6

ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ИЯФ 8-70

В.И.Волосов, А.В.Комин

О ВЫБОРЕ ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ СТЕЛЛАРАТОРА**

Новосибирск

1970

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
Институт ядерной физики

В.И.Волосов, А.В.Комин

О ВЫБОРЕ ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ СТЕЛЛАРАТОРА[xx)]

Новосибирск
1970

1. Одной из весьма интересных и перспективных магнитных систем для удержания термоядерной плазмы является замкнутая тороидальная магнитная ловушка типа "стелларатор", предложенная Л.Спитцером в 1951 году /1/. Магнитное поле в стеллараторе обычно создается двумя системами обмоток: одна из них создает продольное тороидальное магнитное поле, другая – система так называемых винтовых обмоток, состоящая из n пар спиральных проводников[x)] , лежащих под углом β к оси тора, создает "винтовую" компоненту магнитного поля /2,3/. В большинстве современных установок n равно 2 или 3.

Магнитные силовые линии и, соответственно, частицы плазмы в подобной системе прокручиваются вокруг оси тора, что приводит к компенсации тороидального дрейфа частиц. Полный угол прокручивания на периметре установки обозначается буквой ι (иота); угол прокручивания на период винтовой обмотки равен $2\pi\omega$; откуда $\iota = 2\pi\omega m$, где m – полное число периодов обмотки. Величина ι имеет важное значение при вычислении коэффициента диффузии плазмы в классическом случае /4/ и существенно влияет на диффузию в турбулентной плазме /5/ , причем с ростом ι коэффициент диффузии падает. Если угол прокручивания меняется по радиусу, то силовые линии, лежащие на разных радиусах перекрещиваются. Величина этой перекрещенности или шира θ определяет стабилизацию низкочастотных дрейфовых колебаний в плазме, на что впервые было указано в работе /6/. Эффект стабилизации колебаний широм изучался в целом ряде как теоретических, так и экспериментальных работ /7-12/.

Очевидно, что для получения максимальных значений величин шира и угла прокручивания можно менять как геометрию магнитных обмоток, так и соотношение токов в обмотках. Так как второй фактор довольно легко варьируется в процессе эксперимента, то будем предполагать, что он всегда выбран оптимальным образом; как нетрудно показать, это означает, что сепаратриса (см. ниже) касается стенок вакуумной камеры. Из геометрических факторов основными являются: угол наклона винтовой обмотки к оси тора и отношение большого (R) и малого (r) радиусов тора R/r . Параметр R/r в рассматриваемой задаче должен выбираться максимально возможным, т.к. с одной стороны очевид-

---

x) Иногда параметр n обозначают через ℓ .
xx) Работа выполнена в 1967-1968 гг.

но, что ι при этом возрастает практически линейно, а величина θ растет (довольно медленно), за счет уменьшения области разрушения магнитных поверхностей вблизи сепаратрисы, см./13-14/. Ниже мы рассматриваем зависимость ι и θ в стеллараторе от угла наклона винтовой обмотки β. Максимальное значение этих параметров соответствует некоторому β^*; причем $0<\beta^*<\pi/2$. При $\beta \to 0$ одновременно стремится к 0 и угол прокручивания; с другой стороны, при $\beta \to \pi/2$, шаг винтовой обмотки становится много меньше радиуса обмотки и поле винтовой обмотки экспоненциально спадает по радиусу на размере $\sim r\cdot(\beta - \pi/2)$, т.е. практически во всем объёме плазмы параметры θ и ι экспоненциально малы.

Наиболее строгий метод решения этой задачи состоит в анализе результатов точных численных расчётов (см./13-15/). Однако, как будет показано ниже, во многих случаях при оценках можно пользоваться приближенными аналитическими выражениями получаемыми в пределе $(R/r)^{-1} \to 0$.

2. Рассмотрим магнитное поле прямолинейного стелларатора ($(R/r)^{-1} = 0$). Скалярный потенциал, описывающий подобное поле имеет вид /2/

$$\Phi = B_0 z + \frac{1}{\alpha}\sum_{n=1}^{\infty} b_n I_n(n\alpha r)\cdot \sin n(\varphi - \alpha z) \tag{1}$$

Уравнение магнитных поверхностей

$$\Psi(r\varphi z) = B_0 \frac{\alpha r^2}{2} - r\sum_{n=1}^{\infty} b_n I_n'(n\alpha r)\cdot \cos n(\varphi - \alpha z) \tag{2}$$

где $\alpha = 2\pi/L = m/R$. Ограничимся в дальнейшем основной гармоникой магнитного поля. Это достаточно хорошее приближение для магнитного поля вблизи оси, практически при любом распределении токов по φ в винтовой обмотке; это приближение справедливо также и в окрестности сепаратрисы при условии, что распределение токов по φ близко к синусоидальному. В этом случае (1) и (2) имеют вид:

$$\Phi = B_0 z + \frac{b}{\alpha} I_n(n\alpha r)\cdot \sin n(\varphi - \alpha z) \tag{1^1}$$

где $\rho = \alpha r$;

$$\Psi = \frac{B_0}{2\alpha}\left(\rho^2 - \frac{2b}{B_0}\rho \cdot I'(n\rho)\cdot \cos n(\varphi - \alpha z)\right) \tag{2^1}$$

Для наиболее интересных случаев $n=2$ и $n=3$ уравнение (2^1) приводится к виду (введем $\varepsilon = b/B_0$):

$$r^2(1 - \varepsilon \cos 2\varphi) = const; \quad (n=2) \tag{3}$$

При $\varepsilon < 1$ в окрестности начала координат сечения магнитных поверхностей являются эллиптическими; при $\varepsilon > 1$ – гиперболическими

$$r^2\left(1 - 2\varepsilon (n/2)^{n-1}\cdot \rho^{n-2}\cdot (2(n-1)!)^{-1}\cdot \cos n\varphi\right) = const; (n \ge 3) \tag{3^1}$$

