

УДК 621.039.623

## ВЛИЯНИЕ РАСЩЕПЛЕНИЯ ВИНТОВЫХ ОБМОТОК НА МАГНИТНУЮ КОНФИГУРАЦИЮ $l = 2$ ТОРСАТРОНА С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ ТОРОИДАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

*В.Г. Котенко, Д.В. Курило, Ю.Ф. Сергеев, Э.Л. Сороковой, Е.Д. Волков  
(Харьковский физико-технический институт, Харьков, Украина)*

Проведено изучение свойств магнитных поверхностей в модели двухзаходного ( $l = 2$ ) торсатрона с катушками дополнительного тороидального магнитного поля (торсатрон типа У-2М) в зависимости от величины тороидального угла полного и частичного расщепления его винтовых обмоток на две равные части. Показано, что в рассматриваемой модели  $l = 2$  винтовой магнитной системы так же, как и в модели  $l = 2$  винтовой магнитной системы без катушек дополнительного тороидального магнитного поля (гелиотрон типа LHD), частичное расщепление винтовых обмоток является эффективным методом управления положением конфигурации магнитных поверхностей относительно поверхности опорного тора. Применение метода может способствовать созданию увеличенного зазора между плазмой и 1-й стенкой в термоядерном реакторе на основе магнитной системы стеллараторного типа. Расчёты также показали, что при углах расщепления больше некоторой предельной величины появляются признаки деградации магнитных поверхностей, свойственные торсатронам/гелиотронам с повышенной заходностью винтовых обмоток ( $l > 2$ ).

**Ключевые слова:**  $l = 2$  торсатрон, гелиотрон, винтовые обмотки, расщепление, магнитные поверхности, численный расчёт.

THE INFLUENCE OF A HELICAL COIL SPLITTING ON MAGNETIC CONFIGURATION OF THE  $l = 2$  TORSATRON WITH AN ADDITIONAL TOROIDAL MAGNETIC FIELD. V.G. KOTENKO, D.V. KURILO, Ju.F. SERGEJEV, E.L. SOROKOVOJ, Ye.D. VOLKOV. Numerical studies were undertaken to elucidate the magnetic surface behavior in the model of the  $l = 2$  U-2M torsatron type with additional toroidal magnetic field coils as a function of the toroidal angle of the total and partial helical coil splitting into two equal parts. It is shown that in the  $l = 2$  torsatron helical magnetic system considered similar to the  $l = 2$  helical magnetic system without additional toroidal magnetic field coils (the LHD heliotron type), a partial splitting of the helical coil is an effective method to control the magnetic surface configuration position relative to the surface of the supporting torus. The application of the method can facilitate creation of the enlarged plasma-1st wall clearance in a fusion reactor based on stellarator-type magnetic systems. Also, the calculations show the signs of the magnetic surface degradation inherent in the torsatrons/heliotrons with polarity  $l > 2$ , if the toroidal angle of the helical coil splitting becomes larger than some boundary value.

**Key words:**  $l = 2$  torsatron, heliotron, helical coils, splitting, magnetic surface, numerical study.

### ВВЕДЕНИЕ

Расщеплённая тороидальная винтовая обмотка состоит обычно из двух частей. Части лежат на поверхности (опорного) тора и смещены друг относительно друга по определённому закону (или схеме). Расщепление винтовых обмоток может рассматриваться как один из возможных видов искажения их геометрии [1] или как способ перераспределения тока по их сечению [2], влияющие в равной степени на топологию магнитного поля стелларатора.

Схемы расщепления, как и цели, достигаемые с их помощью, могут быть различными. Так, в 2-заходном торсатроне У-2М [3] с катушками дополнительного тороидального магнитного поля (ДП) было осуществлено полное расщепление винтовых обмоток (без точек касания частей). Оно было предпринято с целью создания по всей длине установки вспомогательной винтовой диагностической щели небольшой постоянной ширины. Кроме того, наличие щели существенно упрощало технологию изготовления и повышало точность монтажа разборной однослойной винтовой обмотки торсатрона.

В проекте реактора-стелларатора FFHR-2S, который в настоящее время разрабатывается на основе магнитной системы 2-заходного торсатрона без ДП (гелиотрон типа LHD [4]), изучается возможность применения схемы частичного расщепления винтовых обмоток (с точками касания частей) [5, 6]. Здесь расщепление рассматривается как модуляция плотности винтового тока, способная привести к центрированию конфигурации замкнутых магнитных поверхностей относительно поверхности опорного тора. Кроме того, параметр шага винтовых обмоток  $p = (m/l)(a/R_0)$  ( $m$  — количество периодов магнитного поля,  $l$  — заходность винтовых обмоток,  $a$ ,  $R_0$  — малый и большой радиусы тора соответственно) предполагается меньше, чем  $p = 1,25$ , принятый в LHD,  $1 < p < 1,25$ . Целью модернизаций является создание в реакторе увеличенного зазора между областью существования замкнутых магнитных поверхностей и первой стенкой. Величина зазора должна быть достаточной не только для размещения blankets (~1,2 м), но и для предотвращения пересечения его поверхности слоем стохастических силовых линий, находящимся вне последней замкнутой магнитной поверхности. Предполагается, что это позволит избежать непосредственного воздействия на элементы 1-й стенки плазмы переходных параметров (так называемой SOL-плазмы).

