

Образование и динамика магнитных силовых трубок в аккреционных дисках молодых звезд

Бартая Н.В.¹, Хайбрахманов С.А.^{1,2,3}

¹ Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

² Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

³ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена численному моделированию динамики тороидальных магнитных силовых трубок (МСТ) в аккреционном диске молодой звезды типа Т Тельца. Уравнения динамики МСТ записываются с учетом сил плавучести и сопротивления, магнитного поля диска и натяжений внутреннего магнитного поля МСТ. Рассматривается случай эффективного теплообмена с окружающим газом. Структура аккреционного диска рассчитывается с помощью магнитогазодинамической (МГД) модели аккреционных дисков Дудорова и Хайбрахманова. Для расчета вертикальной структуры диска используется уравнение состояния политропного газа. Расчеты показывают, что МСТ с радиусом поперечного сечения $0.1H$, где H — шкала высоты диска, практически вертикально всплывают к поверхности диска со скоростью до 7 км с^{-1} . Тонкие МСТ радиусом $0.001H$ всплывают со скоростями до 20 км с^{-1} и стягиваются по направлению к оси вращения диска. В ходе эволюции МСТ могут расширяться до размеров, сравнимых со шкалой высоты аккреционного диска и формировать неоднородную истекающую замагниченную корону диска. Всплытие МСТ является эффективным механизмом отвода избыточного магнитного потока из внутренних областей диска, где степень ионизации достаточно высока и магнитное поле заморожено в веществе. Концентрация МСТ вблизи оси вращения диска может влиять на генерацию струйных истечений и обуславливать наблюдаемые неоднородности струй.

Поступила в редакцию 02.08.2023 г. Принята в печать 29.08.2023 г.

Ключевые слова: аккреционные диски, магнитные поля, МГД

Formation and dynamics of magnetic flux tubes in the accretion disks of young stars

Bartaya N.V.¹, Khaibrakhmanov S.A.^{1,2,3}

¹ Chelyabinsk State University, Chelyabinsk, Russia

² Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

³ Saint-Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia

This work is dedicated to the numerical simulations of the dynamics of toroidal magnetic flux tubes (MFTs) in the accretion disk of a young T Tauri star. The equations of MFT dynamics take into account the buoyancy and drag forces, the magnetic field of the disk, and the tensions of the internal magnetic field of the MFT. The case of efficient heat exchange with the surrounding gas is considered. The structure of the accretion disk is simulated using the magnetohydrodynamic (MHD) model of the accretion disks developed by Dudorov and Khaibrakhmanov. The equation of state for a polytropic gas is used to model the vertical structure of the disk. Simulations show that MFTs with cross-section radius of $0.1H$, where H is the disk scale height, rise almost vertically to the disk surface at a speed of up to 7 km s^{-1} . Thin MFTs with cross-section radius of $0.001H$ float up with velocities up to 20 km s^{-1} and contract towards the axis of rotation. During evolution, MFTs can expand to sizes comparable to the accretion disk scale height and form an inhomogeneous outflowing magnetized disk corona. Floating of MFTs is an effective mechanism for removing excess magnetic flux from the inner regions of the disk, where the ionization fraction is large, and the magnetic field is frozen into gas. The MFT concentration near the disk rotation axis can affect the generation of jet outflows and cause the observed jet inhomogeneities.

Received 02.08.2023. Accepted 29.08.2023.

Keywords: accretion disks, magnetic fields, MHD

DOI: 10.51194/INASAN.2023.8.3.003

1. Введение

Аккреционные диски молодых звезд типа Т Тельца и Ae/Be Хербига представляют собой геометрически тонкие газопылевые диски, вещество из которых в течение $1 - 10$ млн. лет аккрецирует на звезду. В процессе эволюции дисков темп аккреции уменьшается от 10^{-6} до $10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$. Большинство аккреционных дисков характеризуется истечениями, которые могут уносить часть вещества и отводить часть углового момента из системы. Предполагается, что аккреционные диски эволюционируют в протопланетные, то есть в них начинается процесс образования планет. Эта гипотеза в настоящее время получает прямые наблюдательные подтверждения [1, 2].

