

ОРДЕНА ЛЕНИНА АКАДЕМИЯ НАУК УССР  
ОРДЕНА ЛЕНИНА ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ХФТИ 74-35

В.Ф.АЛЕКСИН, В.Н.ПЯТОВ, В.П.СЕБКО, В.И.ТЮПА

О ВОЗМУЩЕНИИ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ СТЕЛЛАРАТОРА  
ПРОДОЛЬНЫМ ПЛАЗМЕННЫМ ТОКОМ

Харьков 1974

ОРДЕНА ЛЕНИНА АКАДЕМИЯ НАУК УССР  
ОРДЕНА ЛЕНИНА ФИЗИКС-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ХФТИ 74-35

В.Ф.АЛЕКСИН, В.Н.ПЯТОВ, В.П.СЕБКО, В.И.ТЮПА

О ВОЗМУЩЕНИИ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ СТЕЛЛАРАТОРА  
ПРОДОЛЬНЫМ ПЛАЗМЕННЫМ ТОКОМ

Харьков 1974

В настоящей работе показано, что продольный ток в плазме, плотность которого спадает от центра линейно либо параболически, в случае резонансных возмущений может существенно изменять структуру конфигурации стелларатора.

При закручивании винтовых силовых линий продольным током вследствие уменьшения шара вблизи рациональных магнитных поверхностей образуются резонансные розетки сравнительно больших размеров (резонансы  $i = \pi$ ,  $i = 2\pi$ , где  $i$  - общий угол вращательного преобразования).

В случае раскручивания силовых линий током в плазме наряду с появлением розеток (на резонансах  $i = \sigma$ ) происходит уменьшение общего угла вращательного преобразования в периферийной части конфигурации. Результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными, полученными на стеллараторах с токонесущей плазмой.

Используемый для омического нагрева плазмы в стеллараторе продольный ток может оказывать существенное влияние на характеристики магнитной конфигурации. В работах [1-3] было показано, что качественное изменение конфигурации происходит тогда, когда шаг силовых линий, связанный с продольным током, совпадает с шагом винтовой обмотки. В этом случае возникает резонансная розеточная структура, которая с ростом тока приводит к разрушению магнитных поверхностей.

Последнее обстоятельство может стать причиной существенного ограничения тока омического нагрева, особенно в тех стеллараторах, которые имеют винтовые обмотки с небольшим числом шагов на длине волны. Если же вдоль оси стелларатора укладывается много периодов винтовой обмотки, величины токов, разрушающих магнитные поверхности (резонанс на шаге [1-3]), оказываются значительно большими, чем величины максимальных токов в действующих машинах. Однако в этих случаях даже при сравнительно небольших продольных токах появляются резонансные эффекты, связанные с замыканием силовых линий на себя после  $\ell$  обходов по большому кольцу и  $p$  обходов по малому азимуту. Известно, что при достижении отношения  $\ell/p$  целых чисел внутри конфигурации появляются рациональные магнитные поверхности, которые при наличии резонансных винтовых возмущений могут расплываться на отдельные резонансные области (розетки).

В работах [4-6] показано, что появление таких розеток определенных размеров приводит к резкому уменьшению времени жизни плазмы в бестокном стеллараторе. Целью настоящей работы было выяснение влияния продольного тока в плазме на удерживающие свойства конфигурации стелларатора.

Измерения, проведенные с помощью магнитных зондов, показали, что распределение плотности продольного тока вдоль малого радиуса стелларатора можно описать параболой в виде

$$j = j_0 \left[ 1 - \left( \frac{z}{a_0} \right)^m \right], \quad (1)$$

где  $j_0$  - плотность тока в центре плазменного шнура;  $z$  - текущий радиус;  $a_0$  - радиус границы плазмы;  $m$  - показатель степени, изменяющийся, как правило, от 1 до 2.

Используя результаты работ [2,3] и соотношение (1), получим уравнение для определения формы магнитных поверхностей  $n$ -заходного стелларатора при наличии плазменного тока

$$\psi = \gamma z^2 + 4z^n \cos n\theta + \delta \frac{m+2}{m} \frac{z^2}{a_0^2} \left[ 1 - \frac{4}{(m+2)^2} \left( \frac{z}{a_0} \right)^m \right], \quad (2)$$