При любых ε и $\rho \ll 1$ сечения магнитных поверхностей имеют вид возмущенных окружностей, охватывающих начало координат. Прокручивание силовой линии вокруг тороидальной оси на периоде магнитного поля $\iota/mn = 2\pi\omega/n$; где

$$\omega(\rho) = \varepsilon^2\left(\frac{2}{n!}\left(\frac{n}{2}\right)^{n+1}\right)^2\left\{\left(1-\frac{1}{n}\right)\rho^{2n-4} + \frac{n}{2}\rho^{2n-2} + \dots\right\} \tag{4}$$

Переход от области замкнутых к области разрушенных магнитных поверхностей происходит на сепаратрисе – последней неразрушенной магнитной поверхности. На сепаратрисе имеется n угловых особых точек, расстояние до которых от начала координат (r_c) связано с параметром ε выражением:

$$\varepsilon = \frac{\rho_c^2}{n(1+\rho_c^2)\cdot I_n(n\rho_c)}. \tag{5}$$

Можно показать (см., например /2/), что угол прокручивания силовой линии на сепаратрисе совпадает с углом прокручивания винтовой обмотки или что ребро сепаратрисы совпадает с силовой линией. Если обозначить угол наклона винтовой обмотки к оси тора β_b, а угол наклона сепаратрисы β_c, то

$$tg\,\beta_b = \frac{r_b}{r_c}\cdot tg\,\beta_c$$

где r_b и r_c – радиусы винтовой обмотки и сепаратрисы соответственно. Ниже, при нахождении оптимальных значений ι и θ, наряду с β_c используется величина $\rho_c = 2\pi r_c / L = tg\,\beta_c$.

Для изучения свойств магнитного поля в системе с $(R/r)^{-1} \neq 0$ в случае, когда рассматривается область вблизи сепаратрисы, рассмотренное выше приближение может быть непригодно даже для грубых оценок. Здесь нами использовались результаты точных численных расчётов в основном изложенных в работах /14,15/. Расчёты проводились для тороидального поля с магнитным потенциалом:

$$\Phi = a \cdot H (ch\eta - \cos\theta)^{1/2} \cdot Q^{mn}_{n-1/2} \sin(n\theta + m\varphi) + a\varphi \qquad (8)$$

где η, θ, φ – тороидальные координаты. Они выражаются через цилиндрические /16/ $\varphi' = \varphi$; $\rho = a\, sh\eta/(ch\eta - \cos\theta)$; $z = a \sin\theta/(ch\eta - \cos\theta)$, a – радиус базисной окружности для выбранной системы координат ($a = \sqrt{R^2 - r^2}$); $Q^{mn}_{n-1/2}$ – присоединенная сферическая функция. Нетрудно показать, что при $R/r \to \infty$ выражение (8) переходит в выражение (1) с точностью до константы.

3. Рассмотрим теперь зависимость шира и угла прокручивания силовой линии от угла наклона сепаратрисы β_c к направлению вектора продольного магнитного поля.

<u>Перекрещенность силовых линий – шир.</u>

Шир (или интегральный шир) вводится в теории магнитных полей как безразмерная величина, характеризующая среднюю по периоду вращения линии перекрещенность силовых линий магнитного поля (на заданном радиусе). В цилиндрических координатах его можно выразить в виде

$$\theta_u = r^2 \frac{\partial}{\partial r}\left(H_\varphi(r) / r H_z(r) \right) = \rho^2 \frac{\partial \omega(\rho)}{\partial \rho} \qquad (9)$$

В теории величина шира иногда определяется несколько иначе

$$\theta_u^* = \frac{x}{r} \cdot \theta_u$$

где x – характерный размер неоднородности плотности или температуры в плазме. Однако более удобно для сравнения различных установок пользоваться значением θ_u – которое не зависит от параметров плазмы и определяется лишь геометрией магнитного поля.

В некоторых работах /10/ шир дополнительно усредняется по радиусу, вводится понятие среднего шира, определяемого выражением

$$\overline{\theta_u} = \frac{\Delta\iota \cdot r_c}{2\pi R} = \frac{\Delta\iota \cdot r_c}{S} \qquad (9^1)$$

где $\Delta\iota = \iota(r_c) - \iota(r=0)$; S – периметр установки. Для стелларатора с $n \geq 3$, $\iota(r=0) = 0$: можно упростить (9^1) при условии $\rho < 1$, записав

$$\overline{\theta_u} = \omega\rho = \frac{\theta_u}{2(n-2)}$$

В частности, при $n = 3$; $\overline{\theta_u} \cong \theta_u/2$. Для 2-х заходного стелларатора $\Delta\iota = \iota(r_c) - \iota(r=0)$, где $\iota(r=0) = \pi \varepsilon^2 m$

В простейшем случае прямого стелларатора ($(R/r)^{-1} = 0$) рассмотрим область, находящуюся вблизи оси, в этом случае из (4) и (9) имеем

$$\theta_u = \varepsilon^2 \left(\frac{2}{n!} \left(\frac{n}{2}\right)^{n+1} \right)^2 \left\{ \left(1 - \frac{1}{n}\right)(2n-4)\rho^{2n-3} + n(n-1)\rho^{2n-1} + \dots \right\} \qquad (10)$$

учитывая (5), получаем

$$\theta_u = \frac{\rho_c^{4-2n}\left[2\left(1-\frac{1}{n}\right)(n-2)\rho^{2n-3} + n(n-1)\rho^{2n-1} + \dots\right]}{(1+\rho_c^2)^2 \cdot \left(1 + \rho_c^2 \frac{n^2}{4(n+1)} + \rho_c^4 \frac{n^4}{32(n+1)(n+2)} + \dots\right)^2} \qquad (11)$$

