то есть примерно 10^4 с^{-1} . В работе^{/1/} показано, что для подавления столь сильной неустойчивости недостаточна система из одной пары датчик - толкатель с передачей сигнала отрицательной обратной связи "назад" - навстречу пучку. В связи с этим была предложена система обратной связи с шириной полосы около 1 МГц с двумя толкателями и с передачей сигнала "вперед" и "назад". Между тем протяженный периметр дорожки в I ступени УНК и низкая (около 14.43 кГц) частота обращения протонов позволяют в принципе реализовать цифровые системы обработки сигналов, имеющие ряд преимуществ по сравнению с аналоговыми. Однако предложенная в^{/1/} система подавления неустойчивости не может быть реализована с цифровой обработкой сигнала для существующей элементной базы из-за цепи передачи сигнала "вперед".

В настоящей работе рассмотрена система подавления резистивной неустойчивости с передачей сигнала "назад". Для каждой из поперечных степеней свободы в систему включены два датчика положения (ДП) и два толкателя (Т) с идентичными цепями обратной связи (см. рис.1). В отсутствие неустойчивости, как это показано в^{/3/}, такая система способна подавить свободные колебания за один оборот. При этом наименьшие поля в толкателях получаются в

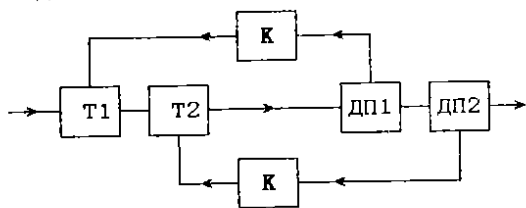


Рис.1

случае, если на участках ДП1 - ДП2 и Т1 - Т2 набег фазы когерентных бетатронных колебаний равен $\pi/2$, что и предполагается далее, а

темп подавления свободных бетатронных колебаний зависит от фазовой протяженности промежутка $\alpha\lambda$ от Т2 до ДП1.

Следуя работам^{/4,5/}, уравнение для смещения частицы пучка от равновесной орбиты запишем в следующем виде:

$$\frac{d^2 v}{d\varphi^2} + Q_{(H)}^2 v = \frac{1}{m\gamma_0 \omega_0^2 \sqrt{\beta}} F_c(\tilde{v}) + \frac{Q^2 \beta \sqrt{\beta}}{m\gamma_0 v_0^2} F_{\text{внеш}}, \quad (1)$$

где (v, φ) – обобщенные переменные, используемые для описания поперечного движения пучка в ускорителе; β – параметр матрицы Твисса; $Q_{(H)}$ – число бетатронных колебаний за оборот с учетом добавки к Q некогерентного кулоновского сдвига $\Delta Q_{(H)}$, обусловленного собственным электромагнитным полем несмещенного пучка.

Первый член в правой части уравнения (1) учитывает поля пространственного заряда, возникающие из-за смещения центра тяжести пучка $\sqrt{v\beta}$ относительно равновесной орбиты. Значок (\sim) указывает на то, что комплексная величина \tilde{v} относится к бегущей волне поперечного смещения, которой соответствует номер азимутальной гармоники k и комплексная угловая частота ω . Физической величине смещения отвечает действительная часть v . Для частицы, перемещающейся по азимуту с угловой скоростью ω_0 и одновременно осциллирующей в поперечном направлении с частотой $Q_{(H)} \omega_0$, ее смещение $\sqrt{v\beta}$ будет совпадать со смещением центра тяжести пучка $\sqrt{v\beta}$, причем

$$\tilde{v} = v_0 \exp[\pm i(k - \omega/\omega_0)\varphi],$$

где в силу резонанса колебаний частицы с полем бегущей волны

$$\omega = \omega_0 [k - Q_{(H)} - \Delta Q(\omega)]. \quad (2)$$

Комплексная добавка $\Delta Q(\omega)$ для параметров УНК вычислена в^{/2/}. Принимая, что условие (2) выполнено, можно заменить в (1) v на \tilde{v} . После такой замены получающееся уравнение будет описывать колебания центра тяжести пучка с комплексной величиной смещения $\tilde{v}\sqrt{\beta}$.

