1

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.Е. Балакин

# ПОДАВЛЕНИЕ СТОХАСТИЧЕСКОГО РАЗОГРЕВА ПУЧКА В ЛИНЕЙНОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

ПРЕПРИНТ 88-100

НОВОСИБИРСК

Подавление стохастического разогрева
пучка в линейном коллайдере

*В.Е. Балакин*

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

В работе найдено соотношение, названное условием автофазировки поперечных колебаний. Если продольное распределение энергии частиц в сгустке, движущемся в ускоряющей структуре линейного ускорителя, удовлетворяет этому условию, то одновременно подавляется поперечная неустойчивость сгустка и его стохастический разогрев.



## ВВЕДЕНИЕ

Предложенный нами подход к созданию ускорителей со встречными пучками [1], основанный на использовании линейных ускорителей с большим темпом ускорения, требует решения принципиально важной задачи — ускорения интенсивного одиночного сгустка электронов и позитронов при сохранении предельно малого фазового объема сталкивающихся пучков. При анализе этой проблемы были обнаружены такие явления как поперечная неустойчивость одиночного сгустка, а также его стохастический разогрев [2, 3, 4]. Предложенный нами способ подавления неустойчивости используется сегодня во всех проектах линейных коллайдеров [5, 6], а также в строящемся ускорителе SLC в Стэнфорде [7]*). Единственным предложенным способом борьбы со стохастическим разогревом пучка до сих пор было соблюдение жестких допусков на точность юстировки и стабильности элементов. В данной работе предлагается другой подход к созданию условий устойчивого уско-

*) Результаты работ [2, 3, 4] по неустойчивости пучка и способу ее подавления (после ознакомления с ними американских физиков), потребовали переделки уже строящегося ускорителя SLC [7]. Долгое время западные физики называли этот метод подавления неустойчивости «Ландау — дэмпинг», хотя, как показано в работе [8], предложенный способ отличается от затухания Ландау, которое в нашем случае эффективно не работает. После неоднократного разъяснения этого обстоятельства на международном рабочем совещании «Физика линейных коллайдеров» (Капри, 13—17 июня 1988 года) принято решение называть в дальнейшем найденный нами способ подавления неустойчивости « БНС — дэмпинг» (по имени авторов этого предложения [3]).

рения пучка, обеспечивающий одновременное подавление и поперечной неустойчивости, и стохастического разогрева пучка.

## ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ

1. Рассмотрим сгусток, состоящий из $N$ частиц, движущихся вдоль оси высокочастотной системы ускорителя (ось $z$). Для простоты предположим, что вдоль оси ускорителя существует непрерывное фокусирующее поле, которое воздействует на частицу, смещенную от оси на величину $x$ силой $-kx$. Тогда система уравнений для $N$ частиц будет иметь следующий вид:

$$x_0''+\omega_0^2 x_0=\frac{f_0}{m_0} \tag{1.1}$$

$$x_1''+\omega_1^2 x_1=\frac{f_1}{m_1}$$

$$\dots\dots\dots\dots\dots$$

$$x_n''+\omega_n^2 x_n=\frac{f_n}{m_n}$$

Здесь $\omega_i^2=\frac{\kappa}{m_i}$, где $m_i$ — эффективная поперечная масса частицы, пропорциональная ее продольной энергии. $f_i$ — поперечная сила, действующая на частицу, связанная со взаимодействием сгустка с ускоряющей структурой.

Как видно из этой системы, мы допускаем, что частицы в сгустке имеют разные поперечные массы, т. е. разную продольную энергию.

Здесь мы для определенности ввели следующую нумерацию: первой движется головная частица под нулевым номером, затем первым, вторым и т. д. Имея ввиду ультрарелятивистские частицы, можно пренебречь взаимным продольным движением, что означает неизменность такой нумерации.

