

Д. 43

21

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

ПРЕПРИНТ И ЯФ 77-123

**В.А.Дзюба, М.М.Карлинер, П.Б.Лысянский,**

**Б.М.Фомель**

**ВЫЧИСЛЕНИЕ СТАЦИОНАРНЫХ МАГНИТНЫХ  
ПОЛЕЙ В СИСТЕМАХ С ЖЕЛЕЗОМ И  
БЕЗ ЖЕЛЕЗА**



Новосибирск

1977

В.А.Дзюба, М.М.Карлинер, П.Б.Лысянский, Б.М.Фомель

ВЫЧИСЛЕНИЕ СТАЦИОНАРНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В СИСТЕМАХ  
С ЖЕЛЕЗОМ И БЕЗ ЖЕЛЕЗА

АННОТАЦИЯ

Для вычисления стационарных магнитных полей используется прямой интегральный метод, регуляризованный с помощью сглаживающего функционала. Приводятся 2 группы программ. Первая группа предназначена для расчета двумерных и трехмерных безжелезных систем со сложной геометрией токовых шин. Вторая - для расчета двумерных систем с железом. Опыт работы авторов по расчету различных магнитных систем отражен в конкретных примерах и в подробном описании факторов, влияющих на точность расчета.

эффект дает замена секторных элементов набором параллелепипедов.

В силу уравнений (2) для составляющей поля  $\vec{H}_m$  можно ввести скалярный потенциал  $\psi$ , который выражается через вектор намагничивания железа  $\vec{M}$  интегрированием по объему, занятому железом

$$\psi = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\vec{M} \vec{r}}{r^3} dV \quad (4)$$

Тогда

$$\vec{H}_m = -\text{grad } \psi \quad (5)$$

Вектор намагничивания железа связан с вектором полного поля соотношением

$$\vec{M} = \chi \vec{H} \quad (6)$$

где  $\chi$  — магнитная восприимчивость железа, в общем случае зависящая от  $\vec{H}$ .

Совместное рассмотрение (1), (4), (5) и (6) приводит к интегральному уравнению для полного поля  $\vec{H}$  в железе

$$\vec{H} = \vec{H}_c - \text{grad} \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\chi(\vec{H}) \vec{H} \vec{r}}{r^3} dV \quad (7)$$

Для решения этого уравнения вся область, занимаемая железом, разбивается на элементы так, чтобы намагничение в каждом элементе можно было считать постоянным. Тогда интеграл в уравнении (7) можно представить как сумму интегралов по элементам, в каждом из которых  $\chi \vec{H}$  можно вынести за знак интеграла <sup>и</sup> градиента, а оставшееся выражение — проинтегрировать аналитически [2]. В результате получается аналитическая формула, выражающая поле от однородно намагниченного элемента в любой точке пространства. Записав поле в элементе как сумму полей, создаваемых в нем всеми остальными элементами плюс поле самого этого элемента плюс поле токовой проводимости и повторив эту запись для всех элементов железа, можно получить квазилиней-

ную систему уравнений

$$(C \chi - I) \vec{H} = -\vec{H}_c \quad (8)$$

где  $C$  — матрица геометрических коэффициентов, зависящих лишь от формы элементов,  $I$  — единичная матрица.

Система уравнений (8) является матричной аппроксимацией исходного интегрального уравнения (7). В общем случае, когда  $\chi$  есть функция  $\vec{H}$ , эта система решается итерациями.

После того, как поле в железе найдено, поле в любой точке пространства находится как сумма полей, создаваемых в этой точке всеми элементами железа и токами проводимости.

## 2. ПРОГРАММЫ ДЛЯ ЭВМ

Авторами созданы две группы программ. Программы первой группы позволяют рассчитывать магнитные поля и движение заряженных частиц в двумерных и трехмерных безжелезных системах со сложной конфигурацией токовых шин. Расположение и размеры токовых шин, а также начальные данные для частиц являются входными параметрами этой группы программ, результатом — значения магнитного поля в заданных точках, траектории частиц и их распределение на фазовой плоскости в заданном сечении.

Программы второй группы позволяют рассчитывать двумерные нелинейные магнитные поля в аксиально-симметричных системах с железом и системах, поперечные размеры которых малы по сравнению с длиной. Входными данными программ этой группы являются:

1. Кривая намагничивания  $B(H)$  для данного сорта железа.
2. Сведения о симметрии системы.
3. Конфигурация железа с разбиением его на элементы.
4. Конфигурация токовых шин.

На выходе программ получаются значения поля в любых заданных точках <sup>и</sup> его мультипольные моменты.

Работа программ проверялась на большом количестве тестовых задач. При этом изучались обстоятельства, определяющие точность расчетов.

### 3. ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ТОЧНОСТЬ РАСЧЕТА

1. При больших  $\chi$  задача определения магнитного поля в железе становится некорректной [2]. В решении задачи появляются противоречащие физике явления вихревые потоки магнитного поля, циркулирующего внутри железе. Некорректность подавляется с помощью сглаживающего функционала Тихонова, применение которого сводится к тому, что вместо матричного уравнения (8)

$$AH = -H_c$$

решается уравнение

$$(A^T A + \alpha I)H = -A^T H_c \quad (9)$$

совпадающие при  $\alpha = 0$  с исходным.

В дополнение к работе [2] можно отметить следующее:

а) Матрица  $\alpha I$  имеет вид

$$\begin{pmatrix} \alpha & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \alpha & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & \alpha \end{pmatrix} \quad (10)$$

с параметром регуляризации одинаковым для всех элементов. Добавление такой матрицы к матрице системы улучшает её обусловленность, однако вносит дополнительную погрешность в решение. Эта погрешность тем более, чем больше  $\alpha$ . С другой стороны, чем больше значение вихревого поля, тем больше  $\alpha$  требуется чтобы его подавить. Следовательно, выгоднее использовать матрицу

$$\begin{pmatrix} \alpha_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \alpha_2 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & \alpha_n \end{pmatrix} \quad (11)$$

где  $\alpha$  имеет свое значение для каждого элемента разбиения и зависит от значения поля в нем

$$\alpha_i = \alpha_0 \left( \frac{\chi(H_i)}{\chi_0} \right)^2 \quad (12)$$

б) Подбор  $\alpha_0$  можно осуществлять следующим образом:

Решив систему для нескольких значений  $\alpha_0$ , выбрать  $\alpha_0$  минимальным из тех, при которых вихри магнитного поля отсутствуют.

в) Выбором способа разбиения железа на элементы можно лишь видоизменить вихри, но нельзя их устранить.

2. Наиболее важным фактором, определяющим точность расчетов, является форма элементов разбиения. Наибольшую точность обеспечивают элементы, имеющие треугольное сечение, т.е. бесконечные треугольные призмы для длинных систем и кольца треугольного сечения для аксиально-симметричных систем.

3. Количество элементов. В настоящее время программа позволяет иметь не более 90 элементов разбиения. Этого достаточно для расчета полей в реально встречающихся магнитах с точностью  $\sim 10^{-3}$ .

4. "Качество" разбиения. На основе достаточно большого опыта расчета различных магнитов разработаны следующие рекомендации по разбиению области, занимаемой железом, на элементы:

- В местах поворота магнитного потока угол железа должен быть вершиной не менее двух треугольников (см.рис.1).
- Область железа, непосредственно примыкающая к зазору, должна быть разбита более подробно.
- Следует избегать вытянутых элементов.
- Соседние треугольники, изображающие элементы разбиения в их сечении, должны совпадать вершинами.

д) Большие и маленькие элементы не должны соседствовать. Более того, самый большой и самый маленький элементы не должны слишком сильно отличаться по размерам.

Все эти рекомендации обусловлены требованием постоянства вектора намагничивания в пределах элемента.

Поле вне железа не зависит от разбиения, если оно "качественное" в указанном смысле.

#### 4. Расчет конкретных магнитных систем.

Программы, вычисляющие магнитные поля и движение заряженных частиц в системах без железа применялись для расчета элементов сильного линейного ускорителя [3] (рис.2).

Пучок элементов, после пролета ускоряющих резонаторов, фокусируется линзой  $L_2$  на конвертере К. Позитроны должны быть собраны линзой  $L_3$ , транспортированы по каналу и захвачены в синхротрон Б-4.

##### 1) Электронная линза ( $L_2$ )

Электронная линза представляет собой цилиндрический соленоид с толстой намоткой и длиной, много большей внутреннего радиуса. Этот соленоид моделировался набором соосных бесконечно тонких соленоидов. Начальные данные для электронов брались из расчетов линейного ускорителя. Рассматривались варианты с энергией электронов 17,9 + 20,4 Мэв (с учетом подсадки пучком напряжения на резонаторах) и 20,1 + 24,3 Мэв (без подсадки). Расчеты проводились для разных фокусных расстояний линзы  $L_2$ .

Выяснялись вопросы:

а) В пятно какого наименьшего диаметра можно сфокусировать пучок электронов на конвертере.

