

УДК 621.039.623

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ВИНТОВЫХ ТОКОВ, ТЕКУЩИХ ПО ПОВЕРХНОСТИ НЕКРУГОВОГО ТОРА

В.Г. Котенко

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», Харьков, Украина

В работе проведены численные расчёты магнитного поля, создаваемого винтовыми токами, текущими по поверхности тора, малый радиус a полоидального сечения которого является некоторой явной функцией полоидального угла θ . На примере системы с крутой навивкой винтовых обмоток ($\alpha m > 1$, α — тороидальность, m — количество шагов винтовой обмотки на длине тора) изучено влияние некруговой формы полоидального сечения тора на параметры магнитных поверхностей. Показано, что величина максимального относительного отклонения сечения некругового тора от исходной окружности $\delta = 0,2$ приводит к уменьшению среднего радиуса последней замкнутой магнитной поверхности в несколько раз и увеличению величины угла вращательного преобразования и пробочного отношения. Полученный результат может способствовать дальнейшему развитию концепции термоядерного реактора-стелларатора с увеличенным зазором между плазмой и 1-й стенкой.

Ключевые слова: некруговой тор, винтовые обмотки, магнитные поверхности.

MAGNETIC FIELD OF HELICAL CURRENTS FLOWING OVER THE SURFACE OF A NON-CIRCULAR TORUS

V.G. Kotenko

National Scientific Center "Kharkov Institute of Physics & Technology", Kharkov, Ukraine

Numerical calculations of the magnetic field generated by helical currents flowing over the surface of a torus have been carried out with the minor radius a of poloidal cross-section of the torus being the explicit function of the poloidal angle θ . The influence of a non-circular form of the torus poloidal cross-section on magnetic surface parameters has been studied for the system with steep winding of helical coils ($\alpha m > 1$, α is the toroidicity, m is the number of helical coil pitches along the torus length). It is shown that the maximum relative deviation of the non-circular poloidal cross-section from the circular one, $\delta = 0.2$, results in a several-fold decrease in the average radius of the last closed magnetic surface. Some increase in the values of rotational transform angle and the mirror ratio is also observed. The results obtained here may contribute to further development of the conception of a stellarator-type fusion reactor with increased plasma-1st wall spacing.

Key words: non-circular torus, helical currents, magnetic surfaces.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что уравнение поверхности тора в декартовых координатах, где ось z направлена вдоль прямой оси вращения тора, может быть записано в удобном для численных расчётов параметрическом виде

$$\begin{aligned}x &= (R_0 + a \cos(\theta)) \cos(\varphi); \\y &= (R_0 + a \cos(\theta)) \sin(\varphi); \\z &= a \sin(\theta),\end{aligned}\tag{1}$$

здесь R_0 — большой радиус тора; a — малый радиус тора; параметры θ и φ имеют смысл полоидального и тороидального углов соответственно. Если $\theta = \theta(\varphi)$, то уравнения (1) описывают линию на торе.

В отличие от обычного кругового тора, где полоидальное сечение имеет форму круга радиусом $a = a_c = \text{const}$, в рассматриваемом здесь некруговом торе полоидальное сечение имеет некруговую форму и малый радиус тора является явной функцией полоидального угла θ , $a = a(\theta)$. В области термоядерных исследований примером практической реализации некругового тора является, в частности, вакуумная камера современного токамака, полоидальное сечение которого имеет D-образную форму. Магнитная система стеллараторного типа с некруговым сильно вытянутым вдоль оси z полоидальным сечением тора впервые была рассмотрена в работах [1, 2]. Авторами была показана возможность существенного уменьшения влияния тороидальных эффектов на процессы переноса тепла и частиц плазмы в таком стеллараторе.

В настоящей работе рассматривается магнитная система с некруговым тором, полоидальное сечение которого незначительно отличается от исходной окружности. На рис. 1 чёрной линией изображено одно из таких сечений*. В этом случае зависимость радиуса сечения от полоидального угла имеет вид

$$a = a(\theta) = a_c(1 - \delta|\cos(\theta)|). \quad (2)$$

Здесь $\delta = (a_c - a(0))/a_c$ — максимальная величина относительного отклонения контура сечения некругового тора от контура сечения исходного кругового тора.