В случае $\rho \ll 1$ и $n \neq 2$ имеем:

$$\theta_u = \left(\frac{\rho}{\rho_c}\right)^{2n-3} \frac{2\left(1-\frac{1}{n}\right)(n-2)\cdot\rho_c}{(1+\rho_c^2)^2\left(1 + \rho_c^2\frac{n^2}{4(n+1)} + \rho_c^4\frac{n^4}{32(n+1)(n+2)}\right)^2}$$

или

$$\theta \cong \left(\frac{\rho}{\rho_c}\right)^{2n-3} \cdot 2\left(1-\frac{1}{n}\right)(n-2)\cdot F_n(\rho_c, n) \qquad (12)$$

где

$$F_n = \frac{\rho_c}{(1+\rho_c^2)^2 \cdot \left(\sum\limits_{k=0}^{\infty} \rho_c^{2k} \frac{(n/2)^{2k} \cdot n!}{k!\,(n+k)!}\right)^2}$$

Функция F_n определяется только углом наклона сепаратрисы. Множитель (ρ/ρ_c) – определяет радиус силовой линии в единицах ρ_c. Для случая $n = 3$ график $F_n(\rho_c, 3)$ приведен на рис.2; максимальное значение θ в центральной области достигается при $\rho_c = 0{,}426$ или $\beta_c = 23^\circ 5'$; при этом $\theta = 0{,}33 \times (\rho/\rho_c)^3$.

В случае $n = 2$ из (11) получаем

$$\theta = \left(\frac{\rho}{\rho_c}\right)^3 \frac{2\cdot\rho_c^3}{(1+\rho_c^2)^2\left(1+\rho_c^2\frac{1}{3}+\rho_c^4\frac{1}{24}+\cdots\right)^2}$$

или

$$\theta = 2\left(\frac{\rho}{\rho_c}\right)^3 F_n(\rho_c, 2)$$

$$F_n(\rho_c,2) = \frac{\rho_c^3}{(1+\rho_c^2)^2\left(1+\rho_c^2\frac{1}{3}+\rho_c^4\frac{1}{24}+\cdots\rho_c^{2k}\frac{2!}{k!\,(k+2)!}+\cdots\right)^2} \qquad (13)$$

F_n – множитель, зависящий только от ρ_c, график этой функции приведен на рис.1. Максимальное значение θ достигается при $\rho_c = 0{,}95$ или $\beta_c = 43{,}5^\circ$.

Сравнение величины шира (точнее F_n для $n = 2;3$), полученного аналитически из формул (12), (13) и точно вычисленного с помощью ЭВМ, показывает хорошее совпадение этих величин при $r/r_c < 0{,}8 - 0{,}9$ и $R/r_c = 10$. Графики $\theta(r/r_c)$ приведены на рис.3 и 4. Таким образом, для реального стелларатора в области $(r/r_c) < 0{,}8 - 0{,}9$ с достаточной точностью

применимы приведенные выше выражения для θ_n.

Полученные выше результаты при $\rho \ll 1$ и $(R/r)^{-1} = 0$ несколько меняются в случае, когда рассматривается средний шир в реальном стеллараторе $R/r = 5 \div 10$, однако качественная картина изменения θ с ростом угла β_c остается такой же. Результаты численных расчетов $\bar{\theta}$ при $R/r = 5;10$ приведены на рис.1 и 2. При сравнении $\bar{\theta}$ и θ следует учитывать, что величина $\bar{\theta}$ определяется углом прокручивания на реальной сепаратрисе, который резко возрастает вблизи винтовой обмотки; с другой стороны, за счёт разрушения магнитных поверхностей при малых параметрах R/r, угол прокручивания на реальной сепаратрисе может не очень сильно отличаться от углов прокручивания, определяемых из асимптотической формулы (10). Это подтверждается тем, что, как видно из графиков, оптимальные углы наклона винтовой обмотки, найденные как из асимптотических формул, так и из точных расчетов, в ряде случаев хорошо совпадают (например, при $n = 2$; $R/r = 5; 10$).

При выборе оптимальных углов наклона винтовой обмотки следует также учитывать, что теория предсказывает стабилизацию неустойчивостей при достаточно больших значениях θ в некотором объёме, т.е. толщина слоя по радиусу должна быть много больше, чем размер смещения частиц (прежде всего запертых) по радиусу, т.е. $\Delta r \gg r_{л}$. Поэтому более правильной была бы оценка среднего по объёму шира. Метод усреднения здесь зависит от постановки задачи. Например для стелларатора наиболее интересный параметр – время удержания плазмы τ может рассматриваться как функция θ; в этом случае оптимальный шир может быть найден из условия $\partial\tau(\theta)/\partial\rho_c = 0$. В настоящее время невозможно выразить $\tau(\theta)$ для реального стелларатора достаточно точно; можно лишь утверждать, что с ростом θ во всем или почти во всем объёме – τ – растёт. Приведенные выше расчёты позволяют найти границы области, в которой находится оптимальный угол β_c. Снизу – это оценка β^* из (12) и (13), т.к. при $\beta < \beta^*$ шир падает во всем объёме; сверху такой границей, по-видимому, является β^*, полученное из численных расчётов $\bar{\theta}$.

