удк 621.039.623 МАГНИТНЫЕ ПОВЕРХНОСТИ ДВУХЗАХОДНОГО СТЕЛЛАРАТОРА СО СМЕЩЕННЫМИ ВИНТОВЫМИ ОБМОТКАМИ

В.М. Залкинд, В.Г. Котенко, С.С. Романов (Национальный научный центр «Харьковский физикотехнический институт», Харьков, Украина)

В работе численным методом проведено изучение свойств конфигурации магнитных поверхностей в модели магнитной системы двухзаходного стелларатора со смещенными винтовыми обмотками. Смещение предпринято с целью улучшения доступа к объему удержания плазмы. Показано, что благоприятная для удержания плазмы смещенная внутрь тора конфигурация замкнутых магнитных поверхностей с плоской магнитной осью реализуется для двух из трех рассмотренных способов укладки витков проводника в однослойную винтовую обмотку. Так же, как и в обычном двухзаходном стеллараторе, в двухзаходном стеллараторе со смещенными винтовыми обмотками существование конфигурации замкнутых магнитных поверхностей наложения поперечного (компенсирующего) магнитного поля.

Ключевые слова: стелларатор, винтовые обмотки, смещение, численный расчет.

MAGNETIC SURFACES OF THE l = 2 STELLARATOR WITH DISPLACED HELICAL WINDINGS. V.M. ZALKIND, V.G. KOTENKO, S.S. ROMANOV. The paper deals with the magnetic surface configuration properties in the frame of a new model of the l = 2 stellarator with displaced helical windings. The displacement has been made to provide a better access to the plasma confinement volume. Numerical calculations have shown that the magnetic surface configuration, shifted inward the torus and appearing favorable for plasma confinement, can be realized in the absence of a transverse magnetic field for two of three discussed methods of conductor turn packing in helical coils.

Key words: stellarator, helical windings, displacement, numerical study.

введение

Для эффективного применения средств создания, нагрева и диагностики плазмы конструкция плазменной ловушки должна обеспечивать хороший доступ к объему удерживаемой плазмы. В магнитных системах замкнутых плазменных ловушек стеллараторного типа доступ ограничивается катушками тороидального магнитного поля и/или винтовыми обмотками. В частности, конструкция двухзаходного (l = 2) классического стелларатора содержит четыре винтовые обмотки с чередующимся направлением токов. Они равномерно распределены по полоидальному углу θ , и средняя величина углового зазора между соседствующими обмотками не превышает $\Delta \theta \sim \pi/2$. Конструкция двухзаходного торсатрона содержит две винтовые обмотки (с током одного направления). Поэтому при одинаковой площади поверхности тора, свободной от винтовых обмоток, зазор между винтовыми обмотками в торсатроне в 2 раза больше, чем в стеллараторе.

Однако в торсатроне однонаправленные винтовые токи создают сильное поперечное (перпендикулярное к экваториальной плоскости тора) магнитное поле. Его компенсация является непременным условием образования в торсатроне области удержания плазмы (замкнутых магнитных поверхностей). Для создания магнитного поля, тождественного полю двухзаходного классического стелларатора, требуется большое количество компенсирующих соленоидов [1]. На практике, чтобы сохранить доступ к объему удержания плазмы на приемлемом уровне, компенсация осуществляется с помощью 2-6 компенсирующих соленоидов и, естественно, не является идеальной. Поэтому в реальном торсатроне всегда существует некоторая величина нескомпенсированного поперечного магнитного потока. Колебания величины этого потока, вызванные, например, нестабильностью источника питания магнитной системы, приводят к появлению напряжения на обходе тора. В результате получение в торсатроне плазмы, свободной от омического тока и тока убегающих электронов, связано с определенными трудностями. Классический стелларатор, содержащий на поверхности тора винтовые токи чередующегося направления, принципиально лишен такого недостатка. Очевидны также преимущества стелларатора, обусловленные низким уровнем магнитных полей рассеяния, возможностью независимого изменения величин винтового и продольного магнитного поля и возможностью реализации простой схемы модульного варианта конструкции винтовых обмоток [2].

