

Затеняющий тор в АЯГ как вихрь в потоке излучения и его влияние на измеряемые массы черных дыр

В.М.Конторович

Радиоастрономический институт НАНУ; Нетания, Израиль

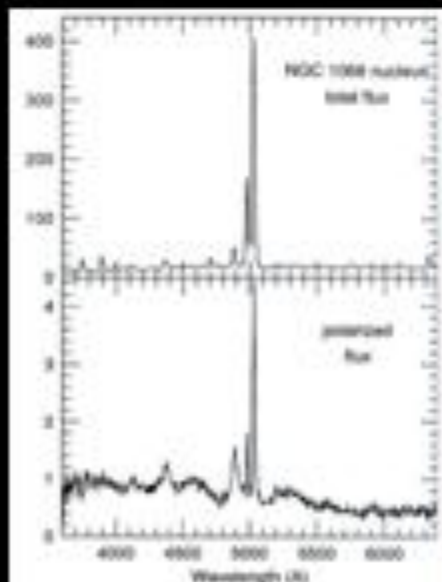
Аннотация

Рассмотрено влияние потока излучения от аккреционного диска на затеняющие торы в активных ядрах галактик и обратное влияние гравитации тора на диск и положение области широких эмиссионных линий. Показано, что последнее может сказываться на определяемых методом реверберации значениях масс сверхмассивных черных дыр в центрах активных галактик.

Obscuring torus: unification scheme

- Antonucci R. 1993 ARA&A – the idea of US
- Urry & Padovani 1995, PASP – US for the radio loud AGNs
- From statistical data for Sy1,2 it follows that
(Schmitt astro-ph/0103263)

$$h/R \geq 0.7$$



The narrow lines in Sy2 galaxy NGC 1068
Appearing of the broad lines in polarized light for NGC 1068 (Antonucci and Miller) - result of scattering. Argument for TORUS In AGN



VLT (Chile, Atakama)



Obscuring tori: observations

- * Torus observations with help of IR-camera
MIDI on VLT – NGC1068

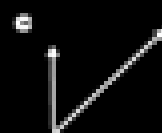
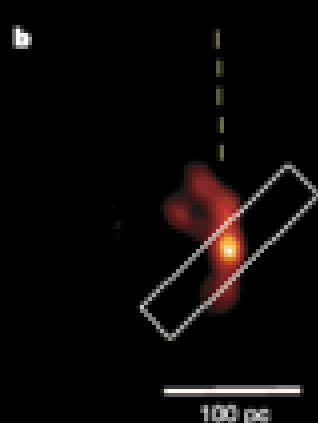
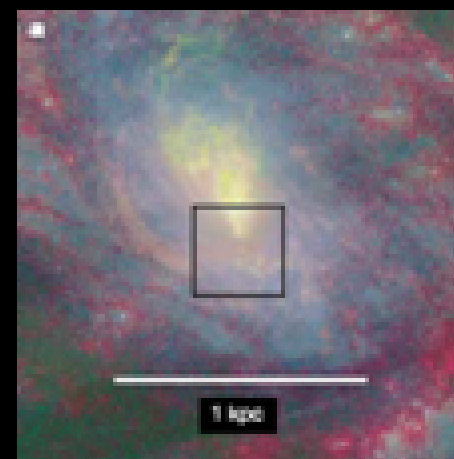
Jaffe et al. Nature, 2004

10 μ m; 20mas

Krolik 2004, Nature “Dust-filled doughnuts in space”

NGC1068

HST



Hot component
 $T > 800\text{K}$
 $R < 1\text{mk}$ $r = 0.7\text{mk}$

Warm component
 $T = 320\text{K}$
 $R = 3.4\text{mk}$ $r = 2\text{mk}$

- ** Circinus – Prieto et al. astro-ph/0406620 - observation (NACO/VLT)
in the frame of the program ZIDNAG (Zooming Into NAG)