где  $\gamma = B_0 \varepsilon \alpha / (2I)$ ;  $B_0$  - продольное магнитное поле;  $\varepsilon$  - тангенс угла наклона проводников винтовой обмотки к образующей цилиндра;  $\theta = \varphi - \varepsilon z$ ;  $z, \varphi, z$  - цилиндрические координаты;  $\delta = J/I$ ;  $J$  и  $I$  - токи в плазме и в винтовой обмотке; величины  $z$ ,  $a_0$  и  $z$  выражены в единицах радиуса винтовой обмотки  $a$ . В уравнении (2), как и в дальнейших формулах, верхний знак соответствует режиму закручивания силовых линий винтового магнитного поля. Нижний знак - режиму раскручивания. Выражение (2) написано для случая одной  $n$ -ой гармоники винтового поля. Как известно, применение винтовой обмотки с широкими полюсами и с заходностями  $n \geq 2$  (практически важные случаи) резко уменьшает амплитуды более высоких номеров гармоник. При небольших продольных токах в плазме  $\delta \ll 1$  (а это условие, как правило, выполняется в действующих стеллараторах) положение ребер сепаратрис определяем из уравнений  $\partial\psi/\partial z = 0$ ;

$$\left. \begin{array}{l} \partial\psi/\partial\theta = 0. \\ n\theta = \pi \end{array} \right\} \delta = \pm \frac{\delta}{a_0^2} \frac{m+2}{m} \left[ 1 - \frac{2}{m+2} \left( \frac{z_c}{a_0} \right)^m \right] + 2nz_c^{n-2}. \quad (3)$$

Принимая во внимание то, что плазменный ток всегда течет внутри магнитной конфигурации, то есть  $z_c = a_0$  (самосогласованный вариант, рис. 1), и используя (3), можно определить

изменение радиуса сепаратрисы вследствие протекания тока в плазме

$$z_{c\delta}^{n-2} - z_c^{n-2} = \pm \frac{\delta}{2n\alpha_0^2}, \quad (4)$$

где  $z_{c\delta}$  и  $z_c$  - радиусы сепаратрис в отсутствие (вакуумная поверхность) и при наличии тока.

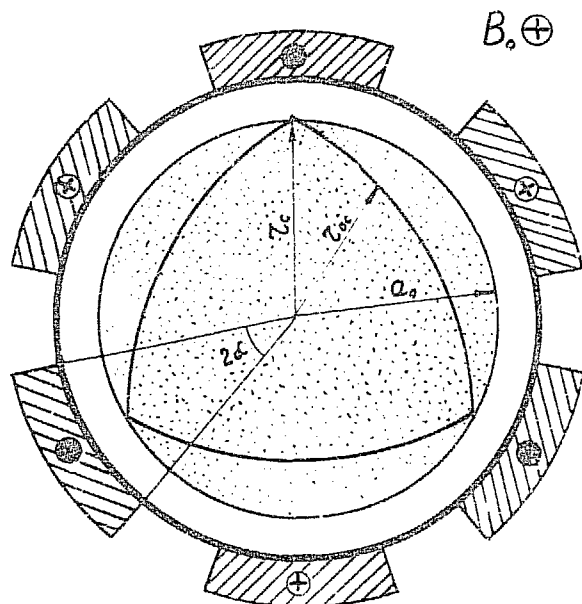


Рис. 1. Расположение продольного плазменного тока внутри 3-заходного стелларатора (самосогласованный вариант):  $z_c$  и  $z_{c\delta}$  - максимальный и средний радиусы граничной магнитной конфигурации;

$\alpha_0$  - радиус плазменного тока;  $2\alpha$  - центральный угол, характеризующий ширину полюса винтовой обмотки

Таким образом, в случае закручивания размеры граничной поверхности уменьшаются, при раскручивании - увеличивается. Расчеты и эксперименты показывают, что для большинства действующих стеллараторов, работающих в режиме омического нагрева, изменение размеров граничных поверхностей мало и не превосходит 10 % в используемом диапазоне изменений токов в плазме

( $\delta \ll 1$ ). Для определения углов вращательного преобразования воспользуемся уравнением силовой линии

$$\frac{r d\varphi}{dz} = \frac{B_\varphi}{B_0}; \quad \frac{dz}{dz} = \frac{B_z}{B_0}. \quad (5)$$

Для  $n$ -ой гармоники винтового поля составляющие  $B_\varphi$  и  $B_z$  равны

$$B_\varphi = A z^{n-1} \cos n\theta \pm \frac{2J}{ca} \frac{1}{a_0^2} \frac{m+2}{m} z \left[ 1 - \frac{2}{m+2} \left( \frac{z}{a_0} \right)^m \right], \quad (6)$$

$$B_z = A z^{n-1} \sin n\theta, \quad \text{где } A = \frac{4J}{ca} n. \quad (7)$$

Для учета влияния ширины полюса винтовой обмотки нужно во всех приведенных выше выражениях применять вместо значения тока винтовой обмотки  $I$  величину произведения  $I \frac{\sin n\alpha}{n\alpha}$ , где  $2\alpha$  является центральным углом, опирающимся на концы полюса (рис. 1).