В настоящей работе проводится численное изучение свойств магнитного поля модели двухзаходного стелларатора со смещенными винтовыми обмотками. Смещение осуществляется таким образом, что два противолежащих угловых зазора между винтовыми обмотками оказываются увеличенными



Рис. 1. Сечение прямого двухзаходного (l = 2) стелларатора со смещенными винтовыми проводниками: δ — величина меньшего зазора между винтовыми проводниками. Катушки продольного магнитного поля B_0 не показаны

 $(\Delta \theta > \pi/2)$ на одну и ту же величину, а два других уменьшены ($\Delta \theta = \delta < \pi/2$) на эту же величину [3]. Смещение производится с целью улучшения доступа к объему удерживаемой плазмы в двухзаходном стеллараторе до уровня, имеющегося в двухзаходном торсатроне.

ЛИНЕЙНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Начальное представление о структуре магнитного поля в системах с винтовыми проводниками обычно получают в результате рассмотрения линейного приближения, когда винтовые токи текут по поверхности прямого кругового цилиндра. В этом случае магнитное поле обладает винтовой симметрией и может быть описано аналитически [4]. Согласно закону Био и Савара в объеме, ограниченном смещенными на угол δ (рис. 1) двумя парами (l = 2) винтовых проводников, компоненты магнитного поля могут быть записаны в следующем виде:

$$B_{r}(r, \theta, \zeta) - \frac{2\mu_{0}I}{\pi a} \left(\frac{r\sin 2\theta^{+}}{(1+r^{2})^{2} - 4r^{2}\cos^{2}\theta^{+}} - \frac{r\sin 2\theta^{-}}{(1+r^{2})^{2} - 4r^{2}\cos^{2}\theta^{-}} \right);$$

$$B_{\theta}(r, \theta, \zeta) - \frac{2\mu_{0}I}{\pi a} \left(\frac{r^{3} - r\cos 2\theta^{+}}{(1+r^{2})^{2} - 4r^{2}\cos^{2}\theta^{-}} - \frac{r^{3} - r\cos 2\theta^{-}}{(1+r^{2})^{2} - 4r^{2}\cos^{2}\theta^{-}} \right);$$

$$B_{\zeta}(r, \theta, \zeta) - B_{0} + \frac{2\mu_{0}I}{\pi a} \varepsilon \left(\frac{1-r^{2}\cos 2\theta^{+}}{(1+r^{2})^{2} - 4r^{2}\cos^{2}\theta^{+}} - \frac{1-r^{2}\cos 2\theta^{-}}{(1+r^{2})^{2} - 4r^{2}\cos^{2}\theta^{-}} \right),$$
(1)

где *a* — радиус цилиндра, по поверхности которого текут винтовые токи *I*; *r*, θ , ζ — цилиндрические координаты (*r*, ζ — в единицах *a*); $\varepsilon = 2\pi a/L \ll 1$ (*L* — длина шага навивки винтовых проводников); $\theta^+ = \theta - \varepsilon \zeta + \delta/2$; $\theta^- = \theta - \varepsilon \zeta - \delta/2$; μ_0 — магнитная константа.

Функция магнитных поверхностей $\Psi(r, \theta, \zeta)$ находится, как известно, из уравнения **В** $\nabla \Psi = 0$. С учетом компонентов (1) вектора магнитного поля **В** для рассматриваемого случая получим

$$\psi(r,\,\theta,\,\zeta) \quad B_0 \varepsilon \frac{r^2}{2} + \frac{\mu_0 I}{2\pi a} \left(\ln \frac{1 - 2r^2 \cos 2\theta^- + r^4}{1 - 2r^2 \cos 2\theta^+ + r^4} + 2 \operatorname{ctg} 2\theta^+ \operatorname{arctg} \frac{r^2 - \cos 2\theta^+}{\sin 2\theta^+} - 2 \operatorname{ctg} 2\theta^- \operatorname{arctg} \frac{r^2 - \cos 2\theta^-}{\sin 2\theta^-} \right). \tag{2}$$

В качестве примера на рис. 1 изображены сечения магнитных поверхностей, рассчитанные по формуле (2) при величине меньшего зазора между винтовыми проводниками $\delta = 50^{\circ}$.

