



18  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
им. Г.И. Будкера СО РАН

В.Н. Корчуганов, Е.Б. Левичев, В.В. Сажаев

КОМПЕНСАЦИЯ ХРОМАТИЗМА  
И ДИНАМИЧЕСКАЯ АПЕРТУРА  
НАКОПИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ "СИБИРЬ-2"  
(ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ)

ИЯФ 93-27



НОВОСИБИРСК

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Специализированный накопитель заряженных частиц Сибирь-2 служит для получения интенсивных пучков синхротронного излучения высокой яркости [1], достигаемой, прежде всего, за счет уменьшения фазового объема (эмиттанса) источника - электронного пучка. Оптимизация поведения горизонтальных бетатронной и дисперсионной функций в поворотных магнитах [2] позволяет получить в нашем случае на энергии  $E = 2.5$  ГэВ горизонтальный эмиттанс  $\epsilon_x = 76$  нм.

Минимизация эмиттанса совместно с получением структурных функций, оптимальных для постановки ондуляторов и сверхпроводящих змеек, приводят к структурам с сильнофокусирующей оптикой и большими биениями бетатронных функций. Для компенсации значительного хроматизма таких структур вводятся секступольные линзы, создающие систематическую квадратичную компоненту магнитного поля. При этом роль нелинейных эффектов (зависимость частоты колебаний от амплитуды, появление плотной сетки нелинейных резонансов и т. д.) в ограничении устойчивой области движения и уменьшении времени жизни пучка может стать определяющей.

В работе рассматриваются компенсация линейного хроматизма для накопителя Сибирь-2 и связанные с этим вопросы динамики частиц в нелинейных магнитных полях. Накопитель состоит из шести одинаковых зеркально-симметричных элементов периодичности, каждый из которых содержит ахроматический поворот, образованный двумя парами дипольных магнитов, набор квадрупольных линз и прямолинейные промежутки для постановки змеек и ондуляторов (рис. 1). В Приложении 1 даны основные параметры накопителя. В Приложении 2 приводится магнитная структура половины (до точки симметрии) элемента периодичности, использовавшаяся при моделировании.

## 2. ЛИНЕЙНЫЙ ХРОМАТИЗМ И ЕГО КОМПЕНСАЦИЯ

Для оптимизации поведения структурных функций и увеличения яркости источника излучения необходимы сильнофокусирующие квадрупольные линзы, создающие относительно большой натуральный

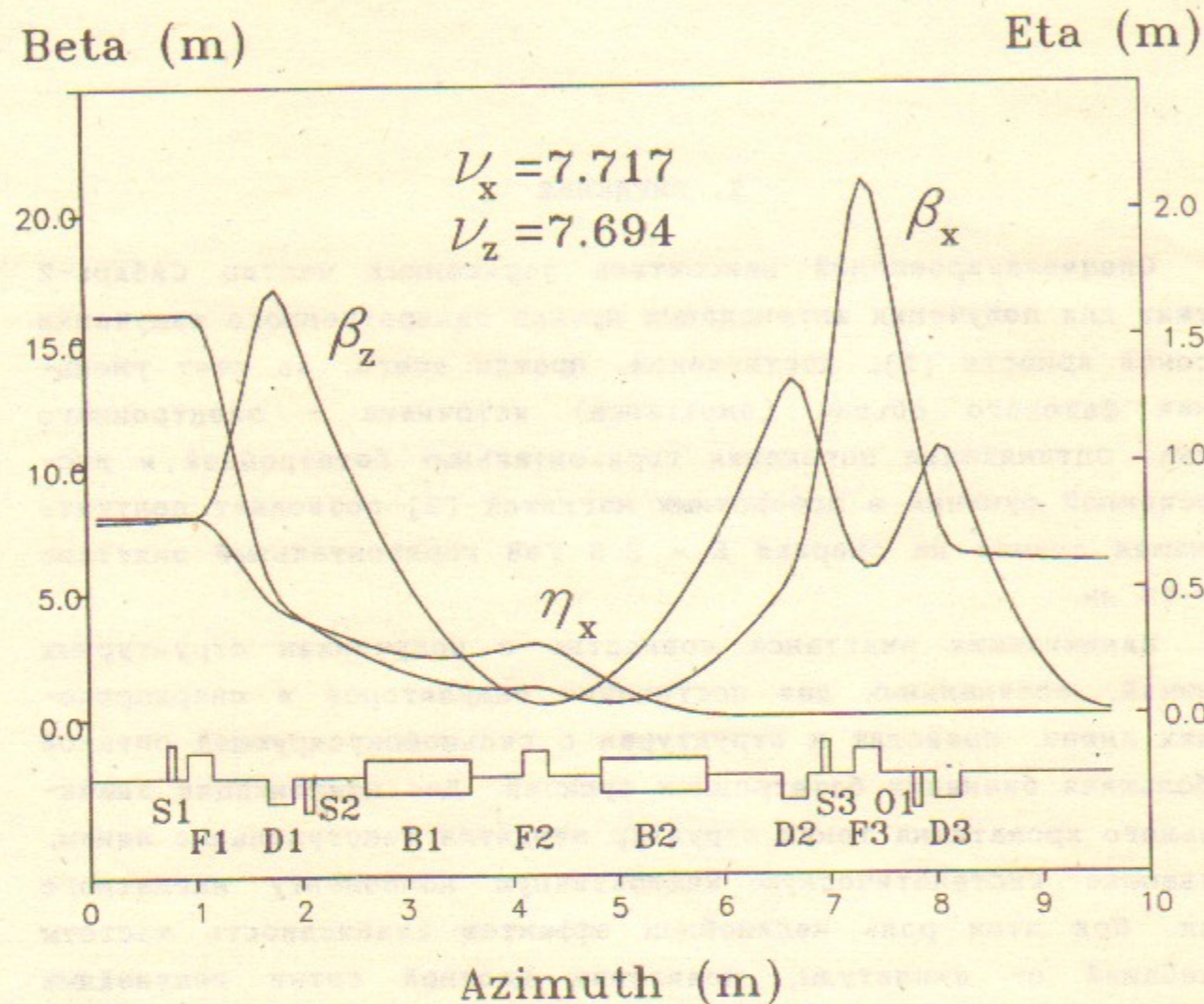


Рис. 1. Структурные функции на половине периода Сибирь-2.

хроматизм машины  $\xi = \partial v / \partial(\Delta p/p)$ . В нашем случае для рабочей точки  $\nu_x = 7.717$  и  $\nu_z = 7.694$  горизонтальный и вертикальный хроматизм соответственно равны:  $\xi_x = -23.9$  и  $\xi_z = -23.8$ .

Для компенсации линейного хроматизма используются секступольные линзы [3], размещенные вблизи дублета квадрупольных линз, где дисперсионная функция  $\eta(s)$  близка к максимальной, а значения горизонтальной и вертикальной бета-функций  $\beta_{x,z}(s)$  достаточно отличаются друг от друга, обеспечивая возможность управления хроматизмом по обеим координатам:

$$\Delta \xi_{x,z} = \pm 1/4\pi \int m(s) \beta_{x,z}(s) \eta(s) ds, \quad (2.1)$$

где  $m(s) = (\partial^2 B_z(s) / \partial x^2) / B\rho$  - приведенная сила секступоля, а  $B\rho$  - магнитная жесткость.

На рис. 1 показана последовательность магнитных элементов и структурные функции для половины ячейки периодичности кольца. Здесь и далее азимутальная координата  $s=0$  соответствует началу первого элемента структуры. Размещение секступольных линз, компенсирующих линейный хроматизм, сохраняет как основную (6-кратную) симметрию кольца, так и зеркальную симметрию элемента периодичности.

Наличие секступольных членов в разложении магнитного поля приводит (в первом порядке по параметру возмущения) к появлению резонансов

$$\begin{array}{ll} \nu_x = k & \nu_z = k \\ 3\nu_x = k & 3\nu_z = k \\ \pm \nu_x + 2\nu_z = k & 2\nu_x \pm \nu_z = k, \end{array} \quad (2.2)$$

где  $k$  - целое число. Резонансы в первой колонке возбуждаются нормальной компонентой секступольного поля, а во второй - skew-компонентой.

Учитывая, что магнитная структура накопителя состоит из шести суперпериодов, рабочая область бетатронных частот выбиралась так, чтобы ближайшие структурные секступольные резонансы

$$3\nu_x = 24, \quad \nu_x + 2\nu_z = 24, \quad -\nu_x + 2\nu_z = 6, \quad (2.3)$$

а также резонансы  $\nu_{x,z} = 7.5$  и  $8$  были расположены достаточно далеко. Более близкие секступольные резонансы для идеальной магнитной структуры подавляются симметрией кольца.

На рис. 2 приведена зависимость бетатронных частот и структурных функций на азимуте  $s = 0$  от относительного отклонения импульса частицы  $\delta = \Delta p/p_0$  при скомпенсированном линейном хроматизме. Расчеты проводились с использованием пакета программ, разработанного авторами в ИЯФ СО РАН.

## 3. ИСТОЧНИКИ НЕЛИНЕЙНОСТЕЙ И РАЗМЕР ТРЕБУЕМОЙ АПЕРТУРЫ

### 3.1. Источники нелинейностей

В пренебрежении краевыми полями магнитное поле вблизи орбиты может быть представлено в сопровождающей системе координат (вектор  $\vec{s}$  направлен по касательной вдоль траектории,  $\vec{x}$  - по нормали от локального центра кривизны, а  $\vec{z}$  дополняет тройку

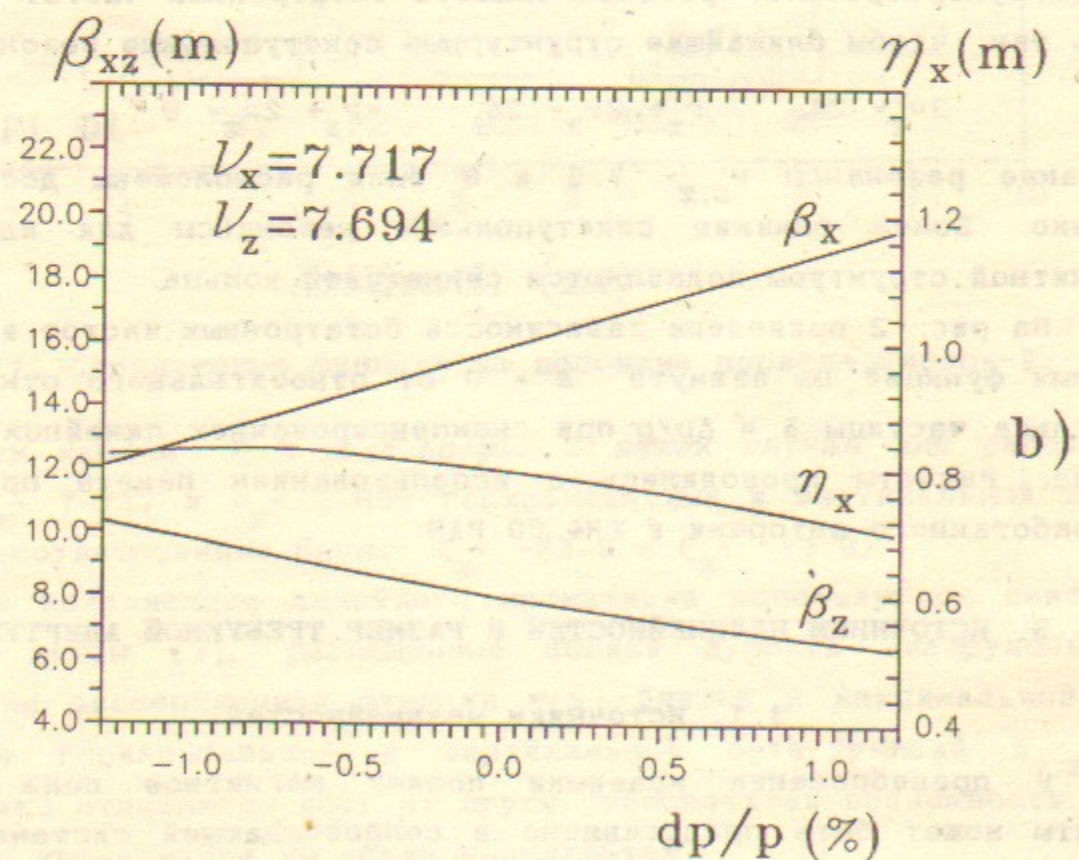
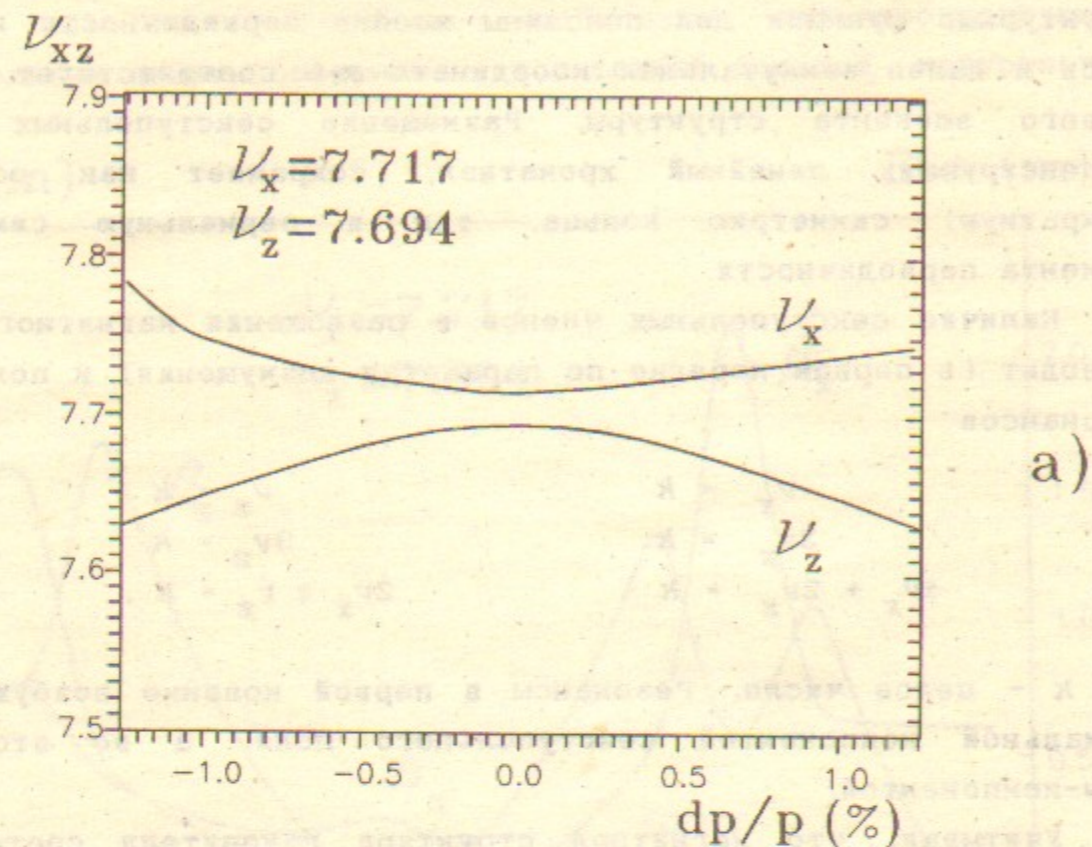


Рис. 2. Зависимость частот бетатронных колебаний (а) и структурных функций в начальной точке периода Сибирь-2 (б) от  $\delta = \Delta p/p_0$  при скомпенсированном линейном хроматизме.

до правой) в виде мультипольного разложения [4], с кусочно-постоянной зависимостью коэффициентов от азимута:

$$B(x, z, s) = B_x + i B_z = \sum_n (b_n(s) + i a_n(s)) (x + iz)^n / n! , \quad (3.1.1)$$

где  $b_n = \partial^n B_z / \partial x^n |_{x,z=0}$  отвечают нормальным компонентам поля ( $b_0$  - дипольной,  $b_1$  - квадрупольной,  $b_2$  - секступольной и т.д.). Коэффициенты  $a_n$  отвечают skew-компонентам и далее не учитываются, т.к. они обусловлены малыми ошибками выставки магнитных элементов.