Настоящая работа посвящена выяснению влияния нескольких простейших схем расщепления винтовых обмоток и его величины на конфигурацию замкнутых магнитных поверхностей в 2-заходном торсатроне с ДП, винтовая обмотка которого характеризуется пониженным значением параметра шага  $p$ ,  $p < 1$ . Численные расчёты проводились применительно к одной и той же исходной модели магнитной системы для конфигураций магнитных поверхностей с плоской магнитной осью, удалённых от поверхности тора,  $r_{ic}/a < 0,5$  ( $r_{ic}/R_0 < 0,13$ ),  $r_{ic}$  — средний радиус последней замкнутой магнитной поверхности.

### ОПИСАНИЕ РАСЧЁТНОЙ МОДЕЛИ

Основные геометрические характеристики исходной расчётной модели (рис. 1, *a*) были близки к проектным характеристикам 2-заходного торсатрона У-2М с ДП [3]:

- тороидальность  $\alpha = a/R_0 = 0,26$ ;
- количество заходов винтовых обмоток  $l = 2$ ;
- количество шагов каждой винтовой обмотки на длине тора  $n = 2$ ;
- число периодов магнитного поля  $m = 4$ ;
- параметр шага винтовых обмоток  $p = 0,52$ .

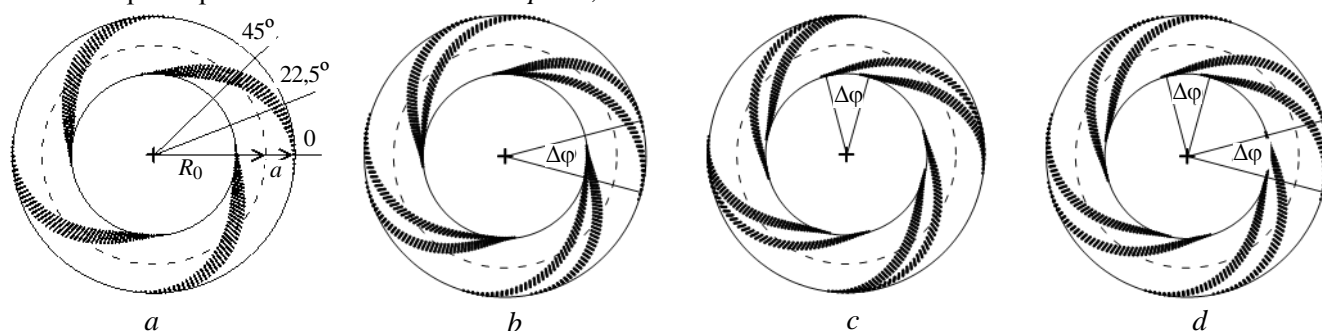


Рис. 1. Вид сверху на винтовые обмотки расчётных моделей: *a* — исходная модель; *b* — частичное внешнее расщепление винтовых обмоток; *c* — частичное внутреннее расщепление; *d* — полное расщепление;  $\Delta\varphi$  — тороидальный угол расщепления. Указаны тороидальные азимуты полоидальных сечений (см. рис. 4, 6)

Модель содержала две однослойные винтовые обмотки по 10 тонких витков проводника. Все 20 витков укладывались на поверхности тора по одному и тому же закону цилиндрической спирали  $\theta = n\varphi$ , где  $\theta$  — полоидальный угол,  $\varphi$  — тороидальный. Ширина каждой винтовой обмотки по тороидальному углу составляла  $\sim 20^\circ$ .

В расчётах поперечное компенсирующее поле считалось однородным, дополнительное тороидальное магнитное поле — осесимметричным. Представление о рассматриваемых схемах расщепления винтовых обмоток исходной модели можно получить в результате рассмотрения рис. 1.

Если известен закон  $\theta(\varphi)$  исходной винтовой линии, то в декартовой системе координат, где ось  $z$  направлена вдоль прямой оси вращения тора, уравнение винтовой линии может быть записано в удобном для численных расчётов параметрическом виде. Например, координата  $x$  любой точки винтовой линии одной из частей расщеплённой винтовой обмотки вычисляется в соответствии с выражением  $x = R^* \cos(\varphi + \varphi_s)$ . Здесь  $R^* = R_0 + a \cos(\theta(\varphi))$ , а  $\varphi_s = k\Delta\varphi/2$ . В случае частичного внешнего расщепления  $k = k_b = |\cos(n\varphi/2)|$ , в случае частичного внутреннего расщепления  $k = k_c = |\sin(n\varphi/2)|$  и  $\Delta\varphi/2$  имеет смысл амплитуды расщепления. При полном расщеплении  $k = k_d = 1$ , т.е.  $\varphi_s = \Delta\varphi/2 = \text{const}$ . Описание точек винтовой линии другой части расщеплённой винтовой обмотки требует замены  $\varphi_s \rightarrow -\varphi_s$ . В отличие от полного расщепления винтовых обмоток торсатрона У-2М рассматриваемое здесь полное расщепление винтовых обмоток соответствует конгруэнтному способу 1 укладки витков проводника в однослойные винтовые обмотки [7].

