



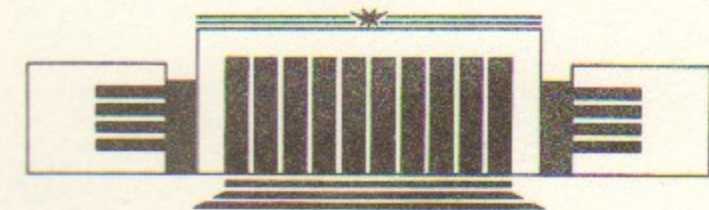
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Е.А. Кушниренко, В.А. Таюрский, К. Хэнсен

**РАСЧЕТ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ФОНОВЫХ ПРОЦЕССОВ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СГУСТКОВ
НА ВЛЭПП.**

I. Программа МАСРАР

ПРЕПРИНТ 90-77



НОВОСИБИРСК

Расчет
электромагнитных фоновых процессов
при взаимодействии сгустков на ВЛЭПП.

I. Программа МАСРАР

Е.А. Кушниренко, В.А. Таюрский, К. Хэнсген^{*)}

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

В работе проведено моделирование взаимодействия пучков ВЛЭПП при энергии 2×200 , 2×500 и 2×1000 ГэВ. Вычисления выполнены по программе МАСРАР, разработанной в Университете им. К. Маркса г. Лейпцига, которая методом макрочастиц моделирует столкновение 3-мерных сгустков. В результате расчетов получены энергетические и угловые распределения частиц сгустков, вылетающих из места встречи, спектр излученных фотонов, светимость столкновения. Полученные данные не противоречат результатам работы В.Е. Балакина и Н.А. Соляка для плоских пучков [4]. Результаты данных расчетов необходимо учитывать при конструировании вакуумной камеры и разработке приосевых элементов детектора.

^{*)} Университет им. К. Маркса, г. Лейпциг.

АБСТРАКТ

The simulation of interaction of VLEPP beams with energy of 2×200 , 2×500 and 2×1000 GeV has been performed. The calculation was carried out using a computer code MASPARR, developed in the Karl Marx University of Leipzig. Via a macroparticle method the code simulates collision of three-dimensional bunches. The energy and angular distributions of bunch particles after collision, spectrum of radiated photons and luminosity of the collision were computed. The obtained results do not contradict results of the two-dimensional consideration, performed by V.E. Balakin and N.A. Solyak [4]. The results of our calculations are necessary for design of a vacuum chamber and detector elements near the collision axis.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

I. ВВЕДЕНИЕ

Для дальнейшего развития теории взаимодействия элементарных частиц необходимы эксперименты при все более высоких энергиях.

Наиболее эффективно энергия ускоренных частиц используется в экспериментах на установках со встречными пучками; эти эксперименты в течение последних 20 лет стали одним из главных источников информации в физике элементарных частиц.

Однако, при использовании для этой цели циклических ускорителей, с ростом энергии весьма быстро ($\propto E_b^4/R^2$, E_b — энергия частиц пучка, R — радиус ускорителя) растет мощность потерь на синхротронное излучение, что обуславливает необходимость создания мощной системы высокочастотного питания ускорителя. В связи с этим установки со встречными e^+e^- -пучками, в которых предполагается использование циклических ускорителей для достижения энергии, значительно превышающей 2×100 ГэВ, становятся весьма громоздкими и дорогостоящими сооружениями.

Так как это излучение практически отсутствует в линейных ускорителях, во многих крупных ускорительных центрах в течение ряда лет обсуждается возможность создания установок со встречными линейными пучками на сверхвысокие энергии. Однако первый реальный проект такой установки (ВЛЭПП) [1] на энергию до 2×1000 ГэВ был предложен более 10 лет назад в ИЯФ СО АН СССР. В настоящее время ведется активная работа по реализации этого проекта.

Такое существенное продвижение по эффективной энергии взаимодействия \sqrt{S} электронов — более чем на порядок превышающей достигнутой в настоящее время — требует решения ряда весьма сложных проблем, связанных с созданием установки с высокой светимостью и монохроматичностью, которые требуются для проведения наиболее интересных экспериментов в этом энергетическом диапазоне. Представление о масштабе сечений процессов, которые предполагается изучать, дает сечение рождения пары мюонов в канале реакции $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{8.7 \cdot 10^{-38}}{S(\text{ТэВ}^2)} (\text{см}^2). \quad (1)$$

Оценки сечений процессов и ширин предполагаемых узких резонансов показывают, что установка должна иметь светимость $L \sim 10^{33} \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и энергетическое разрешение около 5%.

По ряду физических и технических соображений число частиц в сгустках ВЛЭПП принято равным $N_0 \sim 10^{11}$, частота повторения циклов столкновения $f \sim 100$ Гц, так что для достижения указанной выше светимости необходимо иметь пучки сечением $\sim 0.1 \text{мкм}^2$. Малость поперечного сечения сгустка и, следовательно, высокая плотность распределения заряда в нем, обуславливает сильное электрическое и магнитное поля ($E \sim H \sim 1 \cdot 10^7$ Гс) каждого из сталкивающихся цилиндрических сгустков. Налетающая частица, двигаясь в таких сильных полях встречного сгустка, теряет на синхротронное излучение энергию, сравнимую с ее полной энергией. Фотоны синхротронного излучения, взаимодействуя с электронами встречных пучков и друг с другом, создают весьма высокий фон в месте встречи, а немонахроматичность частиц в сталкивающихся сгустках становится весьма заметной.

Для улучшения монохроматичности установки и фоновых условий в месте встречи, в работе [2] было предложено использовать ленточные сгустки. Поперечное сечение ленточного сгустка представляет собой сильно вытянутый эллипс, горизонтальная полуось которого σ_x гораздо больше вертикальной σ_y . При этом, для сохранения необходимой светимости, площадь эллипса должна быть равна площади поперечного сечения цилиндрического сгустка. Электромагнитные поля эллиптических сгустков в $\sqrt{\sigma_x/\sigma_y}$ раз меньше полей эквивалентных цилиндрических; при $\sigma_x/\sigma_y \sim 100$ величины электрического и магнитного полей сгустков могут быть уменьшены на порядок.

Для регистрации процессов взаимодействия частиц в месте встречи предполагается использовать универсальный детектор, один из вариантов которого рассмотрен в [3].

Фоновые условия, в которых находится детектор, существенным образом определяют его конструкцию и физические процессы, доступные для экспериментального изучения. Особенно сильно зависит от фоновых условий конструкция центральной части детектора. Фоновые условия практически определяют требования к способности различных устройств детектора регистрировать большое количество частиц одновременно и обеспечивать при этом восстановление геометрии событий. Эта совокупность требований определяет, в свою очередь, количество каналов необходимой электроники, характерные скорости вывода информации, уровень сложности программ обработки, тип вычислительных машин, используемых для обработки событий, и так далее.

Аналитический расчет движения частиц в сталкивающихся сгустках весьма сложен, ибо в процессе соударения необходимо учитывать изменение полей, вызванное деформацией сгустков, которая обусловлена их взаимодействием. Поэтому в работе [4], выполненной для оценки светимости и монохроматичности установки ВЛЭПП, было проведено численное моделирование столкновения плоских сгустков.

В работе [5] были выполнены аналитические оценки фона, обусловленного электромагнитными процессами при столкновении сгустков. (Интересно отметить, что основой указанных оценок послужило изучение движения одиночной налетающей частицы в поле встречного пучка). Однако, заведомо невысокая точность этих оценок и отмеченное выше существенное влияние фона на характеристики сложного универсального детектора обусловили необходимость проведения численного моделирования столкновений трехмерных сгустков электронов и позитронов на установке ВЛЭПП.

При изучении фонов на установке ВЛЭПП весьма важен вопрос о выбывании частиц высокой энергии из сталкивающихся сгустков в области встречи. Попадая на стенку вакуумной камеры и далее — в детектор, одна такая частица способна дать порядка сотни вторичных фоновых частиц [3], что может сильно затруднить расшифровку интересного зарегистрированного события.

В настоящей работе с помощью программы MASCAR [6] выполнено моделирование столкновения 3-мерных сгустков электронов и позитронов на установке ВЛЭПП при энергии 2×200 ,

2×500 и 2×1000 ГэВ для центрального и нецентрального столкновения. Получено угловое и энергетическое распределение частиц в провзаимодействовавших сгустках и оценено количество частиц, вылетающих из места встречи под большими (> 0.001 радиан) углами. Рассчитана светимость ВЛЭПП с учетом пинч-эффекта, а также спектр фотонов синхротронного излучения (СИ), образующихся при взаимодействии сгустков.

В последующих работах будут учтены взаимодействия фотонов синхротронного излучения как с частицами налетающих сгустков, так и со встречными фотонами. Оценки [5] показывают, что полученные в таких взаимодействиях частицы (e , μ , γ) вылетают под большими углами к оси пучков, создавая значительный электромагнитный фон из места встречи.