По типу источника нелинейности можно разделить на систематические, специально вводимые в структуру (например, секступольные или октупольные линзы), и погрешности магнитного поля, возникающие из-за конструктивных особенностей, точности изготовления и сборки магнитных элементов. Последние, обычно малые, тем не менее, могут приводить к значительному уменьшению области устойчивости, так как нарушают симметрию кольца и увеличивают число работающих резонансов.

Рассмотрим источники и величины нелинейностей, учитывавшихся при моделировании движения частицы. Источниками регулярных нелинейностей являются:

- два семейства по 12 секступольных линз, компенсирующих естественный хроматизм;
- два семейства по 6 секступольных линз, размещаемые в бездисперсионных участках для возможной коррекции динамической апертуры, уменьшаемой хроматическими секступолями. Все секступоли одинаковы по конструкции;
- два семейства по 6 октупольных линз, для управления кубической нелинейностью магнитного поля.

Параметры секступольных и октупольных линз приведены в таблице 3.1.1.

Таблица 3.1.1

Основные параметры секступольных и октупольных линз ТНК

Параметр	Секступоль	Октуполь
Количество	36	12
Вписанный диаметр, см	5.9	6.6
Длина полюса, см	10	16
Эффективная длина, см	11.4	16.4
Макс. градиент, кГс/см <sup>2</sup> (/см <sup>3</sup> )	0.86	0.52
Однородность поля при $r = 1$ см		
$\Delta b_n / b_{n0}$ , %	3	3

Все секступольные и октупольные линзы изготовлены серийным образом и прошли магнитные измерения, результаты которых использованы в таблице. Относительный среднеквадратичный разброс интегральной силы мультиполя  $f_n = \int b_n ds = \int (\partial^n B_z / \partial x^n) ds$ , определяемый изготовлением линз:

$$\langle f_2 \rangle / \bar{f}_2 \approx \pm 0.5 \%, \quad \langle f_3 \rangle / \bar{f}_3 \approx \pm 0.7\% . \quad (3.1.2)$$

Нелинейности, присутствующие в полях поворотных магнитов и квадрупольных линз могут быть оценены из следующих соображений:

1) дипольные обмотки, размещенные на полюсах квадрупольных линз для коррекции искажения замкнутой орбиты пучка, кроме дипольной компоненты поля на оси  $\Delta B_{z0}$ , такие обмотки создают и секступольную компоненту [2]

$$b_2 = \pi/2 \Delta B_{z0} / r_0^2 , \quad (3.1.3)$$

где  $r_0 = 2.8$  см радиус вписанной окружности линзы. Эта зависимость хорошо подтверждается магнитными измерениями.

Основным источником искажения замкнутой орбиты являются неточности выставки квадрупольных линз в поперечном направлении. Принятая в проекте среднеквадратичная ошибка установки линз  $\sigma_x = \sigma_z = 0.1$  мм приводит к появлению на орбите полей

$$\langle \Delta B_{x,z} \rangle = b_1 \sigma_{x,z} , \quad (3.1.4)$$

где  $b_1(s) = G(s)$  - градиент квадрупольной линзы. Поля  $\Delta B_{z0}$ , необходимые для коррекции, по порядку величины равны возмущающим полям  $\Delta B_z$ . Отсюда можно получить оценку на секступольную компоненту корректирующего поля:

$$\langle b_2 \rangle / b_1 = \pi/2 \sigma_{x,z} / r_0^2 \approx 2 \times 10^{-3} \text{ (см}^{-1}\text{)} ; \quad (3.1.5)$$

2) согласно результатов магнитных измерений относительное отклонение градиента квадрупольной линзы вносимое кубической нелинейностью

$$|\Delta G/G_0| = |1/2 b_3 x^2/G_0| \leq 1 \times 10^{-3}, \quad x \leq 2.5 \text{ см} . \quad (3.1.6)$$

Случайный разброс величины кубической нелинейности от линзы к линзе, возбуждающий неструктурные октупольные резонансы, по результатам измерений  $(\Delta b_3)_{\max} / b_3 \approx 20\%$ .

3) магнитные измерения также показывают, что относительное изменение поля поворота магнита из-за квадратичной нелинейности в апертуре  $2x \leq 6$  см

$$|\Delta B/B_0| = |1/2 b_2 x^2/B_0| \leq 0.7 \times 10^{-3} . \quad (3.1.7)$$

где  $B_0$  - амплитуда поля магнита. Отличие квадратичной нелинейности от магнита к магниту пренебрежимо мало по сравнению со случайной секступольной компонентой, вносимой дипольными обмотками квадрупольных линз.

При моделировании не учитывались нелинейности, вызванные взаимодействием пучка с окружающей структурой, собственными полями пучка, краевыми полями магнитных элементов и т.п.

### 3.2. Требования на размер динамической апертуры

Необходимая апертура определяется следующими требованиями:

- *Эффективность инжекции.* Пучок инжектируется в Сибирь-2 с энергией 450 МэВ по горизонтали с использованием прединфлектора и инфлектора, осуществляющих локальное искажение орбиты пучка в районе впускного магнита. С учетом толщины ножа впускного магнита, размеров накопленного и впускаемого пучка, а также величины остаточных бетатронных колебаний, требуемая горизонтальная апертура имеет размер 2.6 см. Вертикальная апертура на инжекции определяется эффективным вертикальным эмиттансом впускаемого пучка и должна быть не менее  $\pm 0.8$  см.

- *Время жизни пучка.* Проведение экспериментов на СИ с высоким временным разрешением требует возможности получения одного короткого сгустка электронов с током - 0.1 А. При этом, согласно проведенным расчетам, во всем диапазоне энергий Сибири-2 для времени жизни определяющим оказывается эффект внутрисгусткового рассеяния электронов друг на друге (эффект Тушека). Для обеспечения времени жизни в односгустковом режиме с током 0.1 А на энергии 2.5 ГэВ при связи бетатронных колебаний  $\epsilon_z = 0.01 \epsilon_x$  и среднем вакууме  $\leq 2$  нТорр с учетом возможного искажения орбиты  $\delta x = \delta z = \pm 0.3$  см, требуемая апертура (на азимуте  $s = 0$ ):  $A_x = \pm 2.4$  см,  $A_z = \pm 1.3$  см.

Геометрические размеры вакуумной камеры и размеры области «хорошего» поля в магнитах и линзах накопителя не ограничивают апертуру.

#### 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦЫ В НЕЛИНЕЙНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

##### 4.1. Уравнения движения

Уравнения движения заряженной частицы в циклическом ускорителе с учетом нелинейных членов неоднократно рассматривались (например в [5], там же список литературы), поэтому ниже приведем эти уравнения без вывода, обращая внимание на основные моменты, определяющие их вид.

Уравнения записываются в гамильтоновской форме при следующих обозначениях и упрощениях:

- используется правая криволинейная сопровождающая система координат  $x, z, s$  или  $\theta = s/\bar{R}$ , где  $\bar{R}$  - средний радиус кольца;

- продольная и горизонтальная компоненты магнитного поля в медианной плоскости ускорителя отсутствуют, а вертикальная компонента представима рядом Тейлора:

$$B_z(x, z=0, s) = B\rho (h + kx + mx^2/2! + ox^3/3! + \dots), \quad (4.1.1)$$

где  $h(s) = 1/\rho$  - кривизна траектории,  $k(s) = b_1(s)/B\rho$ ,  $m(s) = b_2(s)/B\rho$  и  $o(s) = b_3(s)/B\rho$  - приведенные фокусирующие силы мультиполей;

- поперечный импульс частицы мал по сравнению с полным импульсом  $p_{x,z} \ll p$ ; поперечное смещение частицы мало по сравнению с радиусом кривизны  $x, z \ll \rho$ ; используются магнитные элементы с разделенными функциями, так что в уравнениях опускаются члены  $h(s)k(s)$ ; пренебрегается, также, членами  $h^n(s)$  с  $n \geq 3$ .

При этих упрощениях гамильтониан частицы представляется в канонических переменных  $(x, p_x = x'; z, p_z = z')$  в виде

$$H = \delta h x + (p_x^2 + p_z^2)/2 + (1-\delta)((h^2+k)x^2/2 - kz^2/2 + m(x^3-3xz^2)/6 + o(x^4+6x^2z^2+z^4)/24 + \dots), \quad (4.1.2)$$

где  $\delta = (p-p_0)/p_0 \ll 1$  - отклонение импульса частицы от равновесного. Движение частицы с  $\delta = 0$  будет описываться следующими уравнениями (дифференцирование производится по  $s$ ):

$$\begin{aligned} x'' + (h^2+k)x &= 1/2 m (x^2-z^2) + 1/6 o (x^3 - 3 xz^2) \\ z'' - kz &= mxz + 1/6 o (z^3 - 3 x^2z). \end{aligned} \quad (4.1.3)$$

При помощи канонического преобразования [11] можно перейти от координат  $(x, p_x; z, p_z; s)$  к координатам действие-фаза

$(J_x, \psi_x; J_z, \psi_z; s)$ , которые связаны со старыми переменными выражениями

$$\begin{aligned} y(s) &= \sqrt{2J_y \beta_y(s)} \cos \psi_y(s), \\ p_y(s) &= -\sqrt{2J_y/\beta_y(s)} (\sin \psi_y(s) + \alpha_y(s) \cos \psi_y(s)), \\ \psi_y(s) &= \int_0^s ds/\beta_y(s) + \psi_{y0}, \end{aligned} \quad (4.1.4)$$

где  $\beta$  и  $\alpha = -\beta'/2$  - параметры Твисса а  $y = x, z$ . Применение таких координат удобно при изучении движения системы в фазовом пространстве. При этом действие связано с амплитудой  $J_y = A_y^2$ , а фаза с частотой бетатронных колебаний  $\nu_y = 1/2\pi \int ds/\beta_y$ .

##### 4.2. Программное обеспечение

Метод численного моделирования движения (трекинг) в нелинейных магнитных полях является наиболее универсальным для изучения динамики и условий устойчивости частицы [6-9].

Его достоинствами являются относительная простота реализации, применимость для широкого класса моделей, большое число хорошо разработанных и проверенных методов моделирования. Отсутствие же универсальной аналитической методики количественного определения границы области устойчивости делает трекинг самым распространенным средством изучения нелинейного движения в циклических ускорителях [15].

К недостаткам трекинга относится то, что, во-первых, оперативное исследование движения частицы, ограниченное быстрым действием ЭВМ, невозможно проводить в течение достаточно длительного (применительно к ускорителю) промежутка времени даже для простых моделей, а во-вторых, сложность процессов в нелинейной системе затрудняет интерпретацию результатов и прогнозирование, например, с целью увеличения устойчивой области [16]. В связи с этим крайне желательно при изучении нелинейной динамики частицы пользоваться результатами аналитических исследований может быть более простых, но наглядных моделей теории нелинейных систем [10,11].

Моделирование проводилось с помощью пакета программ MACSim, разработанного авторами, и реализованного на MicroVAX-3.500 под операционной системой VAX/VMS-5.2 на языке FORTRAN-77. Вычисления делались в переменных REAL\*8 (64 бита на слово, 54 бита на

мантиссу). Для сравнения результатов использовались программы, моделирующие нелинейное движение RACETRACK [8] и PATRICIA [9]. Сравнение показывает хорошее совпадение результатов (на рис. 3

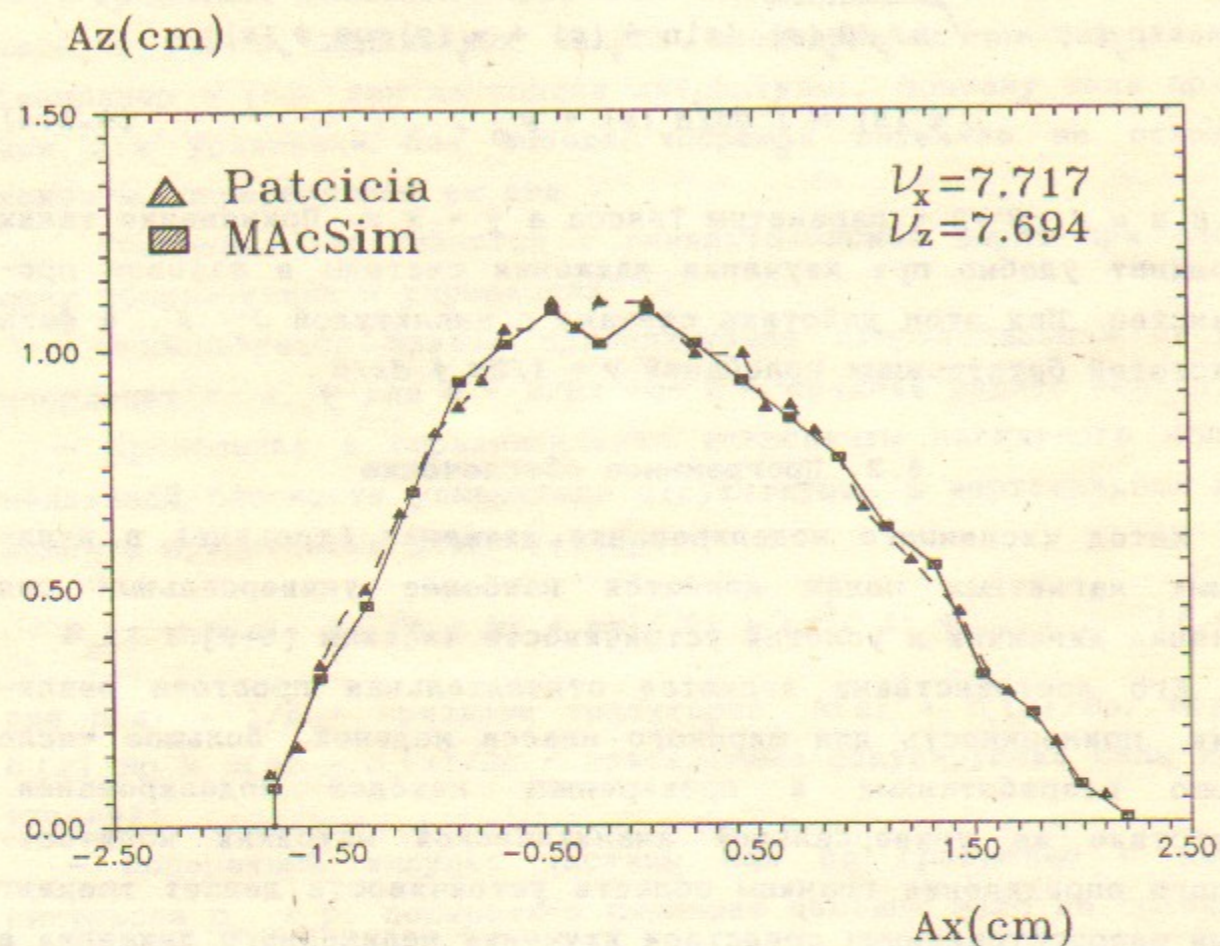


Рис. 3. Динамическая апертура Сибирь-2, рассчитанная при помощи программ MACSim и PATRICIA.

приведена динамическая апертура, вычисленная программами PATRICIA и MACSim для структуры Сибирь-2 из Приложения 2).

Далее кратко описаны возможности пакета программ для расчета ускорителей заряженных частиц.

**Редакция структуры.** Редактор структуры позволяет описывать магнитную структуру (кольцо или канал), в том числе, с учетом симметрии. Элементы могут задаваться с кусочно-постоянным распределением мультиполей вдоль траектории или в виде «тонких» элементов, при этом задается интегральная сила мультиполя  $n$ -порядка  $f_n = \int b_n ds$ .

Легко вводятся новые типы элементов. Имеется возможность задавать случайное распределение мультиполей по нормальному закону с заданной величиной дисперсии относительно среднего значения.

