

Тороидальный вихрь как структурный элемент активных ядер галактик

Е. Ю. Банникова, В. М. Конторович¹

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина
E-mail: bannikova@astron.kharkov.ua*

*¹Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: vkont@ira.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 22 февраля 2006 г.

В настоящее время общепринятым является представление о торах как существенных структурных составляющих активных ядер галактик. Обсуждается ситуация, когда “подкрутка” тора излучением или ветром превращает его в дипольный тороидальный вихрь, который, в свою очередь, может являться источником вещества, подпитывающего аккреционный диск. Возникающая при этом неустойчивость может быть ответственна за вспышки излучения квазаров, сопровождающиеся выбросами вещества. Получены численные оценки параметров модели в условиях светимости, близкой к эддингтоновскому пределу, не противоречащие наблюдательным данным.

1. Введение

Поляризационные наблюдения Антонуччи и Миллера [1] показали, что торы являются необходимыми элементами структуры активных ядер галактик (АЯГ). Этот факт лег в основу унифицированной схемы [2], в которой в зависимости от угла между лучом зрения и осью тора может наблюдаться (или затеняться) центральная область ядра. Например, широкие эмиссионные линии наблюдаются в сейфертовских галактиках Sy1 и затеняются тором в Sy2. Столь же важную роль играет унифицированная схема для радиоисточников. В зависимости от угла зрения мы наблюдаем либо радиогалактики (центральная часть закрыта тором), либо квазары, либо лацертиды [3, 4]. Косвенные подтверждения существования торов были получены во многих работах [5, 6]. Первые непосредственные наблюдения затеняющих

торов в АЯГ были проведены с использованием оптического интерферометра Южной европейской обсерватории VLT с инфракрасной камерой MIDI [7, 8], но открытие деталей структуры торов и движений в них еще впереди. Торам как реализации толстых аккреционных дисков посвящено большое количество работ, в которых, в частности, исследуется их устойчивость, определяемая градиентами орбитального движения (см., например, [9, 10]). Однако в структуре АЯГ им уделяется роль, главным образом чисто геометрическая.

В настоящей работе затеняющий тор рассматривается как динамический объект, обладающий собственным вихревым движением. Современному обсуждению теории вихрей посвящены монографии [11-13]. Орбитальное движение самогравитирующего тора исследовалось в большом количестве работ, начиная с классических работ А. Пуанкаре и С. Ковалевской (см. изложение в моногра-

фии Ламба [14]), главным образом в связи с проблемой колец Сатурна (более поздние обсуждения и ссылки см. в [15]). Как известно, в торе возможны два типа независимых вращений: “орбитальное” – по большой окружности – и “вихревое” – по малой. Мы в основном будем интересоваться последним. Вихревое движение в самогравитирующем торе (см. обсуждение в [16, 17]) принципиально отличается от орбитального, которое в простейшем случае представляет собой просто вращение тора как целого вокруг оси симметрии. При светимости, близкой к эддингтоновской $L \approx L_{\text{Edd}}$, когда гравитационное притяжение в значительной мере скомпенсировано световым давлением, это движение в АЯГ не столь существенно.

Вихревое же движение тора, превращающее тор в вихрь, является для последующего рассмотрения наиболее важным. Поддерживаясь “подкруткой” излучением или ветром от центрального источника, оно способно приводить к “подпитке” массой аккреционного диска, регулируя тем самым процесс аккреции и вводя в него обратную связь (рис. 1). При этом важна дипольная структура тороидального вихря, определяемая симметрией истекающего от центра ветра и излучения. Заметим, что структура линий тока в сечении такого дипольного вихря подобна структуре и топологии линий тока в хорошо изученных гидродинамических моделях, таких, как вихри Хилла и Ламба [14, 18], солитоны Ларичева и Резника и др. [11, 19]. В то же время каждый в отдельности компонент тороидального

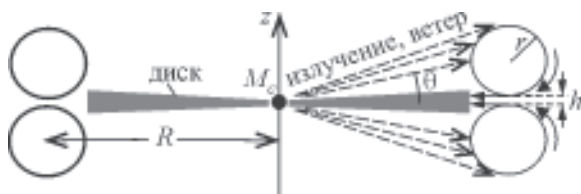


Рис. 1. Схема дипольного тороидального вихря: сечение плоскостью симметрии, ортогональной диску; z – ось симметрии. Стрелками показаны возможные движения вещества

диполя напоминает вихрь Максвелла [18], отличаясь направлением вращения.