2. ПРОГРАММА MАСPAR

Программа MАСPAR [6], разработанная Ш. Риттером, моделирует столкновения 3-мерных сгустков электронов и позитронов. Алгоритм программы основан на методе «облако в ячейке», который обычно используется для моделирования плазмы. Этот метод был использован ранее в программах [4, 7, 8], описывающих взаимодействие пучков. Однако в программе MАСPAR, дополнительно к плотности распределения заряженных частиц, рассчитывается также плотность распределения фотонов СИ.

Для расчета спектра фотонов СИ используются классические формулы. Дело в том, что необходимость учета квантовомеханических эффектов в этих расчетах определяется величиной параметра $\chi = \gamma H / H_0$, где γ — релятивистский фактор, H — магнитное поле в области встречи сталкивающихся сгустков, $H_0 = 4.4 \cdot 10^{13}$ Гс. При энергии частиц и плотности распределения заряда в сгустках, характерных для ВЛЭПП, параметр $\chi < 1$, что обеспечивает правильность применения классических формул.

В программе рассматриваются симметричные гауссовские пучки e^- и e^+ с равным количеством частиц и плотностью заряда, описываемой гауссовым распределением по осям x , y и z . При расчете взаимодействия учитывается указанная симметрия задачи, позволяющая проводить расчеты с одним из пучков. При этом почти вдвое уменьшается объем требуемой памяти и повышается быстродействие программы. В типичном расчете рассматривалось 20000 макрочастиц и решетка с числом ячеек $m_x \times m_y \times m_z = 30 \times 30 \times 30$.

Одним из необходимых условий правильности работы программы является совпадение вычисленной программой моделирования светимости L_0 , обусловленной только геометрией столкновения, с известной аналитической формулой:

$$L_0^a = \frac{N_0^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left(-\frac{dy^2}{4\sigma_y^2}\right), \quad (2)$$

где L_0^a — светимость за одно прохождение сгустков, dy — величины вертикального разведения пучков, остальные величины определены выше. Обычное расхождение полученных такими способами значений L_0 и L_0^a составляет $\leq 10\%$ при расчетах движения макрочастиц в области до ± 10 сигма по каждому поперечному направлению, когда вертикальное смещение сталкивающихся сгустков не превышает $3\sigma_y$. Такой размер области выбран для того, чтобы избежать выхода частиц за ее границы в процессе взаимодействия сгустков.

3. ОЦЕНКИ НЕКОТОРЫХ ЭФФЕКТОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Для оценок и расчетов по программе MАСPAR используются параметры пучков ВЛЭПП [9], представленные в табл. 1. В таблице приведены данные для энергии 2×500 и 2×1000 ГэВ. Параметры, которые использованы при моделировании столкновения сгустков при энергии 2×200 ГэВ, приведены вместе с результатами расчетов в п.5.

В таблицу внесены также средние числа колебаний частиц n_x ,

Таблица 1
Параметры установки ВЛЭПП, использованные в расчетах

Энергия пучка (E_b)	500 ГэВ	1000 ГэВ
Число частиц (N_0)	$2 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{11}$
Длина сгустка (σ_z)	0.075 см	0.075 см
Горизонтальный размер (σ_x)	$3 \cdot 10^{-4}$ см	$3 \cdot 10^{-4}$ см
Вертикальный размер (σ_y)	$4 \cdot 10^{-6}$ см	$2 \cdot 10^{-6}$ см
$R = \sigma_x / \sigma_y$	75	150
n_x	0.10	0.07
n_y	0.89	0.89
D_x	0.095	0.048
D_y	7.1	7.2

n_y за время встречи в горизонтальном и вертикальном направлениях, вычисленные в соответствии с [8] по формулам

$$n_{x,y} \approx \frac{1}{3} \sqrt{D_{x,y}}, \quad (3)$$

где соответствующие параметры разрушения равны

$$D_y = \frac{2N_0 r_e \sigma_z}{\gamma \sigma_y (\sigma_x + \sigma_y)}; \quad D_x = \frac{1}{R} D_y, \quad (4)$$

r_e — классический радиус электрона; γ — релятивистский фактор электрона пучка.

Согласно [8], развитие неустойчивости в процессе взаимодействия сгустков происходит при $D_x, D_y > 30$. Величины D_x и D_y , помещенные в табл. 1, свидетельствуют о том, что пучки взаимодействуют устойчиво, не разрушаясь.

Одним из возможных источников фона, как указано выше, является обусловленное столкновением сгустков попадание части электронов высокой энергии на стенки вакуумной камеры, проходящей внутри детектора. Этот процесс может быть вызван по крайней мере двумя механизмами: взаимодействием рассматриваемой частицы с электромагнитным полем налетающего сгустка, как целого, и элементарными актами рассеяния частиц при столкновении. Оценки показывают, что в связи с необходимостью создания фокусирующих сгустки полей с высоким градиентом в непосредственной близости от места встречи, углы отклонения частиц, заметно превышающие $1 \cdot 10^{-4}$ радиан, с точки зрения возникновения фона представляются опасными.

Рассмотрим прежде всего вклад процесса упругого e^+e^- -рассеяния в обсуждаемый фон. Оценка сечения процесса $\sigma(\theta > \theta_{\min})$ имеет вид:

$$\sigma(\theta > \theta_{\min}) \approx \frac{4\pi r_e^2}{\gamma^2 \cdot \theta_{\min}^2}.$$

Если потребовать, чтобы при энергии 2×500 ГэВ и светимости за одно прохождение $L = 1 \cdot 10^{31}$ на угол больше θ_{\min} рассеивалось порядка одной частицы из $2 \cdot 10^{11}$ частиц сгустка, то для угла θ_{\min} получаем оценку: $\theta_{\min} = 3 \cdot 10^{-3}$ радиан. Таким образом, если радиус вакуумной камеры на выходе из детектора виден из центра места встречи под углом более $3 \cdot 10^{-3}$ радиан, в детектор за счет этого процесса попадет менее 1 частицы за столкновение.

Приведем теперь оценки углов частиц, приобретаемых за счет другого механизма — взаимодействия частиц пучка с полем налетающего сгустка. В соответствии с [4], характерные углы отклонения частиц от начального направления при центральном соударении сгустков даются формулами

$$\theta_x \approx \frac{r_e N_0}{\gamma \sigma_x}; \quad \theta_y \approx \left(\frac{r_e N_0 \sigma_y}{\gamma \sigma_x \sigma_z} \right)^{1/2}, \quad (D_x \ll 1, D_y \gg 1). \quad (5)$$

Здесь θ_x и θ_y — углы отклонения частицы в горизонтальной (xz) и вертикальной (yz) плоскостях, соответственно. Полученные по этим формулам значения углов приведены в табл. 2.

Таблица 2
Оценки углов θ_x, θ_y

E_b , ГэВ	θ_x , рад	θ_y , рад
500	$2 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$
1000	$1 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-5}$

Из таблицы следует, что характерные углы, приобретаемые частицами при взаимодействии пучков с $E_b = 500 \div 1000$ ГэВ, должны составлять $(0.5 \div 2) \cdot 10^{-4}$ радиан.

Процесс движения частиц в электромагнитном поле встречного сгустка моделируется программой MACPAR, что и было использовано для получения более точных, чем оценки (5), данных, характеризующих угловое распределение провзаимодействовавших частиц. В расчетах по программе угловые разбросы частиц в сгустках перед столкновением задавались достаточно малыми, такими, чтобы углы частиц после столкновения определялись электромагнитным взаимодействием сгустков.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Программа MACPAR моделирует столкновение сгустков, движущихся по оси z . При этом плотность распределения макрочастиц по координатам x и y описывается гауссовыми распределениями с параметрами σ_x и σ_y , соответственно, указанными в табл. 1. Плотность распределения вдоль оси z описывается гауссовой кри-

вой, обрезанной на расстоянии $\pm\sigma_z$ от максимума. Использование такого описания сгустка вдоль оси z существенно сокращает время счета, оставляя при этом все основные особенности взаимодействия.

На рис. 1—3 показаны последовательные моменты столкновения пучков ВЛЭПП при энергии 2×500 ГэВ. Указанный на рисунках параметр t задает время от начала взаимодействия сгустков в относительных единицах: считается, что при $t=0$ сгустки соприкасаются, при $t=30$ полностью перекрываются, а при $t=60$ расходятся. Резкие границы сгустков в направлении z и расплывчатые по осям x и y отражают отмеченные выше особенности задания плотности $\rho(x, y, z)$ распределения макрочастиц в сгустках вдоль осей x, y и z . Большая ширина $\rho(x, y, z)$ вдоль осей x и y на рисунках связана с тем, что в программе существует лишь две градации для изображения плотности макрочастиц $\rho(x, y, z) = 0$ и $\rho(x, y, z) \neq 0$, причем отличия в величине параметра $\rho(x, y, z) \neq 0$ на рисунках не указываются.