Современные наблюдательные данные указывают на то, что в аккреционных и протопланетных дисках молодых звезд присутствует крупномасштабное магнитное поле [3], которое имеет остаточную природу. Согласно современным моделям, магнитное поле обуславливает перенос углового момента внутри аккреционных дисков, а также участвует в образовании истечений из дисков. Дудоров и Хайбрахманов разработали МГД-модель аккреционных дисков с остаточным крупномасштабным магнитным полем, в которой учтены

основные ионизационные, рекомбинационные, индукционные и диффузионные эффекты [4, 5]. С помощью модели было показано, что на периферии дисков амбиоплярная диффузия ограничивает рост радиального компонента магнитного поля и магнитное поле имеет квазитороидальную геометрию. Внутри областей низкой степени ионизации и эффективной омической диффузии («мертвых» зон) магнитное поле сохраняет первоначальную полоидальную геометрию. Вблизи звезды, в области тепловой ионизации, магнитное поле заморожено в газ и основным механизмом, который может ограничивать безудержный рост тороидального магнитного поля является магнитная плавучесть [6]. Развитие магнитной неустойчивости Рэлея-Тейлора [7, 8] (известной как неустойчивость Паркера в моделях галактик с магнитным полем [9]) приводит к образованию магнитных силовых трубок (МСТ), которые периодически всплывают из дисков и уносят часть магнитного потока.

Ранние исследования показали, что динамика МСТ в аккреционных дисках зависит от тепловых эффектов: в случае эффективного теплообмена с окружающим газом МСТ с ускорением всплывают из дисков, в то время как адиабатические МСТ могут испытывать тепловые колебания вблизи поверхности диска [10, 11]. В ряде работ исследована динамика тороидальных МСТ в дисках вокруг черных дыр и показано, что МСТ могут стягиваться к оси вращения диска [12, 13]. Дудоров и Хайбрахманов разработали модель динамики цилиндрических МСТ с учетом лучистого теплообмена и магнитного поля диска [14, 15, 16]. С помощью модели показано, что всплывающие МСТ формируют истекающую замагниченную корону диска. Магнитные и тепловые колебания могут обуславливать инфракрасную (ИК) переменность молодых звездных объектов.

В настоящей работе выполняется дальнейшее развитие модели, разработанной Дудоровым и Хайбрахмановым, для исследования эволюции кольцевых (тороидальных) МСТ. Модель дополняется уравнениями, описывающими изменение большого радиуса кольцевой МСТ с учетом внутренних магнитных натяжений.

Статья организована следующим образом. В разделе 2.1 описывается модель, с помощью которой рассчитывается структура аккреционного диска. Уравнения модели динамики МСТ формулируются в разделе 2.2. В разделе 3.1 приводятся параметры модели и обсуждаются методы решения уравнений динамики МСТ. В разделе 3.2 анализируются результаты расчетов динамики МСТ. В разделе 4 резюмируются основные результаты работы, делаются выводы и отмечаются перспективы дальнейшей работы.

2. Модель

2.1. Структура аккреционного диска

Структура аккреционного диска рассчитывается с помощью МГД-модели Дудорова и Хайбрахманова [4, 15]. Модель основана на приближениях Шакуры и Сюняева [17, 18]. Рассматривается геометрически тонкий стационарный аккреционный диск, находящийся в центробежном и гидростатическом равновесии. Полагается, что перенос углового момента осуществляется посредством турбулентности, эффективность которой параметризуется с помощью безразмерного турбулентного параметра α . Температура диска определяется из решения уравнения переноса излучения в диффузионном приближении с учетом нагрева за счет диссипации турбулентности и охлаждения посредством излучения. Во внешних оптически тонких областях учитывается нагрев космическими лучами и излучением звезды.

В дополнении к уравнениям базовой модели решаются уравнения ионизационно-рекомбинационного баланса и уравнение индукции с учетом омической диффузии, магнитной амбиоплярной диффузии и магнитной плавучести.