В длинноволновом приближении и без учета искривления пучка можем записать:

$$\frac{1}{m\gamma_0 \omega_0^2 \sqrt{\beta}} F_c(\tilde{v}) = -2Q \Delta \tilde{Q}(\omega) \tilde{v}(\omega, \varphi).$$

С учетом этого получаем для \tilde{v} обычное уравнение для поперечных колебаний:

$$\frac{d^2 \tilde{v}}{d\phi^2} + \tilde{Q}^2(\omega) \tilde{v} = \frac{Q^2 \beta V \beta}{m_0^* v_0^2} F_{\text{внеш}}, \quad (3)$$

но с числом бетатронных колебаний за оборот \tilde{Q} :

$$\tilde{Q}(\omega) = Q + \Delta Q(\omega), \quad \tilde{Q}^2(\omega) = Q_{(H)}^2 + 2Q\Delta\tilde{Q}(\omega),$$

$$\Delta Q(\omega) = \Delta Q_{(H)} + \Delta\tilde{Q}(\omega).$$

Еще раз подчеркнем, что $\tilde{Q}(\omega)$ – комплексная величина, которая отличается от Q на $\Delta Q(\omega)$ из-за электромагнитного взаимодействия частиц пучка между собой и со стенками вакуумной камеры. Далее будем считать, что

$$|\Delta Q| \ll |\tilde{Q}|.$$

Отметим также, что в соответствии с результатами работы^{/2/} при $\omega=0$ имеем $\Delta Q(\omega=0) = \Delta Q_{(K)}$, где $\Delta Q_{(K)}$ – когерентный кулоновский сдвиг. Таким образом, уравнение (3) совпадает с использовавшимся в работе^{/3/}, где приведено его решение. В настоящей работе решим (3) для значений ω , отличных от нуля.

Второй член в (1) учитывает действие системы подавления. Вне области действия толкателя, когда $F_{\text{внеш}}=0$, имеем из (3)

$$\frac{d^2 \tilde{v}}{d\phi^2} + \tilde{Q}^2(\omega) \tilde{v} = 0,$$

то есть обычное уравнение для свободных бетатронных колебаний, в котором, однако, частота является комплексной и зависит от ω . В области действия толкателя необходимо решить дифференциальное уравнение (3) с отличной от нуля правой частью. Как и в работе^{/3/}, будем считать толкатель коротким. В силу вышесказанного ясно, что каждый такой толкатель воздействует на частицу один раз за оборот. Поэтому можно применить матричный метод и прохождение толкателя описать в следующем виде^{/1,3/}:

$$\hat{V}(\omega, \varphi_T^+) = \hat{I} \hat{V}(\omega, \varphi_T^-) + \hat{Q} \hat{T} \hat{\Delta} \hat{V}(\varphi_T),$$

где \hat{I} – единичная матрица, а матрица \hat{T} имеет вид

$$\hat{T} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}.$$

В матрице-столбце $\hat{V}(\omega, \varphi)$ первый элемент совпадает с $\tilde{v}(\omega, \varphi)$, а второй равен производной $d\tilde{v}(\omega, \varphi)/d\phi$. Матрица-столбец $\hat{\Delta} \hat{V}(\varphi_T)$ описывает действие толкателя. Ее второй элемент равен нулю, а первый элемент Δv есть

$$\Delta v = \frac{l_T \sqrt{\beta_T}}{m \gamma_0^2 v_0^2} F(\varphi_T),$$

где l_T - длина толкателя. Следуя^{1,3/}, нетрудно составить матричное уравнение, устанавливающее связь между двумя последовательными состояниями пучка на $(n+1)$ -м и n -м оборотах с учетом прохождения двух толкателей. Пусть для промежутков от ДП1 до Т1 и от ДП2 до Т2 матрицы перехода \hat{C} одинаковы. Пусть также одинаковы матрицы перехода \hat{B} для промежутков ДП1 - ДП2 и Т1 - Т2. Будем считать, что матрица перехода от Т2 до ДП1 есть \hat{A} , причем фазовая протяженность этого промежутка равна 2π . Таким образом, матрица оборота есть $\hat{M} = \hat{A}\hat{B}\hat{C}$. Подчеркнем, что все элементы для введенных матриц зависят от ω . Действие первого толкателя на азимуте φ_{T1} на n -м обороте будем характеризовать матрицей $\hat{\Delta V}_1[n]$, а второго - $\hat{\Delta V}_2[n]$. С учетом сделанных предположений в итоге получаем

$$\hat{V}[n+1] = \hat{M}(\omega)\hat{V}[n] + \hat{Q}\hat{A}(\omega)[\hat{B}(\omega)\hat{T}\hat{\Delta V}_1[n] + \hat{T}\hat{\Delta V}_2[n]]. \quad (4)$$

Здесь $\hat{V}[n] = \hat{V}(\omega, \varphi_{D1} + 2\pi n)$ - матрица, описывающая состояние центра тяжести пучка на азимуте φ_{D1} на n -м обороте.