б) Каков относительный вклад в размывание пятна геометрических и хроматических аберраций.

в) При каком фокусном расстоянии линзы  $L_2$ , пятно получается наименьшим.

г) Насколько далеко можно сдвинуть линзу от последнего резонатора существенно не ухудшив условия фокусировки.

Расчеты показали, что при фокусном расстоянии линзы  $L_2$  равном 48 см пучок электронов фокусируется в пятно диаметром 0,3 мм без учета подсадки и 0,4 мм с учетом подсадки. Так как с подсадкой изменяется также положение фокуса, то при среднем положении конвертера диаметр пятна в любом случае не должен превышать 1 мм.

Зависимость диаметра пятна от фокусного расстояния линзы  $L_2$  показаны на рис.3, при расстоянии между линзой и последним резонатором  $d=0,5$  и  $1,2$  м

В размывание пятна основной вклад вносят геометрические аберрации.

##### 2) Позитронная линза ( $L_3$ ).

При расчетах этой линзы использовалось два различных подхода.

При первом подходе изучалось движение позитронов с "крайними" параметрами (угол вылета 0,5 рад, радиус вылета 1 мм, энергия 14 и 15 Мэв) в различных вариантах линз. Рассматривались две формы линз - цилиндрическая и коническая и два предельных соотношения между толщиной конвертера и толщиной скин-слоя. Коническая линза моделировалась набором соленоидов разного радиуса. Рассматривались варианты различных расстояний от конвертера до линзы и различных длин линзы. (рис4)

Расчеты показали, что случаи с различной формой линз и различными соотношениями между величиной скин-слоя и толщиной конвер-

тора различаются слабо. Наиболее существенный параметр — длина линзы. Была выбрана цилиндрическая трехвитковая линза длиной 18 мм и расстоянием до конвертора 3,5 мм.

При втором подходе изучались соотношения между относительным количеством позитронов и величиной фазового объема, которым они обладают на выходе позитронной линзы.

Распределение рожденных позитронов по радиусу вылета и по полярному углу вылета из конвертора предполагалось гауссовением с  $\langle r^2 \rangle = 0,0147 \text{ см}^2$  и  $\langle \theta^2 \rangle = 0,45 \text{ рад}^2$ . Распределение по азимутальному углу полагалось равномерным во всем промежутке от 0 до  $2\pi$ , по энергии — равномерным в 7-процентном интервале вокруг  $E_0 = 7 \text{ МэВ}$  [4]. Соответственно, начальные параметры позитронов задавались следующим образом:

$$E = E_0 + \frac{1}{2} \left( \frac{1}{2} - \zeta_5 \right)$$

$$r = \sqrt{-r_0 \ln \zeta_1}$$

$$\theta = \sqrt{-\theta_0 \ln \zeta_2}$$

$$\beta_x = \beta \sin \theta$$

$$\beta_y = \beta_1 \cos(2\pi \zeta_4)$$

$$\beta_z = \beta \sin \theta$$

$$x = r \cos(2\pi \zeta_3)$$

$$y = r \sin(2\pi \zeta_3)$$

где  $\theta_0 = \langle \theta^2 \rangle$        $r_0 = \langle r^2 \rangle$

$\zeta_i$  — случайная величина с равномерным спектром в промежутке от 0 до 1.

Диаграмма рис.5 показывает соотношение между относительным количеством позитронов и величиной фазового объема, в котором они находятся. Около 35% позитронов не проходят линзу, так как либо попадают на её стенки, либо вылетают назад (угол вылета  $\theta > \frac{\pi}{2}$ ).

3) Участок канала перед синхротроном Б-4 имеет три одинаковые линзы, каждая из которых состоит из двух витков вытянутой формы (отношение длины к ширине  $\sim 7$ ) с противоположно направленными токами

(рис.6). В расчетах витки моделировались линейными проводниками. Этот участок канала служит для транспортировки позитронов и согласования их фазового объема с аксептансом синхротрона Б-4. На рис.6 приведены фазовые диаграммы в начале рассматриваемого промежутка и непосредственно перед Б-4.

В ходе расчетов параметры линз подбирались так, чтобы они имели одинаковые размеры и общее питание. Ток в каждом витке  $\sim 30 \text{ ка}$ .

4) Для удержания плазмы используются магнитные поля, создаваемые токами в проводниках трехмерной конфигурации. Имеется программа для вычисления полей в трехмерных системах без железа. Для ускорения счета проводники с током аппроксимируются прямоугольными параллелепипедами (рис.7). Сравнение расчетов с измерениями на модели I:10 дали совпадение  $\sim 1+2\%$ . Дальнейшее повышение точности расчетов зависит от точности ввода в ЭВМ геометрии токовых шин.

5) Магнит ВЭП-4

Данные измерения магнитного поля в центральной точке зазора для различных значений токов сравнивались с расчетами. Совпадение в линейном случае составило 0,1%, в нелинейном — около 1% (рис.8).

6) С-образный магнит [5]

В работе [5] приведены результаты расчета С-образного магнита программой *GFUN*, разработанной в Резерфордской лаборатории на основе изложенного выше прямого метода. Для проверки программы расчет был повторен, причем из работы [5] была взята кривая намагничивания железа  $B(H)$  и разбиение железа на элементы. Расчитывалось поле в зазоре в тех же точках, что и в [5]. Получено совпадение результатов по абсолютному значению поля в центре зазора с точностью 1% и по форме поля в зазоре  $\sim 0,1\%$ .

7) С – обратный магнит разработки РИАН (рис.9).

Назначение этого магнита – получить постоянный градиент магнитного поля в возможно большей области зазора. Это достигается сложной формой наконечника железа, имеющего плоский и гиперболический участки. Проверка правильности выбора формы наконечника требует большой точности расчетов. Такие расчеты были проведены для требуемого значения тока (поле в центре зазора равно 10 кГс) с учетом и без учета насыщения железа. Это позволяет увидеть, как влияет насыщение на геометрию поля в железе. Получены величины падения напряженности поля и размеры области постоянного градиента.

8) Магнит канала ВЭП-3 – ВЭП-4.

Здесь результаты расчетов сравнивались с измерениями на модели для различных значений токов в обмотках. Следует отметить, что этот магнит импульсный, и, поэтому, сравнения проводились преимущественно для тех значений поля в зазоре (20 кГс, 30 кГс, 40 кГс) когда эффект насыщения железа играет большую роль в формировании поля в зазоре, чем скин-эффект.

По сложившейся методике, результаты измерения обрабатываются специальной программой на ЭВМ с целью получения картин, наглядно изображающей геометрию поля во всем зазоре. Результаты расчетов были обработаны так же, как и результаты измерений. Сравнение двух картин, где изображены линии одинаковой напряженности поля, позволяет сделать следующие выводы (рис.10):

- а) Геометрия поля в обоих случаях качественно совпадает.
  - б) По абсолютному значению расхождение не превышает 1%.
5. Развитие методики расчета магнитных полей.

Ниже перечислены мероприятия, с помощью которых предполагается усовершенствовать методику расчета магнитных полей и развить её как в область нестационарных полей, так и в область трехмерных полей в системах с железом.

1) Решение нестационарной задачи может быть получено, если исходное интегральное уравнение для полного поля  $\vec{H}$  в железе (7) рассматривать совместно с интегральным уравнением для векторного потенциала  $\vec{A}$

$$\vec{A} = \vec{A}_0 - \frac{\mu_0 \sigma}{4\pi} \int_V \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \frac{dV}{r}$$

2) Трехмерная задача, для решения которой необходимо ввести аналитические выражения для геометрических коэффициентов (матрица С в выражении (8)) и создать удобную схему ввода и вывода информации из ЭВМ.

3) Число итераций, необходимое для решения системы уравнений (8) может быть сокращено применением нелинейного итерационного процесса, вместо простой итерации, как это делается в настоящее время.

4) Описанный прямой метод может быть усовершенствован в предположении линейной зависимости вектора намагничивания железа от координат в пределах каждого элемента. Это позволяет получить ту же точность с меньшим количеством элементов.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Вычисление токовых полей.