Решая уравнение (5) с помощью метода усреднения [7], получим в итоге выражение для угла поворота на длине стелларатора:

$$i_x = \pm \mu \left[ 1 - \frac{2}{m+2} \left( \frac{z_0}{a_0} \right)^m \right] \varphi + \frac{2\pi A^2 k(n-1)}{\epsilon^2 B_0^2 n} \left[ 1 \pm \frac{\mu}{\epsilon} \left( 1 - \frac{2}{m+2} \frac{z_0^m}{a_0^m} \right) z_0^{2n-4} \right], \quad (8)$$

где величина  $\mu = \frac{2J}{ca} \frac{1}{a_0^2} \frac{m+2}{m}$ ,  $z_0$  - средний радиус магнитной поверхности,  $k$  - число периодов винтовой обмотки на длине установки  $L$ , выраженной в единицах  $a$ . Из выражения (8) видно, что при  $\frac{\mu}{\epsilon} \ll 1$  общий угол поворота  $i_x$  можно определять алгебраическим сложением углов вращательного преобразования отдельно от тока и от винтовой обмотки стелларатора. К примеру, ошибка в определении угла при таком сложении не превосходит 10% для стелларатора "Ураган" в критических режимах.

Взяв производную от угла поворота по радиусу, получим выражение для величины шира  $S = \frac{z_0^2}{L} \frac{di_x}{dz_0}$ , или

$$S = \mp \frac{2m}{m+2} \mu \frac{z_0^{m+1}}{a_0^m} + \frac{4\pi A^2 k(n-1)(n-2)}{\epsilon^2 B_0^2 n L} \left\{ 1 \pm \frac{\mu}{\epsilon} \left[ 1 - \frac{2n+m-4}{(n-2)(m+2)} \left( \frac{z_0}{a_0} \right)^m \right] \right\} z_0^{2n-3}. \quad (9)$$

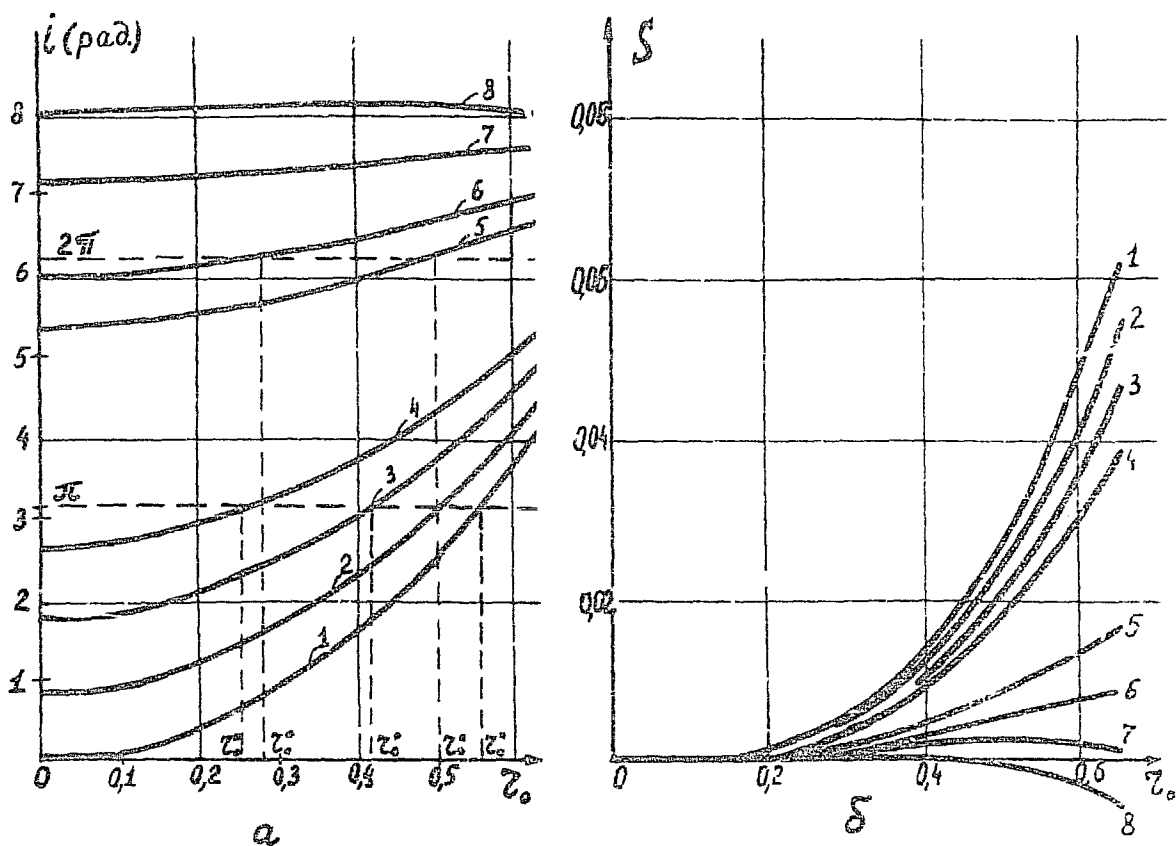


Рис. 2. Зависимости угла вращательного преобразования ( $\alpha$ ) и шира ( $\delta$ ) от среднего радиуса  $z_0$  в случае закручивания силовых линий током:

