

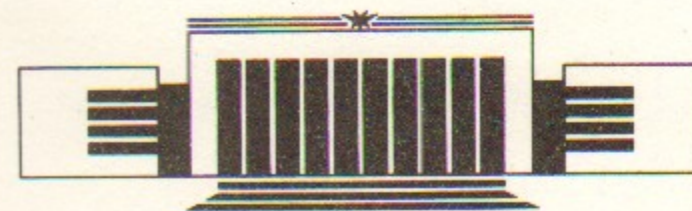


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.А. Михайличенко, В.В. Пархомчук

**ПОПЕРЕЧНАЯ РЕЗИСТИВНАЯ
НЕУСТОЙЧИВОСТЬ
ОДИНОЧНОГО СГУСТКА
В ЛИНЕЙНОМ КОЛЛАЙДЕРЕ**

ПРЕПРИНТ 91-55



НОВОСИБИРСК

ПОПЕРЕЧНАЯ РЕЗИСТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОДИНОЧНОГО СГУСТКА
В ЛИНЕЙНОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

А. А. МИХАЙЛИЧЕНКО и В. В. ПАРХОМЧУК

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск
Филиал Института ядерной физики
142284, Протвино, Моск. обл.

Аннотация

Рассматривается новый вид неустойчивости, возникающий из-за того, что частицы, движущиеся в голове сгустка, через посредство полей, захватываемых стенками камеры из материала с конечной проводимостью, воздействуют на частицы в хвостовой части того же сгустка.

Показано, что при плотности сгустка, типичной для линейного коллайдера, инкремент может составить заметную величину.

TRANSVERSE RESISTIVE INSTABILITY OF A SINGLE BUNCH
IN LINEAR COLLIDER

A. A. MIKHAILICHENKO and V. V. PARKHOMCHUK

Institute for Nuclear Physics
630090, Novosibirsk
Branch of INP
142284, Protvino, Moscow district

Abstracts

There is described the instability of new type, due to the particles in the head of the bunch excite the field, captured by the wall of finite conductivity. The particles in the tail of the same bunch interacts with this field and increase their amplitude.

For the beam density, proposed for any linear collider, increment of this instability can be significant.

Описание поперечной неустойчивости сгустка вследствие конечной проводимости стенок окружающей камеры проводилось многочисленными авторами и давно вошло в учебники [1-3].

Наиболее близкими к последующему изложению будут те работы, в которых рассчитывалось взаимодействие сгустка с полями, возбуждаемыми коротким сгустком в камере циклического ускорителя с конечной проводимостью материала стенок.

Новым в настоящей работе является указание на то, что при плотности сгустка, типичной для линейного коллайдера, резистивная неустойчивость развивается при самодействии одиночного сгустка.

В линейной части коллайдера, участки с ускоряющими секциями перемежаются с участками камеры, которые размещены в фокусирующих линзах. Диаметр камеры в линзах выбирается возможно меньшего сечения для достижения большего фокусирующего эффекта при ограниченной величине индукции на полюсе линзы. Кроме того, в состав коллайдера входят системы транспортировки пучка, обладающего малым эмиттансом. При неудачном выборе, определяющими могут оказаться параметры именно этих участков, т.к. инкремент резистивной неустойчивости резко зависит от поперечных размеров камеры h и электрических

свойств материала, $\delta \approx \frac{r_0 N \beta_z^2}{\gamma h^3} \sqrt{\rho_0 c / l_b}$, см. ниже.

Физическое содержание неустойчивости, развивающейся на длине сгустка, составляет раскомпенсация в воздействии резу-

льтирующего электрического и магнитного поля на частицу, получаемого с учетом граничных условий. В то время, как электрическое поле ограничено стенкой камеры, магнитное поле прорастает в стенку по закону $\approx \sqrt{t}$, изменяя эффективную границу камеры, нарушая тем самым соответствие граничных условий для электрического и магнитного полей.