Интегрирование выражения (3) для конкретных элементов приводит к следующим результатам:

Поле бесконечно тонкого соленоида в цилиндрических координатах [6] (рис. II):

$$H_z = \frac{j}{2\pi l} (A_2 - A_1) \quad H_r = \frac{j}{2\pi l} (c_1 - c_2) \sqrt{\frac{R}{r}} \quad H_\varphi = 0$$

где  $A_i = \left[ F_i + \pi_i \frac{R-r}{R+r} \right] \frac{x_i}{\sqrt{(R+r)^2 + x_i^2}}$

$$C_i = \frac{2}{\kappa_i} (F_i - E_i) - \kappa_i F_i$$

$$F_i = F(\kappa_i) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\beta}{\sqrt{1 - \kappa_i^2 \sin^2 \beta}} \quad E_i = E(\kappa_i) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - \kappa_i^2 \sin^2 \beta} d\beta$$

$$\pi_i = \pi(n, \kappa_i) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\beta}{(1 + n \sin^2 \beta) \sqrt{1 - \kappa_i^2 \sin^2 \beta}}$$

$$n = -\frac{4Rr}{(R+r)^2} \quad \kappa_i^2 = \frac{4Rr}{(R+r)^2 + x_i^2}$$

$$x_1 = z - z_0 - \frac{l}{2} \quad x_2 = z - z_0 + \frac{l}{2}$$

Поле линейного проводника с током (рис. I2)

$$H_x = -\frac{jz}{2\pi r^2} \sin \varphi \quad H_y = \frac{jz}{2\pi r^2} \cos \varphi \quad H_z = -\frac{j(y \cos \varphi - x \sin \varphi - a)}{2\pi r^2}$$

$$r^2 = (y \cos \varphi - x \sin \varphi - a)^2 + z^2$$

если  $\varphi = 0$ , то

$$H_x = 0 \quad H_y = \frac{jz}{2\pi r^2} \quad H_z = -\frac{j(y-a)}{2\pi r^2} \quad r^2 = (y-a)^2 + z^2$$

Поле бесконечной по шине прямоугольного сечения (рис. I3):

$$H_x = \frac{j}{2\pi} \left( x \ln r + y \operatorname{arctg} \frac{y}{x} \right)_{x_1 y_1}^{x_2 y_2}$$

$$H_y = \frac{j}{2\pi} \left( y \ln r + x \operatorname{arctg} \frac{y}{x} \right)_{x_1 y_1}^{x_2 y_2}$$

$$H_z = 0$$

$$r^2 = x^2 + y^2$$

$$x_1 = x_p - x_a$$

$$y_1 = y_p - y_a$$

$$x_2 = x_p - x_b$$

$$y_2 = y_p - y_b$$

Поле параллелепипеда (рис. I4) [7]

$$H_x = \frac{j}{4\pi} \left\{ y \ln(x+r) + x \ln(y+r) - \frac{|z|}{|x|} x \operatorname{arctg} \frac{|x|y}{|z|r} \right\}_{x_1 y_1 z_1}^{x_2 y_2 z_2}$$

$$H_y = 0$$

$$H_z = -\frac{j}{4\pi} \left\{ z \ln(y+r) + y \ln(z+r) - \frac{|x|}{|y|} y \operatorname{arctg} \frac{|y|z}{|x|r} \right\}_{x_1 y_1 z_1}^{x_2 y_2 z_2}$$

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2$$

$$x_1 = x_p - x_a$$

$$y_1 = y_p - y_a$$

$$z_1 = z_p - z_a$$

$$x_2 = x_p - x_b$$

$$y_2 = y_p - y_b$$

$$z_2 = z_p - z_b$$

Поле дугового элемента прямоугольного сечения в цилиндрических координатах (рис. I5): [8]

$$H_r = \frac{j}{4\pi} \int_{\theta_1}^{\theta_2} d\theta \cos \theta \left\{ R + R_p \cos \theta \ln |p - R_p \cos \theta + R| \right\}_{p_1 z_1}^{p_2 z_2}$$

$$H_\varphi = -\frac{j}{8\pi R_p} \left\{ (p - R_p \cos \theta) R + [R_p^2 \sin^2 \theta + (z_p - z)^2] \ln |p - R_p \cos \theta + R| \right\}_{\theta_1 p_1 z_1}^{\theta_2 p_2 z_2}$$

$$H_z = \frac{j}{4\pi} \int_{\theta_1}^{\theta_2} (z - z_p) d\theta \left\{ \ln |p - R_p \cos \theta + R| - \frac{R_p \sin \theta}{|z_p - z|} \operatorname{arctg} \frac{(p - R_p \cos \theta) |z - z_p|}{R_p \sin \theta R} \right\} +$$

$$+ \frac{R_p \cos \theta}{2|z - z_p|} \ln \frac{R - |z_p - z|}{R + |z_p - z|} \Big|_{p_1 z_1}^{p_2 z_2}$$

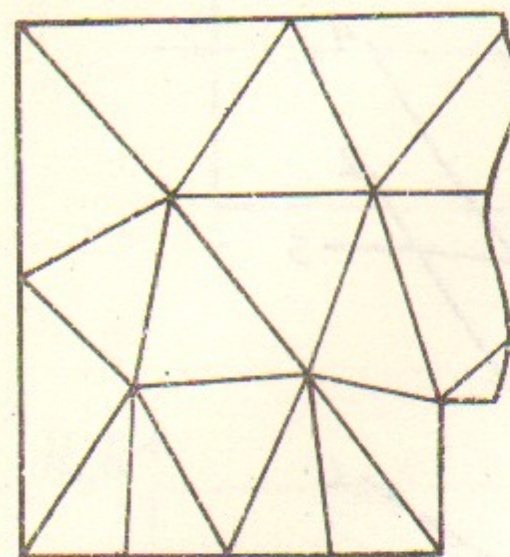
$$R^2 = R_p^2 - 2R_p p \cos(\varphi_p - \varphi) + p^2 + (z_p - z)^2$$

$$\theta = \varphi - \varphi_p$$

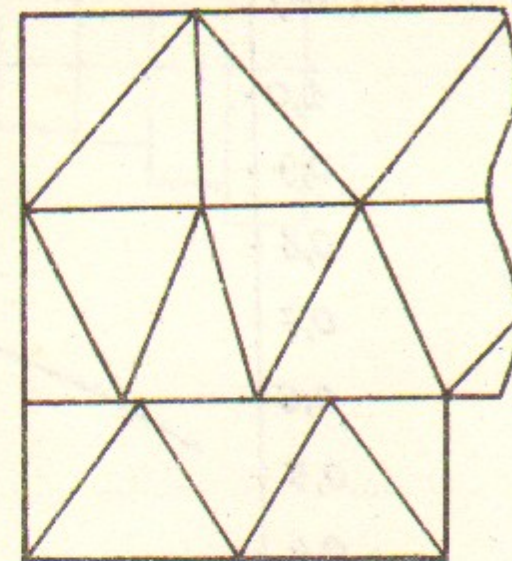


Л и т е р а т у р а

1. L.R. Turner, RL-73-102, 1973.
2. А.Н.Алешаев и др. препринт ИЯФ СО АН СССР 75-95, 1975.
3. ВЭШ-4, рабочие материалы, ИЯФ, вып.2, 1974.
4. В.А.Тяурский, препринт ИЯФ СО АН СССР 75-39, 1975.
5. N.J. Diserens a o GFUN USER'S GUIDE
6. В.Р.Карасик "Физика и техника сильных магнитных полей"  
"Наука" 1964.
7. P.Mansfield, RL-75-184, 1975.
8. T.F.Yang, Proc. 5th Int. Conf. on Magnet  
Technology, Rome, 1975.



