

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

P - 373

В.И. Данилов, В.П. Дмитриевский, Н.Л. Заплатин, В.В. Кольга,  
Лю Нэ-чуань, В.С. Рыбалко, Л.А. Саркисян

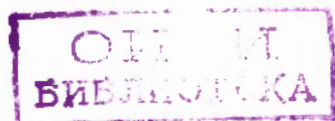
ФОРМИРОВАНИЕ  
МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЦИКЛОТРОНА  
С ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ВАРИАЦИЕЙ

Дубна 1959 год

P - 373

В.И. Данилов, В.П. Дмитриевский, Н.Л. Заплатин, В.В. Кольга,  
Лю Нэ-чуань, В.С. Рыбалко, Л.А. Саркисян

ФОРМИРОВАНИЕ  
МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЦИКЛОТРОНА  
С ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ВАРИАЦИЕЙ



## В в е д е н и е

В течение 1955-1959 г.г. в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований был разработан и запущен циклотрон с пространственной вариацией магнитного поля на энергию дейтронов 13 Мэв /1/. Магнитное поле этого циклотрона было выполнено в двух вариантах. Первый вариант структуры магнитного поля был использован для исследования нелинейного эффекта в центре ускорителя. Изучение фазового движения и дальнейшие исследования пространственной устойчивости были проведены на втором варианте.

Настоящая работа посвящена вопросам формирования магнитного поля спирального циклотрона /СЦ/. Формирование поля было осуществлено системой спиральных и кольцевых шимм. Расчет магнитного поля системы этих шимм велся в предположении равномерного намагничивания их объема по направлению вертикальной составляющей внешнего намагничивающего поля. Описаны основные технические вопросы изготовления спиральных шимм, а также конструктивные особенности полюсных наконечников электромагнита.

### 1. Выбор параметров системы спиральных шимм

Одним из возможных законов изменения магнитного поля в средней плоскости для циклотрона с пространственной вариацией является следующий /2/:

$$H_z(z, \varphi) = H(z) \left[ 1 + \varepsilon \sin\left(\frac{z}{\lambda} - N\varphi\right) \right], \quad /1/$$

где

$$H(z) = \frac{H_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{z}{z_\infty}\right)^2}} \quad /2/$$

азимутально-симметричное /среднее/ магнитное поле,

$$z_\infty = \frac{E_0}{eH_0},$$

$2\pi\lambda$  - радиальный шаг структуры магнитного поля,  $N$  - целое число, определяющее азимутальный период вариации,  $\varepsilon$  - глубина вариации.

Выбор параметров  $\epsilon$ ,  $N$ ,  $\lambda$  производился на основе анализа динамики движения частиц в ускорителях этого типа /3/-/9/. Анализ показывает, что в отличие от структуры типа Томаса /10/ рассматриваемое магнитное поле, обладающее периодической структурой не только по азимуту, но и по радиусу, позволяет значительно снизить необходимую глубину вариации.

Идея метода создания необходимой вариации магнитного поля состояла в том, что линии максимальной напряженности магнитного поля могут быть получены при помощи системы криволинейных шимм прямоугольного сечения. При этом формирование магнитного поля вида /1/ может быть разделено на две практически самостоятельные задачи:

а/ Создание вариации магнитного поля, при которой имеет место пространственная устойчивость частиц, с помощью системы  $N$  шимм, изогнутых по спирали Архимеда  $r(y) = N\lambda y$  и сдвинутых относительно друг друга на угол  $\frac{2\pi}{N}$ ;

б/ Создание требуемого закона среднего поля /2/ системой кольцевых шимм, расположенных на поверхности полюсных наконечников электромагнита.

Для того, чтобы величина амплитуды вариации  $\epsilon H(\epsilon)$  не зависела от изменения среднего поля с радиусом, необходимо, чтобы магнитное состояние спиральных шимм было близко к насыщению /  $4\pi M \approx 21 \cdot 10^3$  эрстед/. Такое состояние достигается, например, в прямолинейных шиммах неограниченной длины с квадратным сечением в полях  $H \geq 14000$  эрстед, а в шиммах прямоугольного сечения, у которых протяженность по полю в два раза больше протяженности поперек, - в полях  $H \geq 10000$  эрстед /для шимм из углеродистой стали/. Для прямолинейных шимм конечной длины магнитное состояние, близкое к насыщению, наступает при меньших полях /11/.

Предварительная оценка вариации от системы  $N$  спиральных шимм может быть произведена из рассмотрения магнитного поля бесконечной системы прямолинейных шимм. В случае "тонких" шимм /толщина шиммы мала по сравнению с другими ее параметрами/, помещенных в плоский зазор магнита, выражение для амплитуд гармоник с учетом влияния полюсных наконечников методом отражений при  $\mu \gg 1$  принимает вид:

$$H_m = 4M \frac{\delta}{\lambda} e^{-m \frac{h_1}{\lambda}} \left(1 - e^{-m \frac{2\delta}{\lambda}}\right) \frac{1 + e^{-m \frac{2(h_m - h_1 - \delta)}{\lambda}}}{1 - e^{-m \frac{2h_m}{\lambda}}}, \quad /3/$$

где  $\delta$  - толщина шиммы,  $2\delta$  - высота шиммы,  $2\sigma\lambda$  - расстояние между шиммами,  $h_1$  - расстояние от средней плоскости до нижнего основания шиммы,  $2h_m$  - высота воздушного зазора магнита /  $2h_m > 2(2\delta + h_1)$  / ,  $m$  - номер гармоники.

Выражение /3/ дает предельное значение амплитуд гармоник от системы спиральных шимм, когда кривизна их стремится к нулю. В формуле /3/ множитель /  $1 + e^{-m \frac{2(h_m - h_1 - \delta)}{\lambda}}$  / учитывает первое отражение, а  $\frac{1}{1 - e^{-m \frac{2h_m}{\lambda}}}$  - все последующие. При  $h_m = 2\delta + h_1$  /система спиральных шимм расположена на поверхности полюсного наконечника/ выражение /3/ переписется:

$$H_m = 4M \frac{\delta}{\lambda} e^{-m \frac{h_1}{\lambda}} \frac{1 - e^{-m \frac{4\delta}{\lambda}}}{1 - e^{-m \frac{2h_m}{\lambda}}}. \quad /4/$$

Из /4/ видно, что влияние первого отражения сводится к увеличению высоты шиммы в два раза, а вклад всех последующих отражений при  $\delta \geq 2\lambda$  дает увеличение основной гармоники /  $m = 1$  / менее чем на 2%.

Предварительный выбор параметров системы спиральных шимм может быть произведен из условия  $H_1 \geq \varepsilon H(\tau)$  . Расчет амплитуд гармоник и среднего поля в зависимости от радиуса для системы  $N$  одинаковых "тонких" спиральных шимм неограниченной высоты, сдвинутых относительно друг друга на угол  $\frac{2\sigma}{N}$  , производился по формулам /12/:

$$H(\tau) = \frac{2Mh_1\delta N^{1/2}}{\sigma\tau^{3/2}\lambda^{3/2}} \int_{\psi_H}^{\psi_C} \sqrt{\frac{\psi'^2 + 1}{\psi'^2}} \left[ -\frac{d}{dx} Q_{-\frac{1}{2}}(x) \right] d\psi' \quad , \quad /5/$$

$$H_m(\tau) = \sqrt{[H_m^C(\tau)]^2 + [H_m^S(\tau)]^2} \quad , \quad /6/$$

$$\beta_m(\tau) = \arctg \frac{H_m^C(\tau)}{H_m^S(\tau)} \quad , \quad /7/$$

где

$$H_m^c(z) = \frac{4Mh_i \delta N^{1/2}}{\pi z^{3/2} \lambda^{3/2}} \int_{\varphi_n}^{\varphi_k} \sqrt{\frac{y'^2+1}{y'^3}} \cos m\varphi' \left[ -\frac{d}{dx_1} Q_{m-1/2}(x_1) \right] dy',$$

$$H_m^s(z) = \frac{4Mh_i \delta N^{1/2}}{\pi z^{3/2} \lambda^{3/2}} \int_{\varphi_n}^{\varphi_k} \sqrt{\frac{y'^2+1}{y'^3}} \sin m\varphi' \left[ -\frac{d}{dx_1} Q_{m-1/2}(x_1) \right] dy',$$

$H(z)$  - среднее поле от системы  $N$  спиральных шимм,  $H_m(z)$  и  $\beta_m(z)$  амплитуды и фазы гармоник порядка  $m$ ,  $m = sN$  ( $s=1,2,3,\dots$ ),  $(\varphi_n - \varphi_k)$  - азимутальная протяженность спиральной шиммы,  $Q_{m-1/2}(x_1)$  - сферическая функция Лежандра второго рода с полуцелым индексом от аргумента  $x_1 = \frac{h_1^2 + z^2 + N^2 \lambda^2 y'^2}{2zN\lambda y'}$ .

При этом в разложении поля будут присутствовать только гармоники с периодичностью, кратной  $N$ . Среднее поле и амплитуды гармоник системы из  $N$  пар спиральных шимм в  $N$  раз больше соответствующих величин в разложении поля одной пары шимм. Это позволяет экспериментально проверить магнитное поле системы из  $N$  пар одинаковых шимм по полю одной пары.

Поле от системы шиммы конечной высоты  $2\theta = h_2 - h_1$ , можно получить как разность полей системы шимм-бесконечной высоты.