### СВОЙСТВА КОНФИГУРАЦИЙ МАГНИТНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

В гелиотроне конфигурация магнитных поверхностей с пространственной магнитной осью может переходить в режим с плоской круговой магнитной осью (радиус  $R_{ax}$ ). Режим характеризуется повышенными параметрами удерживаемой плазмы [8—10] и реализуется при определённом значении компенси-

рующего магнитного поля  $B_z = B_{zm}$  [11]. Возможность существования подобного режима в  $l = 2$  торсатроне с ДП была подтверждена численными расчётами [12].

В настоящей работе была определена величина  $B_{zm}/b_o$  ( $b_o$  — величина продольного компонента магнитного поля, создаваемого винтовыми обмотками на круговой оси тора) и величина большого радиуса плоской магнитной оси  $R_{ax}/R_o$  в зависимости от вида и величины угла расщепления винтовых обмоток (рис. 2). Угол расщепления  $\Delta\varphi$  — это угол между срединными витками расщеплённых частей винтовых обмоток. Из рассмотрения рис. 2 следует, что в случае полного расщепления винтовых обмоток по схеме  $d$  изменение угла расщепления не влияет на величину радиуса плоской магнитной оси,  $(R_{ax}/R_o)_{a, d} = 0,98$ , и величину компенсирующего магнитного поля,  $(B_{zm}/b_o)_{a, d} = 0,731$ , определенные для исходной модели с нерасщепленными винтовыми обмотками ( $\Delta\varphi = 10^\circ$ ).

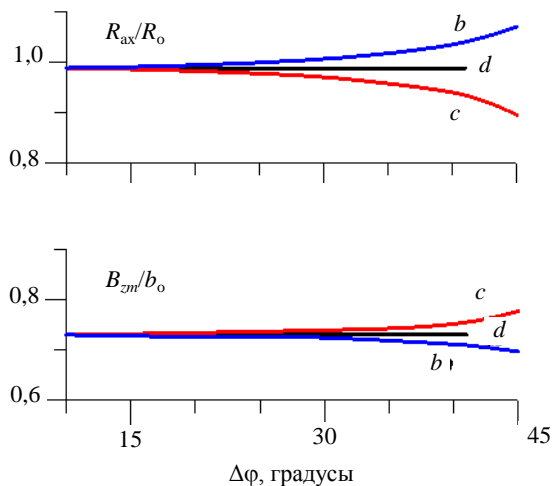


Рис. 2. Радиус плоской магнитной оси ( $R_{ax}/R_o$ ) и величина компенсирующего магнитного поля ( $B_{zm}/b_o$ ) в зависимости от величины тороидального угла расщепления  $\Delta\varphi$  винтовых обмоток:  $b$  — частичное внешнее расщепление;  $c$  — частичное внутреннее;  $d$  — полное расщепление

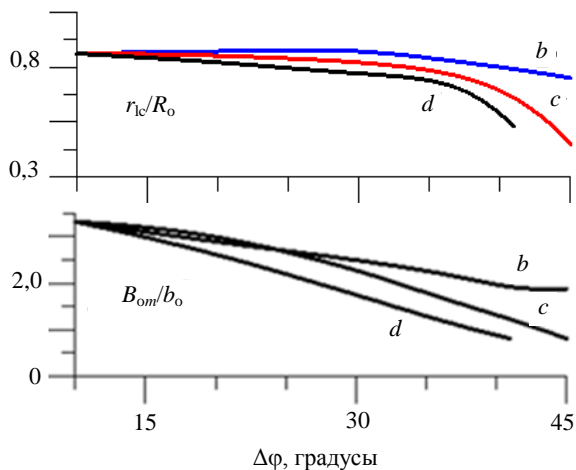


Рис. 3. Радиус последней замкнутой магнитной поверхности ( $r_{lc}/R_o$ ) и величина наложенного магнитного поля ( $B_{om}/b_o$ ) в зависимости от величины тороидального угла расщепления винтовых обмоток  $\Delta\varphi$ :  $b$  — внешнее расщепление;  $c$  — внутреннее;  $d$  — полное расщепление

при частичном внешнем расщеплении спад величины среднего радиуса последней замкнутой магнитной поверхности ( $(r_{lc}/R_o)_b = 0,081 \rightarrow 0,072$ ) становится заметным только при  $\Delta\varphi > 30^\circ$ , а величина наложенного тороидального магнитного поля убывает меньше, чем в 2 раза,  $(B_{om}/b_o)_b = 3,325 \rightarrow 1,87$ .