Для решения (4) необходимо доопределить матрицы $\hat{\Delta V}_1[n]$ и $\hat{\Delta V}_2[n]$. Согласно выбранной схеме (см. рис.1) сила толчка зависит от смещения пучка в местах расположения ДП и от последующего преобразования сигнала с ДП в радиотехнических устройствах цепи обратной связи. Силу толчка будем считать пропорциональной смещению пучка в месте расположения датчика положения. Для простоты изложения будем также считать, что связи между ДП и Т простейшие, как это изображено на рис.1 (то есть нет перекрестных связей, например между ДП1 и Т2). Поэтому можем записать:

$$\hat{\Delta v}_{1,2} = \tilde{K}(\omega)\tilde{v}(\omega, \varphi_{D1,2}), \quad (5)$$

где $\tilde{K}(\omega)$ - коэффициент пропорциональности в (5) на частоте ω . Подчеркнем, что соотношению (5) отвечает задержка сигнала в цепи ДП1 - Т1, равная $\tau = (\varphi_{T1} - \varphi_{D1})/\omega_0$ - времени пролета пучка от ДП1 до Т1. Аналогичное утверждение справедливо для цепи ДП2 - Т2. Таким образом, воздействие в толкателе Т синхронизовано с показаниями в ДП для одних и тех же частиц. Условие (5) отвечает идеальной цепи обратной связи и может

быть реализовано в широкополосном усилителе с линейной фазо-частотной характеристикой^{/6/}. Величина $\tilde{K}(\omega)$ зависит от частоты в связи с зависимостью инкремента неустойчивости от ω . В соотношении (5) $\tilde{K}(\omega)$ может быть и комплексной величиной, как и \tilde{v} , однако физический смысл имеет ее действительная часть. Поскольку в радиотехнике принята для описания радиотехнических устройств комплексная передаточная функция, то мы далее будем принимать это и для $\tilde{K}(\omega)$. Однако нужно помнить, что в силу приведенного выше замечания о синхронизации аргумент $\tilde{K}(\omega)$ (далее $\arg \tilde{K}$) имеет смысл отклонения от линейной фазочастотной характеристики идеального усилителя. Принятой же в радиотехнике передаточной функции отвечает $\tilde{K}(\omega)\exp(-i\omega T)$. В итоге с учетом (5) имеем для (4)

$$\hat{V}[n+1] = \hat{M}_T(\omega)\hat{V}[n], \quad (6)$$

где

$$\hat{M}_T(\omega) = \hat{M}(\omega) + Q\tilde{K}(\omega)\hat{A}(\omega)[\hat{B}(\omega)\hat{T} + \hat{T}\hat{B}(\omega)]. \quad (7)$$

Как и в работе^{/3/}, матричное уравнение (6) будем решать, используя одностороннее Z-преобразование последовательности $\hat{V}[n]$. В этой работе показано, что устойчивое движение частиц возможно, если

$$|z_k| < 1, \quad (8)$$

где z_k есть решения уравнения

$$\det(z_k \hat{I} - \hat{M}_T(\omega)) = 0. \quad (9)$$

Декремент затухания колебаний частиц D будет определяться как

$$D = -\ln(\max |z_k|).$$

С целью упрощения будем далее считать, что угловое расстояние от T2 до ДП1, равное $\alpha\pi$, является достаточно малым, так что $\alpha|\Delta Q| \ll 1$. В этом же смысле будем считать малыми расстояния ДП1 - ДП2 и T1 - T2, причем положим $\varphi_{Д2} - \varphi_{Д1} = \varphi_{T2} - \varphi_{T1} \approx \pi/2\text{Re}Q$. Тогда $z_{1,2}$ из (9) для матрицы \hat{M}_T есть

$$z_{1,2} = \exp[\pm i2\pi\tilde{Q}(\omega)] + \tilde{K}(\omega) \exp[\pm i\alpha\pi\tilde{Q}(\omega)]. \quad (10)$$