2. Подкрутка вихря излучением

Световое давление излучения от центрального источника на расстоянии большого радиуса тора R равно $L/(4\pi R^2 c)$. Уравнение для момента вихревого движения приобретает вид:

$$\left(\frac{dp_\phi}{dt} \right)_{\text{подкр}} = \frac{L}{4\pi R^2 c} 2\pi R \cdot \pi r \cdot r \cdot \zeta(\theta), \quad (1)$$

где правая часть является модулем подкручивающего момента силы (с плечом порядка малого радиуса тора r), который возникает за счет давления излучения, действующего на внутреннюю площадь тора ($\approx 2\pi R \cdot \pi r$). Множитель $\zeta(\theta) \leq 1$ учитывает влияние формы тора и угловую зависимость потока излучения. Момент связан с циркуляцией по малой окружности тора $\Gamma = \int \mathbf{v} d\mathbf{r}$ и массой тора M_{ring} соотношением $p_\phi = M_{\text{ring}} \Gamma / (2\pi)$. Заметим, что здесь имеется в виду одна из компонент дипольного вихря, а момент p_ϕ представляет собой вращательный момент цилиндра, эквивалентного локальному участку тонкого тора. “Северная” и “южная” компоненты диполя вращаются в противоположных направлениях, линии тока напоминают пару вихрей разного знака. Такая система, как известно, движется как целое со скоростью $V_{\text{ring}} = \Gamma / (4\pi r)$ (см., например, [20]). Как отмечено Ламбом [14], возникновение этого движения можно интерпретировать как необходимость компенсации эффекта Бернулли, который заключается в притяжении вихрей друг к другу при обтекании их окружающей средой. В нашем случае вихри обтекаются ветром, движущимся со скоростью U_{wind} из центрального источника. Поскольку плотности тора ρ и ветра ρ_{wind} различны, условие баланса сил, как нетрудно убедиться, приобретает вид:

$$\rho_{\text{wind}} U_{\text{wind}}^2 = \rho V_{\text{ring}}^2. \quad (2)$$

Мы должны учесть также, что обе составляющие дипольно-вихревого тора притягиваются друг к другу благодаря гравитации. Используя аналогию с двумя электрически заряженными кольцами [21], мы можем записать силу гравитационного притяжения двух компонент дипольного вихря (для $r \ll R$) в виде:

$$F_g = \frac{GM_{\text{ring}}^2}{2\pi R r}, \quad (3)$$

где G – гравитационная постоянная. Это притяжение также должно быть скомпенсировано за счет обтекания ветром. Поэтому (см. Приложение) в условии баланса (2) появляется дополнительное слагаемое:

$$\rho_{\text{wind}} U_{\text{wind}}^2 = \rho V_{\text{ring}}^2 + \rho V_{\text{esc}}^2, \quad (4)$$

$$V_{\text{esc}}^2 = GM_{\text{ring}} / (2R).$$

Отметим, что в отличие от “монопольных” самогравитирующих вихрей, где роль окружающей среды не является определяющей, для дипольного тороидального вихря, согласно (4), как и для вихрей в несжимаемой жидкости, принципиально необходимо наличие окружающей среды. Кроме того, “подъемная сила” при обтекании за счет эффекта Бернулли может объяснить само существование “толстых” холодных торов, что является в настоящее время серьезной проблемой [22]. Для простоты мы ограничимся вкладом в подкрутку тороидального вихря только излучения. В светимости выделим вклад от вещества, поступающего в аккреционный диск из тора:

$$L = \xi \dot{M} c^2, \quad (5)$$

где $\dot{M} \equiv dM/dt$ – темп аккреции, а $\xi \sim 0.1$ – эффективность преобразования энергии, выделяющейся при аккреции, в излучение [23].

Величину L будем считать близкой к эддингтоновскому пределу, что типично для светимости АЯГ.