Амплитуда поля от времени на длине самого сгустка имеет зависимость $\approx \sqrt{t}$, а после прохождения пучком участка камеры спадает пропорционально $\approx 1/\sqrt{t}$ и может не исчезнуть к моменту подлета сгустка на следующем обороте.

Формально, однако, выражение "предыдущий оборот" может быть заменено на выражение "предыдущий слой частиц того же сгустка". Таким образом частицы, идущие в голове сгустка, через посредство полей, захватываемых стенками окружающей камеры, могут воздействовать на частицы, идущие в хвостовой части. Условием применимости такого представления является малый прирост длины изображения в стенках из-за наклона силовой линии $\approx 2h/\gamma$ по сравнению с длиной сгустка l_b . γ -гамма фактор.

Из вышеприведенного ясно, что вдоль длины сгустка от головы к хвосту, возникает дополнительная сила со стороны наведенных полей, зависящая от продольной координаты s , отсчитываемой от головы сгустка по закону $\approx \sqrt{s}$, чем обуславливается такой же закон изменения возвращающей силы вдоль по длине сгустка, а, значит, и добавки к частоте поперечных колебаний, являющейся теперь функцией продольной координаты.

Таким образом, можно ожидать, что воздействие полей головных частиц собственного сгустка на хвостовые будет гораздо больше, чем на частицы того же сгустка через оборот. В циклических ускорителях усиливающим фактором является суммирование полей от предыдущих оборотов. Для линейного коллайдера эффекты суммирования при движении в самой ускоряющей структуре и трактах транспортировки существуют лишь для многосгустковых проектов, а в остальных случаях на первый план выступают эффекты самодействия через остаточные поля на длине самого сгустка.

Получим численные оценки. Мы будем в основном следовать

работе [4] и рассматривать пучок с размерами много меньшими, чем поперечный размер камеры. Действительно, сам размер сгустка составляет $\sigma_z = \sqrt{\epsilon_z \beta_z} \approx \sqrt{10^{-8} 500} = 22 \cdot 10^{-4}$ см, т.е. 22 микрометра для типичного фазового объема 10^{-8} см рад и β_z -функции, равной 500 см.

Уравнение, описывающее поперечное отклонение $z(s)$ частицы с учетом полей, возбужденных частицами до данного момента $t=s/c$ есть

$$\frac{d^2 z}{ds^2} + k_z^2 z(s) = A_1 z(s) \int_{s_0}^s d\zeta \frac{\rho(\zeta)}{\sqrt{s-\zeta}} + A_2 \int_{s_0}^s d\zeta z(\zeta) \frac{\rho(\zeta)}{\sqrt{s-\zeta}} + \Delta;$$

где $k_z^2 = k_0^2 v_z^2$, k_0 - пространственная гармоника периода фокусировки, v_z - набег фазы бетатронных колебаний на периоде, $\rho(\zeta)$ - линейная плотность заряда, а Δ - описывает силы взаимодействия с полями, наводимыми сгустком в ускоряющей структуре. Для камеры прямоугольного сечения $A_1 = A/2$, $A_2 = A$, а для камеры круглого сечения $A_1 = 0$, $A_2 = 0.54A$ где

$$A = \frac{2\pi r_0 \sqrt{c\rho_0}}{3\gamma h^3}$$

здесь ρ_0 - удельное сопротивление материала камеры, $r_0 = e^2 / mc^2$ - классический радиус электрона, c - скорость света.

Отметим, что первое слагаемое в правой части имеет вид некогерентного сдвига частоты, существующего в камере прямоугольного сечения и в отсутствие смещения центра тяжести сгустка. Отличие вышеприведенного уравнения от соответствующего уравнения из [4] состоит в том, что в подынтегральное выражение во втором слагаемом входит $z(\zeta)$ -координата центра тяжести предшествующих частей сгустка, вместо координаты центра тяжести пучка в предыдущих оборотах.

Условие применимости уравнения, как отмечалось, есть

$$2h/\gamma \ll l_b,$$

что заведомо выполняется для интересующих нас параметров.

