

И Н С Т И Т У Т  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

48

ПРЕПРИНТ И Я Ф 76 - 79

И.Б.Вассерман, И.А.Кооп, С.И.Мишнев,

Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов

ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ  
В НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП - 2М

Новосибирск

1976



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Препринт

И.Б.Вассерман, И.А.Кооп, С.И.Мишнев,  
Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов

ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ В НАКОПИТЕЛЕ ВЭПН-2М

Новосибирск  
1976



Первый цикл экспериментов по физике высоких энергий на электрон-позитронном накопителе ВЭШ-2М был начат в декабре 1974 г. и продолжался практически непрерывно до середины июля 1975 года /1/. В этот же период велись работы по изучению эффектов встречи и увеличению светимости – важнейшего параметра установки. В данной работе обсуждаются основные экспериментальные результаты этих исследований. Наибольший интерес представляло изучение зависимости светимости от токов встречных пучков, непосредственное измерение сдвигов частот бетатронных колебаний, возникающих за счет взаимодействия частиц с полем пространственного заряда встречного пучка, и определение критической величины этих сдвигов.

### I. Основные соотношения

Светимость установки со встречными пучками, рассчитанная на одно место встречи, равна:

$$L = \frac{k N_1 N_2}{S_{\text{эфф}}} f_0 \quad (1)$$

где  $N_1$  и  $N_2$  – число частиц, приходящееся на каждый сгусток первого и второго пучков,

$k$  – число сгустков в одном пучке,

$S_{\text{эфф}}$  – эффективная площадь поперечного сечения пучков в месте встречи,

$f_0$  – частота обращения.

Если поперечные размеры обоих пучков одинаковы и распределение плотности частиц гауссовское со среднеквадратичными отклонениями  $\sigma_x$  и  $\sigma_z$ , то  $S_{\text{эфф}} = 4\pi \sigma_x \sigma_z$ , а максимальные сдвиги бетатронных частот, соответствующие колебаниям с малыми амплитудами, равны /2/:

$$\Delta V_{z,z} = \frac{k N z_c \beta_{z,z}}{\pi \gamma \sigma_{z,z} (\sigma_x + \sigma_z)} \quad (2)$$

Здесь предполагается, что встреча лобовая и число мест встречи равно  $2k$ , где  $k$  по-прежнему, число сгустков в одном пучке,  $\beta_{z,z}$  – значение вертикальной или радиальной  $\beta$ -функции, оди-



наковое для всех мест встречи,  $\gamma$  - релятивистский фактор,  $r_e$  - классический радиус электрона.

Если изменение фазы бетатронных колебаний между соседними местами встречи  $\mu_0 = \frac{\pi V}{k}$  близко к целому кратному от  $\pi$ , то формула (2) становится неприменимой и правильную величину сдвига бетатронной частоты даёт выражение:

$$\Delta V = \frac{k}{\pi} \left( \sqrt{1 + \frac{2\pi \Delta V_0}{k} \operatorname{ctg} \mu_0} - 1 \right) \operatorname{tg} \mu_0 \quad (3)$$

где  $\Delta V_0$  - сдвиг частоты бетатронных колебаний, вычисленный по формуле (2) линейного приближения. При этом новое значение  $\beta$ -функции связано со старым  $\beta_0$  соотношением:

$$\beta = \frac{\beta_0}{\sqrt{1 + \frac{2\pi \Delta V_0}{k} \operatorname{ctg} \mu_0}} \quad (4)$$

Из (3) следует, что если  $\operatorname{ctg} \mu_0 \gg 1$ , то величина  $\Delta V$  может оказаться существенно меньше, чем  $\Delta V_0$ . В случае двух мест встречи ( $k=1$ ) это означает, что частота бетатронных колебаний выбрана чуть больше целого значения. И, наоборот, если частота бетатронных колебаний выбрана чуть ниже целого значения, то  $\operatorname{ctg} \mu_0 < 0$  и величина  $\Delta V$  превышает  $\Delta V_0$ , а

$$\Delta V_{\max} = \frac{k}{\pi} |\operatorname{tg} \mu_0| = 2 \Delta V_0.$$

Соотношение (3) получено в предположении, что расстояние между местами встречи можно считать периодом магнитной системы, а действие поля ступка на движение частиц встречного пучка эквивалентно фокусировке тонкой линзой. Последнее справедливо лишь в том случае, если эффективная длина области взаимодействия встречных пучков значительно меньше величины  $\beta$ -функции в месте встречи, в противном случае необходимо учитывать модуляцию  $\beta$ -функции на длине области взаимодействия. Расчёт сдвига частоты вертикальных колебаний в ВЭП-2М, выполненный для режима с  $V_z = 3,086$  и  $\beta_z = 5,8$  см даёт для двух мест встречи большее на 10% значение  $\Delta V_z$  по сравнению с (3) для  $\Delta V_0 = 0,16$ . Действие встречного пучка моделировалось квадрупольной линзой с эффективной длиной 6 см.

## II. Описание установки. Методика наблюдений

Высокочастотная ускоряющая система ВЭП-2М, работающая на 12-й гармонике частоты обращения, позволяет встречать пучки в двадцати четырёх точках периметра накопителя, отстоящих друг от друга на 74,5 см. Четыре точки встречи располагаются в местах с малой вертикальной  $\beta$ -функцией и предназначены для проведения экспериментов по физике высоких энергий, а остальные двадцать точек, образующие вследствие симметрии магнитной системы три группы из одинаковых мест встречи, использовались для изучения эффектов встречи в режиме больших  $\beta$ -функций. На рис. I изображены функции Флоке и  $\Psi$ -функция половины зеркально-симметричного периода ВЭП-2М, цифрами 1, 2, 3, 4 отмечено расположение различных мест встречи. Практически четырёхкратная симметрия магнитной системы накопителя позволяет встречать как по одному, так и по два ступка электронов и позитронов (в двух или четырёх одинаковых по  $\beta$ -функциям местах встречи). Изучалось поведение пучков в обоих вариантах встречи.

Для измерения светимости использовалась система регистрации тормозного излучения под нулевыми углами в пучке /I/. Детекторами-спектрометрами полного поглощения служат два кристалла  $\text{Na J (Te)}$  диаметром 20 см и длиной 30 см каждый, установленный на осевой линии одного из экспериментальных промежутков, по обе стороны от него. Энергетическое разрешение спектрометра  $\gamma$ -квантов составляет около 10% на энергии 500 МэВ, а порог регистрации выбран равным 100 МэВ. Светимость измерялась по двойному тормозному излучению (ДТИ), сечение регистрации которого на энергии 500 МэВ равно 17 мбн. Основным фоновым процессом для ДТИ являются случайные совпадения однократного тормозного излучения, сечение регистрации которого равно 45 мбн. Скорость счёта фоновых событий для ДТИ измерялась по числу случайных совпадений импульсов одного счётчика с задержанными на время оборота пучков импульсами второго счётчика.

Измерение удельной светимости  $L_{y^2} = \frac{L}{J^- J^+}$ , где  $J^-$  и  $J^+$  токи электронов и позитронов, даёт важную информацию о величине эффективного поперечного сечения пучков в месте встречи. Отношение же поперечных размеров можно определить из соотношения



сдвигов частот и  $\beta$ -функций вертикальных и радиальных колебаний:

$$\frac{\delta_z}{\beta_z} = \frac{\Delta V_z \cdot \beta_z}{\Delta V_z \cdot \beta_z} \quad (6)$$

Измеренные в квадрупольных линзах кольца значения  $\beta$ -функций хорошо согласуются с расчётными величинами и с учётом измеренных  $V_z, V_z$  соответствуют значениям  $\beta$ -функций в центре экспериментальных промежутков  $\beta_z = 5,8$  см,  $\beta_z = 39$  см.