Из (10) следует, что наилучшее подавление достигается при таком выборе величины α , когда

$$|\cos((2-\alpha)\pi\tilde{Q})| = 1.$$

Наибольшее по модулю значение $|z_k|$, характеризующее скорость подавления неустойчивости, и необходимый коэффициент усиления определяются соотношениями

$$\begin{aligned} \max |z_k| &= |\operatorname{sh}(2\pi \operatorname{Im} \tilde{Q})|, \\ |\tilde{K}| &= -\operatorname{ch}(2\pi \operatorname{Im} \tilde{Q}) \operatorname{sign}[\cos((2-\alpha)\pi \operatorname{Re} \tilde{Q})]. \end{aligned} \quad (11)$$

Для инкремента $|\operatorname{Im} \tilde{Q}|=0.1$ имеем $\max |z_k|=0.67$ и $|\tilde{K}|=1.2$ при $\alpha \operatorname{Re} \tilde{Q}=0.42$; 1.42; 2.42 и так далее, пока $|\alpha \operatorname{Im} \tilde{Q}| \ll 1$ (для $\operatorname{Re} \tilde{Q}=52.71$).

Устойчивость системы (для случая $\arg \tilde{K}=0$) сохраняется при условии

$$|\cos((2-\alpha)\pi \operatorname{Re} \tilde{Q})| > |\operatorname{sh} 2\pi \operatorname{Im} \tilde{Q}|. \quad (12)$$

Отсюда, например, первой области устойчивости соответствует набег фазы бетатронных колебаний $\alpha \pi \operatorname{Re} \tilde{Q} = 75.6^\circ \pm 47.9^\circ$ (см. рис.2).

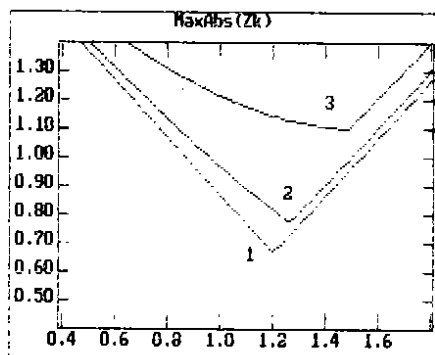


Рис.2. Зависимости $\max |z_k|$ от $|\tilde{K}|$. $\operatorname{Re} \tilde{Q} = 52.71$; $|\operatorname{Im} \tilde{Q}| = 0.1$; $\alpha \operatorname{Re} \tilde{Q} = 0.42 + 0.1(n-1)$. Цифры у кривых - значения n .

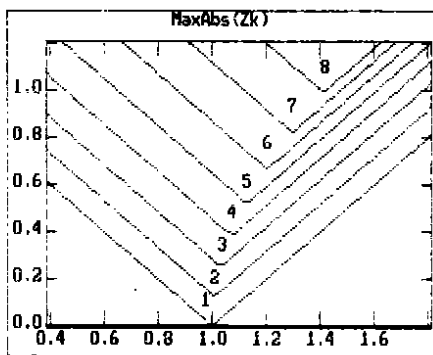


Рис.3. Зависимости $\max |z_k|$ от $|\tilde{K}|$. $\operatorname{Re} \tilde{Q} = 52.71$; $\alpha \operatorname{Re} \tilde{Q} = 0.42$; $|\operatorname{Im} \tilde{Q}| = 0.02(n-1)$. Цифры у кривых - значения n .

