

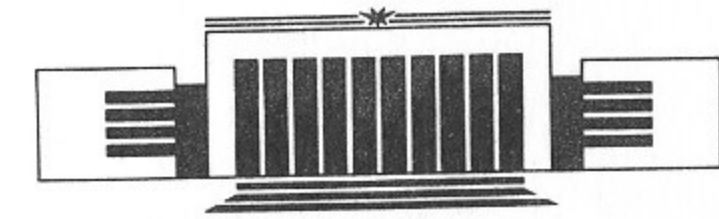


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.В. Пархомчук, А.А. Серый, В.Д. Шильцев

**КОМПЕНСАЦИЯ КОГЕРЕНТНОГО СДВИГА  
ЧАСТОТЫ БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ  
СГУСТКА В ВАКУУМНОЙ КАМЕРЕ  
НАКОПИТЕЛЯ**

ПРЕПРИНТ 91-44



НОВОСИБИРСК

КОМПЕНСАЦИЯ КОГЕРЕНТНОГО СДВИГА ЧАСТОТЫ  
БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ СГУСТКА В ВАКУУМНОЙ КАМЕРЕ  
НАКОПИТЕЛЯ

Пархомчук В. В. , Серый А. А. , Шильцев В. Д.

филиал ИЯФ СО АН СССР

Электромагнитные поля, возникающие при прохождении релятивистского пучка заряженных частиц внутри неидеально проводящей вакуумной камеры накопителя, существенно влияют на динамику частиц: создают когерентный сдвиг частот бетатронных колебаний, а также ограничивают максимально допустимое число частиц из-за развития "резистивной неустойчивости". В данной работе приводятся результаты макетных измерений когерентного сдвига в вакуумной камере и демонстрируется новый способ подавления когерентного сдвига путем компенсации остаточных полей. Предложенная система компенсации позволяет значительно увеличить предельные токи в ускорителях и накопителях.

1. Введение.

Магнитное поле в вакуумной камере создается как током заряженных частиц, так и токами, наведенными в стенках вакуумной камеры. Токи в стенках вакуумной камеры затухают из-за конечной проводимости материала и это приводит к различию временной картины электрических и магнитных полей. При инжекции пучка в камеру электрические и магнитные силы, действующие на частицы, взаимно компенсируются с точностью  $1/\gamma^2$  ( $\gamma$  - фактор Лоренца), однако с течением времени магнитное поле токов изображения ослабевает и, соответственно, возрастает сила, действующая на пучок. В пределе токи в стенках затухнут, магнитное поле сгустка распространится за пределы камеры, а электрическое по-прежнему останется внутри. При этом максимальная поперечная сила для пучка, смещенного относительно оси цилиндрической цилиндрической вакуумной камеры определяется средним током пучка  $I$ :

$$F = x \cdot \frac{2Ie}{ca^2} \quad (1)$$

где  $c$  - скорость света,  $e$  - заряд частиц,  $a$  - внутренний радиус камеры,  $x$  - смещение пучка от оси камеры. После прохождения сгустка через заданное сечение вакуумной камеры на орбите частиц остается магнитное поле от токов в стенках, которое медленно спадает во времени как  $1/\sqrt{t}$  до момента  $\tau_1 = (2\pi\Delta a\sigma)/c^2$  ( $\Delta$  - толщина стенок,  $\sigma$  - проводимость) после чего быстро уменьшается по экспоненциальному закону с временем  $\tau_1$ . Это следовое магнитное поле создает силу, действующую на последующие сгустки со стороны переднего. Влияние таких полей, ограничивающих максимальное число частиц в ускорителях, неоднократно рассматривалось в литературе ( см. [1,2] ).

В целях удобства мы будем везде далее рассматривать когерентный сдвиг частоты бетатронных колебаний, отнормированный на его максимальное значение, соответствующее силе (1).