1. Введение. ЗТ в АЯГ

Активные ядра галактик (АЯГ, см. обзоры [1,10]), ответственные за феномен квазаров и радиогалактик (РГ), а также менее мощных, но более многочисленных Сейфертовских галактик (Sy I и SyII), по видимому имеют универсальную структуру [2] и содержат сверхмассивную черную дыру (СМЧД, [3]), аккреционный диск [4] , истекающие потоки плазмы в виде джетов [4] и ветра [4] и затеняющие торы (ЗТ, [2]). Последние служат аккумуляторами и регуляторами аккрецирующего вещества и, по всей видимости, представляют собой грандиозные самогравитирующие вихри со своеобразной динамикой [5]. Наблюдаемая картина АЯГ зависит от ориентации луча зрения относительно оси тора. При ориентации осей близкой к параллельной видна внутренняя часть АЯГ с широкими эмиссионными линиями (SyI, квазары). Если оси существенно не параллельны и тор затеняет центральную область ядра, широкие линии в прямом излучении не видны (SyII, РГ), но могут проявляться в рассеянном короной поляризованном свете [2].

Существенно, что АЯГ вместе с ЗТ представляют собой самосогласованную систему, где взаимодействуют мощная гравитация, мощное излучение на уровне, близком к Эддингтоновскому пределу [4], и существенно своеобразная вихревая динамика ЗТ [5], ответственная за самосогласование процесса аккреции и излучения, а также за ряд наблюдаемых эффектов в АЯГ. К ним относятся, в частности, вспышки излучения, (см. ссылки в [5]) коррелирующие с выбросами сверхсветовых компонент радиоджетов.

2. Происхождение и свойства ЗТ

Газопылевой тор является составляющей и результатом аккреции вещества на СМЧД. Сам аккреционный поток, видимо, возникает в результате столкновения или слияния галактик [13,14]. Последние являются основной причиной возникновения массивных галактик и СМЧД в их центрах. Рост массы в результате слияний носит взрывной характер [15] и формально бесконечная масса, согласно решениям кинетического уравнения коагуляции (уравнения Смолуховского) [16], формируется за конечное время. Для этого требуется, чтобы вероятность слияния росла быстрее первой степени массы, что и выполняется в случае гравитационных взаимодействий.

Аккреционный диск, являющийся чрезвычайно эффективным преобразователем гравитационной энергии в излучение (Я.Б.Зельдович, Е.Салпетер), формируется в непосредственной близости к ЧД, начиная от границы устойчивых орбит, и простирается до масштабов 0,01-0,1 пс [17]. Диск разогревается за счет трения соседних слоев и его тепловое излучение, пропорциональное скорости прироста массы ЧД, ограничивается Эддингтоновским пределом, при котором давление излучения делает невозможным дальнейшее падение вещества на центр. В силу того, что излучение диска, согласно закону Ламберта, неизотропно и в основном направлено по нормали к плоскости диска, где оно может превышать Эддингтоновский предел, над диском формируется полый конус, свободный от покоящегося вещества. Вне этого конуса интенсивность излучения диска меньше Эддингтоновской, в результате чего и образуются ЗТ (Рис.1). Но непосредственного падения вещества на центр вне конуса также не происходит. Тор представляет собой (гравитационный) аттрактор [5], вокруг центральной образующей которого вещество движется по замкнутым орбитам, образуя тороидальный вихрь [6,7]. И лишь малая часть этого вращающегося вокруг тороидального аттрактора вещества попадает в центр – («подпитывает») аккреционный диск [5].