При частичном внешнем расщеплении винтовых обмоток по схеме  $b$  радиус плоской магнитной оси постепенно увеличивается,  $(R_{ax}/R_o)_b = 0,98 \rightarrow 1,07$ , а величина компенсирующего магнитного поля уменьшается,  $(B_{zm}/b_o)_b = 0,731 \rightarrow 0,697$ . При частичном внутреннем расщеплении по схеме  $c$ , наоборот, радиус плоской магнитной оси конфигурации уменьшается,  $(R_{ax}/R_o)_c = 0,98 \rightarrow 0,894$ , а необходимое для перевода конфигурации в режим с плоской магнитной осью компенсирующее магнитное поле увеличивается,  $(B_{zm}/b_o)_c = 0,731 \rightarrow 0,778$ .

В  $l = 2$  торсатроне с ДП величина большого радиуса плоской магнитной оси  $R_{ax}$  и величина компенсирующего магнитного поля  $B_{zm}$  не зависят от величины наложенного ДП [12]. В то же время изменение отношения  $B_o/b_o$  ( $B_o$  — величина ДП на круговой оси тора,  $b_o$  — величина продольного компонента магнитного поля, создаваемого на той же оси винтовыми обмотками) изменяет размер конфигурации магнитных поверхностей с плоской магнитной осью. В настоящей работе для расчётных моделей была определена величина ДП  $B_o = B_{om}$ , необходимая для того, чтобы последняя замкнутая магнитная поверхность не выходила за пределы коаксиального тора с малым радиусом  $a_m = 0,5a$ . Предполагается, что величина оставшегося зазора между коаксиальными торами  $0,5a$  окажется достаточной для размещения опорных конструкций винтовых обмоток и blankets и позволит избежать взаимодействия поверхности blankets с SOL-плазмой в термоядерном реакторе.

По сравнению с исходной моделью полное и частичное внутреннее расщепление винтовых обмоток (рис. 3) сопровождается уменьшением среднего радиуса последней замкнутой магнитной поверхности,  $(r_{lc}/R_o)_d = 0,081 \rightarrow 0,048$ ,  $(r_{lc}/R_o)_c = 0,081 \rightarrow 0,04$ , и величины дополнительного тороидального магнитного поля  $(B_{om}/b_o)_{d, c} = 3,325 \rightarrow 0,81$ . При частичном внешнем расщеплении

Представление о положении и форме конфигурации замкнутых магнитных поверхностей для различных схем расщепления можно получить из рассмотрения рис. 4. На нём изображены полоидальные