На рис. 1 представлен расчет нормализованного когерентного сдвига для двух типов вакуумных камер в соответствии с формулами из [2] для остаточных магнитных полей:

$$B(t) = - \frac{8qx}{c a^2} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\exp(-t/T_i)}{C_i T_i}$$

$$T_i = \frac{4\pi\sigma a^2}{c^2 y_i^2}, \quad C_i = y_i^2 \left( \left( \frac{J_2(y_i)}{J_0(y_i * \frac{d}{a})} \right)^2 - 1 \right)$$

$$J_0(y_i * \frac{d}{a}) * N_2(y_i) - J_2(y_i) * N_0(y_i * \frac{d}{a}) = 0$$

(здесь  $d$  - внешний радиус камеры,  $q$  - полный заряд сгустка,  $J_k$  и  $N_k$  - функции Бесселя и Неймана).

Существует ряд традиционных способов преодоления ограничений: увеличение разброса частот бетатронных колебаний частиц сгустка путем введения дополнительного разброса импульсов частиц, что ведет к появлению затухания Ландау, или использование системы обратных связей, подавляющей когерентное движение сгустков ( см. [3] ). Предлагаемый ниже метод позволяет скомпенсировать следовое магнитное поле, т.е. ликвидировать саму причину ограничений.

## 2. Измерения когерентного сдвига

Полная схема измерений приведена на рис. 2 .

Для измерения величины когерентного сдвига использовались две катушки, помещаемые внутрь цилиндрической камеры. Длинная плоская катушка из примерно 20 витков размером 20x2 см использовалась для создания в камере поля магнитного диполя, эквивалентного полю пучка, смещенного от оси камеры. На возбуждающую катушку подавались импульсы тока длительностью 100-300 мкс и амплитудой до 1 А. Вторая, измерительная, имела диаметр 1 см и жестко закреплялась в середине первой. Малые ее размеры требовались для слабого искажения измеряемого поля. Число витков второй катушки было велико, так что ее индуктивность  $L$  составляла около 3 мГн. Возникающий в измерительной катушке ток шунтировался сопротивлением  $R=100$  Ом.

Сигнал с шунта оцифровывался через  $T=1$  мкс с помощью АЦП-101S [4] с высоким входным сопротивлением и поступал в память ЭВМ IBM PC/AT. При обработке сигнала измерительной катушки  $U(iT)$  магнитное поле  $H(iT)$  восстанавливалось цифровым образом в соответствии с выражением:

$$H(iT) = U(iT) + \sum_{j=1}^i U(jT) * T/\tau, \quad \tau = L/R.$$

Время интегрирования  $\tau$  составляло около 30 мкс.

На рис. 3 показано как изменяется при подаче импульса тока возбуждения магнитное поле в различных условиях: 1- в свободном пространстве, 2- в тонкой медной камере диаметром 50 мм и толщиной стенок 0.1 мм, 3- в толстой алюминиевой камере диаметром 50 мм и толщиной стенок 20 мм. Если вычесть прямоугольный импульс магнитного поля, возникшего в начальный момент - аналог собственного поля пучка - на рис. 3 изображен штриховой линией, и отнормировать на величину нарастания до поля в свободном пространстве, то получим значение нормированного когерентного сдвига бетатронных колебаний для различных типов камер ( см. рис. 4 ). Выбросы на рисунках обусловлены неточностями вычитания оцифрованного прямоугольного импульса магнитного поля в свободном пространстве.

Из рисунков видно, что в камере с толстыми стенками поля после прохождения тока затухают медленно, приводя к накоплению когерентного сдвига в многосгустковом режиме. А в камере с тонкими стенками наблюдается значительный когерентный сдвиг для одиночного сгустка, но поля затухают быстрее, т.е. меньше взаимное влияние сгустков. Выбор оптимальной толщины стенки вакуумной камеры зависит от большого числа факторов [5].



### 3. Компенсация когерентного сдвига внешними токами.

Для компенсации следовых магнитных полей внутри вакуумной камеры предлагается простой и эффективный метод — генерация токов вблизи внешней поверхности камеры эквивалентных токам в стенках.

Для демонстрации этого пути был проведен эксперимент, в котором эмиттерный повторитель снимал напряжение с токового шунта в обмотке возбуждения и подавал сигнал тока на внешнюю компенсирующую обмотку ( см. рис. 2 ). На рис. 5 показано как изменяется магнитное поле в этом случае, а на рис. 6 представлен соответствующий когерентный сдвиг. Видно, что такая компенсация уменьшает когерентный сдвиг до уровня нескольких процентов.