Модель АЯГ с ЗТ

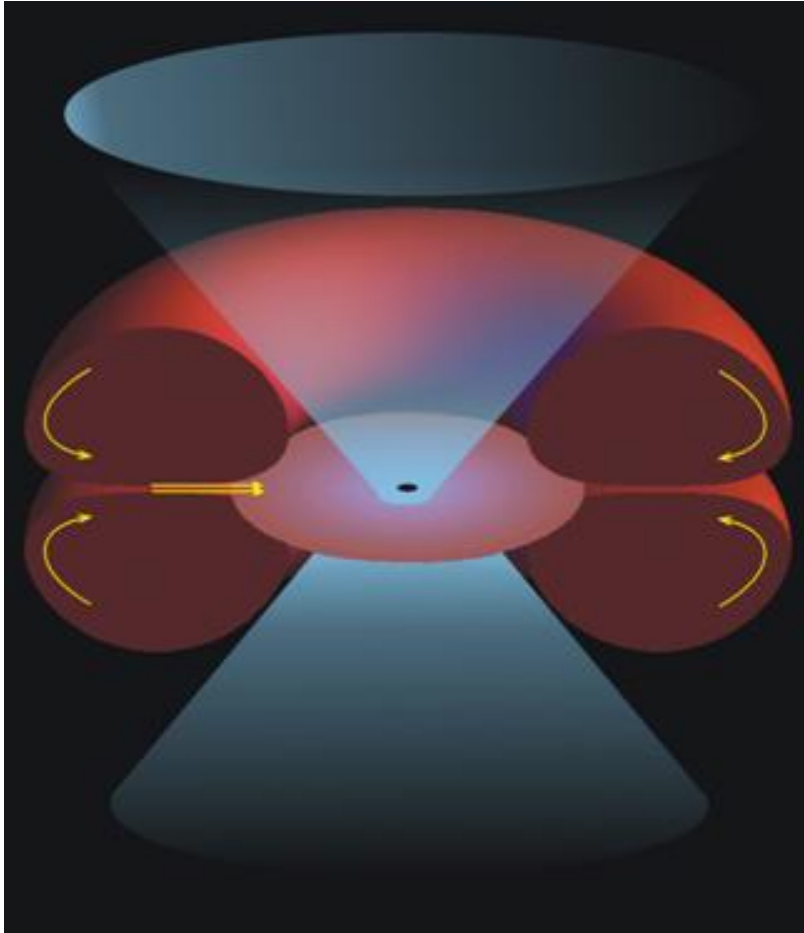


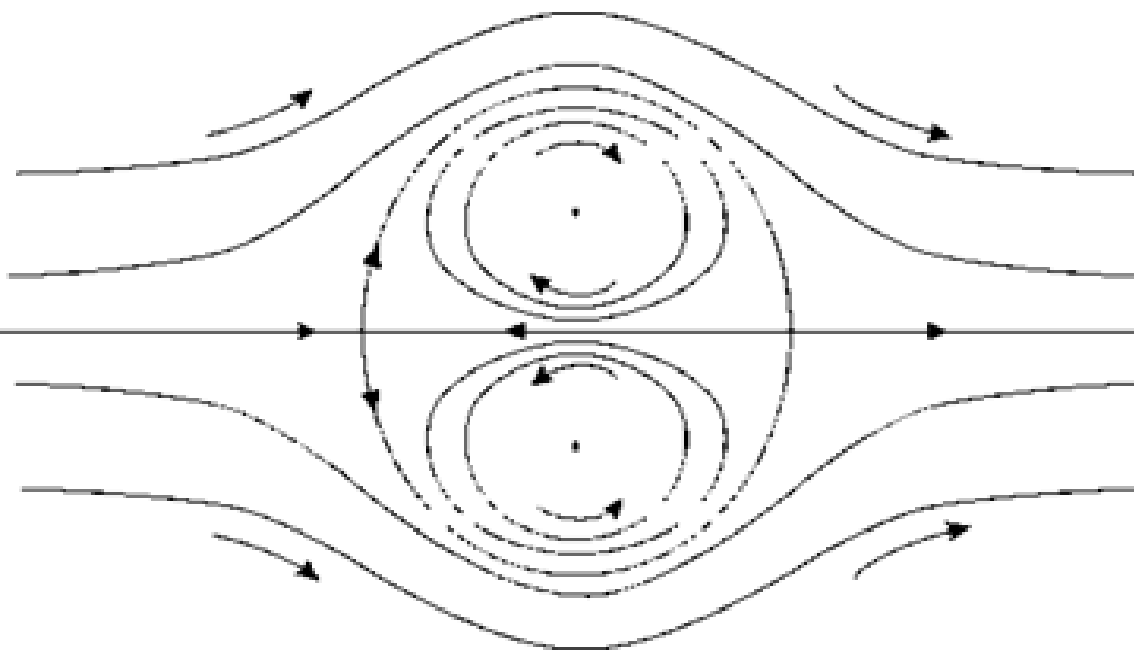
Рис.1. Схема, поясняющая используемую модель АЯГ. Показана СМЧД в центре симметрии, аккреционный диск в плоскости (x-y), конус ветра и излучения от аккреционного диска, затеняющий тор, подкручиваемый ветром и излучением, и линии тока внутри ЗТ [Банникова, Конторович, 2007].