Локальный шир

Выше были проведены оценки перекрещенности силовых линий усредненной по периметру тора, которая играет существенную роль в стабилизации длинноволновых (по z) возмущений. Однако в некоторых случаях, в частности для коротковолновых возмущений ($\lambda_z \sim L$; $\lambda_\varphi < 2/2 n$), стабилизация может зависеть от локального значения перекрещенности силовых линий – локального шира θ_1 . Можно определить локальный шир следующим образом. Если ввести вектора: $\vec{\tau}_1 = \vec{H}/|H|$ – направленный вдоль силовых линий магнитного поля, $\vec{\tau}_3 = \nabla\Psi/|\nabla\Psi|$ – направленный по нормали к магнитной поверхности (см. (2)) и $\vec{\tau}_2 = [\vec{\tau}_1 \times \vec{\tau}_3]$ – вектор перпендикулярный силовой линии, касающийся магнитной поверхности, то θ_1 определяется из выражения (см. /17/)

$$\theta_1 = r\left(\vec{\tau}_2 \cdot \mathrm{rot}\,\vec{\tau}_2\right) = r\left[\frac{\vec{H}}{|H|} \times \frac{\overrightarrow{\nabla\Psi}}{|\nabla\Psi|}\right] \cdot \mathrm{rot}\left[\frac{\vec{H}}{|H|} \times \frac{\overrightarrow{\nabla\Psi}}{|\nabla\Psi|}\right] \tag{14}$$

Нетрудно показать, что для магнитной системы, состоящей из вложенных цилиндрических магнитных поверхностей, определение локального шира из (14) и (9) совпадает, это связано с тем, что здесь нормаль к магнитной поверхности во всех точках наплавлена по радиусу.

Для вычисления θ_1 значения $\vec{H}$ и $\vec{\Psi}$ из (1^1), (2^1) представим в (14). После элементарных преобразований получаем для θ_1 в точках, где эта функция имеет максимум (нормаль к поверхности направлена по радиусу)

$$\theta_1 \cong 2\varepsilon n^2\left\{I_n' - \frac{I_n}{n\rho}\left[1 - \varepsilon n\left(2 I_n' \cdot \rho n - I_n\right) + O(\varepsilon^2)\right]\right\}$$

Предположим, что $\rho \ll 1$; разлагая функции Бесселя в ряды получаем

$$\theta_1 \cong 2\varepsilon n^2\left[\frac{n-1}{2}\left(\frac{\rho n}{2}\right)^{n-1}\frac{1}{n!} + \frac{1}{2\cdot n!}\left(\frac{\rho n}{2}\right)^{n+1} + \varepsilon n\frac{1}{(n!)^2}\left(\frac{\rho n}{2}\right)^{2n-1}\left(n - \frac{1}{2}\right) + O\left(\rho^{n+3}; \varepsilon\rho^{2n+1}; \varepsilon^2\right)\right] \tag{15}$$

Используя представления ε через ρ получаем

$$\theta_1 = 2(n-1)\left(\frac{\rho}{\rho_c}\right)^{n-1} \cdot F_1 \tag{16}$$

где

$$F_1(2) = \frac{\rho_c}{(1+\rho_c^2)\left(1 + \rho_c^2\frac{1}{3} + \rho_c^4\frac{1}{24} + \dots\right)}$$

$$F_1(3) = \frac{\rho_c}{(1+\rho_c^2)\left(1 + \rho_c^2\frac{9}{16} + \rho_c^4\frac{81}{640} + \dots\right)}$$

Графики $F_1(\rho_c, 2)$ и $F_1(\rho_c, 3)$ – функций, связывающих локальный шир в центре камеры с углом наклона сепаратрисы, приведены на рис.1 и 2. Как видно из этих кривых, максимальный локальный шир достигается при $\beta_c \cong 35^\circ$ для $n = 2$ и при $\beta_c \cong 33^\circ$ для $n = 3$, что несколько отличается от оптимальных углов для интегрального шира. Другая особенность локального шира – линейная зависимость от ε (см. (15)) в отличие от интегрального шира, который $\sim \varepsilon^2$. Необходимо также учитывать, что при обходе по сечению магнитной поверхности величина θ_1 является знакопеременной функцией. Максимальное положительное значение $\theta_{1\,max}$ ($\mathrm{sign}\,\theta_1 = \mathrm{sign}\,\theta_u$) достигается в точках магнитной поверхности при $r = r_{max}$, величина $\theta_{1\,max}$ была вычислена выше (15), (16); максимальное отрицательное значение θ_1 при $r = r_{min}$.

Угол прокручивания силовой линии

Как было показано выше, угол прокручивания является важным параметром при определении времени жизни плазмы в стеллараторе как в случае классической, так и турбулентной диффузии.

Для упрощения оценок рассмотрим случай $(R/r)^{-1} = 0$, а также будем считать, что m - непрерывная функция ρ_c, т.е.

$$m = 2\pi R/L = \rho_c \cdot R/r_c = \rho_c \cdot R/a$$

где a - радиус плазмы (или камеры). Учитывая (4) получаем:

$$\iota = \iota_0(\rho_c)\cdot\left(\frac{\rho}{\rho_c}\right)^{2n-4}\frac{n-1}{n}\cdot\frac{2\pi R}{a} \qquad (17)$$

где

$$\iota_0(\rho_c) = \omega_0(\rho_c)\cdot\rho_c$$

с учётом (5), имеем

$$\iota_0 = \frac{\rho_c}{(1+\rho_c^2)^2\left(\sum\limits_{k=0}^{\infty}\rho_c^{2k}\frac{(n/2)^{2k}\, n!}{k!\cdot(n+k)!}\right)^2}$$

Графики функций $\iota_0(\rho_c, 3)$ и $\iota_0(\rho_c, 2)$ приведены на рис.5, здесь же для сравнения приведены графики углов прокручивания $\iota' = \frac{\iota a}{2\pi R}$ (на сепаратрисе), полученные численно. Очевидно, что углы прокручивания на сепаратрисе достигают максимума при бо́льших β_c (здесь играет роль не убывание поля винтовой обмотки в центральных областях, а рост разрушения магнитных поверхностей при больших углах β_c).

Для получения максимальных по объёму углов прокручивания, как следует из графиков, угол β_c должен лежать между $\beta_c(\iota_{0\,max}) = 23^\circ - 26^\circ$ и $\beta_c(\iota'_{max}) = 45^\circ - 55^\circ$. В зависимости от постановки задачи значение этого угла может быть уточнено.