В работе на примере модели конкретной винтовой тороидальной магнитной системы изучается структура магнитного поля, возникающая в результате перехода от круговой формы полоидального сечения тора к описанной некруговой. Изучение проводится с целью выявления дополнительной возможности увеличения расстояния между областью существования замкнутых магнитных поверхностей и винтовыми обмотками, т.е. между плазменным шнуром и стенкой в термоядерном реакторе на основе магнитной системы стеллараторного типа [3, 4].

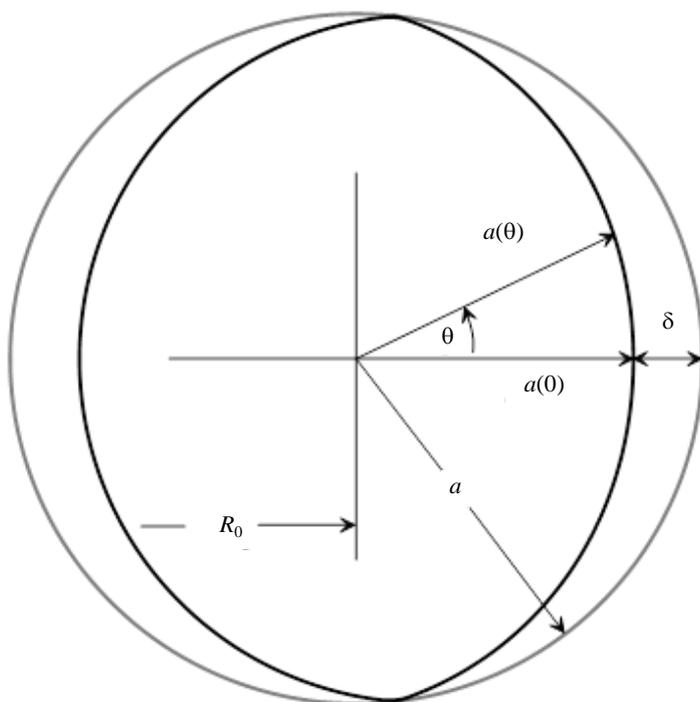


Рис. 1. Полоидальные сечения исходного кругового тора (—) и вписанного некругового тора (---)

ИСХОДНАЯ РАСЧЁТНАЯ МОДЕЛЬ

В качестве исходной расчётной модели была выбрана магнитная система, основные геометрические характеристики которой совпадают с характеристиками магнитной системы гелиотрона LHD [5]:

- тороидальность $\alpha = a_c/R_0 = 0,25$, R_0 — большой радиус тора, a_c — его малый радиус;
- заходность винтовой обмотки $l = 2$;
- количество шагов каждой винтовой обмотки на длине тора $m = 5$, т.е. параметр шага винтовой обмотки $\alpha m = 1,25$.

Винтовые обмотки расчётной модели содержат по одному тонкому проводнику. Проводники навиты на тор по комбинированному закону [6]

$$\theta = \theta(\varphi) = \theta_1 - k(\theta_2 - \theta_1). \quad (3)$$

Здесь $\theta_1 = m\varphi$ — цилиндрический закон навивки; $\theta_2 = 2\arctg(((1 + \alpha)/(1 - \alpha))^{0,5} \tg(m\varphi/2))$ — равнонаклонный закон навивки; $k = 0,45$. На рис. 2 изображены винтовые обмотки исходной расчётной модели (серые винтовые линии).

