

51181103845

**ХАРЬКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА  
И ОРДЕНА ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ  
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ АН УССР**

---

**ХФТИ 83-7**

***В.З.Амелин, В.Б.Кунченко***

**КОЭФФИЦИЕНТ ФОРМЫ  
ВИНТОВЫХ ТОРОИДАЛЬНЫХ СОЛЕНОИДОВ**

**Харьков 1983**

УДК 621.318.371:621.039.623

Амелин В.З., Кунченко В.Б.

КОЭФФИЦИЕНТ ФОРМЫ ВИНТОВЫХ ТОРОИДАЛЬНЫХ СОЛЕНОИДОВ.

Препринт ХФТИ АН УССР, ХФТИ 83-7, Харьков, 1983, 16 с.

Для тороидальных соленоидов со сплошной винтовой обмоткой, навитой по законам равнонаклонной и простой цилиндрической спиралей, с однородным, линейно нарастающим к периферии обмотки и "биттеровским" распределением плотности тока, получены аналитические выражения зависимости между потребляемой мощностью и создаваемым магнитным полем, выражения для коэффициентов формы, аналогичных коэффициенту Фабри для цилиндрических соленоидов, а также исследована зависимость коэффициента формы и относительного объема проводника соленоида от числа оборотов винтовой линии при одном обороте по большому радиусу тора.

Приведенные в работе аналитические выражения коэффициентов формы и графический материал позволяют производить выбор оптимальной по потребляемой мощности и расходу проводника геометрии как винтовых (в том числе и "бессильных"), так и обычных тороидальных соленоидов магнитных систем термоядерных установок. (6 ил., список лит. - 5 назв.).

© Харьковский физико-технический институт (ХФТИ), 1983.

С начала исследований в области управляемого термоядерного синтеза происходит непрерывное увеличение размеров экспериментальных установок, уровня напряженности и длительности импульса удерживающего магнитного поля. Это обстоятельство требует более тщательного анализа основных проблем, связанных с их разработкой и сооружением.

Особо важное значение приобретают вопросы рационального конструирования одного из основных узлов термоядерных установок — магнитных систем, работающих в квазистационарном режиме.

В последние годы все больше внимания уделяется созданию "бессилловых" тороидальных магнитных систем, позволяющих существенно увеличить напряженность магнитного поля. Такие магнитные системы представляют собой винтовой тороидальный соленоид, находящийся в магнитном поле компенсационной системы, и могут быть использованы как в стеллараторах-торсатронах, так и в токамаках [1 - 4].

В настоящей работе для тороидальных соленоидов с винтовой обмоткой, навитой по законам равнонаклонной и простой цилиндрической спирали, установлена связь между потребляемой мощностью, напряженностью тороидального магнитного поля на оси и формой соленоида; определены аналитические выражения коэффициентов эффективности (коэффициентов формы), аналогичных коэффициентам Фабри для цилиндрических катушек с однородным распределением плотности тока; исследована зависимость коэффициента формы от числа оборотов винтовой линии при одном обходе по большому радиусу тора; определены оптимальные параметры как винтовых, так и обычных тороидальных соленоидов со сплошной обмоткой.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим тороидальный соленоид со сплошной винтовой обмоткой при непрерывном распределении плотности тока (рис. I). Очевидно, что вектор действительной плотности тока  $j_0$  может быть представлен в виде суммы двух взаимно ортогональных компонентов: меридионального  $j_\theta$  и азимутального  $j_\varphi$ , связь между которыми определяется соотношением  $j_\theta = j_\varphi \cdot \operatorname{tg} \gamma$ , где  $\gamma$  - угол наклона винтовой линии к образующей тороидальной поверхности.