С ростом частоты инкремент неустойчивости $|\operatorname{Im} \tilde{Q}|$ снижается, а эффективность подавления неустойчивости возрастает. На рис.3 приведены области допустимых значений $|\tilde{K}|$ при различных величинах $|\operatorname{Im} \tilde{Q}|$ (для $\arg \tilde{K}=0$, $\operatorname{Re} \tilde{Q}=52.71$ и $\alpha \pi \operatorname{Re} \tilde{Q}=0.42\pi$). Область устойчивости с уменьшением $|\operatorname{Im} \tilde{Q}|$ расширяется и одновременно увеличивается максимально возможный декремент затухания. При $\operatorname{Im} \tilde{Q}=0$ и $|\tilde{K}|=1$ обеспечивается режим подавления колебаний за оборот. На рис.4 представлены области допустимых значений $|\tilde{K}|$ при вариации $\operatorname{Re} \tilde{Q}$ для области частот, соответствующей наибольшему инкременту неустойчивости $|\operatorname{Im} \tilde{Q}|=0.1$. Максимальная область устойчивости соответствует $\operatorname{Re} \tilde{Q}=52.71$ и

обусловлена выбором $\alpha\pi=0.42\pi/52.71$. Видно, что максимально допустимое отклонение когерентной частоты должно укладываться в пределы $|\delta\text{Re}\tilde{Q}|<0.13$, что соответствует (12).

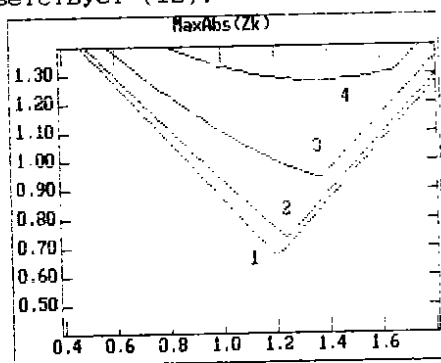


Рис. 4. Зависимости $\max|z_k|$ от $|K|$. $\text{Re}\tilde{Q} = 52.71 \pm 0.04(n-1)$. $|\text{Im}\tilde{Q}| = 0.1$; $\alpha\pi = 0.42\pi/52.71$. Цифры у кривых - значения n .

Таким образом, при передаче сигнала обратной связи только "назад" система из двух пар датчик - толкатель даже при максимальном для I ступени УНК инкременте обеспечивает снижение амплитуды когерентных поперечных колебаний на 1/3 за оборот.

Одна из возможных структурных схем системы подавления когерентной поперечной неустойчивости с цифровой обработкой сигнала приведена на рис. 5. Дадим краткое пояснение по этой схеме. Поскольку две цепи по схемным элементам идентичны, то далее будем говорить только о цепи ДП1 - Т1.

При пролете пучка на пластинах ДП1 наводятся напряжения, которые после преобразования на матрице [2] образуют суммовой сигнал u_+ , пропорциональный мгновенному току i пучка, и разностный сигнал u_- , пропорциональный произведению i на $(x+\Delta x)$. Смещение пучка $(x+\Delta x)$ относительно электрической оси симметрии датчика складывается из смещения равновесной орбиты Δx пучка относительно электрической оси симметрии ДП и мгновенного смещения x пучка относительно равновесной орбиты, обусловленного колебаниями пучка. Воздействие в толкателе на пучок в цепи обратной связи должно быть пропорционально x . Сигналы u_+ и u_- поступают на двухканальный согласующий усилитель и на устройство транспонирования спектра

сигнала в область частот от 1 до 3000 кГц [3], передаются по кабельной линии и принимаются в зале электроники через аттенуатор [4] на входной усилитель [5]. Фильтр нижних частот [6] выделяет принимаемый сигнал в области частот до $f_N = N \cdot f_0$ ($N \leq 53$). Разностный сигнал поступает на КСРО - компенсатор смещения равновесной орбиты [7]. На его выходе получается