Ограничение на величину светимости обычно связано с достижением порогового значения сдвигов частот бетатронных колебаний, возникающих за счёт взаимодействия частиц с электромагнитным полем встречного пучка, поэтому непосредственное измерение этих сдвигов представляет большой интерес. Измерялась частота бетатронных колебаний, возбуждаемых высокочастотным поперечным магнитным полем на разностной частоте  $f = [\nu(\alpha^2) - 3] f_0$ , где  $\nu(\alpha^2)$  — зависящая от квадрата амплитуды частота бетатронных колебаний, а  $f_0 = 16,767$  мГц — частота обращения. В экспериментах по измерению  $\Delta V$  изучалось взаимодействие слабого пучка ( $J \sim 10 \div 100$  мкА) с полем сильного встречного пучка ( $J \sim 1 \div 50$  ма), поэтому частоты малых колебаний слабого и сильного пучков отличались на достаточно большую величину, так что можно было независимо возбуждать малые колебания слабого пучка, не возмущая сильного. Так как сдвиг частоты для встречных электрон-позитронных пучков положителен, то во избежание возмущения сильного пучка генератор, создающий высокочастотное магнитное поле, включался на частоте, заведомо превышающей резонансную частоту слабого пучка. Затем частота генератора плавно уменьшалась до того значения, когда возбуждались малые колебания слабого пучка, что регистрировалось по уменьшению плотности в центральной области поперечного распределения частиц, наблюдавшегося с помощью синхротронного излучения и диссектора с разрешением 0,1 мм на экране осциллографа /3/. Когда вертикальный размер слабого пучка из-за эффектов встречи увеличивался, определение момента возбуждения малых колебаний становилось затруднительным, а при очень больших токах сильного пучка вообще невозможным.

### III. Результаты измерений

Описываемые эксперименты по изучению эффектов встречи проводились на энергии 510 МэВ, в обычном рабочем режиме накопителя, с частотами близкими к значениям  $V_z = 3,086$ ,  $V_z = 3,06$ . Выбор этих значений частот в качестве рабочей точки обусловлен несколькими причинами: во-первых, желанием работать несколько выше целых резонансов  $V_z = 3$  и  $V_z = 3$ , в достаточно далёкой от мощных нелинейных резонансов четвёртого и пятого порядков области; во-вторых, требованием, чтобы рабочая точка для малых колебаний, смещаясь из-за действия встречного пучка по кривой, показанной на рис.2, не пересекала наиболее сильного резонанса связи  $V_z - V_z = 0$ .

На рис.3 изображена зависимость вертикального размера пучка от положения рабочей точки на некоторой прямой в плоскости

$V_z, V_z$ , пересекающей основные резонансы связи. Из графика видно, что кроме линейного резонанса  $V_z - V_z = 0$  и его боковых синхробетатронных резонансов второго порядка  $V_z - V_z = \pm 2 V_s$ , вертикальный размер пучка увеличивают также нелинейные резонансы связи  $2 V_z - V_z = 3$  и  $2 V_z - V_z = 3$  и их синхробетатронные резонансы первого порядка. Влияние резонансов связи следующих (пятого и более высоких) порядков на размер пучка не обнаружено, поэтому рабочая точка располагается между резонансами  $2 V_z - V_z = 3$  и  $V_z - V_z = 0$ , в непосредственной близости от слабого резонанса  $3 V_z - 2 V_z = 3$ . Синхробетатронные резонансы  $V_z - V_z = \pm V_s$  не наблюдаются по той причине, что при существующей величине коэффициента связи вертикальных и радиальных колебаний минимальная разница собственных частот пучка ( $|V_1 - V_2|_{min} = 0,01$ ) больше частоты фазовых колебаний ( $V_s = 0,0061$ ).

Изучалась зависимость удельной светимости от тока сильного электронного пучка, встречающегося с относительно слабым позитронным сгустком в двух противолежащих экспериментальных промежутках (рис.4). В том же режиме сняты зависимости  $\Delta V_z^\pm$  от тока встречного пучка как для позитронов, так и для электронов (рис.5). Различный наклон кривых  $\Delta V_z^+(J)$  и  $\Delta V_z^-(J)$ , выходящий за пределы точности измерений, объясняется, по-видимому, накоплением положительных ионов на траектории пучков в том случае,



если величина электронного тока больше позитронного.

Сопоставление поведения удельной светимости с величиной  $\Delta V_z^+$  говорит о том, что увеличение вертикального размера позитронного пучка начинается с порога  $\Delta V_z \approx 0,04$  ( $J^- \approx 8 \text{ ма}$ ), причём, начиная с токов  $J^- = 10 \text{ ма}$ , размер позитронного пучка растёт практически линейно с током электронов. Последнее следует из того, что удельная светимость при  $J^- > 10 \text{ ма}$  хорошо аппроксимируется гиперболой:  $L_{yz} = \frac{6}{J^-} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ ма}^{-2}$ .

Следует заметить, что в режиме встречи равного числа электронов и позитронов увеличение вертикального размера обоих пучков также начинается с токов  $J^+ \approx J^- \approx 8 \text{ ма}$ , но при токах выше  $10 \text{ ма}$  светимость выходит практически на плато ( $\sim 5 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ ). Рекордная величина светимости на энергии  $510 \text{ МэВ}$  получена в несколько другой рабочей точке при токах  $J^- = 18 \text{ ма}$ ,  $J^+ = 16 \text{ ма}$  и равна  $7 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ .

На рис.6 приведены графики зависимостей сдвигов частот вертикальных и радиальных колебаний, полученных в режиме с начальной удельной светимостью  $0,9 \cdot 10^{28} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ ма}^{-2}$ . Сплошные кривые проведены по модельному расчету на ЭВМ, а пунктирные линии показывают соответствующее им линейное приближение. Из удельной светимости находим, что на малых токах  $J_{\text{эфф}} = 0,025 \text{ мм}^2$ , а из отношения  $\Delta V_z$  к  $\Delta V_z^+$ , пользуясь (6), определяем и сами поперечные размеры пучков:

$$b_z = 0,25 \text{ мм} \quad b_z = 0,008 \text{ мм}$$

Найденная величина  $b_z$  совпадает с расчётным значением  $0,26 \text{ мм}$  и хорошо согласуется с измерениями радиального размера по диссектору.

На рис.7 показана зависимость вертикального размера позитронного пучка от величины  $\Delta V_z$  для встречи в точке I ( $\beta_z = 5,8 \text{ см}$ ,  $\beta_z = 40 \text{ см}$ ) и в точке 4 ( $\beta_z = 167 \text{ см}$ ,  $\beta_z = 26 \text{ см}$ ). В том и другом случае увеличение вертикального размера начинается с  $\Delta V_z \approx 0,04$ , но при встрече в точке 4 оно происходит более резко и сопровождается быстрым ухудшением времени жизни при  $\Delta V_z > (\Delta V_z)_{\text{крит}} = 0,05$ .

Для встречи в точках I критическая величина  $\Delta V_z$ , по достижении которой время жизни пучка заметно ухудшается, по-

видимому, превышает  $0,12$ .