В случае, когда коэффициент непрозрачности задан как степенная функция плотности и температуры газа, уравнения радиальной структуры диска имеют аналитическое решение в виде степенных функций радиального расстояния r и параметров модели. Рассмотрим область диска, где температура газа близка к температуре испарения силикатных пылинок $T \sim 1500$ К. При такой температуре происходит тепловая ионизация металлов с низким потенциалом ионизации, степень ионизации поднимается выше 10^{-6} , выполняется условие замороженности магнитного поля и, как следствие, происходит эффективное усиление тороидального магнитного поля и генерация МСТ. Коэффициент поглощения в области рассматриваемых температур можно записать как $\kappa = 3 \times 10^{-3} T \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ [19]. В этой области решения для радиальных профилей температуры и плотности газа в экваториальной плоскости диска имеют вид [4]:

$$T_m = 240 \left(\frac{\alpha}{0.01} \right)^{-1/4} \left(\frac{M}{1 M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-8} M_\odot / \text{год}} \right)^{3/8} \left(\frac{r}{1 \text{ а. е.}} \right)^{-9/4} \text{ К}, \quad (1)$$

$$\rho_m = 2.5 \times 10^{-10} \left(\frac{\alpha}{0.01} \right)^{-5/8} \left(\frac{M}{1 M_\odot} \right)^{1/4} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-8} M_\odot / \text{год}} \right)^{7/16} \left(\frac{r}{1 \text{ а. е.}} \right)^{-21/16} \text{ г см}^{-3}. \quad (2)$$

Радиальный профиль вертикального компонента магнитного поля при выполнении условия вмороженности определяется как

$$B_z = 0.29 \left(\frac{\alpha}{0.01} \right)^{-3/4} \left(\frac{M}{1 M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-8} M_\odot/\text{год}} \right)^{1/8} \left(\frac{r}{1 \text{ а. е.}} \right)^{-3/8} \text{ Гс.} \quad (3)$$

Следуя предыдущей работе [16], для моделирования вертикальной структуры диска с учетом зависимости температуры от высоты будем использовать решение уравнения гидростатического равновесия политропного газа. В этом случае, вертикальные профили плотности и температуры газа имеют вид:

$$\rho_e(r, z) = \rho_m(r) \left(1 - \frac{k-1}{k} \frac{z^2}{2H^2} \right)^{\frac{1}{k-1}}, \quad (4)$$

$$T_e(r, z) = T_m(r) \left(1 - \frac{k-1}{k} \frac{z^2}{2H^2} \right), \quad (5)$$

где $k = 1 + 1/n$, n — показатель политропы, $H = c_T/\Omega_k$ — шкала высоты изотермического диска, c_T — изотермическая скорость звука, Ω_k — кеплеровская угловая скорость.

Предположим, что над диском находится разреженная изотермическая корона, которая находится в гидростатическом равновесии. Для простоты можно считать, что корона нагревается за счет поглощения излучения звезды. В этом случае радиальный профиль температуры короны можно записать как:

$$T_c = 280 \left(\frac{L}{1 L_\odot} \right)^{1/4} \left(\frac{r}{1 \text{ а. е.}} \right)^{-1/2} \text{ К.} \quad (6)$$

Будем определять поверхность диска $z_s(r)$ из равенства температур диска и короны, $T_e(r, z_s) = T_c(r)$.

2.2. Уравнения динамики МСТ

Рассмотрим динамику кольцевой МСТ малого радиуса a (радиус поперечного сечения) и большого радиуса R . МСТ является однородной в азимутальном направлении и характеризуется плотностью ρ , температурой T , давлением p и интенсивностью магнитного поля B . В рассматриваемой постановке задачи большой радиус МСТ соответствует радиальному расстоянию от центра звезды, $R = r$. Будем описывать диск плотностью ρ_e , температурой T_e , давлением p_e , интенсивностью магнитного поля $B_e = B_z(r)$. Компоненты вектора скорости движения МСТ запишем как $\mathbf{v} = \{v_R, 0, v_z\}$.

Как и в предыдущих работах, будем считать, что динамика МСТ в вертикальном направлении определяется силами плавучести и сопротивления. В этом случае уравнение движения МСТ по z :

$$\frac{dv_z}{dt} = \left(\frac{\rho_e}{\rho} - 1 \right) g_z - f_d, \quad (7)$$

где g_z — вертикальный компонент ускорения силы притяжения звезды, f_d — сила сопротивления.