Практическая система компенсации когерентного сдвига в ускорителях может использовать многоэлектродный пикап, измеряющий заряды, наведенные пучком на внутренней поверхности вакуумной камеры. Сигналы с электродов управляют генераторами токов в соответствующих проводниках, расположенных на внешней поверхности камеры ( см. рис. 7 ). Каждый сгусток вызывает импульсы тока в обмотках со временем спада  $\tau_1$  ( см. выше ) и распределенные в соответствии со смещением сгустка относительно оси камеры. При этом суммарный ток в проводниках должен быть равен току пучка.

По-видимому, если ограничиться шестью проводниками, то можно получить достаточно хорошую компенсацию основных — дипольных и квадрупольных — компонент магнитных полей. Длина каждой системы должна быть заметно меньше длины бетатронных колебаний частиц. Возможна, в принципе, концентрация корректирующих обмоток вблизи многоэлектродных пикапов, однако это будет приводить к росту требуемых токов и мощности на эти элементы. Кроме того, компенсация вдоль всей камеры позволяет исключить влияние ферромагнитных элементов, расположенных вдоль орбиты пучка, поскольку при предлагаемом методе компенсации полностью будет отсутствовать магнитное поле вне вакуумной камеры.

### 4. Заключение.

Предложен простой метод измерения когерентного сдвига частоты бетатронных колебаний частиц в вакуумных камерах накопителей.

Компенсация остаточных полей с помощью обмоток на внешней

поверхности камеры позволит существенно уменьшить взаимодействие пучков с вакуумной камерой.

Высокая степень компенсации будет достигаться при малой толщине стенки вакуумной камеры, когда затухающие наведенные токи в стенках камеры компенсируются токами в близкорасположенных проводниках.

Авторы признательны Балбекову В.И. за полезные дискуссии, а также Слепцову А.И. за помощь в подготовке измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zotter B., Sacherer F. Transverse Instabilities of Relativistic Particle Beams in Accelerators and Storage Rings, CERN 77-13, p. 175, 1977.
2. Rangarajan G., Chan K.C.D. Transient Resistive-Wall Effect on the Dynamics of a Bunched Electron Beam, Phys. Rev., A39, 4749, 1989.
3. Raka E. Damping the Transverse Resistive Wall Instability in the AGS Booster, Part. Accel., v.27, p.21-26, 1990.
4. Блоки в стандарте КАМАК. -Сообщения ИЯФ СОАН СССР, 1983.
5. Heifets S. On the Thickness of the Copper Coating for the SSC Beam Pipe, UH-IBPD-004-1985, 1985.