Численные расчеты показали, что при определении амплитуд гармоник можно не учитывать влияние полюсного наконечника. Однако при расчете среднего поля системы спиральных шимм учет отражений существенно влияет как на величину, так и на характер его зависимости от радиуса.

### 11. Магнитное поле циклотрона с пространственной вариацией

Магнитное поле, заданное в виде /1/, было выполнено в зазоре электромагнита  $2h_m = 22$  см, диаметр полюсов которого равен  $\phi = 120$  см, в двух вариантах:

$$N = 4; \quad \lambda = 1,37 \text{ см} \quad \mathcal{E} = 0,02 \quad /8a/$$

$$N = 6; \quad \lambda = 2,7 \text{ см}; \quad \mathcal{E} = 0,066 \quad /8б/$$

При заданном зазоре между спиральными шиммами  $2h_1 = 8$  см и величине магнитного поля в центре ускорителя  $H^0(0) = 13700$  эрстед для параметров магнитного поля /8а/ из выражения /4/ были определены следующие геометрические

размеры шимм прямоугольного сечения:

$$a/ \delta = 1,2 \text{ см}, \quad 2b = 4 \text{ см.}$$

Для первого варианта расчеты среднего поля, выполненные с учетом двух отражений по формуле /5/ при различных значениях  $\tau_n = N\lambda\varphi_n$ , приведены на рис. 1 /13/. Из анализа расчетных кривых в области малых радиусов было выбрано  $\tau_n = 4$  см. Экспериментальная проверка расчетов среднего поля системы спиральных шимм не была проведена из-за единого конструктивного выполнения спиральных и кольцевых шимм.

Сравнение эксперимента с расчетом для амплитуды и фазы 4-й гармоники представлено на рис. 2. Расчет был выполнен без учета влияния полюсных наконечников, причем намагниченность спиральных шимм принималась равной  $4\pi M = 21 \cdot 10^3$  эрстед. Увеличение амплитуды 4-й гармоники на конечных радиусах /  $r > 52$  см / связано с неоптимальным выбором соотношения между зазором /  $2h_1$  / и шагом спирали /  $2\pi\lambda$  /. При этом фаза гармоники на этих радиусах заметно отклоняется от спирали. Оптимальный выбор  $\lambda$  может быть получен из экстремума выражения /4/.

Во втором варианте расчет основной /6-й/ гармоники системы спиральных шимм связан с функциями /  $\frac{d}{dx} Q_{1/2}(x)$  /, таблицы которых в настоящее время отсутствуют. Поэтому был избран экспериментальный путь для выбора параметров спиральных шимм. Предварительные параметры спиральных шимм для создания вариации необходимой величины /8б/ были определены из выражения /4/, а окончательные - были выбраны из эксперимента с одной парой спиральных шимм /14/. Полученное из этого эксперимента среднее поле, амплитуды основной и высших гармоник в зависимости от радиуса для различных параметров спиральных шимм /  $h_1, 2b, \tau_n$  / приведены на рис. 3, 4, 5.

Зависимость амплитуды и фазы 6-й гармоники системы спиральных шимм от радиуса для выбранных параметров:

$$б/ \delta = 2,5 \text{ см}, \quad 2b = 3 \text{ см.}$$

изображена на рис. 6.

Незначительный рост амплитуды основной гармоники на конечных радиусах /  $r > 50$  см / указывает на выбор величины  $\lambda$ , близкой к оптимальному

значению. Отклонение фазы гармоники от идеальной в области радиусов 10-54 см незначительно.

Отношение амплитуд 12-й и 18-й гармоник к основной составляет  $\sim 30\%$  и  $\sim 10\%$ , соответственно, что согласуется с расчетами, произведенными по формуле /3/ при  $2\theta \rightarrow \infty$  :

$$\frac{H_m}{H_1} = e^{-(m-1) \frac{h_1}{\lambda}} \quad /9/$$

Создание азимутально-симметричного /среднего/ поля по закону /2/ с точностью  $2 \cdot 10^{-4}$  являлось наиболее трудоемкой задачей. Формирование среднего поля осуществлялось набором кольцевых шимм, которые располагались симметрично относительно средней плоскости зазора электромагнита. При расчетах по выбору параметров кольцевых шимм были использованы:

а/ зависимость напряженности магнитного поля электромагнита от радиуса в средней плоскости;

б/ зависимость среднего поля системы спиральных шимм от радиуса;

в/ резонансная кривая магнитного поля  $H(z)$  .

Шиммирование среднего поля циклотрона осуществлялось кольцевыми шиммами двух видов/"тонкими" по радиусу и "тонкими" по высоте/ /15/.

Для "тонких" по радиусу кольцевых шимм  $\frac{\Delta R}{R} \ll 1$  /где  $\Delta R = R_2 - R_1$ ,  $R = \frac{R_1 + R_2}{2}$  / расчет  $\bar{z}$  - составляющей магнитного поля производился по формуле:

$$H_2(z) = 4\pi M \Delta R [ \Phi_1(z, h_1, R) - \Phi_1(z, h_2, R) ] \quad , \quad /10/$$

где

$$\Phi_1(z, h, R) = \frac{R}{[(R-z)^2 + h^2] \sqrt{(R+z)^2 + h^2}} E_0(\alpha) \quad , \quad /10a/$$

а для "тонких" по высоте кольцевых шимм  $\frac{\Delta h}{h} \ll 1$  /где  $\Delta h = h_2 - h_1$ ,  $h = \frac{h_1 + h_2}{2}$  /- по формуле

$$H_2(z) = 4\pi M \Delta h [ \Phi_2(z, h, R_2) - \Phi_2(z, h, R_1) ] \quad , \quad /11/$$



где

$$\Phi_2(r, h, R) = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{(R+r)^2 + h^2}} \left[ F_0(\alpha) + \frac{R^2 - r^2 - h^2}{(R-r)^2 + h^2} E_0(\alpha) \right], \quad /11a/$$

В этих выражениях  $F_0(\alpha)$  и  $E_0(\alpha)$  - нормированные полные эллиптические интегралы  $\bar{I}$ -го и  $\bar{II}$ -го рода соответственно от параметра  $\alpha$  /16/, где

$$\alpha = \arcsin \frac{2\sqrt{Rr}}{\sqrt{(R+r)^2 + h^2}}.$$

На рис. 7 показана система кольцевых шимм, которая была использована при формировании среднего поля циклотрона. Величина намагниченности  $4\pi M$  для кольцевых шимм 2 и 3 в расчетах принималась равной  $21 \cdot 10^3$  эрстед. Магнитное поле этих шимм считалось без учета отражений. "Тонкие" по высоте кольцевые шиммы 4, 5, 6 и 7 в данном внешнем поле не доводятся до состояния магнитного насыщения. Определение средней намагниченности этих шимм производилось по известным кривым намагничивания вещества /17/ с помощью расчета магнитометрического размагничивающего фактора /15/.

Расчет поля "тонких" по высоте кольцевых шимм, использованных при шиммировании среднего поля циклотрона, производился с учетом 3-х отражений с помощью номограммы, построенной на основе вычислений по формуле /11a/, произведенных в работах /18/ и /15/. На рис. 8 дан пример формирования магнитного поля с помощью системы "тонких" кольцевых шимм. Расчет магнитного поля этих шимм был произведен без учета влияния системы спиральных и кольцевых шимм. Определение средней намагниченности каждой шиммы производилось путем расчета среднего размагничивающего фактора, причем внешнее намагничивающее поле считалось однородным и принималось равным напряженности поля в центре зазора электромагнита. Сравнение с экспериментом показывает, что при сделанных выше предположениях максимальное отклонение экспериментальных точек от расчетной кривой не превышает  $\pm 8,5\%$  от поля, вносимого системой шимм.

На рис. 9 представлен один из этапов промежуточного шиммирования среднего поля. Кривая 2 описывает среднее поле после установки кольцевых шимм 4, 5, 6 и 7. Кривая 3 получена в результате установки секторных шимм 8

/секторной шиммой здесь называется шимма, разрезанная по линиям спиральных шимм/.

Дальнейшее шиммирование среднего поля /кривая 3, рис. 9/ осуществлялось цилиндрами малого диаметра /  $\Phi = 0,8$  см,  $2b = 1$  см/, которые закреплялись на дюралевых секторных накладках.

Оценка величины поля, вносимого двумя цилиндрами, у которых диаметр мал по сравнению с расстоянием их до средней плоскости /  $h = 45$  см/, производилась по формуле /13/

$$H(\gamma, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m \frac{2M\sigma}{\pi R_0^{3/2} r^{3/2}} \left\{ h_1 \frac{d}{dx_1} Q_{m-1/2}(x_1) - h_2 \frac{d}{dx_2} Q_{m-1/2}(x_2) \right\}, \quad /12/$$

где  $\epsilon_m = 1$  для  $m = 0$ ;  $\epsilon_m = 2$  для  $m > 0$ ,  $(R_0, \varphi_0)$  - координаты точки пересечения оси симметрии цилиндров со средней плоскостью;  $\sigma$  - площадь основания цилиндров.

Согласно /12/ фаза максимума любой гармоники в выбранной системе равна углу  $\varphi_0$ . Между амплитудами гармоник в разложении /12/ существует простая связь, вытекающая из рекуррентных соотношений сферических функций Лежандра второго рода с полуцелым индексом /19/

$$(m - \frac{1}{2}) H_{m+2}(x) = 2(m+1)x H_{m+1}(x) - (m + \frac{3}{2}) H_m(x), \quad /13/$$

где  $H_m(x)$  - амплитуда  $m$ -ой гармоники в разложении поля цилиндров бесконечных по высоте.