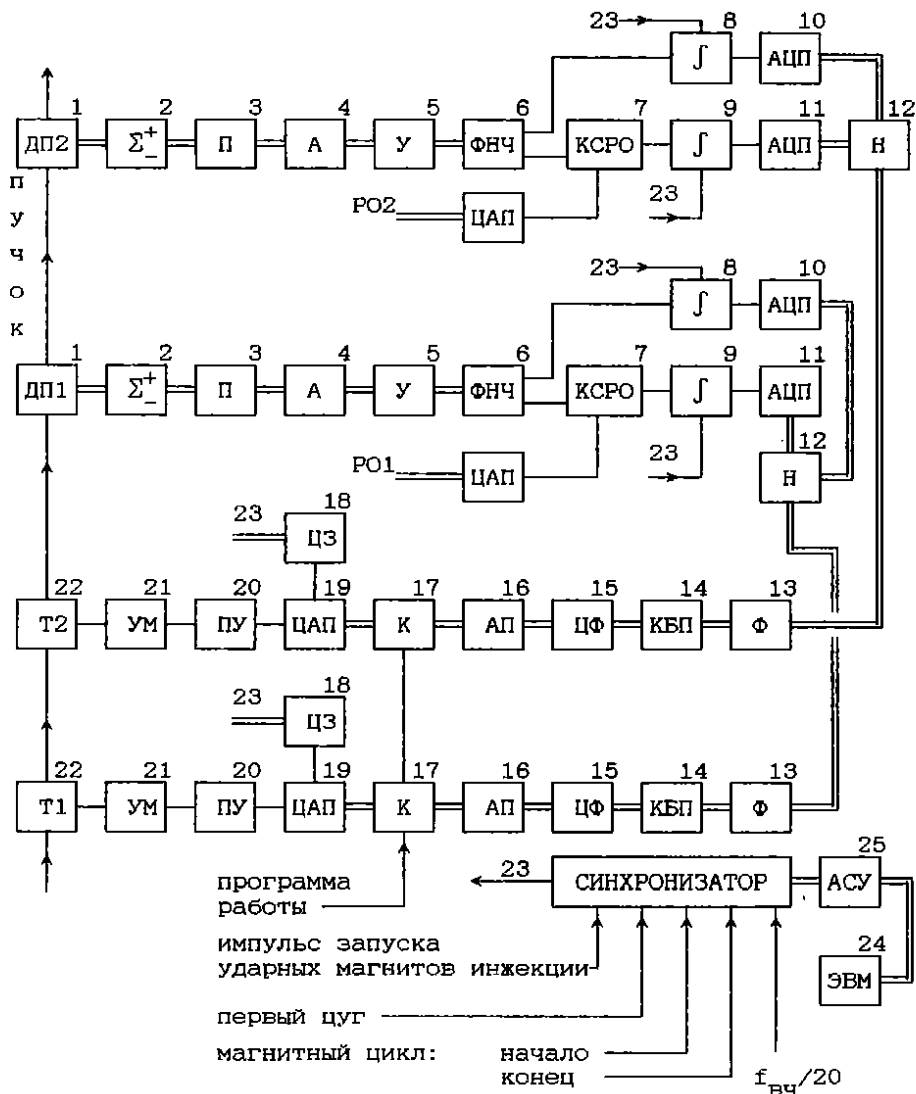


Рис. 5

сигнал, пропорциональный произведению мгновенной силы тока пучка i на смещение относительно равновесной орбиты $\Delta u = \alpha x i$. Разностный и суммовый сигналы проходят через стробируемые интеграторы [8] и [9] на АЦП [10] и [11]. Тактовая частота стробирования интеграторов задает рабочую полосу цепи обратной связи $f_{oc} < f_N$, которая в соответствии с теоремой Котельникова выбрана равной $2f_N \leq 106f_0$. Таким образом, длительность τ стробирующего импульса не превосходит 660 нс и формируется синхронизатором [23]. Нетрудно видеть, что при фиксированной длине строб-импульса сигнал обратной связи пропорционален не только смещению, но и току пучка. Устранение зависимости от i осуществляется путем нормализации разностного сигнала $\Delta u = \alpha x i$ на суммовой $u_+ = \alpha l i$. Для этого проинтегрированные сигналы оцифровываются АЦП [10] и [11] и поступают на нормализатор [12], где производится деление этих сигналов. В результате этого устраняется зависимость от мгновенной интенсивности пучка, которая может меняться от цуга к цугу.

Нормализованный сигнал подвергается фильтрации в [13] с целью выделения верхних боковых частот $Qf_0 + kf_0$ ($k < N$). В качестве варианта для этой цели может использоваться фильтр типа гребенчатого^{/7/}. Фильтрация необходима для дополнительного подавления составляющей kf_0 , которая обусловлена неполным подавлением смещения равновесной орбиты с помощью КСРО, а также для увеличения соотношения сигнал/шум. Результат заносится в кольцевую буферную память [14] емкостью 106 слов. Выборка слов из памяти осуществляется с необходимой задержкой по времени (около 60 мкс). Для обеспечения необходимой АЧХ и ФЧХ цепи обратной связи предназначен цифровой фильтр [15], параметры которого могут задаваться в зависимости от темпа развития неустойчивости.

