

25

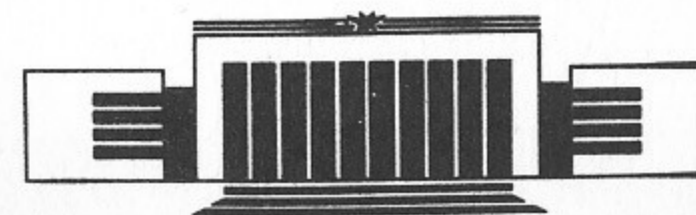
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР



Н.А. Соляк

**ЭФФЕКТЫ ВСТРЕЧИ  
В КОМПЕНСИРОВАННЫХ СГУСТКАХ  
ЛИНЕЙНЫХ КОЛЛАЙДЕРОВ**

**ПРЕПРИНТ 88-44**



**НОВОСИБИРСК**

Эффекты встречи  
в компенсированных сгустках  
линейных коллайдеров

Н.А. Соляк

Институт ядерной физики  
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Рассматриваются основные эффекты, возникающие при однократном пролете плоских компенсированных сгустков друг сквозь друга в месте встречи. Показано, что движение частиц в сгустках при определенных условиях становится неустойчивым, это приводит к пространственному разделению положительного и отрицательного зарядов внутри сгустков и, в конечном итоге, к их разрушению. В качестве начального возмущения рассматривались либо неполная зарядовая компенсация одного из сгустков, либо локальное нарушение нейтральности в нем. Величина начального возмущения слабо влияет на светимость и синхротронные потери. Проведено сравнение светимостей, которые могут быть получены для заряженных и компенсированных сгустков, имеющих одинаковые вертикальные размеры и фиксированную монохроматичность. Показано, что значительный выигрыш в светимости для компенсированных сгустков может быть достигнут лишь при малых значениях параметра разрушения  $D$ , когда сама светимость невысокая.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

1. ВВЕДЕНИЕ

Дальнейший прогресс в физике высоких энергий связывают с развитием нового направления — встречных линейных электрон-позитронных пучков. Впервые научно обоснованный проект линейного коллайдера на сверхвысокие энергии (ВЛЭПП) был представлен на Международном семинаре по проблемам физики высоких энергий и управляемого термоядерного синтеза, посвященном памяти Г.И. Будкера, 1978 г. [1].

В настоящее время практически во всех ведущих ускорительных центрах ведется интенсивная теоретическая и экспериментальная работа над проектами линейных электрон-позитронных коллайдеров [2—6]. В табл. 1 приведены основные параметры линейных ускорителей, разрабатываемых в Новосибирске (ВЛЭПП), CERN (CLIC), SLAC (SC), КЕК (данные взяты из работ [3, 4, 6]).

Одной из основных проблем создания линейных коллайдеров на энергию  $\sim 1$  ТэВ является проблема получения высокой светимости, необходимой для работы в этом диапазоне энергий. Светимость установки приблизительно равняется

$$L = \frac{fN^2}{S}, \quad (1)$$

где  $f$  — частота столкновений,  $N$  — число частиц в сгустках,  $S = 4\pi\sigma_x\sigma_y$  — эффективное сечение пучков в месте встречи. В отличие от циклических накопителей, где частота столкновений обычно составляет  $10^5 - 10^6$  Гц, в линейных коллайдерах частота ограни-

Таблица 1

Параметры проектов линейных коллайдеров

Параметр	Единицы измерения	ИЯФ, Новосибирск ВЛЭПП		CERN CLIC		SLAC SC	КЕК
Энергия	ТэВ	0.5	1.	1.	1.	0.5	0.5
Частота повторения	кГц	0.1	0.1	5.8	5.8	0.09	2.
Число частиц	$10^{10}$	20	20	0.535	0.535	1.8	4.8
Число банчей	к	1	1	1	2	1	1
Рабочая частота	ГГц	14	14	29	29	11.4	10
Ускоряющ. градиент	МэВ/м	100	100	80	160	196	100
Длина ускорителя	км	5	10	12.5	6.25	3	5
Длина сгустка	$\sigma_z$ , мм	0.75	0.75	0.3	0.3	0.04	0.6
Горизонт. размер	$\sigma_x$ , мкм	3.0	3.0	0.065	0.065	0.4	0.43
Вертик. размер	$\sigma_y$ , мкм	0.04	0.02	0.065	0.065	0.003	0.43
Эллиптичность	$R = \sigma_x / \sigma_y$	75	150	1	1	133	1
Норм. эмиттанс	$1 \cdot 10^6$ м.рад	2.1	2.1	2.8	2.8	0.05	18
$D = (2\pi l)^2$	—	3.5	3.5	0.91	0.91	10	0.45
Пинч параметр	$H_y$	2.2	2.2	3.5	3.5		5.7
Немонохроматичность	$\Delta$	0.05	0.1	0.19	0.19	0.27	0.1
Светимость	$10^{33}$	0.5	1.1	1.1	1.1	1.2	1.0
Ср. мощность СВЧ (на линак)	МВт	16	32	80	80	100	100
Мощность в пучке	МВт	1.6	3.2	5	5	0.13	7.5

чена из энергетических соображений, а также временем охлаждения сгустков до предельно малого эмиттанса в накопителе (которое составляет несколько мс). Число частиц в сгустках, принятое в различных проектах линейных коллайдеров, составляет  $10^{10} - 10^{11}$  т. е. сравнимо с тем, что имеют циклические ускорители. Следовательно, несколько порядков проигрыша в частоте столкновений может быть скомпенсировано лишь уменьшением поперечного размера пучков в месте встречи. Таким образом, получение необходимой светимости  $10^{32} - 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  в линейных коллайдерах достигается за счет использования интенсивных сгустков, сфокусированных в месте встречи в пятно предельно малой площади  $S \leq 1$  мкм. Основные эффекты, возникающие при однократном пролете заряженных сгустков друг сквозь друга, подробно рассмотрены в работах [7—11]. В данной работе, по предложению

А.Н. Скринского, рассматриваются эффекты встречи для компенсированных сгустков.

В п. 2 кратко перечислены основные результаты, полученные для встречи заряженных сгустков, в п. 3 рассматриваются эффекты встречи для компенсированных сгустков. В п. 4 проведено сравнение светимостей, которые могут быть достигнуты для заряженных и компенсированных сгустков.

## 2. ЭФФЕКТЫ ВСТРЕЧИ В ЗАРЯЖЕННЫХ СГУСТКАХ

В электромагнитном поле встречного сгустка частицы теряют часть своей энергии на синхротронное излучение, что приводит к появлению немонахроматичности сталкивающихся пучков [7]:

$$\Delta_0 = \frac{16}{27\sqrt{3}} \frac{r_e^3 N^2 \gamma}{\sigma_z (\sigma_x + \sigma_y)^2}, \quad r_e = e^2 / mc^2, \quad (2)$$

где  $\sigma_z$  — продольный размер сгустка,  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  — горизонтальный и вертикальный размеры.