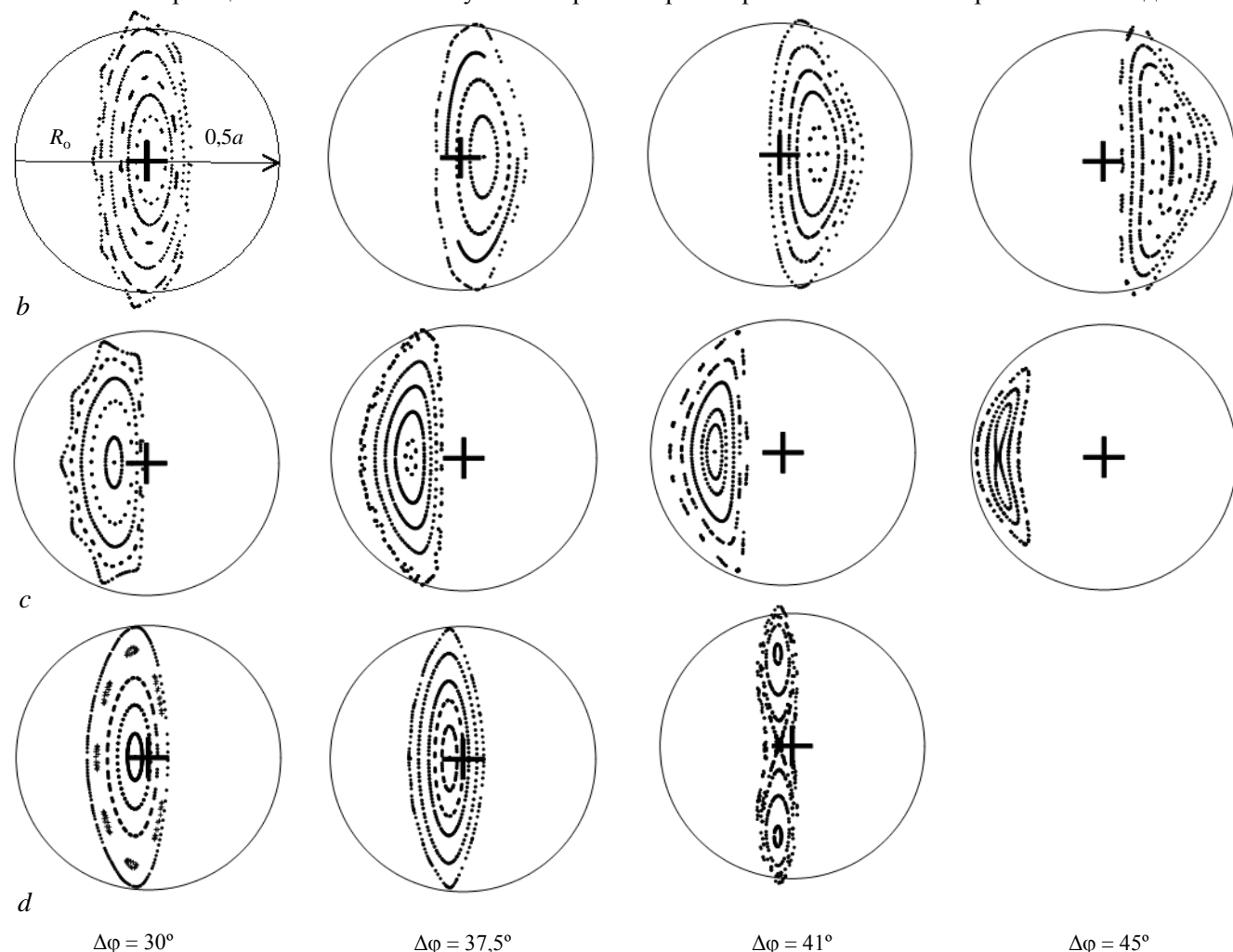


Рис. 4. Эволюция конфигурации замкнутых магнитных поверхностей в расчётных моделях с частичным внешним (*b*), частичным внутренним (*c*) и полным (*d*) расщеплением винтовых обмоток в результате изменения угла расщепления винтовых обмоток  $\Delta\varphi$

сечения конфигураций магнитных поверхностей при тороидальном угле  $\varphi = 0$  (см. рис. 1). Выбранный диапазон углов расщепления ( $\Delta\varphi = 30\text{—}45^\circ$ ) отражает особенности наиболее динамичного этапа эволюции конфигурации замкнутых магнитных поверхностей.

На рис. 4, *b* можно видеть, что в случае частичного внешнего расщепления по мере увеличения угла расщепления конфигурация поверхностей смещается наружу тора в соответствии с увеличением радиуса  $R_{ax}$  плоской магнитной оси (см. рис. 2). Близкая к эллиптической форма магнитных поверхностей в выбранном полоидальном сечении постепенно приобретает вид треугольника. При угле расщепления  $\Delta\varphi = 45^\circ$  наблюдается зародыш внутренней островной структуры с внутренней сепаратрисой в виде восьмерки, наличие которой характерно для торсатронов с заходностью  $l > 2$  [11, 13]. Этот угол соответствует угловому размеру полупериода магнитного поля  $\pi/m$  и, очевидно, может считаться предельным для частичного внешнего расщепления винтовых обмоток исходной модели  $l = 2$  торсатрона.

В случае частичного внутреннего расщепления (см. рис. 4, *c*) по мере увеличения угла расщепления конфигурация поверхностей смещается внутрь тора в соответствии с уменьшением радиуса плоской магнитной оси  $R_{ax}$  (см. рис. 2). По сравнению с исходной моделью значение среднего радиуса последней замкнутой магнитной поверхности постепенно уменьшается и степень деформации формы конфигурации магнитных поверхностей увеличивается. При угле расщепления  $\Delta\varphi = 45^\circ$  конфигурация содержит внутреннюю сепаратрису с развитой островной структурой. Очевидно, что в этом случае предельная величина угла расщепления меньше,  $41^\circ < \Delta\varphi < 45^\circ$ .

Полное расщепление винтовых обмоток демонстрирует случай быстрой деградации конфигурации замкнутых магнитных поверхностей. Уже при  $\Delta\varphi = 41^\circ$  структура магнитного поля становится совершенно аналогичной структуре 4-заходного торсатрона [13] и предельная величина угла полного расщепления, по-видимому, находится в диапазоне  $37,5^\circ < \Delta\varphi < 41^\circ$ . При  $\Delta\varphi = 45^\circ$  получить конфигурацию замкнутых магнитных поверхностей, которая находилась бы в пределах окружности с радиусом  $0,5a$ , не удалось.

Влияние вида и величины расщепления винтовых обмоток исходной модели на параметры магнитных поверхностей было оценено по изменению значений параметров, относящихся к последней замкнутой магнитной поверхности (рис. 5) и вблизи магнитной оси.