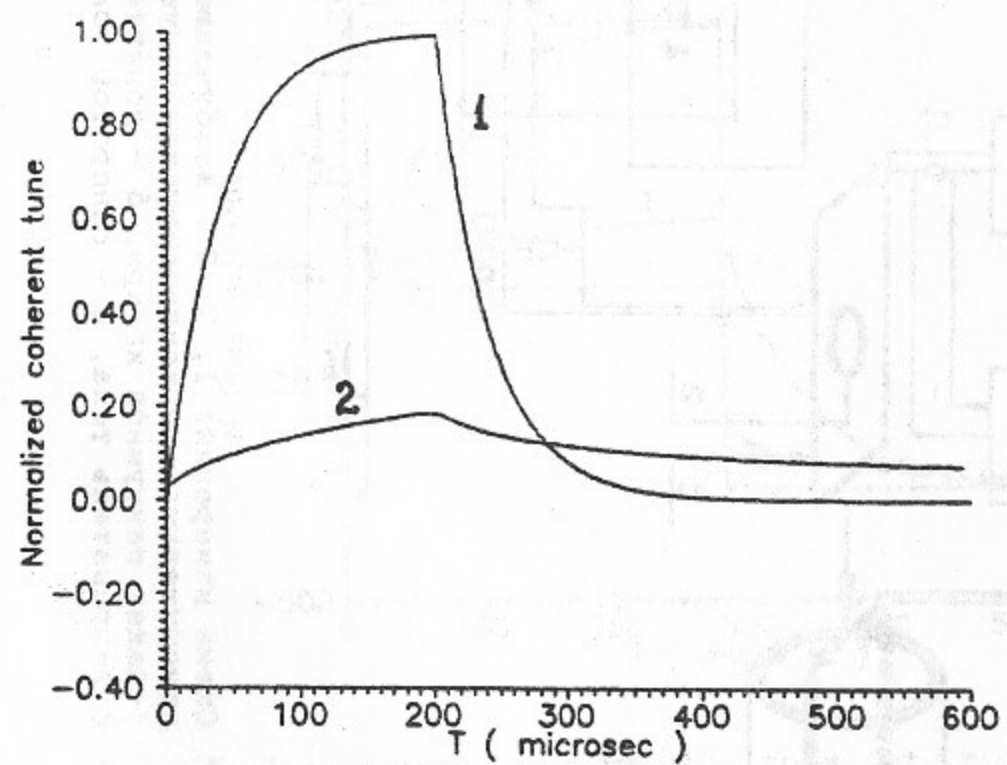


Рис. 1. Расчет значения когерентного сдвига от времени для медных вакуумных камер диаметром 50 мм и толщиной 0.1 мм (1) и 20 мм (2).