Поведение пучков при встрече в точках 2 и 3 аналогично картине, наблюдавшейся в режиме встречи в точках 4. Смещение рабочей точки по частотной диаграмме вправо на  $0,013$  ( $V_z = 3,0844$ ,  $V_z = 3,0776$ ) не изменило критической величины  $\Delta V_z$  для встречи в точке 4, зато на начальном участке кривой вертикального размера позитронного пучка появился изгиб, свидетельствующий о влиянии синхротронного резонанса связи  $V_z - V_z = 2V_s$  (рис.9).

Не замечено какого-либо отличия в поведении пучков в вариантах встречи в двух и в четырёх одинаковых местах встречи (одного сгустка позитронов с одним или двумя равными сгустками электронов), графики зависимости вертикального размера позитронного пучка от величины  $\Delta V_z$  совпадают с кривыми рис.7.

В таблице I приведены основные параметры всех типов мест встречи, расчётные и экспериментально определённые значения  $\Delta V_z^+$  и  $\Delta V_z^-$ , нормированные на величину электронного тока  $J^-$ ,  $(\Delta V_z)_{\text{max}}$  - значение  $\Delta V_z$ , по достижении которого начинает увеличиваться вертикальный размер и  $(\Delta V_z)_{\text{крит}}$  - величина  $\Delta V_z$ , соответствующая заметному ухудшению времени жизни. Размеры пучков в точках 2,3,4 пересчитаны по расчётному соотношению функций Флоке и  $\Psi$  из найденных выше размеров в точке I.

#### IV. Обсуждение результатов

На основании проведенных экспериментов может быть сделан вывод, что величина порогового значения  $\Delta V_{\text{max}}$  слабо зависит от величины  $\beta$ -функции в местах встречи. Этот вывод подтверждают также эксперименты, проведённые в свое время на установках ВЭШ-2, АСО, ADONE и SPEAR.

В то же время нельзя не отметить резкого различия в величине  $(\Delta V_z)_{\text{крит}}$  для вариантов встречи в местах с малой вертикальной  $\beta$ -функцией (точка I) и в местах с большой  $\beta_z$  (точки 4,3,2). Повидимому, это различие в величине  $(\Delta V_z)_{\text{крит}}$  связано с отсутствием подобия формы поперечного сечения пучка в местах встречи, отличающихся величинами  $\beta$ -функций. Можно привести некоторые качественные соображения в пользу этого утверждения.



Будем рассматривать только вертикальные колебания частицы, проходящей сквозь встречный пучок с гауссовским распределением по  $Z$  и  $Z$ . Можно показать, что в этом случае величина электрического поля, действующего на частицу со стороны встречного пучка, равна /4/:

$$G_z = \frac{N \exp\left[\frac{\gamma^2}{\sqrt{2}(\beta_z^2/\beta_z^2 - 1)}\right]}{\beta_z \sqrt{\beta_z^2/\beta_z^2 - 1}} \left\{ \Phi\left[\frac{\gamma \beta_z}{\sqrt{2}(\beta_z^2/\beta_z^2 - 1)}\right] - \Phi\left[\frac{\gamma}{\sqrt{2}(\beta_z^2/\beta_z^2 - 1)}\right] \right\} \quad (7)$$

где  $\gamma = \frac{z}{\beta_z}$ ,  $\Phi(x)$  - интеграл вероятности, а  $N$  - число частиц во встречном пучке.

Поперечный импульс, получаемый частицей после прохождения места встречи, нормированный на среднеквадратичный поперечный импульс  $\bar{p}_z \sim \frac{\beta_z}{\beta_z}$ , равен:

$$\frac{\Delta p_z}{\bar{p}_z} \sim \frac{G_z}{\bar{p}_z} \sim N \frac{\beta_z}{\beta_z} f\left(\gamma, \frac{\beta_z}{\beta_z}\right) \quad (8)$$

Если считать, что сдвиг частоты малых колебаний в разных местах встречи одинаков, то, согласно (2):

$$N \sim \frac{\beta_z^2}{\beta_z} \left(1 + \frac{\beta_z}{\beta_z}\right)$$

и

$$\frac{\Delta p_z}{\bar{p}_z} \sim \left(1 + \frac{\beta_z}{\beta_z}\right) f\left(\gamma, \frac{\beta_z}{\beta_z}\right) \equiv f_1\left(\gamma, \frac{\beta_z}{\beta_z}\right) \quad (9)$$

На рис.8 приведены графики зависимости  $\frac{\Delta p_z}{\bar{p}_z}$  от  $\gamma$  (в относительных единицах) для разных значений параметра  $\beta_z/\beta_z$  и одинаковом сдвиге частоты малых колебаний.

Можно сделать следующие выводы:

1. Если места встречи "подобны", т.е. для них сохраняется отношение  $\beta_z/\beta_z$ , то поведение пучков должно быть одинаково, в частности, должен быть одинаковым критический сдвиг частоты бетатронных колебаний, при котором начинается ухудшение времени жизни.

2. Если пучок более круглый в месте встречи, т.е. величина  $\beta_z/\beta_z$  для него не слишком велика, то как видно из рис.8, в об-

ласти координат  $Z \approx (2+5)\beta_z$  нелинейность (величина  $\frac{d}{dz}\left(\frac{\Delta p_z}{\bar{p}_z}\right)$ ) для него больше, чем у плоского пучка. В этом случае следует ожидать более сильного проявления эффектов встречи, по крайней мере для амплитуд колебаний  $Z \approx 10\beta_z$ . Влияние "круглости" встречного пучка на больших амплитудах ( $Z \approx 100\beta_z$ ), близких к границам апертуры (что должно было бы сказываться на времени жизни), требует более подробного рассмотрения.

Авторы благодарят А.Н.Скринского за постоянное внимание к этой работе и полезные дискуссии.



Таблица I

Место встречи	$\beta_z, \beta_z$ (см)	$b_z$ (мм)	$b_z$ (мм)	$\frac{(\Delta V_z^+)^{расч.}}{J^-}$ (Ма)	$\frac{(\Delta V_z^+)^{экл.}}{J^-}$	$\frac{(\Delta V_z^+)^{расч.}}{J^-}$	$\frac{(\Delta V_z^+)^{экл.}}{J^-}$	$\frac{(\Delta V_z^+)^{расч.}}{J^-}$	$\frac{(\Delta V_z^+)^{экл.}}{J^-}$	$(\Delta V_z)_{max}$	$(\Delta V_z)_{крит.$
1	5,8, 39	0,008	0,25	$0,93 \cdot 10^{-2}$	$0,91 \cdot 10^{-2}$	$0,2 \cdot 10^{-2}$	$0,19 \cdot 10^{-2}$	$0,19 \cdot 10^{-2}$	$0,19 \cdot 10^{-2}$	0,05	>0,12
2	334, 415	0,06	0,73	$2,36 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$0,24 \cdot 10^{-2}$	$0,24 \cdot 10^{-2}$	$0,24 \cdot 10^{-2}$	$0,24 \cdot 10^{-2}$	0,04	0,05
3	158, 268	0,041	0,58	$2,13 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$0,25 \cdot 10^{-2}$	$0,25 \cdot 10^{-2}$	$0,25 \cdot 10^{-2}$	$0,25 \cdot 10^{-2}$	0,04	0,05
4	154, 25	0,041	0,21	$5,16 \cdot 10^{-2}$	$3,8 \cdot 10^{-2}$	$0,16 \cdot 10^{-2}$	$0,1 \cdot 10^{-2}$	$0,1 \cdot 10^{-2}$	$0,1 \cdot 10^{-2}$	0,04	0,05

## Литература

1. V.M. Aalchenko et al. "Beginning of the Experiments with Electron-Positron Storage Ring VEPP-2M".  
Препринт ИЯФ, Новосибирск, 1975 г.
2. F. Amman. Int. Conf. on High-Energy Accel., CERN (1971), p. 471.
3. Э.И. Зинин, В.П. Кутовой. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Москва, 1974.
4. P.M. Lapostolle et al. "Intensity dependent effect and space charge limit investigations on CERN linear injector and synchrotron", CERN Preprint, Geneva, 1968.