Не показаны: джеты, рассеивающая корона, ветер от аккреционного диска.

Топология линий тока

Плоскость аккреционного диска является зеркальной плоскостью симметрии для тора, в результате чего возникает характерная «дипольная» структура линий тока, где «верхняя» и «нижняя» части вихря вращаются в противоположных направлениях. Простейшим примером такой топологии могут служить линии тока при обтекании жидкого цилиндра [6], где «подкрутка» вещества внутри цилиндра осуществляется обтекающим потоком (рис.2). Такая же топологическая картина линий тока реализуется в меридиональном сечении вихря Хилла [18], в солитоне Ларичева-Резника, и других подобных примерах. В АЯГ соответствующая «подкрутка» осуществляется потоком излучения от аккреционного диска [5], частично «обтекающего» тор, а частично поглощаемого поверхностью тора.

Рис.2. Топологическая структура линий тока вещества,



напоминающая аналогичную в затеняющем торе вблизи центра АЯГ: правая часть сечения x - z плоскостью симметрии, ортогональной диску (слева, не показан); z – ось симметрии. Стрелками показаны возможные движения вещества, внутри тора и в обтекающем его потоке, соответствующие решению плоской задачи об обтекании цилиндра [Лэмб, 6].

Закон Ламберта

$$I(\theta) = I_{\max} \cos \theta$$

Мы упростим описание, заменив небольшую часть тора с большим радиусом R круговым цилиндром того же поперечного сечения с радиусом a .

Угловую зависимость интенсивности излучения от полярного угла (с полярной осью, ортогональной плоскости аккреционного диска) выберем в соответствии с законом Ламберта. на луче, касательном к поверхности тора, интенсивность локально равна Эддингтоновской: Угол раскрытия полого конуса определяется превышением максимальной интенсивности над Эддингтоновской

$$I_{\text{Edd}} = L_{\text{Edd}} / 4\pi = I(\theta) \quad L_{\text{Edd}} \approx 1,5 \cdot 10^{38} M_c / M_{\odot} \quad \cos \theta = \frac{I_{\text{Edd}}}{I_{\max}}$$

3. Вихревая динамика затеняющего тора

Используем решение для функции тока плоского течения в полярных координатах внутри круга радиуса a и сопрягаемое с ним решение вне круга.

Картина «обтекания» потоком излучения существенно отличается из-за поглощения излучения ЗТ и его отрыва на линии тока, соответствующей Эддингтоновской интенсивности. Но внутри тора топология линий тока сохраняется такой же, как в задаче обтекания цилиндра (Рис.3) Пучок силовых линий, соответствующий Эддингтоновской интенсивности излучения, передает тангенциальный импульс поверхности тора в точке касания при $\beta = \theta$