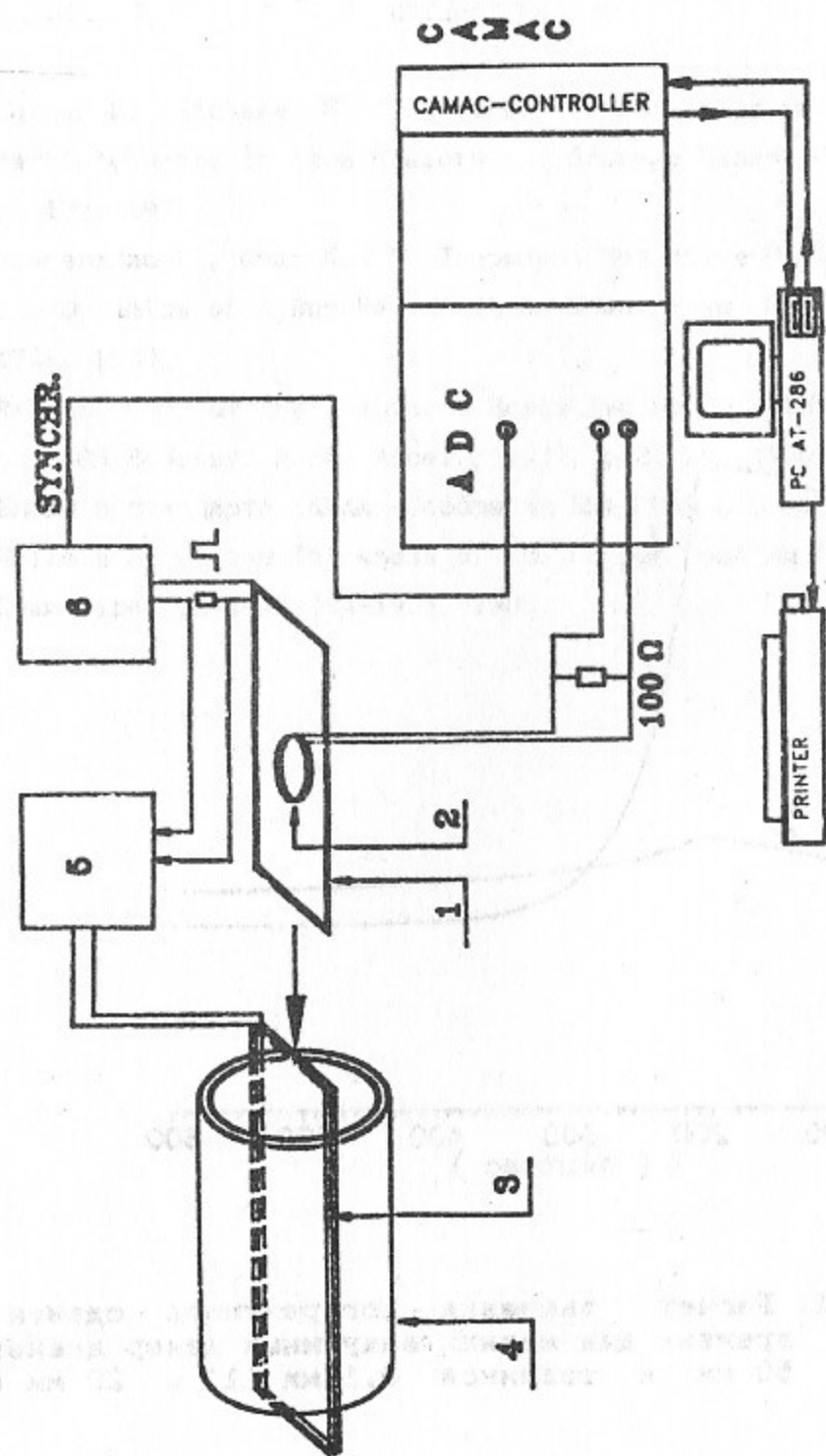


Рис. 2. Схема измерений: 1, 2, 3 - возбуждающая, измерительная и компенсирующая катушки, 4-макет вакуумной камеры, 5 - усилитель-формирователь тока, 6 - генератор тока.

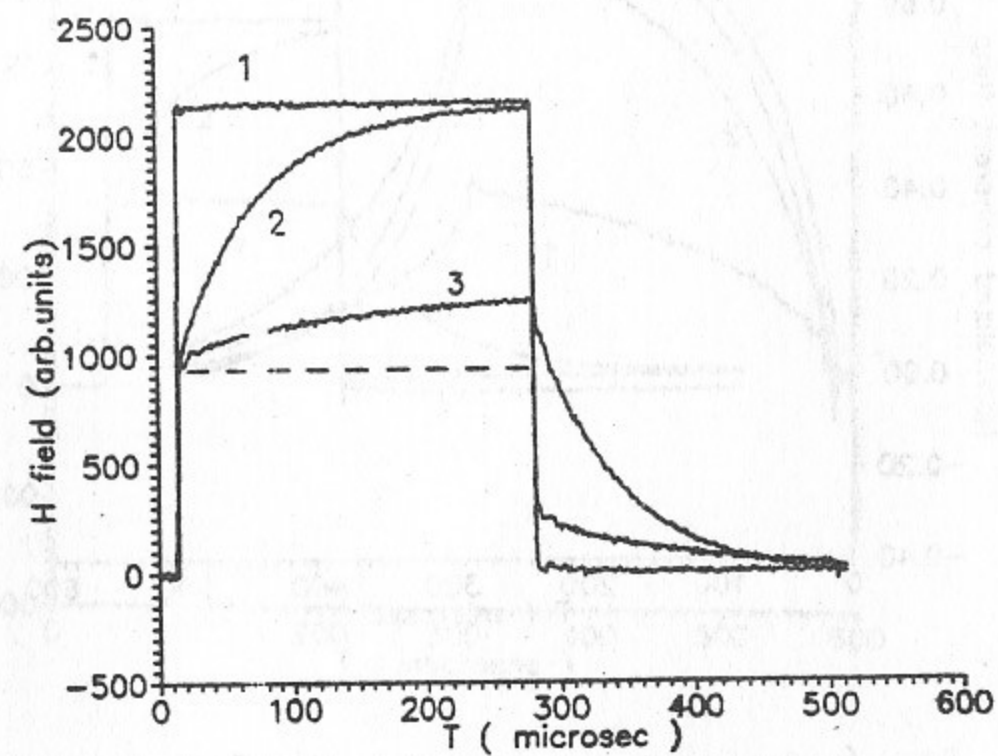


Рис. 3. Зависимость магнитного поля от времени в свободном пространстве (1), внутри камеры из медной фольги толщиной 0.1 мм диаметром 50 мм (2), дюралюминиевая камера того же диаметра толщиной 20 мм (3).