Это условие более жесткое, чем $2h/\gamma \ll 1/k_z$ - условие квазистационарности процесса.

Из уравнения движения, для оценки величины максимального сдвига частоты поперечных колебаний частиц сгустка в цилиндрической камере в зависимости от расстояния от головы s , имеем для сгустка с равномерным распределением заряда (и равный ему инкремент):

$$\frac{\delta v_z}{v_z} \cong - \frac{r_0 N \beta_z^2}{2\gamma I_b h^3} \sqrt{\rho_0 c s}$$

где N - число частиц, I_b - длина сгустка.

Таким образом, по прошествии некоторого пути движение частиц головы и хвоста полностью раскогеренируется, эффективный размер пучка увеличивается, происходит нарастание амплитуды колебаний. Подставляя в это выражение $\rho_0 = 210^{-18}$ сек (медь), $\gamma = 6 \cdot 10^3$ (3 ГэВ'а), $I_b = 0.1$ см, $h = 0.1$ см, $\beta_z \cong 500$ см, $s = I_b$, $N = 2 \cdot 10^{11}$, получаем

$$\frac{\delta v_z}{v_z} \cong - 1$$

Для правильного учета вклада участков камеры необходимо домножить это соотношение на коэффициент $\eta < 1$, учитывающий, какую долю всего пути составляют участки с вышеуказанными параметрами - скважность.

Таким образом, эти оценки показывают, что величина эффекта велика, и требуются более детальные расчеты.

Для начала сравним величину сдвига частоты поперечных колебаний из-за взаимодействия с полями излучения и резистивного сдвига, возникающего в самой ускоряющей структуре.

Для величины Δ имеем [7]:

$$\Delta = - \frac{r_0}{2\gamma h^3 g} \int_{s_0}^s (5/4 \sqrt{2g(s-\zeta)} - (s-\zeta)) \rho(\zeta) d\zeta,$$

здесь h - внутренний радиус диафрагмы, а g - расстояние между диафрагмами. Для равномерного распределения заряда по длине при условии $I_b < g$, имеем для сдвига частоты в зависимости

от продольного расстояния, отсчитываемого от головы сгустка

$$\frac{\delta v_z}{v_z} \cong - \frac{r_0 N \beta_z^2}{\gamma I_b h^3} \sqrt{\frac{s^3}{2g}}$$

Таким образом отношение составляет, с учетом заполнения длины диафрагмами η

$$\eta (\delta v_z/v_z)_{res} / (\delta v_z/v_z)_{wake} = \frac{\eta}{s} \sqrt{\rho_0 c g/2}$$

По-существу это есть отношение глубины скин-слоя к глубине проваливания поля сгустка в ячейку резонатора. Для $g = 0.5$ см, $\eta = 0.2$ это дает

$$\eta (\delta v_z/v_z)_{res} / (\delta v_z/v_z)_{wake} = 2.4 \cdot 10^{-5}/s,$$

где s измеряется в см. Формально это отношение велико для головных частиц сгустка. Правда при этом сам эффект мал.

Сделаем здесь еще одно замечание. Спектр частот, который дает вклад в рассматриваемый эффект простирается от значения $\cong c/I_b$, т.е. от $3 \cdot 10^{11}$ Гц и выше. Ясно, что при таком большом значении частоты величина удельного сопротивления ρ_0 значительно выше $2 \cdot 10^{-18}$ сек, что принималось для всех вышеприведенных оценок. Таким образом можно полагать, что оценки для сдвига частоты являются заниженными, т.е. в реальной ситуации он окажется существенно более сильным.

Для дальнейшего исследования применялись численные методы. Сгусток разбивался на число частей K , равное 25 или 50 вдоль по длине. Моделировалось распределение как гауссово, так и равномерное.