Для упрощения примем также, что все частицы в сгустке несут одинаковый заряд и расположены равномерно вдоль сгустка. Для дальнейшего нам необходимо знать свойства силы $f_i$, связанной с взаимодействием сгустка с ускоряющей структурой. Из общих соображений можно записать:



$$f_i=e\sum_{k=0}^{i} g(z_i, z_k, x_i, x_k) \tag{1.2}$$

где $e$ — заряд частицы $z_i$ — продольная координата частицы $g(z_i, z_k, x_i, x_k)$ — функция, описывающая воздействие поперечного поля, возбуждаемого $k$-той частицей, отклоненной от оси $z$ на величину $-x_k$, на $i$-тую частицу

В силу причинности, взаимодействие есть только со стороны впереди движущихся частиц на задние, а не наоборот, поэтому суммирование в формуле (1.2) есть только для $k\leqslant i$ При малых поперечных отклонениях также можно считать силу пропорциональной отклонению возбуждающей частицы $x_k$ от оси, и не зависящей от координаты воздействуемой частицы $x_i$ (ограничение дипольным типом электромагнитных полей, возбуждаемых движущимся зарядом), т. е.

$$g(z_i, z_k, x_i, x_k)\simeq x_k\,\alpha(z_i-z_k)\,.$$

Мы учли здесь, что функция $\alpha(z_i,\ z_k)$ зависит только от расстояния между частицами.

$$(z_i-z_k)\ =\ l(i-k)\,.$$

Действительно, в силу принципа суперпозиции для полей, возбуждаемых частицами, получим:

$$f_i=e\sum_{k=0}^{i} x_k\,\alpha(z_i-z_k)\ =\ \sum_{k=0}^{i} x_k\,\alpha(i-k)\,.$$

Свойство дипольных несимметричных мод электромагнитного поля таково, что их поперечное воздействие на заряд возрастает от головы к хвосту сгустка:

$$\alpha(i+1)\gg\alpha(i)\qquad (i=0, 1, \dots, n-1)\,. \tag{1.3}$$

Кроме того, $\alpha(0)=0$. С учетом всех этих обстоятельств систему (1.1) запишем в виде

$$x_0''+\omega_0^2 x_0=0 \tag{1.4}$$

$$x_1''+\omega_1^2 x_1=\frac{x_0\,\alpha(1)}{m_1}$$

$$x_2''+\omega_2^2\,x_2=\frac{x_0\,\alpha(2)+x_1\,\alpha(1)}{m_2}$$

.....................................................

$$x_n''+\omega_n^2\,x_n=\frac{x_0\,\alpha(n)+x_1\,\alpha(n-1)+\ldots+x_{n-1}\,\alpha(1)}{m_n}$$

2. Рассмотрим некоторые частные решения системы (1.4). В качестве первого варианта рассмотрим случай, когда все частицы в сгустке имеют равные энергии, т. е.

$$\omega_i=\omega_0 \qquad (i=1,\ldots,n)$$

Легко видеть, что поперечное движение частиц неустойчиво. Действительно, решением первого уравнения в системе (1.4) будут свободные осцилляции на частоте $\omega_0$ и с амплитудой $a_0$, определяемой начальным отклонением частицы относительно оси:

$$x_0(t)=a_0\,\cos(\omega_0 t)$$

Подставив решение для $x_0$ во второе уравнение, мы получим уравнение движения осциллятора под действием резонансной силы:

$$x_1''+\omega_0^2\,x_1=\frac{a_0\,\cos(\omega_0 t)\,\alpha(1)}{m_1}$$

Ясно, что амплитуда возбуждаемых колебаний второй частицы будет нарастать пропорционально времени. Подставив решение для $x_0$ и $x_1$ в следующее уравнение для $x_2$, мы получим еще большую скорость нарастания колебаний и т. д. Таким образом, мы получили, что движение монохроматичного пучка в ускоряющей структуре линейного ускорителя неустойчиво. Детальный ход развития неустойчивости зависит от поведения функции $\alpha(n)$. Мы не будем здесь пытаться детализировать ход развития неустойчивости, так как основной нашей задачей является ее подавление.

В качестве второго частного случая рассмотрим решения для малого заряда ($e=0$). Тогда система (1.4) вырождается в систему несвязаных уравнений для осцилляторов с разными в общем случае частотами $\omega_i\neq\omega_k$ $(i,\ k=0,\ 1,\ \ldots,\ n)$. Предположим, что в начальный момент частицы смещены от оси на величину $a$. Тогда решение будет

$$x_i=a_0\,\cos(\omega_i t) \qquad (i=0,1,\ldots,n)$$



Пусть частоты $\omega_i$ сосредоточены в некотором интервале $\pm d\omega$ возле частоты $\omega$, т. е.

$$\omega-d\omega\leqslant\omega_i\leqslant\omega+d\omega \qquad (i=0,1,\ldots,n)$$