а) „хорошее”  
разбиение



б) „плохое”  
разбиение

Рис 1

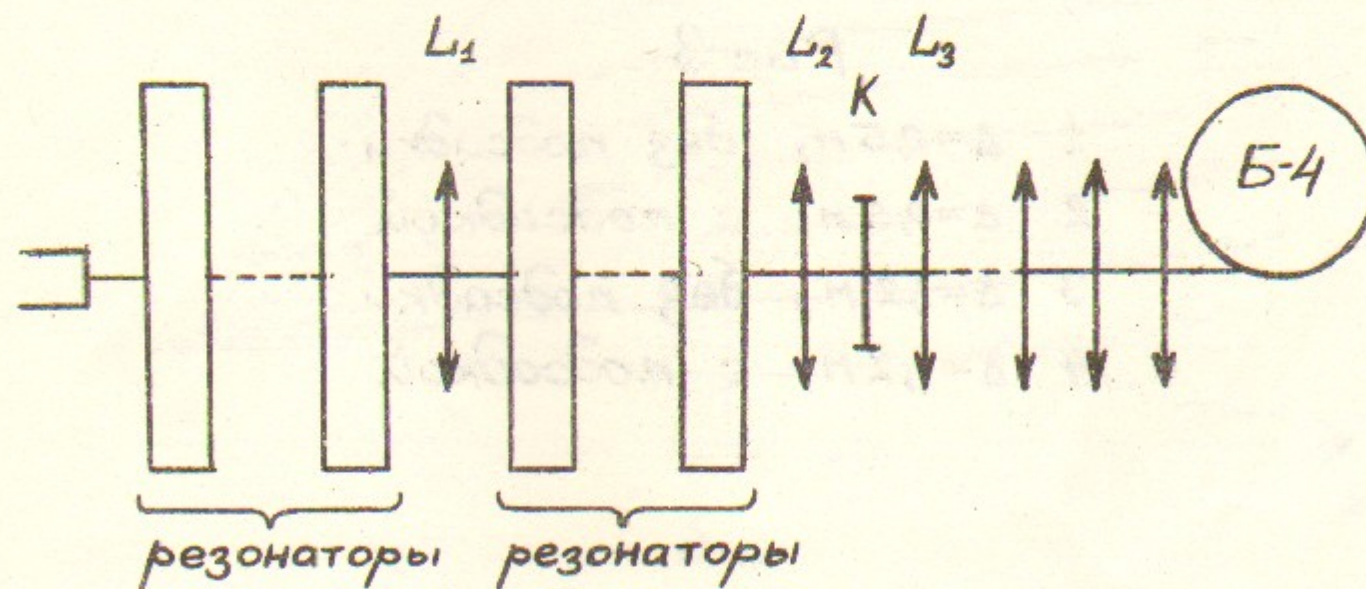


Рис 2

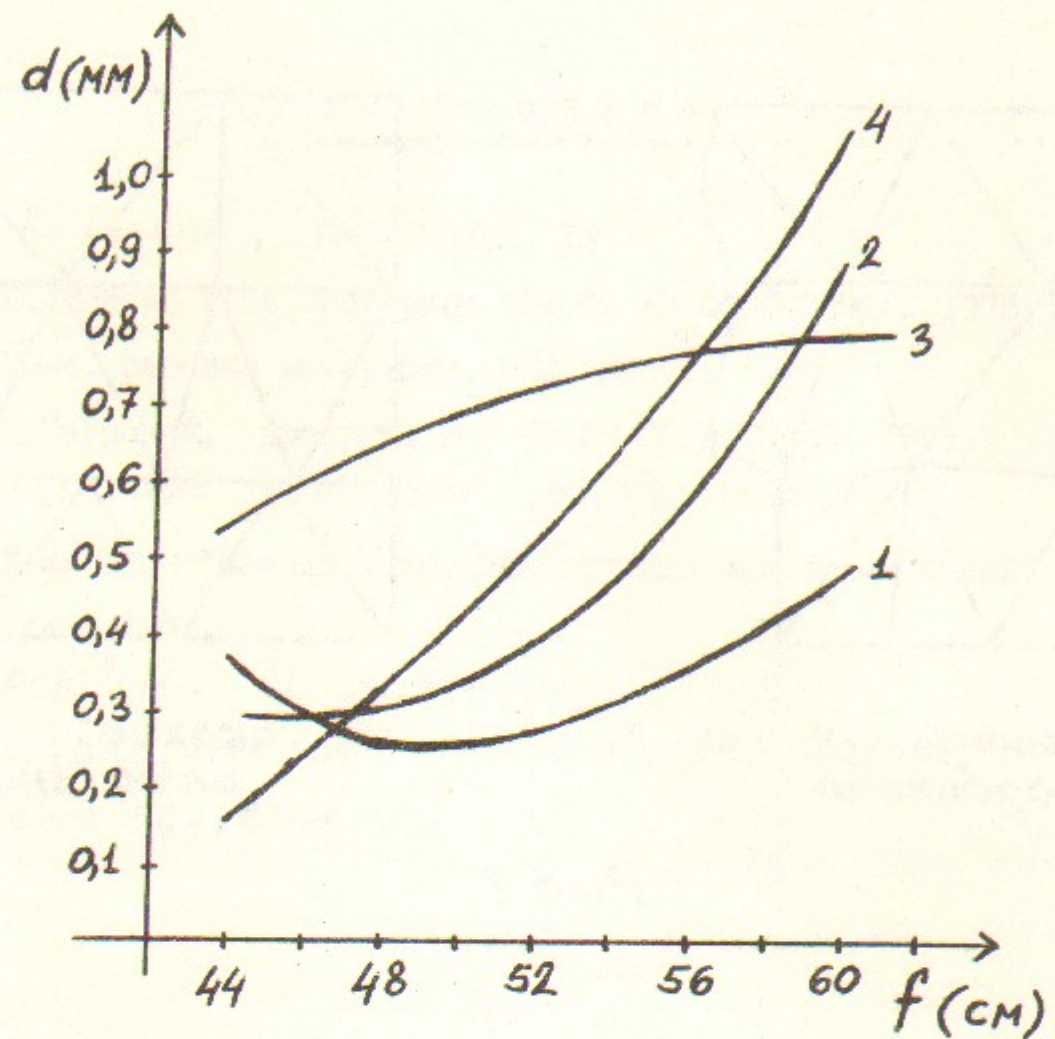
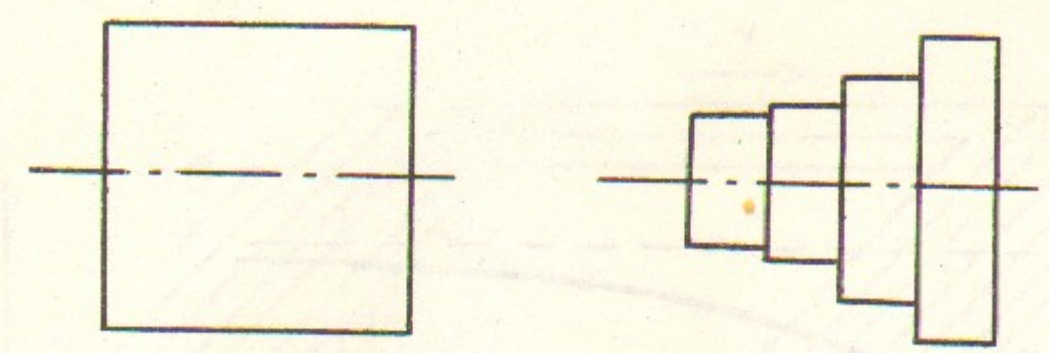


Рис 3

- 1  $\Delta=0,5$  м, без подсадки
- 2  $\Delta=0,5$  м, с подсадкой
- 3  $\Delta=1,2$  м, без подсадки
- 4  $\Delta=1,2$  м, с подсадкой