По сравнению с l = 2-стелларатором с классическим расположением винтовых проводников ($\delta = 90^{\circ}$) особенностью конфигурации является труднодоступное для аналитического определения положение ребер сепаратрисы.

ОПИСАНИЕ РАСЧЕТНОЙ МОДЕЛИ

В основу расчетной модели магнитной системы l = 2-стелларатора со смещенными винтовыми обмотками были положены характеристики l = 2-торсатрона У-2М [5]. Магнитная система торсатрона У-2М содержит катушки тороидального магнитного поля B_0 , а каждая из двух его винтовых обмоток, в свою очередь, состоит из двух одинаковых частей, разделенных диагностической щелью и снабженных независимыми токоподводами. Эти технические особенности позволяют включить части по схеме двухзаходного стелларатора, т.е. две винтовые обмотки торсатрона с однонаправленными токами превращаются в четыре смещенные винтовые обмотки стелларатора с чередующимся направлением тока. Таким образом, появляется возможность сравнения параметров магнитных поверхностей в l = 2-стеллараторе и в l = 2-торсатроне с одной и той же величиной зазора между винтовыми обмотками.

Параметры расчетной модели были следующими:

— тороидальность $\alpha = a/R_0 = 0,2618$, *a* — малый радиус тора (средний радиус винтовых обмоток), R_0 — большой радиус тора;

— количество шагов винтовой обмотки на длине тора m = 2;

— закон навивки базовой винтовой линии (линии, вдоль которой осуществляется укладка винтовых обмоток) соответствует закону равнонаклонной спирали на торе, $\theta(\phi) = 2 \operatorname{arctg} \{ [(1 + \alpha)/(1 - \alpha)]^{0.5} \operatorname{tg}(m\phi/2) \}, \phi$ — тороидальный угол, θ — полоидальный угол;

— количество витков проводника в каждой из четырёх однослойных винтовых обмоток равно 10;

— средняя ширина каждой винтовой обмотки по полоидальному углу $\theta \sim 32^{\circ}$ (по тороидальному углу $\phi \sim 16^{\circ}$);

— средняя величина малого зазора, измеряемая между серединами образующих его винтовых обмоток, по полоидальному углу θ равна $\delta \sim 50^{\circ}$ (по тороидальному углу $\phi \sim 25^{\circ}$).

Система погружена в осесимметричное магнитное поле $B_{\phi} = B_0 R_0 / R$, где B_0 — магнитное поле на круговой оси тора; R — радиус точки наблюдения, отсчитываемый от прямой оси z тора. Поперечное магнитное поле отсутствует, $B_z = 0$.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В соответствии с рекомендациями [6] расчеты были проведены для нескольких способов укладки витков проводника в винтовые обмотки вдоль базовой винтовой линии. На рис. 2 *a*, *б*, *в* представлен вид



Рис. 2. Вид сверху на винтовые обмотки расчетной модели l = 2 стелларатора с различными способами укладки витков проводника. Видны малый (диагностическая щель) и большой зазоры между винтовыми обмотками с чередующимся направлением тока. Указаны тороидальные азимуты полоидальных сечений (см. рис. 3, 5, 7, 8): *а* — способ укладки 1; *б* — 2; *в* — 3

сверху на винтовые обмотки расчетной модели стелларатора для трех различных способов укладки винтовых проводников. Кроме разного количества базовых винтовых линий (жирный пунктир), для уяснения различий в способах укладки следует, в частности, обращать внимание на величину промежутков между обмотками на малом и большом экваторах тора.

Способ укладки 1 (конгруэнтная укладка). По способу 1 каждый виток слоя винтовой обмотки укладывается по одному и тому же закону, например, по закону базовой винтовой линии. В этом случае фигуры витков конгруэнтны, т.е. могут быть переведены одна в другую и в базовую линию поворотом вокруг прямой оси *z* тора. Вид сверху на винтовые обмотки расчетной модели стелларатора при укладке витков проводника по способу 1 представлен на рис. 2, *a*. Из него, как и следовало ожидать, видно, что измеряемая вдоль параллелей тора ширина винтовых обмоток на большом его экваторе больше ширины полюса на малом экваторе в $(1 + \alpha)/(1 - \alpha) \sim 1,7$ раза.