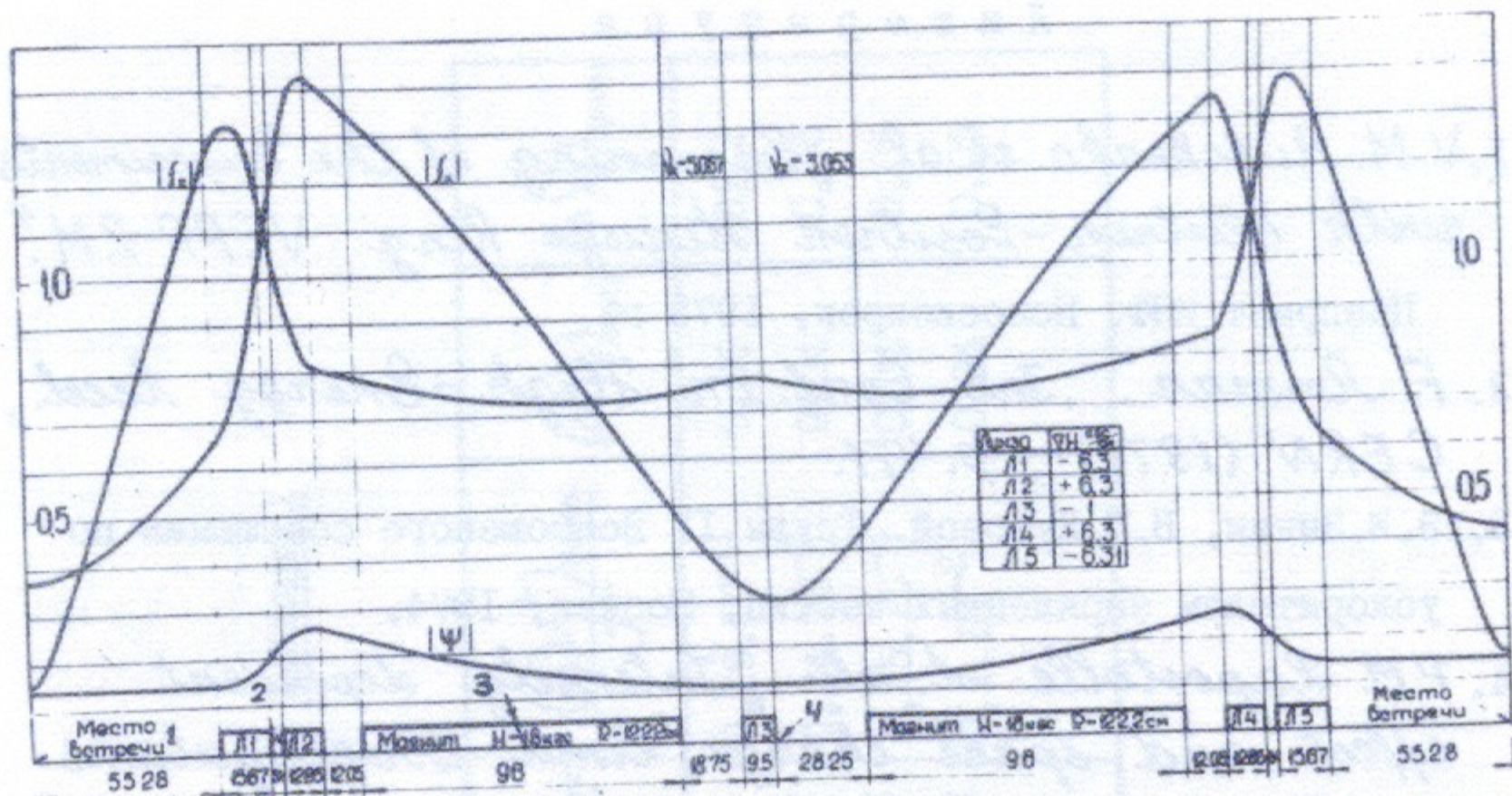


Рис.1. Функции Флоке и  $\Psi$  половины периода накопителя. Цифрами 1,2,3,4 указано положение различных мест встречи.