Уравнение для численного моделирования, преобразованное из вышеприведенного, имеет вид

$$z_n'' + K_z^2(n) z_n = B \sum_{i=1}^{n-1} z_i Q_i / \sqrt{n-1}$$

$$n = 2, \dots, K$$

Для слоя с номером 1 - головного - выражение в правой части равно нулю. Здесь z_n - координата поперечного отклонения от

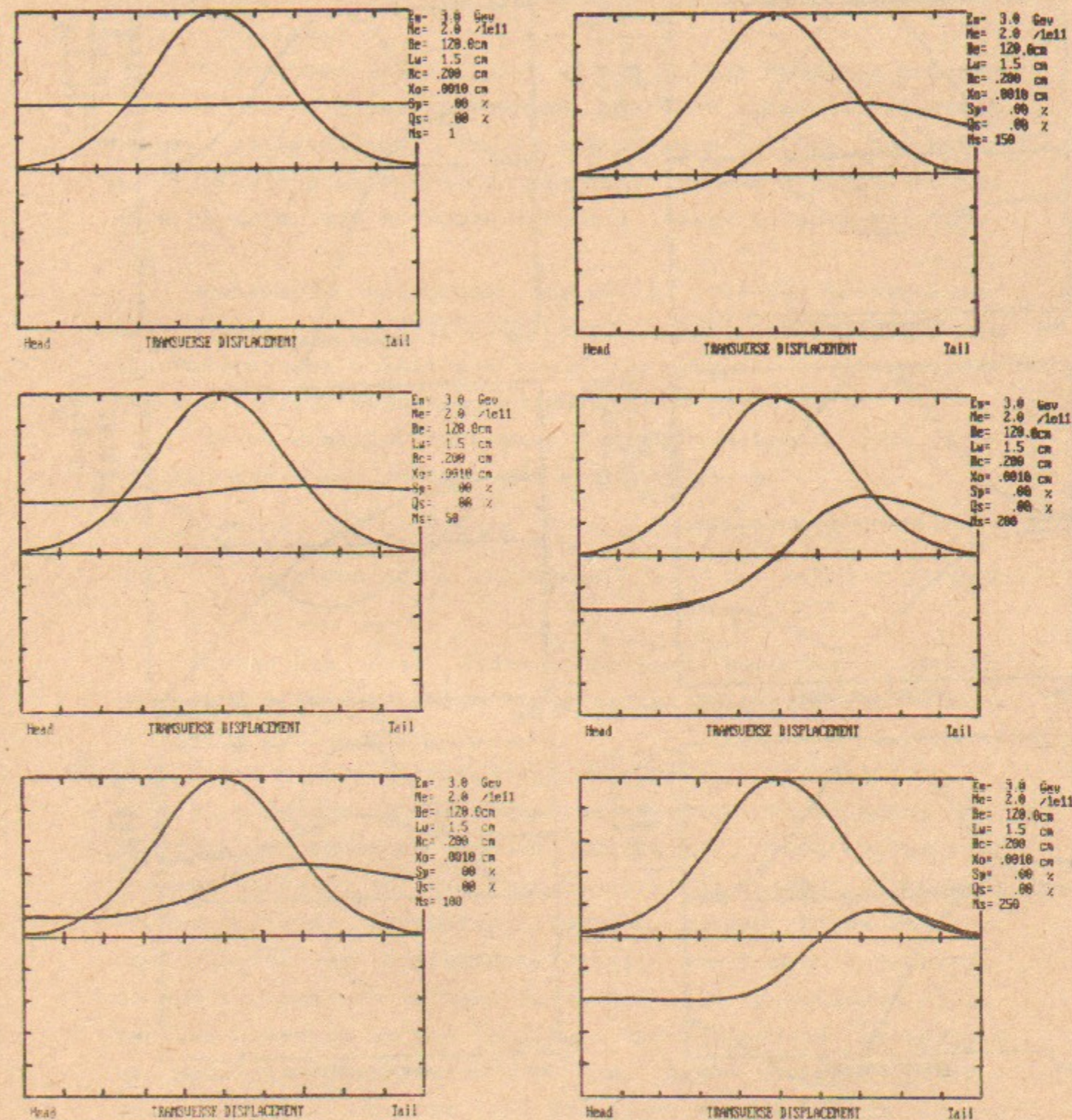
идеальной оси слоя с номером n ; B - константа, зависящая от размеров камеры, энергии пучка, проводимости материала камеры, длины сгустка, Q_i - характеризуют заряд соответствующего слоя, $Q = eN = \sum_{i=1}^K Q_i$, где Q - полный заряд сгустка. Зависимость $K_z^2(n)$ от номера слоя использовалась для моделирования зависимости энергии частиц от продольного положения в пучке.