Масштабный рис. 3 представляет полученные из расчетов полоидальные сечения конфигурации магнитных поверхностей в l = 2-стеллараторе со смещенными винтовыми обмотками, уложенными по способу 1. Сечения разнесены по тороидальному углу φ в пределах полупериода магнитного поля, $\varphi = 0$, 22,5°, 45° (см. рис. 2, *a*). Внутренний круг обозначает сечение вакуумной камеры торсатрона У-2М. Все приведенные результаты расчетов касаются конфигурации магнитных поверхностей, примерно вписывающихся в размеры камеры. При неизменной величине продольного магнитного поля B_0 этого можно достичь изменением величины тока *I* в винтовых обмотках. Трапециевидные фигуры очерчивают контуры сечений винтовых проводников. Следствием принятого способа укладки являются наблюдаемые на рисунке значительные вариации размеров сечений винтовых обмоток. Точки и кружки внутри фигур отражают в данном сечении положение тонких токонесущих проводников расчетной модели с чередующимся направлением токов. Они размещаются на поверхности тора $a/R_0 = 0,2618$ (пунктирный круг), и каждая точка или кружок могут считаться следом базовой винтовой линии.



Рис. 3. Характерные полоидальные сечения (см. рис. 2, *a*) конфигурации магнитных поверхностей расчетной модели l = 2 стелларатора со смещенными винтовыми обмотками (способ укладки 1): $a - \phi = 0$; $\delta - \phi = 22,5^{\circ}$; $b - \phi = 45^{\circ}$

На рис. 3 видно, что во всех трёх сечениях след магнитной оси лежит в экваториальной плоскости тора. Ее малый радиус $r_{ax} = 0$, большой радиус равен $R_{0ax}/R_0 = 0.951 < 1$, т.е. конфигурация магнитных поверхностей с плоской магнитной осью смещена внутрь тора. Этот наиболее благоприятный с точки зрения удержания плазмы режим [7—9] реализуется при нулевом значении поперечного магнитного поля, B_z = 0. Параметры магнитных поверхностей практически совпадают с параметрами магнитных поверхностей исходного варианта модели l = 2-торсатрона в режиме с плоской магнитной осью [6]. Угол вращательного преобразования возрастает с увеличением среднего радиуса r магнитной поверхности, $\iota = 0.42 \rightarrow 0.63$. В конфигурации существует магнитный бугор, $U=0 \rightarrow 0,056$, величина пробочного отношения на магнитных поверхностях $\gamma = 1,008 \rightarrow 1,38$. По сравнению с моделью l = 2-торсатрона остается также неизменным большой радиус магнитной оси и средний радиус последней замкнутой магнитной поверхности, $r_{lc}/R_0 \approx 0.1$. Радиальные зависимости приведены на рис. 4 пунктирными линиями.



Рис. 4. Угол вращательного преобразования (1), величина магнитного бугра (U), величина пробочного отношения (γ) на магнитных поверхностях в зависимости от их среднего радиуса для различных способов укладки: – – – способ укладки 1; — – способ укладки 2; — – способ укладки 3

Были проведены численные расчеты аналогичной модели l = 2 классического стелларатора ($\delta = 90^{\circ}$). Оказалось, что два параметра в этом случае заметно отличаются: $\iota = 0,7 \rightarrow 1,05$, $U = 0 \rightarrow 0,01$.

Способ укладки 2 (гомеоморфная — виток к витку с двумя базовыми винтовыми линиями). По способу 2 формирование каждой из двух винтовых обмоток, образующих малый зазор, происходит в результате укладки проводника виток к витку симметрично по обе стороны от базовой винтовой линии, в качестве которой выбирается центральная линия малого зазора. На рис. 2, *б* представлен вид сверху на винтовые обмотки расчетной модели стелларатора при укладке витков по способу 2. Жирным пунктиром показана половина шага базовых винтовых линий, количество которых (две) совпадает с количеством малых зазоров. На рис. 2, *б* можно также видеть, что в отличие от способа 1 ширина винтовой обмотки по всей ее длине остается практически неизменной.