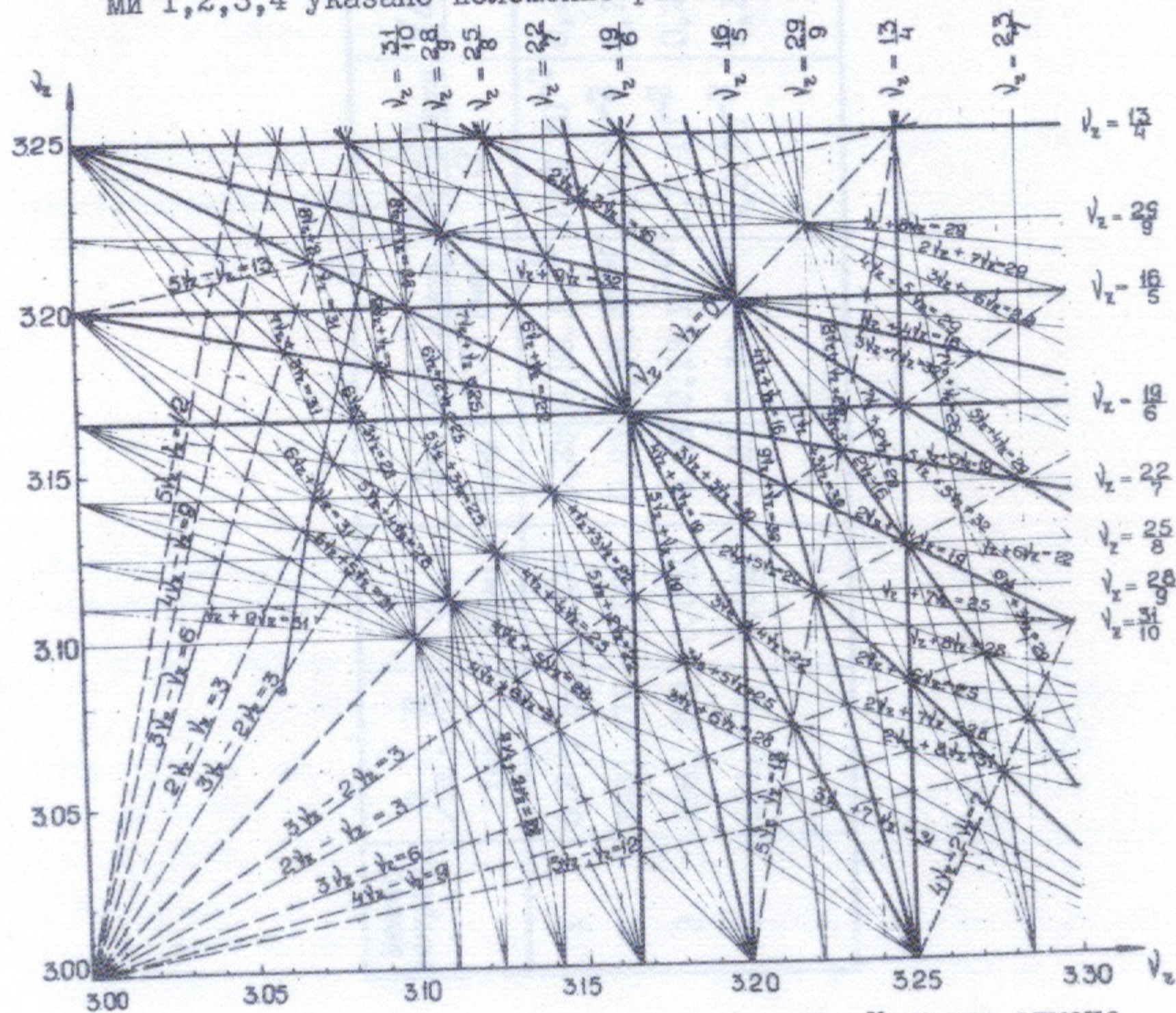


Рис.2. Сетка резонансов бетатронных колебаний. Кружком отмечено положение рабочей точки при малых токах пучков. Кривая показывает направление смещения рабочей точки для малых колебаний под действием встречного пучка.

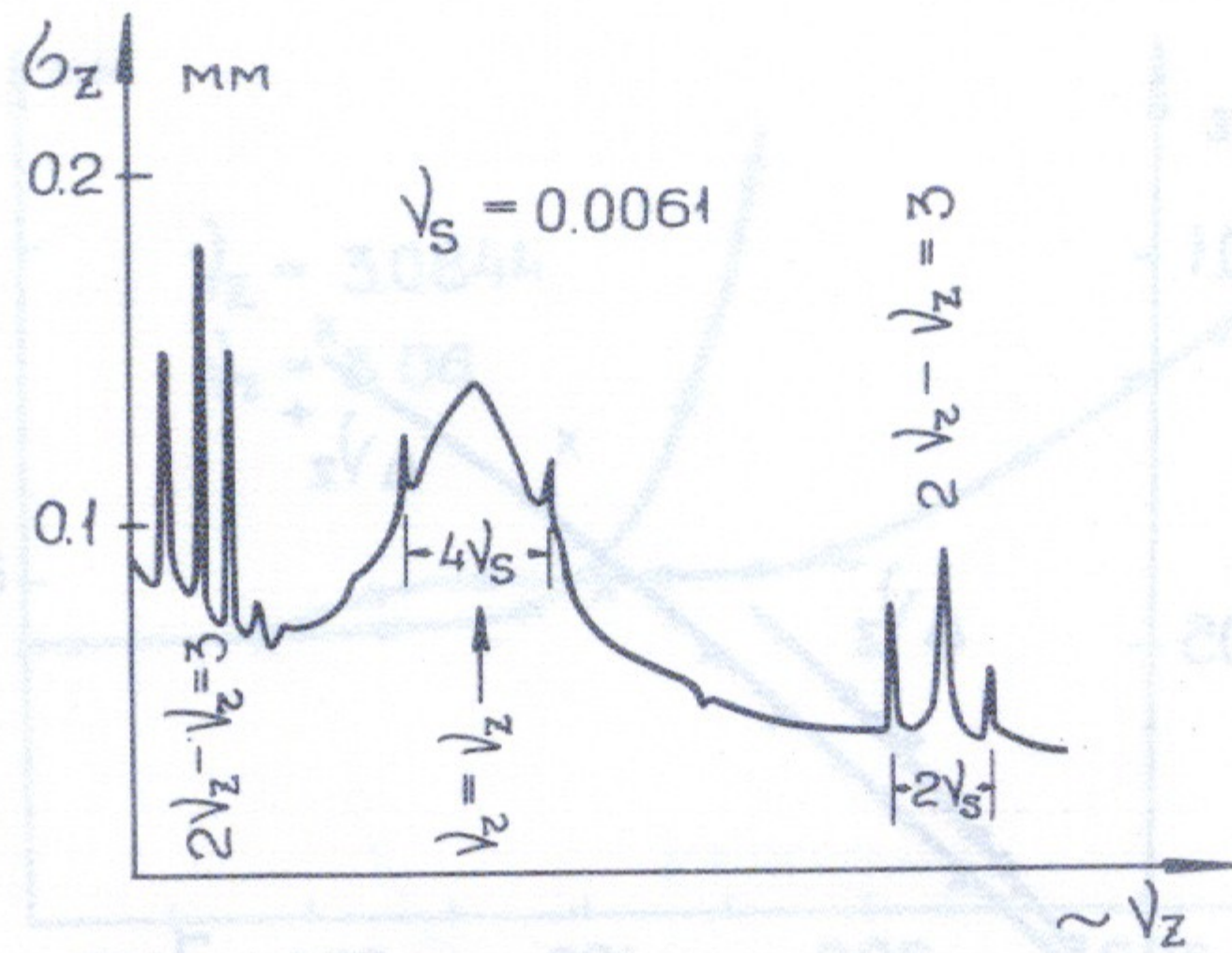


Рис.3. Зависимость вертикального размера одного пучка от положения рабочей точки на прямой в плоскости  $V_z, V_z$  ( $V_z = const$ )