Положим, что изменение R определяется сжатием под действием магнитных натяжений тороидального магнитного поля внутри МСТ,

$$\frac{dR}{dt} = -\frac{B^2}{4\pi\rho R}. \quad (8)$$

Для простоты рассмотрим случай эффективного теплообмена с окружающим газом. В этом случае $T = T_e$, а плотность МСТ в каждый момент времени определяется балансом внутреннего и внешнего давлений при заданной температуре,

$$p = p_e + \frac{B_e^2}{8\pi}. \quad (9)$$

Давление газа внутри МСТ рассчитывается из уравнения состояния идеального газа с показателем адиабаты $\gamma = 7/5$.

3. Результаты расчетов

3.1 Параметры расчетов и методы решения уравнений модели

Обыкновенные дифференциальные уравнения динамики МСТ (7) и (8) решаются методом Рунге-Кутты 4-го порядка точности с автоматическим выбором шага. Алгоритм решения уравнений модели реализован в программном комплексе «Хариус» на языке программирования C++.

Выполнена серия расчетов для различных начальных малого радиуса, $a_0/H = [0.001, 0.01, 0.1]$, большого радиуса, $R_0 = [0.15, 0.2, 0.4, 0.6]$ а. е. и плазменного параметра МСТ, $\beta_0 = [0.1, 1, 10]$. Структура диска рассчитывается при следующих стандартных параметрах: масса звезды $M = 1 M_\odot$, темп аккреции $\dot{M} = 10^{-8} M_\odot/\text{год}$, турбулентный параметр $\alpha = 0.01$.

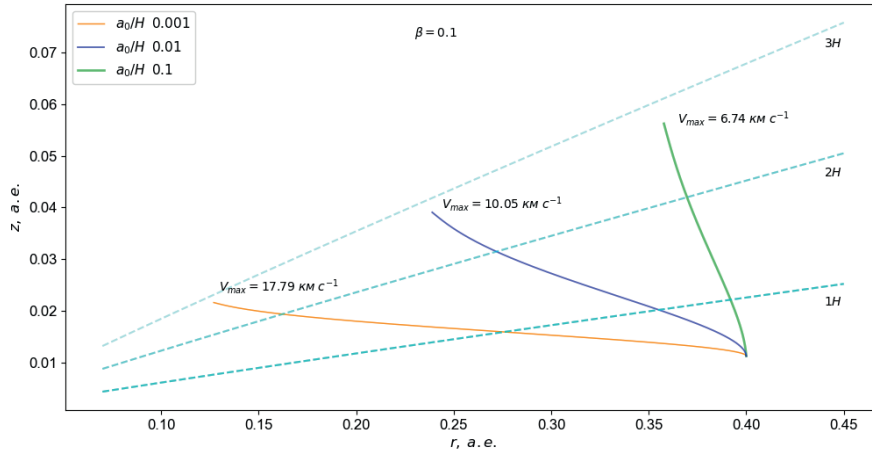


Рис. 1: Траектории движения МСТ с начальной координатой (большим радиусом кольца) $r_0 = 0.4$ а. е. для плазменного параметра $\beta_0 = 0.1$ и различных начальных радиусов a_0 (сплошные линии разных цветов). Числа рядом с линиями указывают максимальную скорость соответствующих МСТ в км/с. Штриховыми линиями показаны поверхности $z = 1H$, $2H$ и $3H$, где H — изотермическая шкала высот диска.

3.2. Динамика кольцевых МСТ

Рассмотрим динамику МСТ с начальным большим радиусом $R_0 = r = 0.4$ а. е. при $\beta_0 = 0.1$, $z_0 = 0.5H$ и различных радиусах поперечного сечения $a_0/H = 0.001, 0.01, 0.1$. На рис. 1 изображены траектории движения МСТ с указанными параметрами.