Масштабный рис. 5 представляет полученные из расчетов полоидальные сечения конфигурации магнитных поверхностей в модели l = 2-стелларатора со смещенными винтовыми обмотками, уложенными по способу 2. На рисунке видно, что заметных вариаций размеров полоидальных сечений винтовых обмоток в



Рис. 5. Характерные полоидальные сечения (см. рис. 2, *б*) конфигурации магнитных поверхностей расчетной модели *l* = 2 стелларатора со смещенными винтовыми обмотками (способ укладки 2): *a* — $\phi = 0$; *б* — $\phi = 22,5^{\circ}$; *в* — $\phi = 45^{\circ}$

этом случае не наблюдается. На рис. 5 и последующих рисунках 7 и 8 следы базовой винтовой линии не показаны (в базовом витке ток отсутствует, I = 0). На рис. 5 видно, что в системе наблюдается внутренняя ($|R - R_0| < a$) и внешняя ($|R - R_0| > a$) области существования замкнутых магнитных поверхностей. Они разнесены вдоль прямой оси z тора по разные стороны от его экваториальной плоскости. Внутренняя область существования замкнутых магнитных поверхностей располагается ниже экваториальной плоскоссти тора, z < 0. При изменении направления наложенного продольного магнитного поля B_0 эта область располагается над экваториальной плоскостью тора, z > 0. Последняя замкнутая магнитная поверхность вписывается в сечение вакуумной камеры (сечение $\varphi = 45^{\circ}$) при несколько увеличенном токе в винтовых проводниках по сравнению со способом 1, $I_2/I_1 = 1,087$. На магнитных поверхностях угол вращательного преобразования $\iota = 0, 6 \rightarrow 0, 7$, существует небольшой магнитный бугор, $U = 0 \rightarrow 0,02$, величина пробочного



Рис. 6. Угол вращательного преобразования (1), величина магнитного бугра (U), величина пробочного отношения (γ) на внешних магнитных поверхностях в зависимости от их среднего радиуса (способ укладки 2)

отношения $\gamma = 1,054 \rightarrow 1,31$. Магнитная ось — пространственная, ее большой радиус $R_{0ax}/R_0 = 0,983$ смещен на расстояние $\Delta z/R_0 = -0,04$ от экваториальной плоскости тора, малый — $r_{ax}/R_0 = 0,044$ и величина среднего радиуса последней замкнутой магнитной поверхности $r_{lc}/R_0 \approx 0,063$. Радиальные зависимости показаны на рис. 4 тонкими линиями.

Внешняя область существования замкнутых магнитных поверхностей располагается над экваториальной плоскостью тора. При изменении направления наложенного продольного магнитного поля В₀ она будет располагаться под экваториальной плоскостью тора. Магнитная ось — пространственная. Ее большой радиус $R_{0ax}/R_0 = 0,983$ смещен на расстояние $\Delta z/R_0 = 0,42$ от экваториальной плоскости тора, малый — $r_{\rm ax}/R_0 = 0,015$. На магнитных поверхностях этой области угол вращательного преобразования мал, $\iota = 0.07 \rightarrow 0.03$, существует большой магнитный бугор, $U = 0 \rightarrow 0.17$, величина пробочного отношения $\gamma = 1,16 \rightarrow 2,08$. Величина среднего радиуса последней замкнутой магнитной поверхности $r_{lc}/R_0 \approx 0.24$. Радиальные зависимости приведены на рис. 6.

Способ укладки 3 (гомеоморфная — виток к витку с четырьмя базовыми винтовыми линиями). По способу 3 проводники винтовой обмотки укладываются так же, как и по способу 2, —виток к витку по обе стороны от базовой винтовой линии. Отличием является то, что каждая из четырёх винтовых обмоток укладывается относительно собственной базовой линии (рис. 2, *в*, жирный пунктир).