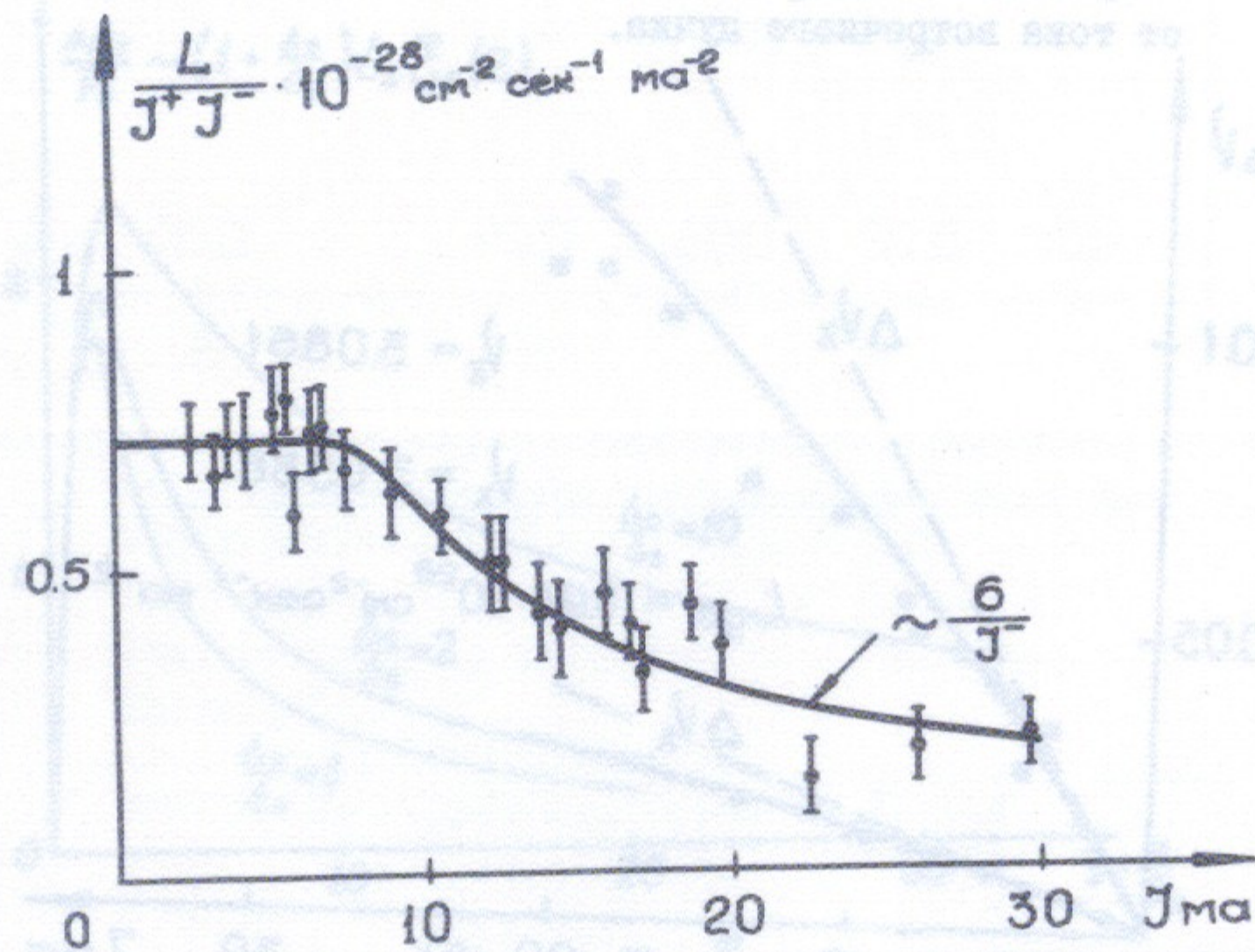


Рис.4. Зависимость удельной светимости от тока электронного пучка.



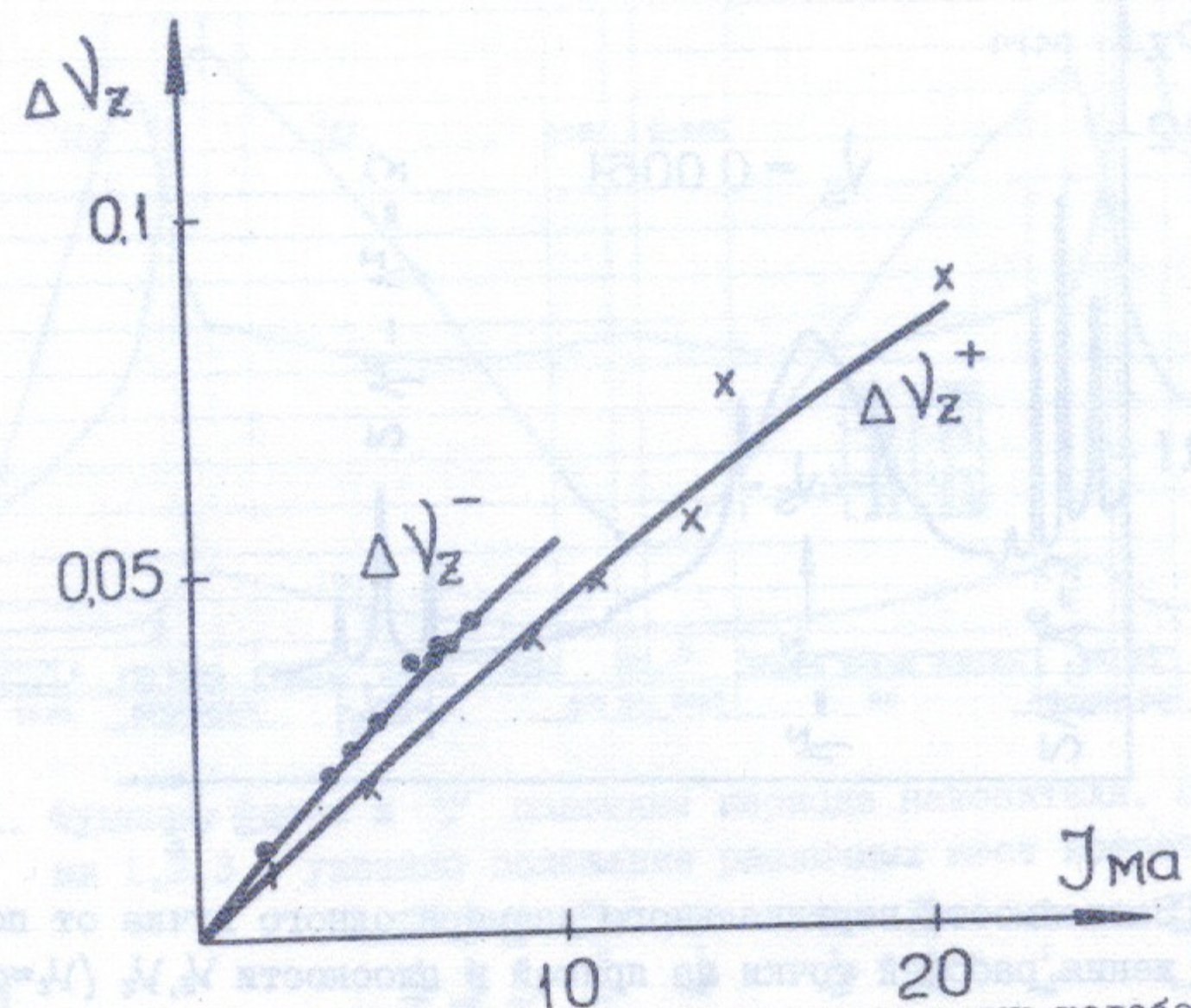


Рис.5. Зависимость сдвигов частот вертикальных колебаний позитронного ( $\Delta V_z^+$ ) и электронного пучков ( $\Delta V_z^-$ ) от тока встречного пучка.