На рисунках 1а, б, относящихся к центральному столкновению пучков, показаны макрочастицы, пересекаемые плоскостями $x=0$ и $y=0$, соответственно. На рис. 2, 3 приведены аналогичные результаты для плоскости $x=0$ при смещении dy сталкивающихся пучков в вертикальном направлении на $dy = \sigma_y$ (рис. 2) и $dy = 2\sigma_y$ (рис. 3). Соответствующие результаты для плоскости $y=0$ весьма похожи на рис. 1б и поэтому не приводятся.

На приведенных рисунках хорошо видно вертикальное сжатие пучков за счет пинч-эффекта. Обусловленное этим сжатием увеличение светимости — по сравнению со светимостью, связанной только с геометрией столкновения, — приведено в табл. 6.

На рис. 4 показан спектр частиц, вылетающих из места встречи при энергии $E_b = 500$ ГэВ и $dy = 0$. Немонотонное поведение спектра указывает на то, что решетки 30×30 в поперечном направлении еще не достаточно. Расчет с большим числом ячеек (до 38×38 , требующий большого времени счета) показал, что форма кривой становится более гладкой.

Данные моделирования позволяют определить величину Δ_m немонохроматичности пучка после столкновения. В табл. 3 приведены значения Δ_m , определенные соотношением: $\Delta_m = \text{FWHM}/2.36 E_b$, где FWHM — как обычно, ширина энергетического спектра частиц на половине высоты (см. рис. 4). Там же для сравнения приведена оценка немонохроматичности пучка Δ из работы [4]. Кроме того, в табл. 3 приводится величина средней

энергии фотонов СИ ($\langle \omega_m \rangle$), среднее число излученных фотонов ($\langle N_m \rangle$) и средняя потеря энергии электрона пучка ($\langle \Delta E_m \rangle$) при одном столкновении, полученные в моделировании, а также оценка величины ΔE из работы [4]. По расчетам с различными решетками точность величин Δ_m , $\langle \omega_m \rangle$, $\langle N_m \rangle$, $\langle \Delta E_m \rangle$ оценивается в 10—20%.

Согласно [4], величины Δ и $\langle \omega \rangle$ оцениваются для трехмерного гауссовского распределения плотности сгустков выражениями:

$$\Delta = 0.35 \delta_0, \quad \langle \Delta E \rangle = 0.86 \delta_0 E_b, \quad (6)$$

где

$$\delta_0 = \frac{r_e^3 N_0^2 \gamma}{\sigma_x^2 \sigma_z}$$

Анализ сведенных в табл. 3 результатов показывает, что величины немонохроматичности и потери энергии электроном, рассчитанные по программе MACPAR и оцененные по формулам (6), отличаются не более чем вдвое. Результаты моделирования для нецентрального столкновения с $dy = (1 \div 4) \sigma_y$ показывают, что величины Δ_m и $\langle \omega_m \rangle$ несколько возрастают с увеличением dy .

Таблица 3
Немонохроматичность (%), средняя энергия (ГэВ),
число фотонов СИ и потеря энергии электрона. $dx = dy = 0$

E_b	500 ГэВ	1000 ГэВ
Δ_m	2.6	1.7
$\langle \omega_m \rangle$	9.5	36.2
$\langle N_m \rangle$	2.5	2.4
$\langle \Delta E_m \rangle$	35	120
Δ	1.6	3.2
$\langle \Delta E \rangle$	19.8	79.2

Угловое распределение частиц относительно начального направления движения в провзаимодействовавших сгустках определяется как средними углами отклонения $\bar{\theta}_x, \bar{\theta}_y$ сгустка как целого, так и угловым разбросом $\Delta\theta_x, \Delta\theta_y$ частиц в отклонившемся таким образом сгустке. Очевидно, что сгустки, разведенные на величину $dy \geq \sigma_x$, практически не взаимодействуют. При $\sigma_x \gg dy \gg \sigma_y$ пучок как целое отклоняется на угол [4]:

$$\bar{\theta}_y \approx \frac{r_e N_0}{\gamma \sigma_x} \quad (7)$$

При уменьшении разведения пучков по вертикали величина этого отклонения для приведенных в табл. 1 параметров сгустков остается примерно постоянной до значений

$$\frac{dy}{\sigma_y} \approx \frac{\sigma_x N_0 r_e}{\sigma_y \gamma \sigma_x} = 3.6, \quad (8)$$

независимо от энергии.

На рис. 5 приведены полученные по программе МАСРАР интегральные угловые распределения частиц сгустков по $\theta_x - \bar{\theta}_x$ и $\theta_y - \bar{\theta}_y$ после столкновения при $E_b = 500$ ГэВ и $dx = dy = 0$. В эти распределения включены все частицы сгустка после взаимодействия без разделения их по энергиям, так как величина немонохроматичности достаточно мала. На рис. 5 представлена доля от полного числа частиц в провзаимодействовавшем сгустке с углами $|\theta_x - \bar{\theta}_x| > \theta_0$ (кривая 1) и $|\theta_y - \bar{\theta}_y| > \theta_0$ (кривая 2), где θ_0 — произвольно выбранный угол.

Величины $\bar{\theta}_y$, $\Delta\theta_x$ и $\Delta\theta_y$, полученные путем моделирования по программе МАСРАР при различных значениях энергии E_b и разведениях dy/σ_y в вертикальном направлении при несмещенных по горизонтали пучках, сведены в табл. 4. Для сравнения с оценками за ширину углового распределения частиц $\Delta\theta$ в провзаимодействовавших сгустках принята половина интервала углов относительно $\bar{\theta}_x(\bar{\theta}_y)$, в котором находится 68% частиц, что соответствует средне-квадратичной ширине в случае гауссовского распределения. Видно, что величины $\bar{\theta}_y$, $\Delta\theta_x$ хорошо согласуются с зависимостью $1/\gamma$, а расчеты с $dy/\sigma_y = 4$, относящиеся, согласно (8), к асимптотической области, хорошо согласуются с оценкой (7). Кроме того, величины угловых разбросов $\Delta\theta_x$, $\Delta\theta_y$ слабо зависят от вертикального разведения. Что касается их абсолютных значений, то $\Delta\theta_x$ примерно вдвое меньше оценок, приведенных в табл. 2, а $\Delta\theta_y$ примерно в 5 раз меньше. Аналогичный вывод о том, что расчетные углы меньше оценок (5) содержится также в [10]. Отчасти значительное расхождение в $\Delta\theta_y$ можно объяснить разницей в определениях $\Delta\theta$ в данной работе и в работе [4]. Однако реальный угловой разброс в провзаимодействовавших пучках включает и начальный угловой разброс ($\sim \sigma_y/\sigma_z$) частиц. Поэтому обсуждаемая разница в оценках и расчетах $\Delta\theta_y$ становится незначительной (суммарные значения $\Delta\theta$ отличаются не более, чем в 2 раза).

Таблица 4
Средние углы отклонения $\bar{\theta}$ и ширина углового распределения частиц пучков после столкновения в единицах $1 \cdot 10^{-4}$ радиан. $dx = 0$

E_b , ГэВ	500			1000		
	$\bar{\theta}_y$	$\Delta\theta_x$	$\Delta\theta_y$	$\bar{\theta}_y$	$\Delta\theta_x$	$\Delta\theta_y$
0	0.0	0.84	0.13	0.0	0.44	<0.1
1	0.69	0.84	0.30	0.34	0.44	0.14
2	1.1	1.0	0.33	0.55	0.49	0.16
3	1.5	1.0	0.39	0.74	0.49	0.19
4	1.8	1.0	0.29	0.91	0.49	0.15
Формула (7)	1.9	—	—	0.95	—	—

Результаты моделирования по программе МАСРАР при различных смещениях сгустков dx при $dy = 0$, аналогичные данным табл. 4, приведены в табл. 5. Отметим, что моделирование со смещением $dx > \sigma_x$ в горизонтальном направлении представляет скорее академический интерес, так как в реальном эксперименте контроль за величинами dx и dy должен выполняться с точностью лучшей, чем σ_y . Как и следует ожидать, величины углового разброса $\Delta\theta_x$ и $\Delta\theta_y$, приведенные в табл. 5, уменьшаются с увеличением разведения пучков. Максимальное отклонение $\bar{\theta}_x$ пучка как целого достигается при $dx = 2\sigma_x$. Интересно отметить, что для рассматриваемых параметров сгустков эта величина максимального отклонения примерно такая же, как и при вертикальном разведении, т. е. $\bar{\theta}_x^{\max} \approx \bar{\theta}_y^{\max}$. Отметим также, что при $dx = dy = 0$ угловой разброс $\Delta\theta_x \approx 0.5 \cdot \bar{\theta}_x^{\max}$.