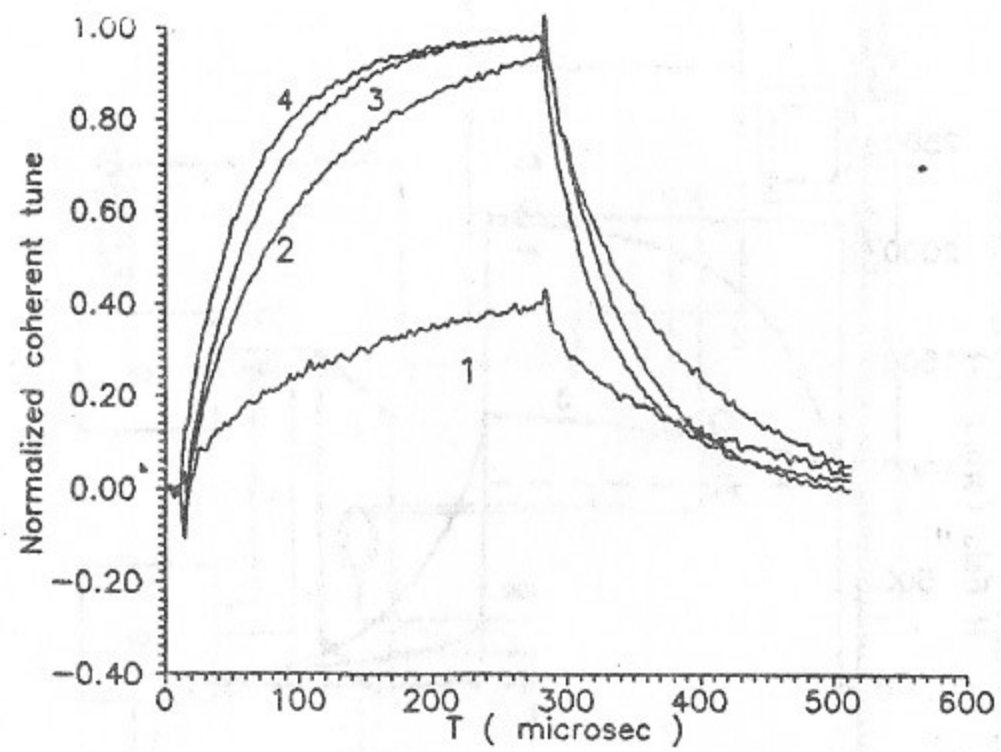


Рис. 4. Значения когерентного сдвига от времени для толстой камеры из дюралюминия (1), (2)-камера составная из нерж. стали 3 мм поверх тонкой медной фольги, для тонкой медной камеры (3), для камеры из нерж. стали толщиной 3 мм (4).