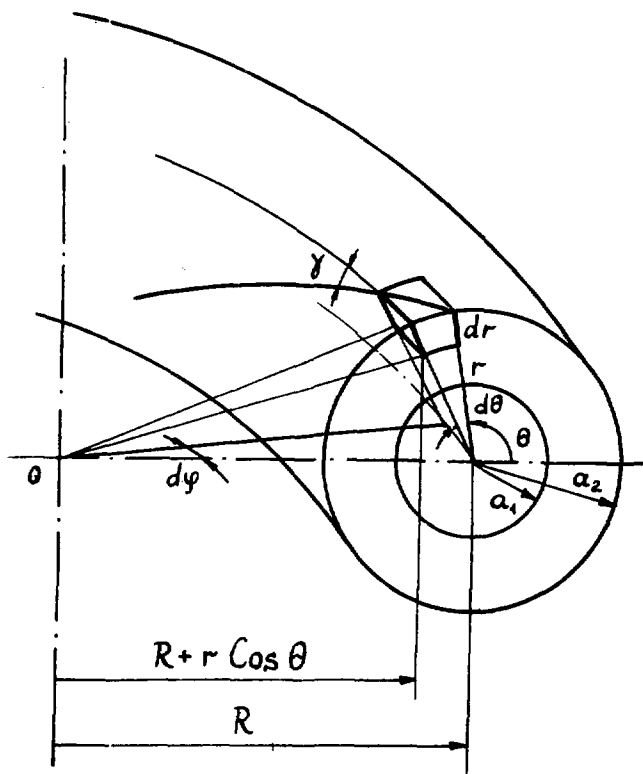


Рис. I. Расчетная схема винтового тороидального соленоида

Тогда полную мощность, рассеиваемую соленоидом,

$$W = \int_V j_0^2 \rho \cdot dV \quad (I)$$

можно представить в виде суммы двух частей, соответствующих меридиональному и азимутальному компонентам плотности тока

$$W = W_{\theta} + W_{\varphi} . \quad (2)$$

Связь между напряженностью тороидального магнитного поля на оси соленоида и потребляемой им мощностью будем искать в виде [5]

$$H_0 = G \sqrt{\frac{W \lambda}{\rho a_1}} , \quad (3)$$

где  $G$  - коэффициент формы соленоида;  $\lambda$  - коэффициент заполнения обмотки проводником;  $\rho$  - удельное сопротивление проводника;  $a_1$  - внутренний малый радиус обмотки;  $V$  - объем проводника в соленоиде.

Учитывая, что магнитное поле на оси тора

$$H_0 = \frac{0,2 m I}{R} , \quad (4)$$

можно записать

$$G = 0,2 m I \sqrt{\frac{\rho \alpha}{R W \lambda}} , \quad (5)$$

где  $R$  - большой радиус тора;  $\alpha = a_1 / R$ .

Как известно, величина  $G$  характеризует эффективность создания магнитного поля соленоидом (в данном случае тороидальным) при заданных  $R$ ,  $a_1$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$  и зависит только от формы соленоида.

Исследуем зависимость коэффициента эффективности от геометрии тороидального соленоида для наиболее характерных распределений плотности тока по толщине обмотки.

#### ТОРОИДАЛЬНЫЙ СОЛЕНОИД, ОБМОТКА КОТОРОГО НАВИТА ПО ЗАКОНУ РАВНОУКЛОННОЙ СПИРАЛИ

В общем случае для любого закона навивки можно записать:

$$\rho = \alpha r \operatorname{tg} \frac{r}{(R+r \cos \theta) \cdot d\varphi / d\theta} , \quad (6) \quad 3$$

где  $\Gamma$  - текущая координата по малому радиусу тора;  $R$  - большой радиус тора;  $\psi$  - азимут в экваториальной плоскости;  $\theta$  - азимут в меридиональной плоскости.

Уравнение равнонаклонной винтовой линии на поверхности тора имеет вид:

$$\psi = \frac{2}{m} \operatorname{arctg} \frac{(A-1) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}}{\sqrt{A^2-1}}, \quad (7)$$

где  $m$  - число оборотов винтовой линии при одном обходе по большому радиусу тора,  $A$  - аспектовое отношение тора,  $A = R/r$ .

Учитывая, что основным назначением исследуемых соленоидов является создание тороидального магнитного поля, будем задаваться законом распределения тороидальных токов бесконечно тонких коаксиальных слоев обмотки. В дальнейшем будем называть эти бесконечно малые токи на единицу длины (по толщине обмотки) - линейной плотностью тока  $i_{\theta}$ .

Рассмотрим три основных вида распределения линейной плотности тока по толщине обмотки, имеющие соответствующие аналоги в цилиндрических соленоидах, при  $m(r) = \text{const}$ .

I. Тороидальные токи бесконечно тонких коаксиальных слоев (линейная плотность тока) одинаковы по всей толщине обмотки

$$i_{\theta}(r) = \frac{mI \cdot dr}{(a_2 - a_1) \lambda}, \quad (8)$$

где  $I$  - полный поперечный ток обмотки;  $a_2$  - наружный малый радиус соленоида.