Рис. 5 свидетельствует о том, что вид и величина расщепления слабо влияют на величину угла вращательного преобразования на последней замкнутой магнитной поверхности при углах расщепления  $\Delta\varphi \leq 30^\circ$ ,  $(\iota_{lc})_{a, b, c, d} \approx 0,53—0,6$ . При углах расщепления, близких к предельному значению,  $\iota_{lc}$  может уменьшиться в 1,5—2 раза. Таким же образом ведёт себя величина угла вращательного преобразования  $\iota_{ax}$  на магнитных поверхностях вблизи магнитной оси, причем  $(\iota_{ax})_{a, b, c, d} \approx (\iota_{lc})_{a, b, c, d}$  при  $\Delta\varphi \leq 30^\circ$ . Величина пробочного отношения на последней замкнутой магнитной поверхности при  $\Delta\varphi \leq 30^\circ$  изменяется в диапазоне  $(\gamma_{lc})_{a, b, c, d} = 1,27—1,21$ . Наименьшее значение величины пробочного отношения наблюдается при углах расщепления, близких к предельному,  $(\gamma_{lc})_{a, b, c, d} \approx 1,1$ . На магнитной оси  $(\gamma_{ax})_{a, b, c, d} = 1,001—1,03$ . Из рис. 5 также следует, что расщепление винтовых обмоток не вызывает существенных изменений небольшой величины магнитной ямы, присущей исходной модели  $l = 2$  торсатрона с нерасщеплёнными винтовыми обмотками,  $(-U_{lc})_{a, b, c, d} \approx 0,03—0,01$ .

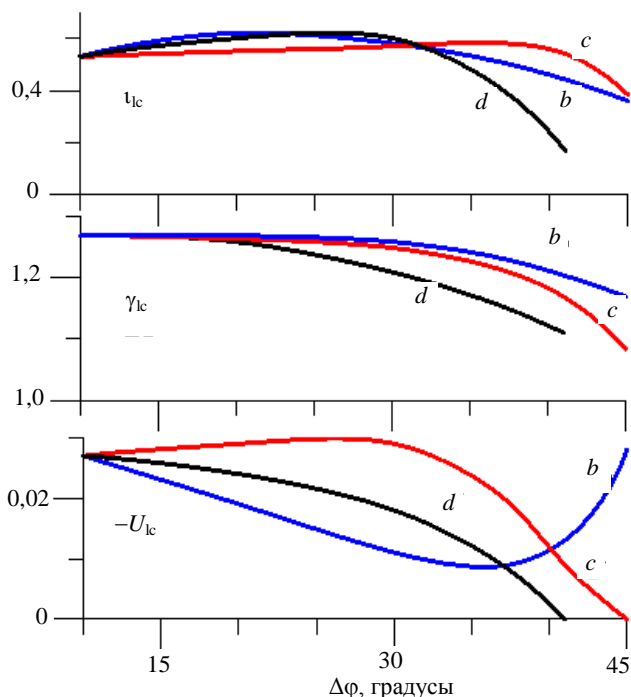


Рис. 5. Зависимости угла вращательного преобразования ( $\iota_{lc}$ ), величины пробочного отношения ( $\gamma_{lc}$ ), величины магнитной ямы ( $U$ ) от величины тороидального угла расщепления винтовых обмоток  $\Delta\varphi$ :  $b$  — частичное внешнее;  $c$  — частичное внутреннее;  $d$  — полное расщепление винтовых обмоток

внутренний круг обозначает сечение коаксиального тора с малым радиусом  $0,5a$ , внешний — сечения опорного тора со следами винтовых проводников (•••••). При  $B_{zn}/b_0 = 0,725$  во всех трёх сечениях след магнитной оси находится в экваториальной плоскости тора и большей её радиус остается неизменным,

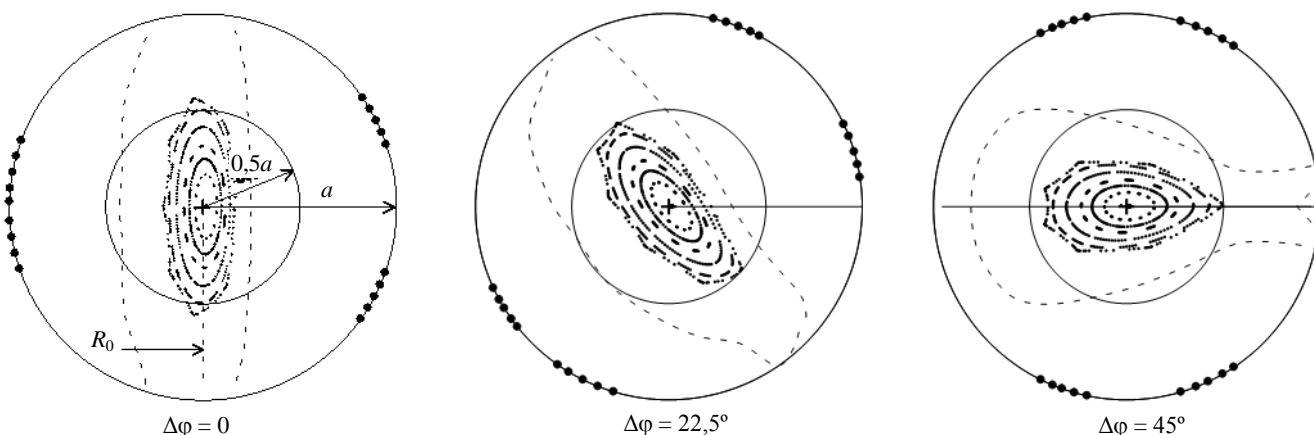


Рис. 6. Характерные полоидальные сечения (см. рис. 1) магнитных поверхностей и эквипотенциалы (пунктирные линии) в модели с внешним расщеплением винтовых обмоток по схеме  $b$  с углом расщепления  $\Delta\varphi = 30^\circ$