$$\begin{aligned}
 n &= 3; \quad m = 2; \quad \epsilon = 0,56; \quad \mathcal{L} = 92,4; \quad a_0 = 0,607; \\
 a &= 11,2 \text{ см}; \quad I = 2 \cdot 10^4 \text{ а}; \quad B_0 = 5 \cdot 10^3 \text{ э}; \\
 1 - \mu &= 0; \quad J/B_0 = 0; \quad 2 - \mu = 0,0097; \quad J/B_0 = 0,1 \text{ а/э}; \\
 3 - \mu &= 0,0194; \quad J/B_0 = 0,2 \text{ а/э}; \quad 4 - \mu = 0,029; \\
 J/B_0 &= 0,3 \text{ а/э}; \quad 5 - \mu = 0,058; \quad J/B_0 = 0,6 \text{ а/э}; \\
 6 - \mu &= 0,065; \quad J/B_0 = 0,67; \quad 7 - \mu = 0,0775; \\
 J/B_0 &= 0,8 \text{ а/э}; \quad 8 - \mu = 0,087; \quad J/B_0 = 0,9 \text{ а/э}
 \end{aligned}$$



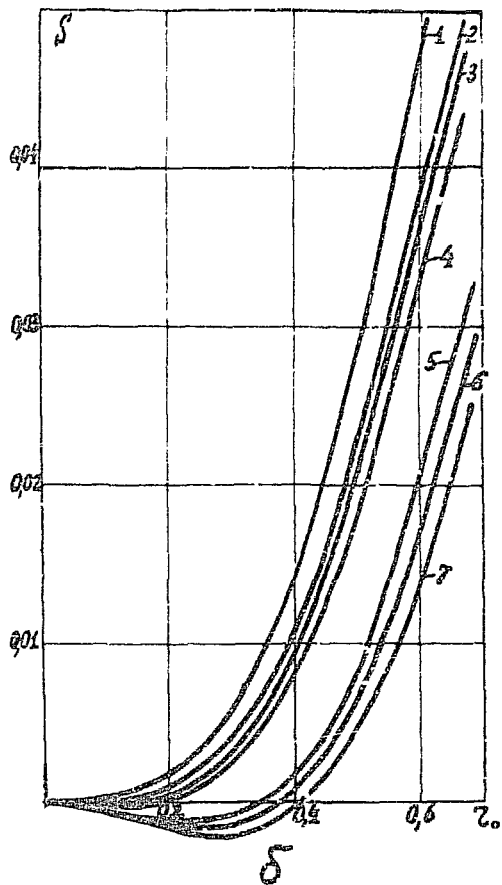
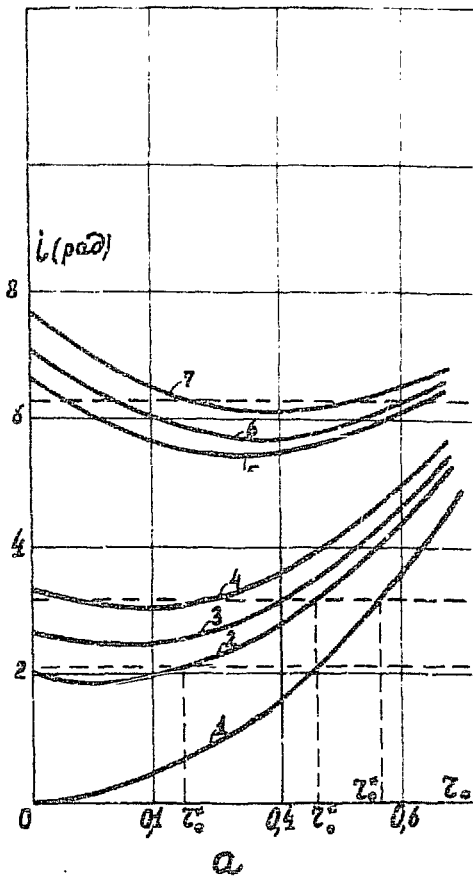