Такому распределению соответствуют компоненты плотности тока

$$j_{\theta} = \frac{mI}{2\pi(a_2 - a_1)(R + r \cos \theta) \lambda}, \quad (9)$$

$$j_{\psi} = \frac{I \sqrt{R^2 - r^2}}{2\pi(a_2 - a_1)(R + r \cos \theta) r \lambda}. \quad (10)$$

Интегрируя по объему обмотки в соответствии с (I) и (2), получаем выражение для мощности, рассеиваемой соленоидом,

$$W = \frac{I^2 \rho [\beta + (m^2 - 1) c]}{(\beta - \alpha)^2 R \lambda}, \quad (II)$$

где  $\alpha = a_1/R$ ,  $\beta = a_2/R$  - величины, обратные аспектовым отношениям соленоида по внутренней и наружной тороидальным поверхностям;

$$b = \ln \frac{\beta(1 + \sqrt{1 - \alpha^2})}{\alpha(1 + \sqrt{1 - \beta^2})}, \quad c = \sqrt{1 - \alpha^2} - \sqrt{1 - \beta^2}.$$

Тогда выражение для коэффициента формы при однородном распределении линейной плотности тока  $i_\theta$  будет иметь вид:

$$G = \frac{0,2 m (\beta - \alpha) \sqrt{\alpha}}{\sqrt{\beta + (m^2 - 1) c}}. \quad (I2)$$

2. Тороидальные токи бесконечно тонких слоев обмотки обратно пропорциональны малому радиусу (аналогично распределению плотности тока в соленоиде Ф.Биттера)

$$i_\theta = \frac{I}{\ln(a_2/a_1)} \cdot \frac{dr}{r}. \quad (I3)$$

Этому случаю соответствуют меридиональный и азимутальный компоненты плотности тока:

$$j_\theta = \frac{m I}{2\pi(R + r \cos \theta) r \lambda \ln(a_2/a_1)}, \quad (I4)$$

$$j_\varphi = \frac{I \sqrt{R^2 - r^2}}{2\pi(R + r \cos \theta) r^2 \lambda \ln(a_2/a_1)}. \quad (I5)$$

Мощность джоулевых потерь в соленоиде будет определяться выражением:

$$W = \frac{I^2 \rho \left[ \frac{c}{2\alpha\beta} + (m^2 - 0,5) b \right]}{R \left( \ln \frac{\beta}{\alpha} \right)^2 \lambda}. \quad (I6)$$

Коэффициент формы получим в виде

$$G = \frac{0,2 m \sqrt{\alpha} \ln \frac{\beta}{\alpha}}{\sqrt{\frac{c}{2\alpha\beta} + (m^2 - 0,5)\beta}} \quad (17)$$

3. Торoidalные токи бесконечно тонких коаксиальных слоев обмотки пропорциональны малому радиусу  $r$  :

$$i_{\theta} = \frac{2m I r \cdot dr}{a_2^2 - a_1^2} \quad (18)$$

При таком распределении линейной плотности тока компоненты действительной плотности тока будут выражены следующим образом:

$$j_{\theta} = \frac{m I r}{\pi(a_2^2 - a_1^2)(R + r \cos \theta) \lambda} \quad (19)$$

$$j_{\varphi} = \frac{I \sqrt{R^2 - r^2}}{\pi(a_2^2 - a_1^2)(R + r \cos \theta) \lambda} \quad (20)$$

В этом случае выражение для мощности, рассеиваемой соленоидом, получим в виде

$$W = \frac{4I^2 \rho [d(m^2 - 1) + cm^2]}{(\beta^2 - \alpha^2)^2 R \lambda} \quad (21)$$

где 
$$d = \frac{1}{3} (\sqrt{(1 - \beta^2)^3} - \sqrt{(1 - \alpha^2)^3})$$

Коэффициент формы можно представить как

$$G = \frac{0,1 m (\beta^2 - \alpha^2)}{\sqrt{d(m^2 - 1) + cm^2}} \quad (22)$$



ТОРОИДАЛЬНЫЙ СОЛЕНОИД, ОБМОТКА КОТОРОГО НАВИТА  
ПО ЗАКОНУ ПРОСТОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ СПИРАЛИ

Уравнение простой цилиндрической спирали на поверхности тора имеет вид:  $\theta = m\varphi$ .