**Расчет основных параметров.** Программа позволяет рассчитывать и выводить структурные функции, бетатронные частоты, радиационные интегралы, линейный хроматизм, коэффициент уплотнения орбит, эмиттанс (по квантовым флуктуациям) и т.д. Имеется возможность моделирования замкнутой орбиты пучка, искаженной возмущающими полями.

**Нелинейное движение.** Программа решает уравнения (4.1.3). Для линейных участков решение находится предварительно с помощью матричного формализма и матрицы переходов запоминаются. При задании нелинейного элемента в кусочно-постоянном приближении уравнения решаются методом Рунге-Кутты четвертого порядка. Если используется приближение «тонких» элементов, то при прохождении частицы через такой элемент ее координата остается прежней, а угол меняется на

$$\Delta p_{x,z} = \mp 1/B\rho \int_0^L B_{z,x}(s) ds ; \quad (4.2.1)$$

где  $B_{z,x}$  — соответствующее поле из разложения (3.1.1), а интеграл берется по длине  $L$  элемента, представляемого в «тонком» приближении (частица испытывает «нелинейный удар»).

Недостатком метода Рунге-Кутты является его несимплектичность (несохранение фазового объема) [14]. Выбором шага интегрирования  $\Delta s$  этот эффект может быть сделан сколь угодно малым, поскольку он пропорционален  $\Delta s^6$  для метода Рунге-Кутты 4-го порядка, однако, уменьшение шага интегрирования увеличивает время счета.

Метод «нелинейных ударов» симплектичен, но применение его требует аккуратности при разбиении протяженной нелинейности (например, поворотного магнита) на «тонкие» элементы.

Вопрос точности решения изучался методом «обратного счета» в области заведомо устойчивого движения ( $A_x = 1.1$  см,  $A_z = 0.24$  см), когда после определенного числа оборотов (в нашем случае  $10^3$ ) направление движения частицы меняется на противоположное, и она приводится в исходную точку. Отклонение от начальной координаты (табл. 4.2) показывает накопленную ошибку. В случае метода «тонких линз» нелинейные элементы (хроматические секстиполи) заменялись 1 или 10 «ударами», а при интегрировании

Таблица 4.2

Точность методов интегрирования уравнений движения

Тонкие линзы	$\delta A_x$ (см)	$\delta A_z$ (см)	Время ЦП (мин)
1 удар	$4.94 \times 10^{-12}$	$8.48 \times 10^{-13}$	0.1
10 ударов	$9.31 \times 10^{-13}$	$1.17 \times 10^{-13}$	1.0
Метод Р.-К.	$\delta A_x$ (см)	$\delta A_z$ (см)	Время ЦП (мин)
Шаг = 10 см	$2.21 \times 10^{-6}$	$2.02 \times 10^{-9}$	0.5
Шаг = 1 см	$2.80 \times 10^{-11}$	$-4.35 \times 10^{-13}$	4.5

Рунге-Кутта шаг выбирался соответственно 10 см (полная длина нелинейности) или 1 см.

Из таблицы видно, что точность решения методом тонких линз вполне удовлетворительна даже при замене секступоля одним элементом, в то время как для метода Рунге-Кутта нужно выбрать шаг так, чтобы достичь требуемой точности и получить приемлемую скорость счета (время ЦП).

Поскольку для анализа нелинейной динамики топология фазового пространства имеет большое значение, особое внимание уделялось представлению результатов счета. Программа позволяет выводить пооборотно положение частицы в различных координатах:  $(J_x, \psi_x; J_z, \psi_z)$ ,  $(x, p_x; z, p_z)$ ,  $(x; z)$ , а также зависимость этих величин от азимута  $s$ . Возможности и специфика каждого типа вывода иллюстрируются ниже.

Для изучения спектра частот системы, являющейся в нелинейном случае ангармонической, и определения зависимости фундаментальной бетатронной частоты от амплитуды движения используется спектральный анализ. Значения координат после каждого оборота запоминаются, и после  $N = 2^n$  оборотов над полученным массивом производится дискретное преобразование Фурье (БПФ). Точность определения частоты при этом  $\Delta\nu \approx 1/N$ , или, в случае  $N = 1024$ ,  $\Delta\nu \approx 10^{-3}$ .

#### 4.3. Определение устойчивости движения

Пока не существует методов, позволяющих, исходя из знания траектории на ограниченном временном интервале, определенно судить о глобальной устойчивости системы. Однако, при движении электронов в циклическом ускорителе, когда имеется сильное радиационное трение, существует характерное время затухания

колебаний частицы, в течение которого имеет смысл говорить о ее траектории. За это время частица успевает совершить десятки

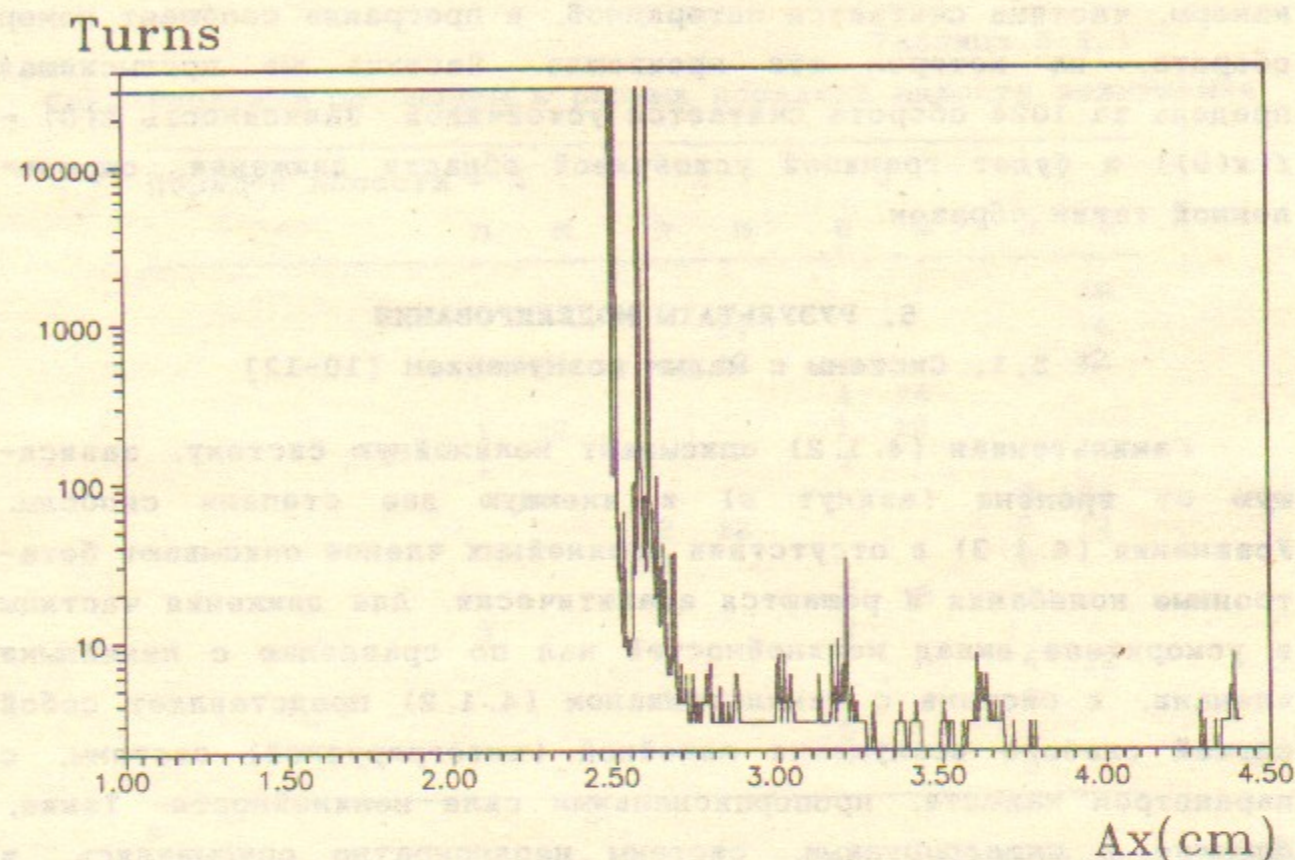


Рис. 4. Зависимость числа устойчивых оборотов частицы от горизонтальной амплитуды.

тысяч оборотов (для Сибири-2 на энергии 2.5 ГэВ -  $10^4$  оборотов). Т.к. это все еще большое число для оперативного моделирования на ЭВМ, общепринято исследовать стабильность движения за число оборотов частицы в пределах  $\approx 1000$ .

Вообще говоря, не очевидно, что полученная в таком смысле «кратковременной стабильности» апертюра дает истинные (или близкие к ним) размеры области устойчивости. Тем не менее, приведенная на рис. 4 зависимость максимальной горизонтальной устойчивой амплитуды от числа оборотов показывает, что ее отличие для значения тысячи оборотов и десятков тысяч невелико.

Для определения устойчивой области на некотором азимуте магнитной структуры «запускается» частица с начальной амплитудой  $y(0) = A_y$  (где  $y = x, z$ ) и начальным импульсом равным нулю, т.к. ненулевой начальный импульс в случае устойчивого движения означает только смену азимута «старта» частицы. Если в течении



1024 оборотов текущая координата частицы превысит некоторый заданный предел, определяемый, например, размером вакуумной камеры, частица считается потерянной, и программа сообщает номер оборота, на котором это произошло. Частица не превысившая предела за 1024 оборота считается устойчивой. Зависимость  $z(0) = f(x(0))$  и будет границей устойчивой области движения, определенной таким образом.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

### 5.1. Системы с малым возмущением [10-12]

Гамильтониан (4.1.2) описывает нелинейную систему, зависящую от времени (азимут  $s$ ) и имеющую две степени свободы. Уравнения (4.1.3) в отсутствие нелинейных членов описывают бета-тронные колебания и решаются аналитически. Для движения частицы в ускорителе вклад нелинейностей мал по сравнению с линейными членами, и система с гамильтонианом (4.1.2) представляет собой случай слабого возмущения линейной (интегрируемой) системы, с параметром малости, пропорциональным силе нелинейности. Такие, близкие к интегрируемым, системы неоднократно описывались, и речь идет о применении их известных свойств к нашему конкретному случаю.

Основными особенностями таких систем, отличающими их от линейных являются:

- неизохронность, т.е. зависимость частоты движения от амплитуды;

- ангармоничность, приводящая к плотной сетке нелинейных резонансов  $pn_x + mv_z = k$ , где  $n$  и  $m$  - целые числа, а  $N = |n| + |m|$  - номер (порядок) резонанса;

- наличие областей принципиально различного типа движения: регулярного и стохастического, перемешанных сложным образом.

- для систем с числом степеней свободы больше двух существует еще один эффект, вызванный возможностью движения «вдоль» (по переменной действия) стохастического слоя (диффузия Арнольда), который здесь не рассматривается.

Как уже упоминалось, рабочая точка  $\nu_x = 7.717$  и  $\nu_z = 7.694$ , выбиралась в том числе и из условия удаленности от сильных структурных резонансов (2.2). Однако, резонансы (2.2) возбуждаются секступольными полями в первом порядке малости возмущения, учет следующих порядков малости приводит к новым резонан-

сам, для которых  $m$ ,  $n$  и  $k$  принимают, вообще говоря, любые значения. Секступольные резонансы до 4-го порядка малости вычисленные с использованием теории возмущения в [13] приводятся в табл. 5.1.1:

Таблица 5.1.1  
Секступольные резонансы в разных порядках малости возмущения

Порядок малости	1		2		3		4	
	$n$	$m$	$n$	$m$	$n$	$m$	$n$	$m$
								$\pm 6$
				$\pm 4$				$\pm 4$
				$\pm 2$				$\pm 2$
	1	$\pm 2$			1	$\pm 4$		
	1				1	$\pm 2$		
			2	$\pm 2$			2	$\pm 4$
			2				2	$\pm 2$
					3	$\pm 2$		
	3				3			
			4				4	$\pm 2$
							4	
					5			
							6	

Высшие резонансы играют важную роль в ограничении устойчивости движения частицы, и выбор рабочей точки на диаграмме частот вдали от сильных резонансов первого порядка не гарантирует большой динамической апертуры. Нелинейные резонансы различных порядков при увеличении возмущения (росте амплитуды), сливаясь, образуют причудливо перемешанные области регулярного и стохастического движения, приводящие в конце концов к глобальной стохастичности, ограничивающей устойчивую область.

Далекое (т.е. лежащее вне области возможного изменения частоты колебаний частицы), но сильные (структурно подчеркнутые) резонансы вносят свой вклад в движение, значительно искажая форму инвариантных фазовых поверхностей и изменяя границу области устойчивости системы.

### 5.2. Выбор рабочей точки

Прежде всего была определена зависимость размеров устойчивой области движения от рабочей точки на диаграмме частот в широком диапазоне. Для этого с помощью линз QF3 и QD3, не

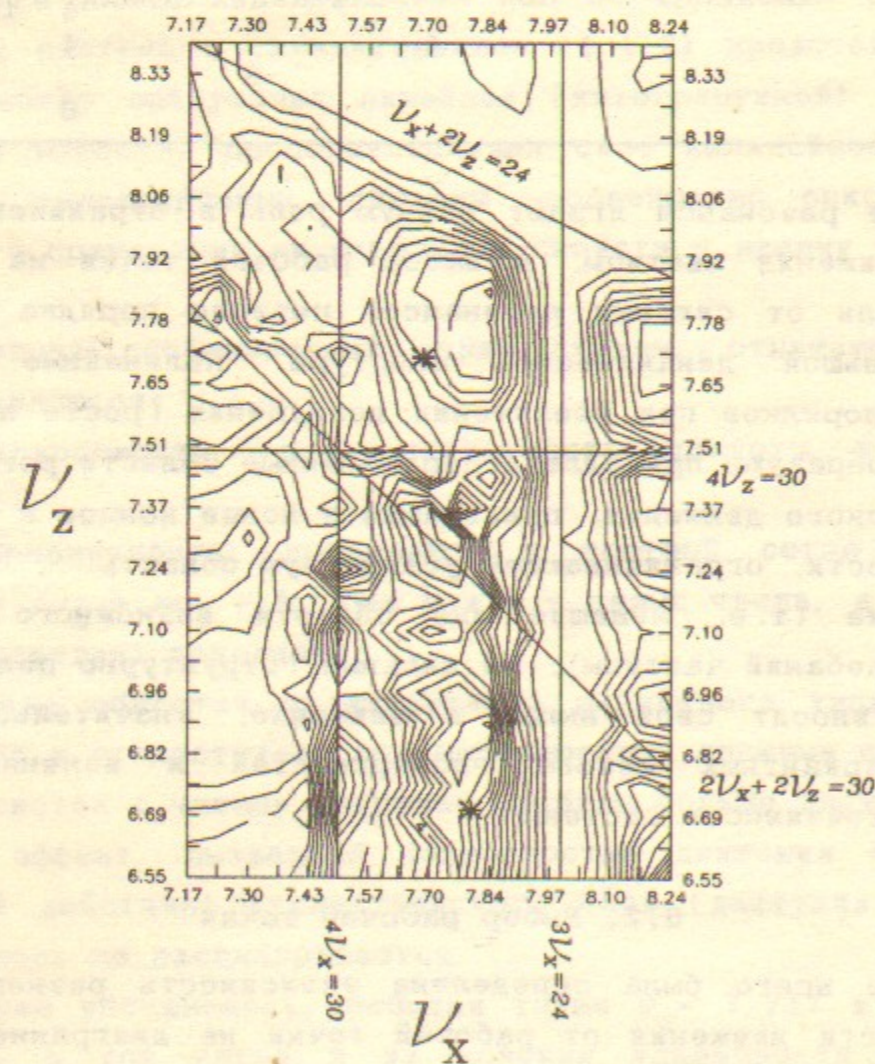
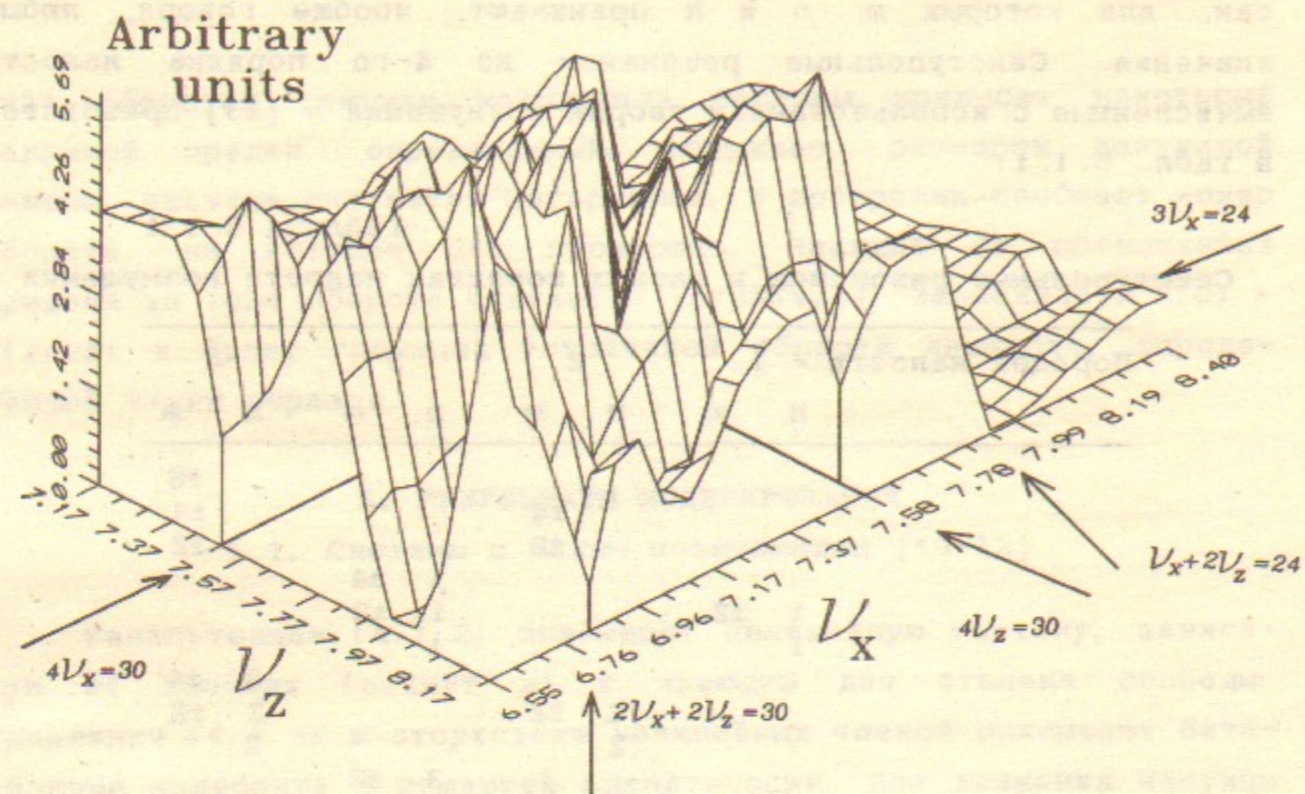