Результаты представлены на рисунках, где показано поперечное смещение слоев как функция продольной координаты.

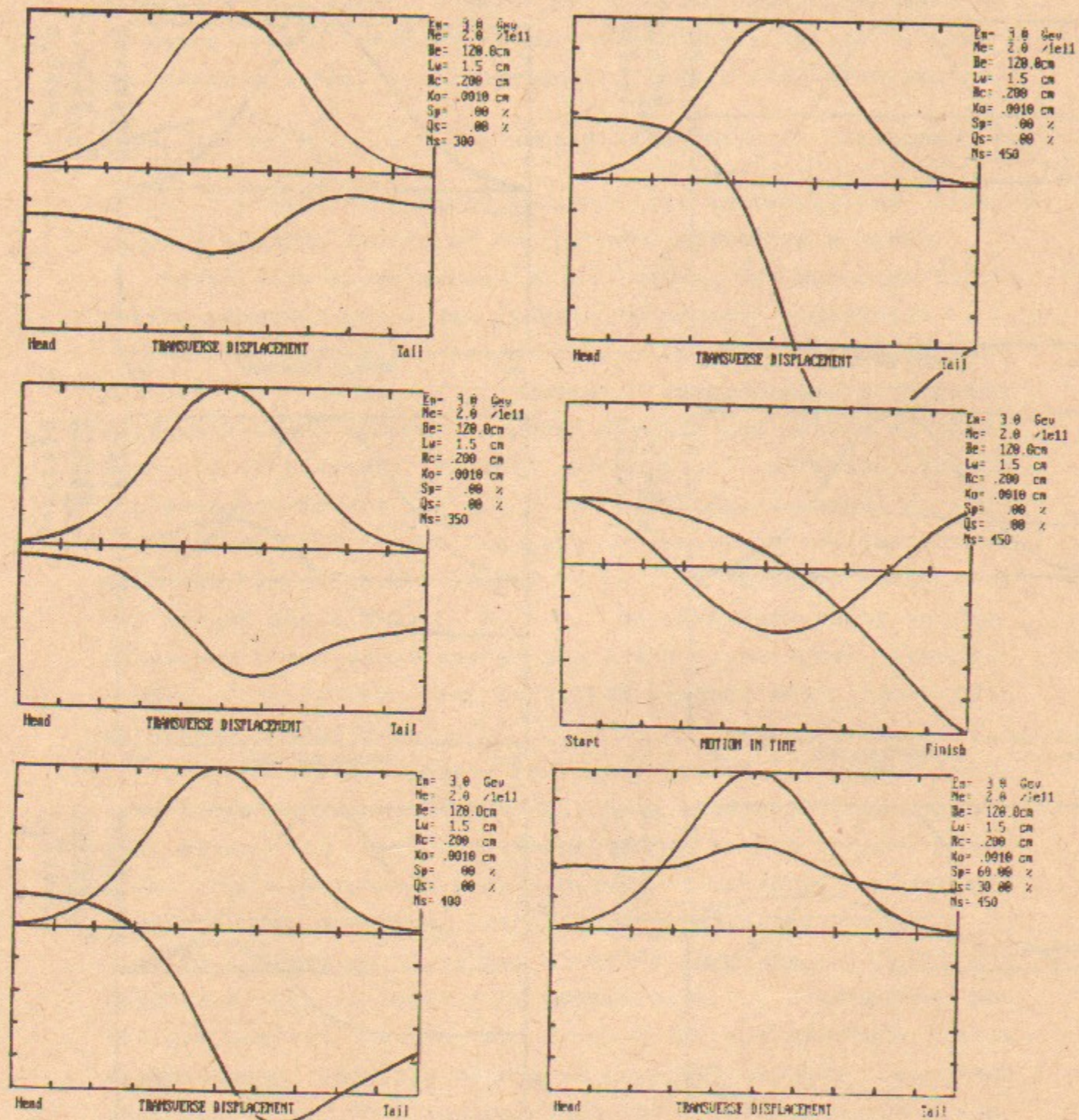
Каждая картинка отвечает своему моменту. Масштаб одного деления по вертикали составляет 5 микронетров. В качестве первоначального выбрано смещение сгустка как целого на величину 10 микронетров. Масштаб продольного окна для каждой картинке составляет $6\sigma_s = 1.5$ см. Временной порядок картинок верх-низ и слева - направо. Показаны последовательные положения слоев сгустка через 75 см пути. Диаметр камеры - 2 мм, полный заряд $Q = 2 \cdot 10^{11} e$, т.е. соответствует числу частиц, принятому в настоящий момент для ВЛЭПП'а, материал камеры - медь, $\beta_z = 120$ см. Энергетический разброс вдоль длины пучка принят равным нулю.