Для рассмотренных выше законов распределения линейной плотности тока  $i_\theta$  найдем соответственно:

$$1. \quad j_\theta = \frac{m I}{2\pi(a_2 - a_1)(R + r \cos \theta) \lambda}, \quad (23)$$

$$j_y = \frac{I}{2\pi(a_2 - a_1)(R + r \cos \theta) r \lambda}. \quad (24)$$

$$W = \frac{I^2 \rho \left( \ln \frac{\beta}{\alpha} + cm^2 \right)}{\alpha \beta (\beta - \alpha) \lambda R}. \quad (25)$$

$$G = \frac{0,2 m \sqrt{\alpha} (\beta - \alpha)}{\sqrt{\ln \frac{\beta}{\alpha} + cm^2}}. \quad (26)$$

$$2. \quad j_\theta = \frac{m I}{2\pi(R + r \cos \theta) r \lambda \ln(a_2/a_1)}, \quad (27)$$

$$j_y = \frac{I}{2\pi r^2 \lambda \ln(a_2/a_1)}. \quad (28)$$

$$W = \frac{I^2 \rho \left( 0,5 \left( \frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\beta^2} \right) + 8m^2 \right)}{R \lambda \left( \ln \frac{\beta}{\alpha} \right)^2}. \quad (29)$$

$$G = \frac{0,2 m \sqrt{\alpha} \ln \frac{\beta}{\alpha}}{\sqrt{0,5 \left( \frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\beta^2} \right) + 6m^2}} . \quad (30)$$

$$3. \quad j_{\theta} = \frac{m I r}{\pi (a_2^2 - a_1^2) (R + r \cos \theta) \lambda} , \quad (31)$$

$$j_{\varphi} = \frac{I}{\pi (a_2^2 - a_1^2) \lambda} \quad (32)$$

$$W = \frac{2 I^2 \rho}{(\beta^2 - \alpha^2) R \lambda} \left[ \frac{2 m^2 (d+c)}{(\beta^2 - \alpha^2)} + 1 \right] . \quad (33)$$

$$G = \frac{0,1 m \sqrt{2\alpha}}{\sqrt{\frac{2 m^2 (d+c)}{\beta^2 - \alpha^2} + 1}} . \quad (34)$$

Полученные аналитические выражения для коэффициентов формы могут быть использованы для анализа и рационального проектирования сплошных винтовых тороидальных соленоидов (в том числе и "бессиловых"), а также классических магнитных систем установок типа Токамак (при  $m \rightarrow \infty$ ).

Для удобства указанные выражения представлены через  $m$  и величины  $\alpha$  и  $\beta$ , обратные аспектовым отношениям внутренней и наружной поверхностей тороидального соленоида  $A_1$  и  $A_2$ , которые полностью характеризуют его геометрию.

Проанализируем полученные выражения.

#### КОЭФФИЦИЕНТ ФОРМЫ НЕКОТОРЫХ ТИПОВ ВИНТОВЫХ ТОРОИДАЛЬНЫХ СОЛЕНОИДОВ СО СПЛОШНОЙ ОБМОТКОЙ

На рис. 2 и 3 приведены соответственно зависимости максимальных значений коэффициента эффективности винтовых тороидальных соленоидов  $G_M$ , их относительного объема  $V_R$  и величин  $\alpha$  и  $\beta$  при  $G = G_M$  от числа оборотов винтовой линии при одном обороте по большому радиусу тора  $m$ .

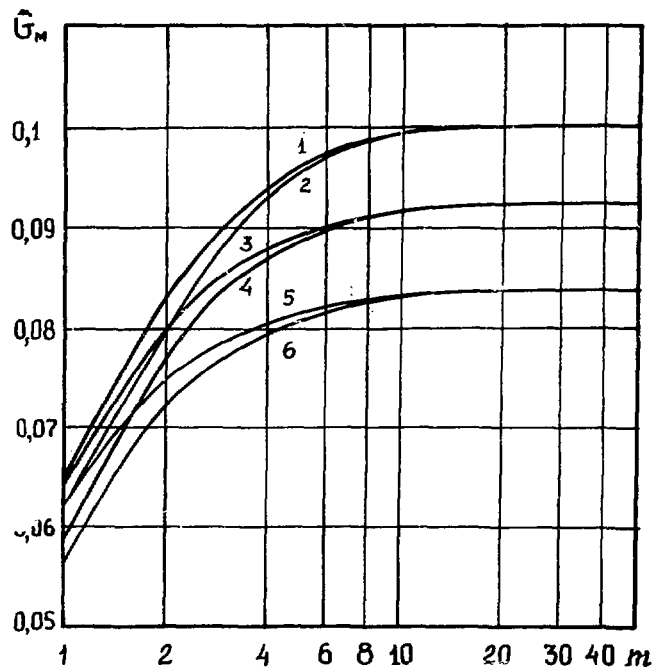


Рис. 2. Зависимость максимального значения  $G$  от  $m$  для различных законов намотки и законов распределения линейной плотности тока  $i_\theta$  по толщине обмотки.