Проведенные выше расчёты дают возможность определить как оптимальное значение β_c, так и размеры области углов β_c, при которых интересующие нас параметры поля (шир.угол прокручивания) близки к максимальным. Однако при решении конкретных задач, о поведении плазмы в стеллараторе, например, задачи о магнитной системе, наилучшим образом удерживающей плазму в стеллараторе, необходимы дополнительные сведения о процессах, определяющих диффузию плазмы, а также о связи этих процессов с локальным значением $\theta(r)$ и $\iota(r)$.

Литература

1. Л.Спитцер. Труды П Международной конференции по мирн. использованиё ат.энергии, т.1. Избранные доклады иностранных ученых. М., Атомиздат, 1959 г.
2. А.И.Морозов, Л.С.Соловьев. Сб. "Вопросы теории плазмы", вып.2, М., Госатомиздат, 1963 г., стр.92-130.
3. Л.С.Соловьев, В.Д.Шафранов. Сб. "Вопросы теории плазмы", вып.5. М., Атомиздат, 1967 г., стр.2-208.
4. А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев, Г.П.Фюрс. Диффузия плазмы в тороидальном стеллараторе. Препринт ИЯФ СО АН, № 168, 1967 г.
5. Б.Б.Кадомцев, О.П.Погуце. Сб. "Вопросы теории плазмы", вып.5, М., Атомиздат, 1967 г., стр.209-350.
6. M.Rosenbluth ; Harwell, sept.17-28 (1962 г.)
7. M.Rosenbluth, N.Krall, N.Rostoker, "Ядерный синтез", Дополнение 1962, кн.1, 143 (1962).
8. А.Б.Михайловский. Сб. "Вопросы теории плазмы", вып.3, М., Госатомиздат, 1963 г., стр.147.
9. А.А.Рухадзе, В.П.Силин. УФН, 82, 499 (1964).
10. Д.К.Акулина, Г.М.Баталов и др. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research(Culh.65)IAEA,1,733
М.С.Бережецкий, С.Е.Гребенщиков и др. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, (Новосибирск, 1968), IAEA, 1969, т.1, 526.
11. R.A.Ellis, H.P.Eubank, Phys. Fluids, 11, № 5, 1109 (1968).
12. В.Н.Бочаров и др. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, (Новосибирск - 1968г.), IAEA, 1969 г., т.1, стр.561.

13. A.G.Gibson. Phys.Fluids, , 10, № 7, 1553 (1967).

14. А.В.Комин, Л.С.Красицкая, В.П.Минаев. Атомная энергия, т.27, вып.3, 221 (1969).

15. А.В.Комин. Кандидатская диссертация, Новосибирск, 1969 г.

16. Л.М.Коврижных. ЖТФ, 33, 377, 1964.

17. И.С.Байков, препринт ФИАН СССР № 95, М., 1966 г.