$$\psi = C J_1(kr) \sin \theta$$

$$\psi = U \cdot \left(r - \frac{a^2}{r} \right) \cdot \sin \theta$$

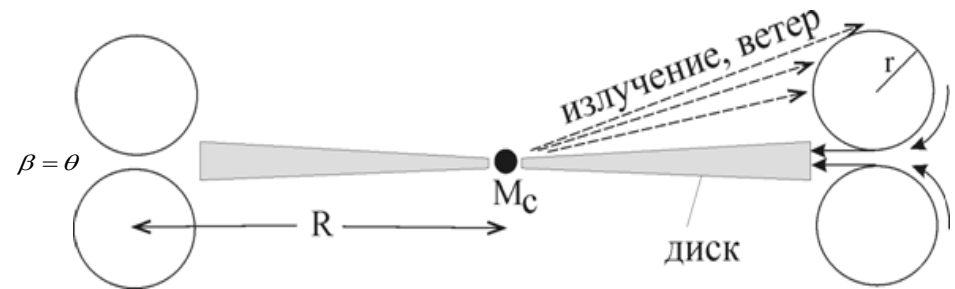


Рис.3. Схема «подкрутки» ЗТ ветром и излучением АЯГ. Внешние и внутренние критические силовые линии не показаны, чтобы подчеркнуть дипольную структуру тора, состоящего из двух противоположно вращающихся кольцевых вихрей [БаК].

4. Обтекание и подкрутка потоком излучения

Найдем скорость вещества тора в точке отрыва излучения, используя закон сохранения импульса, приобретающий форму непрерывности потока импульса при поглощении излучения затеняющим тором. Плотность потока импульса излучения на интересующем нас пучке лучей, Эддингтоновской интенсивности, и скорость потока равны:

$$\frac{J(\theta)}{c} = \frac{L_{\text{Эдд}}}{4\pi c (R^2 - a^2) \sin \theta}$$

$$V_t = \sqrt{\frac{L_{\text{Эдд}}}{4\pi \rho c (R^2 - a^2) \sin \theta}}$$

Отсюда находится параметр обтекания U , соответствующий топологии течения.

$$U = \sqrt{\frac{L_{\text{Эдд}}}{16\pi \rho c (R^2 - a^2) \sin^3 \theta}}$$

5. Неустойчивость периферии аккреционного диска и VLR в АЯГ

$$\frac{M_c}{M_{\text{ring}}} = \frac{q}{\pi(1-q^2)} \left[(1+q)E(k) - (1-q)K(k) \right]$$

$$k^2 = 4q / \left((1+q)^2 + z^2 \right)$$

$q R$ – радиус кольца Лагранжа, на котором сравниваются силы притяжения к тонкому тору и ЧД,
 k – индекс полного эллиптического интеграла M_c – масса черной дыры, M_{ring} – масса тора.

Простейшая модель

Проиллюстрируем это на упрощенном примере, когда актуальную (с точки зрения влияния гравитации) часть тора мы заменяем цилиндром того же (малого) радиуса a , находящимся на расстоянии большого радиуса тора R от центра АЯГ. Будем считать в данной модели, что положение кольца Лагранжа совпадает с внутренней границей тора, т.е. имеет координату $(R-a)$. Тогда сила притяжения к цилиндру на его границе равна $2\pi G a \rho$. Приравнивая её силе притяжения к ЧД, получаем

$$\frac{GM_c}{(R-a)^2} = 2\pi G \cdot \frac{M_{\text{ring}}}{2\pi^2 R a}$$

$$a / R \approx M_{\text{ring}} / 2\pi M_c$$

«Легкий» ЗТ

$$\frac{a}{R} = 1 + \pi \frac{M_c}{M_{\text{ring}}} - \sqrt{\left(1 + \pi \frac{M_c}{M_{\text{ring}}}\right)^2 - 1}$$