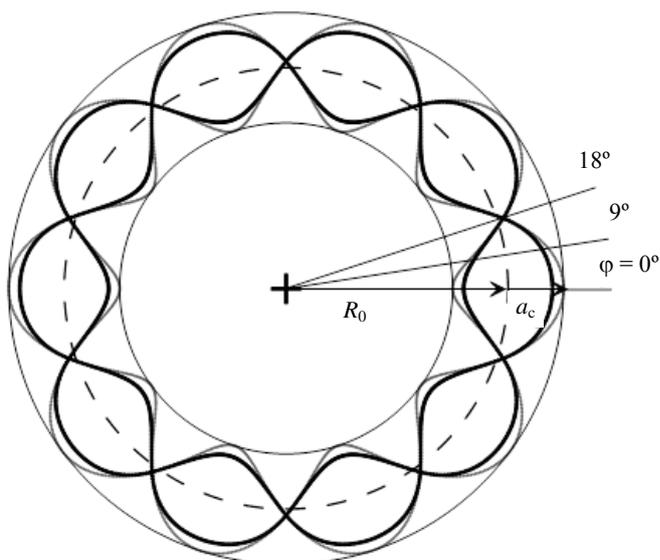


Рис. 2. Винтовые обмотки исходной расчётной модели на круговом (—) и некруговом торе (---). Указаны тороидальные азимуты характерных полоидальных сечений (см. рис. 3, 4)

* Несколько сечений другого вида показаны в Приложении к настоящей работе.

На рис. 3 представлены полученные из расчёта полоидальные сечения конфигурации замкнутых магнитных поверхностей, создаваемой винтовыми токами, текущими по поверхности кругового тора. Сечения разнесены по тороидальному углу φ (см. рис. 2) в пределах полупериода магнитного поля, $\varphi = 0^\circ, 9^\circ, 18^\circ$. На рисунках круг изображает сечение кругового тора с малым радиусом a_c со следами винтовых проводников винтовой обмотки (большие чёрные точки). На рис. 3 видно, что во всех трёх сечениях след магнитной оси конфигурации замкнутых магнитных поверхностей находится в экваториальной плоскости тора и большой её радиус остаётся неизменным, $R_{\text{оак}}/R_0 = 1,0$. Это означает, что выбранный комбинированный закон навивки винтовых обмоток обеспечивает режим конфигурации магнитных поверхностей с центрированной плоской магнитной осью. Необходимая для реализации этого режима величина наложенного однородного поперечного компенсирующего магнитного поля $B_z/B_0 = 0,34$ [6], где B_0 — величина тороидального компонента магнитного поля, создаваемого на круговой оси тора винтовыми обмотками. Средний радиус последней замкнутой магнитной поверхности $r_c/R_0 = 0,12$. Зависимости параметров магнитных поверхностей от их среднего радиуса r/R_0 представлены на рис. 5. Значения этих параметров на последней замкнутой магнитной поверхности вместе с величиной её среднего радиуса (в скобках) указаны в надписях к кривым.