а

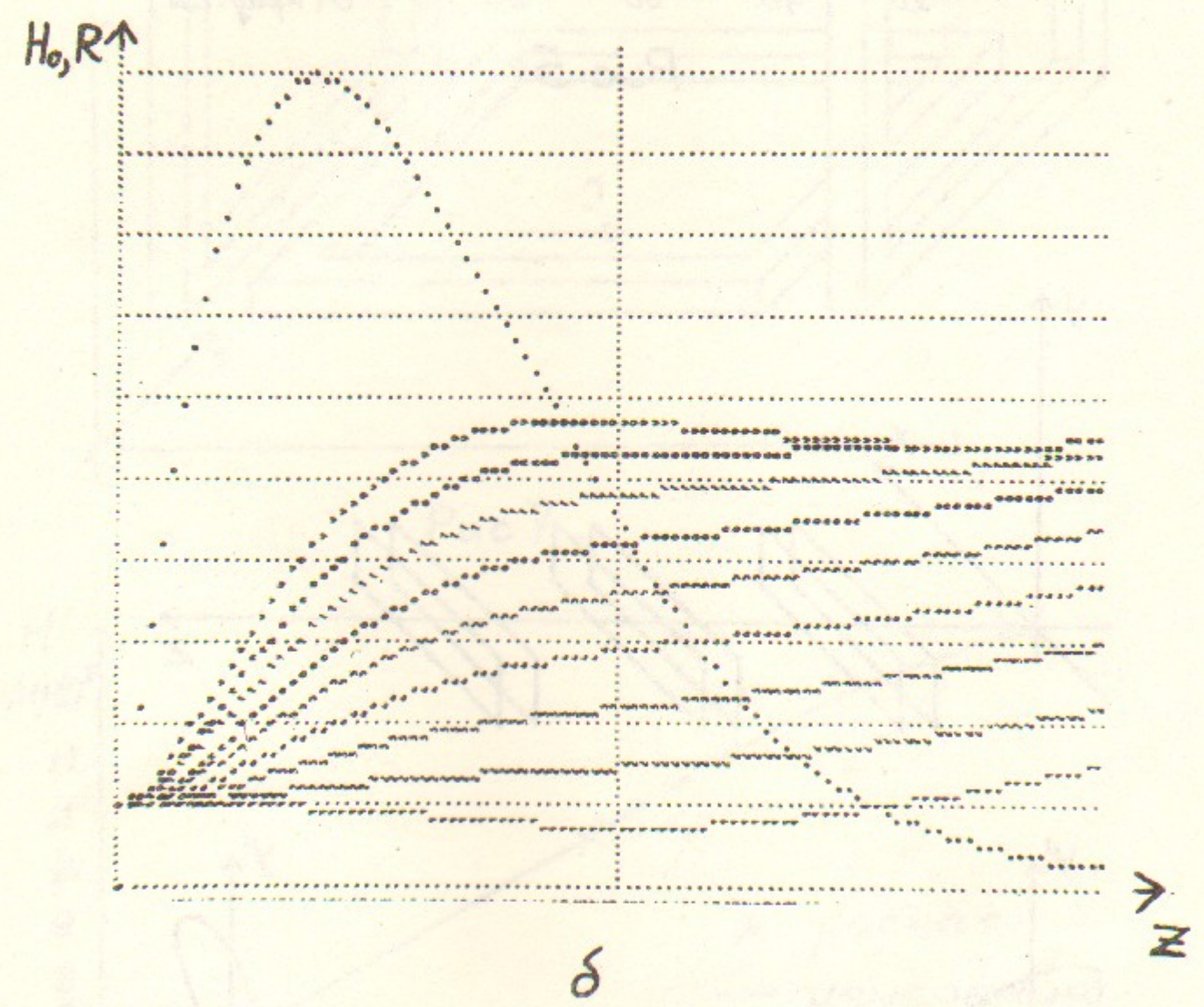


Рис 4

- а) Варианты линз
- б) Траектории позитронов в линзе

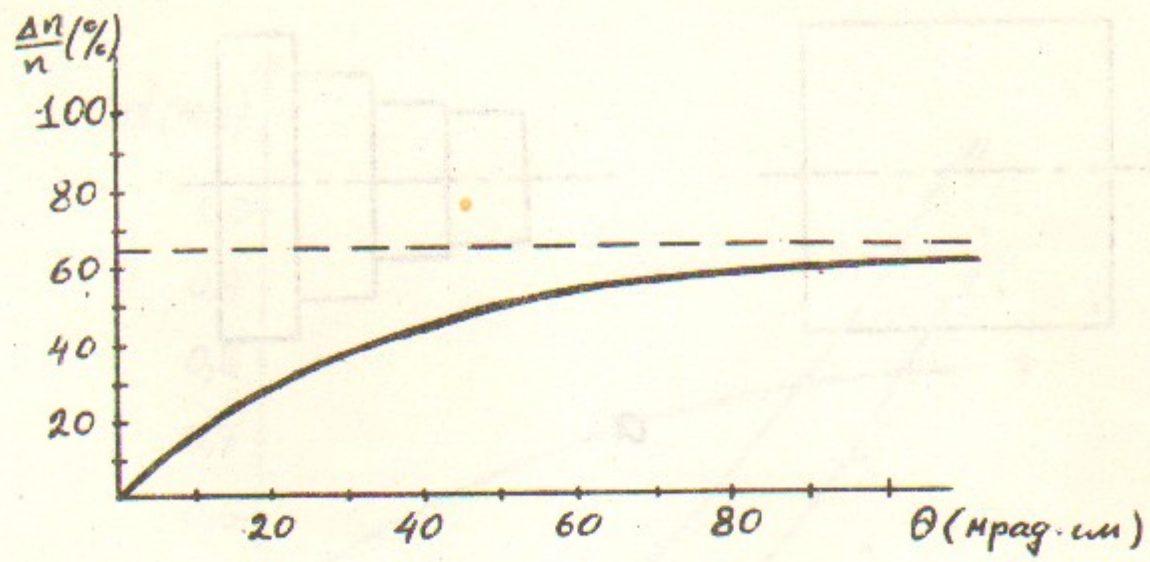


Рис 5

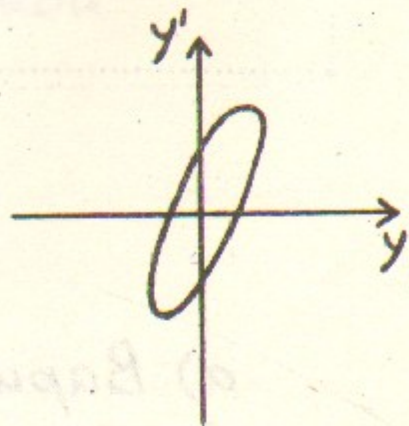
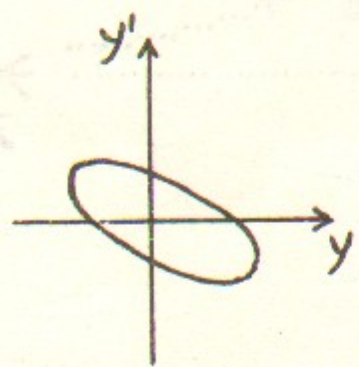
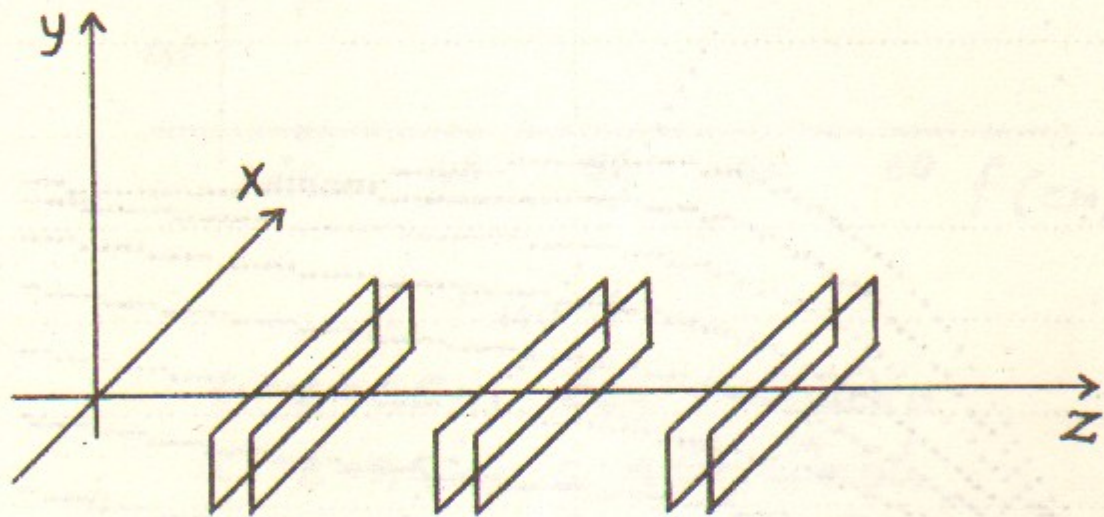