Рис. 3. Зависимости угла вращательного преобразования ( $\alpha$ ) и ширины ( $\delta$ ) от среднего радиуса  $z_0$  в случае закручивания силовых линий током:

$$\begin{aligned}
 n &= 3; & m &= 1; & \epsilon &= 0,56; & \mathcal{L} &= 92,4; & a_0 &= 0,607; \\
 \kappa &= 6; & a &= 11,2 \text{ см}; & I &= 2 \cdot 10^4 \text{ а}; & B_0 &= 5 \cdot 10^3 \text{ э}. \\
 1 - \mu &= 0; & J/B_0 &= 0; & 2 - \mu &= 0,0219; & J/B_0 &= 0,150 \text{ а/э}; \\
 3 - \mu &= 0,0292; & J/B_0 &= 0,20 \text{ а/э}; & 4 - \mu &= 0,0369; \\
 J/B_0 &= 0,253 \text{ а/э}; & 5 - \mu &= 0,073; & J/B_0 &= 0,5 \text{ а/э}; \\
 6 - \mu &= 0,0781; & J/B_0 &= 0,535 \text{ а/э}; & 7 - \mu &= 0,0849; \\
 & & J/B_0 &= 0,582 \text{ а/э}
 \end{aligned}$$

На рис. 2, а и 3, а представлены значения углов вращательного преобразования для 3-заходного стелларатора "Ураган" в случаях параболического и линейного спада плотности продоль-

ного тока вдоль малого радиуса (случай закручивания). Следует отметить, что характер кривых  $i = f(r_0)$  при наличии тока в плазме похож на зависимости углов поворота от радиуса в 2-заходном стеллараторе (без продольного тока). В обоих случаях имеет место угол вращательного преобразования на магнитной оси ( $r_0 = 0$ ). Из рис 2,а и 3,а видно, что как в отсутствие продольного тока, так и при небольших его значениях, на определенных средних радиусах  $r_0^*$  появляются рациональные магнитные поверхности с углом поворота  $i = \pi$  (или  $\ell/p = 2$ ). При увеличении тока в плазме возникает рациональные магнитные поверхности с углом поворота  $i = 2\pi$  ( $\ell/p = 1$ ). Такие величины углов вращательного преобразования, как видно (рис. 2,а и 3,а), наступают для "Урагана" при условии  $J/B_0 \approx (0,5 \pm 0,7)$  а/э или  $\mu \approx 0,06 - 0,087$  (критический режим). В экспериментах на "Урагане" критические режимы наступают при условии  $J/B_0 \approx (0,4 \pm 0,7)$  [8]. Расчеты и экспериментальные результаты показывают [4-6,9], что появление рациональных магнитных поверхностей всегда связано с опасными резонансными эффектами, следствием которых является образование одной (резонанс I-го рода,  $i = 2\pi$ ), двух (резонанс II-го рода,  $i = \pi$ ), трех и т.д. розеток с определенными размерами и различной формой. Уменьшение времени жизни плазмы при резонансах, которое наблюдается в ряде установок [4-6], связано с повышенной чувствительностью структуры магнитных поверхностей к резонансным возмущениям (образование волокистой структуры магнитных поверхностей и, как следствие, нарушение эргодического движения силовых линий, возможность повышенной диффузии частиц), а также с влиянием замыкания силовых линий на устойчивость и диффузию (развитие колебаний, образование конвективных ячеек и связанное с ними перемешивание траекторий).

Максимальные радиусы  $\tilde{r}$  резонансных розеток могут быть рассчитаны из выражений, полученных в работах [6,9]. Для резонансов  $\ell/p \geq 1$  величина  $\tilde{r}$  равна

$$\tilde{r}/r_0 = 2 \sqrt{\frac{B}{B_0}} \cdot \frac{1}{\ell \cdot S} \quad (10)$$

где  $\tilde{B}/B_0$  - относительные амплитуды возмущений магнитного поля, характерные предельные значения которых, связанные с точностью изготовления установок, лежат в интервале  $10^{-3} - 10^{-4}$  [4,6].

Таким образом, для каждого рода резонанса основным фактором, ограничивающим размеры резонансных розеток, то есть влияющим на устойчивость конфигурации, является шир или его производная при малом значении шира [9]. Известно также, что при величинах шира  $S \leq 2\pi\sqrt{\frac{M}{m}}$  (где  $M$  и  $m$  - массы ионов и электронов) возможно развитие дрейфовых колебаний.

Из выражения (9) видно, что с ростом продольного тока в плазме, распределенного по спадающему от центра закону ( $m \geq 1$ ), величина шира уменьшается, что приводит к увеличению размеров резонансных областей (рассматривается случай закручивания). Особенно сильное уменьшение шира происходит в практически важных случаях распределений плотности продольного тока по радиусу, когда  $m=1$  или  $m=2$  (рис. 2,б и 3,б). В ряде режимов при некоторых значениях плазменного тока в 3-заходном стеллараторе шир практически исчезает в основной части конфигурации (кривые 7,8 рис. 2,б и 3,б). Расчеты и эксперименты [4-6] показывают, что амплитуда возмущающей гармоник для резонанса I-го рода может быть в три-пять раз больше, чем амплитуда гармоник для резонанса II-го рода.

Используя этот факт и соотношения (8) и (9), вычислим для установки "Ураган" величины шира и оценим радиусы резонансных розеток при различных распределениях плотности тока ( $m=1$  и  $m=2$ ).