3. Подпитка аккреционного диска вихрем и аккреционно-ветровая неустойчивость

Существенным для рассматриваемой задачи является поступление вещества от вихря в аккреционный диск. Это происходит благодаря отрыву частиц в области соприкосновения компонент диполя, аналогично рассмотренному в [16] возникновению струи в зазоре компактного вихря. Будем описывать этот процесс феноменологически, введя эффективную высоту пояса h , через который вещество тороидального вихря втекает в диск. Тогда поток массы, поступающей в диск в единицу времени, равен

$$\dot{M} = \rho v_{\phi} 2\pi R \cdot h, \quad (6)$$

где плотность вихря $\rho = \frac{M_{\text{ring}}}{2\pi R \cdot \pi r^2}$, а скорость вихря v_{ϕ} выражается через циркуляцию Γ формулой $v_{\phi} = \Gamma / 2\pi r$. Параметры отрыва частиц входят в площадь $2\pi R \cdot h$ через “высоту” пояса, которую мы примем равной доле малого радиуса тора $h = \xi_1 r$. Связь между большим и малым радиусами тороидального вихря определяется соотношением [16] $r = \sqrt{\lambda R}$, где $\lambda = \frac{\Gamma^2}{4\pi G M_{\text{ring}}}$ – масштаб Джинса. Это соотношение является прямым следствием координатных зависимостей гравитационных и центробежных сил, обусловленных вихревым движением в торе. Подставляя эти величины в (6), получаем выражение для светимости L центрального источника, определяемой темпом аккреции (5):

$$L = 2\xi\xi_1 G c^2 \frac{M_{\text{ring}}^2}{\pi \Gamma R}. \quad (7)$$

Отсюда, выражая Γ через p_ϕ и r через R , получаем выражение для скорости изменения момента (1) за счет подкрутки в виде:

$$\frac{dp_\phi}{dt} = \alpha p_\phi, \quad \alpha = \frac{\xi \xi_1 \zeta(\theta) c}{2R}. \quad (8)$$

Из этого соотношения следует возможность роста момента и возникновения неустойчивости, связанной как с аккрецией от тора, так и с ветром (с учетом фотонного) от центрального источника. Природа подобной аккреционно-ветровой (АВ) неустойчивости, как можно было бы ее называть, состоит в том, что увеличение L увеличивает \dot{p}_ϕ , а это в свою очередь приводит к росту M , что в итоге увеличивает L . Линейный инкремент АВ неустойчивости должен приводить к экспоненциальному росту с медленно увеличивающимся (за счет уменьшения R) показателем α .

Полный анализ неустойчивости может оказаться весьма сложным. Ее проявления похожи на наблюдаемые вспышки излучения в квазарах [24, 25], что может свидетельствовать в пользу обсуждаемой динамической роли тороидальных вихрей в АЯГ.

4. Обсуждение

Угловой момент, уносимый в единицу времени из тора, равен

$$\left(-\frac{dp_\phi}{dt} \right)_{\text{подпит}} = \rho v_\phi \cdot r v_\phi \cdot 2\pi R h = \frac{\xi_1 G}{\pi^2 R} M_{\text{ring}}^2. \quad (9)$$

Предполагая, что выполняется неравенство $(dp_\phi/dt)_{\text{подкр}} > (-dp_\phi/dt)_{\text{подпит}}$, получаем из (1), (7) и (9) ограничение на величину углового момента: $p_\phi > \frac{2GM_{\text{ring}}^2}{\pi^2 \xi \xi_1 \zeta} \equiv \frac{2p_\phi^*}{\pi^2}$. Соответствующие p_ϕ^* характерные величины темпа аккреции и светимости \dot{M}^* и L^* равны

$$L^* = \xi \dot{M}^* c^2 = \frac{\xi^2 \xi_1 \zeta(\theta) M_{\text{ring}} c^3}{\pi^2 R}. \quad (10)$$

Мы рассмотрели простейшую версию АВ неустойчивости, когда максимально уменьшено число параметров: фоновое излучение, не связанное с тороидальным вихрем, отсутствует, вклад ветра в подкрутку незначителен по сравнению с излучением, движение (сжатие) по большому радиусу тора происходит достаточно медленно. Тогда, согласно (8), инкремент АВ неустойчивости α определяет характерный временной масштаб ее развития $T \approx 1/\alpha$. Чтобы сопоставить его по порядку величины с наблюдаемой продолжительностью вспышек в квазаре 3С 345 [24], мы должны выбрать пространственный масштаб $R \approx 10^{16}$ см (при $\xi = \xi_1 = 0.1$, $\zeta = 0.7$). Эти оценки ξ_1 и ζ могут существенно отличаться от реальных значений, поэтому их следует понимать скорее как масштабные факторы. Поскольку предварительные наблюдательные данные [7, 8] указывают на значительно большие размеры тора, естественно предположить схему “матрешки”, когда вблизи ядра находятся торы меньшего радиуса. В тени близкого тора малого радиуса, где не действует сила радиационного давления от центрального источника, имеется предпочтение для падающего на центр вещества. Неустойчивость определяется внутренним, самым близким к центру тором. Полученные выше выражения позволяют оценить характеристики внешнего (затеняющего) тора. Выбирая для квазаров величину центральной массы (черной дыры) $M_c = 10^9 M_\odot$, массу тора $M_{\text{ring}} = 0.1 M_c$, большой радиус $R = 1$ пк [7], отношение $r/R = 0.5$ [26], а коэффициенты $\xi = \zeta = 0.1$, $\xi_1 = 10^{-3}$, найдем при $L \approx L_{\text{Edd}}$ скорость вращения $v_\phi = 3 \cdot 10^7$ см/с, циркуляцию по малому контуру $\Gamma = 2.8 \cdot 10^{26}$ см²/с и концентрацию частиц в торе $n = 1.4 \cdot 10^9$ см⁻³. Массу тора мы оцениваем, используя измеренную в [27] массу пыли в нем ($\approx 0.01 M_c$), считая, что пыль составляет 10 % от полной массы тора. Для светимости, близкой к эддингтоновской, согласно (10) масса тора должна быть близка к величине $M_{\text{ring}} = \eta(R) M_c$, где $\eta(R)$ оценивается из соотношения