1-  $\gamma = \text{Const}$ ,  $i_\theta \sim 1/r$ ; 2-  $\theta = m\gamma$ ,  $i_\theta \sim 1/r$ ; ;  
 3-  $\gamma = \text{Const}$ ,  $i_\theta = \text{Const}$ ; 4-  $\theta = m\gamma$ ,  $i_\theta = \text{Const}$ ; ;  
 5-  $\gamma = \text{Const}$ ,  $i_\theta \sim r$ ; 6-  $\theta = m\gamma$ ,  $i_\theta \sim r$

Из характера кривых следует:

1) уже при  $m = 10$  коэффициент формы практически достигает своего максимального значения  $G_{MM}$  и остается постоянным при дальнейшем увеличении  $m$  ;

2) в области  $1 \leq m < 10$  эффективность тороидальных соленоидов, навитых по закону равнонаклонной спирали, несколько выше, чем навитых по закону простой цилиндрической спирали;

3) коэффициент эффективности обнаруживает заметную зависимость от закона распределения плотности тока по толщине обмотки; из рассмотренных соленоидов наибольшей эффективностью обладают обычные невинтовые тороидальные соленоиды с "биттер-

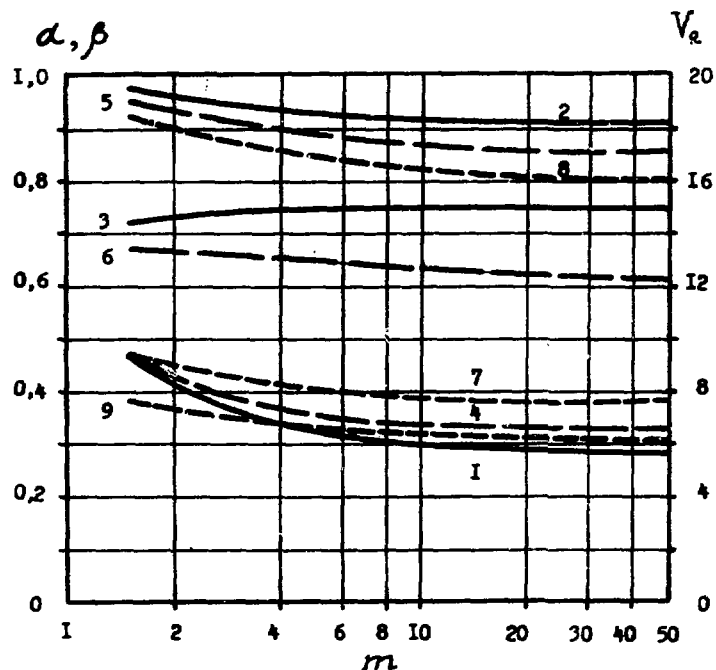


Рис. 3. Зависимость величин  $\alpha$  и  $\beta$ , а также относительного объема проводника оптимальных по потребляемой мощности соленоидов от  $m$  для разных законов распределения плотности тока  $i_\theta$  по толщине обмотки для обоих законов намотки. 1, 2, 3 - соответственно  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $V_R$  для "Оттгоровского" распределения линейной плотности тока  $i_\theta \sim 1/r$ ; 4, 5, 6 и 7, 8, 9 - аналогично, для законов распределения плотности тока  $i_\theta = \text{Const}$  и  $i_\theta \sim r$

вским" распределением линейной плотности тока  $i_\theta$  ( $G_{MM} = 0,102$ ,  $\alpha = 0,281$ ;  $\beta = 0,926$ ), наименьшей - соленоиды с линейно возрастающей к периферии плотностью тока  $i_\theta$  ( $G_{MM} = 0,084$ ,  $\alpha = 0,385$ ,  $\beta = 0,806$ );

4) относительный объем проводника  $V_R = 2\pi^2(\beta^2 - \alpha^2)$  обнаруживает сильную зависимость от закона распределения плотности тока по толщине обмотки и практически не зависит от закона намотки (абсолютный объем проводника сплошного торондального соленоида здесь принят в виде  $V = 2\pi^2 \lambda R^3(\beta^2 - \alpha^2)$ );