С помощью различного набора цилиндров возможно раздельное шиммирование определенных гармоник и среднего поля. Ввиду того, что одиночный цилиндр вносил в среднее поле величину  $\sim 2$  эрстед /  $r \leq 15$  см/ и  $\leq 0,8$  эрстед /  $r \approx 50$  см/, система таких цилиндров была использована в первую очередь для точного шиммирования среднего поля циклотрона. Перераспределение этих цилиндров по азимуту использовалось для уменьшения амплитуд низших гармоник.

Опыт использования цилиндров при шиммировании магнитного поля показал

необходимость соблюдения симметрии в установке цилиндров, так как незначительные отклонения от симметрии могут приводить к локальному смещению медианной поверхности.

На рис. 10 и 11 представлена зависимость амплитуд и фаз низших /1-ой и 2-ой/ гармоник от радиуса, полученная после установки цилиндров и секторных шимм.

Шиммирование среднего поля на малых радиусах /  $r \leq 15$  см / осуществлялось экспериментально с помощью дисковых и кольцевых шимм 9 и 10 рис. 7, что позволило получать различные законы изменения среднего поля по радиусу в центральной области циклотрона.

На рис. 12 приведено среднее поле  $H(r)$  после окончательного шиммирования. Отклонение среднего поля от требуемого закона не превышает 2-3 эрстед в интервале радиусов 10-53 см, что составляет величину порядка  $\pm 1 \cdot 10^{-4}$ .

Положение медианной поверхности /  $H_z = H_y = 0$  / определялось из измерений распределения поля по вертикали после шиммирования среднего поля. В результате проведенных выборочных измерений было найдено, что медианная поверхность отклонена вниз от средней плоскости зазора электромагнита на 0,2-0,3 см. Однако визуальное наблюдение на кварцевой мишени пучка ускоренных дейтронов показало, что на последних радиусах циклотрона /  $r \geq 45$  см / это отклонение достигало 1,0-1,5 см, что указывает на неточность определения положения медианной поверхности таким методом. Исправление медианной поверхности на этих радиусах осуществлялось с помощью дополнительных катушек, по которым пропусклся ток  $\sim 10$  А.

### 111. Измерение магнитного поля

Измерение магнитного поля производилось ядерным магнитометром /20/ с точностью  $\pm 1 \cdot 10^{-4}$  при градиенте поля  $\sim 500$  эрстед/см. Датчик магнитометра помещался в зазоре электромагнита на специальном приспособлении /штанге/, которое позволило перемещать его в трех направлениях /  $r, z, \varphi$  /.

Установка датчика производилась с точностью: по радиусу  $\pm 0,01$  см, по вертикали  $\pm 0,01$  см и по азимуту  $\pm 0,1^\circ$ .

Стабилизация магнитного поля осуществлялась стабилизатором, основанным на явлении ядерной индукции с точностью  $\pm 2 \cdot 10^{-5}$  /21/. Измерение магнитного поля производилось через равные интервалы по азимуту на различных радиусах.

Точность определения среднего поля, 6-ой и 12-ой гармоник, полученная из измерений в 36 точках - /для  $N = 6$ /, составляет около 2, 5 и 10 эрстед, соответственно /22/.

### 1У. Полюсные наконечники

Для выполнения заданных допусков на конструкцию системы спиральных шимм было изготовлено два дюралевых диска толщиной 3,7 см и диаметром 116 см. В этих дисках на карусельном станке были нарезаны по спирали Архимеда пазы прямоугольного сечения, сдвинутые относительно друг друга на угол  $60^\circ$ , глубиной 1,7 см и шириной 2,5 см. Глубина и ширина пазов была выдержана с точностью до 0,01 см. Отклонения средних линий паза от закона спирали, а также сдвиги их между собой не превышали 0,01 см /на максимальном радиусе/.

Спиральные шиммы набирались из полос калиброванного железа "Армко" толщиной в 0,1 см. После того, как все спиральные шиммы были закреплены в пазах дюралевого диска, поверхность шимм была дополнительно обработана на карусельном станке.

Кольцевая шимма, запресованная в дюралевый диск, образовывала единую систему спиральных и кольцевых шимм, которая крепилась с внутренней стороны к крышкам камеры.

Зазор между дюралевым диском и крышкой камеры был использован для размещения тонких кольцевых шимм, которые крепились к дюралевому диску,

Секторные шиммы и цилиндры малого диаметра устанавливались на специальных дюралевых накладках, которые помещались между выступающими из дюралевого диска концами спиральных шимм.

Зеркальность одинаково изготовленных верхнего и нижнего дисков достигалась поворотом одного из дисков.

Зазор между спиральными шиммами верхнего и нижнего полюсного нако-  
нечника после расклинивания камеры под вакуумом изменялся не более чем на 0,02 см.

Точность изготовления крышек камеры такова, что при многократных ее  
разборках, непараллельность полюсных наконечников не превышала 0,05 см, а  
их несоосность - 0,01 см.

### З а к л ю ч е н и е

Исследования по формированию магнитного поля циклотрона с простран-  
ственной вариацией показали, что метод создания необходимой вариации напря-  
женности магнитного поля намагниченными до насыщения спиральными шимма-  
ми прямоугольного сечения полностью отвечает условиям поставленной задачи.  
К преимуществам данного метода следует отнести:

- а/ возможность расчета вариации и фазы максимума напряженности магнит-  
ного поля с точностью 2-3%;
- б/ независимость абсолютного значения вариации от напряженности внеш-  
него магнитного поля в широком диапазоне полей /10 000-20 000 эрстед/;
- в/ простоту конструктивного оформления полюсного наконечника.

Экспериментальные данные, полученные из измерений магнитного поля, под-  
твердили возможность предварительного выбора параметров системы спираль-  
ных шимм на основе рассмотрения поля системы бесконечных прямолинейных  
шимм.

Основным недостатком данного метода следует считать неполное исполь-  
зование зазора электромагнита, связанное с требованием насыщения спиральной  
шиммы.

Опыт шиммирования среднего поля циклотрона показал, что достижимая  
точность выполнения заданного закона близка к точности измерения напряжен-  
ности магнитного поля.

Авторы выражают благодарность В.П. Дзелепову, Б.И.Замолодчикову,  
за постоянное внимание к работе, ценные обсуждения и замечания; Л.В. Василь-

еву, Ю.Н.Денисову, М.М.Семенову за обеспечение надежной работы аппаратуры для измерений магнитного поля; К.А.Байчер, Н.И.Дьякову, Н.С.Матюхину, А.А.Олейнику за конструирование и изготовление полюсных наконечников.

Рукопись поступила в издательский отдел 29 июня 1959 года.

### Л и т е р а т у р а

1. Д.П.Василевская, А.А.Глазов, В.И.Данилов, Ю.Н.Денисов, В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский, Б.И.Замолодчиков, Н.Л.Заплатин, В.В.Кольга, А.А.Кропин, Лю Нэ-чуань, В.С.Рыбалко, А.Л.Савенков, Л.А.Саркисян. Запуск циклотрона с пространственной вариацией напряженности магнитного поля. Атомная энергия, 6, 657 /1959/.
2. D.W. Kerst, K.M. Terwilliger, K.R. Symon, L.W. Jones - Bull. Amer.Phys.Soc. 30, N 1 (1955).
3. В.П.Дмитриевский. О предельной энергии частиц в ускорителях типа циклотрон с пространственной вариацией магнитного поля. Отчет ЛЯП, ОИЯИ /1955/.
4. В.В.Кольга. Применение в ускорителях периодических магнитных полей специального вида. Отчет ЛЯП ОИЯИ /1956/.
5. В.В.Кольга. Влияние возмущений на устойчивость орбит циклотрона с периодическим магнитным полем. Отчет ЛЯП ОИЯИ /1956/.
6. В.П.Дмитриевский, В.В.Кольга. Фазовое движение в циклотроне с периодическими магнитными полями. Отчет ЛЯП ОИЯИ /1957/.
7. В.В.Кольга. Влияние высших гармоник на движение частиц в ускорителях с периодическим магнитным полем. Отчет ЛЯП ОИЯИ, 1958.
8. K.R. Symon, D.W. Kerst, L.J. Laslett, K.M. Terwilliger - Phys.Rev. 103, 6 (1956)
9. N.M. King, W. Walkinshaw - Nuclear Instr. 2, N 4, 287 (1958)
10. I.N.Thomas - Phys. Rev. 54, 590 (1938).

11. В.И. Данилов. Формирование магнитных полей для ускорителей с пространственной вариацией. Диссертация /1959/.
12. В.И. Данилов, Н.Л. Заплатин, В.С. Рыбалко. Об одном методе расчета магнитных полей для ускорителя с пространственной вариацией магнитного поля. Отчет ЛЯП ОИЯИ /1956/.
13. В.И. Данилов, В.П. Дмитриевский, Н.Л. Заплатин, В.В. Кольга, Лю Нэ-чуань, В.С. Рыбалко, Л.А. Саркисян. Магнитное поле модели циклотрона с пространственной вариацией /СЦ-1/. Отчет ЛЯП ОИЯИ /1958/.
14. В.И. Данилов, Н.Л. Заплатин, Лю Нэ-чуань, В.С. Рыбалко, Л.А. Саркисян. Выбор параметров шимм для формирования магнитного поля СЦ-2. Отчет ЛЯП ОИЯИ /1958/.
15. В.И. Данилов, Н.Л. Заплатин, В.С. Рыбалко, Л.А. Саркисян. Формирование аксиально-симметричных магнитных полей. Препринт, ОИЯИ, Р-344 /1959/.
16. С. Neumann - Tables of complete elliptic integrals - Journal Math. Phys. 20, 127 (1941).
17. И.В. Антик, Е.И. Кондорский, Е.П. Островский, Б.А. Садиков. Магнитные измерения, ГОНТИ, 1939 г.
18. J. Blewett - Journal of Applied Phys. 18, 968 (1947).
19. Н.Н. Лебедев. Специальные функции и их приложения, ГИТТЛ, 1953.
20. Ю.Н. Денисов, ПТЭ, № 5. 67 /1958/.
21. Ю.Н. Денисов, ПТЭ, № 1, 96 /1959/.
22. М.Т. Серебренников. Гармонический анализ, Гостехиздат, 1948 год.