Требуемый уровень немонахроматичности может быть получен, если сгустки сделать плоскими ( $R = \sigma_x / \sigma_y \gg 1$ ), сохраняя при этом площадь поперечного сечения в месте встречи. Из (1) и (2) можно определить горизонтальный и вертикальный размеры в месте встречи:

$$\sigma_x = \left( \frac{16}{27\sqrt{3}} \frac{r_e^3 N^2 \gamma}{\Delta_0 \sigma_z} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

$$\sigma_y = \frac{j N^2}{4\pi \sigma_x L}. \quad (4)$$

Такие размеры могут быть получены, если соответствующие эмиттансы пучка после ускорения не превышают предельных значений, равных

$$(\epsilon_x)_{\text{пр}} = \frac{\sigma_x^2}{\sigma_z} \gamma, \quad (\epsilon_y)_{\text{пр}} = \frac{\sigma_y^2}{\sigma_z} \gamma. \quad (5)$$

Как видно, для линейных коллайдеров серьезные требования предъявляются к вертикальному эмиттансу пучка. Для его получения необходимо не только иметь предельно малый эмиттанс в охладителе ( $10^{-5} - 10^{-6} \text{ см} \cdot \text{рад}$  при оптимальной энергии  $\sim 1$  ТэВ),

но также тщательно выставлять все ускоряющие и фокусирующие элементы ускорителя для уменьшения стохастического разогрева пучка во время ускорения [13]. Другая трудность — получение плоских пучков с большим соотношением размеров, например, для параметров ВЛЭППа (табл. 1)

$$R = 300 \frac{E(\text{ТэВ})}{\Delta(\%) H_y} \cdot \frac{L(\text{см}^{-2} \text{с}^{-1})}{10^{32}}, \quad (6)$$

где  $H_y \sim 1 \div 2$  — параметр усиления светимости за счет пинч-эффекта. Следующим эффектом, возникающим при встрече заряженных сгустков, является поперечная динамика частиц во время столкновения. Если сгустки противоположно заряжены, то частицы в сильном поле встречного пучка совершают поперечные колебания. Среднее число колебаний за время встречи в горизонтальном и вертикальном направлениях равняется

$$n_x = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left( \frac{r_e N \sigma_z}{\gamma \sigma_x^2} \frac{R}{R+1} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

$$n_y = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left( \frac{r_e N \sigma_z}{\gamma \sigma_x \sigma_y} \frac{R}{R+1} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

Часто вместо безразмерного параметра  $n$  вводят параметр разрушения  $D$  (disruption parameter), связанный с  $n$  следующим образом:

$$D_{x,y} = (2\pi n_{x,y})^2. \quad (9)$$

Для плоских сгустков при  $R \gg 1$  движением в горизонтальной плоскости практически можно пренебречь, поскольку  $n_x/n_y = 1/\sqrt{R}$ . Поперечная динамика пучков в месте встречи определяется лишь значением этого параметра и сгустки с различным числом частиц, энергией и т. д., но равными  $n$  ведут себя одинаково. При переходе от круглых сгустков ( $R=1$ ,  $n_x=n_y=n_r$ ) к плоским ( $R \gg 1$ ) того же сечения величина параметра  $n$  уменьшается в  $\sqrt{2}$  раз.

Поперечное движение частиц приводит к тому, что эффективное сечение пучков в месте встречи может значительно отличаться от геометрического, определяемого эмиттансом пучка и  $\beta$ -функцией. Светимость коллайдера не описывается простым соотношением (1), а зависит от параметров  $n_x$ ,  $n_y$  следующим образом [7, 12]:

$$L = \frac{f N^2}{4\pi \sigma_x \sigma_y} H_x H_y \eta, \quad (10)$$

где  $H_{x,y} = H(n_{x,y})$  — параметр усиления, равный эффективному уменьшению соответствующего размера сгустка;  $\eta$  — геометрический фактор, зависящий от углов встречи  $\theta_x$ ,  $\theta_y$  и  $\beta$ -функции в точке столкновения:

$$\eta = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty \frac{\exp\left[-\frac{z^2}{\sigma_z^2} \cdot \left(1 + \frac{\theta_x^2/\psi_x^2}{1+z^2/\beta_x^2} + \frac{\theta_y^2/\psi_y^2}{1+z^2/\beta_y^2}\right)\right]}{\sqrt{(1+z^2/\beta_x^2)(1+z^2/\beta_y^2)}} \frac{dz}{\sigma_z}, \quad (11)$$

где  $\psi_x = \sigma_x/\sigma_z$ ,  $\psi_y = \sigma_y/\sigma_z$ .

Мы предполагаем, что движения во взаимно перпендикулярных направлениях  $x$ ,  $y$  независимы, поэтому их вклад в светимость аддитивен (что, строго говоря, не совсем верно).

Как показывают результаты численного моделирования для круглых сгустков, при небольших значениях параметра  $n = 0.25 \div 0.5$  сгустки сжимаются (пинч-эффект) и максимальное усиление светимости равняется  $H \approx 6$  [11]. В плоских сгустках пинч-эффект наблюдается только в вертикальном направлении, поэтому усиление светимости здесь меньше:  $H \approx 2.2$  (см. рис. 4, 5) [7–9].

При дальнейшем увеличении числа колебаний усиление во всех случаях падает, а начиная примерно с  $n \sim 1$ , в системе сталкивающихся сгустков развивается дипольная неустойчивость плазменного типа, которая приводит к разрушению сгустков за времена, меньшие, чем время столкновения. Граница развития неустойчивости для круглых сгустков ( $D \approx 32$ ) практически та же самая, что и для плоских, и довольно слабо зависит от распределения заряда внутри сгустка. Теоретические модели подтверждают результаты численного моделирования и указывают на возбуждение при больших значениях параметра  $n$  других мод более высокого порядка [14–15].

Эта граница неустойчивости определяет предельно достижимое значение светимости для заряженных сгустков:

$$L_{\max} = \frac{\pi P_0}{e^2 \sigma_z}, \quad (12)$$

где  $P_0 = f \cdot N \cdot mc^2 \gamma$  — мощность в каждом из пучков. Например, если  $P_0 = 1$  МВт,  $2\sigma_z = 1.5$  мм, то  $L_{\max} = 8 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Подчеркнем,

что этот предел связан только с эффектами встречи и достигается при  $n=1$ , если эмиттанс пучка позволяет получить необходимые размеры пучка в месте встречи.

Притяжение сгустков ослабляет необходимые требования к точности совмещения пучков, а также увеличивает допустимые углы, под которыми могут встречаться сгустки.

При столкновении одинаково заряженных сгустков их взаимное расталкивание приводит к значительному уменьшению светимости по сравнению с противоположно заряженными [7, 8].

### 3. ЭФФЕКТЫ ВСТРЕЧИ В КОМПЕНСИРОВАННЫХ СГУСТКАХ

Для того, чтобы избежать трудностей, которые возникают при встрече заряженных сгустков было предложено использовать компенсированные сгустки, содержащие равное количество электронов и позитронов с каждой стороны [16]. Технически, получение компенсированных сгустков представляет более сложную задачу. Самый простой вариант — это ускорение электронных и позитронных сгустков в одном ускорителе со сдвигом на половину длины волны, а затем их совмещение, что при энергии около 1 ТэВ представляет известные трудности. Кроме того, wake-поля переднего сгустка могут разрушить идущий следом пучок. Другой вариант, независимое ускорение электронов и позитронов в параллельных ускорителях и сведение их перед встречей в один компенсированный сгусток, требует удвоения числа ускорителей. Возможен вариант, когда один из сгустков имеет энергию много меньше, чем основной, и предназначен только для его компенсации. Этот вариант более дешевый, чем второй вариант.