$L^* < L_{\text{Edd}} = 1.3 \cdot 10^{38} \left(\frac{M_c}{M_\odot} \right)$ эрг/с, что приводит к $\eta(R) < 3.7 \cdot 10^{-6} \frac{R}{\xi_1 \zeta(\theta)}$, где R измеряется в парсеках. В частности, для $R = 10^{-2}$ пк при $M_c = 10^9 M_\odot$ и $\xi_1 = \zeta = 0.1$ получаем значение $M_{\text{ring}} \approx 4 \cdot 10^3 M_\odot$. Уменьшение массы тора с уменьшением радиуса естественно связать с уходом массы из вихря в диск и/или со “сдуванием” части массы под воздействием ветра. Весьма важной может оказаться подкрутка тора ветром, а не излучением. В этом случае роль давления, действующего на тор в (1), будет играть величина $\rho_{\text{wind}} U_{\text{wind}}^2$. Существенным может быть магнитное поле, влияющее на параметры ветра, его угловое распределение и, соответственно, на подкрутку тора. Несмотря на эти нерешенные вопросы, изложенная схема уже приводит к разумному соответствию с имеющимися к настоящему моменту наблюдательными данными.

Заключение

1) Затеняющие торы, существование которых в АЯГ подтверждено недавно прямыми наблюдениями, могут представлять собой тороидальные вихри, благодаря воздействию ветра и излучения от центрального источника.

2) Дипольный тороидальный вихрь может являться существенным структурным элементом АЯГ, “подпитывающим” аккреционный диск.

3) В цепи обратной связи, включающей подкрутку вихря излучением и подпитку вихрем аккреционного диска, может развиваться неустойчивость, приводящая к вспышкам в активных ядрах.

4) Наличие “подъемной силы”, связанной с ветром, может обеспечить существование “толстого” и холодного тора.

Заметим, что существование дополнительного интеграла движения у тороидального вихря делает его более устойчивым по сравнению с тором.

Приложение. Эффект Бернулли при обтекании дипольного самогравитирующего вихря

Из рис. 1, 2 видно, что в поперечном сечении тора линии тока напоминают картину линий тока вихревой пары в плоскости. Известно, что такая пара вихрей движется поступательно со скоростью, определяемой циркуляцией и расстоянием между вихрями. Обычно это движение рассматривается как чисто кинематическое условие. Нам будет удобно использовать динамическую интерпретацию Ламба ([14], с. 278): вихри, составляющие пару, притягиваются друг к другу. При движении пары, за счет ее обтекания окружающей средой, возникает “подъемная” сила (эффект Бернулли), уравнивающая их притяжение друг к другу. Работу, производимую при обтекании ветром двух компонент дипольного вихря, можно записать как $A_{\text{wind}} = 2\Delta p \Delta V$, где $\Delta p = \rho_{\text{wind}} U \Delta U$, Δp и ΔV – изменения давления и объема при смещении границы тора на величину δ (рис. 2). Учитывая, что $\Delta U \approx U \frac{\delta}{r}$, получаем:

$$A_{\text{wind}} = 2\rho_{\text{wind}} U^2 \frac{\delta}{r} \Delta V. \tag{П.1}$$