Причем тбудем считать, что $\dfrac{d\omega}{\omega}\ll 1$. В этом случае можно для интервалов времени $T\ll\dfrac{1}{d\omega}$ считать движение когерентным, а при больших временах движение «раскогеренчивается». Другими словами, если в начальный момент в фазовом пространстве $(x,\ x')$ изображение сгустка представляется точкой, то через время $T>\dfrac{1}{d\omega}$ весь сгусток заполнит окружность на фазовой плоскости. Эффективный фазовый объем пучка будет в этом случае пропорционален

$$\Omega\simeq\frac{a^2}{\lambda} \tag{2.1}$$

где $\lambda$ — длина периода поперечных колебаний $\lambda=\dfrac{2\pi c}{\omega}$, $c$ — скорость продольного движения.

3. Таким образом, в периодической системе с немонохроматичным пучком отклонение пучка от оси структуры вызывает через время $T=\dfrac{1}{d\omega}$ увеличение фазового объема пучка. В этом состоит принципиальная особенность движения пучка в линейном ускорителе большой длины по сравнению с ускорителем циклического типа, где за время одного оборота «раскогеренчивание» не успевает произойти, т. е. $T\ll\dfrac{1}{d\omega}$, где $T$ — период обращения частиц в кольцевом ускорителе, а $d\omega$ — допустимый разброс поперечных (бетатронных) колебаний.

При следующем обороте частицы сгустка испытывают те же толчки, что и при первом обороте и т. д.

В результате длительного обращения частиц в ускорителе траектория пучка будет отклонена от идеально круговой, однако фазовый объем пучка при этом значительно не возрастает.

Если отклонение пучка превышает допустимое, то орбиту можно откорректировать дополнительными полями.

В линейном ускорителе коррекцию также можно делать, однако только на участке когерентного движения частиц, так как после «раскогеренчивания», т. е. увеличения фазового объема пучка, уже невозможно корректирующими полями уменьшить эффективный фазовый объем пучка.

Учитывая, что для проекта ВЛЭПП [1] характерный разброс частот для поперечного движения, (вводимого для подавления неустойчивости), составляет величину порядка 10%, видно, что для эффективной компенсации мы должны располагать компенсирующие поля близко к источнику погрешностей.

Следовательно, мы должны «давить» поперечные возмущения в точке их возникновения или, другими словами, не допускать их.

Практически это можно реализовать, делая юстировку всех элементов с высокой точностью, совмещая их с прецизионными измерителями положения пучка и корректирующими полями.

## РЕШЕНИЕ

Попробуем найти другое решение этой проблемы, а именно, найдем такую ситуацию, при которой все частицы сгустка движутся в поперечном направлении когерентно.

Первая мысль, которая приходит в голову, это взять все частоты одинаковыми, т. е. $\omega_i = \omega_0$ $(i = 1,\dots,n)$.

Однако при этом, как мы видели ранее, движение сгустка неустойчиво, и для ее подавления необходимо ввести разброс частот [2, 3].

Для достижения поставленной цели будем последовательно решать уравнения системы (1.4).

Примем, что начальное отклонение сгустка имеет величину $a$, т. е. $x_i(0) = a\,(i = 0,1,\dots,n)$. Тогда решение первого уравнения будет

$$x_0(t) = a\ \cos(\omega_0 t)\,.$$

Подставляя решение для $x_0$ во второе уравнение,

$$x_1'' + \omega_1^2\, x_1 = \frac{a\alpha(1)\ \cos(\omega_0 t)}{m_1}\,. \tag{3.2}$$

Решение этого уравнения ищем в виде

$$x_1(t) = c_1\ \cos(\omega_1 t) + c_0\ \cos(\omega_0 t)\,. \tag{3.3}$$



Из уравнения (3.2) и (3.3) получим

$$c_0 = \frac{a\alpha(1)/m_1}{(\omega_1^2 - \omega_0^2)}\,.$$

Потребуем, чтобы решение для $x_1(t)$ совпало с решением для частицы с нулевым номером (когерентное движение). Легко видеть, что если мы потребуем, чтобы

$$\frac{\alpha(1)}{(\omega_1^2 - \omega_0^2)\,m_1} = 1\,, \tag{3.4}$$

а также учтем начальное условие $x_1(0) = a$, то получим $c_1 = 0$ и

$$x_1(t) = a\ \cos(\omega_0 t)\,, \tag{3.5}$$

т. е. решение для $x_1(t)$ в точности совпадает с решением $x_0(t)$. Таким образом, сделав частоту $\omega_1$ удовлетворяющей условию (3.4), мы получим когерентное движение двух частиц как одно целое.