Таблица 5
Средние углы отклонения $\bar{\theta}$ и ширина углового распределения частиц пучков после столкновения в единицах $1 \cdot 10^{-4}$ радиан. $dy = 0$

E_b , ГэВ	500			1000		
	$\bar{\theta}_x$	$\Delta\theta_x$	$\Delta\theta_y$	$\bar{\theta}_x$	$\Delta\theta_x$	$\Delta\theta_y$
0	0.0	0.84	0.13	0.0	0.44	<0.1
1	1.3	0.66	0.13	0.67	0.33	<0.1
2	1.7	0.32	<0.1	0.90	0.17	<0.1
3	1.6	0.29	<0.1	0.77	0.14	<0.1

При центральном столкновении максимальные углы приобретаются частицами, находящимися на периферии пучка в поперечном направлении. Поэтому эти углы должны быть порядка $\bar{\theta}_x^{\max} + \Delta\theta$. Это действительно видно на рис. 5: угловые распределения макро-частиц обрываются при $\bar{\theta}_x^{\max} + \Delta\theta$.

На основании данных расчетов можно заключить, что углы, приобретаемые частицами с энергией порядка E_b при столкновении сгустков, не превышают $1 \cdot 10^{-3}$ радиан, и, с учетом только этого механизма, размер вакуумной камеры при рассмотренных параметрах пучков определяется процессом упругого e^+e^- -рассеяния.

Программа МАСРАР позволяет рассчитать как светимость L_0 , обусловленную геометрией столкновения, так и светимость L , учитывающую влияние пинч-эффекта. Результаты расчета светимостей L_0 и L (за одно прохождение) и их отношение представлены в табл. 6. Наряду с расчетной светимостью L_0 в скобках приведена светимость L_0^a , вычисленная согласно формуле (2), что позволяет судить о точности численного расчета.

Таблица 6
Светимость при одном столкновении сгустков без (L_0) и с учетом (L) пинч-эффекта в единицах $10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

E_b (ГэВ)		500	1000
$dy/\sigma_y=0$	$L_0(L_0^a)$	2.49 (2.65)	4.92 (5.31)
	L	4.02	7.70
	L/L_0	1.6	1.6
$dy/\sigma_y=1$	$L_0(L_0^a)$	2.0 (2.07)	3.90 (4.13)
	L	3.65	6.80
	L/L_0	1.9	1.7
$dy/\sigma_y=2$	$L_0(L_0^a)$	0.99 (0.98)	1.98 (1.95)
	L	2.8	5.61
	L/L_0	2.8	2.8
$dy/\sigma_y=3$	$L_0(L_0^a)$	0.32 (0.28)	0.641 (0.56)
	L	2.3	4.62
	L/L_0	7.2	7.2
$dy/\sigma_y=4$	$L_0(L_0^a)$	0.067 (0.049)	0.135 (0.097)
	L	1.9	3.82
	L/L_0	28.4	28.3

dy — вертикальное разведение пучков. L_0^a — расчет по формуле (2).

Из таблицы следует, что отношение L/L_0 при разных dy слабо зависит от энергии E_b . Этот результат является естественным, так как вертикальные параметры разрушения одинаковы, а горизонтальные параметры разрушения малы (см. табл. 1), и движение в горизонтальной плоскости слабо сказывается на динамике столкновения.

Спектр синхротронных фотонов, излученных при центральном столкновении сгустков, представлен на рис. 6. Расчет выполнен при энергии $E_b=500$ ГэВ. Спектр приводится для $N_0=2 \cdot 10^{11}$ электронов в пучке. На рис. 6 полное число фотонов равно $5 \cdot 10^{11}$. Угловое распределение фотонов СИ определяется углами отклонения электронов в сгустках в процессе их движения при взаимодействии пучков и, следовательно, максимальные углы вылета те же самые, что и у электронов.

5. РАСЧЕТЫ ПРИ ЭНЕРГИИ 2×200 ГэВ

В связи с тем, что в последнее время рассматривается возможность проведения первых экспериментов на ВЛЭПП при энергии 2×200 ГэВ, были проведены расчеты при этой энергии для ряда размеров пучков. Используемые в вычислениях параметры пучков представлены в табл. 7. В этих расчетах поперечные размеры сгустков выбраны исходя из требования, чтобы при максимальной светимости параметры разрушения не выходили из области устойчивости. Также требовалось $\sigma_x \cdot \sigma_y \approx \text{const}$, что сохраняет светимость (без учета пинч-эффекта).

Целью расчетов является изучение зависимости немонохроматичности установки при переходе от ленточного пучка к круглому при неизменном значении величины $\sigma_x \cdot \sigma_y$. Для расчета спектра СИ использовались классические формулы, так как для рассматриваемых параметров пучков параметр χ не превышает 0.07 — 0.4. Вычисления проведены для центрального столкновения.

На рис. 7 приведены расчетные спектры электронов пучка после столкновения. Интересный результат расчета состоит в том, что ширина распределения по энергии (и немонохроматичность) слабо зависит от отношения σ_x/σ_y , хотя при переходе от ленточного пучка к круглому потери энергии пучка возрастают от 14 до 50% от E_b (табл. 8).

Таблица 7
 Параметры установки ВЛЭПП, использованные в расчетах
 при $E_b = 200$ ГэВ

Вариант	1	2	3	4	5
Число частиц	$2 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{11}$
Длина сгустка	0.075 см	0.075 см	0.075 см	0.075 см	0.075 см
Гориз. размер	$1.5 \cdot 10^{-4}$ см	$1.2 \cdot 10^{-4}$ см	$8.5 \cdot 10^{-5}$ см	$5 \cdot 10^{-5}$ см	$2.5 \cdot 10^{-5}$ см
Верт. размер	$5 \cdot 10^{-6}$ см	$6 \cdot 10^{-6}$ см	$8.5 \cdot 10^{-6}$ см	$1.5 \cdot 10^{-5}$ см	$2.5 \cdot 10^{-5}$ см
$R = \sigma_x / \sigma_y$	30	20	10	3.3	1
n_x	0.32	0.4	0.54	0.83	1.5
n_y	1.8	1.8	1.7	1.6	1.5
D_x	0.92	1.4	2.7	6.8	17
D_y	28	28	27	22	17

В табл. 8 собраны данные расчетов некогерентности, средней энергии, числа фотонов СИ и потерь энергии электронами пучка при столкновении, а также оценки [4]. Из таблицы следует, что формулы [4] удовлетворительно согласуются с расчетами при $R < 3.3$ и, как указано в работе [4], перестают быть применимыми, когда потери становятся сравнимыми с энергией пучка. Обращает на себя внимание малая величина некогерентности для круглого пучка, которая является следствием метода определения Δ_m , что хорошо иллюстрируется рис. 7.

Таблица 8
 Некогерентность, средняя энергия, число фотонов СИ,
 потеря энергии электроном пучка. $E_b = 200$ ГэВ. $dx = dy = 0$

Вариант	1*	2	3	4	5
$R = \sigma_x / \sigma_y$	30	20	10	3.3	1
$\Delta_m, \%$	4.2	8.4	10.	7.4	3.0
$\langle \omega_m \rangle, \text{ ГэВ}$	3.1	3.7	4.3	4.6	4.6
$\langle N_m \rangle$	5.5	7.2	8.5	12.	14.
$\langle \Delta E_m \rangle, \text{ ГэВ}$	28.	41.	63.	84.	99.
$\Delta, \%$	2.6	4.1	8.1	23.6	77.2
$\langle \Delta E \rangle, \text{ ГэВ}$	12.8	20.0	39.6	116	379

В табл. 9 приведены средние ширины углового распределения и максимальные углы, полученные в расчетах в 1—5-м вариантах. Сравнение с оценками (5) показывает, что и в данном случае рас-

четные величины $\Delta\theta_x$ и $\Delta\theta_y$ меньше оценок. Как следует из таблицы, максимальные углы, приобретаемые в столкновении, не превышают $3 \cdot 10^{-3}$ радиан. Таким образом, максимальные углы, приобретаемые электронами пучка при столкновении, для рассмотренных параметров пучка будут определяться упругим e^+e^- -рассеянием. (При $L = 1 \cdot 10^{31}$ и $N = 2 \cdot 10^{11}$ на угол больше $3 \cdot 10^{-3}$ за счет этого процесса будет рассеиваться примерно 7 частиц за столкновение.)

Таблица 9
 Ширины и максимальные углы
 углового распределения частиц пучков после
 столкновения в единицах $1 \cdot 10^{-3}$ радиан. $dx = dy = 0$

$R = \sigma_x / \sigma_y$	30	20	10	3.3	1
$\Delta\theta_x$	0.59	0.59	0.35	0.20	0.22
θ_x^{\max}	1.7	2.0	2.4	2.4	2.0
$\Delta\theta_y$	0.11	0.16	0.17	0.19	0.22
θ_y^{\max}	0.70	1.0	2.4	1.7	2.0

В табл. 10 приведены результаты расчета светимости для различных размеров пучков. Для заданных размеров пучков, светимость, рассчитанная по формуле (2), отличается не более, чем на 10%. Из таблицы видно некоторое увеличение пинч-эффекта при переходе от ленточных пучков к круглым, в согласии с результатом [8].