На первый взгляд, преимущества компенсированных сгустков по сравнению с заряженными очевидны: практически отсутствуют собственные электромагнитные поля в сгустках, а, следовательно, подавлены синхротронное излучение и поперечное движение частиц в месте встречи, что позволяет надеяться на получение более высокой светимости.

Однако, как показано в работе [9], система компенсированных сгустков в месте встречи при определенных условиях оказывается также неустойчивой. Развитие неустойчивости приводит к пространственному разделению заряда внутри сгустков в течение времени столкновения, взаимодействие же заряженных фрагментов,

образовавшихся в результате, аналогично тому, как это происходит для заряженных сгустков. Начальной затравкой, приводящей к разделению заряда, может служить либо неполная компенсация в каком-либо сгустке, либо локальное нарушение нейтральности в нем, например, за счет смещения как целого электронного сгустка относительно позитронного по вертикали или горизонтали. Будем характеризовать компенсированные сгустки, по аналогии с заряженными, безразмерными параметрами  $n_x, n_y$ , определенными выражениями (7), (8), где  $N=N_+ + N_-$  — полное число частиц.

Рассмотрим влияние на эффекты встречи следующих факторов:

1) неполная компенсация одного из сгустков:

$$\alpha = (N_+ - N_-) / (N_+ + N_-) \text{ — параметр компенсации;}$$

2) полный заряд в сгустках скомпенсирован, но в одном из них заряд одного знака смещен по вертикали относительно заряда противоположного знака:

$$\kappa = \Delta y / \sigma_y \text{ — относительное смещение.}$$

Ниже приводятся результаты численного моделирования эффектов встречи для плоских компенсированных сгустков.

#### А. Развитие неустойчивости

Процесс развития неустойчивости для случаев 1, 2 показан на рисунках 1 и 2, соответственно, при начальных параметрах возмущений, равных  $\alpha=0.01$  (рис. 1),  $\kappa=0.01$  (рис. 2). Механизм развития неустойчивости достаточно прост; локальное нарушение нейтральности приводит к разделению электронов и позитронов во встречном сгустке, что в свою очередь увеличивает зарядовую поляризацию в исходном сгустке. Таким образом, система оказывается с обратной связью и неустойчива.

Развитие неустойчивости для случаев 1 и 2 происходит по-разному. В случае 1 развивается квадрупольная мода колебаний (рис. 1), в случае 2 — дипольная (рис. 2).

Если же компенсированный сгусток составлен из электронной и позитронной компонент с сильно различающимися энергиями, то неустойчивость развивается уже при небольших значениях параметра  $n$ , частицы низкой энергии выталкиваются из сгустка (рис. 3), а для оставшихся заряженных компонент высокой энергии справедливы результаты п. 2, с той лишь разницей, что оставшееся число частиц в два раза меньше.

## Б. Светимость.

Зависимость относительной светимости  $H = L/L_0$  для компенсированных плоских сгустков с равномерной плотностью от параметра  $n$  представлена на рис. 4, где принято значение начального возмущения  $\alpha = 0.01$ . На этом же рисунке для сравнения показано поведение функции усиления  $H$  — для заряженных сгустков.

На рис. 5 в тех же координатах построены результаты численного моделирования плоских компенсированных и заряженных сгустков с гауссовым распределением плотности.

В отличие от заряженных сгустков, при встрече компенсированных пучков пинч-эффект отсутствует и относительная светимость падает с увеличением параметра  $n$ , поэтому параметр  $H = L/L_0$  в этом случае правильно было бы назвать параметром подавления светимости. Характер уменьшения светимости с ростом  $n$  слабо зависит от деталей распределения плотности в сгустках, что видно из сравнения кривых на рис. 4 и 5.

## В. Влияние величины начальных возмущений

В предыдущих расчетах мы принимали значение начального возмущения нейтральности в сгустках на уровне около 1% (случай 1, 2). Представляет интерес вопрос, как изменение величины возмущения скажется на конечном результате.

На рис. 6 показано влияние степени компенсации  $\alpha$  на относительную светимость для сгустков равномерной плотности при различных значениях  $n$ . На рис. 7 для случая 2 представлены графики поведения относительной светимости  $L/L_0$  при двух значениях параметра  $n$ , отличающихся на порядок.

Из этих данных можно сделать вывод, что изменение начальных возмущений в широком диапазоне практически не влияет на светимость, возмущения служат начальной затравкой, из которой развивается неустойчивость.

## Г. Потери на излучение. Немонохроматичность

Важным свойством компенсированных сгустков является подавление в них синхротронного излучения по сравнению с заряженными сгустками тех же размеров. Результаты численного моделирования функции подавления немонахроматичности для плоских компенсированных сгустков представлены на рис. 8. Кривая 1

рассчитана для моноэнергетичных сгустков, кривая 2 — для сгустков, составленных из заряженных компонент, отличающихся по энергии в 10 раз. Для сравнения на этом же рисунке представлены данные, полученные для заряженных сгустков (кривая 3). Функция подавления немонахроматичности определяется как  $F_\Delta = \Delta/\Delta_0$ , где  $\Delta_0$  задается выражением (2).

При малых значениях параметра  $n$  немонахроматичность компенсированных сгустков растет квадратично (начальное значение  $\alpha = 0.01$ ). С ростом  $n$  немонахроматичность сгустков разных энергий сравнивается с немонахроматичностью заряженных, а для моноэнергетичных сгустков, вплоть до предельных значений  $n \sim 1$ , остается заметно меньше.

Анализируя полученные результаты, можно сделать вывод, что в наиболее интересной области параметров (большие значения  $n$  и малая немонахроматичность около 10%) компенсированные сгустки, составленные из электронов и позитронов с отличающейся на порядок энергией, не дают заметного выигрыша ни в светимости, ни в потерях на излучение по сравнению с заряженными сгустками тех же размеров. В моноэнергетичных компенсированных сгустках относительные потери энергии заметно меньше, это значит, что для получения заданной немонахроматичности  $\Delta = F_\Delta \cdot \Delta_0$  горизонтальный размер компенсированных сгустков должен быть меньше, чем у заряженных, что позволяет надеяться на выигрыш в светимости в этом случае.

## 4. СРАВНЕНИЕ СВИТИМОСТЕЙ ДЛЯ ЗАРЯЖЕННЫХ И КОМПЕНСИРОВАННЫХ СГУСТКОВ

При сравнении светимостей, которые могут быть получены в компенсированных и заряженных сгустках будем предполагать:

- 1) сгустки плоские, число частиц в них и энергия одинаковы;
- 2) вертикальный размер сгустков во всех случаях одинаков (определяется эмиттансом и  $\beta$ -функцией в месте встречи);
- 3) горизонтальные размеры определяются из условия получения необходимой немонахроматичности.