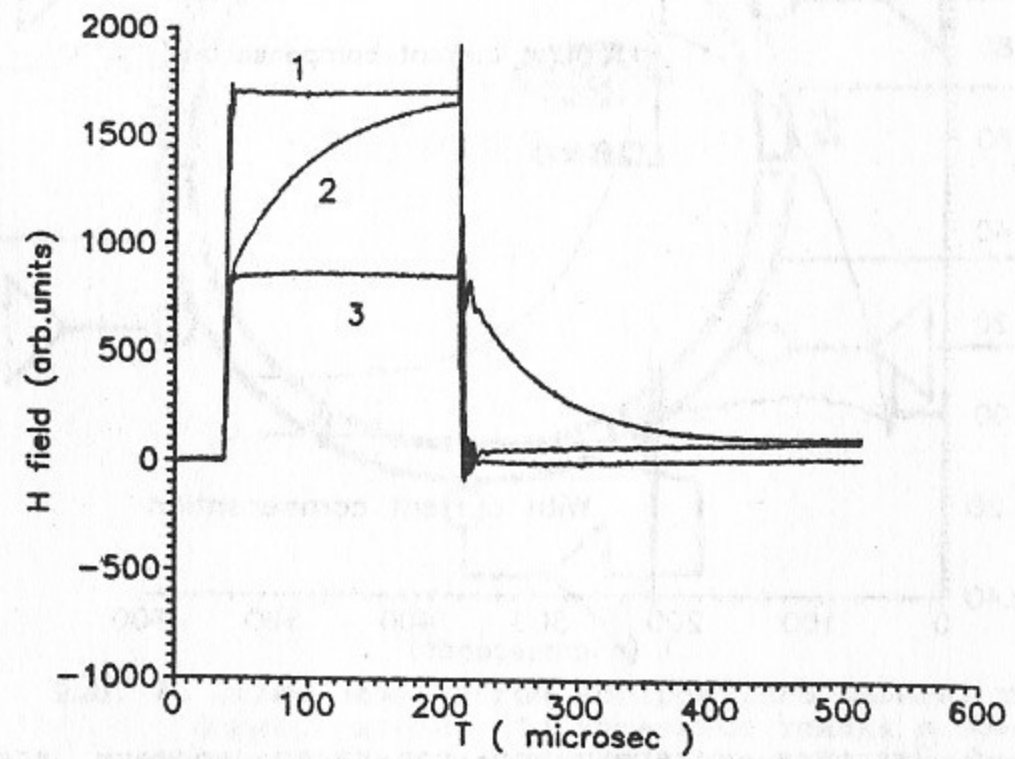


Рис. 5. Зависимость магнитного поля от времени в свободном пространстве (1), внутри камеры из медной фольги толщиной 0.1 мм диаметром 50 мм (2), то же, но с токовой компенсацией (3).

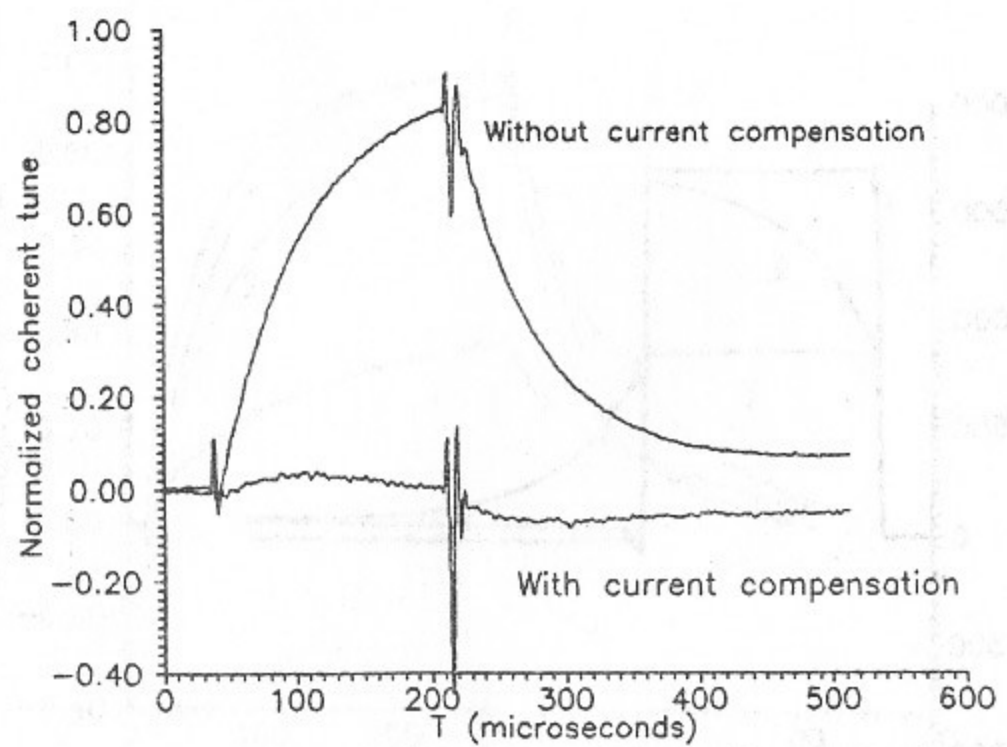


Рис. 6 Значения когерентного сдвига от времени для тонкой медной камеры с токовой компенсацией и без нее.