Рис. 5. Зависимость величины области устойчивости от положения рабочей точки на диаграмме бетатронных частот.

влияющих на дисперсионную функцию (Приложение 2), бетатронные частоты изменялись в пределах  $\nu_X = 7.15 \dots 8.25$  и  $\nu_Z = 6.55 \dots 8.35$  с шагом  $\Delta\nu = 0.05$ , в новой рабочей точке компенсировался линейный хроматизм, и за 500 оборотов определялась динамическая апертура.

Чтобы учесть размер апертуры по обеим координатам и ее форму, в кривую  $A_Z = f(A_X)$ , ограничивающую устойчивую область, вписывался эллипс с максимально возможной площадью; ее величина  $S_m$  и характеризовала «качество» апертуры - чем ближе форма апертуры к эллипсу, тем она «лучше». Применение такого метода позволяет избегать апертур с большими линейными размерами, но «неправильной» (сильно изрезанной) формы. Изучение динамической апертуры в различных точках диаграммы частот показало применимость и удобство такого определения.

На рис. 5 приведены результаты моделирования. Здесь же показаны линии секступольных резонансов до второго порядка по малости возмущения включительно. Ближайшими к выбранной рабочей точке являются резонансы:

$$\begin{aligned} 3\nu_X &= 24; & \nu_X + 2\nu_Z &= 24 \\ 4\nu_X &= 30; & 2\nu_X + 2\nu_Z &= 30 \\ 4\nu_Z &= 30; & & \end{aligned} \quad (5.2.1)$$

резонансы в верхней строке возбуждаются в первом порядке малости, а остальные - во втором. Наиболее сильными из них являются резонансы  $3\nu_X = 24$  и  $\nu_X + 2\nu_Z = 24$ . Заметим, что по осям отложены линейные частоты, поэтому из-за неизохронности движения линии резонансов слегка смещены.

В выбранной точке  $(\nu_X, \nu_Z)$  в произвольных единицах  $S_m \approx 3.6$ . Соответствующая динамическая апертура приведена на рис. 6а. В качестве альтернативной была выбрана точка  $\nu_X = 7.763$ ,  $\nu_Z = 6.698$  с увеличенной апертурой, где потребительские параметры (эмиттанс, структурные функции и т.д.) не отличаются от исходных, а  $S_m \approx 9.5$ .

### 5.3. Нелинейная динамика в исходной рабочей точке

#### 5.3.1. Фазовые траектории (горизонтальное движение)

Амплитуду колебаний частицы можно характеризовать различными величинами. При рассмотрении фазового движения принято пользоваться действием  $J$ , а при изучении апертурных

Az(cm)

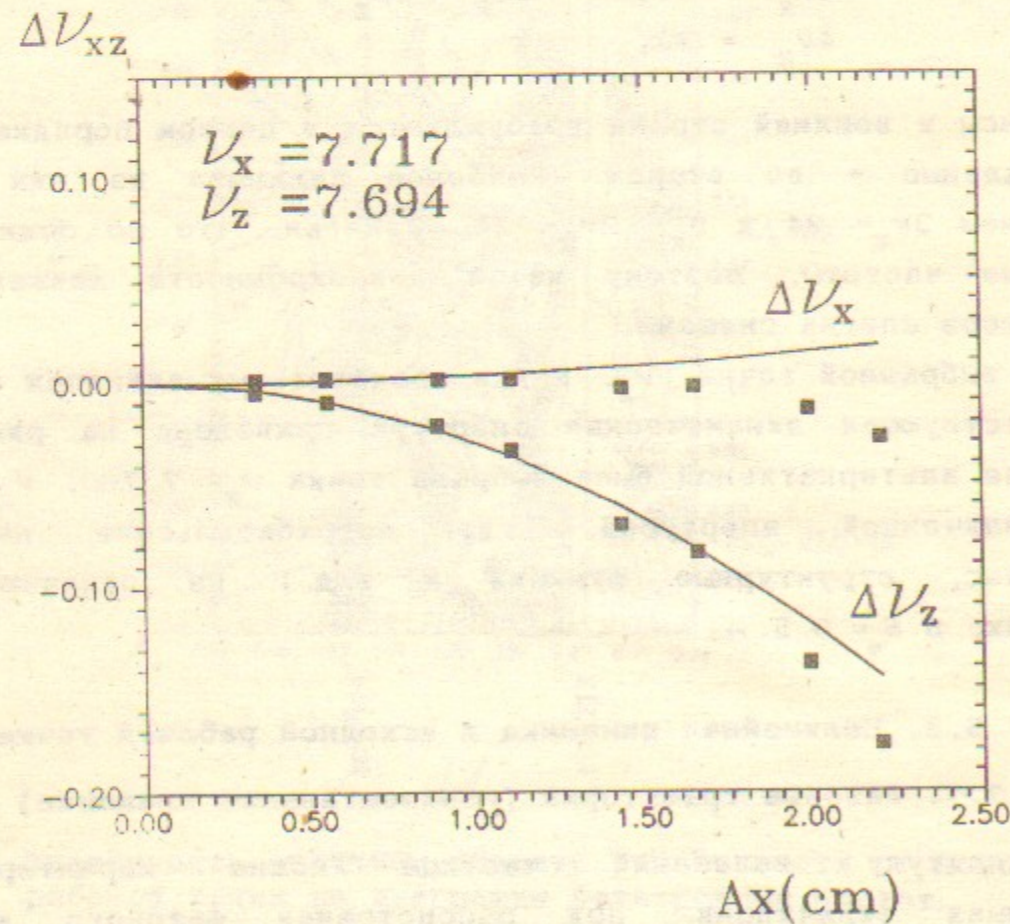
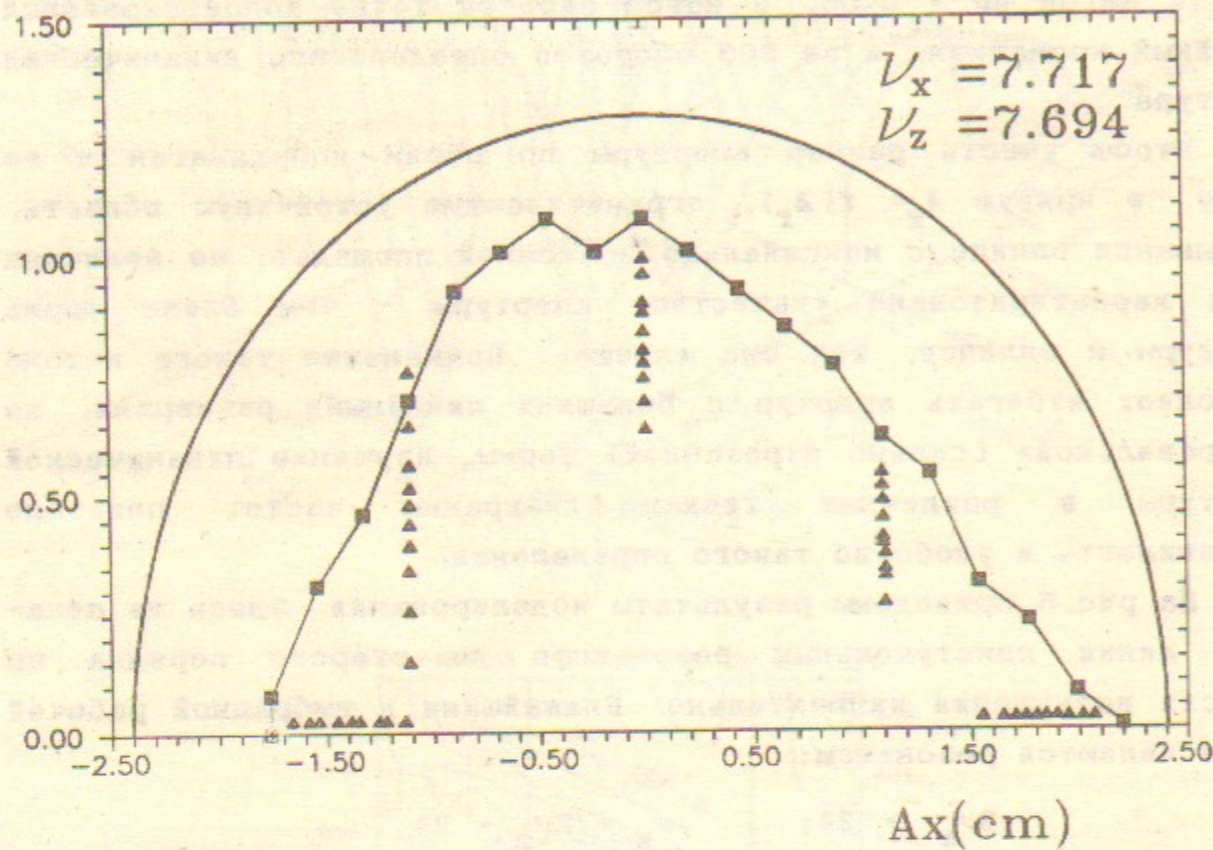


Рис. 6а. Динамическая апертура для исходной рабочей точки. Эллипс - требуемая апертура, треугольники - моделирование с мультипольными ошибками.  
Рис. 6б. Зависимость бетатронных частот от амплитуды для исходной рабочей точки. Сплошная линия - вычислено по (5.3.4), квадраты - моделирование.

ограничений в качестве единицы удобны стандартный размер пучка  $\sigma$  или фазовый объем (эмиттанс)  $\epsilon$ , поэтому в Табл. 5.3.1 для удобства сведены формулы пересчета от одних величин к другим.

Таблица 5.3.1

Формулы пересчета величин, характеризующих амплитуду колебаний

	A	J	N	N
A =	A	$(2J\beta)^{1/2}$	$\sigma N_\sigma$	$\sigma \sqrt{N_\epsilon}$
J =	$A^2/2\beta$	J	$(\sigma N_\sigma)^2/2\beta$	$1/2 N_\epsilon \epsilon$
$N_\sigma =$	$A/\sigma$	$(2J\beta)^{1/2}/\sigma$	$N_\sigma$	$\sqrt{N_\epsilon}$
$N_\epsilon =$	$(A/\sigma)^2$	$2J/\epsilon$	$N_\sigma^2$	$N_\epsilon$

формулы приводятся для точки, соответствующей началу координат ( $s = 0, \psi = 0, \beta' = 0$ ), A - амплитуда колебаний. Если эммиттанс определяется квантовыми флуктуациями излучения, он связан с размером пучка выражением  $\sigma = (\epsilon\beta)^{1/2}$ . В нашем случае для энергии электронов  $E = 2.5$  ГэВ

$$\begin{aligned} \epsilon_x &= 76 \text{ нм} & \epsilon_z &= 0.1\epsilon_x \\ \beta_{x0} &= 16 \text{ м} & \beta_{z0} &= 7.9 \text{ м} \\ \sigma_{x0} &= 1.1 \text{ мм} & \sigma_{z0} &= 0.24 \text{ мм} \end{aligned}$$

Рассмотрим более внимательно фазовое движение в точке  $\nu_x = 7.717$  и  $\nu_z = 7.694$ . На рис. 7 приводится фазовый портрет горизонтального движения ( $s = 0, A_z = 0$ ) в координатах  $(x, p_x = dx/ds)$  и в координатах  $(J_x, \psi_x)$ . Здесь и далее фазовая плоскость выбрана в начальной точке периода, где  $\beta'_{x,z} = 0$ .