Характерной особенностью является то, что полоидальные размеры малого и большого зазоров при таком способе укладки изменяются от сечения к сечению в широких пределах. Величина же сечений винтовых обмоток, как и при укладке по способу 2, остается почти неизменной. Это можно видеть из рис. 7.



Рис. 7. Характерные полоидальные сечения (см. рис. 2, *в*) конфигурации магнитных поверхностей расчетной модели *l* = 2 стелларатора со смещенными винтовыми обмотками (способ укладки 3): *a* — ϕ = 0; *б* — ϕ = 22,5°; *в* — ϕ = 45°

На рис. 7 также видно, что во всех сечениях след магнитной оси лежит в экваториальной плоскости тора. Ее малый радиус $r_{ax} = 0$, большой радиус равен $R_{0ax}/R_0 = 0.947 < 1$, т.е. конфигурация магнитных поверхностей с плоской магнитной осью смещена внутрь тора несколько глубже, чем при укладке по способу 1. Последняя замкнутая магнитная поверхность вписывается в сечение вакуумной камеры при $I_3/I_1 = 1,14$. Угол вращательного преобразования возрастает с увеличением среднего радиуса магнитной поверхносто сти, $\iota = 0.55 \rightarrow 0.83$. В конфигурации существует магнитный бугор, $U = 0 \rightarrow 0.045$, величина пробочного отношения на магнитных поверхностях $\gamma = 1,006 \rightarrow 1,37$. Величина среднего радиуса последней замкнутой магнитной поверхности $r_l / R_0 \approx 0.09$. Радиальные зависимости показаны на рис. 4 жирными линиями.

Для этого способа укладки была рассмотрена конфигурация замкнутых магнитных поверхностей, удаленных от стенки вакуумной камеры, что обеспечивалось дальнейшим увеличением тока в винтовых обмотках, $I_3/I_1 = 1,3$.

На рис. 8 видно, что во всех сечениях след магнитной оси лежит в экваториальной плоскости тора, ее ма-



Рис. 8. Характерные полоидальные сечения (см. рис. 2, *в*) конфигурации магнитных поверхностей расчетной модели l = 2 стелларатора со смещенными винтовыми обмотками (способ укладки 3) и увеличенным значением винтовых токов: $a - \phi = 0$; $\delta - \phi = 22,5^{\circ}$; $s - \phi = 45^{\circ}$

лый радиус $r_{ax} = 0$, большой радиус $R_{0ax}/R_0 = 0.947$. Поскольку $R_{0ax1}/R_0 < 1$, конфигурация магнитных поверхностей смещена внутрь тора. Угол вращательного преобразования возрастает с увеличением среднего радиуса магнитной поверхности, $\iota = 1, 1 \rightarrow 1, 25$. В конфигурации существует магнитный бугор, $U = 0 \rightarrow 0,013$, величина пробочноотношения на магнитных поверхностях го $\gamma = 1,008 \rightarrow 1,2$. Величина среднего радиуса последней замкнутой магнитной поверхности $r_{lc}/R_0 \approx 0.044$. Видно, что последняя замкнутая магнитная поверхность конфигурации удалена от стенки вакуумной камеры во всех трех сечениях. Радиальные зависимости показаны на рис. 9.

На рис. 8 сплошными линиями представлены полученные из расчета сечения поверхности границы стохастического слоя магнитных силовых линий (эквиконнекты [10, 11]), т.е. границы слоя плазмы переходных параметров — плазмы SOL. Как видно на рисунке, эквиконнекта в отдельных полоидальных сечениях имеет участки пересечения с контуром вакуумной камеры.