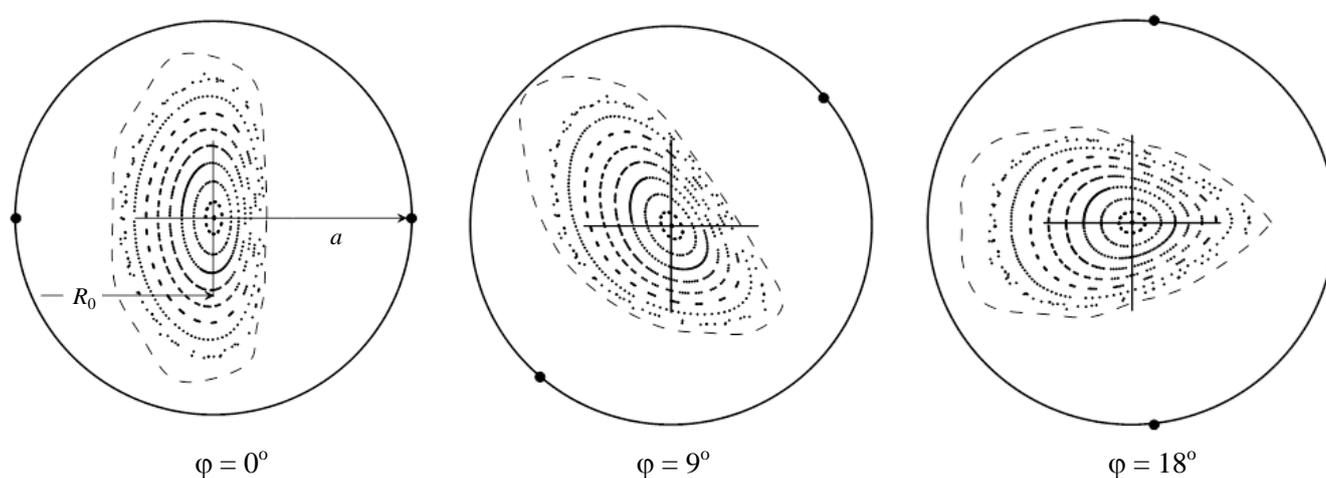


Рис. 3. Сечения магнитных поверхностей в базовой расчётной модели с круговым тором

На рис. 3 штрихованными линиями показаны также полученные из расчёта сечения эквиконnectы — поверхности внешней границы слоя стохастических силовых линий [7, 8], т.е. границы слоя плазмы переходных параметров (плазма SOL). Видно, что в отдельных сечениях внешняя граница слоя стохастических силовых линий достигает поверхности опорного тора.

РАСЧЁТНАЯ МОДЕЛЬ С НЕКРУГОВЫМ ТОРОМ

Для реализации расчётной модели с некруговым тором было положено $\delta = 0,2$, $\theta = \theta_1 = m\varphi$ в уравнении (2): $a = a(\theta_1) = a_c(1 - 0,2|\cos(\theta_1)|)$. После подстановки полученного значения $a = a(\theta_1)$ в уравнение (3) получим

$$\Theta = \theta(\varphi) = m\varphi - 0,45(2\text{arctg}(((1 + \alpha)/(1 - \alpha))^{0,5}\text{tg}(m\varphi/2)) - m\varphi),$$

где в этот раз $\alpha = a(\theta_1)/R_0$. После подстановки $a = a(\theta_1)$ и $\theta = \theta(\varphi)$ в уравнения (1) винтовые обмотки кругового тора преобразуются в винтовые обмотки, лежащие на поверхности некругового тора, полоидальное сечение которого имеет вид, представленный на рис. 1 сплошной чёрной линией. Вид сверху на эти обмотки представлен на рис. 2 также сплошной чёрной линией.

На рис. 4 представлены полученные из расчёта полоидальные сечения конфигурации замкнутых магнитных поверхностей, создаваемой винтовыми токами, текущими по поверхности некругового тора. На рисунке видно, что с помощью выбранного закона навивки винтовых обмоток в магнитной системе с некруговым тором тоже реализуется режим конфигурации магнитных поверхностей с центрированной