Из данных таблиц следует, что в бестокковом режиме (и при малых продольных токах) вследствие сравнительно больших значений шира характерные размеры розеток имеют незначительные величины и не могут оказывать существенного влияния на время удержания плазмы в ловушке. При увеличении тока и достижения им критических значений (резонанс II-го и особенно I-го рода) размеры резонансных областей могут достигать больших величин, которые связаны с практическим отсутствием шира в стеллараторе с продольным током.

Т а б л и ц а 1<sup>\*)</sup>Случай закручивания  $m=1$ ;  $a_0 = 0,607$ ;  $a = 11,2$  см

Резонанс $i=\pi$ ; $\bar{B}/B_0 = 10^{-4}$						
$\bar{J}/B_0 (a/\lambda)$	$\mu$	$r_0$	$S$	$\bar{J}/r_0$	$\bar{J}$	$\bar{J} (нн)$
0	0	0,56	0,041	0,0698	0,0391	4,38
0,15	0,0219	0,45	0,016	0,112	0,05	5,60
0,2	0,0292	0,4	0,0093	0,147	0,059	6,59
0,253	0,0369	0,1	-0,00017	7,08	0,108	12,1
Резонанс $i=2\pi$ ; $\bar{B}/B_0 = 3 \cdot 10^{-4}$						
0,5	0,073	0,63	0,024	0,22	0,14	15,9
0,535	0,0781	0,6	0,017	0,26	0,16	17,5
0,582	0,084	0,5	0,0051	0,48	0,24	27,2

\*) Размеры резонансных розеток со значениями шири  $S \sim 10^{-3}$  в действительности могут быть ограничены также и производной шири по радиусу

Важно указать на то, что в 3-заходном стеллараторе при наличии тока (и без него) может возникать внутри конфигурации смешивание резонансов, которое особенно опасно при малом шире. Например на рис. 2,а и 3,а для случая кривых 2,3 на определенных средних радиусах невозмущенных магнитных поверхностей появляются розетки II-го и III-го резонансов.

Следует отметить, что наряду с уменьшением шири режим закручивания характеризуется тем, что с ростом тока увеличиваются углы поворота на всех средних радиусах магнитных поверхностей (рис. 2,а и 3,а). В связи с этим вдали от резонансов

Т а б л и ц а 2<sup>ж</sup>)Случай закручивания  $m=2$ ;  $q_0 = 0,607$ ;  $a = 11,2$  см

Резонанс $i=\pi$ ; $\tilde{B}/B_0 = 10^{-4}$						
$J/B_0(a/2)$	$\mu$	$z_0$	$S$	$\tilde{r}/z_0$	$\tilde{r}$	$\tilde{r}$ (мм)
0	0	0,55	$3,7 \cdot 10^{-2}$	0,071	0,039	4,3
0,1	0,0097	0,50	$2,5 \cdot 10^{-2}$	0,089	0,0445	5,0
0,2	0,0194	0,41	$1,2 \cdot 10^{-2}$	0,127	0,052	5,9
0,3	0,0290	0,245	$0,15 \cdot 10^{-2}$	0,364	0,090	10,0
Резонанс $i=2\pi$ ; $\tilde{B}/B_0 = 3 \cdot 10^{-4}$						
0,60	0,058	0,5	$1 \cdot 10^{-2}$	0,363	0,182	20,4
0,67	0,065	0,275	$0,1 \cdot 10^{-2}$	1,09	0,299	33,6

ж) Размеры резонансных розеток со значениями шири  $S \sim 10^{-3}$  в действительности могут быть ограничены также и производной шири по радиусу

должны улучшаться равновесные свойства плазмы и увеличиваться времена удержания ее с точки зрения неоклассической теории диффузии [10-12]. Однако такое увеличение времени жизни (вследствие роста углов поворота) может происходить только до критических значений продольного тока, при которых появляются резонансы I-го либо II-го родов, характеризующиеся образованием больших розеток. Величины критических токов, рассчитанные для установки "Ураган" для случаев  $m = 1, 2$ , хорошо согласуются с экспериментально обнаруженными значениями этих токов [8]. Эксперименты на 2-заходном стеллараторе в бестоковом режиме [4-6] показывают, что при наличии резонансов  $i=2\pi$

в сечении плазменного шнура образуется область повышенной плотности плазмы с пространственными модами  $\rho = 1$ ;  $\ell = 1$ . Поскольку розетка, возникшая в этом резонансе, имеет такую же пространственную геометрию и обладает удерживающими свойствами [2,3] (винтовая ось), то в связи с этим плазма может хорошо заполнять резонансную область. Следует заметить, что в стеллараторе "Ураган" при значениях продольных токов, равных или близких к критическим, образуется так же структура шнура с пространственными модами ( $\rho = 1$ ,  $\ell = 1$ ) [8].