Рукопись поступила в издательский отдел 29 июня 1959 года.

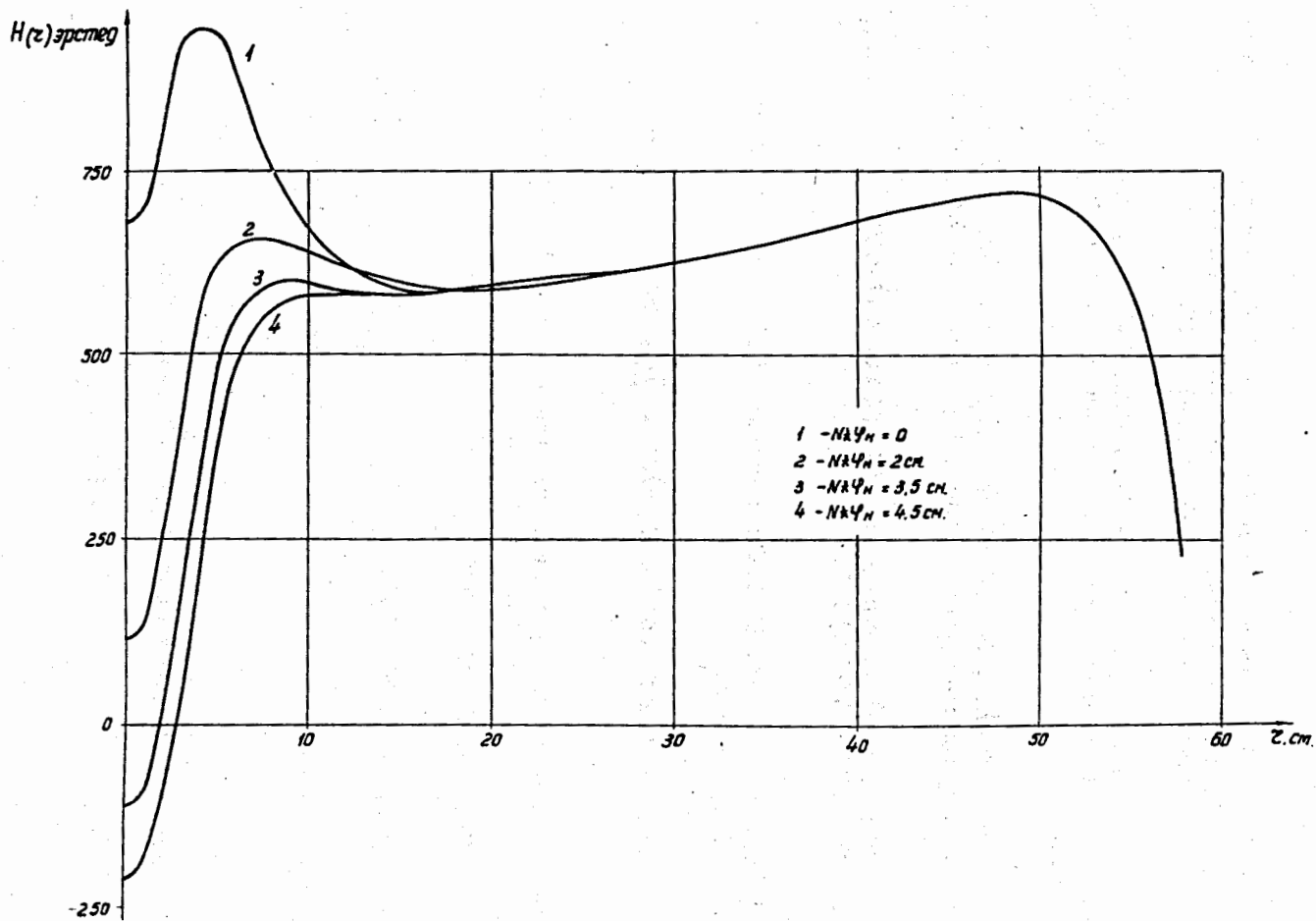


Рис. 1. Зависимость среднего поля системы спиральных шимм от радиуса с учетом влияния полюсных наконечников.



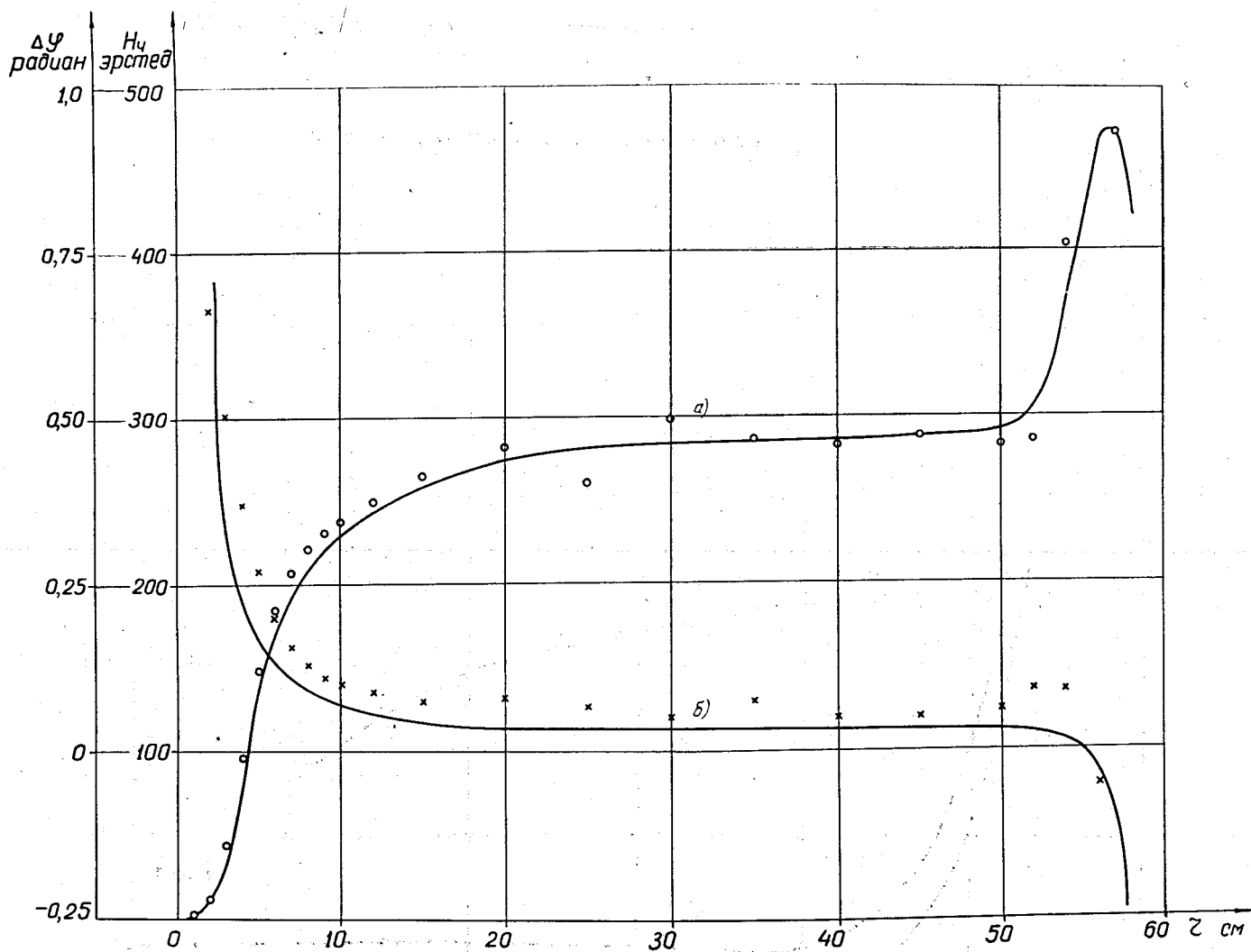


Рис. 2. а/ Зависимость амплитуды 4-й гармоники магнитного поля от радиуса / — расчет, ооооо эксперимент/;  
 б/ отклонение фазы 4-й гармоники магнитного поля от фазы спирали / — расчет, хххх эксперимент/.