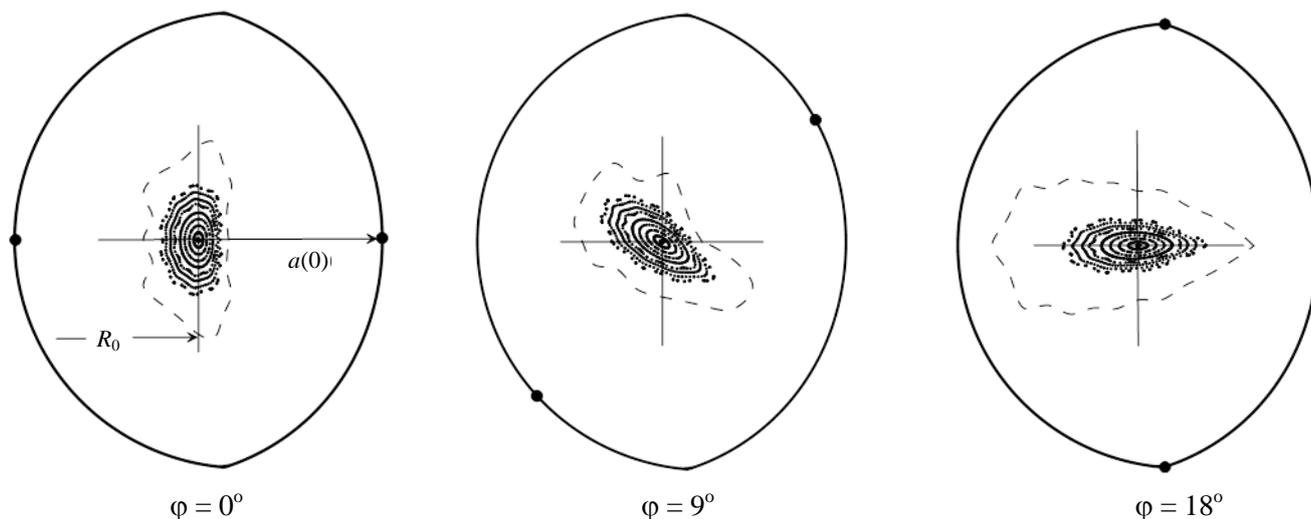


Рис. 4. Сечения магнитных поверхностей в расчётной модели с некруговым тором

плоской магнитной осью. При этом по сравнению с исходной расчётной моделью магнитной системы с круговым тором необходимая для реализации режима величина наложенного однородного поперечного компенсирующего магнитного поля несколько увеличилась, $B_z/B_0 = 0,355$. Средний радиус последней замкнутой магнитной поверхности $r_c/R_0 = 0,045$. Зависимости параметров магнитных поверхностей показаны на рис. 5. Значения параметров на последней замкнутой магнитной поверхности вместе с величиной её среднего радиуса (в скобках) указаны в надписях к кривым.

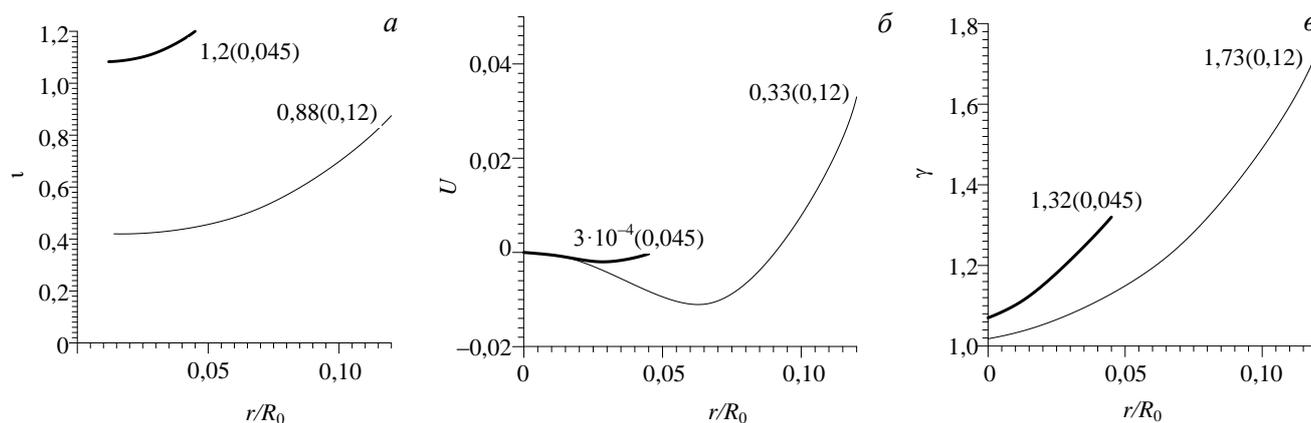


Рис. 5. Зависимости величины угла вращательного преобразования ν (а), магнитной ямы (бугра) U (б), пробочного отношения γ ($\gamma = B_{\max}/B_{\min}$ (в); B_{\max} , B_{\min} — максимальная и минимальная величина магнитного поля на магнитной поверхности) от величины среднего радиуса магнитных поверхностей r/R_0 в расчётной модели исходного кругового (—) и некругового торов (---)

Из приведённых рисунков можно установить, что переход от кругового к некруговому тору приводит к существенному уменьшению области существования замкнутых магнитных поверхностей и заметному увеличению величины угла вращательного преобразования и пробочного отношения на центральных магнитных поверхностях. Величина магнитной ямы находится на нулевом уровне.