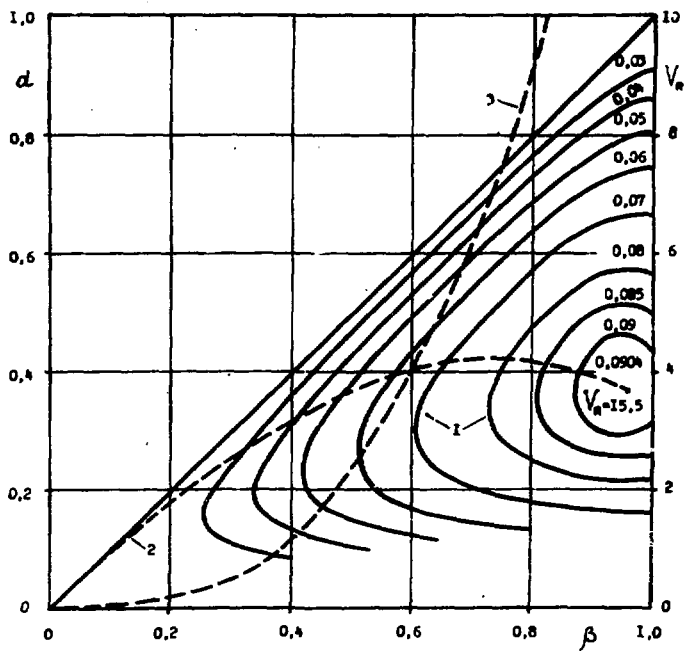
5) зависимость относительного объема от  $m$  наиболее слабо проявляется при "биттеровском" распределении линейной плотности тока  $i_\theta$  по толщине обмотки и относительно сильно - при линейно нарастающей к периферии линейной плотности тока (при изменении  $m$  от 1,5 до 50 относительный объем в первом случае увеличивается на 3,6%, а во втором - уменьшается на 26%).

На рис. 4 в качестве примера приведены изолинии коэффициента формы, линии соленоидов с наименьшим относительным объемом проводника, линии относительного объема этих обмоток для соленоидов, навитых по закону равнонаклонной спирали, для исследованных законов распределения линейной плотности тока  $i_\theta$  при  $m = 3$ .

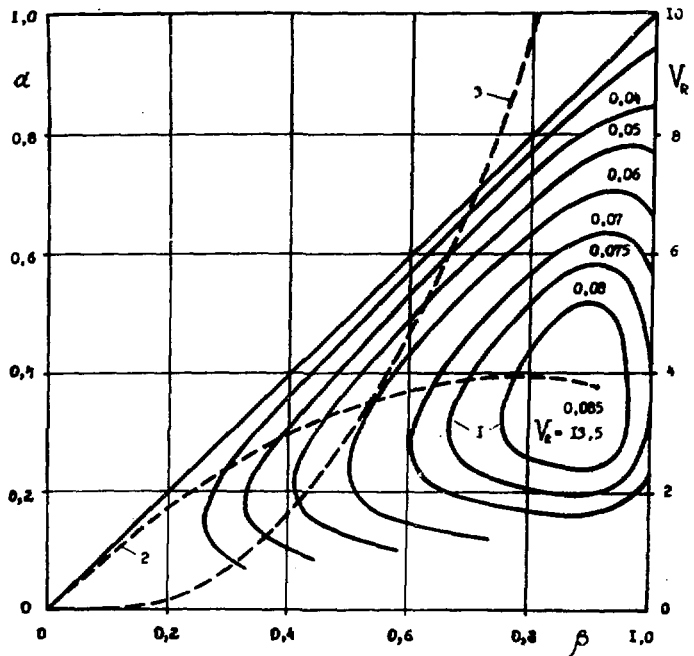
Из анализа приведенных зависимостей следует, что поверхность, изображающая функцию  $G(\alpha, \beta)$ , имеет остро резонансный характер, причем степень остроты возрастает в области больших  $G$  при изменении распределения линейной плотности тока от  $i_\theta \sim r$  к  $i_\theta \sim 1/r$ ; что при данном  $m$  относительный объем обмотки  $V_R = 2\pi^2(\beta^2 - \alpha^2)$  быстро возрастает с увеличением коэффициента эффективности. Это обстоятельство имеет важное практическое значение, поскольку небольшое уменьшение  $G$  дает значительную экономию проводника (например, для  $i_\theta = \text{Const}$  и  $m = 3$  уменьшение  $G$  по отношению к максимальному значению на 6,4% приводит к уменьшению объема обмотки на 48%, т.е. почти в два раза).