Перейдем теперь к третьему уравнению. Подставив в него найденные решения для $x_0(t)$ и $x_1(t)$, получим:

$$x_2'' + \omega_2^2\, x_2 = \frac{(\alpha(2) + \alpha(1))a\ \cos(\omega_0 t)}{m_2}\,. \tag{3.6}$$

Сравнивая это уравнение с (3.2) мы видим, что условие когерентности (3.4) будет иметь вид:

$$\frac{(\alpha(1) + \alpha(2))}{(\omega_2^2 - \omega_0^2)\ m_2} = 1\,. \tag{3.7}$$

Отсюда видно, как найти условие когерентного движения для произвольной частицы с номером $i$:

$$\sum_{k=0}^{i} \frac{\alpha(k)}{(\omega_i^2 - \omega_0^2)\ m_i} = 1 \tag{3.8}$$

Это условие можно записать как требование для $\omega_i$

$$\omega_i^2 = \omega_0^2 + \sum_{k=0}^{i} \frac{\alpha(k)}{m_i}\,. \tag{3.9}$$

Итак, мы нашли условия, при которых сгусток взаимодействующих частиц, имеющих разную энергию продольного движения и, следовательно, разные частоты поперечных колебаний, тем не менее в результате взаимодействия движется когерентно, т. е. как одна частица.

Разумеется, условие (3.8) обеспечивает также и поперечную устойчивость движения частиц. Заметим, что на нашем языке условие стабилизации неустойчивости [2, 3] будет иметь вид:

$$\omega_n^2-\omega_0^2=\sum_{k=0}^{n}\frac{\alpha(k)}{m_n},$$

т. е. фиксирует необходимую величину *линейного сдвига* частот от головы к хвосту сгустка. Условие же (3.9) фиксирует *нелинейный закон* изменения частоты от головы к хвосту и является более сильным. Назовем для использования в дальнейшем уравнение (3.9) — условием автофазировки поперечных колебаний. Переходя от дискретного к непрерывному распределению заряда с линейным распределением $r(z)$, получим

$$\omega(z)=\omega^2(0)+\frac{c}{\gamma(z)}\int_0^z r(z')\alpha(z-z')\,dz'. \qquad (3.10)$$

Здесь $z$ — координата вдоль сгустка, отсчитываемая от его «головы», $\gamma(z)$ — релятивистский фактор для частиц, $c$ — размерная константа.

## ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕНИЯ

Фундаментальное условие автофазировки (3.9) при его точном соблюдении позволяет не особенно беспокоиться о точности юстировки элементов ускоряющей системы. Действительно, при любой амплитуде колебаний пучка, возбуждаемых неидеальностями фокусирующей системы, его фазовый объем не увеличивается и, следовательно, его движение достаточно скорректировать только на конечном участке ускорителя.

Естественно возникает вопрос: насколько точно требуется соблюдение условия (3.8). Не может ли случиться так, что даже малое отклонение от соотношения (3.8) приведет к разрушению



когерентного движения пучка, или другими словами, является ли когерентное движение устойчивым?

Для исследования этого вопроса обратимся снова к системе (1.3). Положим, что условие (3.4) для частицы с номером 1 не выполняется точно, а верно лишь с точностью $\delta_1\ll 1$ или

$$\frac{\alpha(1)}{(\omega_1^2-\omega_0^2)\,m_1}=1+\delta_1. \qquad (4.1)$$

Для решения $x_1(t)$ с учетом $x_1(0)=a$ будем иметь:

$$x_1(t)=a(-\delta_1)\cos(\omega_0 t)+a(1+\delta_1)\cos(\omega_0 t) \qquad (4.2)$$

или

$$x_1(t)=a\cos(\omega_0 t)+\delta_1 a(\cos(\omega_0 t)-\cos(\omega_1 t)). \qquad (4.3)$$

Как видно из этого решения, движение частицы с номером 1 устойчиво относительно движения головной частицы, так величина отклонения решения (4.3) от решения (3.5) не превышает величину $2\delta_1 a$.