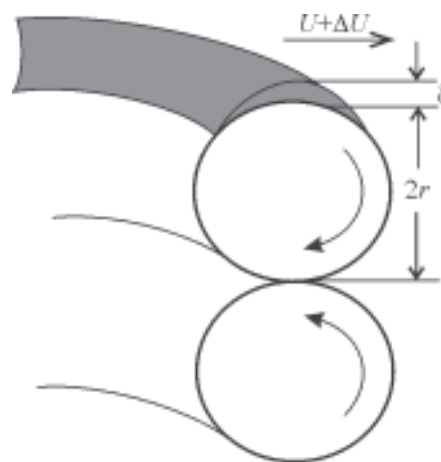


Рис. 2. Возмущение поверхности тора (к вычислению подъемной силы со стороны ветра)

Гравитационная сила притяжения двух колец с массами M_a и M_b , с учетом того, что расстояние между ними равно $2r$, имеет вид [21]:

$$F_g = \frac{GM_a M_b \cdot 2rk}{4\pi R^3} \frac{E(k)}{1-k^2},$$

где $k = \frac{R}{\sqrt{r^2 + R^2}}$, $E(k)$ – эллиптическая функция. При $r \ll R$ $k \approx 1 - \frac{(r/R)^2}{2}$ и $1 - k^2 \approx (r/R)^2$.

В этом случае $E(k) \approx E(1) = 1$ и, следовательно, сила гравитационного притяжения двух компонент дипольного тороидального вихря приобретает вид (см. также (3)):

$$F_g = \frac{GM_a M_b}{2\pi R r}. \quad (\text{П.2})$$

Работа A_g , совершаемая силой гравитационного притяжения области возвышения (рис. 2) к дипольному вихрю, равна $F_g \delta$. Учитывая в (П.2), что $M_a = M_{\text{ring}} \delta / r$, $M_b = 2M_{\text{ring}}$, а изменение объема $\Delta V = 2\pi R r \delta$, получаем:

$$A_g = \frac{2GM_{\text{ring}}^2 \delta}{(2\pi R r)^2} \Delta V. \quad (\text{П.3})$$

Сравнивая (П.1) и (П.3), приходим к искомому выражению:

$$\rho_{\text{wind}} U^2 = \rho_{\text{ring}} V_{\text{esc}}^2,$$

где $V_{\text{esc}}^2 = GM_{\text{ring}} / (2R)$. Заметим, что $2V_{\text{esc}}$ – характерная скорость убегания пробной частицы.

Настоящая работа частично поддержана грантом президента Украины ГП/Ф8/0051.

Литература

- Antonucci R. R. J., Miller J. S. Spectropolarimetry and the nature of NGC 1068 // *Astrophys. J.* – 1985. – Vol. 297. – P. 621-632.
- Antonucci R. Unified models for active galactic nuclei and quasars // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* – 1993. – Vol. 31. – P. 473-521.
- Urry C. M., Padovani P. Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei // *Publ. of Astron. Soc. Pacific.* – 1995. – Vol. 107. – P. 803-845.
- Комберг Б. В. Недостаточность унифицированной схемы для классификации активных ядер галактик // *Астрон. Ж.* – 1995. – Т. 72, №1. – С. 3-11.
- Meisenheimer K., Haas M., Muller H. S., Chini R., Klaas U., Lemke D. Dust emission from 3C radio galaxies and quasars: New ISO observations favour the unified scheme // *astro-ph/0102333*.
- Klockner H.-R., Baan W. A., Garrett M. A. Investigation of the obscuring circumnuclear torus in the active galaxy Mkn231 // *Nature.* – 2003. – Vol. 421. – P. 821-823.
- Jaffe W., Meisenheimer K., Rottgering H. J. A., Leinert Ch., Richichi A., Chesneau O., Fraix-Burnet D., Glazenberg-Kluttig A., Granato G.-L., Graser U., Heijligers B., Kohler R., Malbet F., Miley G. K., Paresce F., Pel J.-W., Perrin G., Przygodda F., Schoeller M., Sol H., Waters L. B. F. M., Weigelt G., Woillez J., de Zeeuw P. T. The central dusty torus in the active nucleus of NGC 1068 // *Nature.* – 2004. – Vol. 429. – P. 47-49.
- Prieto M. A., Meisenheimer K., Marco O., Reunanen J., Contini M., Clenet Y., Davies R. I., Grataudour D., Henning Th., Klaas U., Kotilainen J., Leinert Ch., Lutz D., Rouan D., Thatte N. Unveiling the central parsec region of an AGN: the Circinus nucleus in the near infrared with the VLT // *astro-ph/0406620*
- Abramowicz M. A., Livio M., Soker N., Szuszkiewicz E. Local stability of thick accretion disks // *Astron. Astrophys.* – 1990. – Vol. 239. – P. 399-403.
- Nishida S., Eriguchi Y. Runaway instability of BH-neutron torus // *Astrophys. J.* – 1996. – Vol. 461. – P. 320-326.
- Петвиашвили В. И., Похотелов О. А. Уединенные волны в плазме и атмосфере. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 200 с.
- Мелешко В. В., Константинов М. Ю. Динамика вихревых структур. – Киев: Наукова Думка, 1990. – 280 с.
- Сэффмэн Ф. Дж. Динамика вихрей. – М.: Научный мир, 2000. – 376 с.
- Ламб Г. Гидродинамика. – М.-Л.: Огиз, Гостехиздат, 1947. – 928 с.
- Шухман И. Г. Равновесие и устойчивость самогравитирующего тора в поле большой центральной массы // *Астрон. Ж.* – 1983. – Т. 60, №2. – С. 227-241.