Для определения горизонтальных размеров сгустков запишем условие равенства немонахроматичности для компенсированных и заряженных пучков

$$F_k(n_k) \Delta_{0k} = F_z(n_z) \cdot \Delta_{0z}, \quad (13)$$

где  $F_k, F_3$  — функции подавления излучения (рис. 8), параметры  $\Delta_{0k}, \Delta_{03}$ , определяются выражением (2) при соответствующих горизонтальных размерах  $\sigma_{0k}, \sigma_{03}$ . Выражая  $\Delta_0$  через  $n$ , из (2), (8) получаем отношение

$$\frac{n_k^4}{n_3^4} = \frac{F_3(n_3)}{F_k(n_k)}, \quad (14)$$

которое неявным образом определяет зависимость  $n_k = g(n_3)$ , график которой представлен на рис. 9. Соотношение горизонтальных размеров компенсированных и заряженных сгустков с одинаковой монохроматичностью равняется

$$\frac{\sigma_{xz}}{\sigma_{xk}} = g^2(n_3). \quad (15)$$

Таким образом, компенсированные сгустки имеют меньший горизонтальный размер и, соответственно, меньшую эллиптичность, чем заряженные (6), но значения параметра  $n$  для них выше. Отношение светимостей, получающихся в том и другом случае определяется, согласно (3), выражением

$$\frac{L_k}{L_3} = \frac{H_k(n_k)}{H_3(n_3)} \cdot \frac{\sigma_{xz}}{\sigma_{xk}} = \frac{H_k(gn_3)}{H_3(n_3)} g^2(n_3). \quad (16)$$

Зная зависимости коэффициентов усиления компенсированных и заряженных сгустков (рис. 4, 5), а также функцию  $g(n)$ , можно определить соотношение светимостей, которое представлено в виде графиков на рис. 10. Кривая 1 получена для равномерной плотности в сгустках, кривая 2 — для гауссова распределения.

Из полученных данных можно сделать вывод, что значительный выигрыш в светимости для компенсированных сгустков может быть получен лишь при сравнительно слабых сгустках ( $n \leq 0.2$ ), когда сама светимость небольшая. При больших значениях плотности пучков в месте встречи выигрыш пропадает, а начиная приблизительно со значения параметра  $n \simeq 0.9$  для равномерного распределения и  $n \simeq 0.5$  для гауссова, наблюдается даже проигрыш в светимости, связанный с тем, что тот небольшой выигрыш, который получается при уменьшении размеров сгустка, гасится проигрышем в усилении  $H_y$ .

Автор приносит искреннюю благодарность Скринскому А.Н. за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения и Балакину В.Е. за помощь в работе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Балакин В.Е., Будкер Г.И., Скринский А.Н. О возможности создания установки со встречными электрон-позитронными пучками на сверхвысокие энергии. — В кн: Проблемы физики высоких энергий и управляемого термоядерного синтеза Новосибирск 1978. — М.: Наука, 1981, с.11; Труды 6 Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна 1978. Дубна 1979, с.27; Препринт ИЯФ СО АН СССР, 78-101, Новосибирск 1978.
2. Report from the Advisory Panel on the Prospects for  $e^+e^-$  Linear Colliders in TeV Range. CLIC Note 38, 1987.
3. Schnell W. Research and Development for CERN Linear Collider (CLIC). ICFA-3 Proceedings, Brookhaven, 1987.
4. Ruth R.D. Advanced Accelerator R&D at SLAC. ICFA-3 Proceedings, Brookhaven, 1987.
5. Loew G.A. Linear Accelerators of the Future. In: XIII Intern. Conf. on High Energy Accel. Новосибирск 1986. Новосибирск: Наука, 1987, т.1, с.92—100.
6. Kimura Y., Takata K. Electron-Positron Linear Collider R&D Program at KEK. ICFA-3 Proceedings, Brookhaven, 1987.
7. Балакин В.Е., Соляк Н.А. Эффекты встречи во ВЛЭППе. Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1983, т.2, с.263; — Препринт ИЯФ СО АН СССР 82-123, Новосибирск, 1982.
8. Balakin V.E., Solyak N.A. VLEPP Beam effects. Proc. of XII Intern. Conf. on High-Energy Accel. Fermilab, 1983, p.124.
9. Балакин В.Е., Соляк Н.А. ВЛЭПП. Эффекты встречи. Proc. of XIII Intern. Conf. on High Energy Accel. Новосибирск 1986.
10. Balakin V.E. et al. Physical Foundations for Linear Colliders. ICFA-3 Proceedings, Brookhaven, 1987.
11. Hollebeek R. Nucl. Instr. Meth., 1981, 184.
12. Palmer R.B. The Interdependence of Parameter for TeV Linear Colliders. SLAC-PUB-4295 (1987).
13. Balakin V.E., Novokhatsky A.V., Smirnov V.P. VLEPP. Stochastic Beam Heating. Proc. of XII Int. Conf. on High-Energy Accel. Fermilab, Batavia, 1983, p.119. Механизм увеличения фазового объема пучка в линейном ускорителе ВЛЭПП. Труды VIII Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц. Протвино 1982. — Дубна, 1983, т.2, с.259.
14. Chin Y.N. Stability of Colliding Beam in Linear Collider. DESY-87-011 (1987).
15. Fawley W.M., Lee E.P. Particle in Cell Simulation Disruption. Proc. of Workshop on New Developments in Particle Acceleration Techniques. — Orsay, France, 1987, CERN 87-11, ECFA 87/110, v.2, p.605.
16. Skrinisky A.N. Linear colliders. Proc. of XII Intern. Conf. on High Energy Accelerators. Fermilab, Batavia, 1983. Балакин В.Е., Скринский А.Н. VLEPP — Status report. Proc. of XIII Intern. Conf. on High Energy Accel. Новосибирск, 1986. Новосибирск, 1987, т.1, с.101.