На рис. 4 штрихованными линиями изображены также полученные из расчёта сечения эквиконы — поверхности внешней границы слоя стохастических магнитных силовых линий [7, 8], т.е. границы слоя плазмы переходных параметров (плазмы SOL). Видно, что во всех сечениях граница слоя удалена от поверхности некругового тора.

ВЫВОДЫ

Проведены численные расчёты конфигурации замкнутых магнитных поверхностей, создаваемых винтовыми токами, текущими по поверхности тора с некруговым полоидальным сечением.

Расчётами показано, что в винтовой магнитной системе $l = 2$, $m = 5$, где параметр шага винтовых обмоток $am > 1$, отклонение контура сечения некругового тора от окружности $\delta \sim 10^{-1}$ может привести к

уменьшению конфигурации замкнутых магнитных поверхностей в несколько раз. Обнаружено также, что с помощью отклонения можно получить увеличенный зазор между внешней границей стохастического слоя и поверхностью некругового тора. На центральных магнитных поверхностях наблюдается заметное увеличение величины угла вращательного преобразования и пробочного отношения.

Полученный результат может способствовать дальнейшему развитию концепции реактора-стелларатора с увеличенным зазором между плазмой и 1-й стенкой.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Уравнение (2) даёт широкие возможности для поиска новых магнитных систем стеллараторного типа. Из множества возможных видов полоидальных сечений некругового тора на рис. 6 изображены лишь некоторые из тех, которые вписаны в исходную окружность. Для сравнения контуры полученных сечений совмещены с рис. 1 и выписаны модификации уравнения (2), их порождающие.