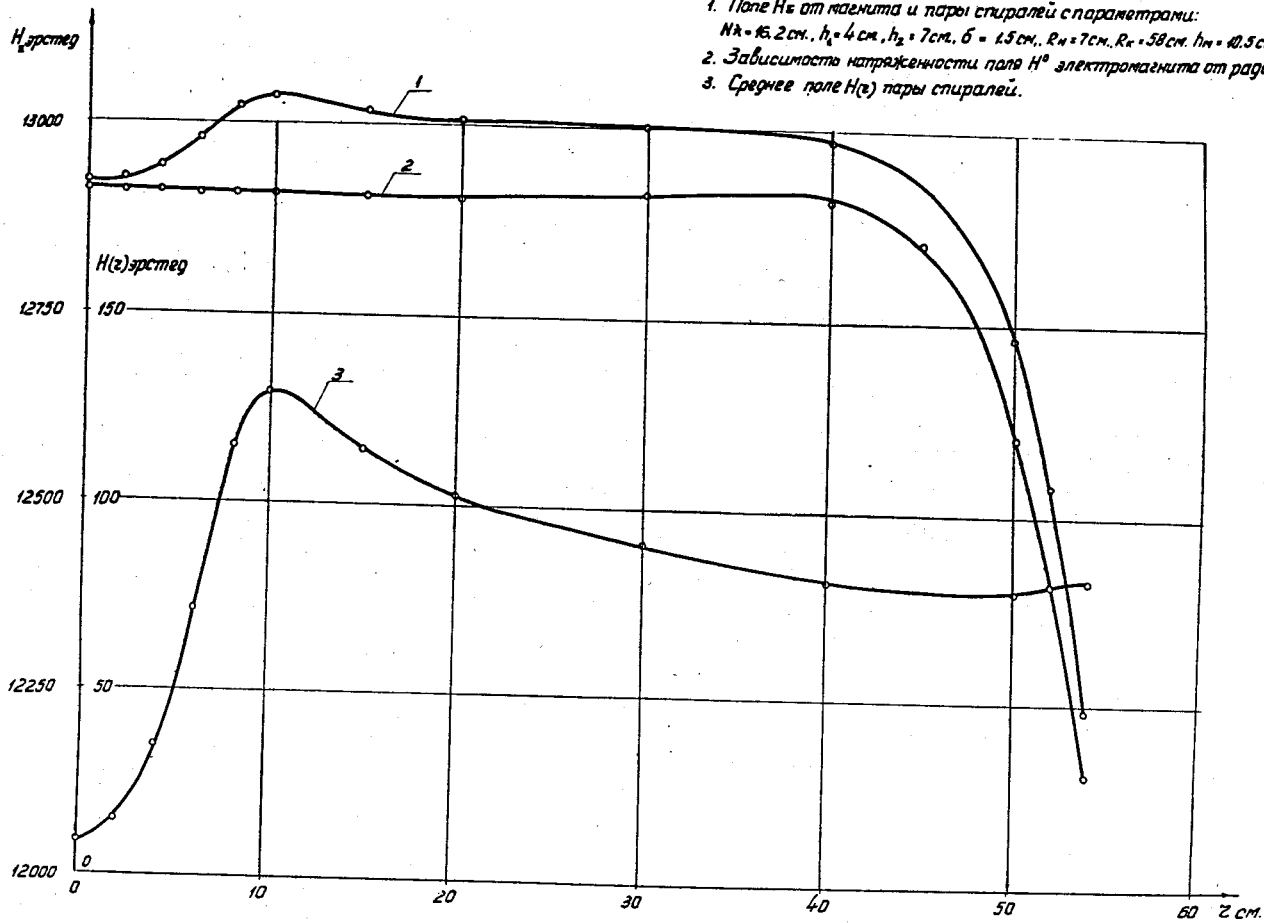


Рис. 3. Среднее поле пары спиралей.

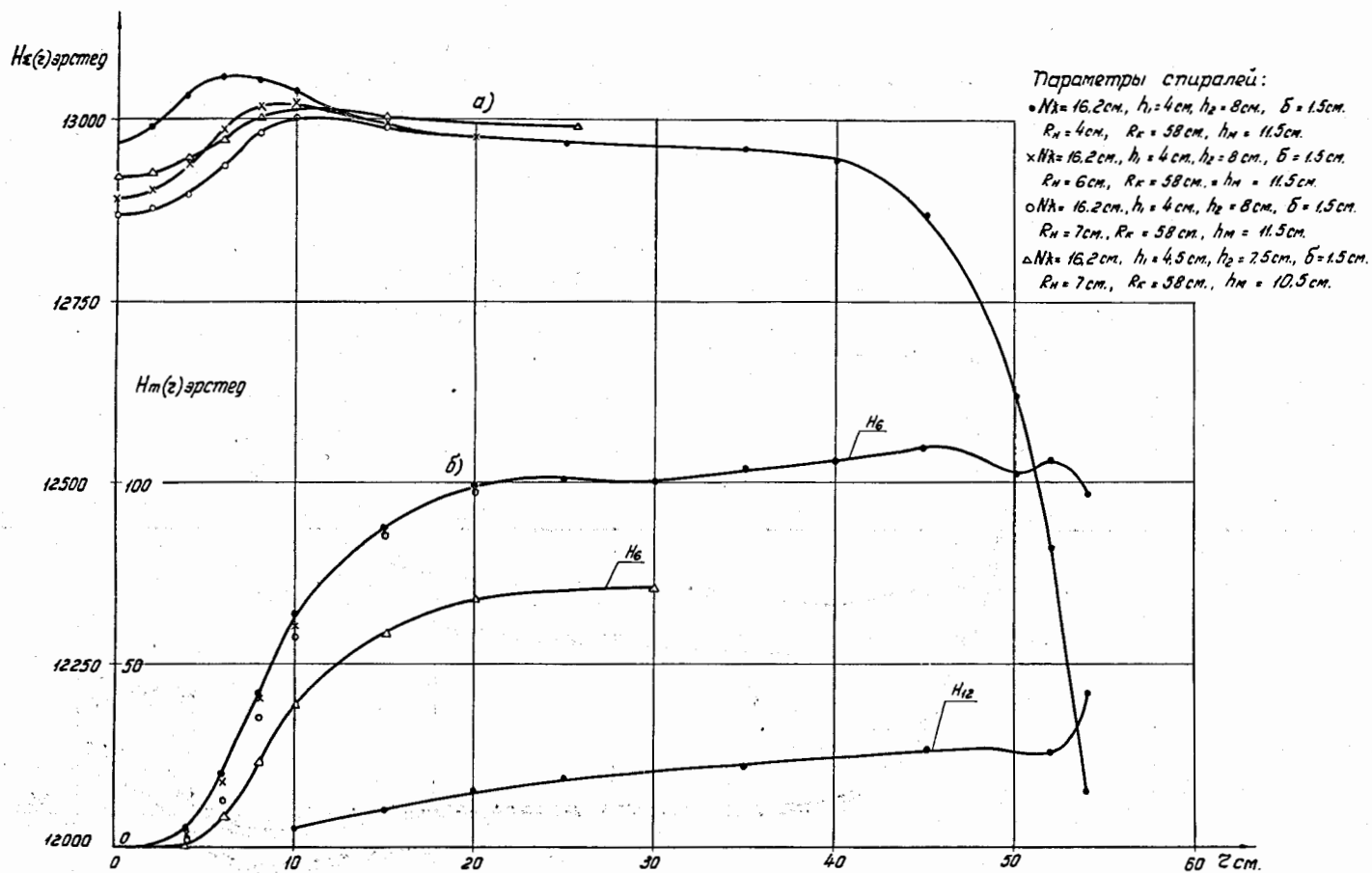


Рис. 4. а/ Среднее поле пары спиралей с полем электромагнита;  
 б/ Зависимость амплитуд 6-й и 12-й гармоник магнитного поля пары спиралей от радиуса.