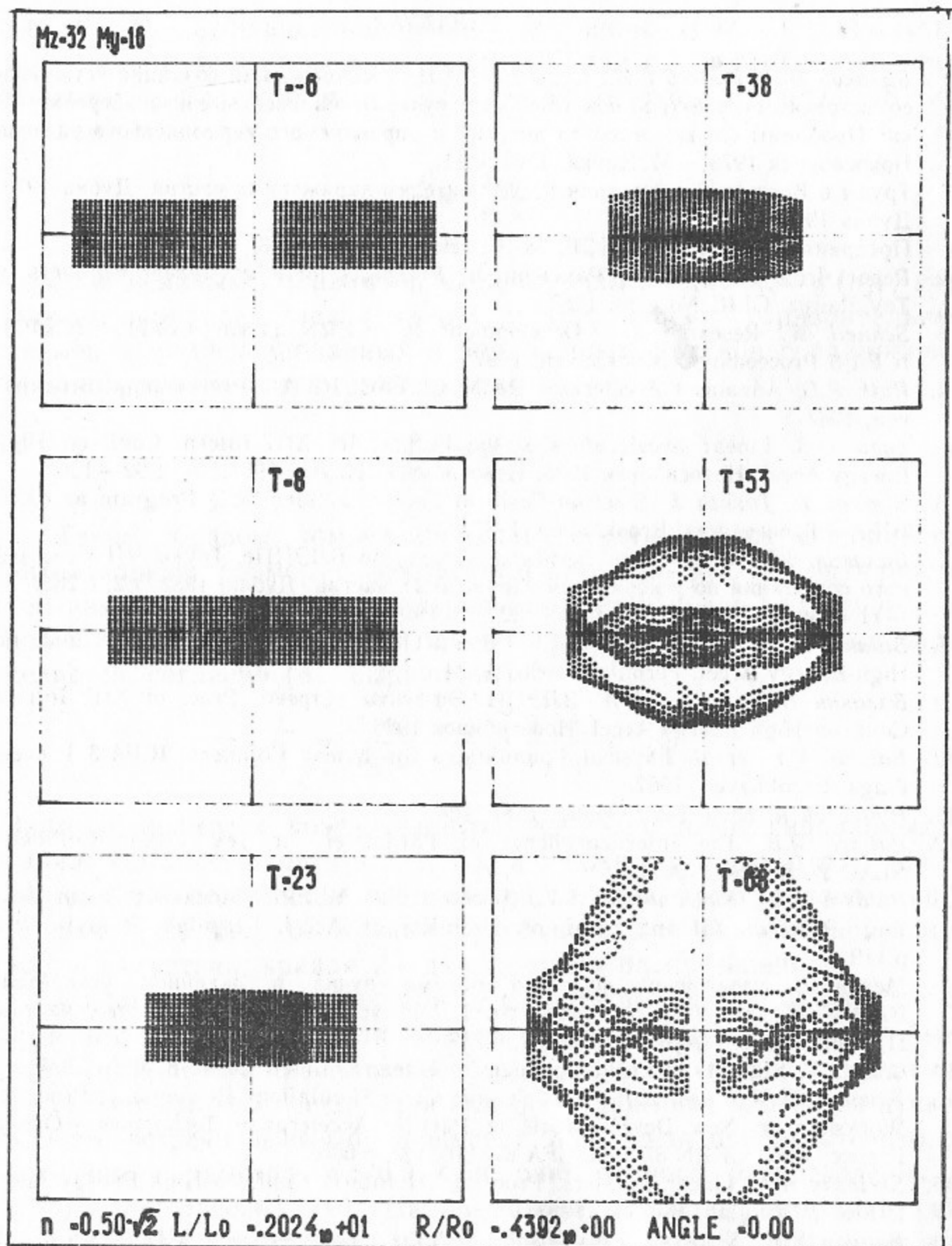


Рис. 1. Развитие неустойчивости в плоских компенсированных сгустках при слабом нарушении нейтральности в одном из них:  $\alpha = 0.01$  (1%). Параметр  $n_y = 0.7$ .

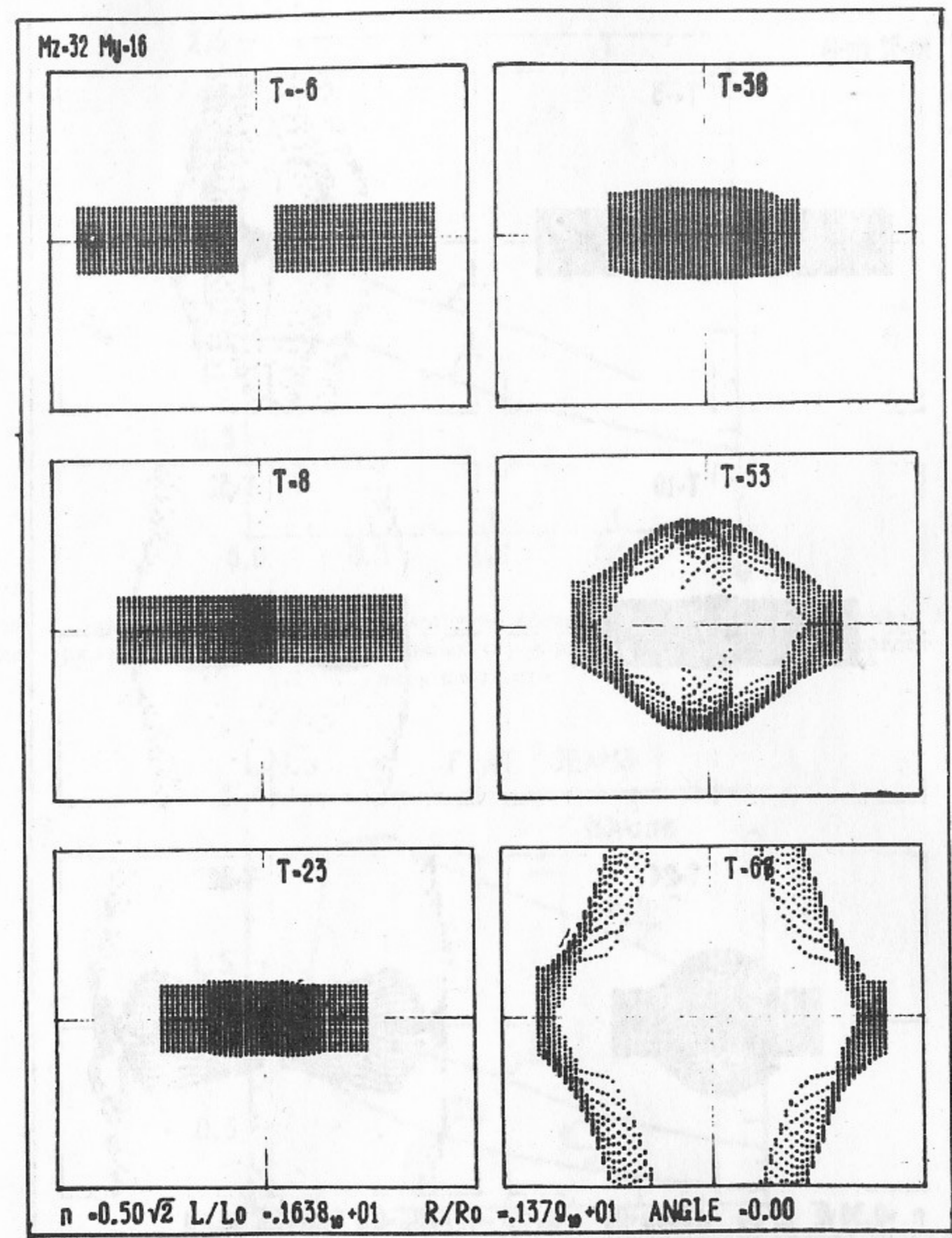


Рис. 2. Развитие неустойчивости в плоских компенсированных сгустках при относительном смещении заряда одного знака по вертикали на 1% ( $\kappa_y = 0.01$ ). Параметр  $n_y = 0.7$ .