Таблица 10
 Светимость при одном столкновении сгустков без (L_0) и
 с учетом (L) пинч-эффекта в единицах $10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.
 $dx = dy = 0$. $E_b = 200$ ГэВ

$R = \sigma_x / \sigma_y$	30	20	10	3.3	1
L_0	3.94	4.11	4.09	3.94	4.73
L	7.45	9.02	10.4	9.54	11.3
L/L_0	1.9	2.2	2.5	2.4	2.4

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были проведены расчеты центральных и нецентральных столкновений сгустков ВЛЭПП при энергии 2×200 , 2×500 и 2×1000 ГэВ. Полученные данные не противоречат результатам [4]. Расчеты показывают, что фон, обусловленный попаданием фотонов синхротронного излучения и высокоэнергичных электронов из провзаимодействовавших сгустков на стенку вакуумной камеры внутри детектора достаточно мал, если радиус вакуумной камеры на выходе из детектора виден из места встречи под углом, большим $3 \cdot 10^{-3}$ радиан.

ЛИТЕРАТУРА

1. Balakin V.E., Budker G.I., Skrinski A.N. Preprint INP 78-101. Novosibirsk, 1978.
2. Балакин В.Е., Будкер Г.И., Скринский А.Н. Труды VI Всесоюзной конференции по ускорителям, Дубна, 1978.
3. Куширенко Е.А. Материалы XXIV зимней школы ЛИЯФ, Л., 1989, с.149; Препринт ИЯФ СО АН СССР 88-166. Новосибирск 1988.
4. Балакин В.Е., Соляк Н.А. Препринт ИЯФ СО АН СССР 82-123. Новосибирск 1982.
5. Золотарев М.С., Кураев Э.А., Сербо В.Г. Препринт ИЯФ СО АН СССР 81-63. Новосибирск 1981.
6. S. Ritter. Comp. Phys. Comm. 39 (1986) 71.
7. R. Sah. SLAC notea AATF/80/14 and AATF/80/19 (1980).
8. R. Hollebeek. NIM 184 (1981) 333.
9. Соляк Н.А. Препринт ИЯФ СО АН СССР 88-44. Новосибирск, 1988.
10. P. Chen. Proc. of the Int. Workshop on Next-generation Linear Colliders. SLAC-335; Nov. 28—Dec. 9 1988.

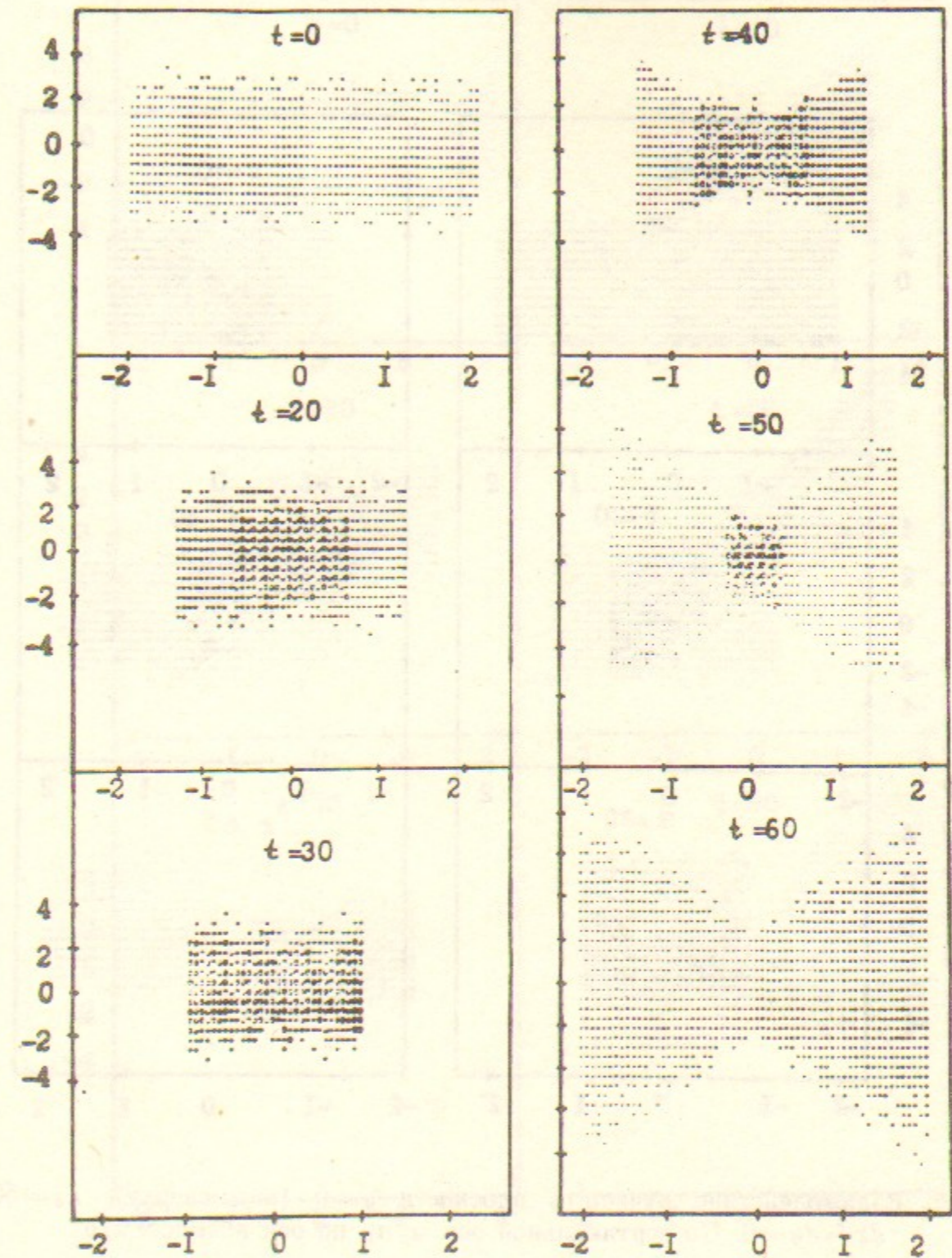


Рис. 1а. Взаимодействие пучков в плоскости $x=0$ (вид сбоку). $E_b=500$ ГэВ $dx=dy=0$. По вертикальной оси: y/σ_y , по оси абсцисс: z/σ_z . Картинки через 0, 20, 30, 40, 50 и 60 временных шагов.