Рис. 1 показывает, что динамика МСТ характеризуется всплытием к поверхности диска, $z_s \approx 2.5H$, и одновременным «стягиванием» к оси вращения (уменьшением большого радиуса R). МСТ с большим начальным радиусом поперечного сечения, $a_0 = 0.1H$, всплывают к поверхности диска практически без изменения большого радиуса R . Тонкие МСТ, $a_0 = 0.001H$, наоборот, быстро стягиваются к оси вращения и всплывают из диска в области $r \approx 0.15$ а. е. Скорость всплытия МСТ начальных радиусов $a_0 = [0.001 - 0.1]$ лежит в диапазоне от 18 до 7 км s^{-1} , то есть более тонкие МСТ всплывают быстрее.

На рис. 2 изображены зависимости $\rho(z)$ и $\rho_e(z)$, а также $a(z)$ для тех же расчетов. Рис. 2 показывает, что в процессе всплытия плотность МСТ уменьшается на несколько порядков, а радиус МСТ сильно увеличивается и становится сравним с полутолщиной диска. Следовательно, МСТ рассеиваются над диском и формируют истекающую замагниченную корону, что согласуется с ранее полученными для цилиндрических МСТ результатами [15].

Расчеты динамики МСТ с различными начальными R_0 показывают, что характер движения МСТ на различных радиальных расстояниях от звезды качественно одинаков. Более толстые МСТ медленно всплывают к поверхности диска почти без изменения радиуса. Тонкие МСТ быстро всплывают к поверхности диска и стягиваются к оси вращения.

4. Заключение и выводы

В настоящей работе разработана численная модель динамики кольцевых МСТ в аккреционных дисках молодых звезд. Разработанная ранее модель дополнена уравнением, описывающим эволюцию большого радиуса кольцевой МСТ под действием внутренних магнитных натяжений.

Расчеты показывают, что динамика кольцевых МСТ характеризуется всплытием к поверхности диска и одновременным стягиванием к оси вращения диска. Скорость всплытия увеличивается с уменьшением начального радиуса поперечного сечения МСТ и может достигать 20 км s^{-1} . Толстые МСТ с начальным радиусом $a_0 = 0.1H$ всплывают практически вертикально, в то время как более тонкие МСТ существенно стягиваются к звезде и всплывают из диска в области $r < 0.3$ а. е. При всплытии МСТ радиус их поперечного сечения быстро увеличивается, МСТ рассеиваются и формируют истекающую замагниченную корону диска.

Полученные результаты подтверждают вывод, сделанный ранее для цилиндрических МСТ: образование и всплытие МСТ из областей эффективной генерации тороидального магнитного поля является эффективным механизмом отвода избытка магнитного потока из дисков. Стягивание кольцевых МСТ к оси вращения позволяет сделать вывод о том, что всплытие МСТ приводит к формированию сильно неоднородной по ра-