После цифрового фильтра производится преобразование входного кода $N_{вх}$ с помощью матрицы [16] в выходной код $N_{вых}$ с целью получения заданной амплитудной характеристики. Здесь предусматривается масштабирование и ограничение отдельных участков амплитудной характеристики.

Для обеспечения воздействия на пучок цифровой сигнал после матрицы [16] преобразуется в аналоговый сигнал с помощью ЦАП

[19]. Цифровой код на ЦАП поступает через коммутатор [17], который служит для задания программы включения (отключения) цепи обратной связи. Аналоговый сигнал с ЦАП подается на предусилитель мощности [20], усилитель мощности [21] и толкатель Т1 [22]. Кабельная задержка [18] тактирующей серии обеспечивает необходимую точность привязки сигналов по времени в пределах 64 нс с шагом 2 нс.

Наличие гребенчатого фильтра в цепи обратной связи меняет условия устойчивости системы. Для простейшего фильтра первого порядка такого типа с задержкой сигнала $T_0 = 2\pi/\omega_0$ и усилением b уравнение (4) преобразуется к виду

$$\hat{V}[n+2] = \hat{M}(\omega)\hat{V}[n+1] + \tilde{Q}\tilde{K}(\omega)\hat{A}\omega [\hat{B}(\omega)\hat{T} + \hat{T}\hat{B}(\omega)] (\hat{V}[n+1] - b\hat{V}[n]). \quad (13)$$

Применяя Z-преобразование, получаем из (13), что матрица $\hat{M}_T(\omega)$ для (9) имеет следующий вид:

$$\hat{M}_T(\omega) = \hat{M}(\omega) + \tilde{Q}\tilde{K}(\omega)(1 - b/z)\hat{A}\omega [\hat{B}(\omega)\hat{T} + \hat{T}\hat{B}(\omega)],$$

а решения z_k соответственно равны

$$z_k = [\exp\{\pm i2\pi\tilde{Q}(\omega)\} + \tilde{K}(\omega)\exp\{\pm i\alpha\pi\tilde{Q}(\omega)\}]/2 \pm$$

$$\pm \sqrt{[\exp\{\pm i2\pi\tilde{Q}(\omega)\} + \tilde{K}(\omega)\exp\{\pm i\alpha\pi\tilde{Q}(\omega)\}]^2/4 - \tilde{K}(\omega)b \exp\{\pm i\alpha\pi\tilde{Q}(\omega)\}}.$$

Для идеального фильтра $b=1$. Как показали расчеты, отклонения величины b в пределах $\pm 5\%$ не сказываются практически на результатах. Область устойчивости при $b=1$ заметно сужается по сравнению с ранее рассмотренным случаем $b=0$ (см. рис.6).

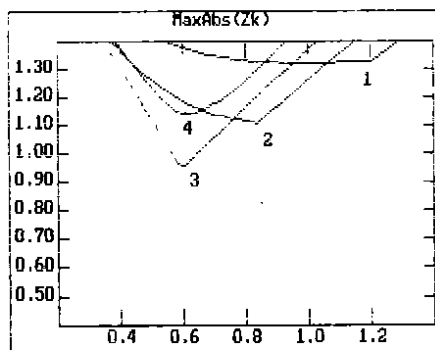


Рис.6. Зависимости $\max |z_k|$ от $|\tilde{K}|$. $\text{Re}\tilde{Q} = 52.71$; $|\text{Im}\tilde{Q}| = 0.1$; $b = 1$; $\alpha \text{Re}\tilde{Q} = 0.42 + 0.1(n-1)$. Цифры у кривых — значения n .

Подчеркнем, что при $b=1$ максимально широкая область устойчивости получается при угловом расстоянии $\alpha\pi$ между

T2 - ДП1, отличным от $\alpha\pi$ для $b=0$. Так, для максимального инкремента $|\text{Im}\tilde{Q}|=0.1$ имеем теперь $\max|z_k|=0.96$ при $|\tilde{K}|=0.62$ и $\arg\tilde{K}=0$. Это достигается, если $\alpha\pi\text{Re}\tilde{Q}=0.61\pi$, что соответствует набегу фазы бетатронных колебаний 109.8° . При этом допустимое отклонение частоты $\text{Re}\tilde{Q}$ ограничено довольно жестким допуском $|\delta\text{Re}\tilde{Q}|<0.01$ (см. рис.7). С уменьшением инкремента допуск ослабевает. Декремент затухания D не превышает 0.47 даже при $\text{Im}\tilde{Q}=0$ (см. рис.8).