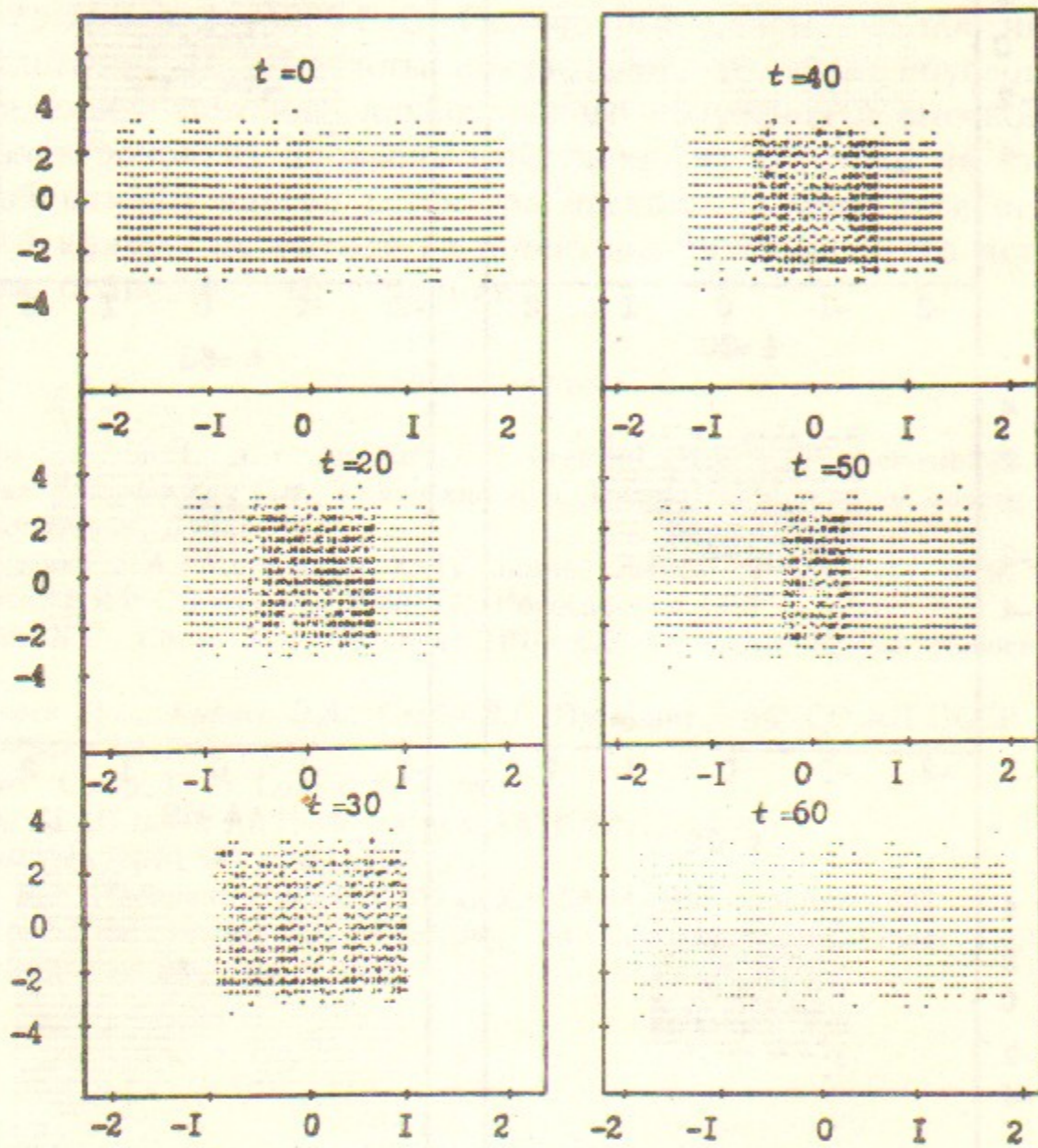


Рис. 16. Взаимодействие пучков в плоскости $y=0$ (вид сверху). $E_b=500$ ГэВ, $dx=dy=0$. По вертикальной оси: x/σ_x , по оси абсцисс: z/σ_z .

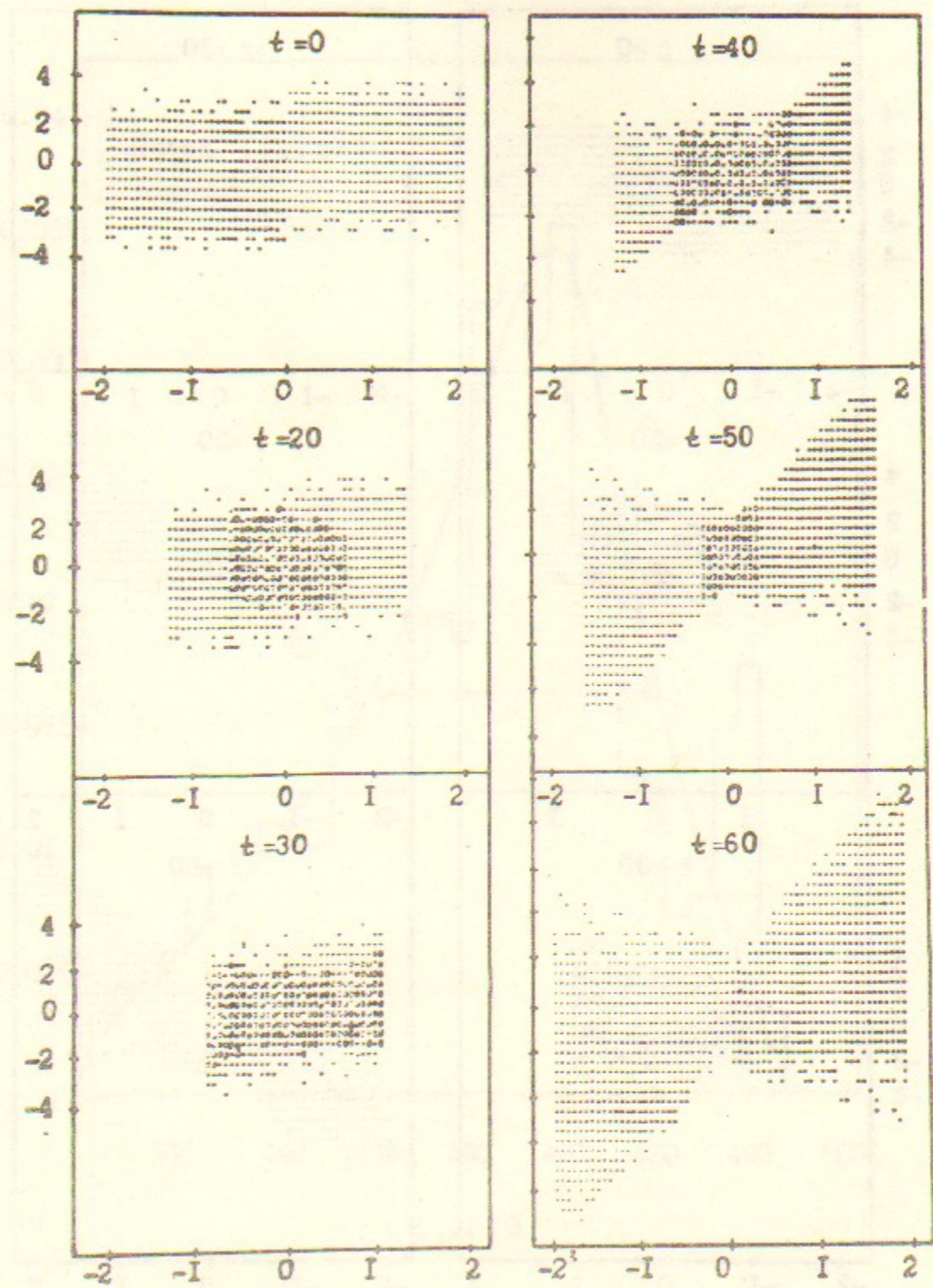


Рис. 2. Взаимодействие пучков в плоскости $x=0$ (вид сбоку). $E_b=500$ ГэВ, $dx=0$, $dy=1\sigma_y$. По вертикальной оси: y/σ_y , по оси абсцисс: z/σ_z .

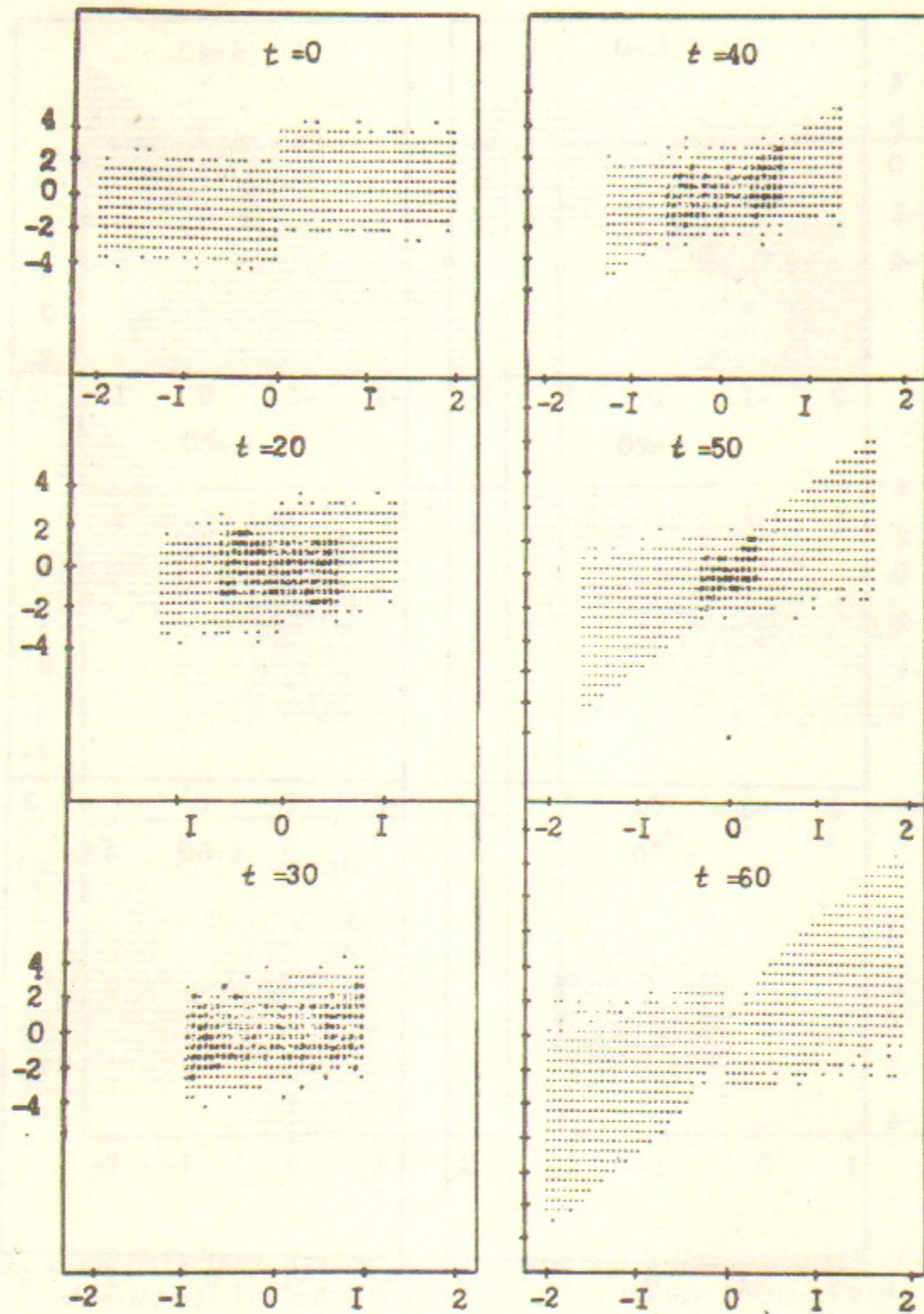


Рис. 3. Взаимодействие пучков в плоскости $x=0$ (вид сбоку). $E_b=500$ ГэВ, $dx=0$, $dy=2\sigma_y$. По вертикальной оси: y/σ_y , по оси абсцисс: z/σ_z .