На границе устойчивости ( $A_x \approx 2.4$  см) видны резонансы  $18\nu_x = 138$  и  $29\nu_x = 222$  (последний в виде островков устойчивости, изолированных в стохастическом слое), при  $A_x \approx 1.4$  см имеется сильный (размер сепаратрисы по переменной действия велик) резонанс  $7\nu_x = 54$ . Этот резонанс ограничен сверху и снизу (по переменной действия) инвариантными кривыми и стохастический слой вблизи его сепаратрисы мал, однако, следует ожидать, что при нарушении симметрии структуры (например, мультипольными ошибками ведущего

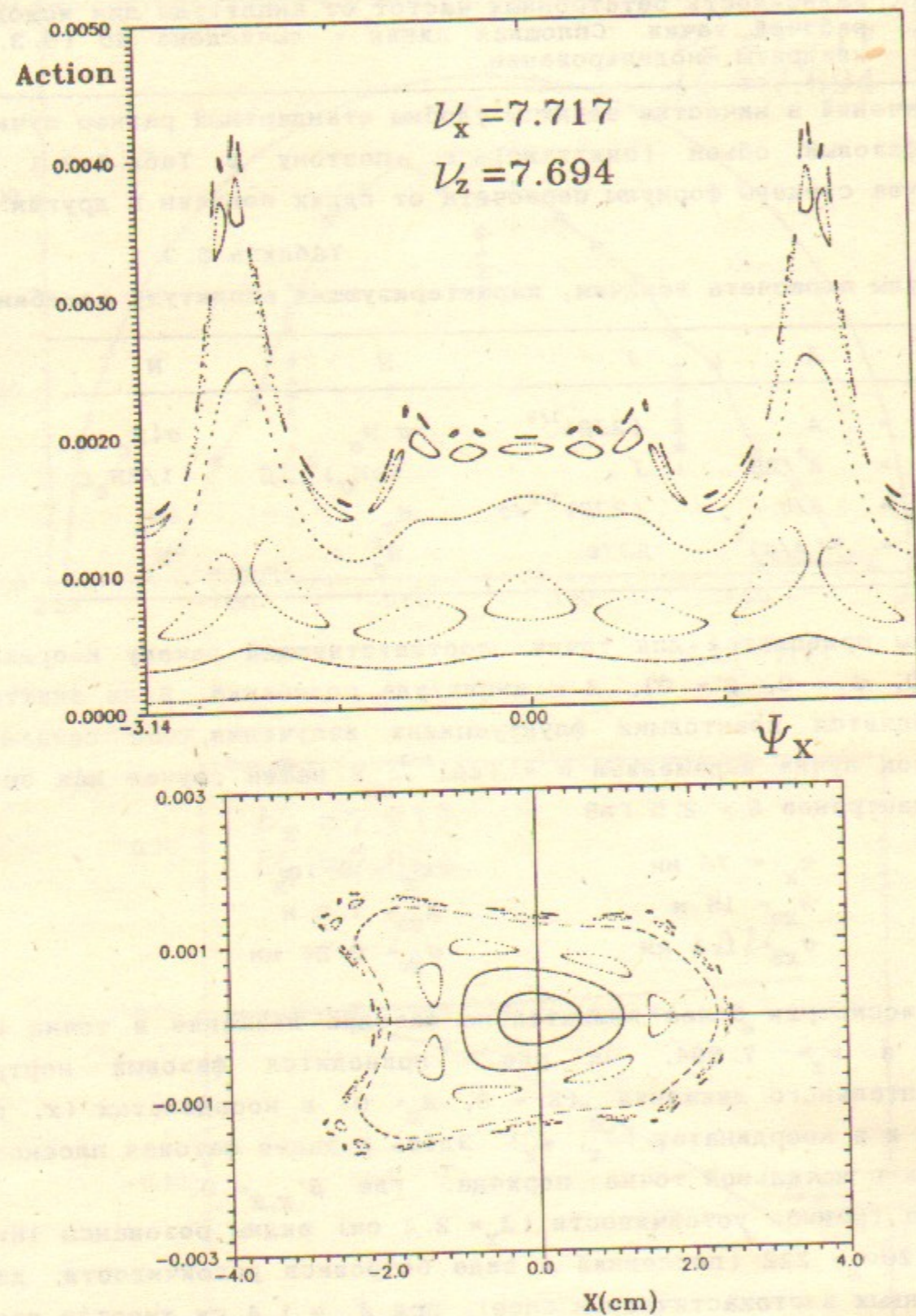


Рис. 7. Фазовый портрет горизонтального движения для исходной рабочей точки. а) в координатах  $J_x, \psi_x$ ; б) в координатах  $x, p_x$ . Показаны 6 траекторий:  $A_z = 0$ ;  $A_x = 5, 10, 13, 20, 22, 22.7\sigma_x$ .

поля), возникающие резонансы могут разрушить устойчивую область вблизи этого резонанса и резко уменьшить апертуру.

### 5.3.2. Искажение инвариантных поверхностей

Из рис. 7 видно, что при малых начальных значениях действия  $J_x(\psi_x) \approx \text{const}$  (фазовая траектория почти эллиптическая в координатах  $x, p_x$ ). Однако, с увеличением начальной амплитуды инвариантные кривые существенно искажаются. Причиной этому является совместное действие резонансов  $3\nu_x = 24$  и  $4\nu_x = 30$ . Несмотря на то, что эти резонансы далеки от рабочей точки и не видны в области устойчивого движения, они существенно влияют на топологию фазового пространства. Это показано на рис. 8, где приведены фазовые траектории для различных начальных бетатронных частот. Отчетливо видно искажение инвариантных кривых: первый фазовый портрет соответствует резонансу  $4\nu_x = 30$ , а последний  $3\nu_x = 24$ . Из рис. 7 видно, что инвариантные кривые вблизи других резонансов также искажаются, хотя и слабее.

### 5.3.3. Фазовые траектории (вертикальное движение)

Сложность в изучении фазовых траекторий вертикального движения заключается в том, что из-за связи нелинейных колебаний и присутствия в уравнении движения для  $z$  члена вида  $xz$ , вертикальное движение всегда модулировано горизонтальным движением. При этом на плоскости сечения  $(J_z, \psi_z)$  вместо линии инвариантной поверхности мы будем видеть размытый слой, так, как если бы в движении присутствовала не существующая реально стохастическая компонента (рис. 9а). Чтобы избежать этого, можно выводить фазовые траектории при фиксированной фазе горизонтального движения (например,  $\psi_x \approx 0$ ), что сокращает число точек пересечения траекторией плоскости  $(J_z, \psi_z)$  и требует большего времени набора информации, однако дает правильную картину движения.

На рис. 9а, б показан фазовый портрет движения  $(J_z, \psi_z)$  без фиксации  $\psi_x$  и при  $\psi_x = 0 \pm 0.1$  соответственно. Во втором случае видны квазипериодические фазовые траектории, а также траектория вокруг секступольного резонанса  $2\nu_x - 2\nu_z = 0$  (второй порядок малости), ограничивающего движение для данных амплитуд. Этот резонанс является выделенным при таком выводе, т.к. фиксация горизонтальной фазы вблизи нуля исключает вторую замкнутую резонансную траекторию вблизи  $\pm\pi$  (ее присутствие видно по искажению

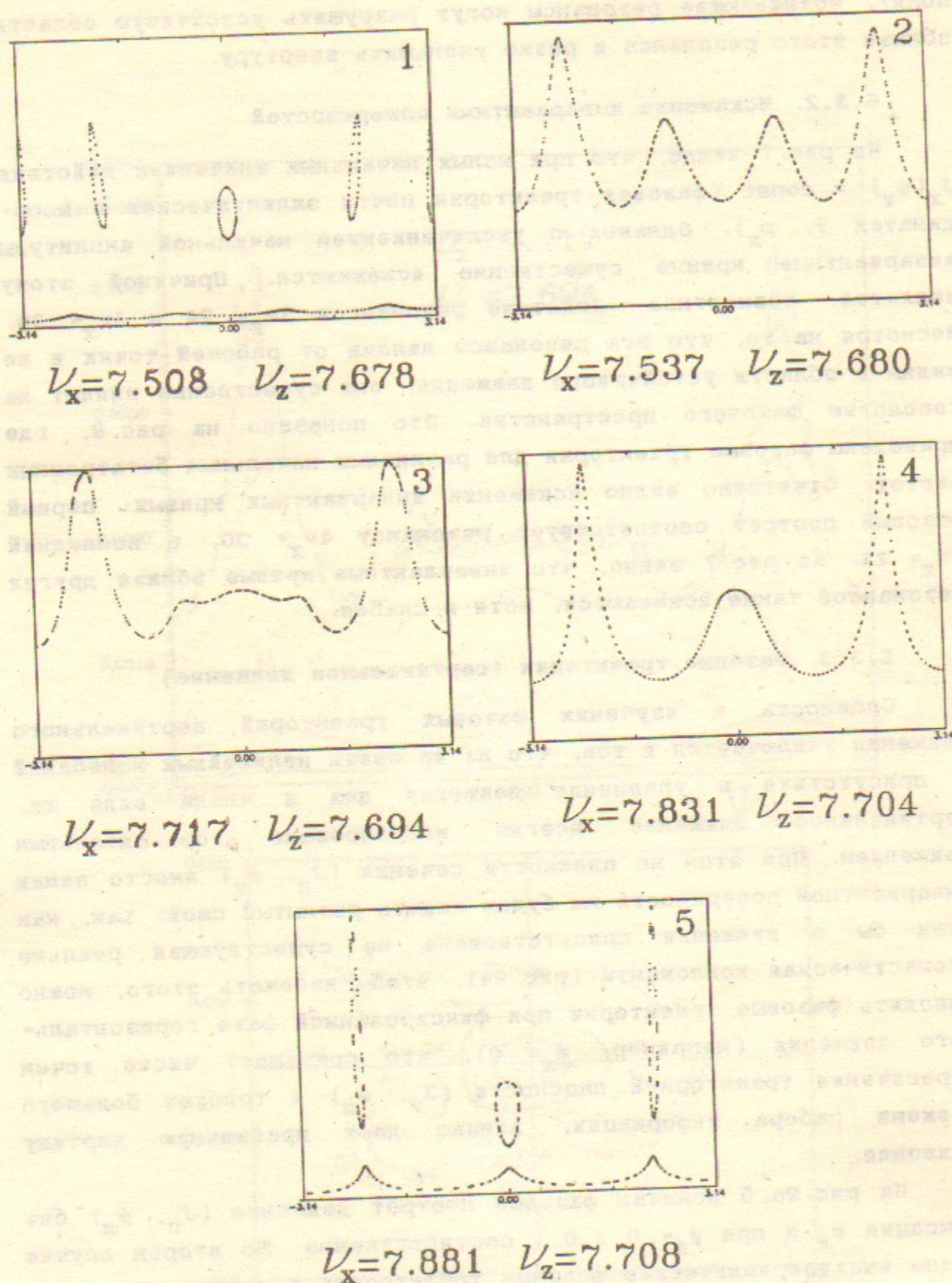


Рис. 8. Искажение горизонтального фазового пространства резонансами  $3\nu_x = 24$  и  $4\nu_x = 30$ .

инвариантной кривой). Например, резонанс  $2\nu_z - \nu_x = 6$  показанный на рис. 15 (см. описание альтернативной рабочей точки) действи-

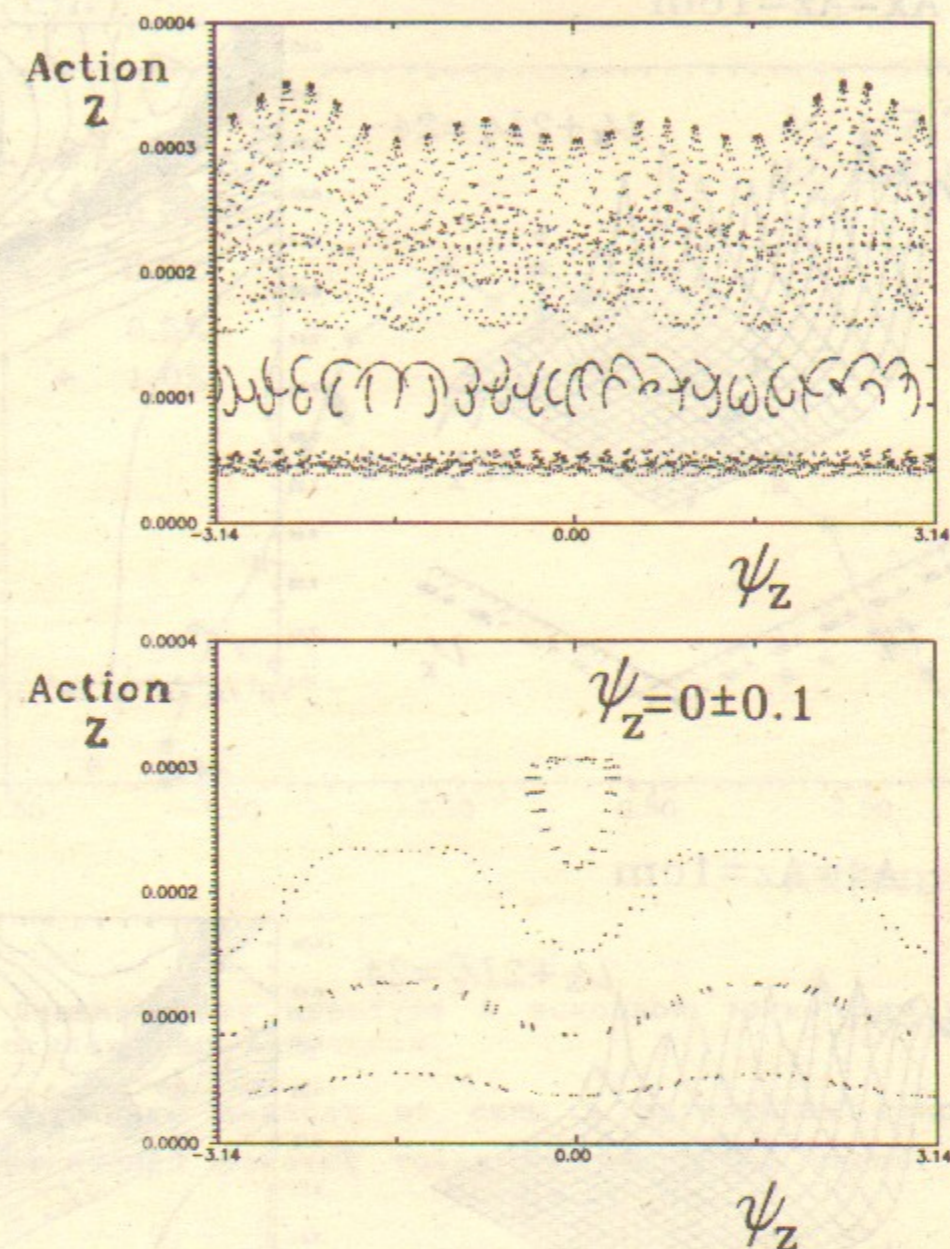


Рис. 9. Фазовый портрет вертикального движения при нефиксированной фазе горизонтального движения (а), при  $\psi_x = 0 \pm 0.1$  (б).

Показаны 4 траектории:  $A_x = 5\sigma_x$ ;  $A_z = 10, 15, 20, 24\sigma_z$ .

тельно имеет один островок на горизонтальной фазовой плоскости и два на вертикальной.

Аналогичный метод можно применять при рассмотрении  $x$ -движения при достаточно больших амплитудах  $z$ -движения, когда также необходимо учитывать нелинейную связь колебаний.