Рис. 9. Угол вращательного преобразования (1), величина магнитного бугра (U), величина пробочного отношения (γ) на магнитных поверхностях в зависимости от их среднего радиуса (способ укладки 3 с увеличенным значением винтовых токов)

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В работе рассматривается схема двухзаходного стелларатора со смещенными винтовыми обмотками. Схема обсуждается в связи с возможностью улучшения доступа к объему удержания плазмы в тороидальных магнитных системах, содержащих на поверхности тора винтовые токи чередующегося направления. В приближении прямой системы получено выражение для функции магнитных поверхностей. С его помощью показана принципиальная возможность существования области магнитного поля с вращательным преобразованием силовой линии и замкнутыми магнитными поверхностями в объеме, охватываемом смещенными винтовыми токами.

Были проведены численные расчеты тороидальной модели двухзаходного стелларатора со смещенными винтовыми обмотками. Они показали, что смещение винтовых обмоток не приводит к деградации конфигурации магнитных поверхностей для двух из трех рассмотренных способов укладки винтовых проводников. Параметры магнитных поверхностей расчетной модели несколько уступают параметрам магнитных поверхностей двухзаходного стелларатора с классическим расположением винтовых обмоток ($\delta = 90^{\circ}$). Однако они практически не отличаются от параметров магнитных поверхностей исходного варианта двухзаходного торсатрона в режиме с плоской магнитной осью. Наиболее адекватным и универсальным в этом смысле является способ укладки 1, где каждый виток проводника имеет фигуру базовой винтовой линии. Это единственный случай, когда остается неизменной величина большого радиуса магнитной оси ($R_{0ax}/R_0 = 0,951$) и сохраняется величина среднего радиуса последней замкнутой магнитной поверхности ($r_{lc}/R_0 \approx 0,1$). Поэтому разработка технологии изготовления винтовых обмоток с укладкой проводников по способу 1 представляется достаточно актуальной.

Расчетами также установлено, что способ 2 укладки винтовых проводников (виток к витку с двумя базовыми линиями) приводит к появлению внутренней и внешней областей существования замкнутых магнитных поверхностей с пространственными магнитными осями. Это является следствием того, что в симметризованные относительно базовой винтовой линии части торсатронной винтовой обмотки заведены токи противоположного направления. Их совместное действие оказывается аналогичным усиленному действию специальной корректирующей обмотки [12]. Именно этим можно объяснить смещение внутренней области магнитных поверхностей в направлении, перпендикулярном экваториальной плоскости тора.

Внешняя область существования замкнутых магнитных поверхностей с отдельной магнитной осью не имеет аналога в прямых системах. Ее появление в рассматриваемой системе так же, как и в тороидальных винтовых магнитных системах типа Яматор [13, 14], является одним из тех труднодоступных для аналитических расчетов эффектов, к которым в данном случае приводит нарушение винтовой симметрии магнитного поля. Параметры внешних магнитных поверхностей малопригодны для стеллараторного эксперимента. Их интересные особенности — внешнее относительно винтовых обмоток расположение и большой объем — подлежат, по-видимому, дальнейшей оценке. В целом можно считать, что способ 2 укладки проводников по сравнению со способами 1 и 3 приводит к существенной деградации конфигурации магнитных поверхностей. Тем самым обнаруживается настоятельная необходимость в учете способа укладки буквально каждого витка проводника в винтовые обмотки при разработке конструкции и технологии изготовления винтовых магнитных систем.

Способ укладки 3 (виток к витку с четырьмя базовыми линиями) приводит к несколько более глубокому смещению конфигурации магнитных поверхностей ($R_{0ax}/R_0 = 0,947$) внутрь тора и некоторому уменьшению области существования замкнутых магнитных поверхностей ($r_{lc}/R_0 \approx 0,09$). Как предполагалось ранее [12], симметризованная относительно базовых линий укладка проводников позволяет избежать смещения области существования замкнутых магнитных поверхностей в направлении, перпендикулярном экваториальной плоскости тора.

Численными расчетами продемонстрирована также возможность отрыва плазменного шнура от стенки вакуумной камеры. Сравнительно небольшое (в 1,3 раза) увеличение тока винтовых обмоток (способ укладки 3) при неизменной величине наложенного продольного магнитного поля уменьшает величину среднего радиуса последней замкнутой магнитной поверхности более чем в 2 раза. При этом наблюдается заметное увеличение угла вращательного преобразования как на магнитной оси, так и на

последней замкнутой магнитной поверхности. Однако форма эквиконнекты указывает на то, что взаимодействие плазмы SOL со стенкой вакуумной камеры полностью исключить не удается.