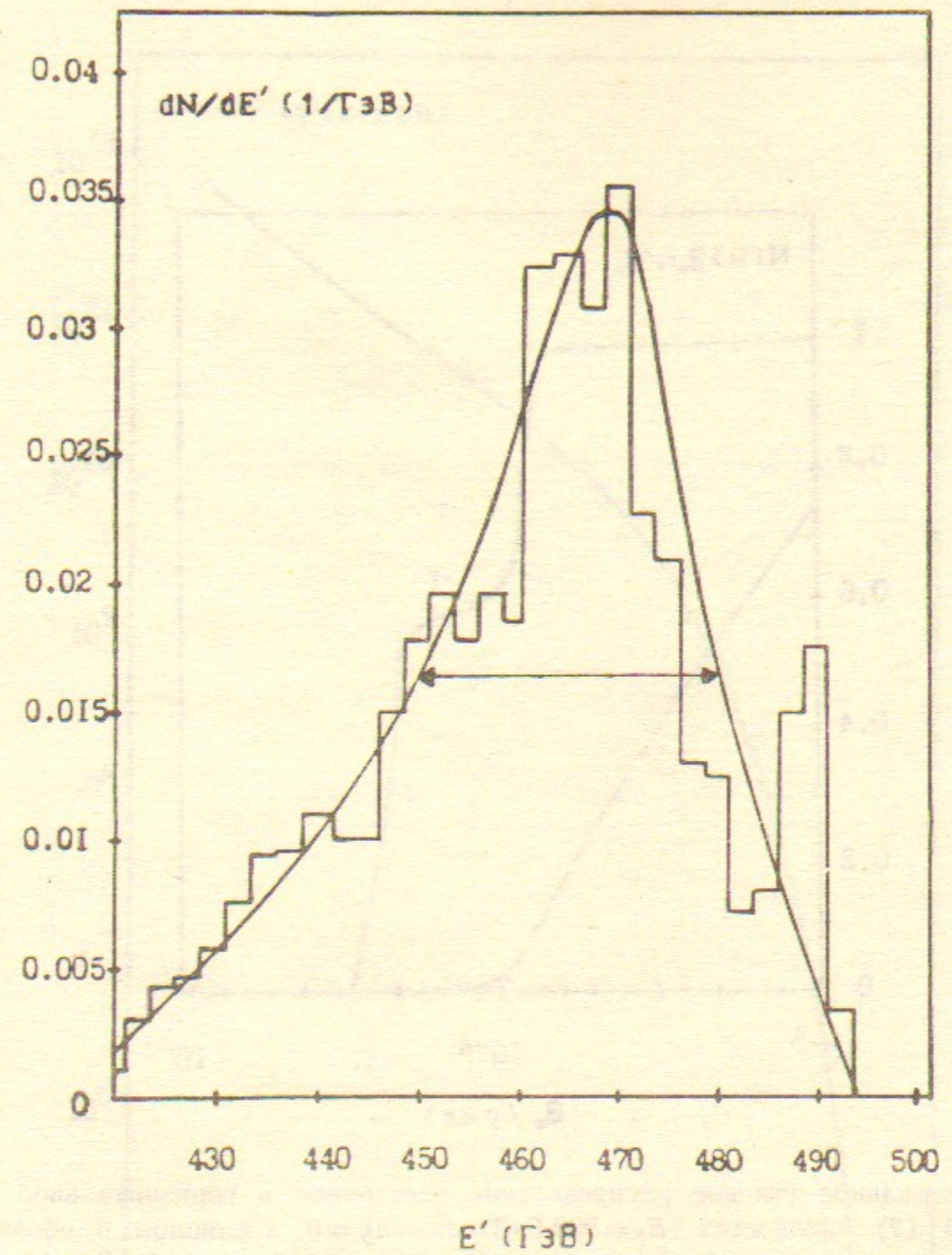


Рис. 4. Спектр электронов пучка после столкновения. $E_b=500$ ГэВ. $dx=dy=0$. Показана ширина распределения на полувысоте.

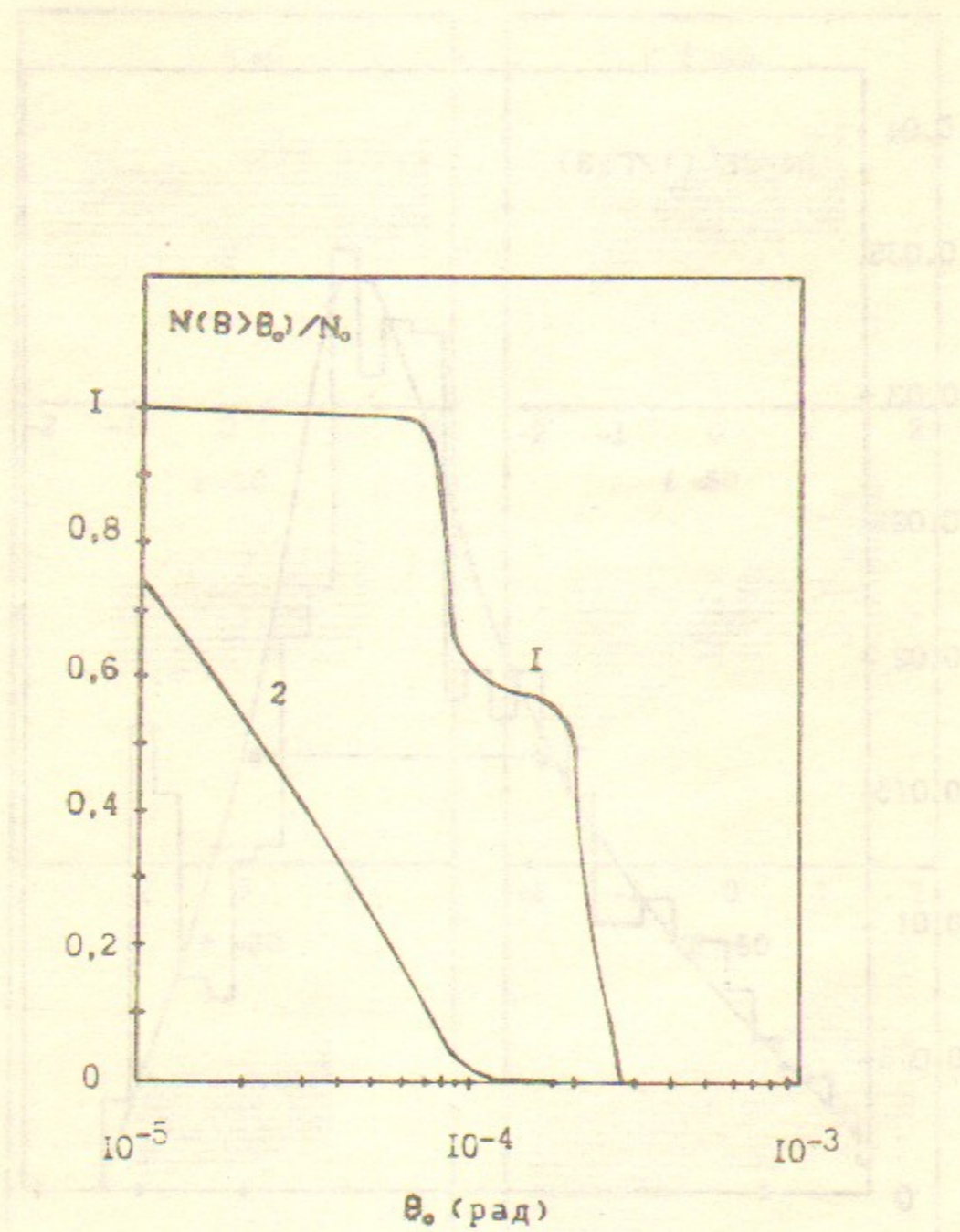


Рис. 5. Интегральное угловое распределение электронов в горизонтальной (1) и вертикальной (2) плоскостях. $E_b = 500$ ГэВ, $dx = dy = 0$. Символом θ обозначены выражения $|\theta_x - \bar{\theta}_x|$ (кривая 1) и $|\theta_y - \bar{\theta}_y|$ (кривая 2).