16. Блюх К. Ю., Конторович В. М. Об эволюции и гравитационном коллапсе тороидального вихря // ЖЭТФ. – 2003. – Т. 123, №6. – С. 1123-1130 (astro-ph/0407320).
17. Блюх К. Ю., Конторович В. М. О гравитационном коллапсе и условиях равновесия тороидального вихря при учете теплового давления // Письма Астрон. Ж. – 2003. – Т. 29, №11. – С. 816-823 (astro-ph/0409067).
18. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. – М.: Наука, 1973. – 416 с.
19. Ларичев В. Д., Резник Г. М. О двумерных уединенных волнах Росби // ДАН СССР. – 1976. – Т. 231, №5. – С. 1077-1079.
20. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкостей. – М.: Мир, 1973. – 758 с.
21. Батыгин Б. Б., Топтыгин И. Н. Современная электродинамика. – Москва-Ижевск: ИКИ, 2003. – Ч. 1, 188 с.
22. Krolik J. Dust-filled Doughnuts in the Space // Nature. – 2004. – Vol. 429. – P. 29-30.
23. Физика космоса / Под ред. Р. А. Сюняева. – М.: Сов. Энциклопедия, 1986. – 783 с.
24. Бабаджанянц М. К., Белоконь Е. Т. Оптические проявления сверхсветового разлета компонентов миллисекундной радиоструктуры квазара 3C345 // Астрофизика. – 1985. – Т. 23. – С. 459-471.
25. Бабаджанянц М. К., Белоконь Е. Т. Новые свидетельства реальности 13-летнего периода в оптической переменности квазара 3C273 и его корреляция с наблюдаемыми параметрами парсекового радиоджета // Астрон. Ж. – 1993. – Т. 70. – С. 241-257.
26. Krolik J. H., Begelman M. C. Molecular Tori in Seyfert Galaxies: Feeding Monster and Hiding It // Astrophys. J. – 1988. – Vol. 329. – P. 702-711.
27. Schartmann M., Meisenheimer K., Camenzind M., Wolf S., Henning T. Towards a physical model of dust tori in Active Galactic Nuclei // astro-ph/0504105.

Тороїдальний вихор як структурний елемент активних ядер галактик

О. Ю. Баннікова, В. М. Конторович

На сьогодні загальноприйнятим є уявлення про тори як істотні структурні складові активних ядер галактик. Дискутується ситуація, коли “підкрутка” тора випромінюванням або вітром перетворює його в дипольний тороїдальний вихор, який, у свою чергу, може бути джерелом речовини, що підживлює акреційний диск. Нестійкість, що виникає при цьому, може бути відповідальною за спалахи випромінювання квазарів, супроводжувані викидами речовини. Отримано числові оцінки параметрів моделі в умовах світності, близької до еддінгтоновської межі, які не суперечать спостережним даним.

Toroidal Vortex as an Active Galactic Nuclei Structure Element

E. Yu. Bannikova and V. M. Kontorovich

Actually, tori are generally accepted as essential structural components of active galactic nuclei. Discussed is the situation when the torus “twist” by radiation or wind transforms it into a dipole toroidal vortex which, in turn, can be a source of matter replenishing the accretion disk. Thus originating instability can be responsible for quasar radiation flares accompanied by matter outbursts. The parameters of a model are estimated numerically for the luminosity close to the Eddington limit. The estimates show no discrepancy against the observation data.