В то же время, из выражения (4.2) видно, что отклонение от точного соблюдения условия автофазировки на величину $\delta_1$ вызывает изменение равновесной амплитуды на эту же величину, т. е. $a\to a(1+\delta_1)$, а также осцилляции относительно этого движения с амплитудой $\delta_1 a$ и разностной частотой $\omega_1-\omega_0$.

Подставляя решения для $x_0(t)$ и $x_1(t)$ в уравнение для $x_2(t)$, получим:

$$x_2(t)=c_0\cos(\omega_0 t)+c_1\cos(\omega_1 t)+c_2\cos(\omega_2 t) \qquad (4.4)$$

где

$$c_0=a\frac{\alpha(1)+\alpha(2)}{(\omega_2^2-\omega_0^2)\,m_2}+\frac{\delta_1 a\alpha(1)}{(\omega_2^2-\omega_0^2)\,m_2} \qquad (4.5)$$

$$c_1=\frac{\delta_1 a\alpha(1)}{(\omega_2^2-\omega_1^2)\,m_2} \qquad (4.6)$$

$$c_2=\frac{\delta_1 a\alpha(1)}{m_2}\left(\frac{1}{\omega_2^2-\omega_0^2}-\frac{1}{\omega_2^2-\omega_1^2}\right). \qquad (4.7)$$

Исследуем полученный результат. Положим, что для этой частицы условие автофазировки соблюдается точно, т. е.

$$\frac{\alpha(1)+\alpha(2)}{(\omega_2^2-\omega_0^2)\,m_2}=1. \qquad (4.8)$$

Тогда выражение для $c_0$ примет вид:

$$c_0 = a + \frac{\delta_1 a\alpha(1)}{(\omega_2^2 - \omega_0^2)\, m_2}, \qquad (4.9$$

а с учетом (4.8) получим:

$$c_0 = a + \frac{\delta_1 a\alpha(1)}{(\alpha(1)+\alpha(2))},$$

а также, пренебрегая квадратичными членами по $\delta$ и считая, что $\frac{m_i}{m_0} = 1$ $(i=0,2...,n)$, получим

$$c_1 = \frac{-\delta_1 a\alpha(1)}{\alpha(2)} \qquad (4.10)$$

$$c_2 = \frac{-\delta_1 a\alpha^2(1)}{\alpha(2)(\alpha(1)+\alpha(2))} \qquad (4.11)$$

Учитывая соотношение (1.3), мы видим, что дополнительные множители у членов с $\delta a$ меньше единицы. Это означает, что найденное решение для $x_2(t)$ также имеет вид синхронного с головной частицей движения с частотой $\omega_0$ и смещенной на теперь уже уменьшенную величину $\frac{\delta_1 a\alpha(1)}{(\alpha(1)+\alpha(2))}$ амплитудой, а также осцилляций вокруг этого синхронного движения с уменьшенными амплитудами $c_1$ и $c_2$ соответственно, и с разностными частотами $\omega_1-\omega_0$ и $\omega_2-\omega_0$.

Таким образом мы установили, что возмущение, которое возникло из-за нарушения условия автофазировки для частицы с номером 1, затухает при удалении от нее.

Полученный результат можно распространить и на другие частицы в сгустке, что позволяет сделать важный вывод об устойчивости решения, удовлетворяющей условию автофазировки, т. е. малые отклонения от условия автофазировки вызывает малые осцилляторные отклонения движения частиц относительно траектории головной частицы.

## ОЦЕНКА РЕЗУЛЬТАТА

Посмотрим, как влияет полученный результат на нашу оценку



(2.1), показывающую увеличение фазового объема пучка в ускорителе.

Очевидно, что при точном соблюдении условия автофазировки мы получим нулевой фазовый объем на выходе ускорителя. При этом, конечно, подразумевается, что само отклонение пучка амплитудой $a$ может быть скорректировано в конце ускорителя до нулевой величины. В реальной ситуации, из-за нестабильности выставки элементов ускорителя, вибраций и т. д., нельзя считать неизменной амплитуду и фазу колебаний сгустка на выходе ускорителя, поэтому, чтобы удерживать неизменным положение пучка в точке столкновений, система корректировки должна отслеживать за пучком и срабатывать достаточно быстро.