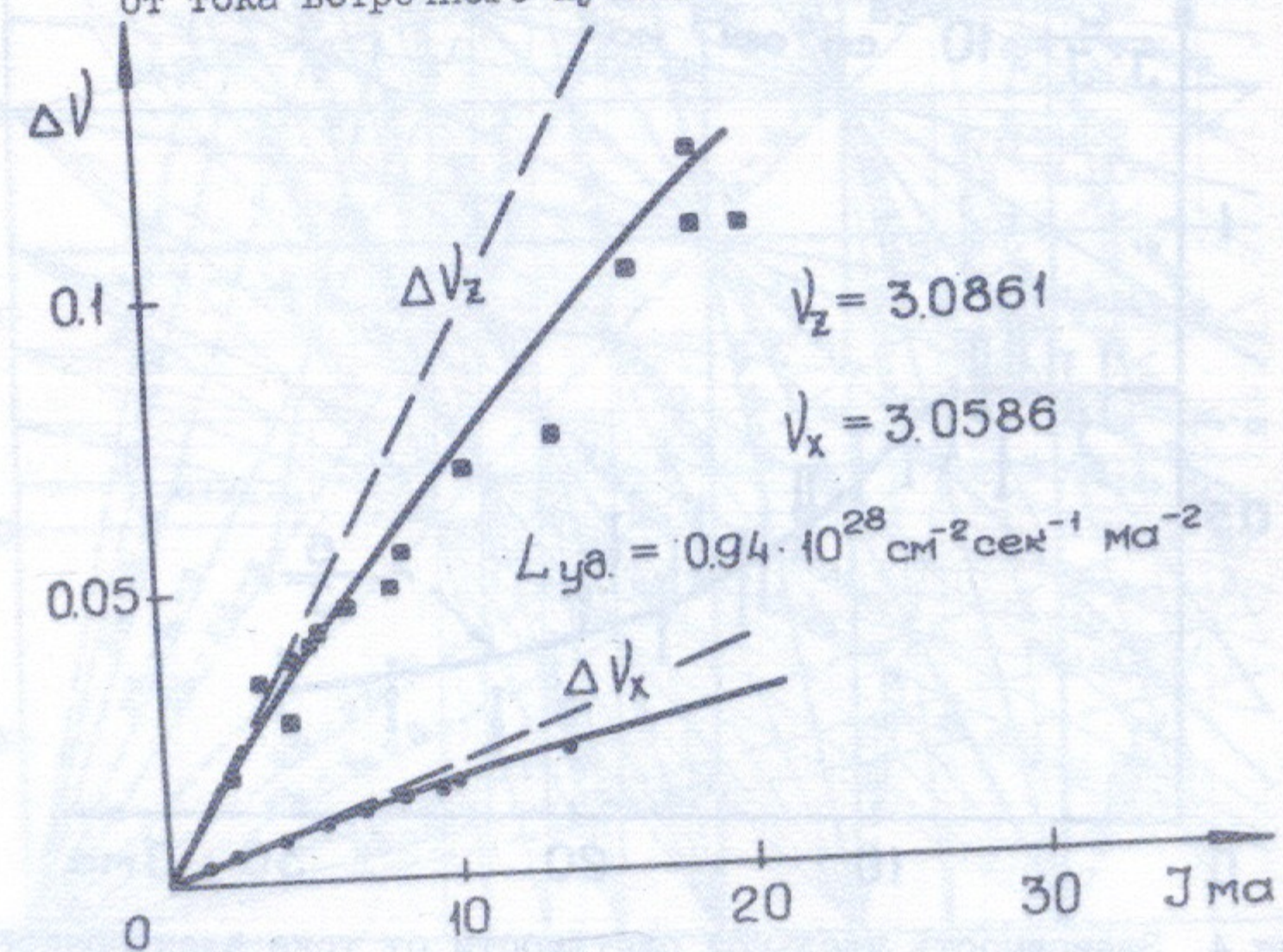


Рис.6. Зависимость сдвигов частот вертикальных и радиальных колебаний позитронов от тока электронов.

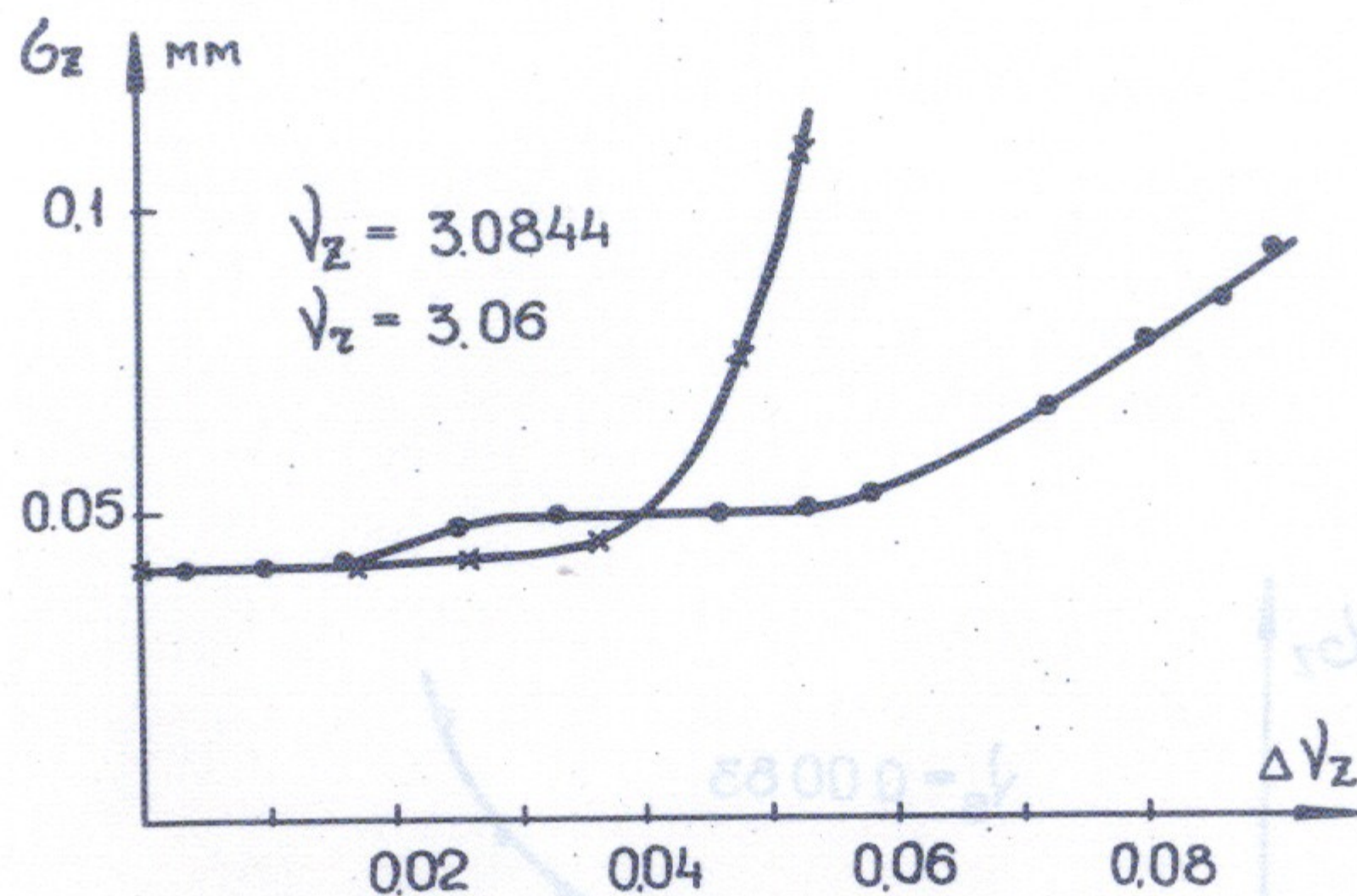


Рис.7. Зависимость вертикального размера позитронного пучка от величины  $\Delta V_z$  при встрече в точке I ( $\cdot$ ) и в точке 4 ( $\times$ ).