На следующей странице на среднем рисунке в правой колонке, представлена временная диаграмма движения головы и хвоста. Видно, что период движения частиц хвоста больше. Частицы, располагающиеся в продольном направлении слегка за центральными, движутся, однако, с большей амплитудой.

На следующем рисунке показано конечное состояние для сгустка с теми же начальными параметрами, но с введенным разбросом энергии частиц по длине пучка как линейным, так и квадратичным, сцентрированным на середину сгустка. Линейный спад составляет 60%, квадратичный - 30%. Нет сомнения в том, что возможно подобрать распределение энергии частиц вдоль пучка таким образом, чтобы все частицы колебались с одной и той же частотой в поперечном направлении. Для этого распределение энергии должно быть таким, чтобы скомпенсированным оказалось второе слагаемое в основном уравнении. Однако здесь следует вспомнить слова Бриллюэна о том, что начальные



Развитие во времени смещения частей сгустка. Одно деление по вертикали 10 микронетров. Временной порядок картинок верх-низ и слева-направо.



Продолжение. Временная диаграмма движения головы и хвоста. Конечное состояние при введенном энергетическом разбросе - линейном и квадратичном.

условия бывают точно известными только в задачах на студенческих экзаменах...

Совершенно недопустимым на наш взгляд является использование в качестве материала участков камеры нержавеющей стали, увеличивающей эффект как минимум в 7 раз. При малой апертуре точность выставки участков камеры в линзах должна быть не хуже, чем точность выставки самих ускоряющих структур.

Реальными способами борьбы с этой неустойчивостью, по-видимому, окажутся увеличение диаметра камер в каналах транспортировки и участках камер в линзах, а также использование гладких медных внутренних поверхностей.

Более подробно возможные способы подавления этих неустойчивостей будут рассмотрены в другом месте.

Заметим, что поскольку $l_b \approx \lambda$, $h \approx \lambda$, $N \approx \lambda^2$ то $\frac{\delta v_z}{v_z} \approx -1/\lambda^{3/2}$, (λ -длина волны ускоряющего ВЧ), а в самой структуре

$$\eta (\delta v_z / v_z)_{res} / (\delta v_z / v_z)_{wake} \approx 1/\sqrt{\lambda}$$

Рассмотрим также, какие ограничения накладывает рассматриваемый эффект на выбор технических параметров отдельных элементов коллайдера.

Выбор апертуры ондулятора системы коверсии [5].