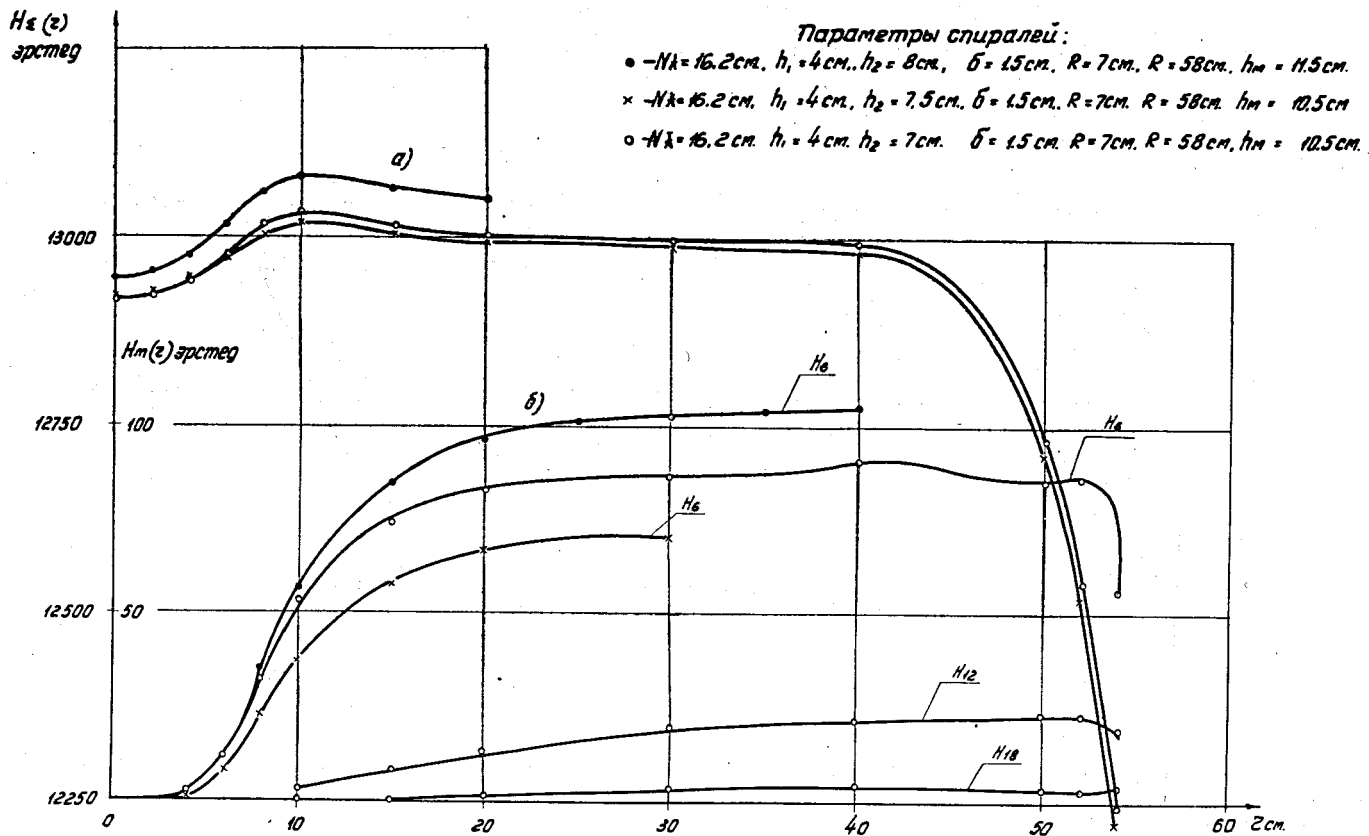


Рис. 5. а/ Среднее поле пары спиралей с полем электромагнита;  
 б/ Зависимость амплитуд 6-й, 12-й и 18-й гармоник магнитного поля пары спиралей от радиуса.

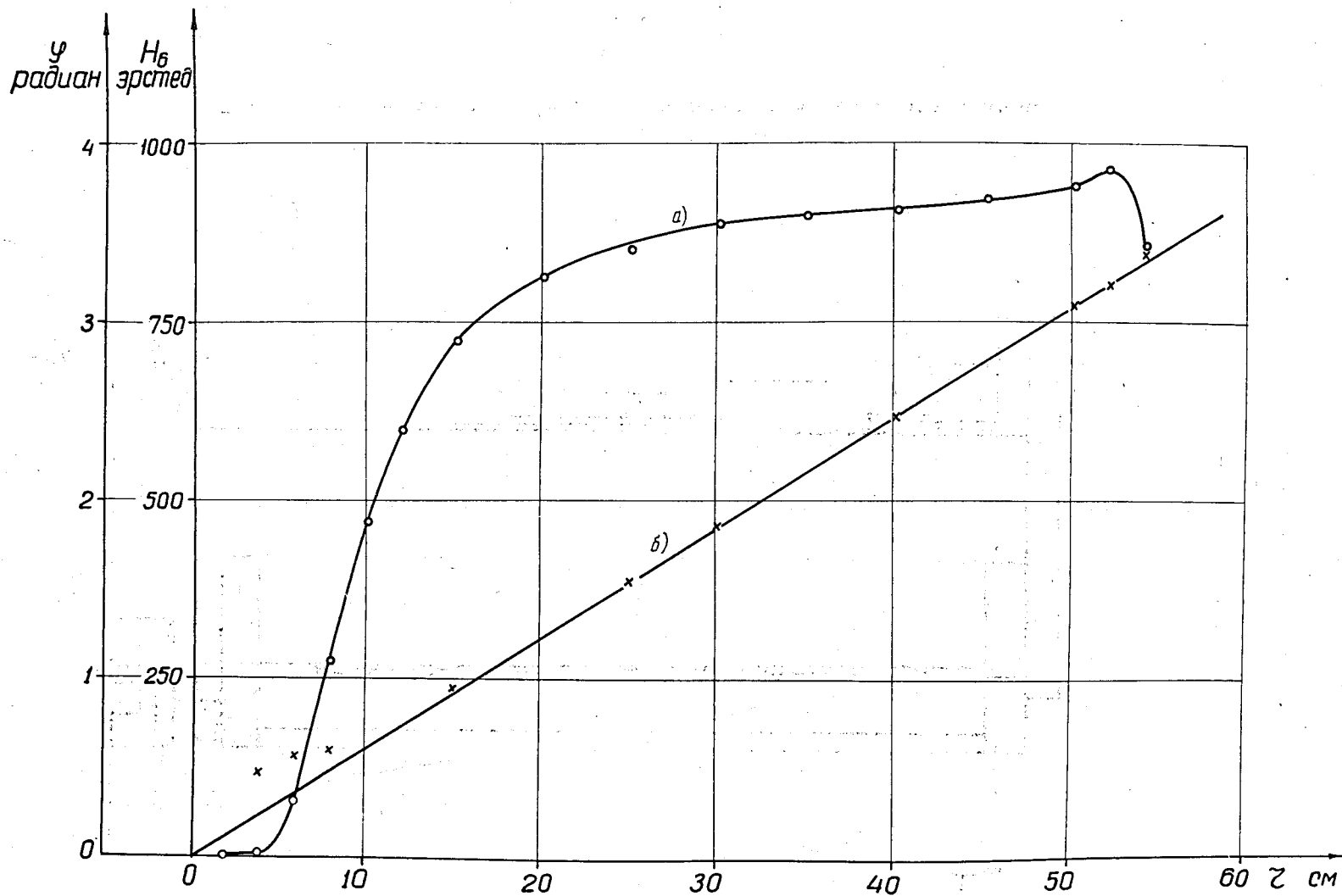


Рис. 6. а/ Зависимость амплитуды 6-й гармоники магнитного поля от радиуса  $r$  /-----/, оооооо - эксперимент/;  
 б/ зависимость фазы спиральной шиммы от радиуса /-----/. Экспериментальная зависимость фазы 6-й гармоники магнитного поля от радиуса /xxxxxx/.

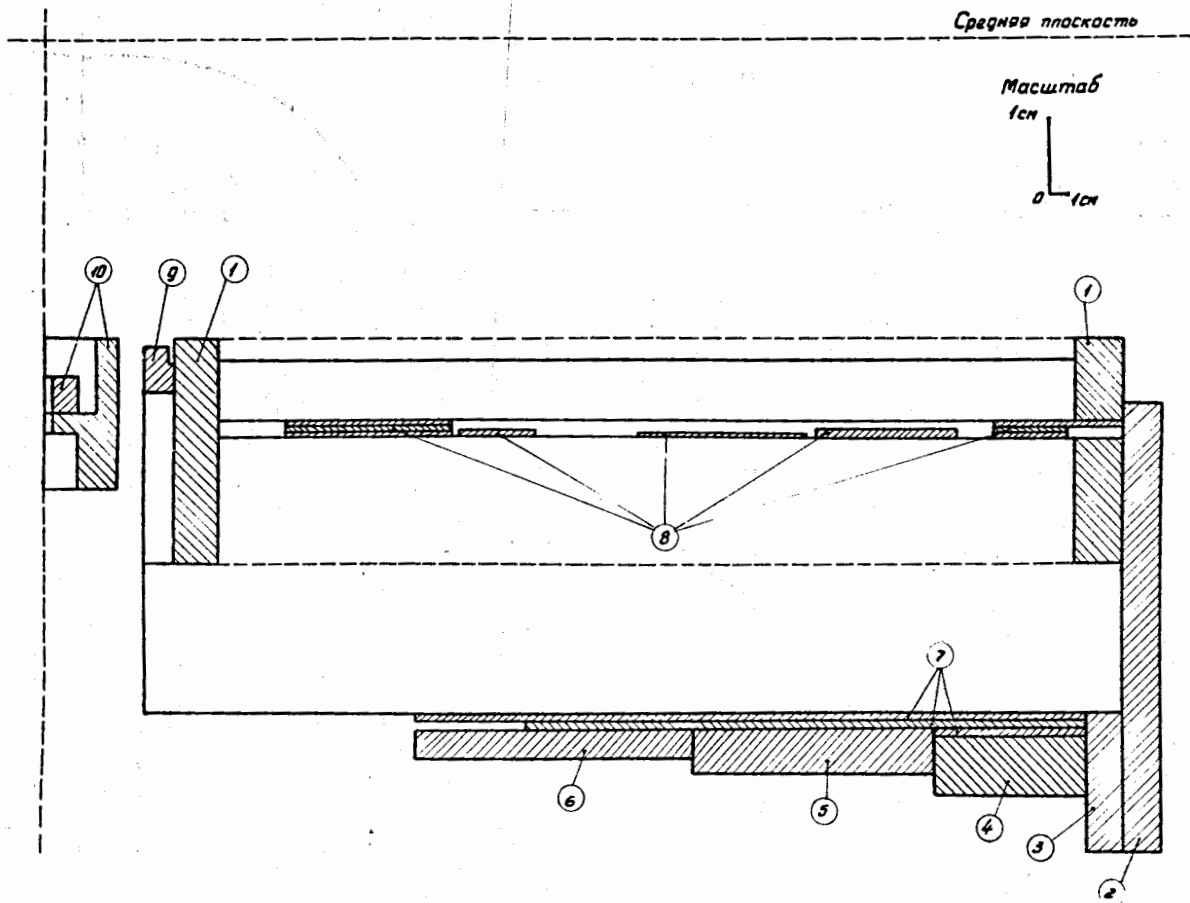


Рис. 7. Схема расположения спиральных, кольцевых и секторных шимм.