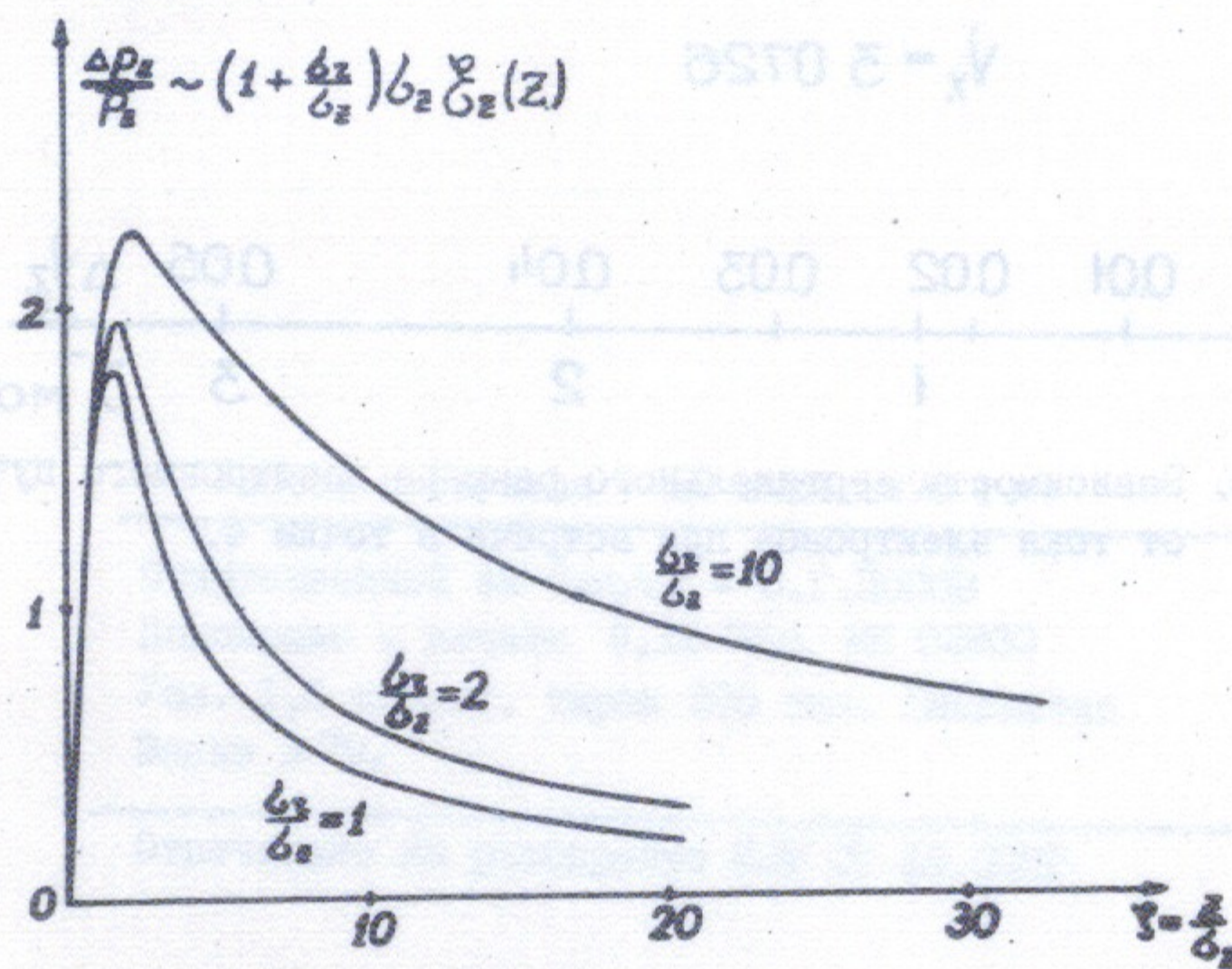


Рис.8. Зависимость  $\frac{\Delta P_z}{P_z}$  от  $\gamma = \frac{E}{G_0}$  для нескольких значений параметра  $G_z/G_0$ .



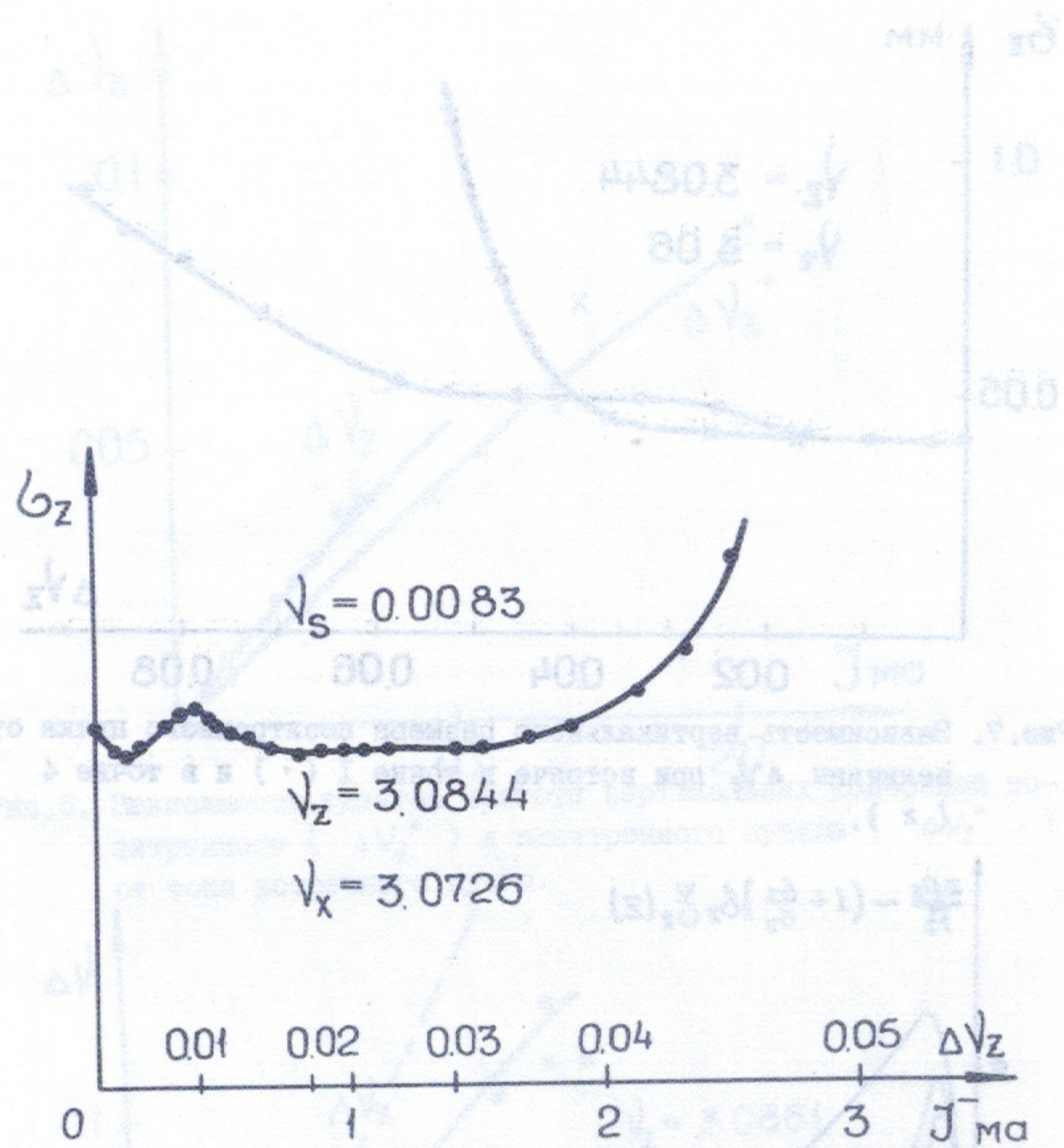


Рис.9. Зависимость вертикального размера позитронного пучка от тока электронов при встрече в точке 4.

Работа поступила - II июня 1976 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ  
 Подписано к печати 8.IX-76г. МН 02930  
 Усл. I,I печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно  
 Заказ № 79.

Отпечатано на ротапринтере ИЯФ СО АН СССР