#### 5.3.4. Изменение частоты колебаний от амплитуды движения

Важной характеристикой нелинейной системы является зависимость частоты колебаний от амплитуды, которая во втором порядке малости по теории возмущения имеет вид:

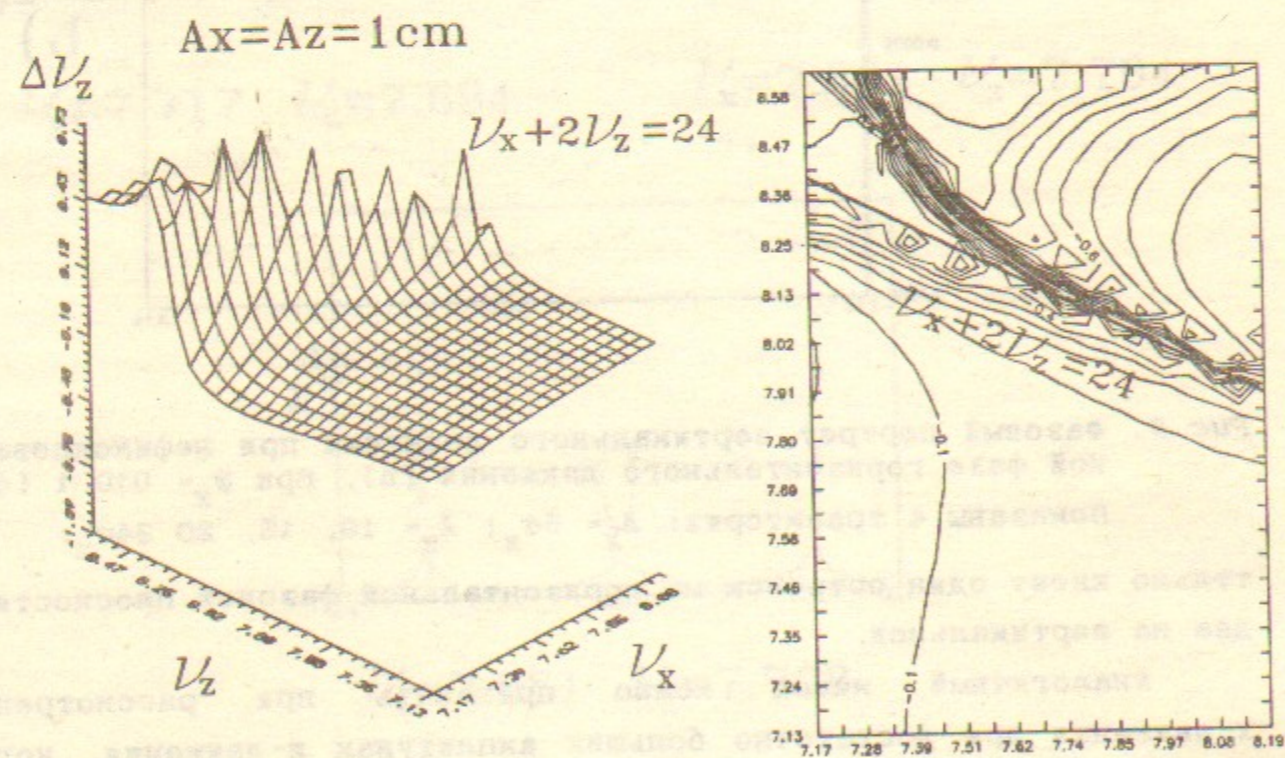
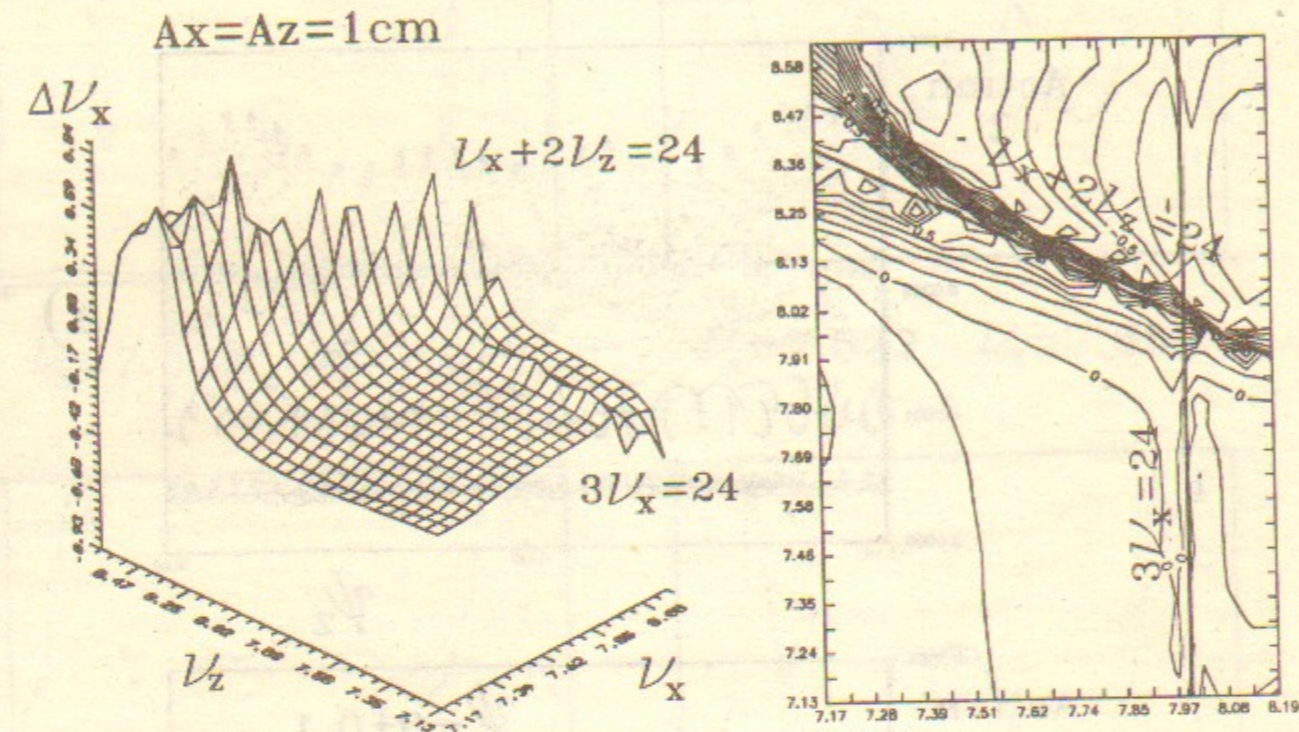


Рис. 10. Сдвиг частот бетатронных колебаний при амплитудах движения  $A_x = A_z = 1 \text{ см}$ , рассчитанный по (5.3.4), в зависимости от положения рабочей точки на диаграмме частот. а) горизонтальное движение, б) вертикальное движение.

$$\Delta \nu_x = C_{11} 2J_x + C_{12} 2J_z, \quad (5.3.4)$$

$$\Delta \nu_z = C_{12} 2J_x + C_{22} 2J_z.$$

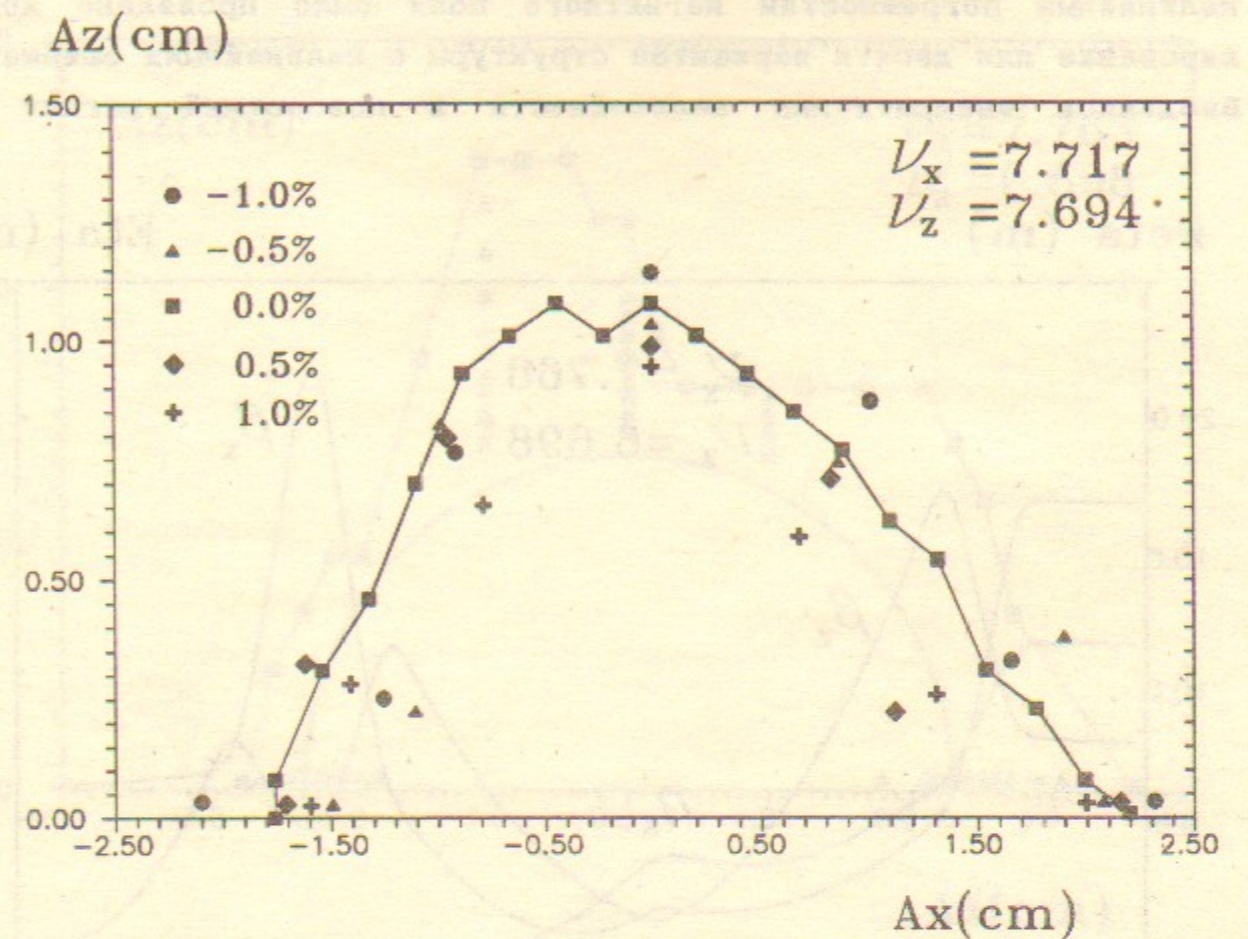


Рис. 11. Динамическая апертура в исходной точке для частицы с отклоненным импульсом.

Коэффициенты зависят от силы и размещения секступольных линз и положения рабочей точки на диаграмме частот. В нашем случае

$$C_{11} = 552 \text{ м}^{-1}, \quad C_{12} = -4792 \text{ м}^{-1} \text{ и } C_{22} = -2004 \text{ м}^{-1}.$$

Рис. 6б показывает эту зависимость рассчитанную по (5.3.4) и полученную с помощью фурье-анализа результатов трекинга. Расхождение результатов (даже смена знака зависимости) объясняется необходимостью учета членов следующих порядков малости.

Изменение частоты от амплитуды в зависимости от начальной точки на диаграмме бетатронных частот согласно (5.3.4) приведено на рис. 10. При расчете бралось  $A_x = A_z = 1 \text{ см}$ . Видно, что сдвиг частоты возрастает вблизи резонанса  $3\nu_x = 24$  и особенно значительно вблизи  $\nu_x + 2\nu_z = 24$ : в нашем случае движению присуща сильная нелинейная связь.

### 5.3.5. Погрешности магнитного поля и неравновесный импульс

Для определения чувствительности динамической апертуры к нелинейным погрешностям магнитного поля было проведено моделирование для десяти вариантов структуры с нелинейными ошибками. Вводилась квадратичная нелинейность в поворотный магнит и

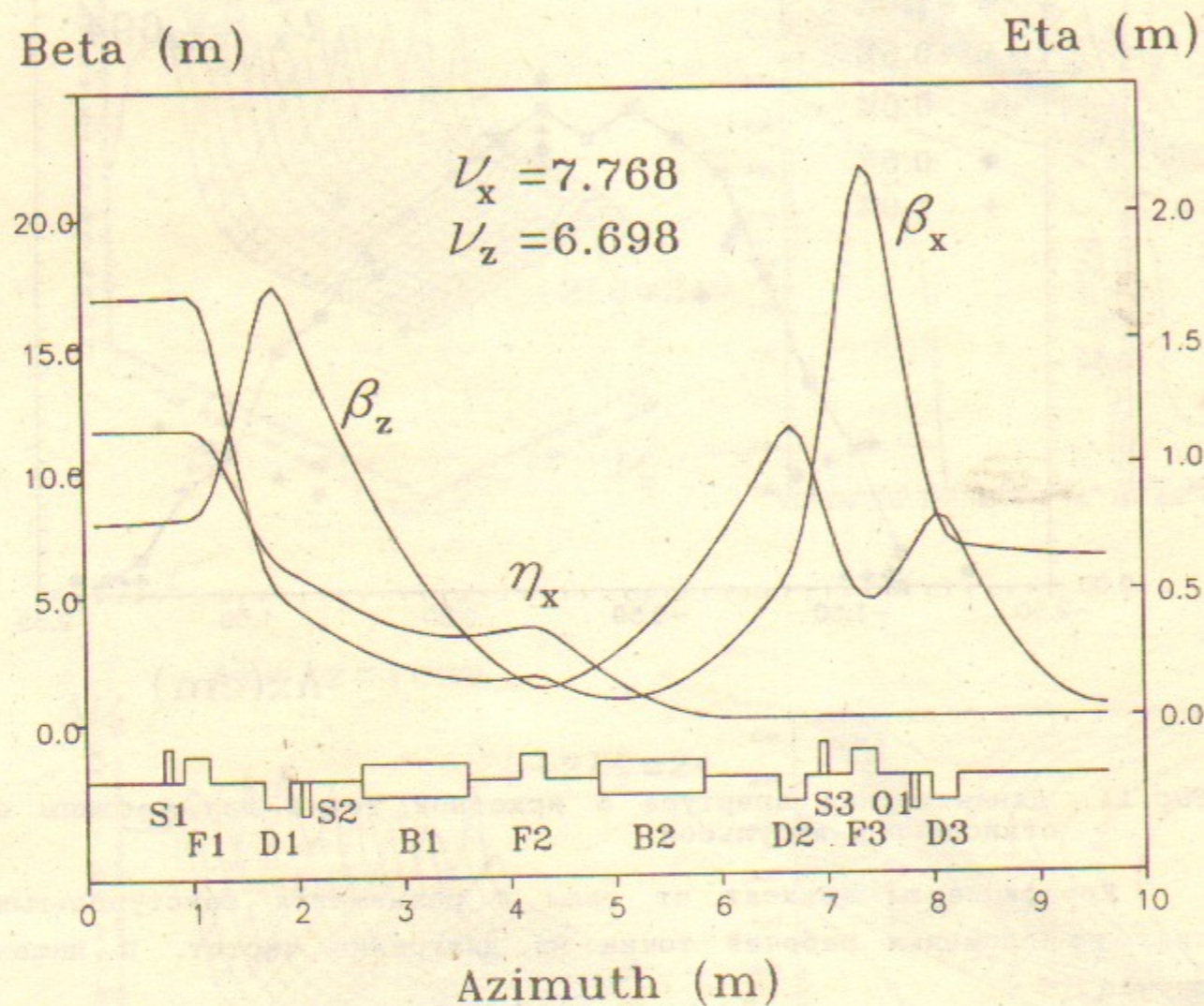


Рис. 12. Структурные функции для альтернативной рабочей точки. квадратичная и кубическая нелинейности в квадрупольные линзы. Величины нелинейностей задавались распределенными случайным образом по нормальному закону в соответствии с разделом 3.1.

Результаты (рис. 6а) показывают значительное уменьшение апертуры. Как и предполагалось, в горизонтальной плоскости на апертуру существенно влияет резонанс  $7\nu_x = 54$ , ограничивающий в этом случае устойчивую горизонтальную амплитуду.

Зависимость динамической апертуры от импульса частицы (рис. 11) моделировалась с помощью программы BETA для  $\delta = \pm 1\%$ .