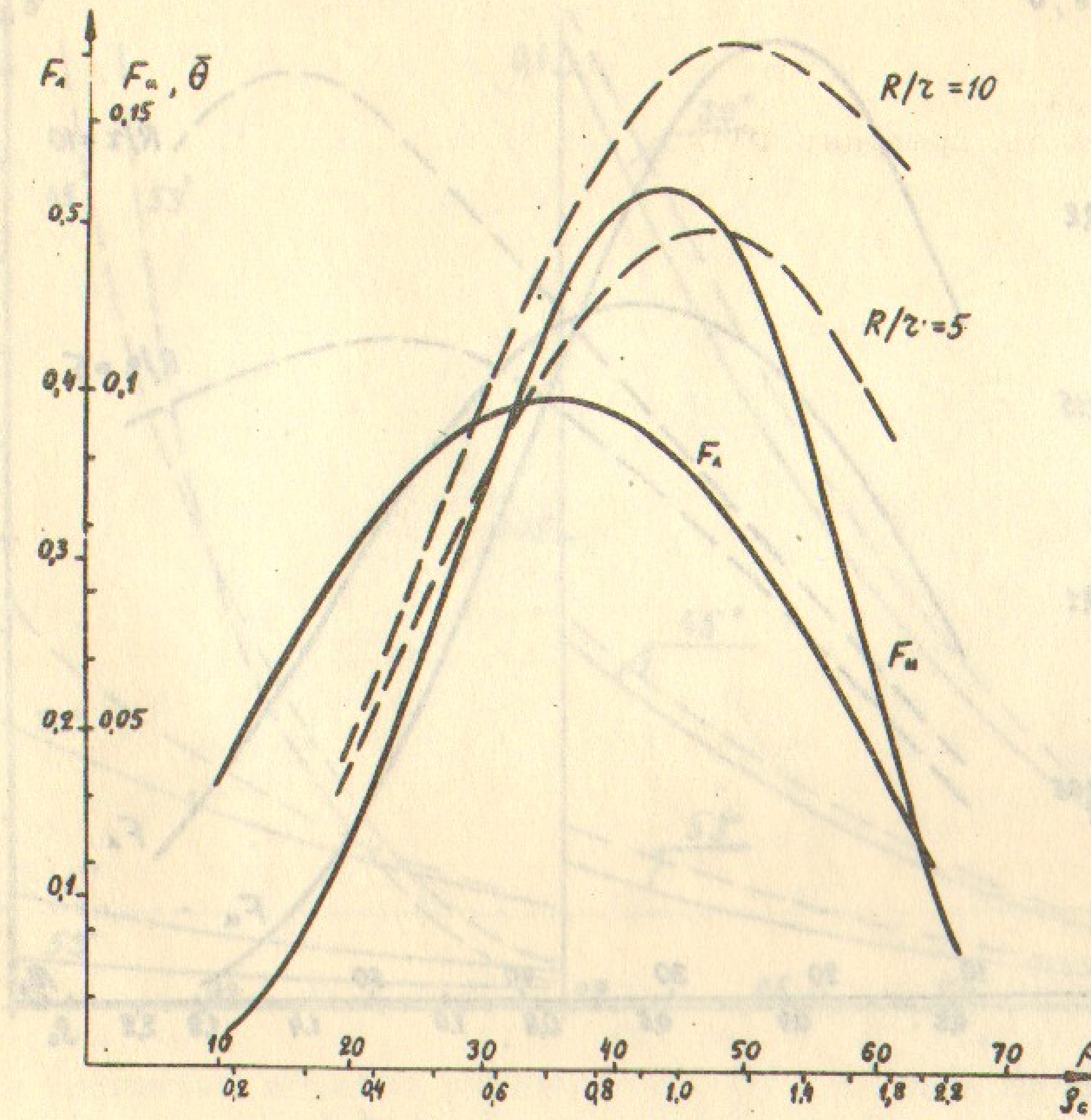

Рис.1. Зависимость функций $F_н$, F_4 и среднего шира при R/r = 5,10 – от угла наклона сепаратрисы β_c при N = 2.

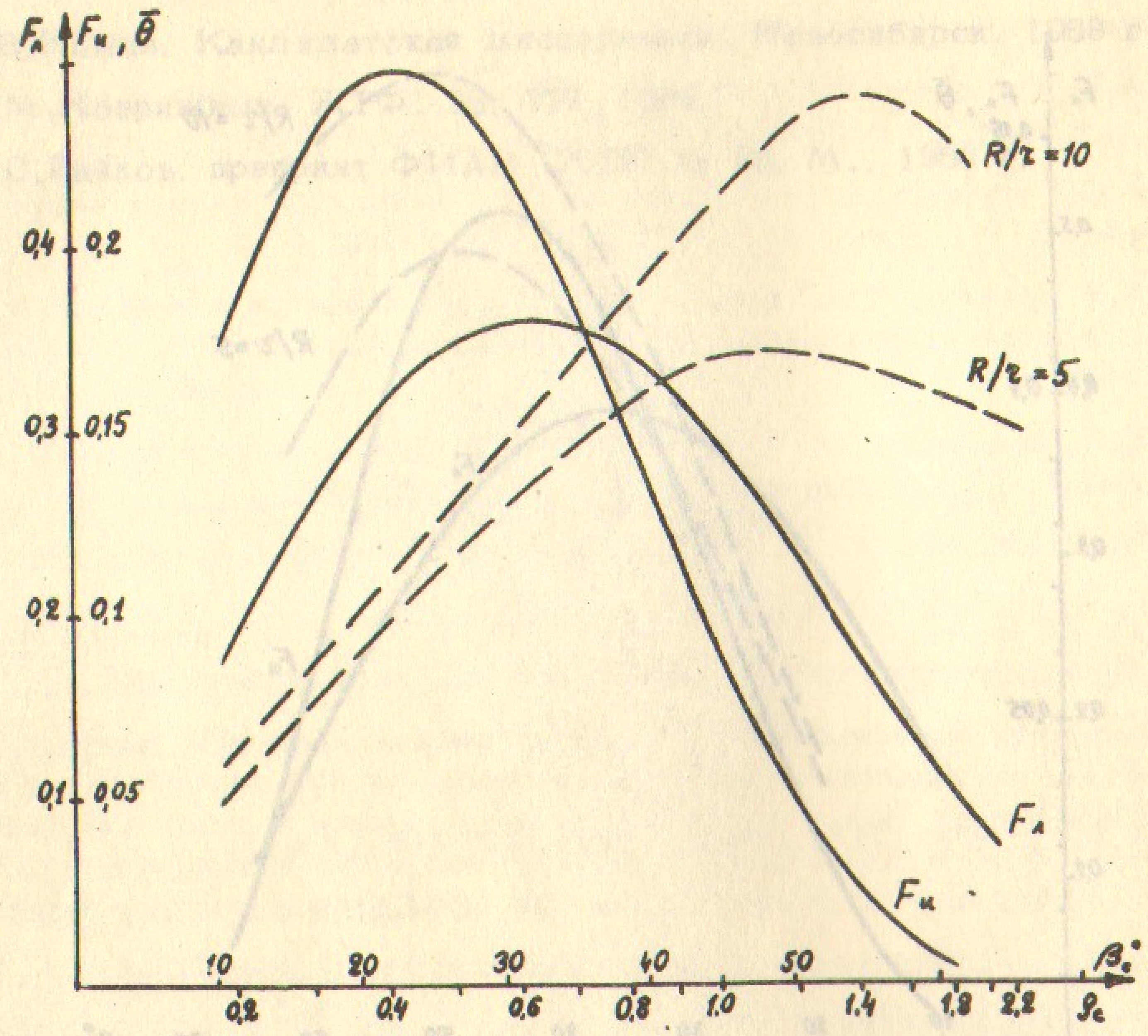

Рис.2. Зависимость функций $F_ц$, $F_л$ и среднего шира при R/r = 5, 10 – от угла наклона сепаратрисы β_c при N =3.