$$a / R \approx 1 - \sqrt{2\pi M_c / M_{\text{ring}}}$$

«Тяжелый» ЗТ

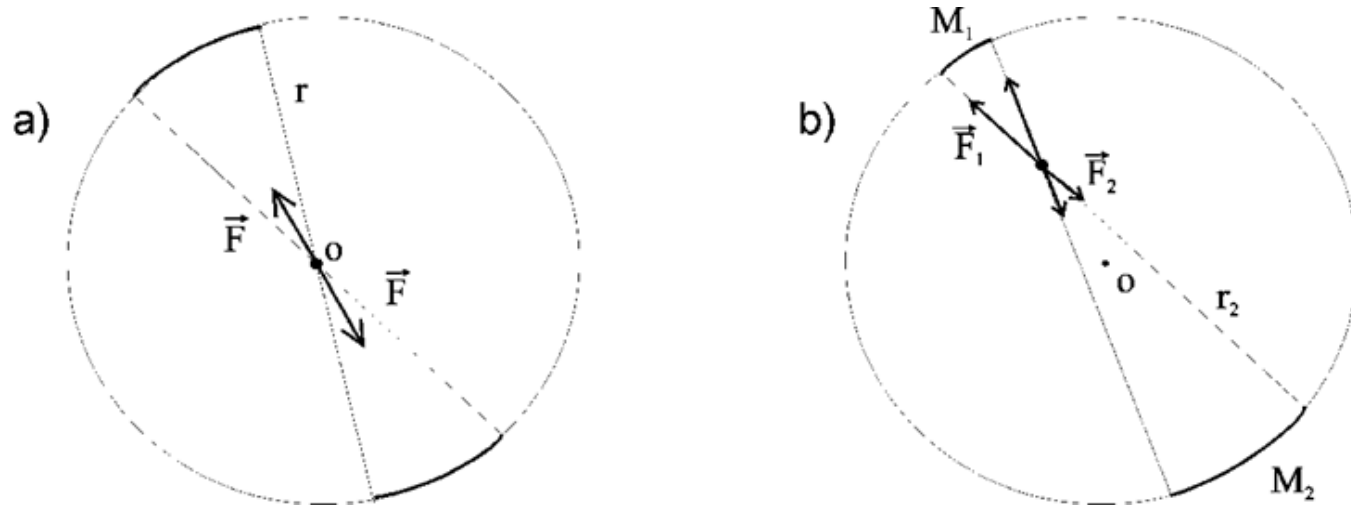
Влияние ЗТ на массу СМЧД, определяемой методом реверберации (по запаздыванию)

$$\Phi(\xi, \eta) = G \int_{-a}^{+a} d\eta' \int_{-\sqrt{R^2 - a^2}}^{+\sqrt{R^2 - a^2}} d\xi' \cdot \rho \cdot \phi(\xi, \eta; \xi', \eta')$$

$$(\Delta M)^2 = \frac{GM_c}{ct} + \frac{M_{\text{ring}}}{2\pi^2 R a^2} \ddot{\Phi}(x - ct, z)$$

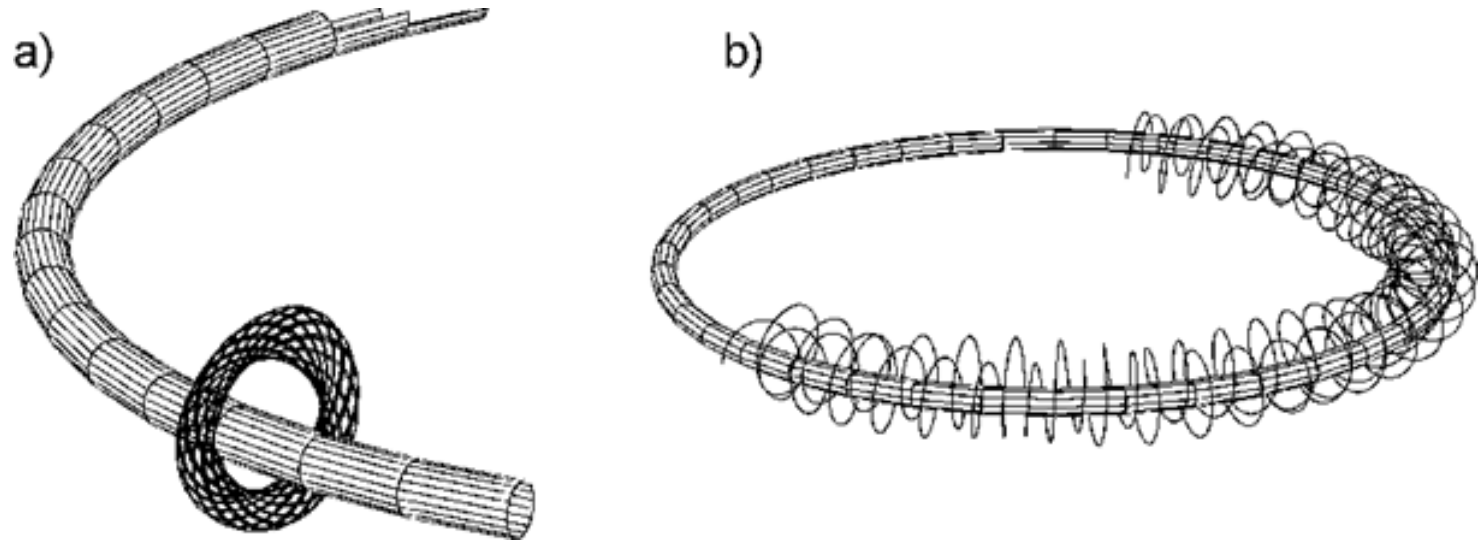
Поправка, которая входит в вириальное соотношение, зависит от отношения масс тора и ЧД. Потенциал тора см у Банниковой [9]