В настоящее время можно считать несомненным выбор ондулятора со сверхпроводящими обмотками. Особенностью конструкции является то, что стенка вакуумной камеры, обращенная к пучку, имеет температуру жидкого гелия. Таким образом, если внутренняя поверхность камеры имеет медное покрытие, то при температуре жидкого гелия это дает уменьшение проводимости примерно на два порядка. При внутреннем диаметре 4 мм, величине β_z -функции $5 \cdot 10^3$ см, длине сгустка $l_b = 0.1$ см, $N = 2 \cdot 10^{11}$, энергии 150 ГэВ ($\gamma = 3 \cdot 10^5$) величина сдвига частоты составит $\frac{\delta v_z}{v_z} \approx 3 \cdot 10^{-3}$, что представляет малую величину, к тому же сам набег фазы бетатронных колебаний в ондуляторе на 150 метровой длине порядка 0.5. Резервным фактором остается возможность использования сверхпроводящих покрытий внутренней поверхности камеры.

Участки транспортировки в комплексе линейного коллайдера составляют заметную часть. Особенно важным представляется участок от накопителя-охладителя до входа в линейный ускоритель. При расположении накопителя в районе центральной станции, длина тракта практически равна длине ускорительной части. В этом случае следует применять камеру с внутренним покрытием из меди, а диаметр выбрать порядка 3 см, что даст для $\beta_z = 10^3$ см $\frac{\delta v_z}{v_z} \approx 10^{-3}$, а если модулировать энергию частиц в зависимости от их положения по длине пучка, то этот параметр можно понизить еще на порядок. В этом случае модуляция по энергии может быть использована для дальнейшей компрессии длины сгустка, так что здесь имеется запас примерно еще полпорядка.

Рассмотрим ограничения при использовании диафрагм для срезания гало пучка. Для диафрагмы из вольфрама радиусом 0.1 мм прирост размера оказывается катастрофическим. Оценка для $\frac{\delta v_z}{v_z} \approx 2 \cdot 10^3$. Параметры сгустка- $\gamma = 6 \cdot 10^4$ (30 ГэВ), число частиц- прежнее.

Наконец, рассмотрим, что дает этот эффект для циклического накопителя-охладителя. Длина сгустка $l_b \approx 1$ см, $h = 1$ см дают оценочное значение $\frac{\delta v_z}{v_z} \approx 10^{-4}$.

Таким образом, рассмотренный выше новый тип неустойчивости, требует пересмотра некоторых технических параметров линейного коллайдера. Более внимательно следует относиться к сужениям камеры и выбору материалов.

Литература.

1. Диканский Н. С., Пестриков Д. В. Физика интенсивных пучков в накопителях /Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, -1989. -336 с. : ил.
2. Лебедев А. Н., Шальнов А. В. Основы физики и техники ускорителей, т. 2 /М.: Энергоиздат. -1982.
3. Лоусон Дж. Д. Физика пучков заряженных частиц /пер. с англ. под ред. Коломенского А. А. -М.: Мир. -1980.
4. Laslett L. J., Neil V. K., Sessler A. M., Transverse Resistive instabilities of intense Coasting Beams in Particle Accelerators // RSI. -1965. - vol. 36, N° 4, -p. 436-448.
5. Диканский Н. С., Скринский А. Н. Поперечная когерентная неустойчивость сгустка заряженных частиц //Атом. Энергия. - 1966. -с. 176-179.
6. Vsevoloj'skaya T. A., et al/ Helical undulator for conversion system of the VLEPP project, Proc. of the 13 Int. Conference on High Energy Accelerators, Novosibirsk, 1986, vol. 1, p. 164.
7. Novokhatski A. V., On the estimation of the Wake Potential for an ultrarelativistic Charge in an Accelerating Structure, Preprint INP 88-39, Novosibirsk, 1988.

А.А.Михайличенко, В.В.Пархомчук

ПОПЕРЕЧНАЯ РЕЗИСТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ
ОДИНОЧНОГО СГУСТКА В ЛИНЕЙНОМ
КОЛЛАЙДЕРЕ

Препринт 91-55

Работа поступила 23 мая 1991 г.

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Подписано к печати 27 мая 1991 г.

Формат бумаги 60x90 1/16. Объем 0,9 печ.л.,
0,8 уч.-изд.л.

Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 55

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90