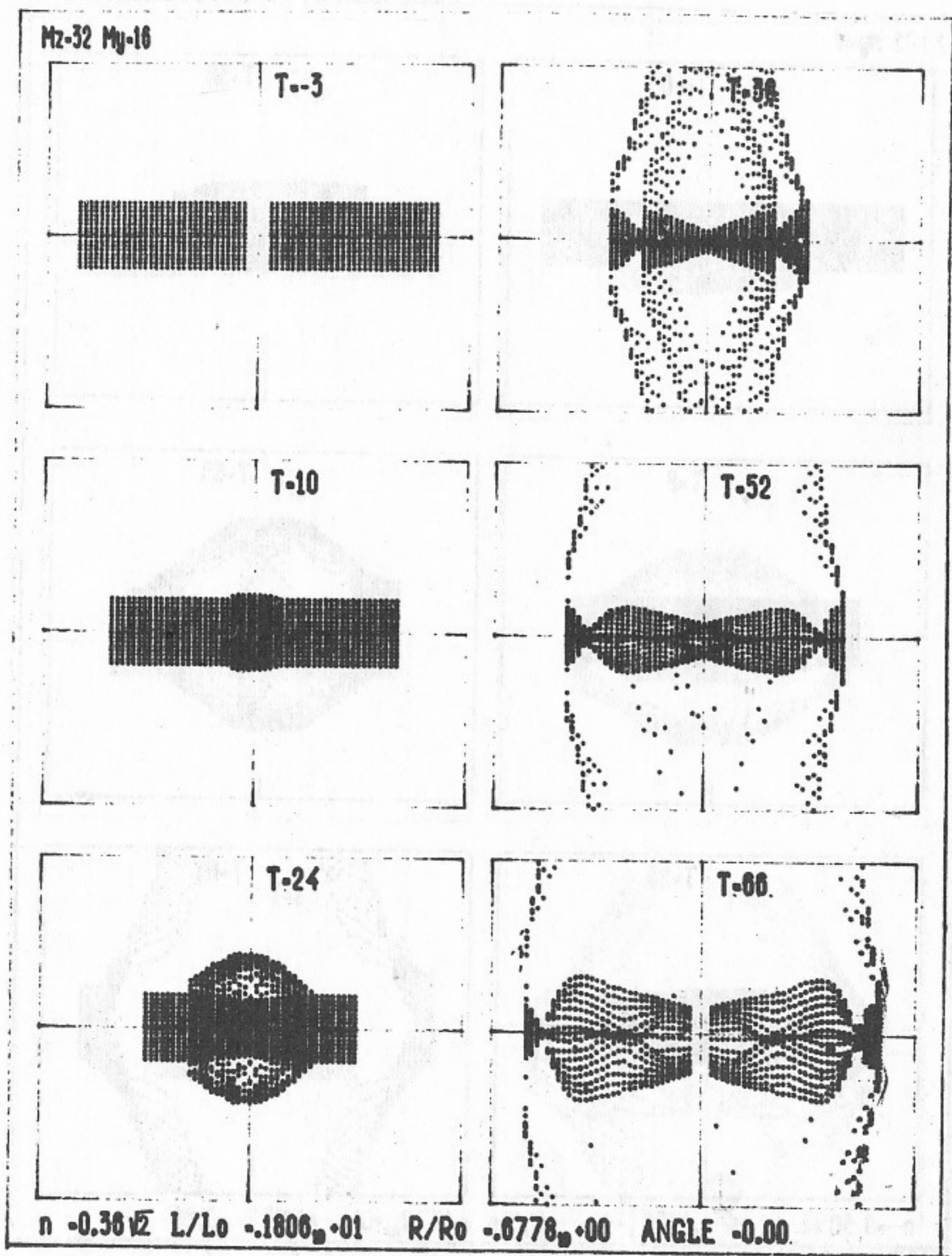


Рис. 3. Развитие неустойчивости в компенсированных сгустках, электронная и позитронная компоненты которых имеют сильно различающиеся энергии,  $\gamma_1/\gamma_2 = 10$ . Параметр  $n_y = 0.5$ .

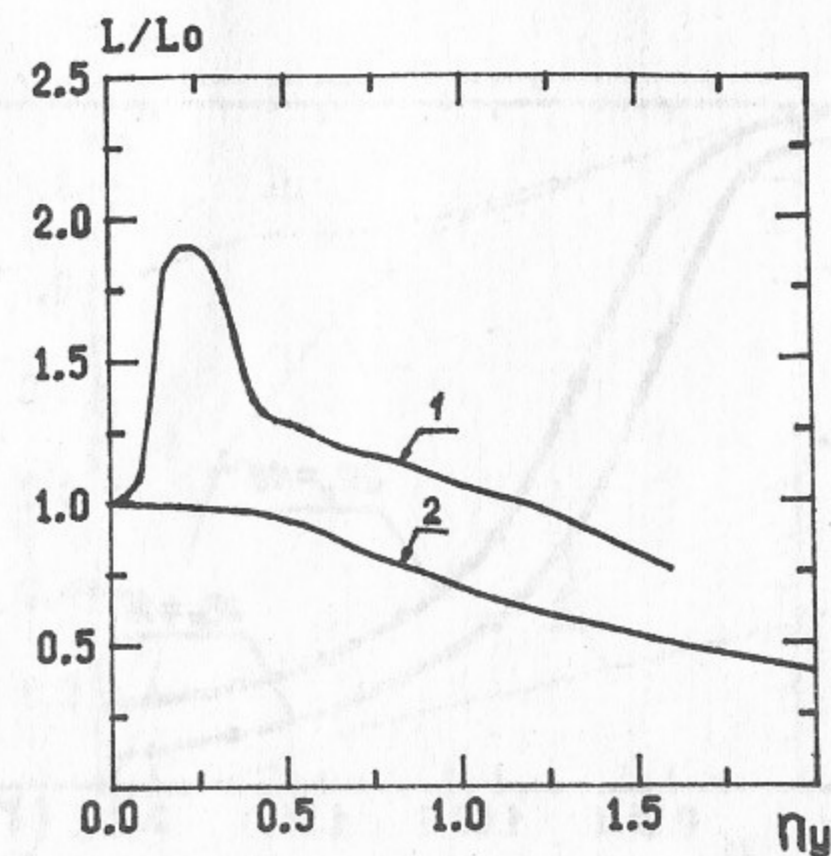


Рис. 4. Зависимость коэффициента усиления светимости  $H = L/L_0$  от параметра  $n$  для заряженных (1) и компенсированных (2) сгустков с равномерным распределением плотности.

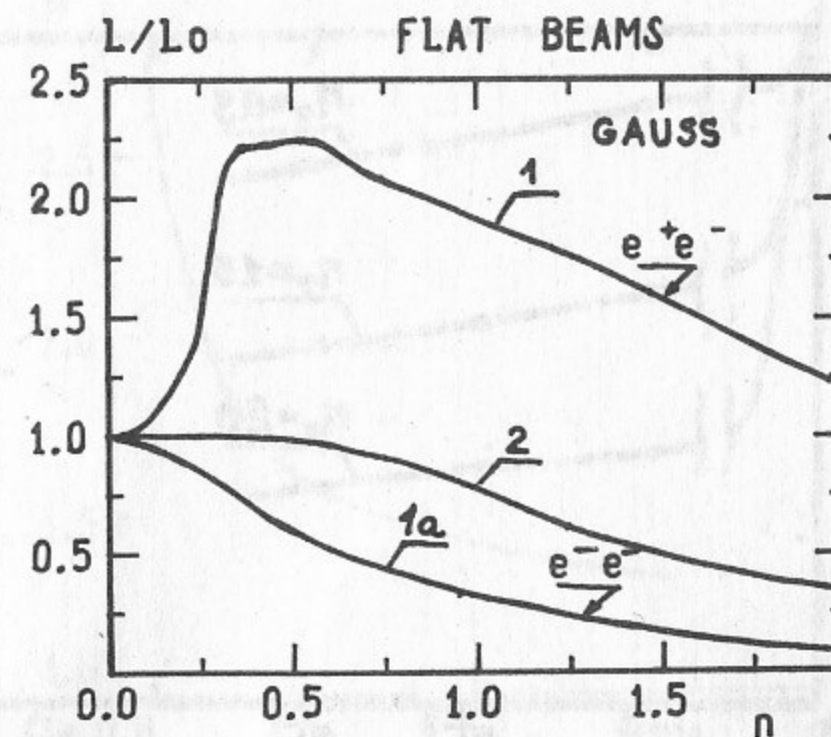


Рис. 5. Зависимость коэффициента усиления светимости  $H = L/L_0$  от параметра  $n$  для противоположно заряженных (1), одинаково заряженных (1a) и компенсированных (2) сгустков с гауссовым распределением плотности.