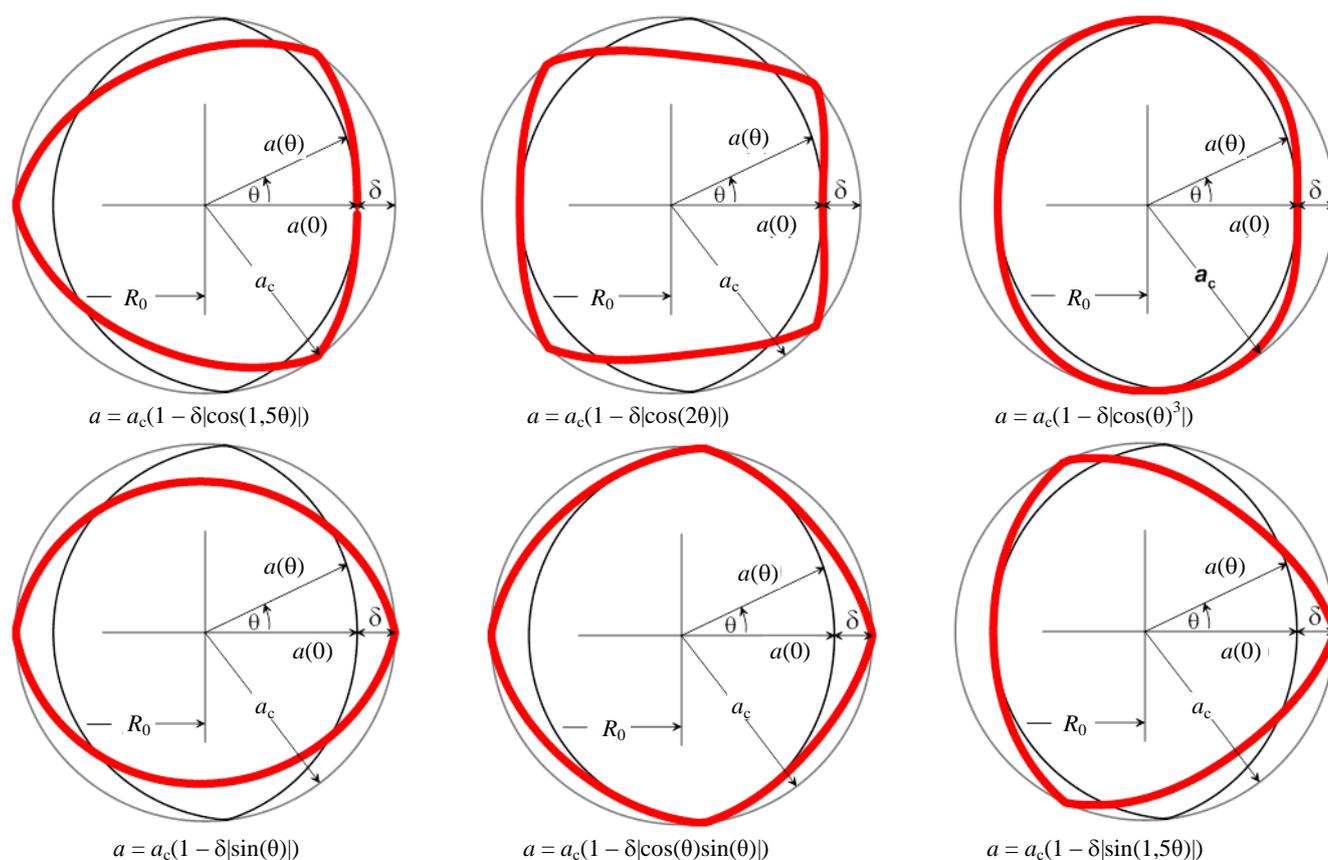


Рис. 6. Разнообразные контуры полоидальных сечений некруговых торов (утолщённые линии)

REFERENCES

1. **Danilkin I.S., Kovrizhnykh D.M.** Magnetic trap for space plasma with elliptical magnetic surfaces — stellatron («signet ring stellarator»). — *Pis'ma v ZhETF (Letters to JETPh)*, 1974, vol. 19, p. 193 (in Russian).
2. **Danilkin I.S., Kovrizhnykh L.M.** Stellatron—a magnetic system for containment of current-free plasma with improved toroidal equilibrium. — *Nuclear Fusion*, 1975, pp. 93—98.
3. **Kotenko V., Volkov E., Yamazaki K.** The right method of approach to the commercial fusion reactor problem. — In: 30th EPS Conf. on Contr. Fusion. and Plasma Phys. St. Petersburg, 7—11 July 2003, ECA, vol. 27A, P-3.1.

4. **Kotenko V.G., Volkov E.D., Yamazaki K.** An eventual approach to the commercial fusion reactor problem on the base of the stellarator-type closed magnetic systems. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2004, issue 3, pp. 29—37 (in Russian).
5. **Motojima O.** Status of LHD project and construction. — 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. 41.
6. **Kotenko V., Volkov E., Yamazaki K.** Field ripple behavior in helical systems. — Plasma Devices and Operations, 2004, vol. 12, № 2, pp. 143—153.
7. **Bykov V.E., Kuznetsov Yu.K., Khodyachikh A.V., Pavlichenko O.S., Peletninskaya V.G.** Magnetic divertor in the $l = 3$ torsatron. — 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, p. 391.
8. **Kotenko V.G.** Possible mechanism for onset of vertical asymmetry of diverted plasma fluxes in a torsatron. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2007, vol. 33, issue 3, pp. 280—284 (in Russian); 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.).

AUTHORS

Kotenko V.G. National Scientific Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Akademicheskaya ul. 1, 61108 Kharkov, Ukraine; kotenko@kipt.kharkov.ua

Received 25 July 2013
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Termoyadernyi sintez, 2013, vol. 36, issue 4, pp.64—69