В режиме раскручивания силовых линий продольным током в плазме, нижний знак в выражениях (2-4) и (6-8), зависимости углов поворота и шира имеет вид, показанный на рис. 4, а, б.

Интересной особенностью этого режима является то, что в присоединенной области ( $z < z_0^*$ ) силовые линии магнитного поля (и частицы плазмы) вращаются в одну сторону, обусловленную направлением тока, в остальной же части конфигурации ( $z > z_0^*$ ) силовые линии закручиваются в другую сторону, связанную с вращением в этом направлении проводников винтовой обмотки. Как следует из рис. 4, а, в этих случаях всегда имеются рациональные магнитные поверхности ( $z = z_0^*$ ) с нулевым вращательным преобразованием на длине 3-го периода стелларатора.

В работе [13] было показано, что такие поверхности при наличии возмущений могут также расщепляться на резонансные розетки. Размеры этих розеток при незначительных продольных токах могут быть большими, поскольку вблизи рациональных поверхностей шир имеет малую величину (рис. 4, а, б). Однако с ростом продольного тока в режиме раскручивания величина шира возрастает и нужно ожидать уменьшения размеров резонансных областей.

Вместе с тем, как следует из выражения (8) и рис. 4, а, величины углов поворота на дальних магнитных поверхностях (в том числе и на последней) реального стелларатора с увеличением тока в плазме могут сильно уменьшаться. Этот фактор может вызывать наряду с ростом неклассических коэффициентов диффузии и значительное уменьшение  $\beta$  равн плазмы в стеллараторе.

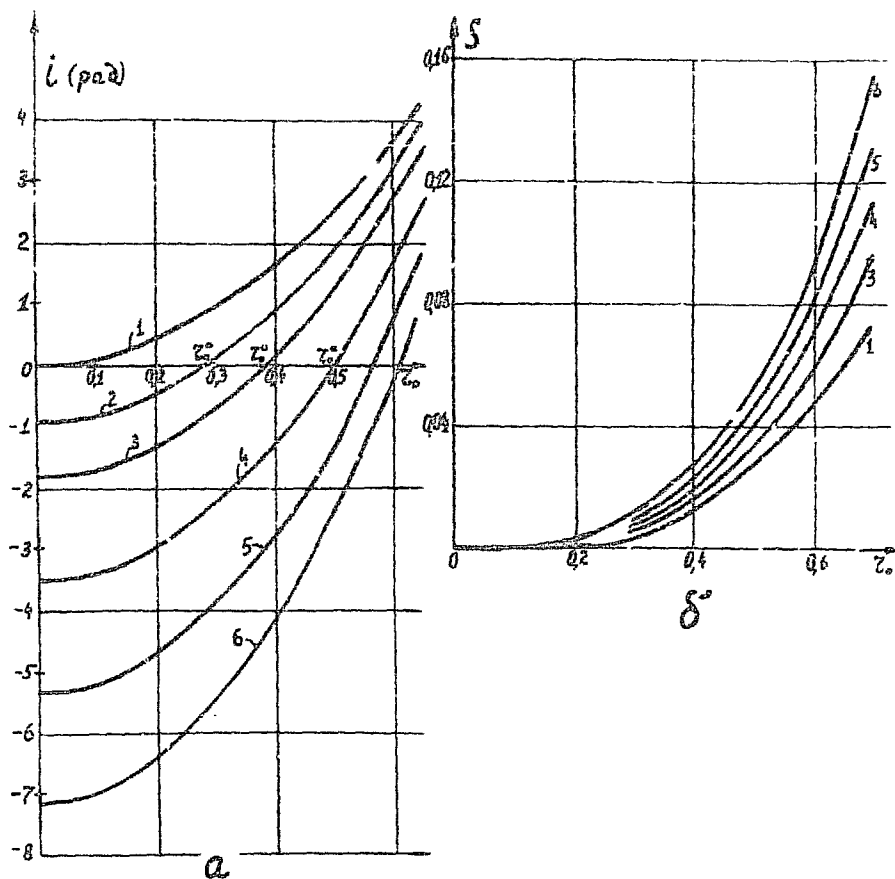


Рис. 4. Зависимости угла вращательного преобразования ( $\alpha$ ) и шира ( $\delta$ ) от среднего радиуса  $z_0$  в режиме раскручивания силовых линий током:

$$n = 3; \quad m = 2; \quad \xi = 0,56; \quad \mathcal{L} = 92,4; \quad a_0 = 0,607;$$

$$a = 11,2 \text{ см}; \quad I = 2 \cdot 10^4 a; \quad B_0 = 5 \cdot 10^3 \text{ э.}$$

$$1 - \mu = 0; \quad J/B_0 = 0; \quad 2 - \mu = 0,0097; \quad J/B_0 = 0,1 \frac{a}{z};$$

$$3 - \mu = 0,0194; \quad J/B_0 = 0,2 \frac{a}{z}; \quad 4 - \mu = 0,0388; \quad J/B_0 = 0,4 \frac{a}{z};$$

$$5 - \mu = 0,078; \quad J/B_0 = 0,6 \frac{a}{z}; \quad 6 - \mu = 0,0775; \quad J/B_0 = 0,8 \frac{a}{z}$$

Указанные обстоятельства могут являться причиной малых времен жизни плазмы на установках "Сириус" и "Ураган" даже при небольших продольных токах в режиме раскручивания по сравнению с временами жизни плазмы при закручивании силовых линий такими же плазменными токами.