В заключение следует отметить, что в двухзаходном стеллараторе со смещенными винтовыми обмотками конфигурация модульных винтовых обмоток, выполненная, например, по схеме [2], несколько упрощается, так как длина токовых перемычек между отрезками винтовых обмоток, образующих малый зазор, становится меньше обычной. С точки зрения минимизации материалоемкости модульной винтовой сверхпроводящей магнитной системы термоядерного реактора и потребных криогенных мощностей для получения и поддержания в нем рабочего магнитного поля [15] уменьшение длины перемычек и отсутствие крупногабаритных компенсирующих соленоидов ($B_z = 0$) являются исключительно благоприятными факторами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Данилкин И.С., Шпигель И.С. Новая схема двухзаходного стелларатора. В сб.: Труды ФИАН им. П.Н. Лебедева. М.: Наука, 1973, т. 65, с. 50—64.
- Hamberger S.M., Sharp L.E., Peterson L.F. Large stellarator based on modular coils. In: 9th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Oxford, 17—21 September, 1979, p. 74.
- Kotenko V.G., Romanov S.S., Zalkind V.M. The *l* = 2 stellarator with displased helical windings. Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Plasma Phys. (10), 2007, № 1, c. 18—20.
- 4. Алексин В.Ф. К расчету магнитного поля стелларатора. ЖТФ, 1961, т. 31, с. 1284.
- 5. Bykov V.E. et al. Fusion Technology, 1990, vol. 17, p. 140.
- Котенко В.Г., Курило Д.В., Сергеев Ю.Ф. Влияние способа укладки витков проводника в полюса винтовой обмотки на конфигурацию магнитного поля 2-заходного торсатрона в режиме с плоской магнитной осью. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2005, вып. 4, с. 42—52.
- Obiki T., Sudo S., Sano F. et al. Confinement improvement in ECH and NBI heated Heliotron *E* plasmas. In: 13th Conf. Proc. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Washington, D.C., 1—6 October, 1990. — Vienna: IAEA, 1991, vol. 2, p. 425—438.
- 8. Okamura S., Matsuoka K., Akijama R. et al. Confinement physics study in small low aspect ratio helical device: CHS. Nucl. Fusion, 1999, vol. 39, p. 1337.
- 9. Yamada H., Watanabe K.Y., Yamazaki K. et al. Energy confinement and thermal transport characteristics of net current free plasmas in the Large Helical Device. Nucl. Fusion, 2001, vol. 41, p. 901.
- 10. Котенко В.Г., Романов С.С., Бєсєдін М.Т. Магнітна система стеллараторного типу для дослідницького термоядерного реактора. УФЖ, 2001, т. 46, № 11, с. 1127—1132.
- 11. Котенко В.Г. О механизме возникновения «вертикальной» асимметрии величины дивертируемых плазменных потоков в торсатроне. Физика плазмы, 2007, т. 33, вып. 3, с. 280—284.
- 12. Котенко В.Г. Специальная корректирующая обмотка торсатрона. ЖТФ, 2004, вып. 9, с. 134—136.
- Kotenko V.G., Lesnyakov G.G., Romanov S.S. Yamator: High Magnetic-Well Value Stellarators. Plasma Fusion Res. SERIES, 2000, vol. 3, p. 154—157.
- 14. Kotenko V.G., Volkov E.D. The influence of the helical-coil angular size on the Yamator magnetic surface characteristics. Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Plasma Phys. (7), 2002, № 4, p. 65—66.
- Котенко В.Г., Курносов В.И., Скибенко Е.И., Юферов В.Б. Сравнение криогенно-сверхпроводящих параметров магнитных систем торсатронов с непрерывными и модульными винтовыми обмотками. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1984, вып. 4(17), с. 37—40.

Статья поступила в редакцию 18 марта 2008 г. Исправленный вариант получен 4 июля 2008 г. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 2008, вып. 4, с. 67—75.