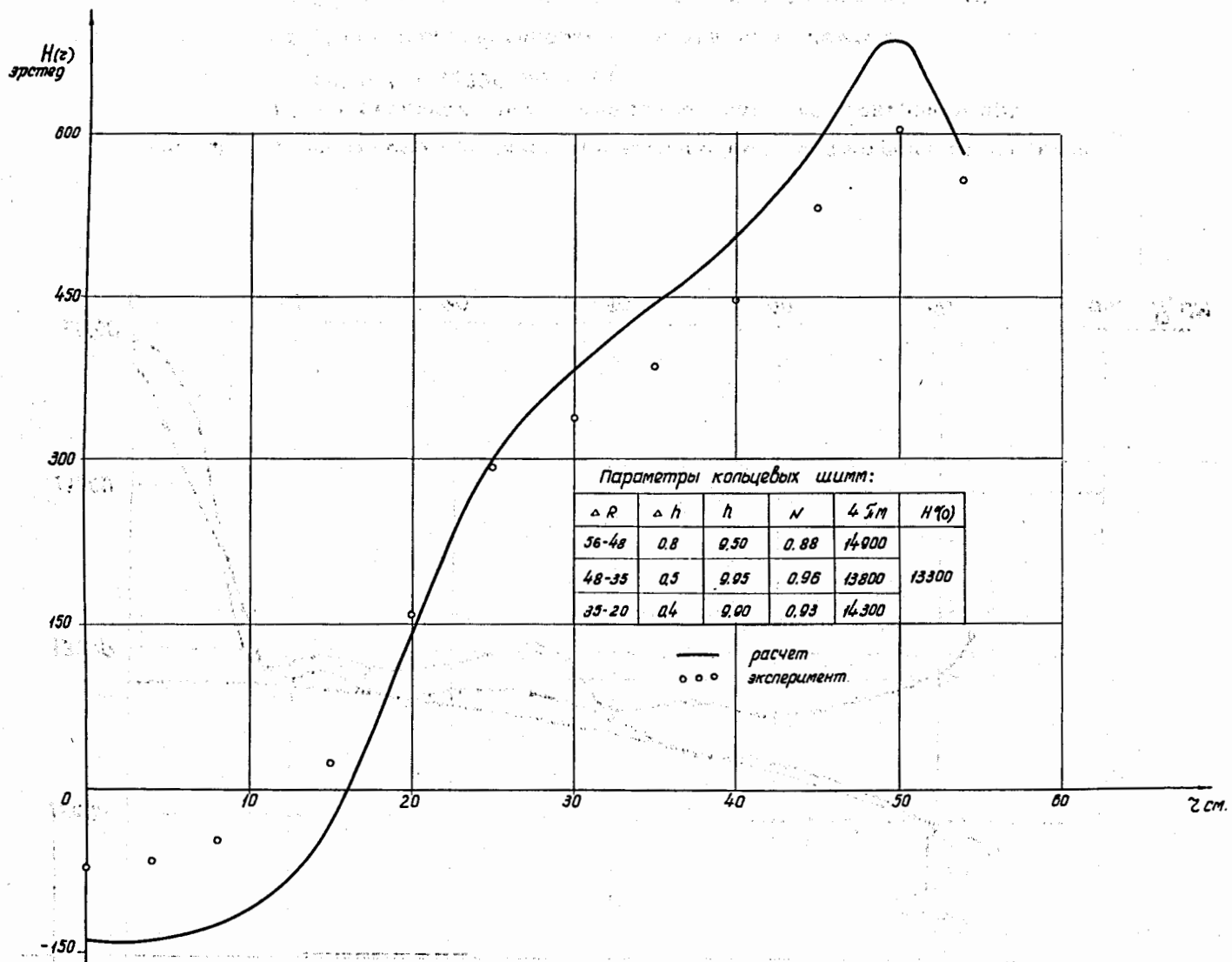


Рис. 8. Магнитное поле системы 3-х кольцевых шимм.

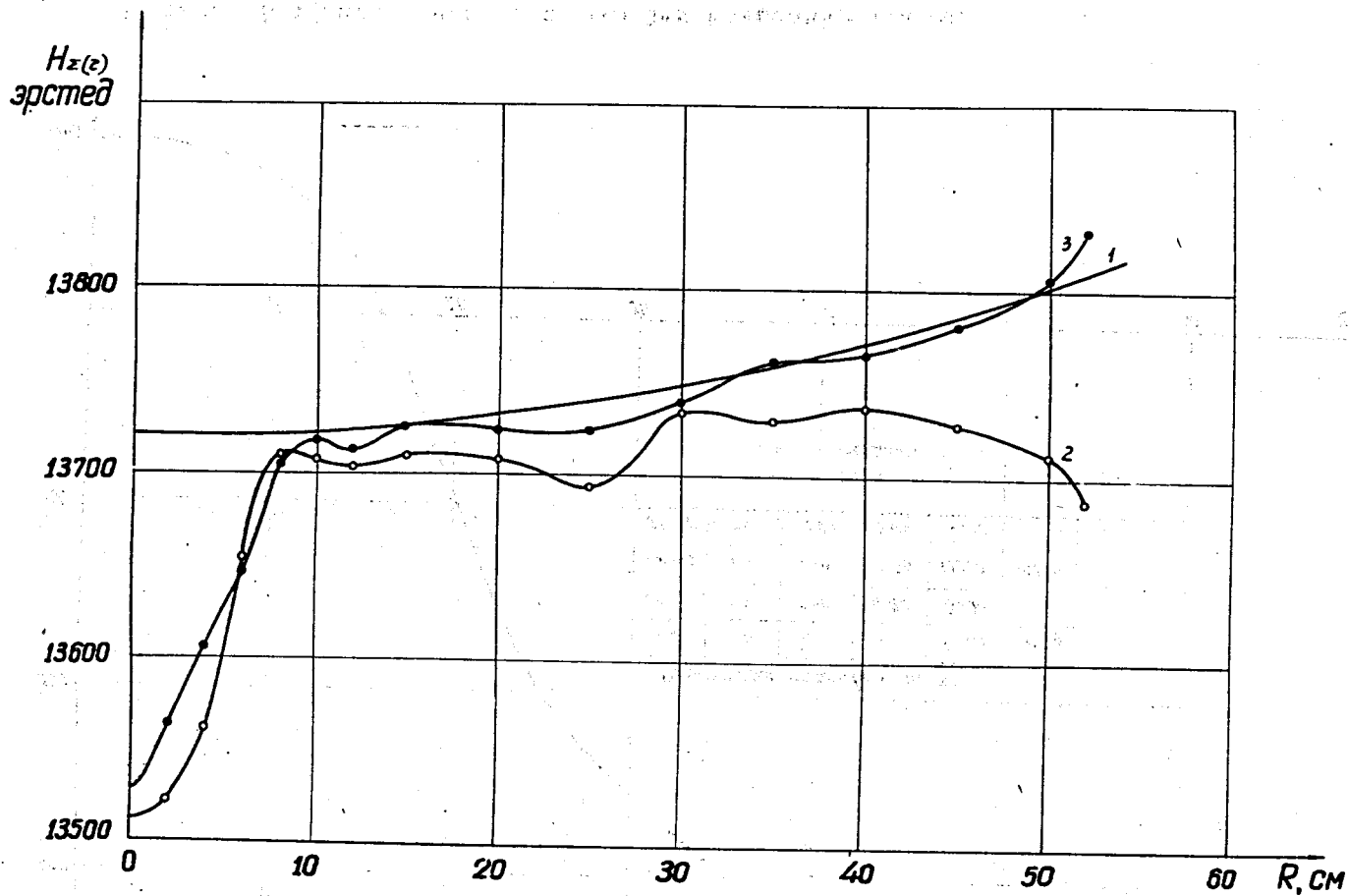


Рис. 9. Зависимость среднего магнитного поля циклотрона от радиуса.

1/ Резонансная кривая среднего поля для дейтронов при  $H^0 / \text{o/} = 13720$  эрстед;

2/ Поле после установки кольцевых шимм;

3/ Поле после установки кольцевых и секторных шимм.