Как уже было отмечено выше, выражения для коэффициентов эффективности, полученные в данной работе, могут быть использованы для анализа "бессиловых" тороидальных магнитных систем, которые характеризуются определенными углами навивки обмоток.

Как показано в [2], тороидальные обмотки "бессиловых" магнитных систем, навитые по закону равнонаклонной спирали, характеризуются более широким диапазоном аспектовых отношений и толщин, чем обмотки, навитые по закону  $\theta = m\psi$ , поскольку угол навивки  $\bar{\gamma}_0^*$ , соответствующий их "бессиловому" состоянию, слабо зависит и от среднего аспектового отношения  $\bar{A}$ , и от относи-



a



b

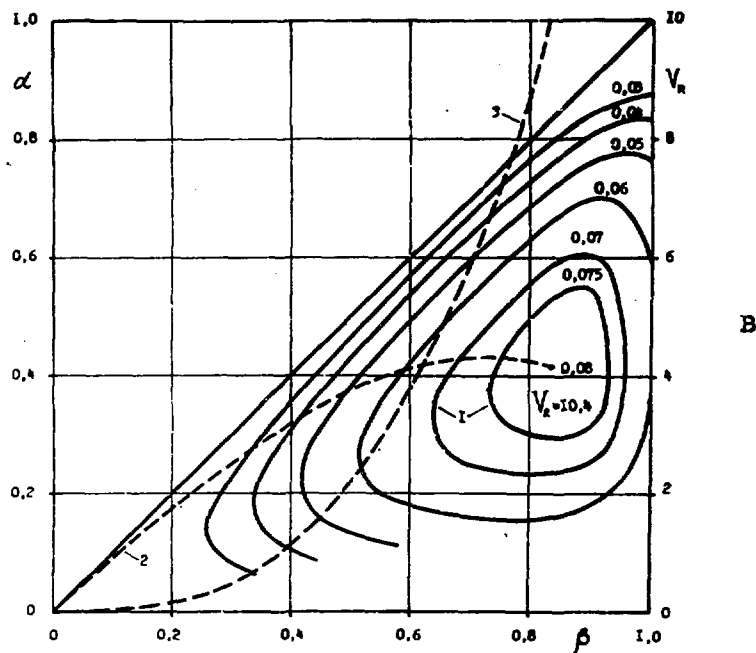


Рис. 4. Изолинии коэффициента формы, линии соленоидов с наименьшим относительным объемом проводника и относительный объем проводника этих соленоидов для разных законов распределения плотности тока  $i_\theta$  при  $m=3$  и  $\gamma = \text{Const} \cdot I$  - изолинии, 2 - линии соленоидов с наименьшим относительным объемом проводника, 3 - относительный объем проводника;  $i_\theta \sim 1/r(a)$ ,  $i_\theta = \text{Const}(\sigma)$ ,  $i_\theta \sim r(b)$

тельной толщины обмотки  $\delta$ . Так, для "бессильных" магнитных систем установок типа Токамак в области реальных относительных толщин обмоток  $\delta = (\beta - \alpha) / (\beta + \alpha) = 0,1 \dots 0,25$  угол  $\bar{\gamma}_0^*$  практически не зависит от среднего аспектового отношения в диапазоне  $3 \leq \bar{A} \leq 30$  и равен приблизительно  $(44 \pm 0,5)^\circ$ .

В результате исследований, проведенных в настоящей работе, установлено, что область оптимальных по потребляемой мощности и объему проводника винтовых тороидальных соленоидов, навитых по закону равнонаклонной спирали с  $i_\theta \sim r$ , ограничена  $\bar{A} =$

$1,3 \dots 1,68$  и  $\delta = 0,3 \dots 0,355$ . При этом  $G_M = 0,044 \dots 0,084$  и  $\bar{\gamma} = (31,15 \dots 89)^\circ$ . Экстраполируя результаты, приведенные в [2], получаем, что для  $A = 1,35$  и  $\delta = 0,3$  угол  $\bar{\gamma}_0^* = 43^\circ$  и  $G_M = 0,058$ . Отсюда видно, что геометрия винтовых соленоидов, эффективных по потребляемой мощности, не совпадает с геометрией "бессилового" состояния. Однако их области перекрываются, что дает возможность находить компромиссное решение. Следует также отметить, что в ущерб материалоемкости эта область может быть смещена в сторону больших аспектовых отношений.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом.

1. Определен вид зависимостей между потребляемой мощностью и создаваемым магнитным полем для тороидальных соленоидов со сплошной винтовой обмоткой, навитой по законам равнонаклонной и простой цилиндрической спиралей для трех основных распределений линейной плотности тока  $i_\theta$ : однородного, линейно убывающего и линейно возрастающего к периферии обмотки.

Для указанных соленоидов определены аналитические выражения коэффициентов формы, аналогичных коэффициенту Фабри для цилиндрических соленоидов.

2. Исследована зависимость коэффициента формы в широком диапазоне  $m$ , что позволяет анализировать эффективность как винтовых, так и обычных тороидальных соленоидов.

3. Выполнен сравнительный анализ рассмотренных соленоидов. Установлено, что максимальное (при данном  $m$ ) значение коэффициента эффективности слабо зависит от закона навивки, а при  $m > 10$  не зависит от него. Показано, что отличие максимальных значений  $G$  соленоидов с линейно убывающей и линейно возрастающей к периферии плотностью тока от коэффициента формы соленоидов с однородным распределением плотности тока  $i_\theta$  составляет соответственно приблизительно  $\pm 10\%$ .



4. Для указанных соленоидов проанализирована зависимость относительного объема проводника от  $m$  и  $G$ . Установлено, что соленоиды с линейно нарастающей к периферии плотностью тока  $i_{\theta}$  характеризуются значительно меньшим объемом проводника и относительно сильной зависимостью его от  $m$ . Соленоиды с линейно убывающей к периферии плотностью тока  $i_{\theta}$  имеют относительный объем проводника, более чем в два раза превышающий его в соленоидах с нарастающей к периферии плотностью тока, и весьма слабо зависящий от  $m$ .

Это позволяет сделать вывод, что во многих случаях следует отдавать предпочтение соленоидам с линейно возрастающей к периферии плотностью тока  $i_{\theta}$ , поскольку, с одной стороны, при незначительном снижении коэффициента эффективности они обладают значительно меньшим по сравнению с другими соленоидами относительным объемом проводника, а с другой стороны, такое распределение близко к распределению в обычных (невинтовых) равнонагруженных, послойно бандажированных тороидальных соленоидах, позволяющих существенно повысить напряженность тороидального магнитного поля.

5. Дана оценка максимального коэффициента эффективности "бессиловых" тороидальных соленоидов, навитых по закону равнонаклонной спирали при линейно нарастающей к периферии плотности тока  $i_{\theta}$ . Показано, что эффективность получения магнитных полей при помощи таких соленоидов приблизительно в 1,5 раза ниже, чем посредством обычных тороидальных соленоидов.

6. Приведенные аналитические выражения коэффициентов формы и графический материал позволяют выбрать оптимальные по потребляемой мощности и расходу проводника геометрические параметры как винтовых, так и обычных тороидальных соленоидов магнитных систем термоядерных установок.

## ПРИКНИЖНЫЙ БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Данилкин И.С., Шпиттель И.С. Новая схема двухзаходного стелларатора. Препринт ФИ АН СССР, им. Лебедева, №3, М., 1970.
2. Быков В.Е., Георгиевский А.В., Корявко В.И., Литвиненко Ю.А. "Бессиловые" тороидальные магнитные системы. Препринт ХФТИ АН УССР, ХФТИ 76-39, Харьков, 1976.
3. Амелин В.З., Базаева А.В., Быков В.Е. и др. "Бессиловые" тороидальные магнитные системы термоядерных установок - Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Термоядерный синтез, 1978, вып. I(2), М: ИАЭ, с.32-38.
4. Корявко В.И., Литвиненко Ю.А. Формфактор некоторых типов тороидальных соленоидов. - ЖТФ, 1979, т.49, с.2298-2303.
5. Монтгомери Д.Б. Получение сильных магнитных полей с помощью соленоидов. М.: Мир. 1971.

Виталий Захарович Амелин, Вколетта Борисовна Кунченко  
КОЭФФИЦИЕНТ ФОРМЫ ВИНТОВЫХ ТОРОИДАЛЬНЫХ СОЛЕНОИДОВ

Ответственные за выпуск В.З.Амелин, Л.М.Ракивненко

Редактор, корректор Т.В.Ситнянская

---

Подписано в печать 10.11.82. Т-19792. Формат 60x84/16.  
Бум. писчая. Офсетн. печ. 0,9 усл.п.л. 1,0 уч.- изд.л.  
Тираж 200. Заказ 7. Цена 15 коп. Индекс 3624.

---

Харьков-108, ротاپринт ХФТИ АН УССР

15 коп.

Индекс 3624

Препринт ХФТИ 83-7, Харьков, 1983, 1-16.