App. A. Particle-to-torus attraction



the centre of the ring, they balance each other (Fig. a). When decentering the particle (along the chosen diameter), the arc mass increases (or decreases) linearly with distance from the particle, while the force changes inversely as square of distance (Fig. b). [8]

Torus as attractor



Фрагмент рис из работы ВВК [В сб. Нелинейные волны 2004]

Наличие двух аттракторов неминуемо приводит к хаотизации типа «странного аттрактора». Возможно, что этому соответствует BLR.

Литература

1. B. Peterson, An Introduction to AGN, CUP, 2012
2. R. Antonucci, Unified models ... 1993, ARA&A, **31**, 473
3. L. Popovic, SMBH & emission lines in AGN, NAR 2012.
4. V. Beskin. MHD Flows: Accretion, Winds & Jets. 2009
5. E. I. Bannikova & V. Kontorovich, A Dipole Vortex Model of Obscuring Tori in AGN, Astron Rep. **51**, 264 (2007).
6. H. Lamb, Hydrodynamics, CUP, 1947.
7. L. Landau & E. Lifshitz, Hydrodynamics, Nauka, 1986
8. E. I. Bannikova, et al, in: Nonlinear Waves, NN, 2004
9. E. I. Bannikova, MNRAS **476**, 2018
10. Netzer H., CUP, 2013, AnnRevAstAp, **53**, 365, 2015
11. B. Peterson: BLR in AGN. Lect Notes Phys **693**, 2006
12. M Gaskell, What BLR tell us... NAR **53**, 140 (2009)

Литература (дополнительная)

13. Komberg, B. V. "Quasars and Active Galactic Nuclei". In Kardashev, N. S. (ed.). *Astrophysics on the Threshold of the 21st Century*. p. 253, (1992).
14. V. M. Kontorovich, The evolution of galaxies in the mirror of the coagulation equation, *LTP*, 43, 41 (2016).
15. V. Kontorovich, A. Kats, & D. Krivitskii, "Explosive" evolution of galaxies in a model of coalescence events *ЖЭТФ письма* **55** #1, 1992
16. V. Voloshchuk, *Kinetic theory of coagulation*, Leningrad: Gidrometeo, 1984.
17. B. Liu & E. Qiao, Accretion around black holes, *iScience* **25**, 103544, 2022
18. L. Milne-Thomson, *Theoretical Hydrodynamics*, Мир, 1968
19. E. Cackett, et al, Reverberation mapping of agn: From X-ray corona to dusty torus, *iScience* 24, 102557 (2021).
- 20 V. Kontorovich. *LJRS*, 22, #10, compil.1, 2022. (More detailed description).

Спасибо за внимание