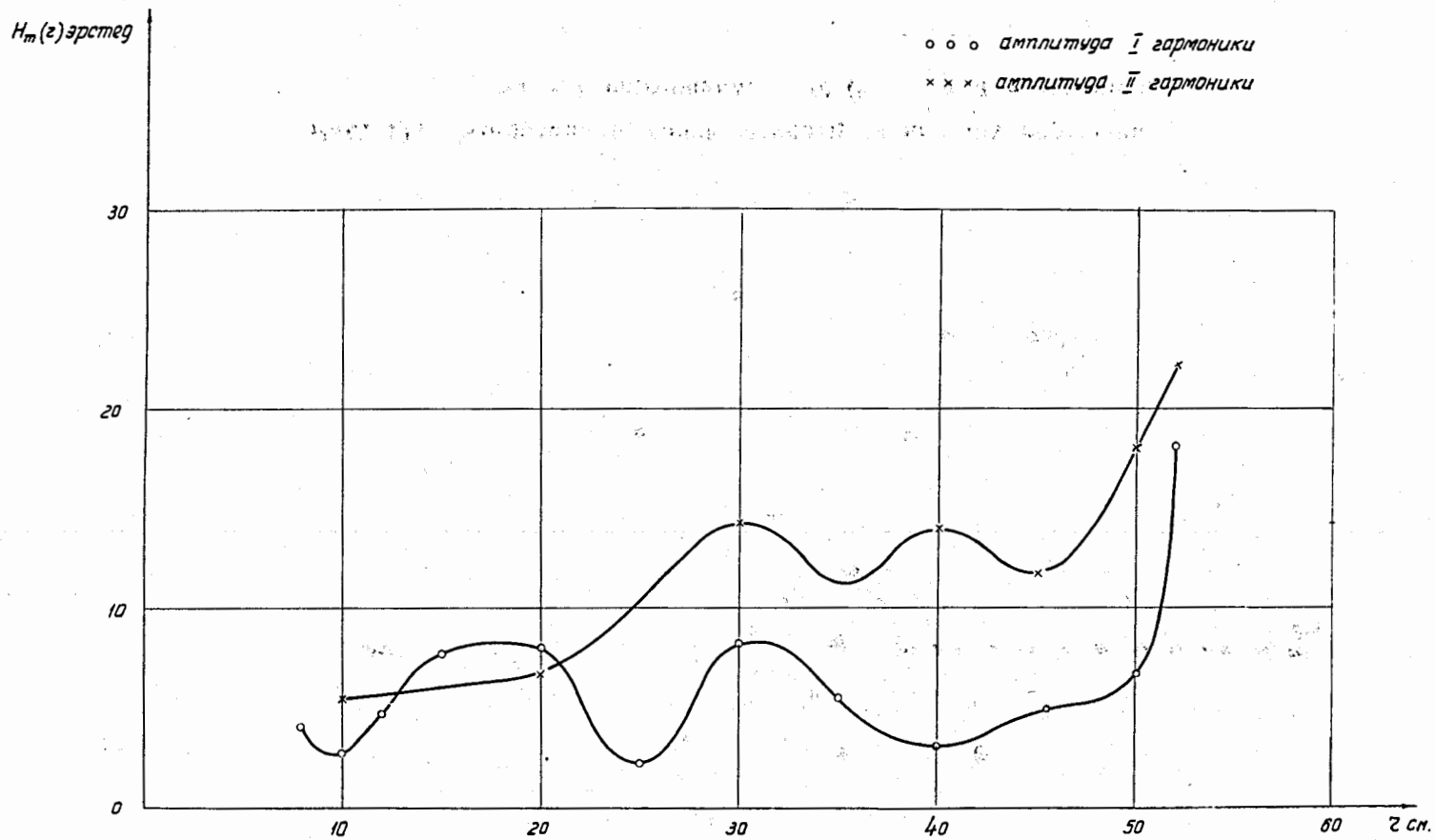


Рис. 10. Зависимость амплитуд низших гармоник от радиуса.

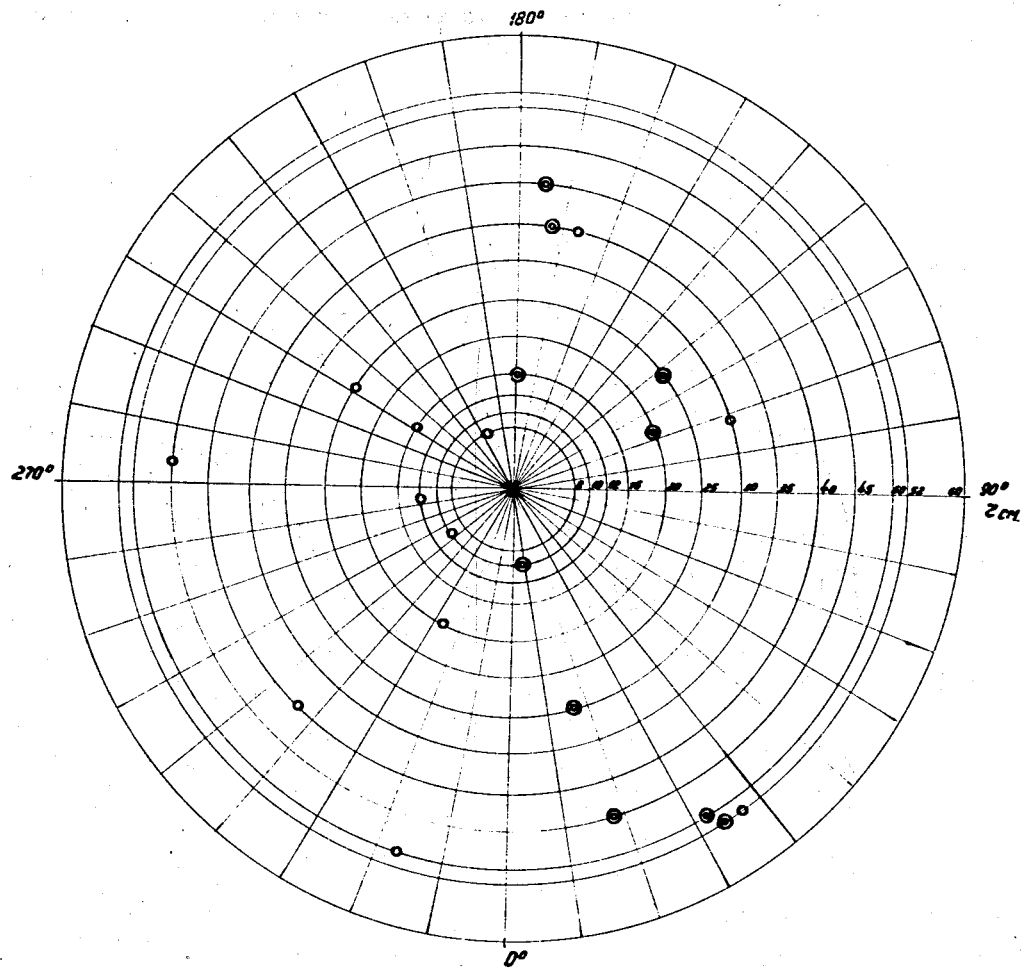


Рис. 11. Координаты точек максимума низших гармоник  
 оо - 1 гармоника, ⊙ ⊙ - 2 гармоника.

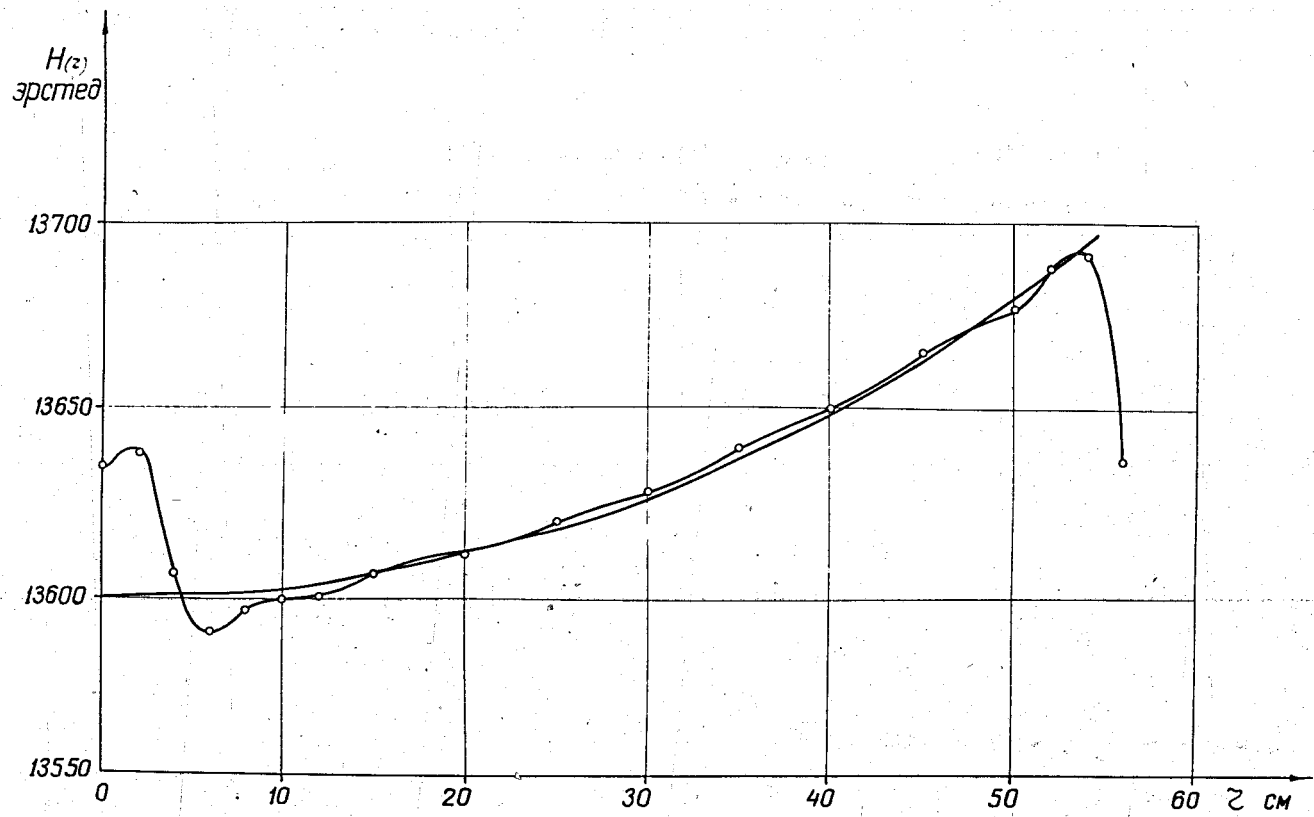


Рис. 12. Зависимость напряженности среднего магнитного поля циклотрона от радиуса.