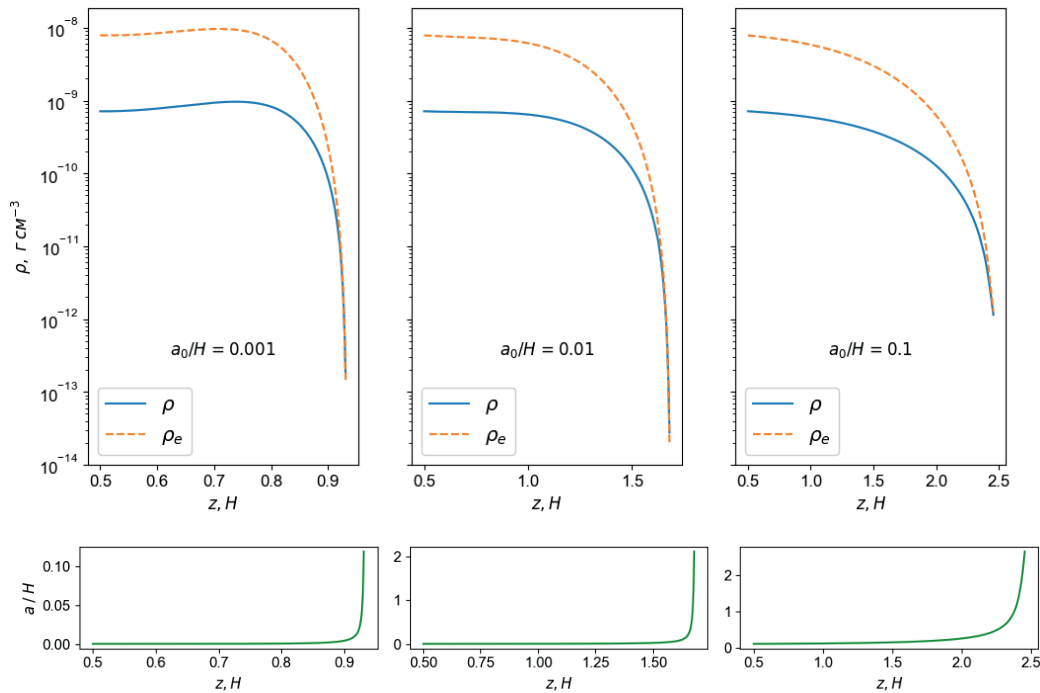


Рис. 2: Зависимость плотности (верхний ряд панелей) и радиуса МСТ (нижний ряд панелей) от z . Начальные координаты: $r_0 = 0.4$ а. е., $z_0 = 0.5H$. Слева направо: начальный малый радиус МСТ равен 0.001, 0.01 и $0.1H$.

диусу короны. Концентрация МСТ вблизи оси вращения диска может оказывать влияние на генерацию струйных истечений и приводить к наблюдаемым неоднородностям структуры струй.

Для более детального исследования динамики кольцевых МСТ в дальнейшем необходимо рассмотрение влияния внешнего давления и центробежной силы на эволюцию большого радиуса кольца.

Благодарности. Работа С.А. Хайбрахманова выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 23-12-00258).

Список литературы

1. A. Boccaletti, E. Di Folco, E. Pantin, A. Dutrey, et al., *Astron. and Astrophys.*, **637**, L5, 2020.
2. S. Nayakshin, T. Tsukagoshi, C. Hall, A. Vazan, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **495**, 285, 2020.
3. S. Khaibrakhmanov, in E. D. Kuznetsov, D. Z. Wiebe, A. B. Ostrovskii, S. V. Sali, A. M. Sobolev, and B. M. Shustov, eds., *Trudy 50-j Mezhdunarodnoj studencheskoj nauchnoj konferencii «Fizika kosmosa»*, 416–419 (2023).
4. A. E. Dudorov and S. A. Khaibrakhmanov, *Astrophys. and Space Sci.*, **352**, 103, 2014.
5. S. A. Khaibrakhmanov, A. E. Dudorov, S. Y. Parfenov, and A. M. Sobolev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **464**, 586, 2017.
6. S. A. Khaibrakhmanov and A. E. Dudorov, *Physics of Particles and Nuclei Letters*, **14**, 882, 2017.
7. Y. A. Tserkovnikov, *Soviet Physics Doklady*, **5**, 87, 1960.
8. D. W. Hughes, *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, **32**, 273, 1985.
9. E. N. Parker, *Cosmical magnetic fields. Their origin and their activity* (1979).
10. P. J. Sakimoto and F. V. Coroniti, *Astrophys. J.*, **342**, 49, 1989.
11. U. Torkelsson, *Astron. and Astrophys.*, **274**, 675, 1993.
12. S. K. Chakrabarti and S. D'Silva, *Astrophys. J.*, **424**, 138, 1994.
13. A. Deb, K. Giri, and S. K. Chakrabarti, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **472**, 1259, 2017.
14. S. Khaibrakhmanov, A. Dudorov, and A. Sobolev, *Research in Astronomy and Astrophysics*, **18**, 090, 2018.
15. A. E. Dudorov, S. A. Khaibrakhmanov, and A. M. Sobolev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **487**, 5388, 2019.
16. S. A. Khaibrakhmanov and A. E. Dudorov, *Open Astronomy*, **31**, 125, 2022.
17. N. I. Shakura, *Astronomicheskii Zhurnal*, **49**, 921, 1972.
18. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.*, **24**, 337, 1973.
19. D. Semenov, T. Henning, C. Helling, M. Ilgner, and E. Sedlmayr, *Astron. and Astrophys.*, **410**, 611, 2003.