Рис 6

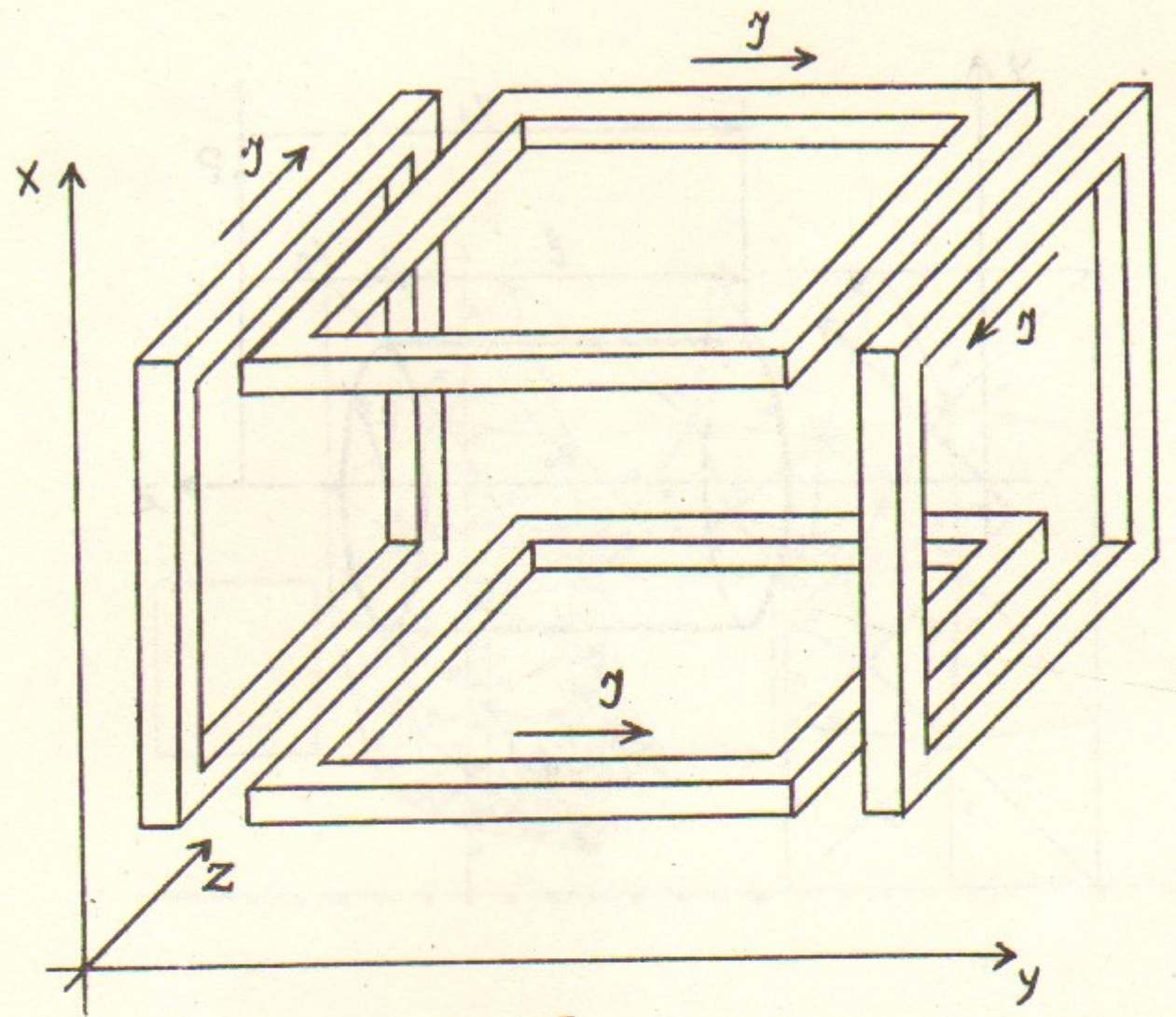


Рис 7

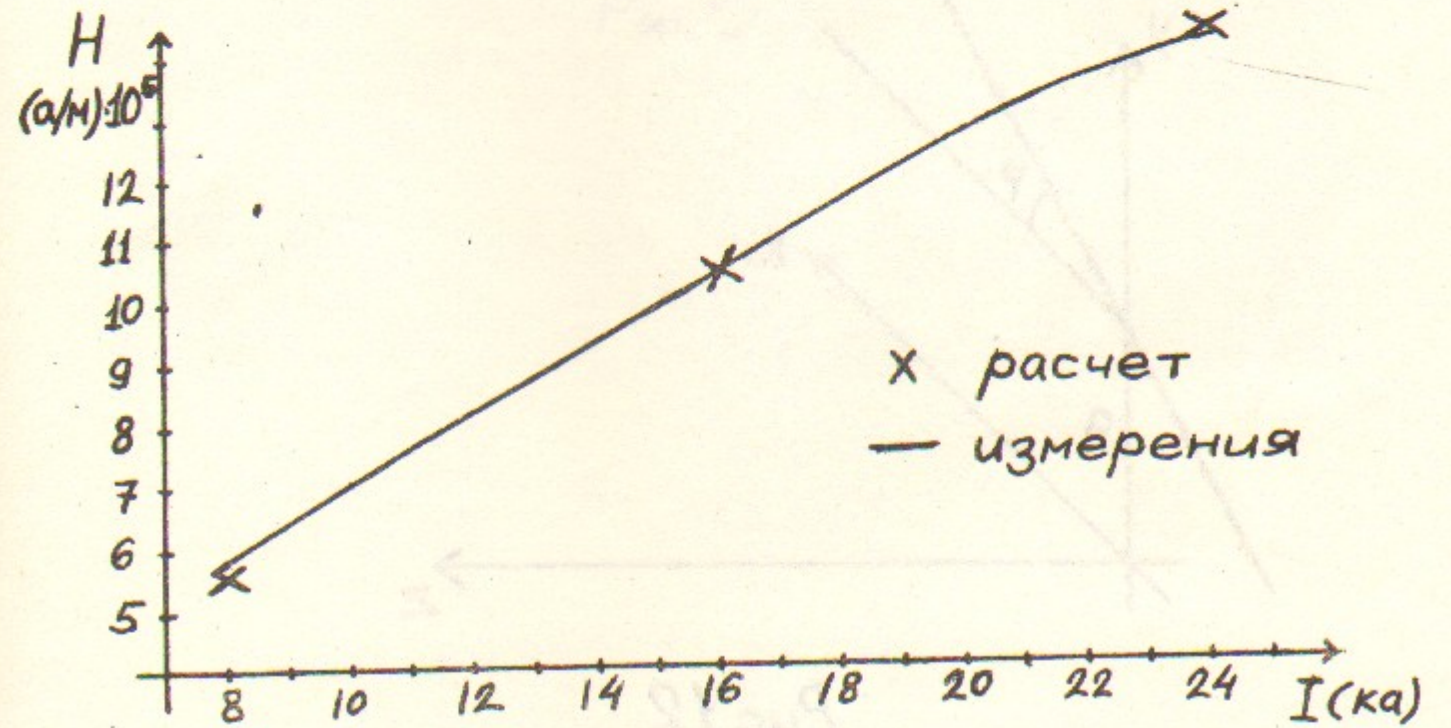


Рис 8

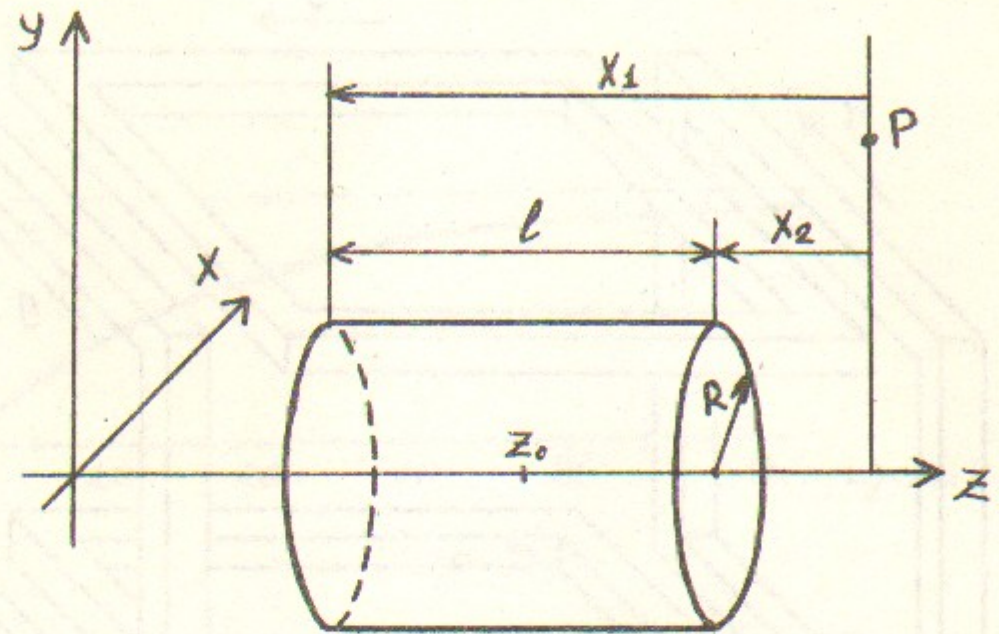


Рис 11

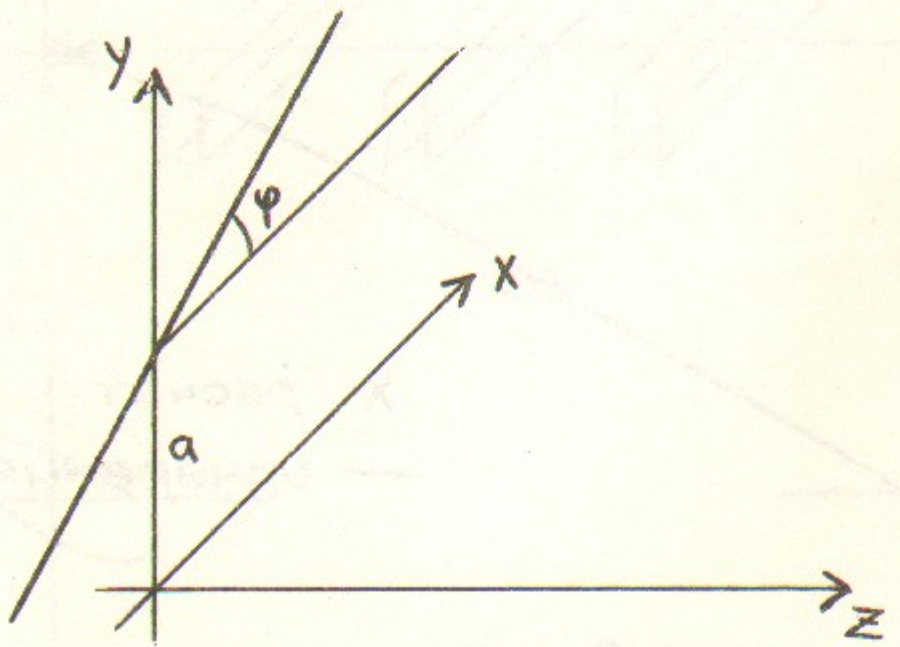


Рис 12

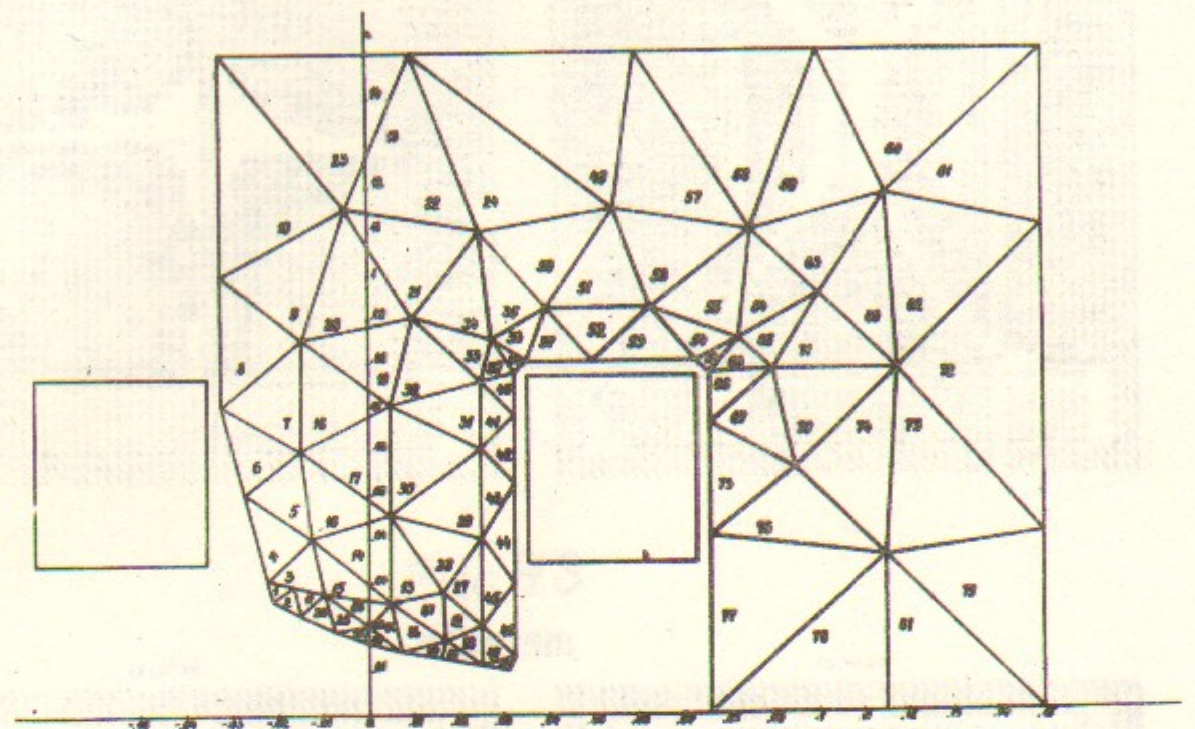
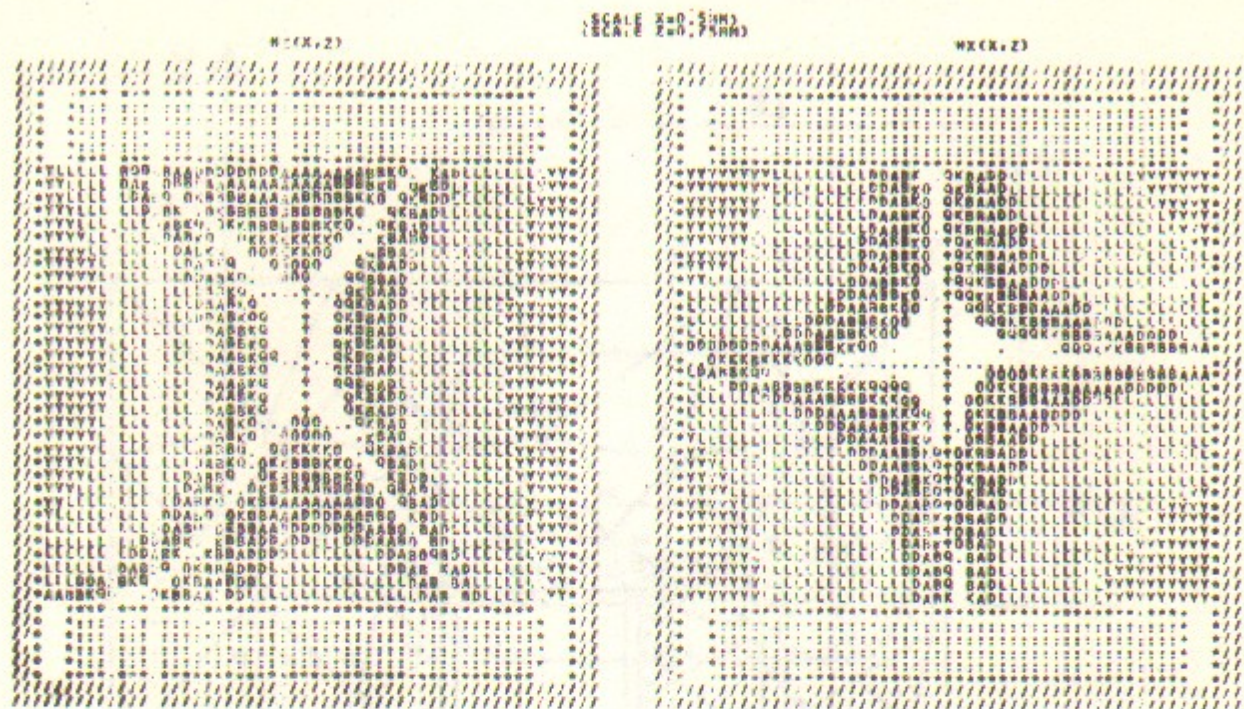
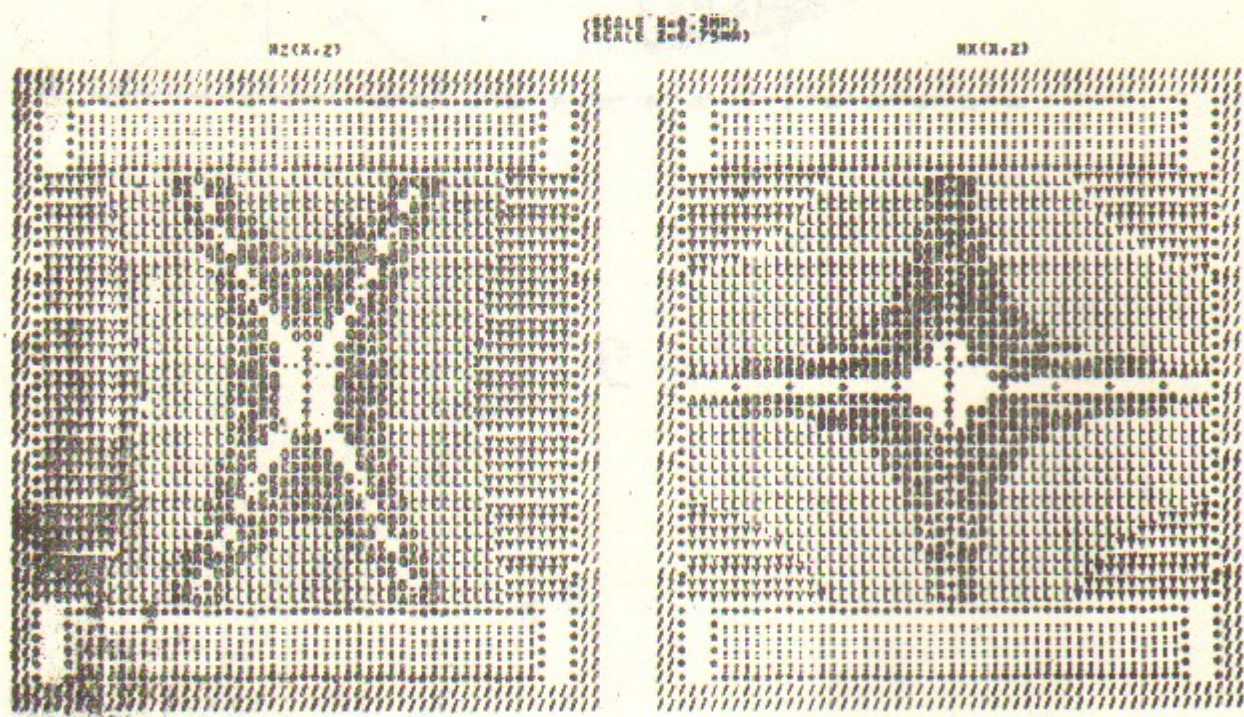


Рис 9



a



б

Рис 10

а) Результаты измерений.  
 б) Результаты расчёта.

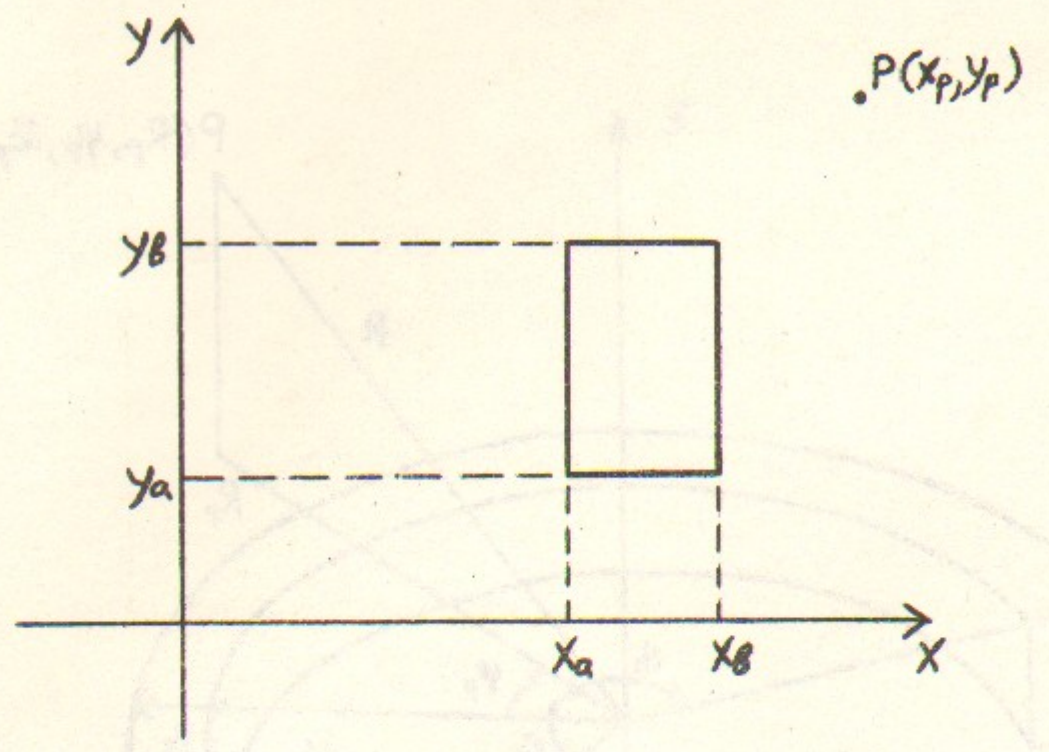


Рис 13

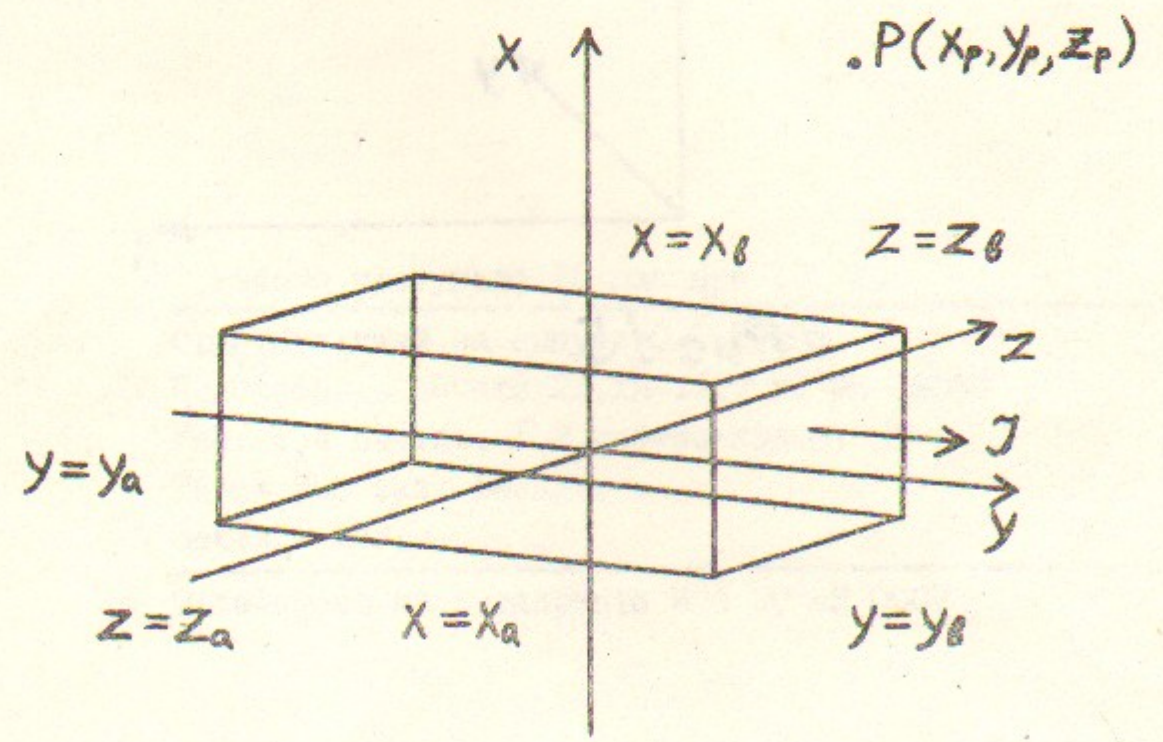


Рис 14

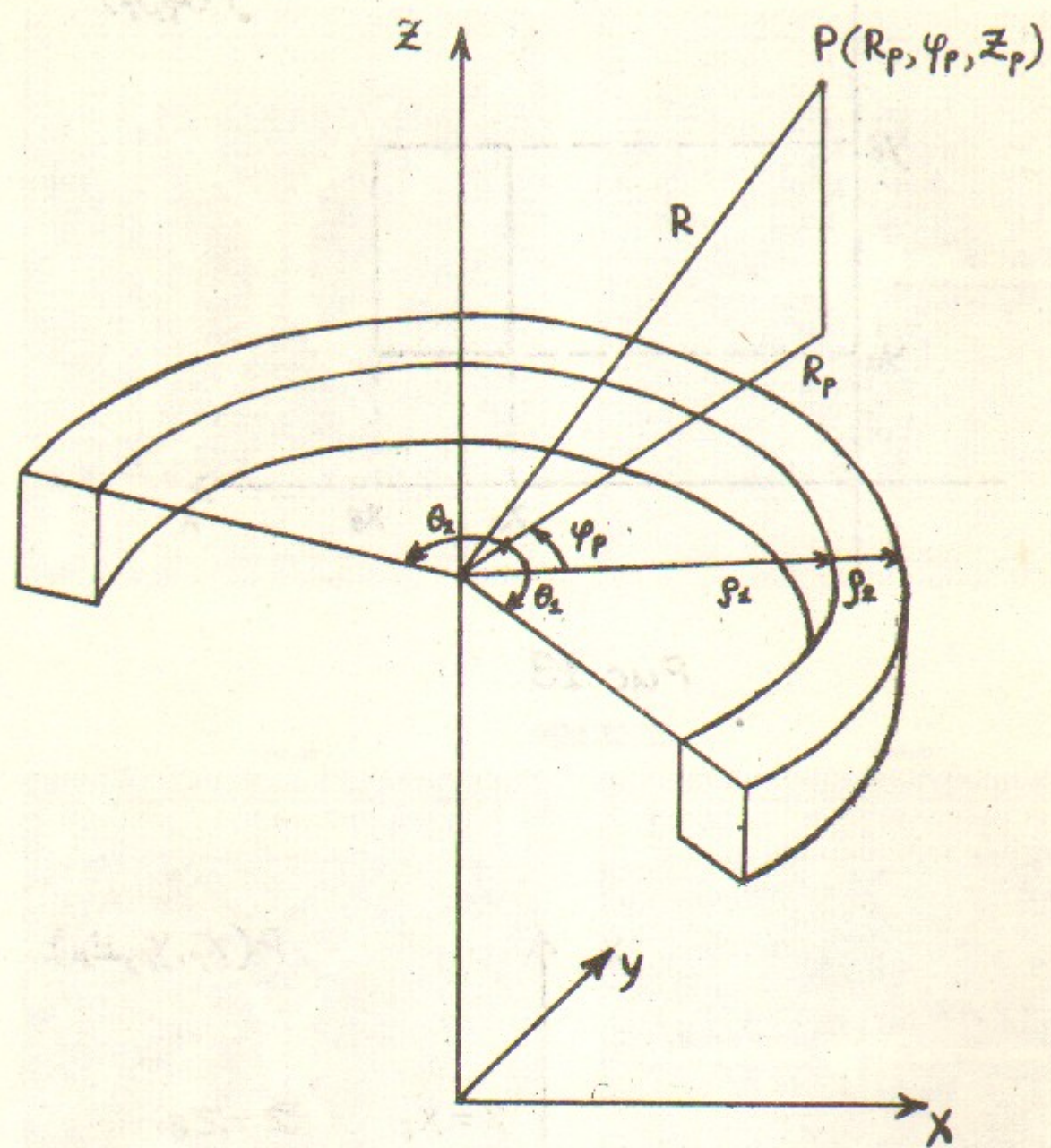


Рис 15

Работа поступила 15 декабря 1977г.

Ответственный за выпуск С.Г.ПОПОВ  
 Подписано к печати 23.XII-1977 г. МН 18035  
 Усл. 1,4 печ.л., 1,2 учетно-изд.л.  
 Тираж 200 экз. Бесплатно  
 Заказ № 123.

Отпечатано на ротапринте ИИФ СО АН СССР