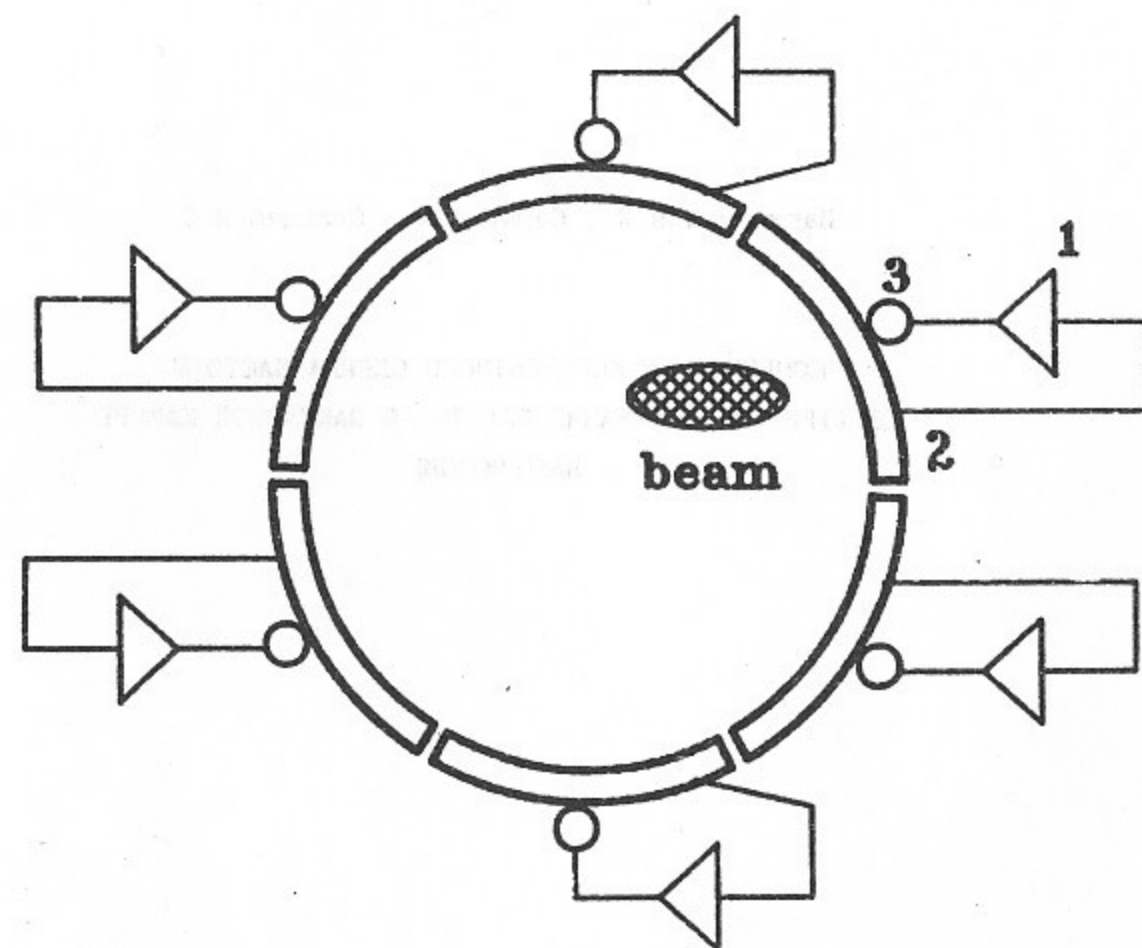


Рис. 7. Схема компенсации когерентного сдвига: усилители-формирователи (1) управляют токами в обмотках на поверхности вакуумной камеры (3) пропорционально сигналам с электродов (2) датчика положения пучка.



Пархомчук В. В. , Серый А. А. , Шильцев В. Д.

КОМПЕНСАЦИЯ КОГЕРЕНТНОГО СДВИГА ЧАСТОТЫ  
БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ СГУСТКА В ВАКУУМНОЙ КАМЕРЕ  
НАКОПИТЕЛЯ

ПРЕПРИНТ 91-44

Ответственный за выпуск С. Г. Попов

Работа поступила 18.04.1991

Подписано в печать 18.04.1991

формат бумаги 60x90 1/16. Об'ем 0,9 печ. л.

0,7 уч.-изд. л.

Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ N 44

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г. Новосибирск 90