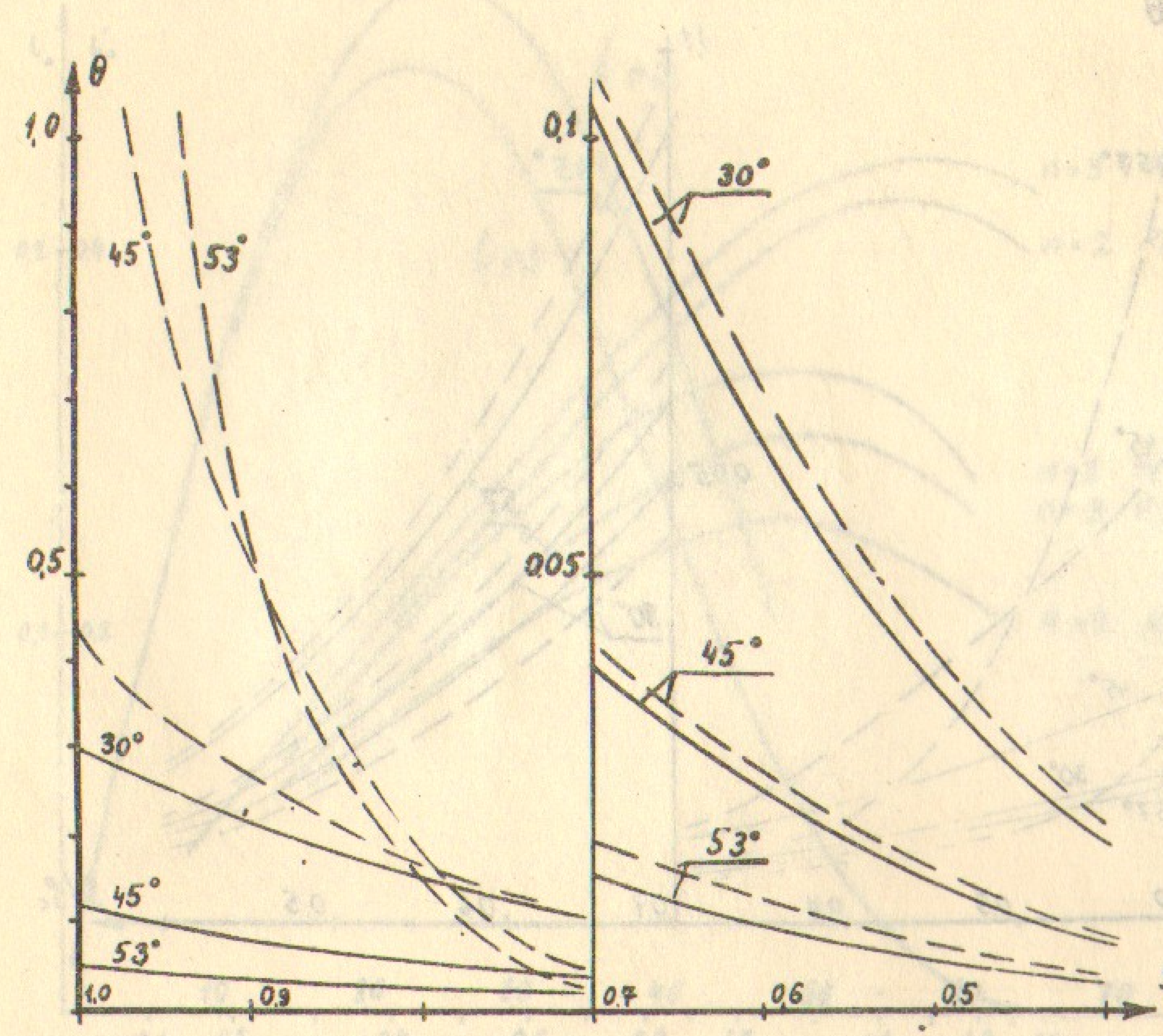

Рис.3. Зависимость θ от усредненного радиуса магнитной поверхности $\rho = 2\pi \bar{r} / L$; $\rho_c = 2\pi r_c / L$; сплошные линии – расчётные значения в соответствии с (11); штриховые линии – точный расчёт на ЭВМ; N = 3.