Таким образом, магнитные конфигурации стелларатора при наличии продольного тока в плазме, распределенного по параболическому закону, могут претерпевать существенные изменения.

В случае закручивания силовых линий продольным током, вследствие уменьшения ширины могут появляться вблизи рациональных магнитных поверхностей резонансные области (резонансы  $i = \pi$  ;  $i = 2\pi$ ), которые ухудшают удерживающие свойства магнитных ловушек. Как показывают расчеты, резонансная структура поля может возникать при любом спадающем распределении ( $m > 2$ ) плотности продольного тока вдоль радиуса (даже в случаях, близких к однородному распределению  $m \rightarrow \infty$ ). Если же ток в плазме раскручивает силовые линии, то наряду с появлением резонансных розеток вблизи рациональных магнитных поверхностей (резонанс  $i = 0$ ) происходит уменьшение угла вращательного преобразования в периферийной части конфигурации. Этот фактор может привести к возрастанию неклассических коэффициентов диффузии и ухудшению равновесия плазмы в стеллараторе.

Проведенные расчеты согласуются с экспериментами, полученными на стеллараторах с токонесущей плазмой. Результаты данной работы могут быть использованы для выяснения возможностей удержания плазмы при нагреве ее током в стеллараторе.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Морозов А.И., Соловьев Д.С. - В кн.: "Вопросы теории плазмы", вып. 2, М, Госатомиздат, 1963, 3.
- [2] Волков Е.Д., Себко В.П., Тупа В.И. Структура магнитного поля стелларатора при наличии токонесущей плазмы. БТФ, 43, 1973, 967.
- [3] Aleksin V.F., Sebko V.P., Sizaya E.N., Tupa V.I. Perturbation of the Magnetic Configuration of a Stellarator by a Longitudinal Current in the Plasma, Nuclear Fusion, 13, 1973, 573.



- [4] Березецкий М.С. и др. Исследование структуры магнитных поверхностей стелларатора с двухзаходным винтовым полем. АТФ, 35, 1965, 2167.
- [5] *Bezezhetsky M.S., Grebenshchikov S.E., Kossy I.A., Mechnaev Ju.I., Rabinovich M.S., Sbitnikova I.S., Shpigel I.S., Investigation of quasi-stationary electric fields and plasma fluctuations in the L-1 stellarator; in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. Conf., Novosibirsk, CN-24/D-5, 1968) IAEA, Vienna, 1969, 529.*
- [6] Андрихина Э.Д. и др. Исследование структуры магнитного поля стеллараторов TOP-1 и TOP-2. - В сб.: "Стеллараторы", т.65, М., Наука, 1973, 73.
- [7] Боголюбов Н.Н., Митропольский Д.А. - В кн.: "Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний". М., Физматгиз, 1963, 36.
- [8] *Diky A.G., Kuznetsov Ju.K., Pavlichenko O.S., Samoilenko Ju.I., Suprunenko V.A., Tonkopryad V.M., Equilibrium and Stability of Plasma During Ohmic Heating in the "Uragan" Stellarator, Third International Symposium on Toroidal Plasma Confinement, report D12, Garching, Germany, 1973, 5.*
- [9] Соловьев Л.С., Шаfranов В.Д. - В кн.: "Вопросы теории плазмы", вып. 5, М., Атомиздат, 1967, 77.
- [10] Галеев А.А., Сагдеев Р.З. Явления переноса в разреженной плазме в тороидальных магнитных ловушках, ЖЭТФ, 53, 1967, 348

- [1] Коврижных Л.М. Процессы переноса в тороидальных магнитных ловушках. ЖЭТФ, 56, 1969, 877.
- [2] Kadomtsev V.B., Pogutse O.P., *Trapped Particles in Toroidal Magnetic Systems, Nuclear Fusion*, 11, 1971, 67.
- [3] Алексин В.Ф. Магнитное поле винтовых токов, текущих по поверхности тора. - В сб.: "Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза", вып. 3, Киев, "Наукова думка", 1963, 216.

Ответственный за выпуск В.П. Себко

---

Подписано к печати 1 июня 1974 года, Т-10844,  
формат 60x84/16, 1 п.л., зак. 474, тир. 270. Цена 10 коп.  
Харьков - 108, ротاپринт ФТИ АН УССР