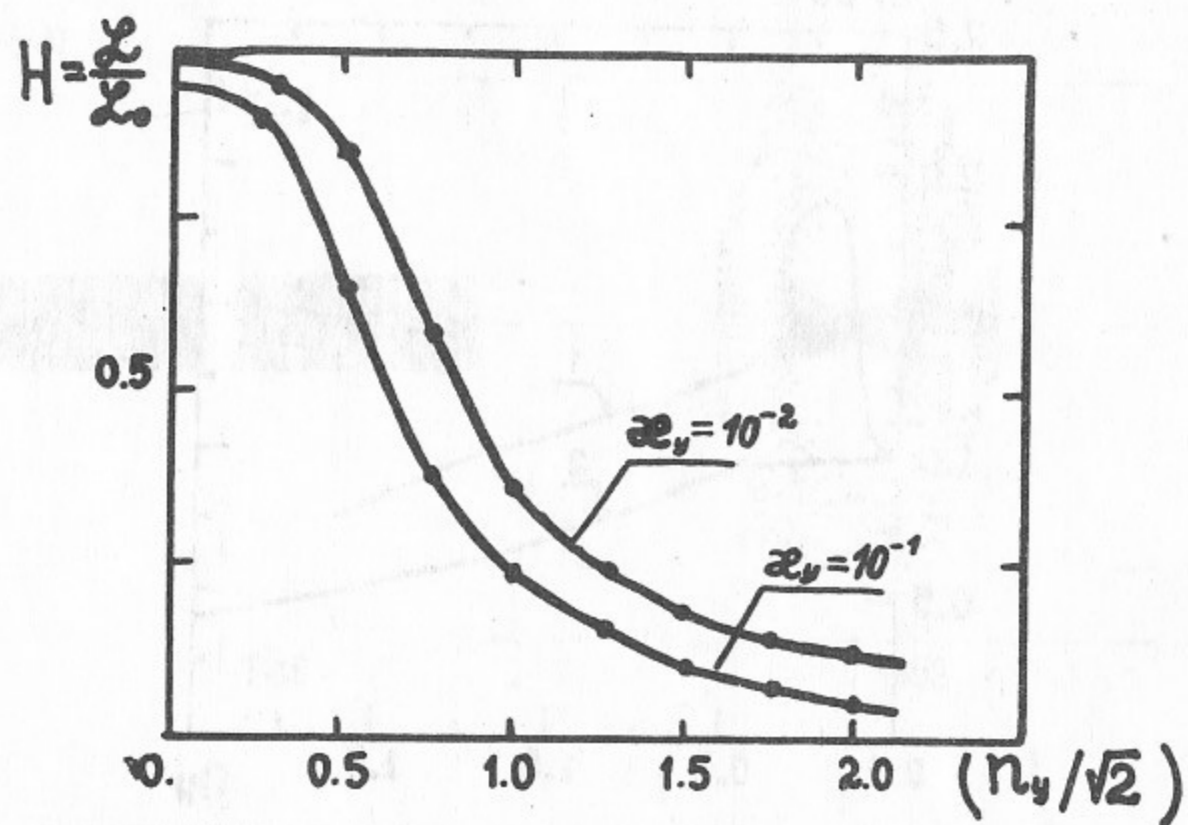


Рис. 6. Влияние неполной зарядовой компенсации на светимость в компенсированных сгустках.

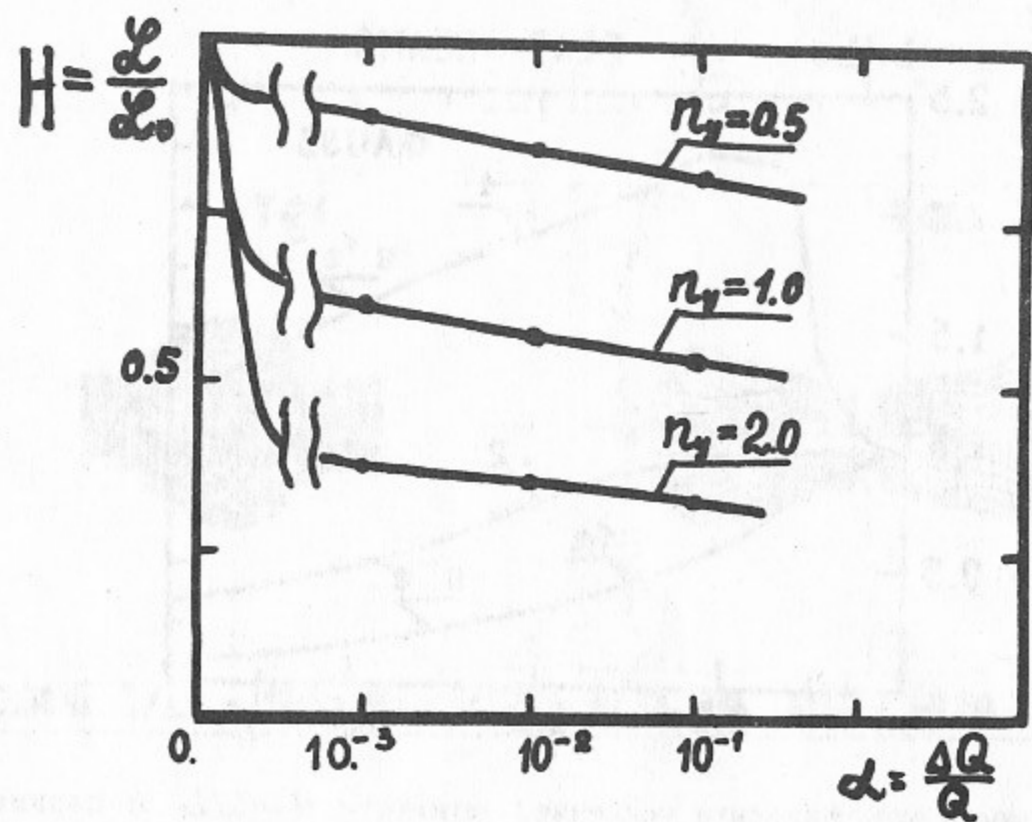


Рис. 7. Компенсированные пучки. Влияние смещения одного из сгустков на светимость.