$R_{ax}/R_o = 1,005$ . При  $B_{om}/b_o = 2,575$  все сечения последней замкнутой магнитной поверхности удалены на расстояние  $\sim 0,5a$  от поверхности опорного тора. Параметры магнитных поверхностей и их радиальные зависимости мало отличаются от стандартных для  $l = 2$  торсатрона с ДП [3]. Угол вращательного преобразования  $\iota = 0,51 \rightarrow 0,57$ , в конфигурации существует небольшая магнитная яма,  $-U = 0,016$ , величина пробочного отношения  $\gamma = 1,001 \rightarrow 1,27$ . Величина среднего радиуса последней замкнутой магнитной поверхности  $r_{ic}/a = 0,32$  ( $r_{ic}/R_o = 0,085$ ).

На рисунке пунктирными линиями изображены также полученные из расчёта сечения эквиконнекты [14] — сечения поверхности границы стохастического слоя магнитных силовых линий, т.е. границы слоя плазмы переходных параметров (плазмы SOL). Видно, что во всех сечениях слой стохастических силовых линий выходит далеко за пределы окружности  $0,5a$  и пересекает поверхность опорного тора.

## ВЫВОДЫ

В работе изучены конфигурации магнитных поверхностей  $l = 2$  торсатрона с катушками дополнительного тороидального магнитного поля при расщеплении его винтовых обмоток на две равные части. Рассмотрены три простейшие схемы расщепления. На основании результатов численных расчётов можно сделать следующие основные выводы.

Так же, как и в гелиотроне, в  $l = 2$  торсатроне с катушками дополнительного тороидального магнитного поля частичное расщепление винтовых обмоток является эффективным методом управления положением конфигурации магнитных поверхностей. С его помощью удаётся получить центрированную конфигурацию магнитных поверхностей с плоской магнитной осью, которая совмещена с круговой осью тора. Такая конфигурация предпочтительна с точки зрения реализации увеличенного зазора между плазмой и первой стенкой.

Известно [15], что в 2-заходных винтовых магнитных системах плоская магнитная ось смещена внутрь тора. Для её совмещения с круговой геометрической осью тора требуется частичное внешнее расщепления винтовых обмоток (схема *b*). В отличие от известных методов управления положением плоской магнитной оси [16] внешнее расщепление в меньшей степени воздействует на величину и вид зависимости параметров центрированных магнитных поверхностей от их среднего радиуса.

Сместить конфигурацию магнитных поверхностей с плоской магнитной осью глубже внутрь тора можно с помощью винтовых обмоток, расщеплённых по схеме *c* (частичное внутреннее расщепление). Влияние расщепления на параметры магнитных поверхностей и вид их радиальных зависимостей более существенно в этом случае.

В пределах точности производимых вычислений ( $\Delta R_{ax}/R_o \sim 10^{-3}—10^{-4}$ ) какого-либо влияния полного расщепления винтовых обмоток по схеме *d* на величину радиуса плоской магнитной оси не наблюдалось. В этом случае положение конфигурации магнитных поверхностей с плоской магнитной осью совпадает с положением начальной конфигурации магнитных поверхностей с плоской магнитной осью в магнитной системе с нерасщеплёнными винтовыми обмотками. По сравнению со схемами *b* и *c* расщепление винтовых обмоток по схеме *d* оказывает более существенное влияние на параметры магнитных поверхностей и вид их радиальных зависимостей.

Для всех рассмотренных в работе схем расщепления обнаружено существование предельного угла расщепления, при котором появляются признаки деградации магнитных поверхностей, свойственные торсатронам с повышенной заходностью,  $l > 2$ . Величина предельного угла расщепления может служить мерой устойчивости исходной магнитной системы по отношению к возмущениям магнитного поля, вносимым расщеплением винтовых обмоток. Результаты расчётов свидетельствуют о том, что магнитная конфигурация исходной расчётной модели наименее устойчива по отношению к схеме *d* полного расщепления винтовых обмоток, где по сравнению со схемами *b* и *c* предельный угол расщепления минимален.

В  $l = 2$  торсатроне с пониженным значением параметра шага винтовых обмоток  $p < 1$  в результате соответствующего выбора величины дополнительного тороидального магнитного поля возможен глубокий отрыв центрированной конфигурации магнитных поверхностей с плоской магнитной осью от поверхности опорного тора ( $r_{ic}/a < 0,5$ ). Несмотря на это, проблема интерференции между слоем стохастических силовых линий и поверхностью бланкета остаётся нерешённой. Её решение может быть связано

с дальнейшей оптимизацией геометрии винтовых обмоток в  $l = 2$  торсатронах/гелиотронах или, например, с помощью магнитной системы  $l = 4$  классического стелларатора [17].