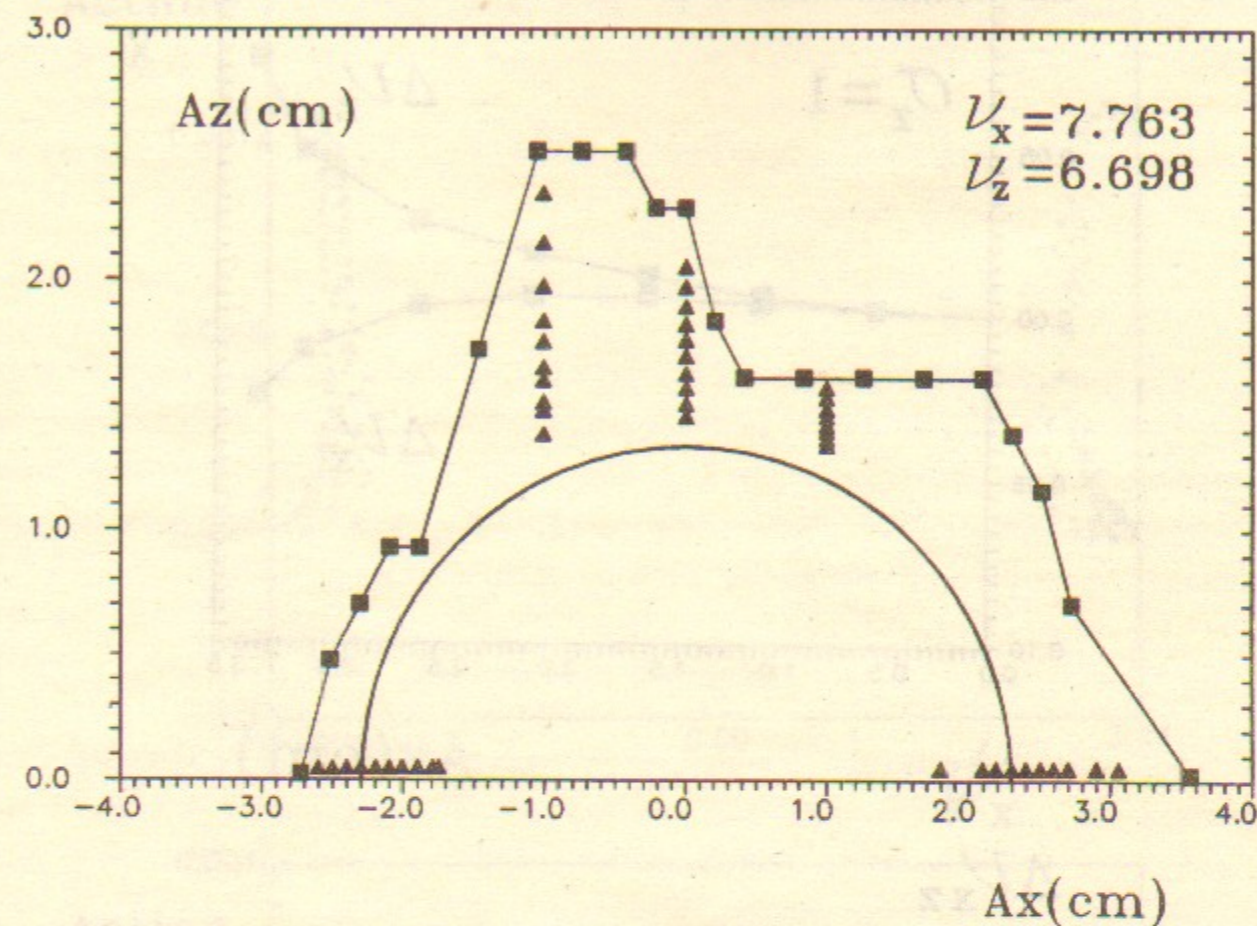


Рис. 13. Динамическая апертура для альтернативной рабочей точки. Обозначения как на рис. 6а.

### 5.3.6. Альтернативная рабочая точка

Альтернативная точка выбиралась из следующих условий:

- неизменность основных потребительских параметров машины (эмиттанс, времена затухания, структурные функции и т.п.);
- увеличение динамической апертуры;
- уменьшение чувствительности структуры к нелинейным погрешностям магнитного поля.

С учетом этого была выбрана точка  $\nu_x = 7.763$ ,  $\nu_z = 6.698$ ,

где

$$\begin{aligned} \epsilon_x &= 79 \text{ нм} & \epsilon_z &= 0.1 \epsilon_x \\ \beta_{x0} &= 13.5 \text{ м} & \beta_{z0} &= 6.3 \text{ м} \\ \sigma_{x0} &= 1.0 \text{ мм} & \sigma_{z0} &= 0.22 \text{ мм} \end{aligned}$$

Поведение структурных функций для этой точки показано на рис. 12, а динамическая апертура приведена на рис. 13; пунктирная линия показывает область, для которой движение частицы устойчиво

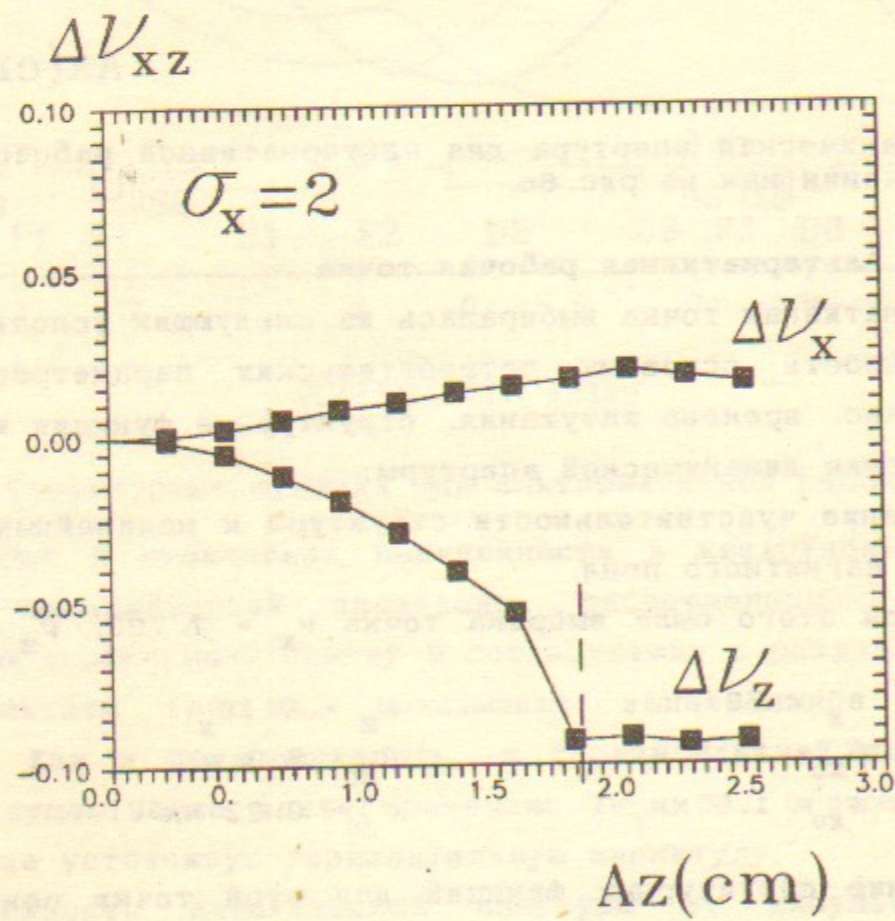
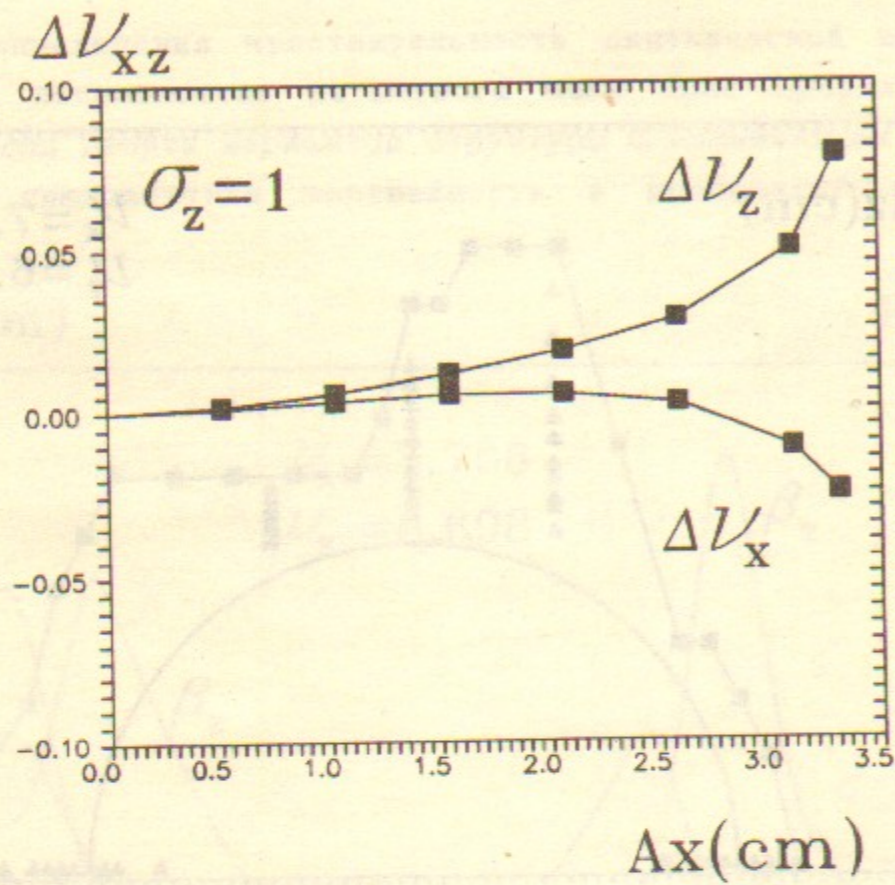


Рис. 14. Зависимость бетатронных частот от горизонтальной (а) и вертикальной (б) амплитуды для альтернативной рабочей точки (моделирование).

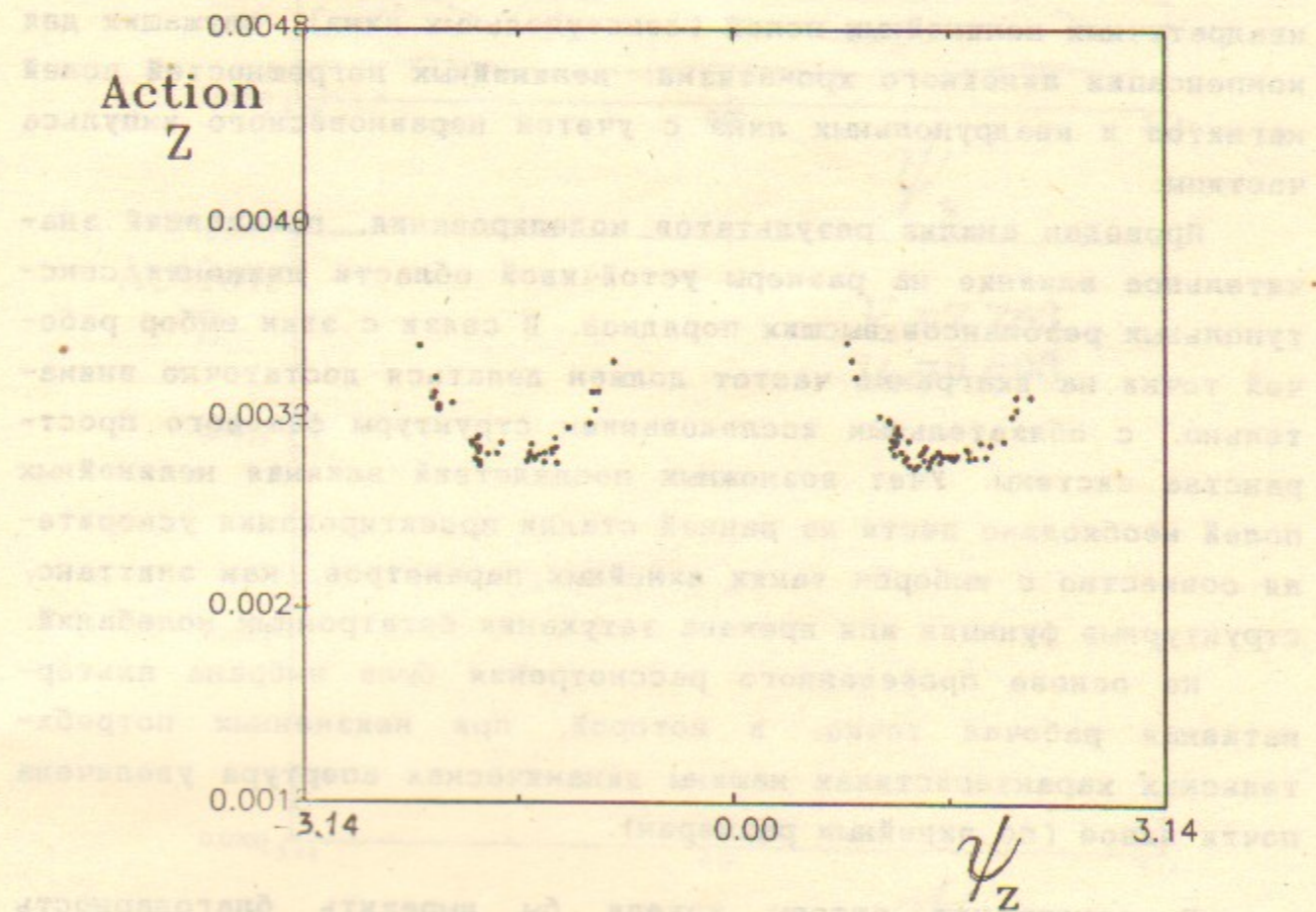
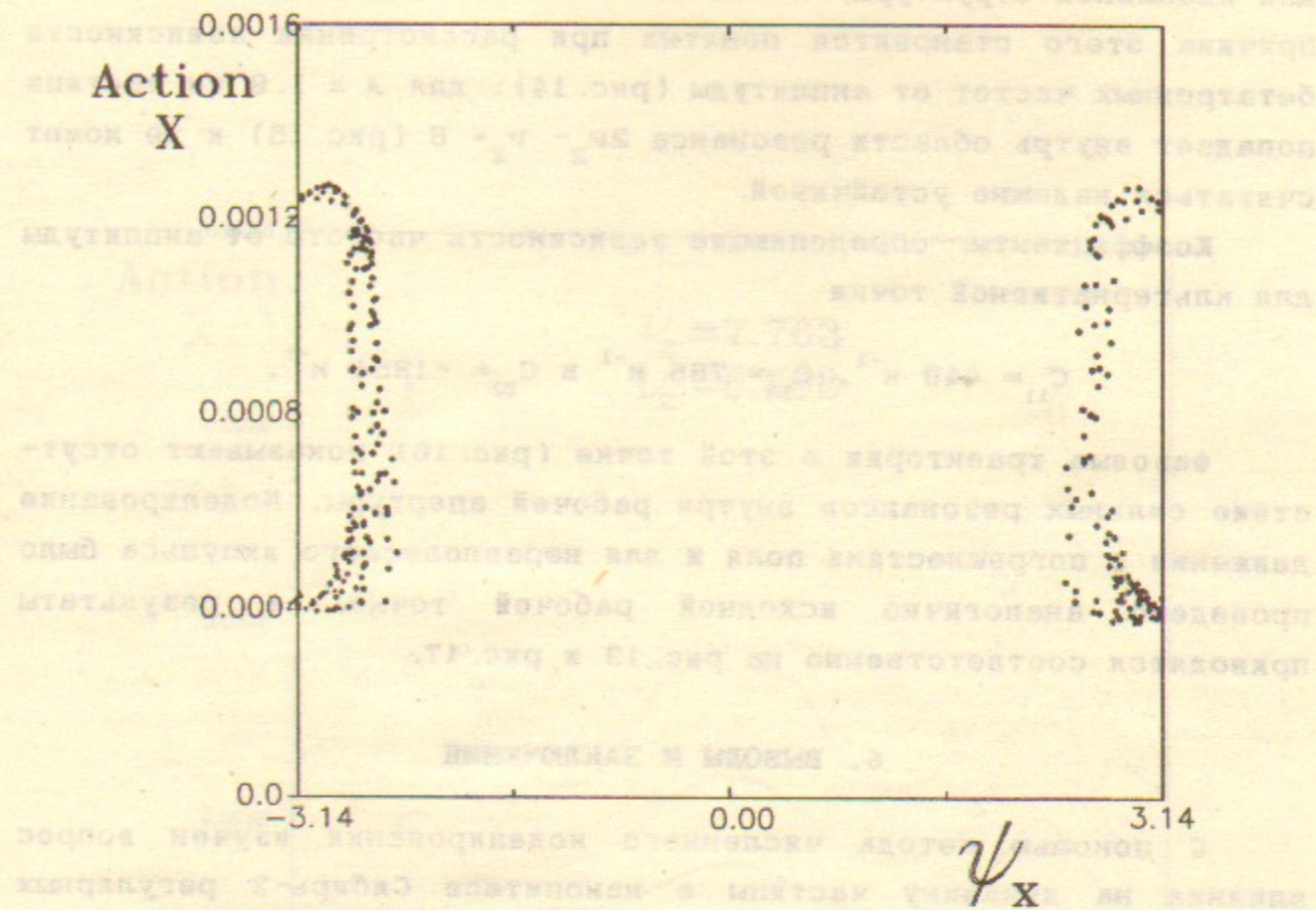


Рис. 15. Фазовые траектории нелинейного резонанса связи  $2\nu_z - \nu_x = 6$ .