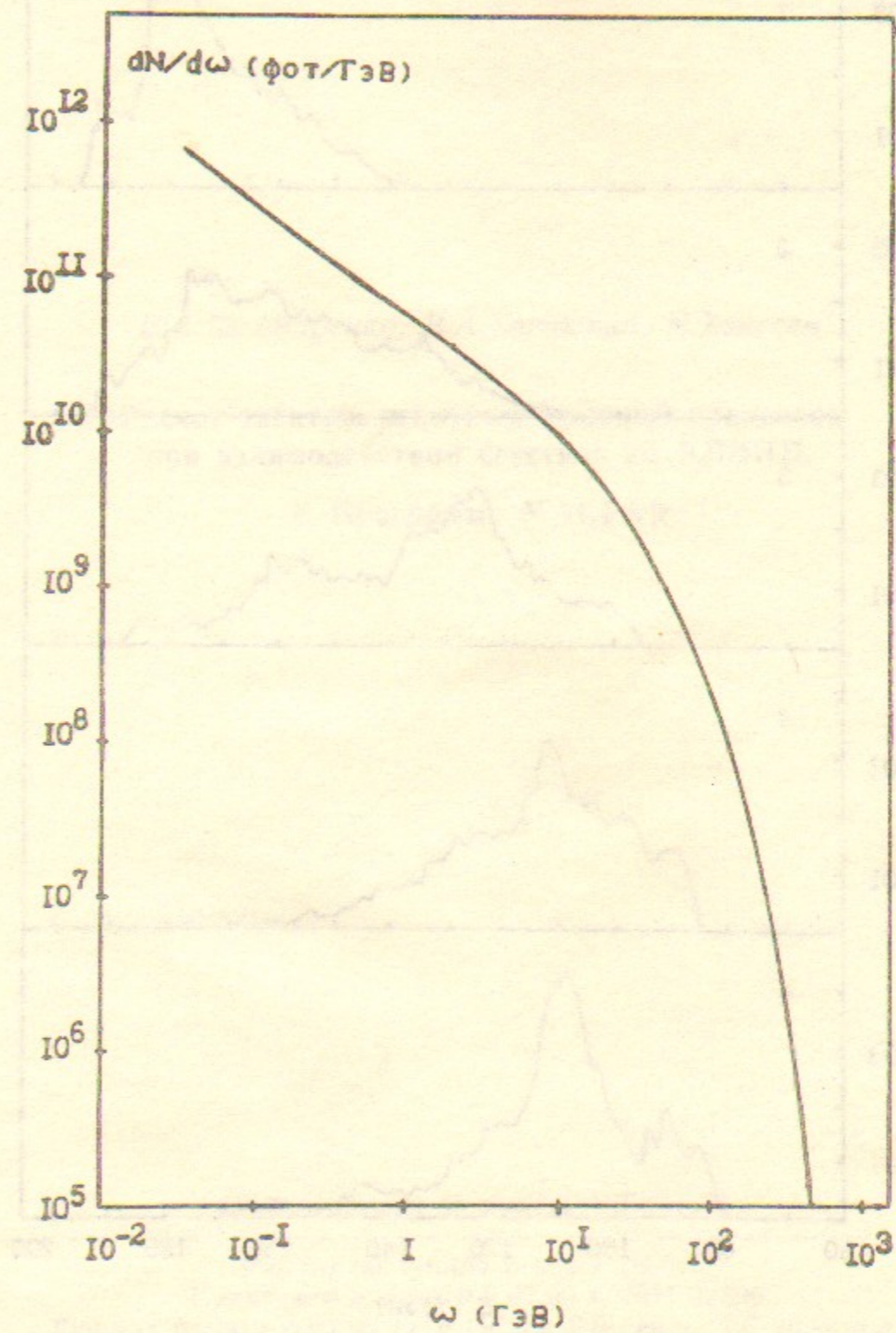


Рис. 6. Спектр фотонов СИ после столкновения пучков. $E_b = 500$ ГэВ, $dx = dy = 0$.

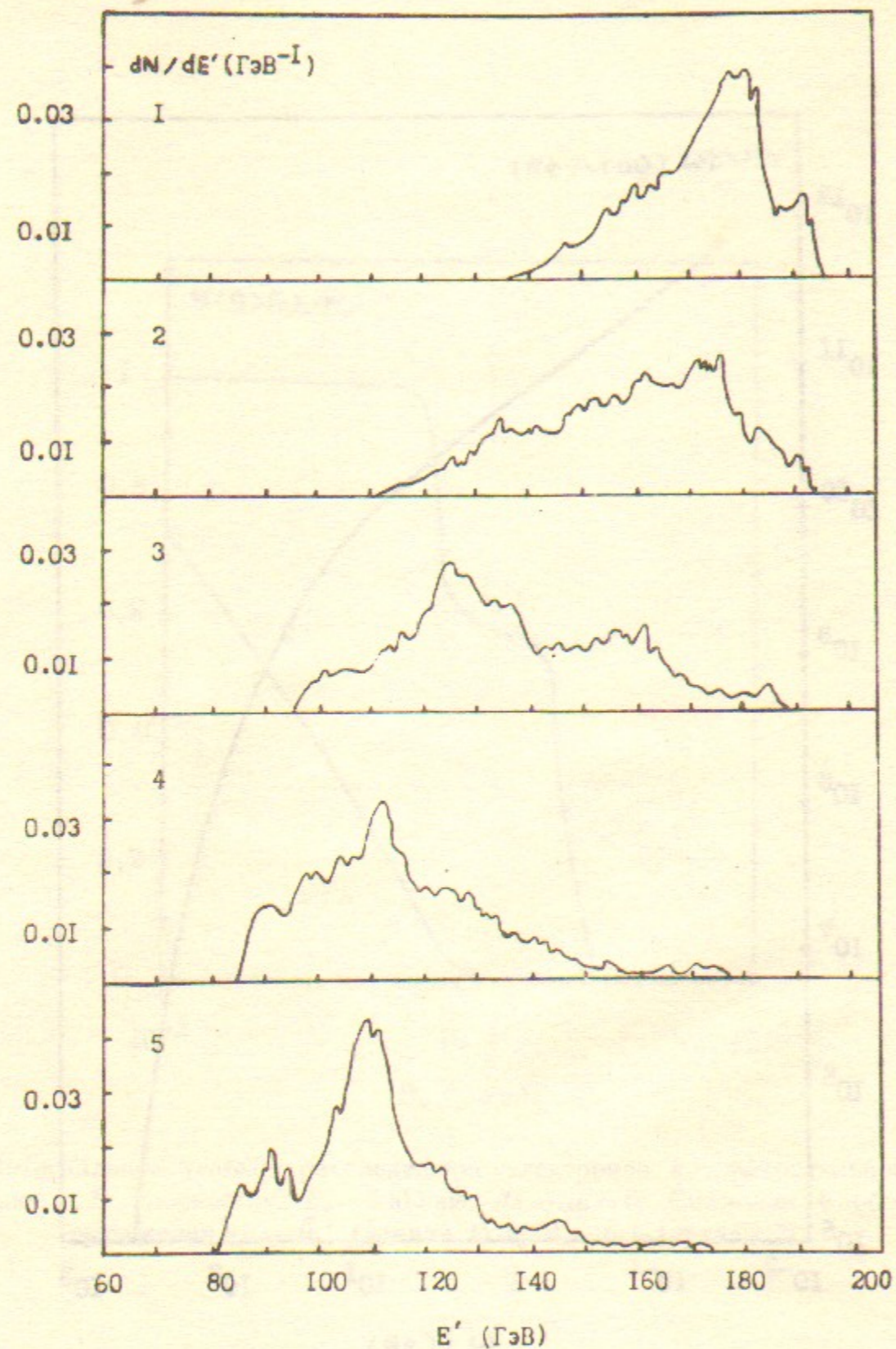


Рис. 7. Энергетические спектры электронов пучка после столкновения для различных вариантов расчета. $E_b = 200$ ГэВ.

1: $R = \sigma_x/\sigma_y = 30$; 2: $R = 20$; 3: $R = 10$; 4: $R = 3.3$; 5: $R = 1$.

Е.А.Кушниренко, В.А.Таюрский, К.Хэнсен

Расчет электромагнитных фоновых процессов
при взаимодействии сгустков на ВЛЭПП.

1. Программа MACPAR

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 5 июля 1990 г.

Подписано в печать 9.07.90 г. МН 02396

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2.0 печ.л., 1.6 уч.-изд.л.

Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 77

*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.