Для быстрых же вибраций, когда система корректировки положения пучка не успевает срабатывать, мы хотя и будем иметь нулевой фазовый объем пучка на выходе, но из-за того, что его положение в месте встречи будет меняться, мы получим эффективное уменьшение светимости, эквивалентное увеличенному фазовому объему пучка.

Теперь допустим, что условие автофазировки (3.8) соблюдается приблизительно, с точностью $\delta$. Тогда из предыдущего для фазового объема пучка получим:

$$\Omega \simeq \frac{(\delta_1 a)^2}{\lambda} \qquad (5.1)$$

Сравнивая полученную оценку с выражением (2.1), мы видим уменьшение на фактор $\delta^2$ для фазового объема или на величину $\delta$ для амплитуды $a$. Представим, что нам удалось достичь точности выполнения условия автофазировки с точностью около 10%. Это позволит иметь в 10 раз меньшую точность юстировки элементов, их стабильность и большую допустимую амплитуду низкочастотных вибраций при заданной светимости или, что важнее, при предельно допустимой точности юстировки позволит иметь на порядок большую светимость, конечно, при условии, что начальный фазовый объем пучка при инжекции достаточно мал.

Техническое же выполнение условия автофазировки с учетом реального продольного распространения пучка, а также количественный расчет допусков в реальной геометрии ускорителя требует отдельного рассмотрения.

Заметим также, что предложенный нами ранее способ подавления неустойчивости (БНС — дэмпинг) из-за линейной зависимости частоты колебаний от координаты в сгустке не удовлетворяет условию автофазировки (отклонение порядка единицы), поэтому практически не подавляет стохастический разогрев пучка, возникающий из-за неточностей юстировки.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен новый подход к режиму ускорения интенсивного одиночного сгустка в линейном ускорителе в условиях неустойчивости пучка и его стохастического разогрева. Найденное распределение энергии частиц вдоль сгустка, удовлетворяющее определенному условию, названному условием «автофазировки поперечных колебаний» позволяет получить устойчивое движение пучка при одновременном подавлении его неустойчивости и стохастического разогрева.

При разумной точности (10%) выполнения условия автофазировки можно получить на порядок меньшие требования к величине стабильности положения элементов фокусирующей системы, амплитуды низкочастотных вибраций и т. д. или, что более важно, при предельно достижимой точности выставки элементов, получить на порядок меньший размер пучка, а, следовательно, на столько же большую светимость.



## ЛИТЕРАТУРА

1. *Балакин В.Е., Будкер Г.И., Скринский А.Н.* Возможности создания установки со встречными электрон-позитронными пучками на сверхвысокие энергии. Доклад на Международном семинаре «Проблемы физики высоких энергий и управляемого термоядерного синтеза», 24—26 апреля 1978 г. В кн.: Проблемы физики высоких энергий и управляемого термоядерного синтеза. М.: Наука, 1981. Так же в кн.: Тр. шестого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1978.—Дубна 1979, т.1, с.27.
2. *Балакин В.Е., Коор И.А., Новохатский А.В., Скринский А.Н., Смирнов В.П.* В кн.: Тр. шестого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1978.—Дубна, 1979, т.1, с.143.
3. *Balakin V.E., Novokhatski A.V., Smirnov V.P.* VLEPP: Transverse Beam Dinamics. Proc. of the 12th Int. Conf. on High Energi Accelerator, Fermilab, (1983), p.119.
4. *Balakin V.E., Novokhatski A.V., Smirnov V.P.* VLEPP: Stochastic Beam Heating, IBID, p.121.
5. *Schnell W.* Research and Development for a CERN Linear Collider, ICFA Seminar on Future Perspektives in High Energy Physics, BNL, October, 1987.
6. *Palmer R.B.* SLAC-PVB-4295, April, 1987.
7. *Karl L.F. Bane,* SLAC-AP/69, April, 1988.
8. *Balakin V.E., Brezhnev O.N. et al.* Physical Foundations for Linear Colliders, ICFA Seminar on Future Perspectives in High Energy Physics, BNL, October, 1987.

*В.Е. Балакин*

**Подавление стохастического разогрева пучка в линейном коллайдере**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 21 июля 1988 г.
Подписано в печать 22 июля 1988 г. МН 00484
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,3 печ.л., 1,0 уч.-изд.л.
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 100

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