для идеальной структуры, но сильно зависит от нелинейных ошибок. Причина этого становится понятна при рассмотрении зависимости бетатронных частот от амплитуды (рис. 14): для  $A \geq 1.8$  см частица попадает внутрь области резонанса  $2\nu_Z - \nu_X = 6$  (рис. 15) и не может считаться надежно устойчивой.

Коэффициенты, определяющие зависимость частоты от амплитуды для альтернативной точки

$$C_{11} = 449 \text{ м}^{-1}, C_{12} = 755 \text{ м}^{-1} \text{ и } C_{22} = -1854 \text{ м}^{-1}.$$

Фазовые траектории в этой точке (рис. 16) показывают отсутствие сильных резонансов внутри рабочей апертуры. Моделирование движения с погрешностями поля и для неравновесного импульса было проведено аналогично исходной рабочей точке, и результаты приводятся соответственно на рис. 13 и рис. 17.

#### 6. ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЯ

С помощью метода численного моделирования изучен вопрос влияния на динамику частицы в накопителе Сибирь-2 регулярных квадратичных нелинейных полей (секступольных линз), служащих для компенсации линейного хроматизма, нелинейных погрешностей полей магнитов и квадрупольных линз с учетом неравновесного импульса частицы.

Проведен анализ результатов моделирования, показавший значительное влияние на размеры устойчивой области движения секступольных резонансов высших порядков. В связи с этим выбор рабочей точки на диаграмме частот должен делаться достаточно внимательно, с обязательным исследованием структуры фазового пространства системы. Учет возможных последствий влияния нелинейных полей необходимо вести на ранней стадии проектирования ускорителя совместно с выбором таких линейных параметров, как эмиттанс, структурные функции или времена затухания бетатронных колебаний.

На основе проведенного рассмотрения была выбрана альтернативная рабочая точка, в которой, при неизменных потребительских характеристиках машины динамическая апертура увеличена почти вдвое (по линейным размерам).

В заключение авторы хотели бы выразить благодарность Г. Н. Кулипанову за интерес к работе и плодотворные дискуссии и В. В. Вечеславу за чтение рукописи и полезные замечания.

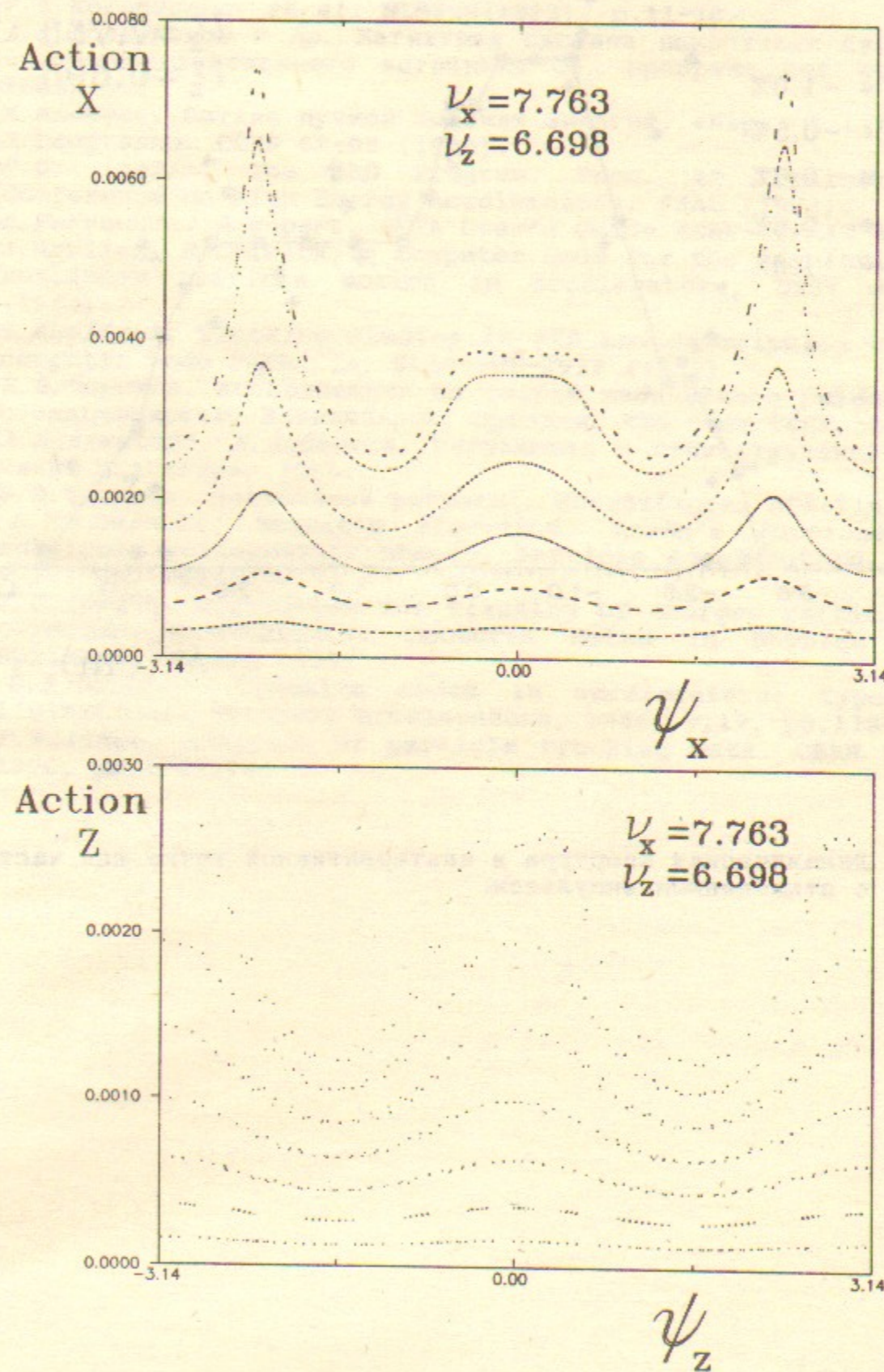


Рис. 16. фазовые портреты в горизонтальной (а) и вертикальной плоскостях для альтернативной рабочей точки.

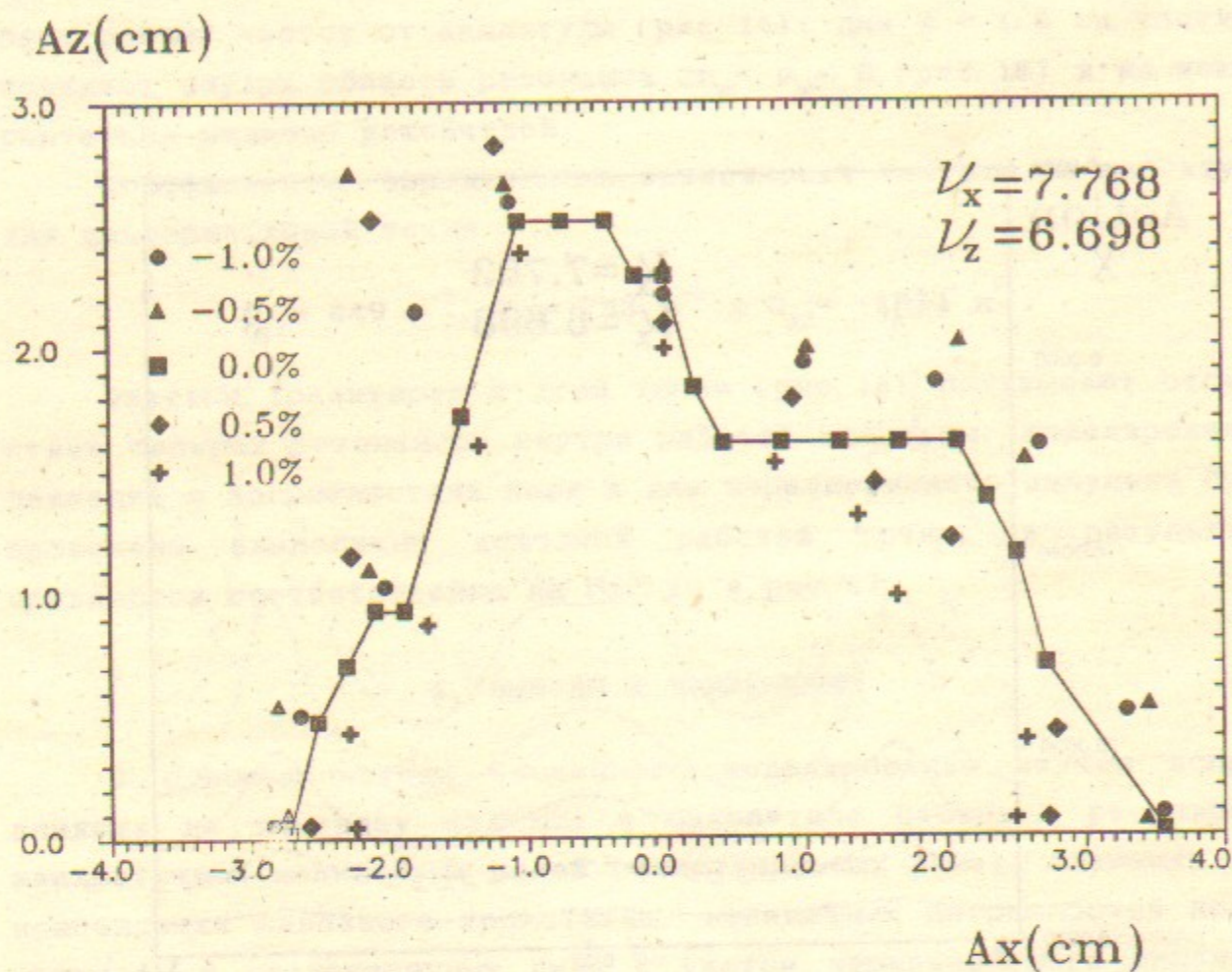


Рис. 17. Динамическая апертура в альтернативной точке для частицы с отклоненным импульсом.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Анашин., А. Г. Валентинов и др. Сибирь-2 специализированный источник синхротронного излучения. Труды 11 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна 1989, с. 277-280.
2. V. N. Korchuganov et al. NIM208(1983), p.11-18.
3. А. Г. Валентинов и др. Магнитная система накопителя Сибирь-2 - специализированного источника СИ. Препринт ИЯФ 89-174, 1989.
4. К. Штеффен. Оптика пучков высоких энергий. <Мир>, М.: 1969.
5. J. Bengtsson. CERN 88-05 (1988).
6. F. C. Iselin. The MAD Program. Proc. 12 International Conference on High Energy Accelerators, FNAL (1983).
7. L. Farvacque. A. Ropert. BETA User's Guide. ESRF-SR/LAT 88-08.
8. A. Wrulich. RACETRACK, a computer code for the simulation of nonlinear particle motion in accelerators, DESY 84-026 (1984).
9. S. Kheifets. Tracking studies in PEP and description of the computer code PATRICIA, SLAC-PUB-2922 (1982).
10. Б. В. Чуриков. Исследования по теории нелинейного резонанса и стохастичности. Новосибирск, препринт ИЯФ СОАН СССР, 267-69.
11. А. Лухтенберг, М. Либман, Регулярная и стохастическая динамика. М.: <Мир>, 1984.
12. Б. В. Чуриков. Нелинейный резонанс. Новосибирск, НГУ-714, 1977.
13. L. Michelotti. Deprit's algorithm, Green's functions, and multipole perturbation theory. Particle Accelerators, 1986, v.19, pp. 205-210.
14. F. C. Iselin. Algorithms for tracking of charged particles in circular accelerators. Lectures Notes in Physics 247, Springer, Berlin 1985.
15. D. R. Douglas. Tracking codes in accelerators: types and limitations. Particle Accelerators, 1986, v.19, pp.119-123.
16. F. Willeke. Analysis of particle tracking data. CERN 90-04, 1990, pp.156-183.

Приложение 1

Основные параметры специализированного накопителя электронов - источника синхротронного излучения «Сибирь-2»

Энергия, E	2.5 ГэВ
Периметр, $C = 2\pi\bar{R}$	115.72 м
Средний радиус, $\bar{R}$	18.42 м
Горизонтальное бетатронное число, $\nu_x$	7.717
Вертикальное бетатронное число, $\nu_z$	7.694
Горизонтальный хроматизм, $\xi_x$	-23.9
Вертикальный хроматизм, $\xi_z$	-23.8
Коэффициент уплотнения орбит, $\alpha$	$8.6 \times 10^{-3}$
Горизонтальный эмиттанс, $\epsilon_x$	76 нм
Вертикальный эмиттанс, $\epsilon_z = 0.01\epsilon_x$	0.08 нм
Разброс энергий в пучке, $\sigma_e/E$	$9.6 \times 10^{-4}$
Длина сгустка ( $U_{rf} = 1.5$ МВ), $2.35\sigma_e$	4.9 см
Время пролета сгустка, $t_s$	0.16 нсек
Потери на излучение (магниты), $U_0$	681 кэВ
Частота обращения, $f_0$	2.56 МГц
Период обращения, $T_0$	386 нсек
Частота ВЧ, $f_{rf}$	181.3 МГц
Кратность ВЧ, $q$	70
Амплитуда ВЧ, $U_{rf}$	1.5 МВ
Энергетическая апертура, $(\Delta E/E)_{max}$	1.6 %
Частота синхротронных колебаний, $f_s$	18.6 кГц
Число синхротронных колебаний, $\nu_s$	$7.2 \times 10^{-3}$
Время затухания вертикальных колебаний, $\tau_z$	2.83 мс
Средние структурные функции	
горизонтальная амплитудная, $\beta_x$	6.6 м
вертикальная амплитудная, $\beta_z$	6.7 м
горизонтальная дисперсионная, $\eta$	0.23 м

Приложение 2

Магнитная структура Сибирь-2

SIBIR-2

! МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА СИБИРЬ-2, ЭНЕРГИЯ 2.5 ГЭВ

D1	: DRIFT, L=85.0	! Прямолинейные
D2	: DRIFT, L=5.0	! промежутки L (см)
D3	: DRIFT, L=30.	
D4	: DRIFT, L=28.	
D5	: DRIFT, L=36.5	
D6	: DRIFT, L=31.	
D63	: DRIFT, L=21.	
D64	: DRIFT, L=5.	
D61	: DRIFT, L=28.	
D7	: DRIFT, L=28.	
D71	: DRIFT, L=5.	
D72	: DRIFT, L=29.	
D8	: DRIFT, L=39.	
D10	: DRIFT, L=139.	
QF1	: QUADR, L=30., G=2.198005	! Квадрупольные линзы
QF2	: QUADR, L=30., G=3.318398	! G (кГс/см)
QF3	: QUADR, L=40., G=3.428958, GR=1	
QD1	: QUADR, L=30., G=-2.68898	
QD2	: QUADR, L=30., G=-3.07734	
QD3	: QUADR, L=30., G=-3.28245, GR=2	
B1	: SBEND, L=23., B=4.25005	! Дипольные магниты
B2	: SBEND, L=122.7, B=17.00022	! B (кГс)
SF10	: SEXTU, L=10., H2=0.23703, CH=1.	! Секступольные линзы
SD10	: SEXTU, L=10., H2=-0.59563, CH=2.	H2 (кГс/см <sup>2</sup> )
LINB	: LINE=(B1, B2)	
LINE	: LINE=(D1, SF10, D2, QF1, D3, QD1, D2, SD10, D4, LINB, D5, QF2, & D5, -LINB, D6, QD2, D7, QF3, D8, QD3, D10)	
USE, LINE, SYMM, SUPER=6		
STOP		