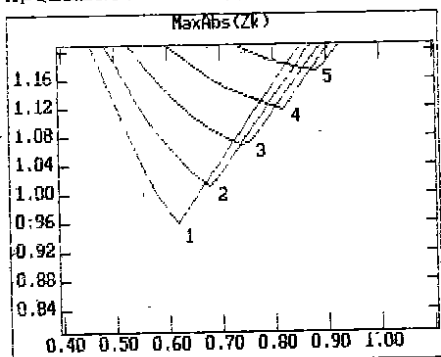


Рис.7. Зависимости $\max|z_k|$ от $|\tilde{K}|$. $\text{Re}\tilde{Q}=52.71 \pm 0.01(n-1)$; $|\text{Im}\tilde{Q}|=0.1$; $\alpha\pi=0.61\pi/52.71$; $b=1$. Цифры у кривых - значения n .

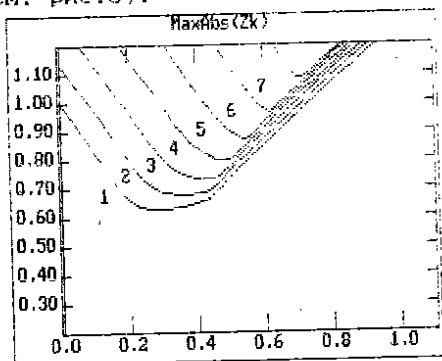


Рис.8. Зависимости $\max|z_k|$ от $|\tilde{K}|$. $|\text{Im}\tilde{Q}|=0.02(n-1)$; $b=1$; $\text{Re}\tilde{Q}=52.71$; $\alpha\pi=0.61\pi/52.71$. Цифры у кривых - значения n .

Следует подчеркнуть, что максимальная область устойчивости при наличии фильтра с параметром $b=1$ получается при $\arg\tilde{K}=-0.13\pi$. При этом $\max|z_k|=0.77$ для $|\tilde{K}|=0.57$ и $\alpha\pi\text{Re}\tilde{Q}=0.506\pi$. Однако радиотехническая реализация усилителя в цепи обратной связи с такой амплитудно-фазовой частотной характеристикой требует специального рассмотрения.

Как видно из этих результатов, наличие гребенчатого фильтра в цепи обратной связи заметно ужесточает требования к поведению амплитудной и фазовой характеристик цепи обратной связи, но особенно сильно сказывается на требованиях к точности поддержания расчетной частоты когерентных бетатронных колебаний $|\delta\text{Re}\tilde{Q}|<0.01$. Таким образом, гребенчатый фильтр может применяться лишь при наличии в ускорителе

системы стабилизации когерентной частоты. Заметим также, что даже существенное снижение инкремента из-за уменьшения интенсивности пучка или роста его энергии не позволяет получить декремент, превышающий 0.34.

В заключение авторы выражают свою признательность за постоянный интерес и содействие в работе В.И.Балбекову, К.Ф.Герцеву, Э.М.Глейбману, Т.А.Латыпову и С.А.Попову.

Литература

1. Балбеков В.И., Герцев К.Ф. - Препринт ИФВЭ 87-120, Серпухов, 1987.
2. Балбеков В.И. - Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1985, т.2, с.360.
3. Жабицкий В.М. - Сообщение ОИЯИ Р9-91-91, Дубна, 1991.
4. Zotter B., Sacherer F. - In: Theoretical Aspects of the Behaviour of Beams in Accelerators and Storage Rings. CERN 77-13, Geneva, 1977, p.175.
5. Лебедев А.Н., Шальнов А.В. - Основы физики и техники ускорителей. Циклические ускорители (т.2). М.: Энергоиздат, 1982.
6. Гоноровский И.С. - Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Советское радио, 1977.
7. Bossart R., Louwarse R., Mourier J. - SPS/ABM/Note/85-10.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 февраля 1991 года