В заключение следует отметить, что величина расщепления винтовых обмоток, как и параметр шага, является статической геометрической характеристикой. Поэтому возможность изменения величины зазора в процессе текущего эксперимента с помощью магнитных систем, содержащих только винтовые обмотки, в том числе и расщеплённые, остаётся под большим вопросом. Между тем задача изменения *in situ* величины зазора может возникнуть при наладке реактора или как способ регулирования его выходной мощности. Настоящие расчёты подтверждают, что ответ может быть найден в результате исследований винтовых магнитных систем, содержащих ДП в качестве необходимого элемента для создания области существования замкнутых магнитных поверхностей.

## REFERENCES

1. **Danilkin I.S.** The influence of geometrical errors of the magnetic system on the topology of the stellarator field. — In book.: Stellarators. Proceedings of the P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences. Vol. 65, 1977, pp. 26—49 (in Russian).
2. **Danilkin I.S., Shpigel I.S.** A new scheme of  $l=2$  stellarator. — In the same place, pp. 50—64 (in Russian).
3. **Pavlichenko O.S.** Status of «URAGAN-3M» and «URAGAN-2M» experiments. — In: A Collection of Papers Presented at the IAEA Technical Committee Meeting on Stellarators and Other Helical Confinement Systems. Garching, Germany, 10—14 May 1993. — Vienna: IAEA, 1993, p. 60.
4. **Motojima O.** Status of LHD project and construction. — Ibid., p. 41.
5. **Nishimura K., Fujiwara M.** — J. Phys. Soc., 1995, vol. 64, p. 1164.
6. **Yanagi N., Nishimura K., Sagara A., Motojima O.** Design studies on split-type helical coils for FFHR-2S. — In: Proc. of ITC/ISHW2007, P1-095, pp. 516—519.
7. **Kotenko V.G., Kurilo D.V., Sergeev Yu.F.** The influence of methods of conductor packing in the helical coil poles on the magnetic configuration of  $l = 2$  torsatron in the regime with a planar magnetic axis. — Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Termoyaderny Sintez, 2005, vol. 4, pp. 42—52 (in Russian).
8. **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, pp. 425—438.
9. **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.
10. **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.
11. **Kotenko V., Volkov E., Yamazaki K.** Field ripple behavior in helical systems. — Plasma Devices and Operations, 2004, vol. 12, № 9, pp. 143—152.
12. **Kotenko V.G., Kurilo D.V., Sergeev Yu.F., Volkov Ye.D.** The basic regime characteristics of the  $l = 2$  torsatron with longitudinal magnetic field coils. — Plasma Devices and Operations, 2007, vol. 15, № 4, pp. 253—262.
13. **Gourdon C., Marty D., Mashke E., Dumont J.** Configurations du type stellarator avec puits moyen et cisaillement des lignes magnetiques. — In: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1968. Proc. 3rd Intern. Conf. Novosibirsk, 1968. — Vienna, 1969, vol. 1, pp. 847—861 (in French).
14. **Kotenko V.G.** Possible mechanism for onset of vertical asymmetry of diverted plasma fluxes in a torsatron.— Fiz. Plazmy, 2007, vol. 33, № 3, p. 280 (in Russian); Plasma Phys., 2007, Rep. 33, № 3, p. 249 (Engl. Transl.).
15. **Aleksin V.F.** Magnetic field of helical currents lying on the torus surface. — In: Fizika Plazmy and problemy UTS (Plasma Physics and Problems of Controlled Thermonuclear Fusion). AN Ukr. SSR Publ., Kiev, 1963, vol. 3, p. 216 (in Russian).
16. **Kotenko V.G.** An  $l = 2$  torsatron with centered planar magnetic axis. — Problems of Atomic Science and Technology. Series. Plasma Physics, 2008, vol. 14, № 6, pp. 37—39.
17. **Kotenko V.G.** Magnetic surfaces of an  $l = 4$  stellarator in regard to helical coil angular size and method of conductor turn packing. — Ibid., 2009, vol. 15, № 1, pp. 19—21.

## AUTHORS

**Kotenko V.G.** National Scientific Center «Khar'kov Institute of Physics and Technology», Akademicheskaya ul. 1, 61108 Khar'kov, Ukraine; kotenko@kharkov.ru

**Kurilo D.V.** National Scientific Center «Khar'kov Institute of Physics and Technology», Akademicheskaya ul. 1, 61108 Khar'kov, Ukraine

**Sergejev Ju.F.** National Scientific Center «Khar'kov Institute of Physics and Technology», Akademicheskaya ul. 1, 61108 Khar'kov, Ukraine

**Sorokovoj E.L.** National Scientific Center «Khar'kov Institute of Physics and Technology», Akademicheskaya ul. 1, 61108 Khar'kov, Ukraine

**Volkov Ye.D.** National Scientific Center «Khar'kov Institute of Physics and Technology», Akademicheskaya ul. 1, 61108 Khar'kov, Ukraine

Received 30 July 2009

Problems of Atomic Science and Technology  
Ser. Thermonuclear Fusion, 2009, issue 4, pp. 30—36.