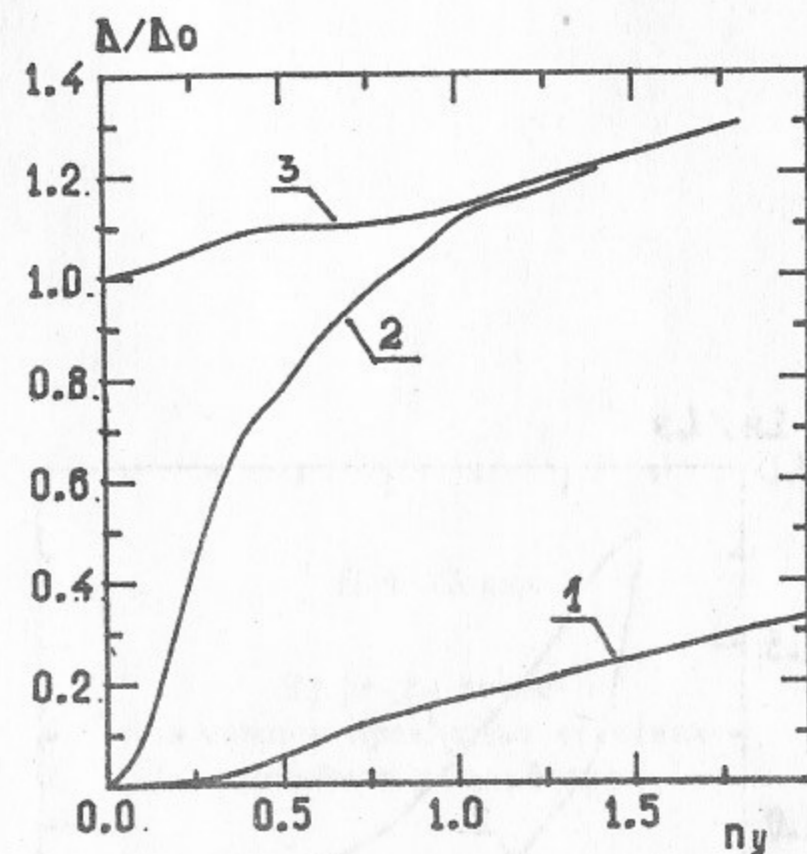


Рис. 8. Относительные потери на излучение для компенсированных моноэнергетичных (1) и немоноэнергетичных с  $\gamma/\gamma_0 = 10$  (2) сгустков, а также для заряженных (3).

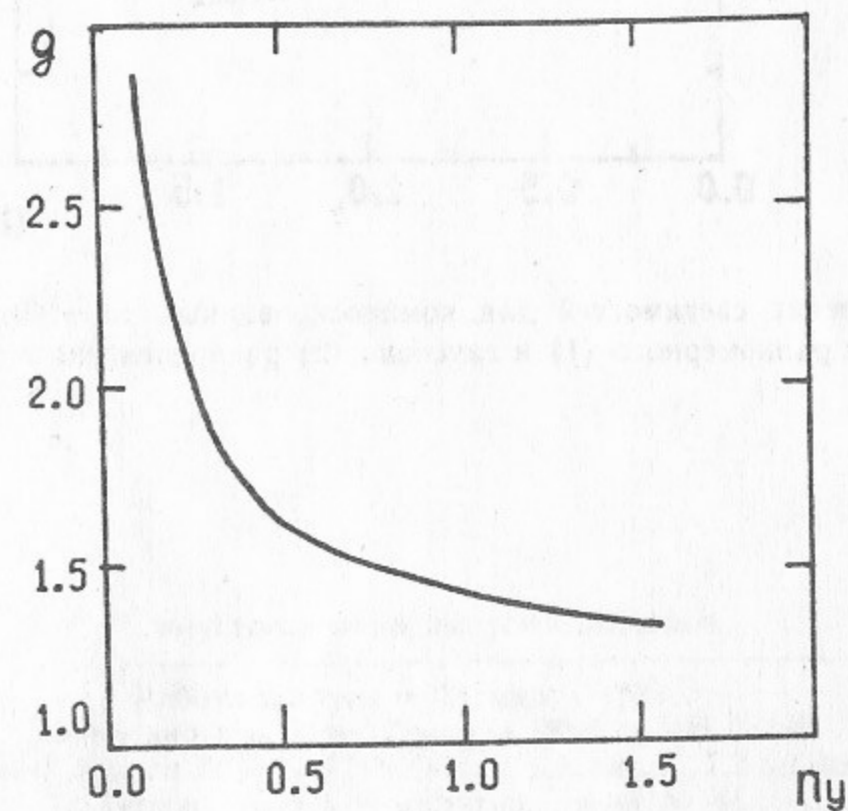


Рис. 9. Функция  $g(n)$  описывает соотношение горизонтальных размеров компенсированных и заряженных сгустков.  $g(n) = (\sigma_{x3}/\sigma_{xk})^{1/2}$

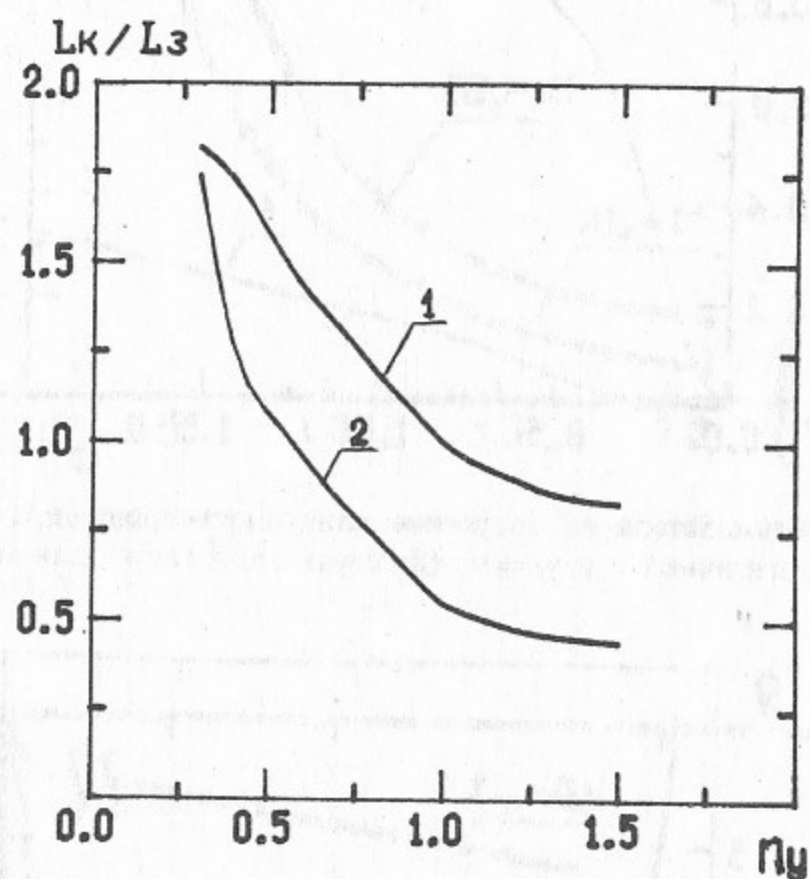


Рис. 10. Сравнение светимостей для компенсированных ( $\alpha=0.01$ ) и заряженных сгустков для равномерного (1) и гауссова (2) распределения плотности в них.

Н.А. Соляк

Эффекты встречи  
в компенсированных сгустках  
линейных коллайдеров

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 14 марта 1988 г.  
Подписано в печать 17 марта 1988 г. МН 08198  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,5 печ.л., 1,2 уч.-изд.л.  
Тираж 170 экз. Бесплатно. Заказ № 44

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