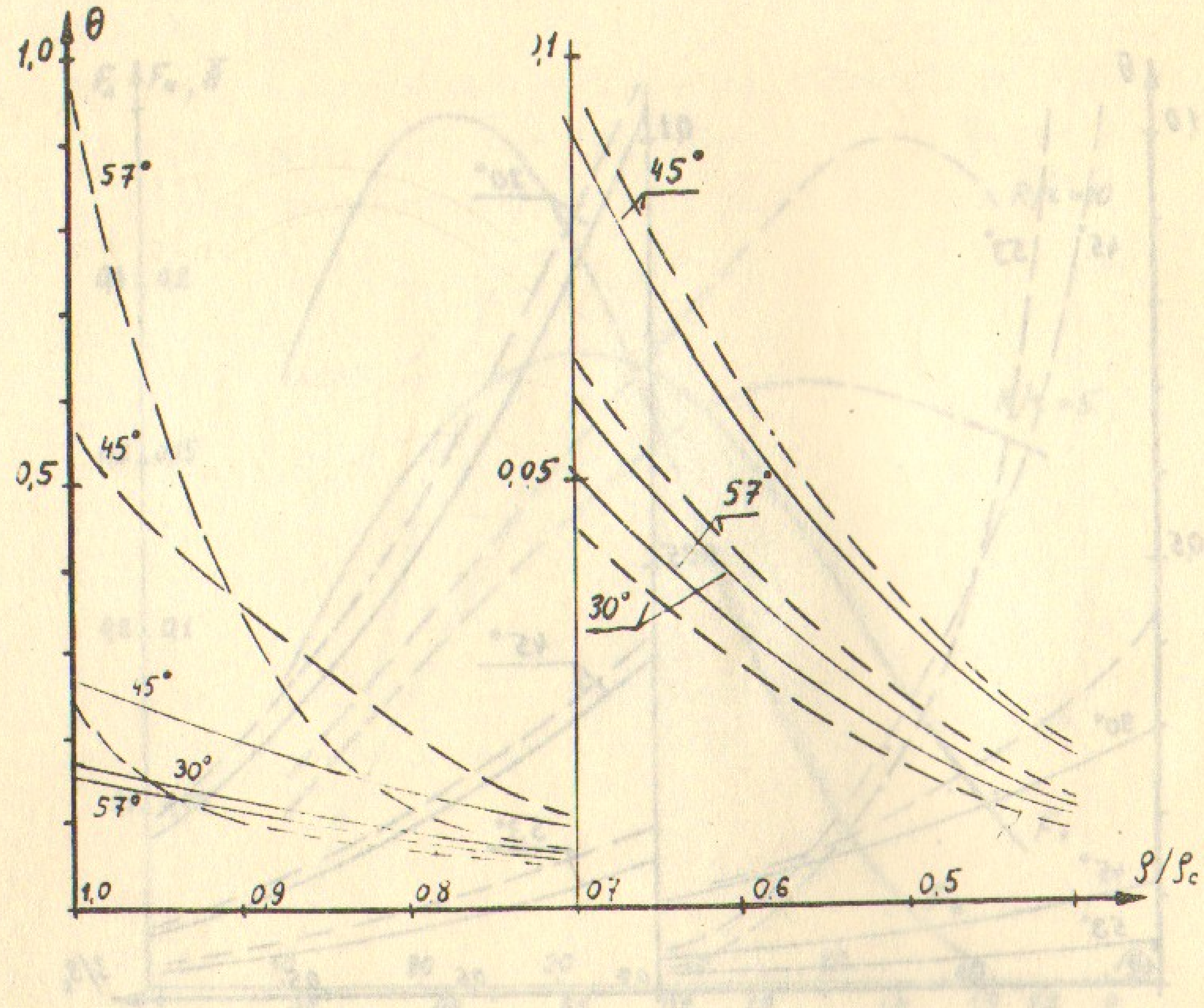

Рис.4. Зависимость θ от усредненного радиуса магнитной поверхности $\varrho = 2\pi\bar{r}/L$; $\varrho_c = 2\pi r_c/L$: сплошные линии – расчётные значения в соответствии с (11); штриховые линии – точный расчёт на ЭВМ; $n = 2$.

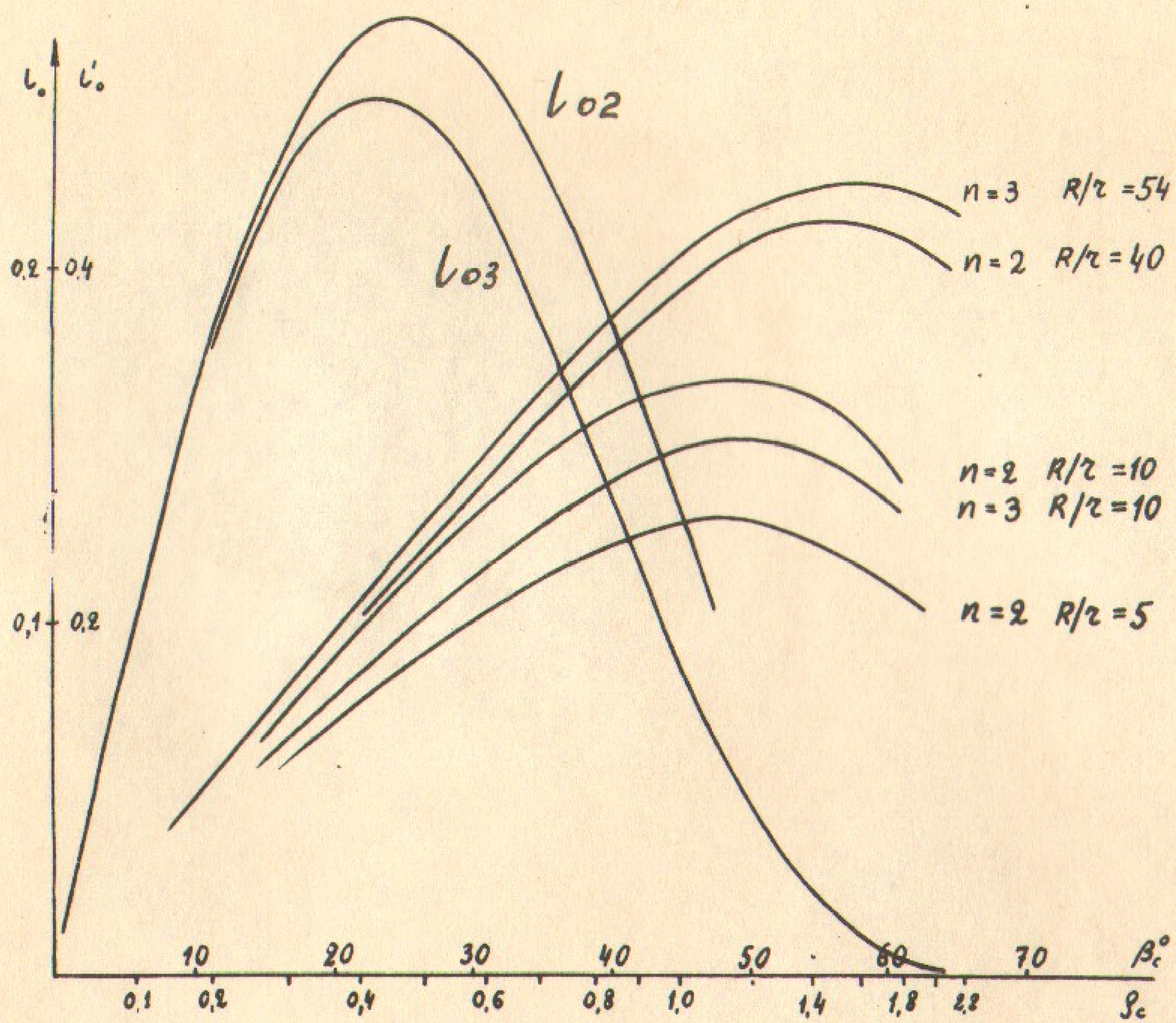

Рис.5. Зависимость функций ι_0, ι'_0 – от угла наклона сепаратрисы β_c при n = 2, 3.

Ответственный за выпуск В.И.ВОЛОСОВ
Подписано к печати 21.11.1970 года
Усл. 0,9 печ.л.,тираж 200 экз. Бесплатно
Заказ № 8 ПРЕПРИНТ № Т-00030

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР.