

Динамика вещества в тесных двойных звездах

Дмитрий Валерьевич Бисикало

План лекций

3. Общие сведения о тесных двойных звездах.

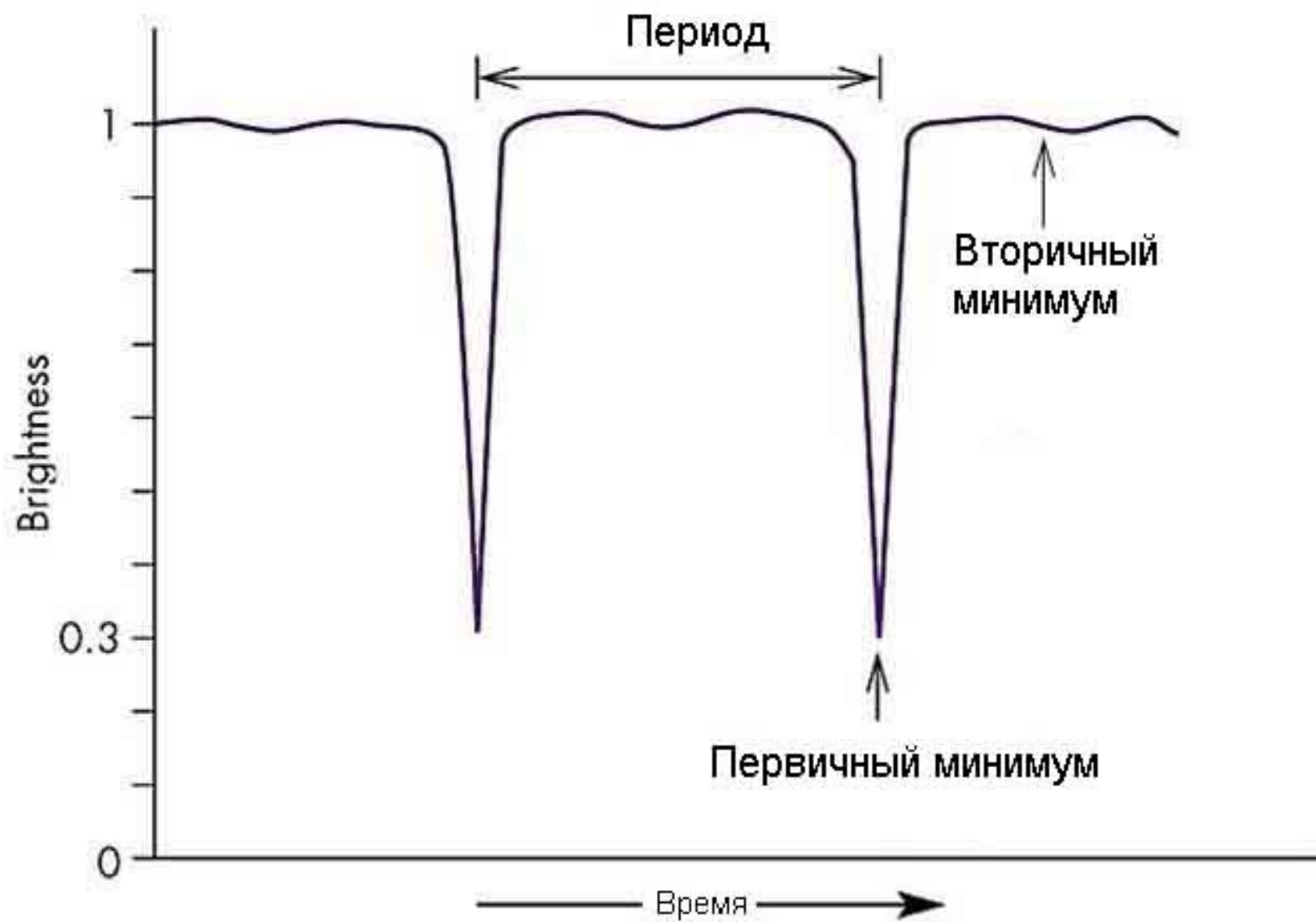
4. Наблюдательные проявления элементов структуры течения в тесных двойных звездах.

5. Численное моделирование течений в тесных двойных системах.

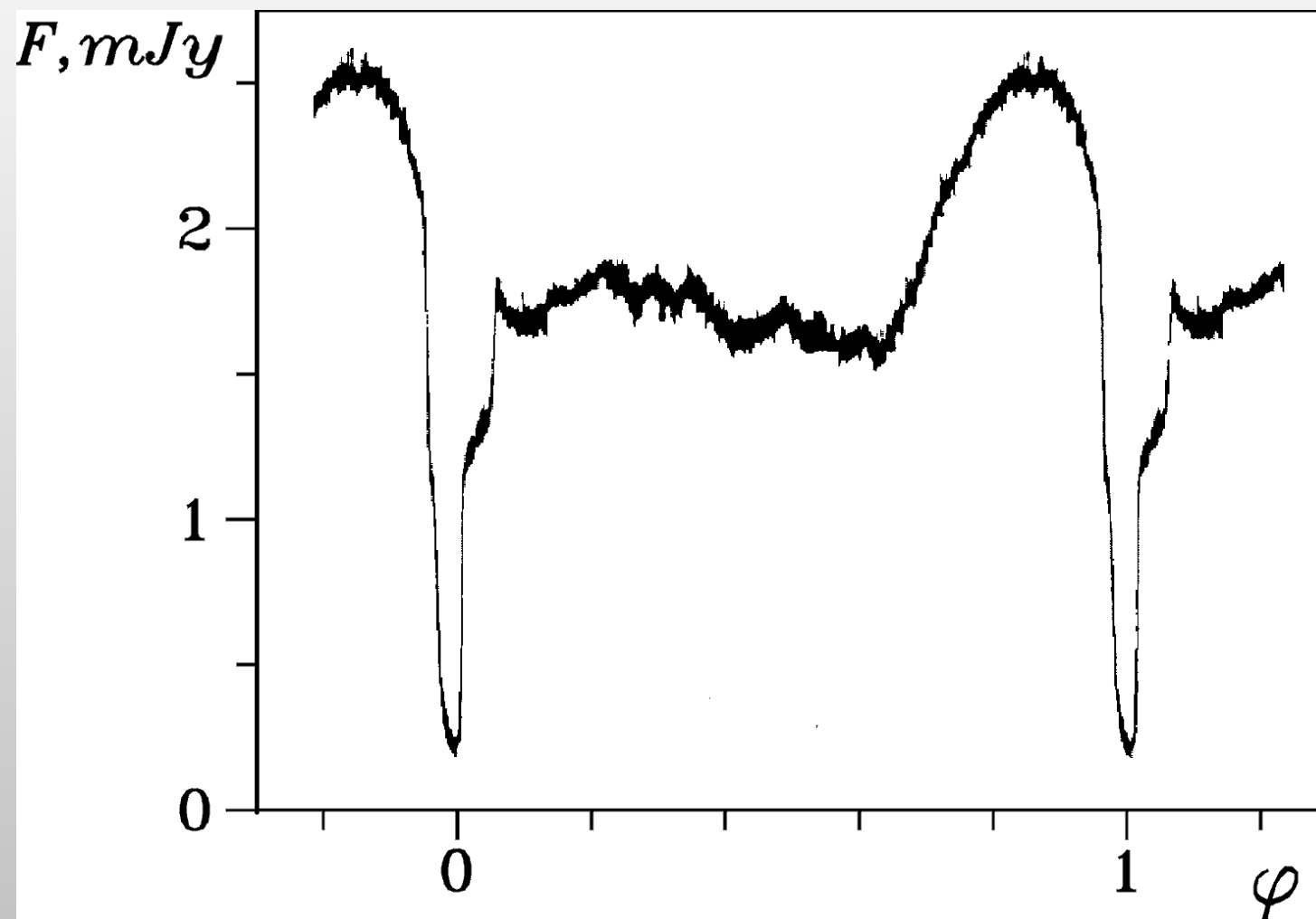
Общие сведения о тесных двойных звездах

Вводные замечания

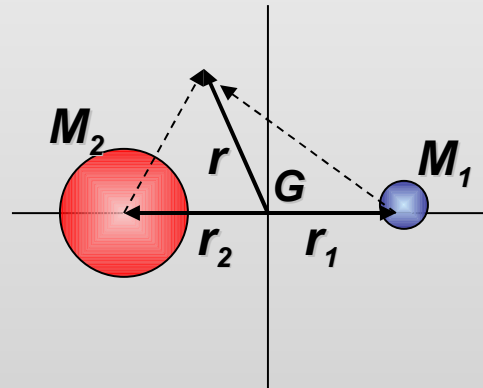




Кривая блеска затменной двойной Z Cha

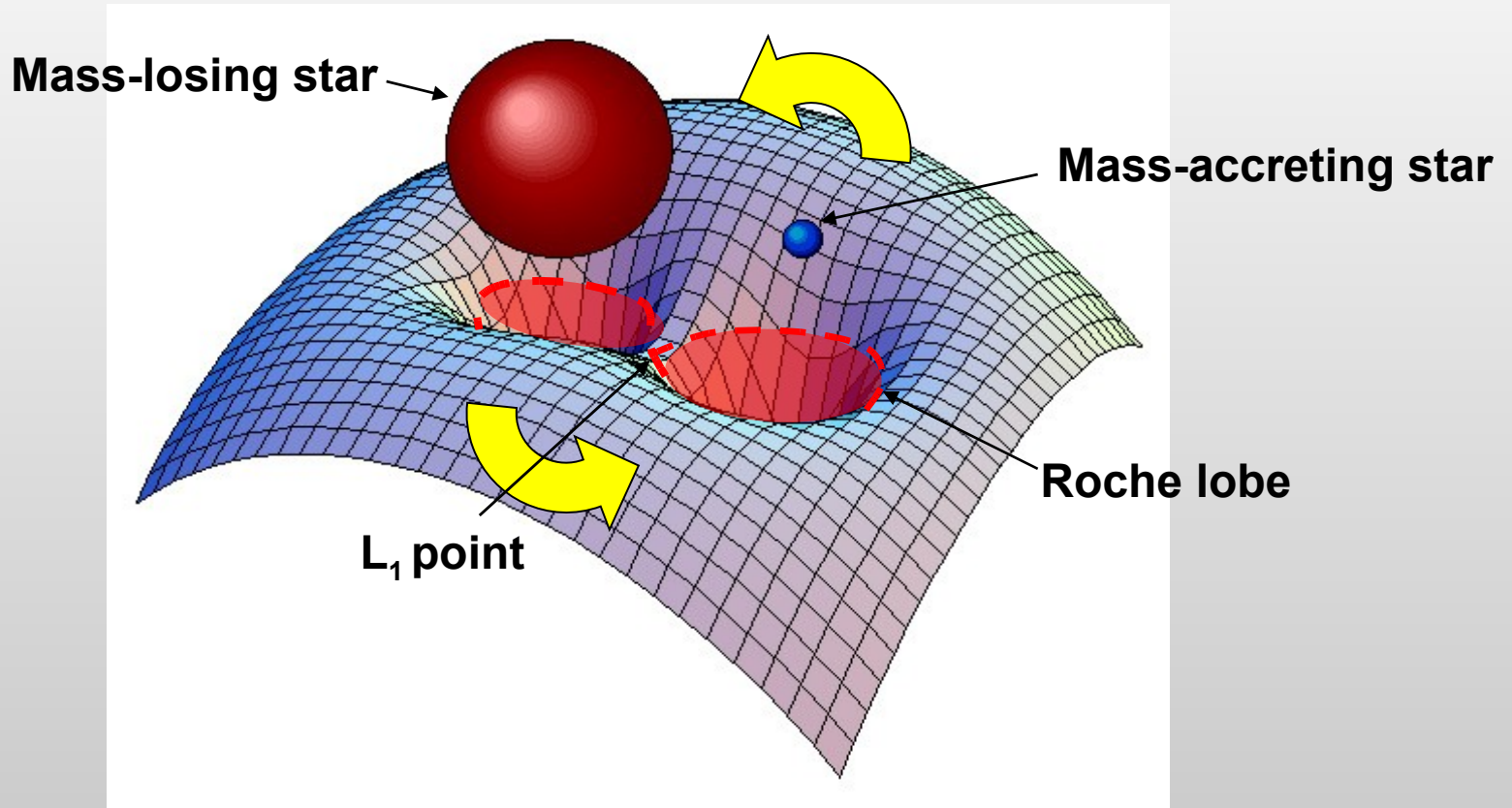


From physical point of view it is rather evident that in CB the gaseous flows can appear. Let us consider a binary with a spin-orbit synchronization or, in other words, the system where the velocities of angular rotation of both components are equal to the velocity of angular revolution of the system.



There are several forces acting on a test particle located between the binary components: gravitational attraction of the two binary components, the pressure gradient, and two forces related to the co-rotating frame used: the centrifugal and Coriolis forces.

$$\Phi_R(\mathbf{r}) = -\frac{GM_1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_2|} - \frac{1}{2}(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r})^2$$



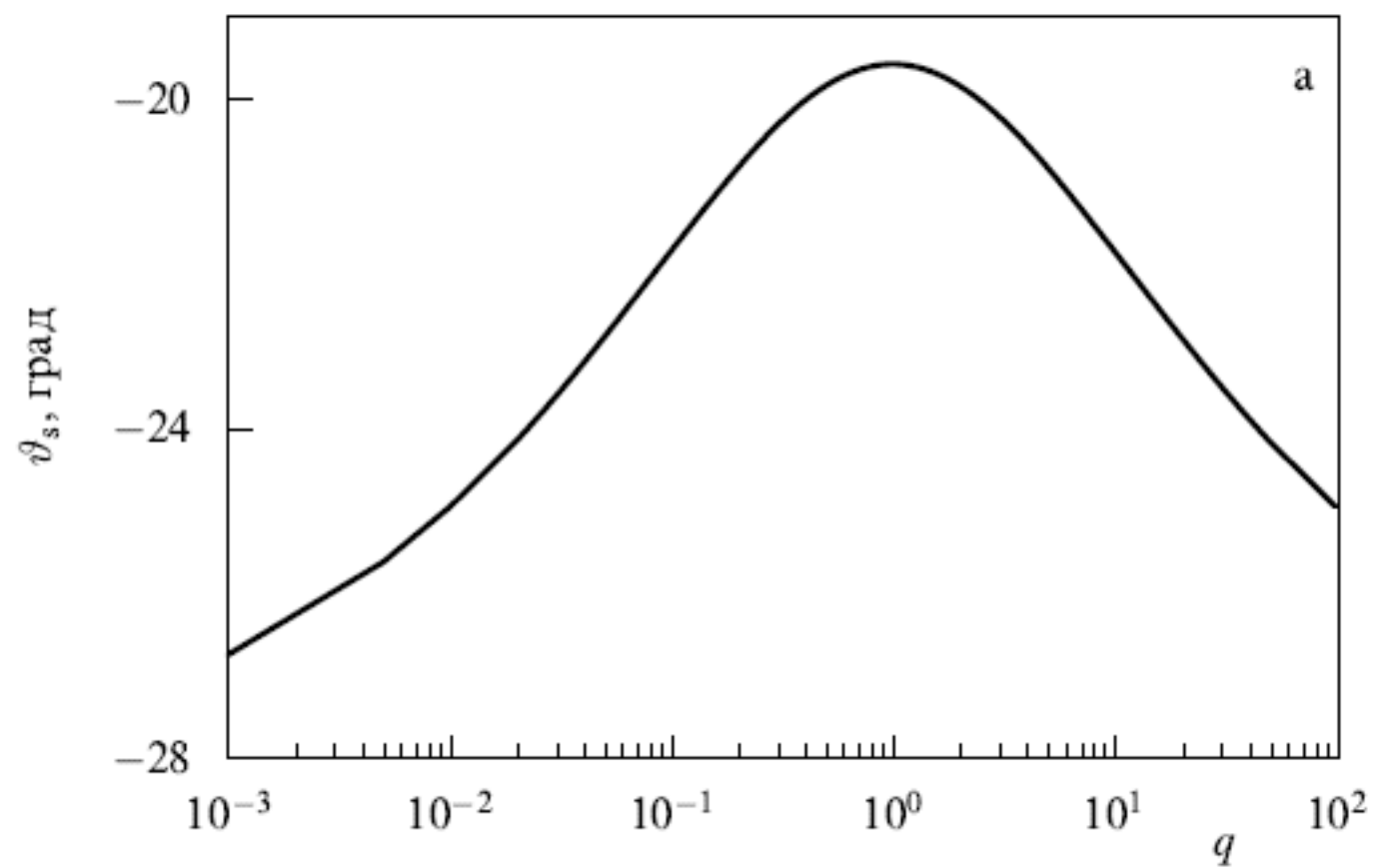
If star during its evolution will become large enough to fill the Roche lobe, then the mass transfer between components of the system occurs through the vicinity of the inner Lagrangian point.

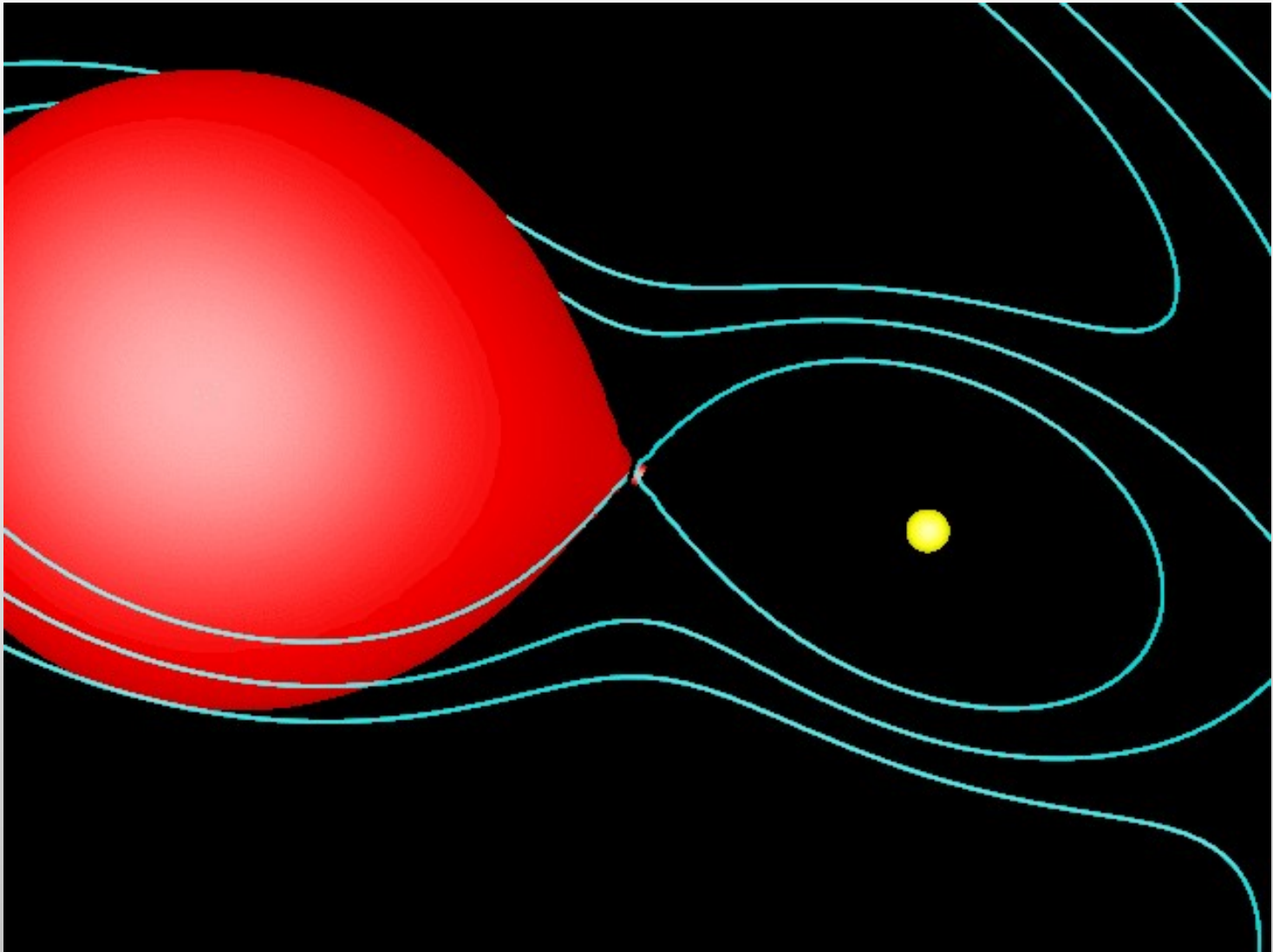
Рассмотрим, что происходит с газом после того, как он миновал точку либрации L_1 . По мере удаления от L_1 скорость газа возрастает под действием силы притяжения звезды-аккретора (звезды 2) и вскоре течение становится существенно сверхзвуковым (см., например, [35, 39]). Кроме того, под действием силы Кориолиса струя вещества отклоняется от линии, соединяющей центры звезд. В соответствии с анализом Любова и Шу [35] выражение для угла отклонения струи ϑ_s имеет вид

$$\cos(2\vartheta_s) = -\frac{4}{3} g_{\vartheta}^{-1} + \sqrt{1 - \frac{8}{9} g_{\vartheta}^{-1}},$$

где

$$g_{\vartheta}(q) = \left[\frac{q}{(x_{L_1}/A)^3} + \frac{1}{(1 - x_{L_1}/A)^3} \right] (q + 1)^{-1}.$$





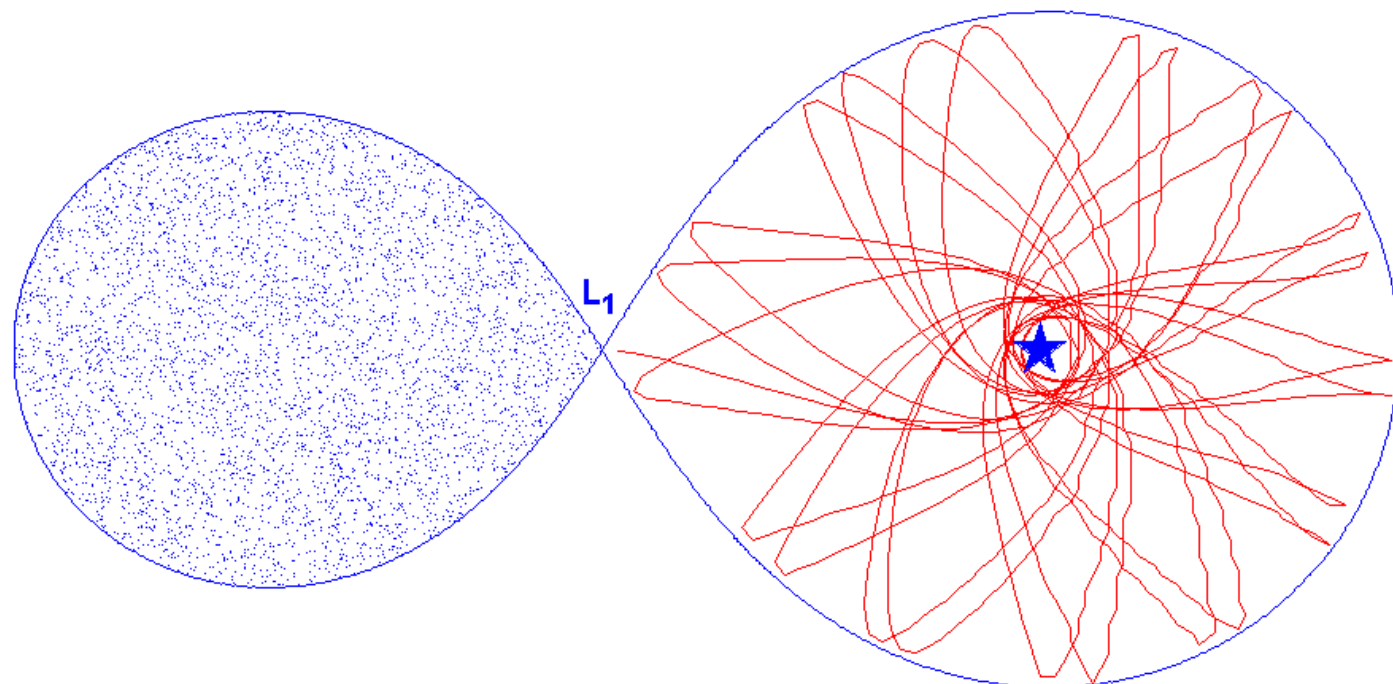
$$L_z = r \cdot u_\phi \quad (L_z = r \cdot u_\phi + \Omega r^2)$$

$$\frac{d}{dt} L_z = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} L_z + \vec{u} \cdot \nabla L_z = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial \phi} - \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} \approx 0$$

Если угловой момент сохраняется как, например, в аксиально симметричных дисках в отсутствии вязкости, то вещество струи может достичь только некоего радиуса:

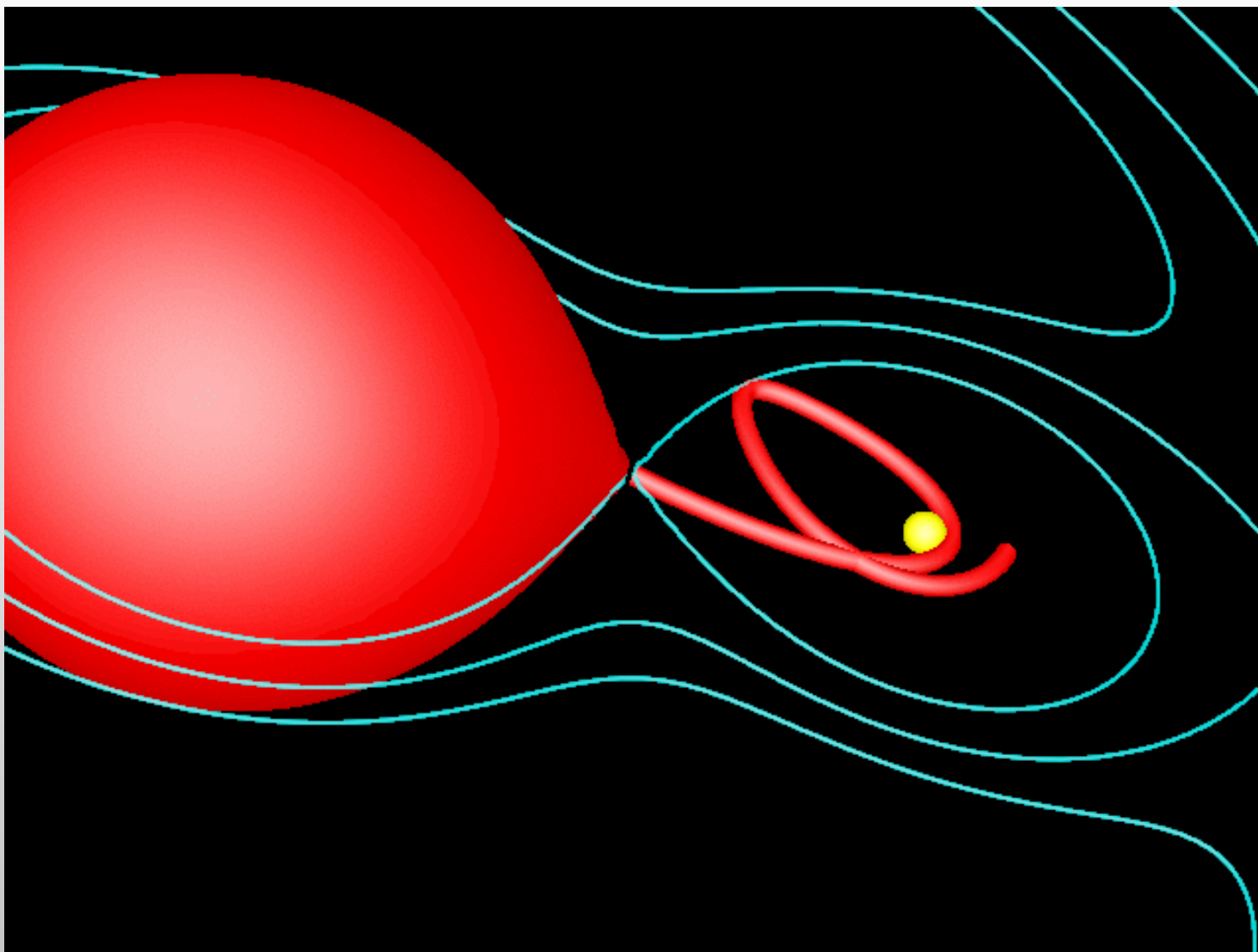
$$r_{circ} = L_z^2 / 2GM$$

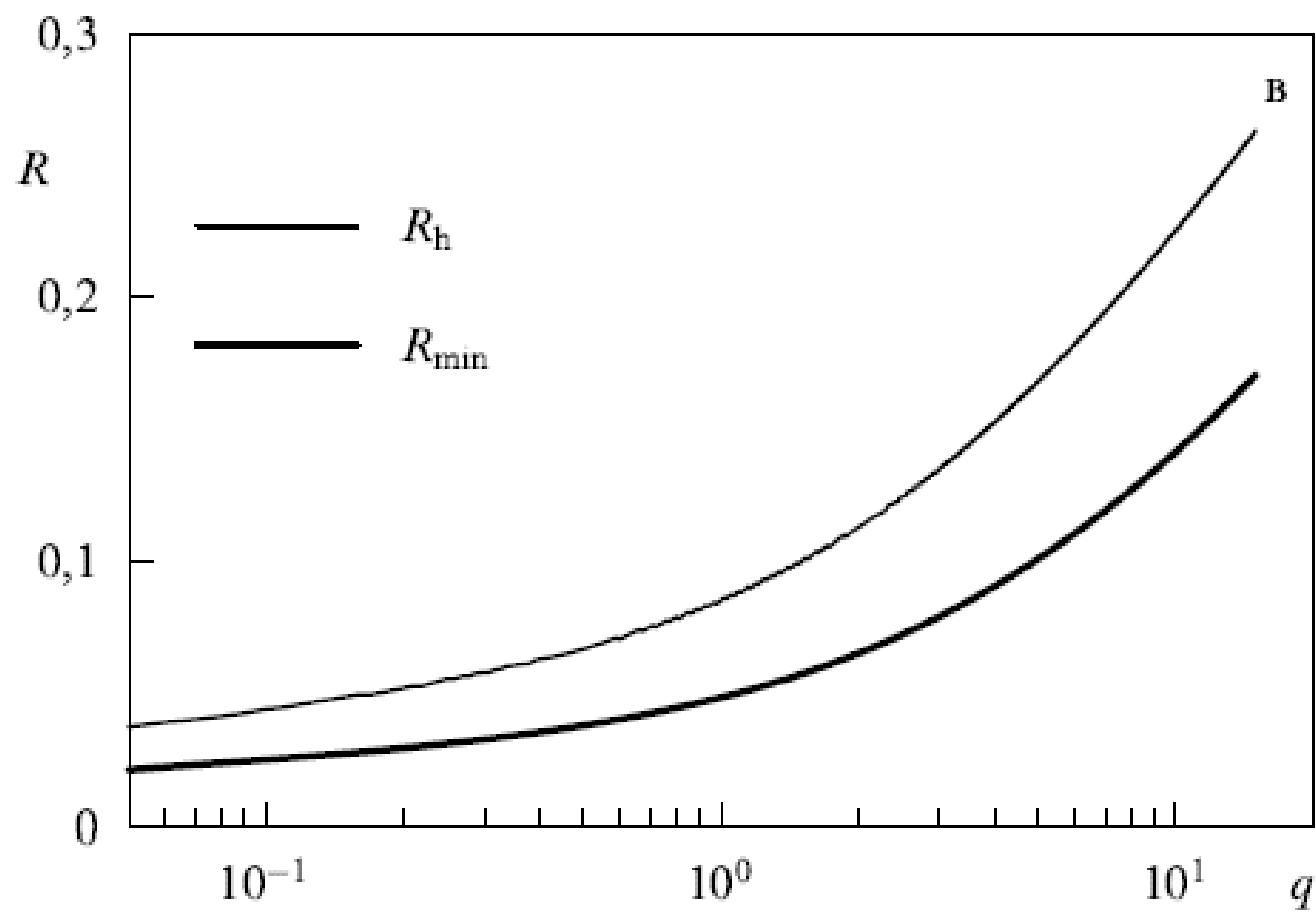


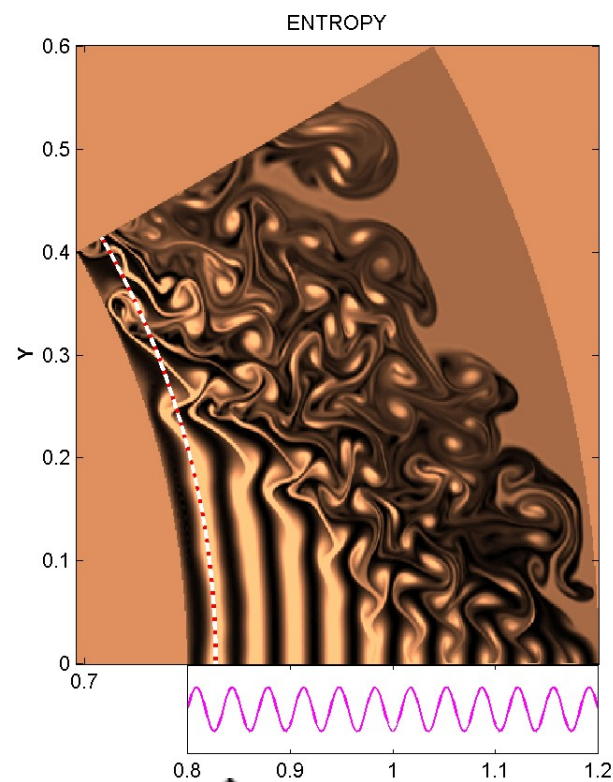
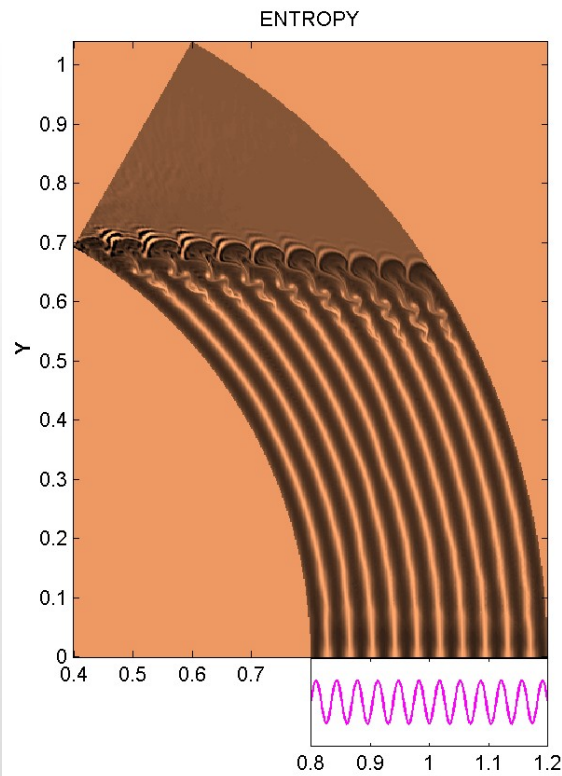
Из анализа траекторий можно заключить, что струя подходит достаточно близко к точечной массе, представляющей собой звезду 2 в приближении Роша. Минимальное достижимое расстояние $R_{\min}$ между траекторией отдельной частицы и центром звезды для систем с разным соотношением масс компонентов показано на рис. 2в [35]. В диапазоне $0,05 < q < 1$ величина $R_{\min}$ с точностью до 1 % может быть аппроксимирована выражением [38]

$$\frac{R_{\min}}{A} = 0,0488q^{-0,464}.$$

Рассмотрим угловой момент частицы после прохождения точки, в которой траектория пересекает саму себя. Учитывая, что точка пересечения траекторий пробных частиц расположена достаточно близко к звезде 2 и, следовательно, воздействием звезды 1 на поток вблизи точки столкновения можно пренебречь, будем считать, что угловой момент элемента газа относительно звезды 2 сохраняется. Поскольку для частицы с фиксированным угловым моментом, вращающейся вокруг точечной массы, минимальная энергия достигается на круговой орбите, то следует ожидать, что газ после столкновения образует вокруг звезды 2 кольцо с радиусом R_h . Газ в кольце вращается вокруг звезды 2 с азимутальной скоростью v_ϕ , которая в предположении отсутствия сил давления определяется из баланса между центробежной силой v_ϕ^2/r и гравитационным притяжением звезды GM_2/r^2 . Приравнивая их, мы получаем газовое кольцо с кеплеровским законом вращения $v_K = (GM_2/r)^{1/2}$. Угловой момент в таком кольце возрастает в направлении от центра кольца как $\sim \sqrt{r}$.







Полученная зависимость угловой скорости вещества $\Omega_K = v_K/r$ от радиуса означает, что газ в кольце вращается дифференциально, т.е. в газовом потоке существуют не равные нулю сдвиговые напряжения. Наличие диссипативных процессов приводит к тому, что вращение частиц газа на внутренних орбитах будет замедляться, а на внешних орбитах, наоборот, ускоряться. В результате это приведет к перераспределению углового момента в кольце и оно расползется в аккреционный диск.

В тесных двойных звездах есть несколько механизмов переноса углового момента

- **Приливное взаимодействие**
- **Спиральные ударные волны**
- **Конвекция**
- **Дисковый ветер и джеты**
- **Неустойчивости: MRI, бароклинная, сверхотражения, и т.п.**
- **Вязкость**

Наличие диссипативных процессов в диске приводит к возникновению радиального движения вещества по направлению к аккретору со скоростью v_{rad} . Уравнения, описывающие динамику тонкого диска, как правило, получают из полной системы трехмерных² газодинамических уравнений интегрированием по толщине диска в предположении, что диск является кеплеровским (т.е. $v_{\phi} = v_K = r\Omega_K = \sqrt{GM_2/r}$) и v_{rad} не зависит от z . Из закона сохранения массы на радиусе r следует, что

$$r \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} r v_{\text{rad}} \Sigma = 0. \quad (2)$$

$$\Sigma = 2 \int_0^H \rho \, dz,$$

Из закона сохранения углового момента имеем

$$r \frac{\partial}{\partial t} \Sigma r^2 \Omega + \frac{\partial}{\partial r} r v_{\text{rad}} \Sigma r^2 \Omega = \mathcal{G}, \quad (3)$$

где

$$\mathcal{G} = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial F}{\partial r},$$

F — момент вязкой силы на радиусе r ,

$$F = 2\pi r \nu \Sigma r \frac{\partial \Omega}{\partial r} r.$$

Здесь ν — коэффициент кинематической вязкости, $r \partial \Omega / \partial r$ — сдвиговое напряжение.

Комбинируя (2) и (3), получим уравнения, описывающие временную эволюцию поверхностной плотности Σ и радиальной скорости v_{rad} для кеплеровского диска:

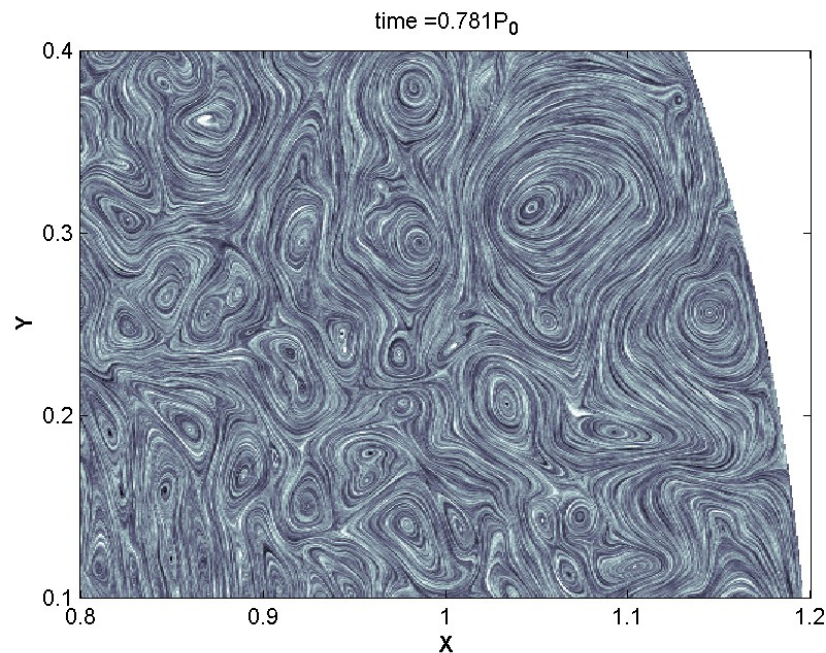
$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\sqrt{r} \frac{\partial}{\partial r} (v \Sigma \sqrt{r}) \right], \quad (4)$$

$$v_{\text{rad}} = - \frac{3}{\Sigma \sqrt{r}} \frac{\partial}{\partial r} v \Sigma \sqrt{r}. \quad (5)$$

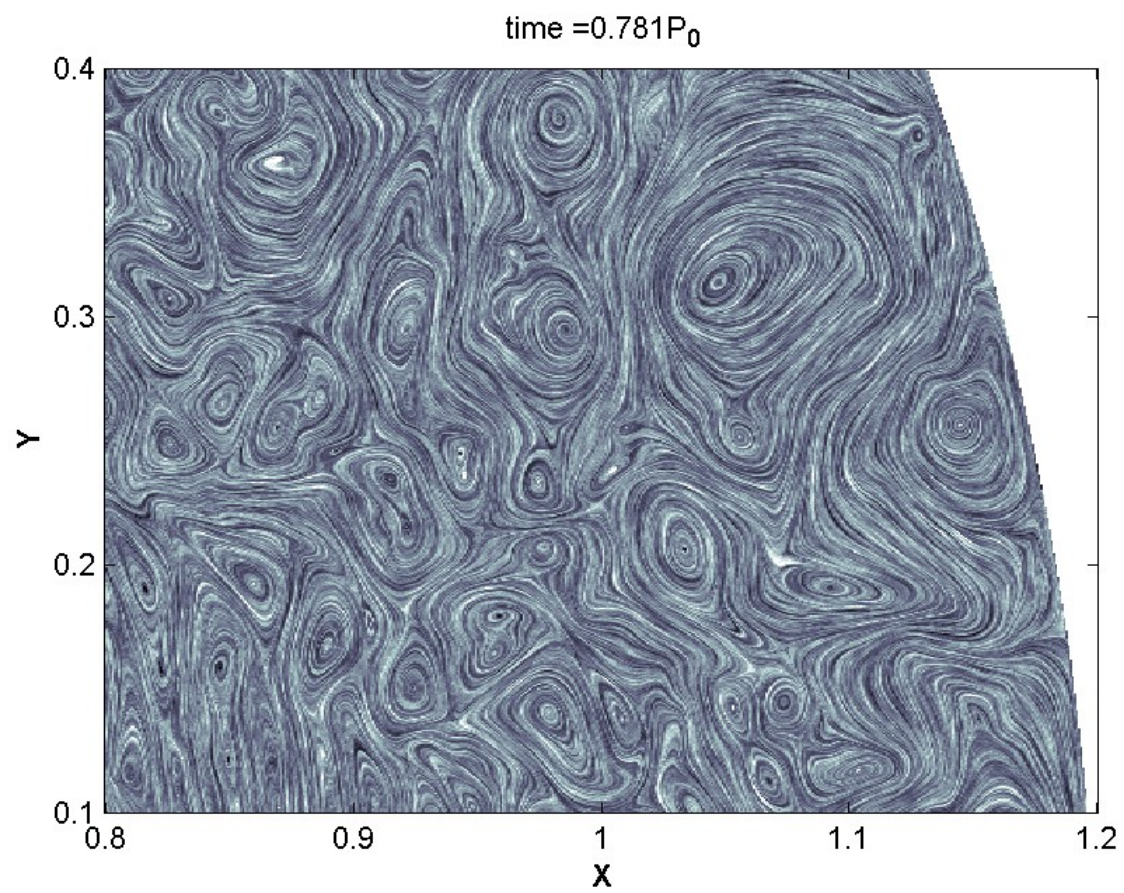
Важным свойством уравнения (4) является его диффузионный тип. Это означает, что поверхностная плотность диска может изменяться на радиусе r только в вязкостной шкале времени

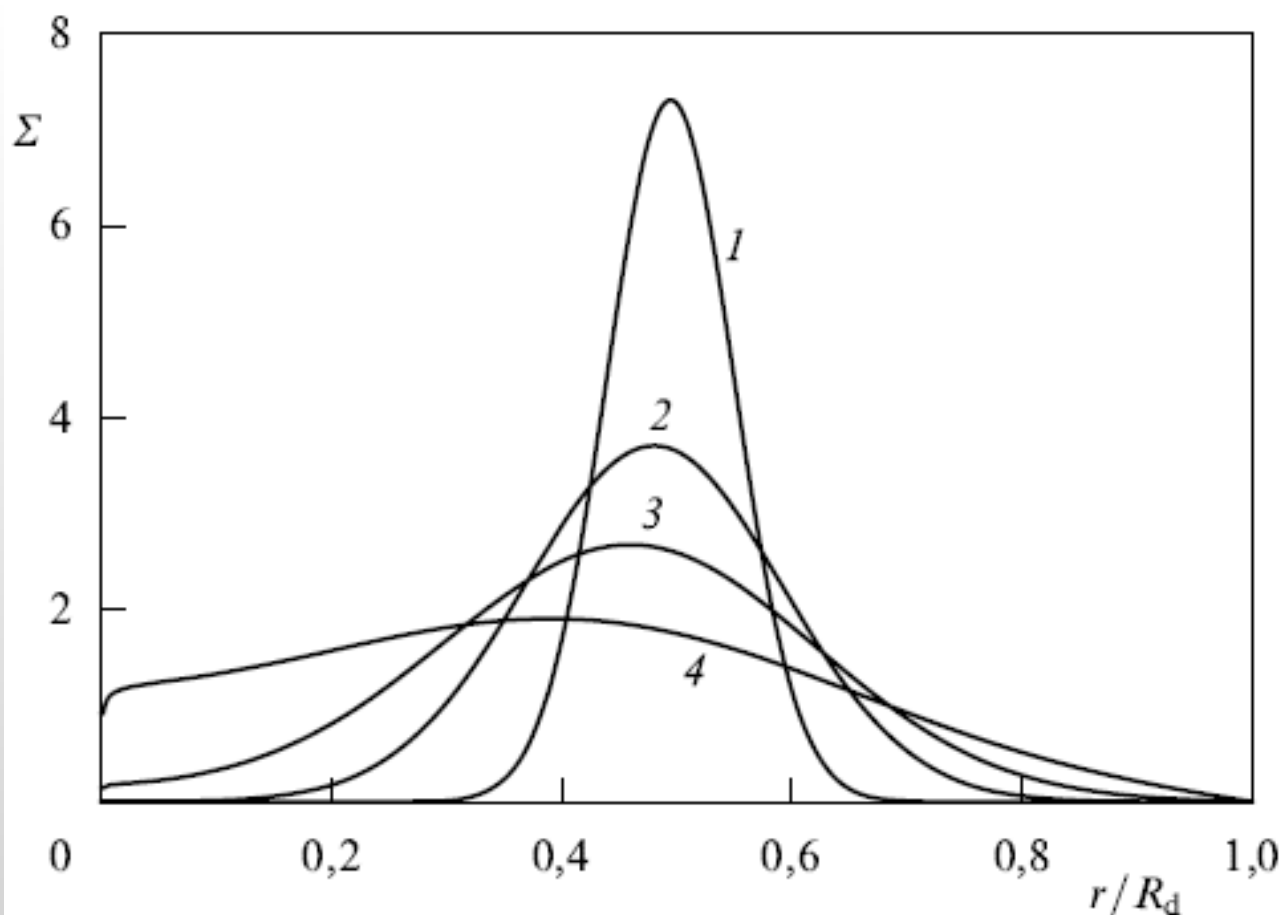
$$t_v(r) \sim \frac{r^2}{\nu}, \quad (6)$$

или, другими словами, радиальная скорость переноса вещества через диск пропорциональна $\sim r/t_v \sim \nu/r$.

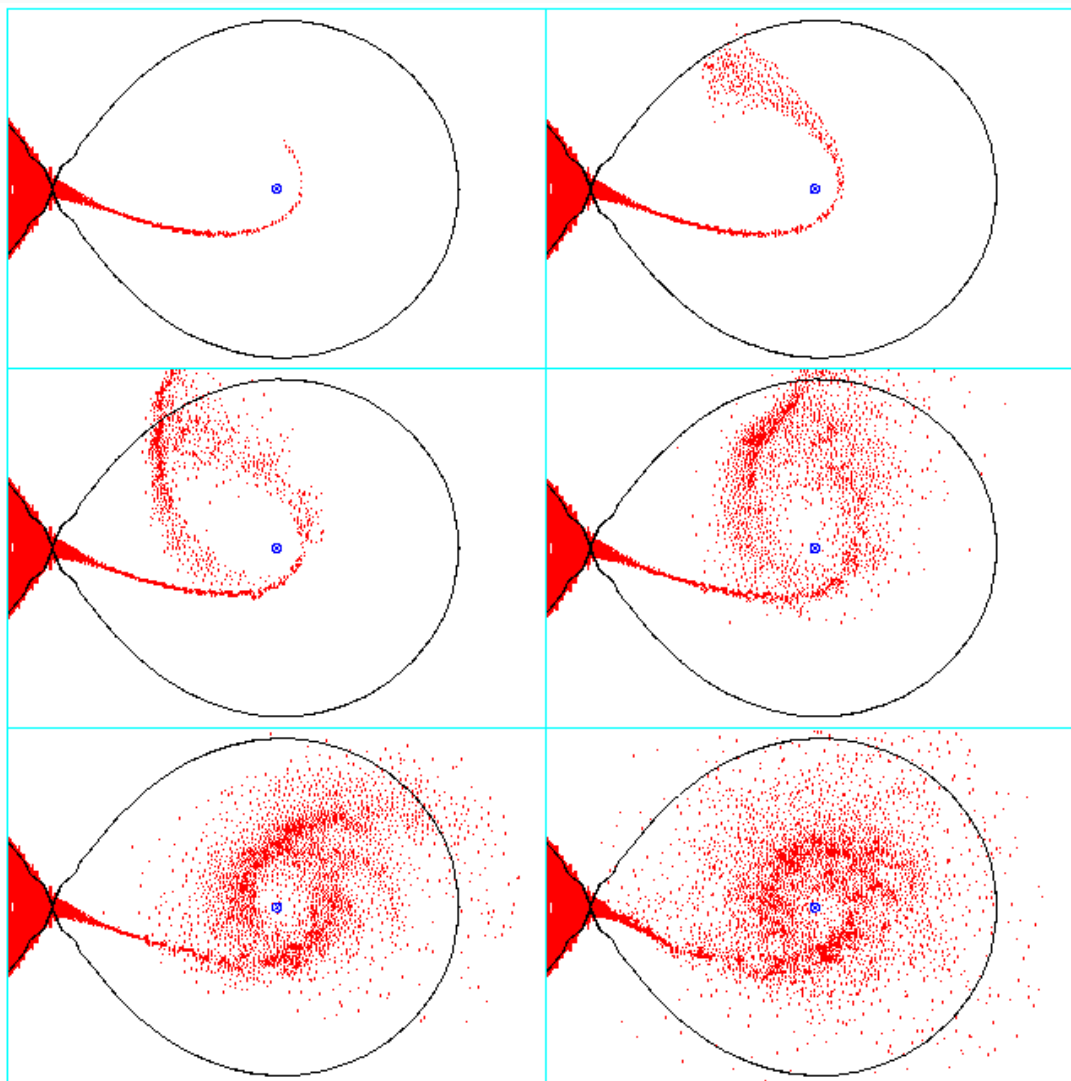


С точки зрения физики, радиальный поток вещества в диске описывается диффузионным уравнением, а не просто уравнением движения, потому что газ не может аккрецироваться до тех пор, пока не избавится от избытка углового момента. Вязкость перераспределяет угловой момент в диске, отводя его от внутренних частей диска к наружным, что позволяет аккрецироваться внутренним частям диска.





Воспользуемся уравнением (4) и рассчитаем временную эволюцию поверхностной плотности для случая постоянной вязкости ν . В начальный момент распределение поверхностной плотности описывается как возмущение (δ -функция) на половине радиуса диска. Временная эволюция для четырех моментов времени: $t = 1 \times 10^{-3} t_0$, $t = 2 \times 10^{-3} t_0$, $t = 4 \times 10^{-3} t_0$ и $t = 9 \times 10^{-3} t_0$ показана на рис. 3 (кривые 1–4 соответственно).



В направлении, перпендикулярном плоскости диска (вдоль оси z), структура диска определяется балансом между вертикальной составляющей градиента давления и z -компонентой силы тяжести звезды. В предположении, что масса диска пренебрежимо мала, имеем

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \rho \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{GM_2}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right). \quad (7)$$

Для тонкого диска $z \ll r$ и, следовательно, уравнение (7) может быть приведено к виду

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{GM_2 \rho z}{r^3}. \quad (8)$$

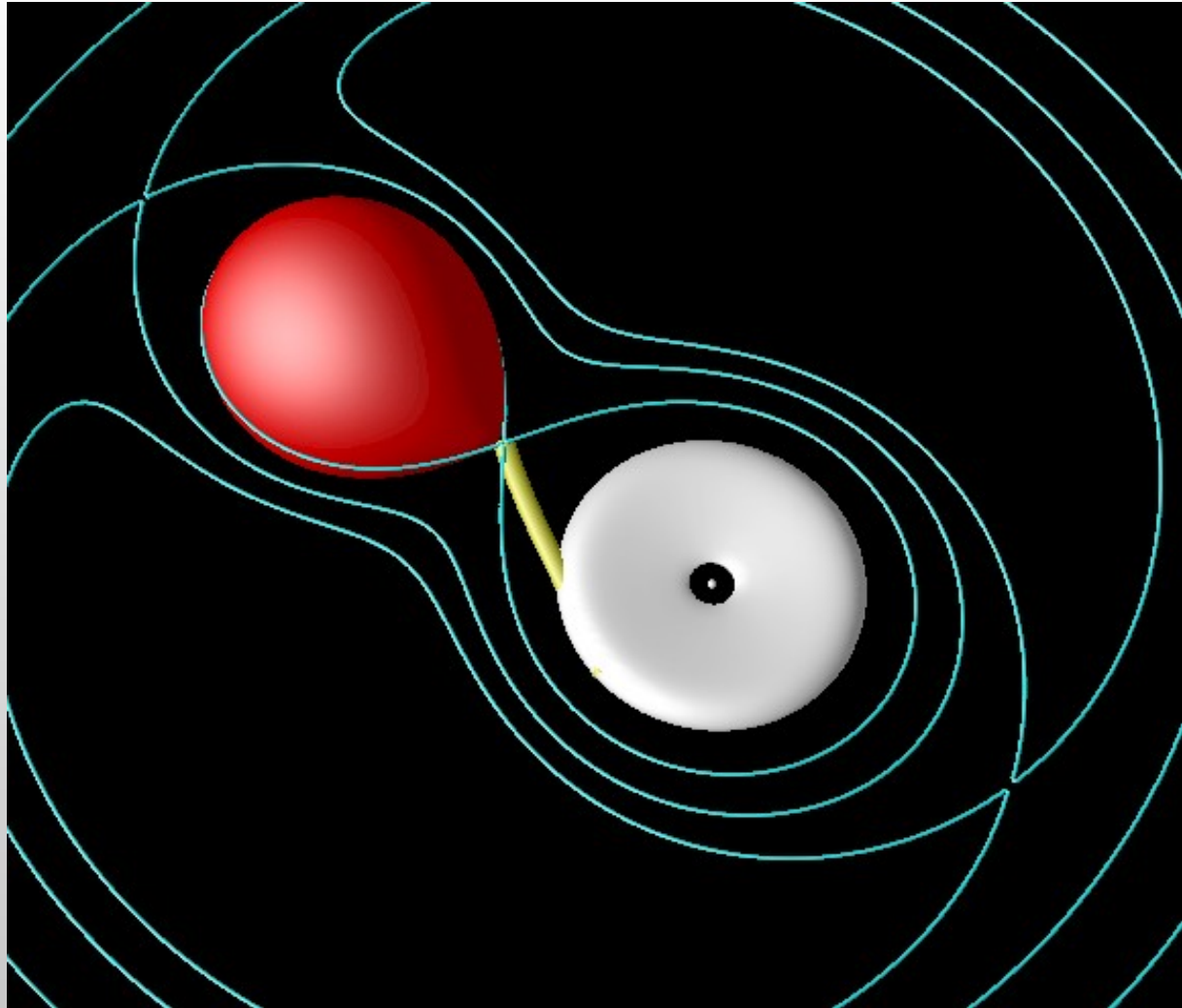
Для оценок удобно использовать упрощенное выражение, полученное из (8) в предположении, что

$$\frac{\partial p}{\partial z} \approx \frac{p_0}{H}, \quad z \approx H, \quad c_s \approx \sqrt{\frac{p_0}{\rho_0}},$$

где индекс 0 соответствует значениям, взятым на экваториальной плоскости. В результате получаем выражение для полутолщины диска H в виде

$$H \simeq \sqrt{\frac{c_s^2}{GM_2/r^3}} = \frac{c_s}{v_K} r, \quad (9)$$

где c_s — скорость звука. В реальных астрофизических дисках на газовую частицу помимо сил гравитации и центробежной силы действуют также добавочные силы, например градиент давления. Это означает, что закон вращения в таких дисках может отличаться от кеплеров-



Параметры диска и межкомпонентной оболочки определяются механизмом переноса углового момента. Наиболее естественным образом этот механизм может быть описан с использованием эффективной вязкости.

$$\frac{\partial}{\partial t} L_z + \vec{u} \cdot \nabla L_z = \dots + \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu r^2 \frac{\partial}{\partial r} (r^{-2} L_z) \right)$$

Параметры диска и межкомпонентной оболочки определяются механизмом переноса углового момента. Наиболее естественным образом этот механизм может быть описан с использованием эффективной вязкости.

$$\frac{\partial}{\partial t} L_z + \vec{u} \cdot \nabla L_z = \dots + \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu r^2 \frac{\partial}{\partial r} (r^{-2} L_z) \right)$$

$$\nu = ???$$

Молекулярная вязкость

$$\nu_{mol} \approx 10^7 \left(\frac{T}{10^5 \text{ K}} \right)^{1/2} \left(\frac{n}{10^{15} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ cm}^2/\text{s}$$

$$\nu_{mol} \approx 0.01 \text{ cm}^2/\text{s} \quad (\textit{water})$$

$$\nu_{mol} \approx 0.15 \text{ cm}^2/\text{s} \quad (\textit{air})$$

Молекулярная вязкость

$$\dot{M} = 10^{-18} \left(\frac{T}{10^5 \text{ K}} \right) \left(\frac{r}{10^5 \text{ km}} \right) \times \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-1/2} M_{\odot}/\text{yr}$$

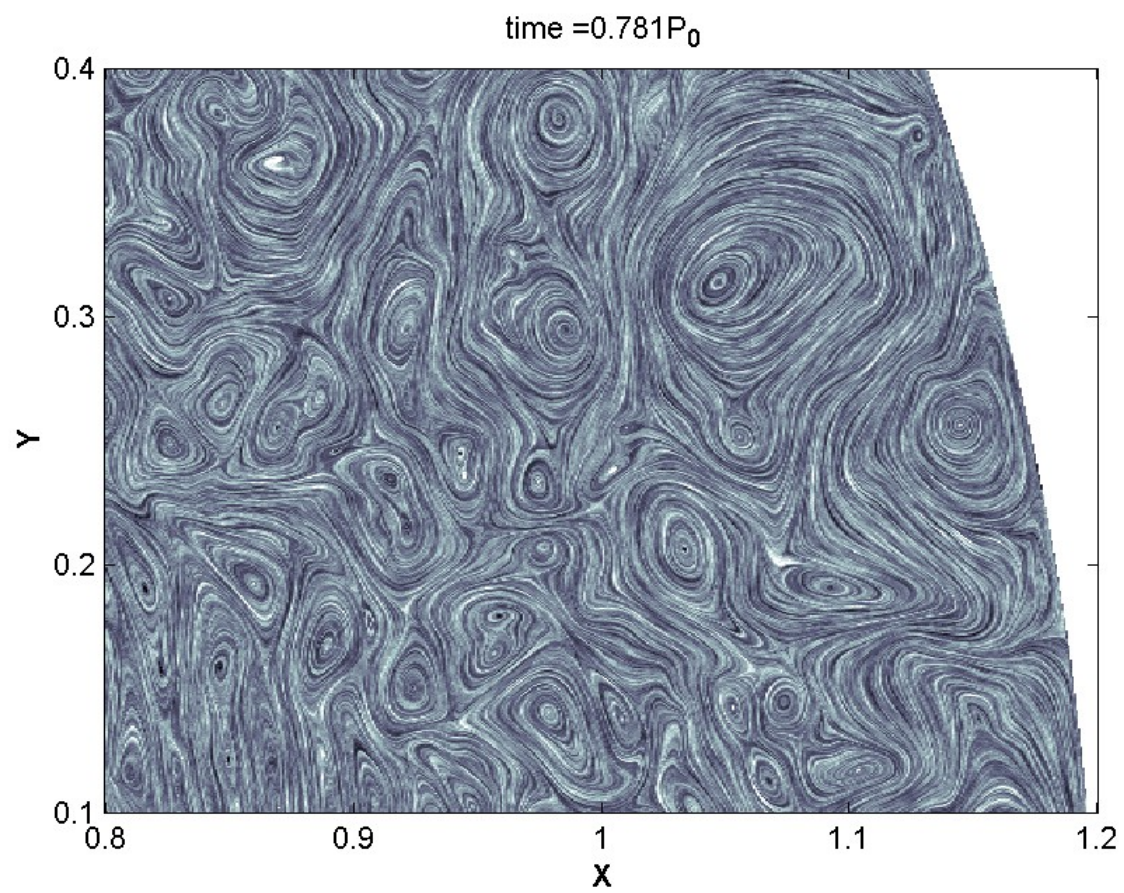
➡ $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$

В 1972 Н.И.Шакура и Р.А.Сюняев предложили идею «турбулентной» вязкости, которая на 9-10 порядков больше молекулярной. Мы можем рассматривать эту вязкость как эффективную и использовать α -параметр для описания перераспределения углового момента в системе.

$$\nu_{mol} = c_s \cdot \lambda \quad \longrightarrow \quad \nu_{turb} = \alpha \cdot c_s \cdot H$$

$$v_{mol} = c_s \cdot \lambda \quad \longrightarrow \quad v_{turb} = \alpha_{SS} \cdot c_s \cdot H$$

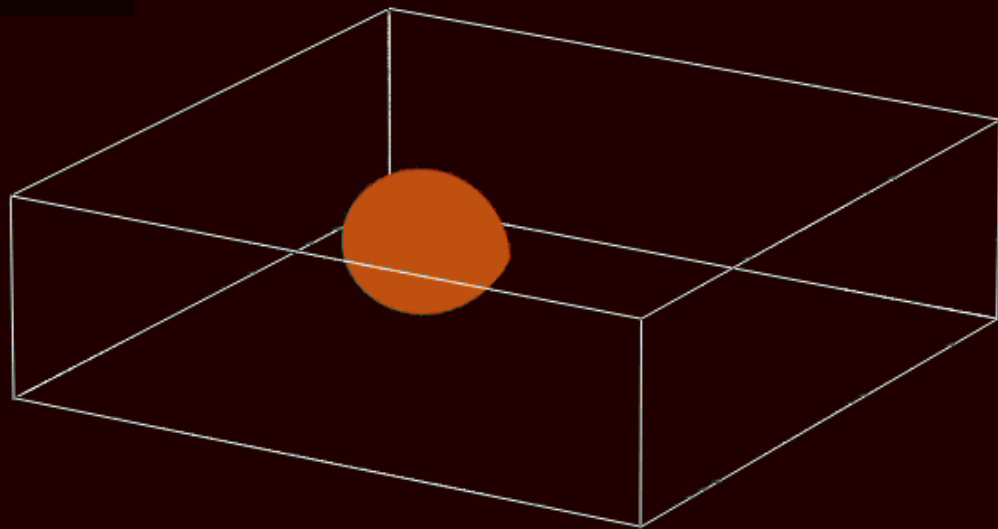
$$\begin{aligned} \dot{M} = & 10^{-9} \left(\frac{\alpha_{SS}}{0.1} \right) \left(\frac{T}{10^5 \text{ K}} \right)^3 \\ & \times \left(\frac{r}{10^5 \text{ km}} \right)^{12/5} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1/2} \\ & M_\odot/\text{yr} \end{aligned}$$

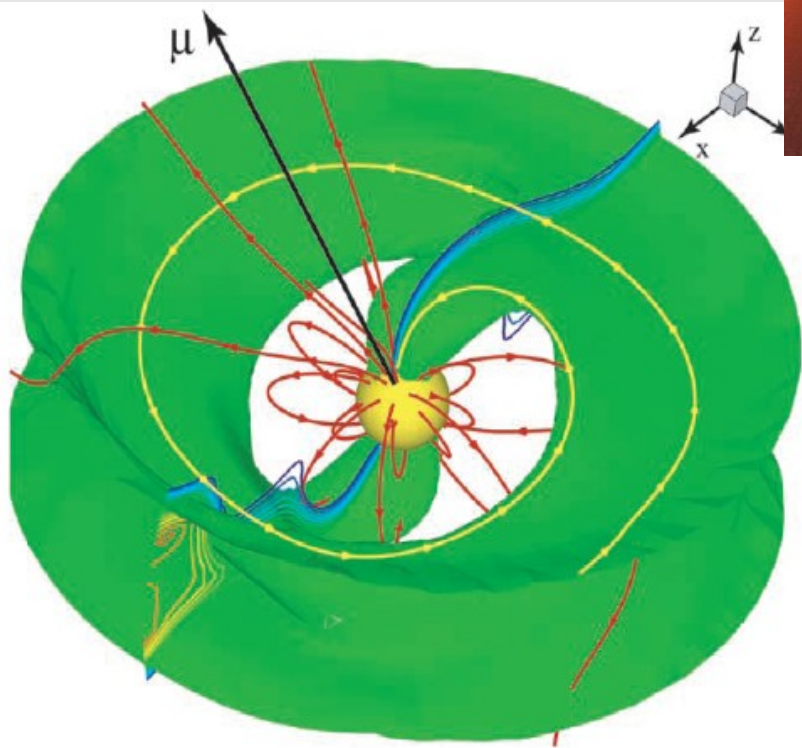
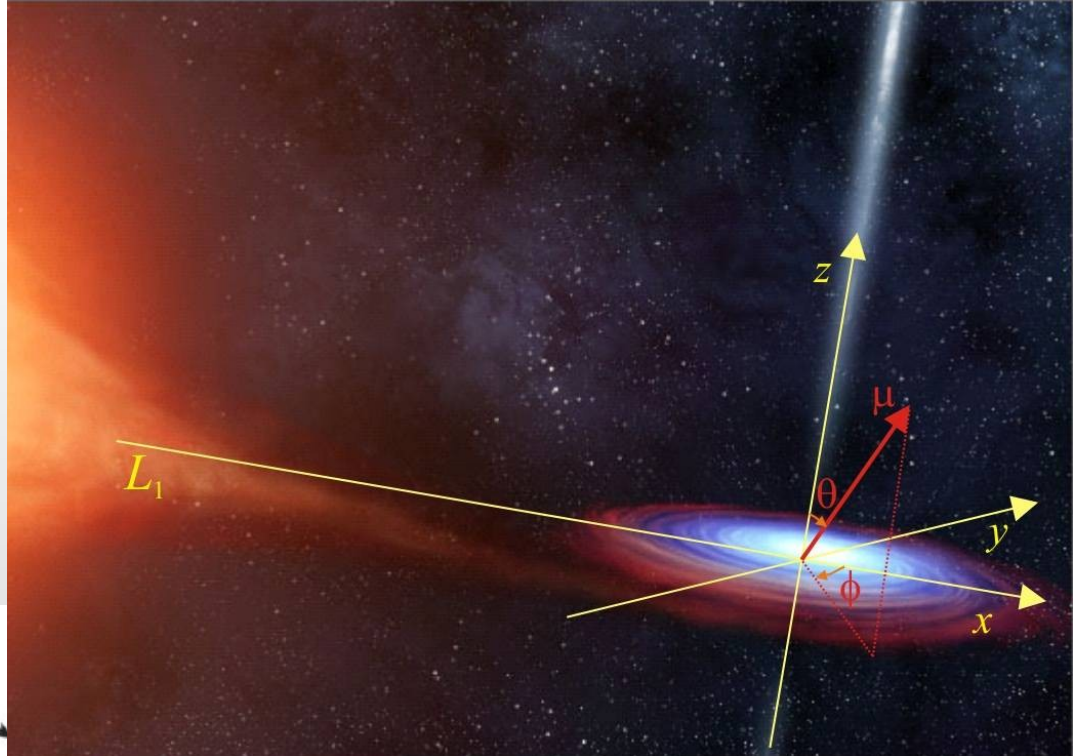


$$v = ???$$



Для типичных значений эффективной вязкости в ТДС ($\alpha = 0.01-0.1$) темп аккреции не превышает 50%. Таким образом, половина вещества остается в системе и формирует межкомпонентную оболочку.





Часть I

Структура течения в тесных двойных звездах без магнитного поля

Система уравнений трехмерной газовой динамики

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0$$

Уравнения изменения импульса:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u^2 + P)}{\partial x} + \frac{\partial \rho uv}{\partial y} + \frac{\partial \rho uw}{\partial z} = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial x} + 2\Omega v\rho$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho uv}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v^2 + P)}{\partial y} + \frac{\partial \rho vw}{\partial z} = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial y} - 2\Omega u\rho$$

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + \frac{\partial \rho uw}{\partial x} + \frac{\partial \rho vw}{\partial y} + \frac{\partial (\rho w^2 + P)}{\partial z} = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial z}$$

Уравнение энергии:

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho uh}{\partial x} + \frac{\partial \rho vh}{\partial y} + \frac{\partial \rho wh}{\partial z} = -\rho u \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \rho v \frac{\partial \Phi}{\partial y} - \rho w \frac{\partial \Phi}{\partial z}$$

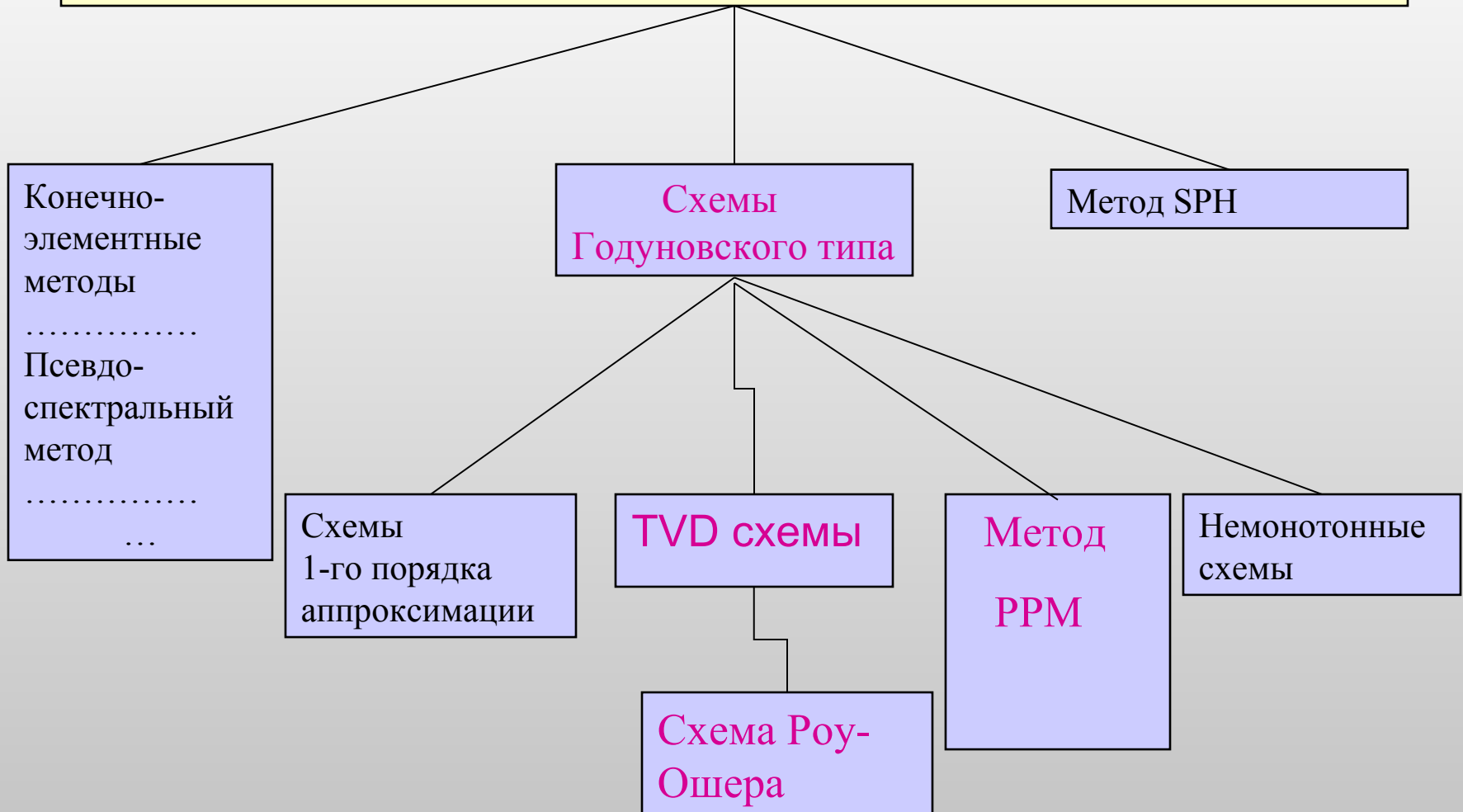
Уравнение состояния:

$$P = (\gamma - 1)\rho \varepsilon$$

Потенциал Роша:

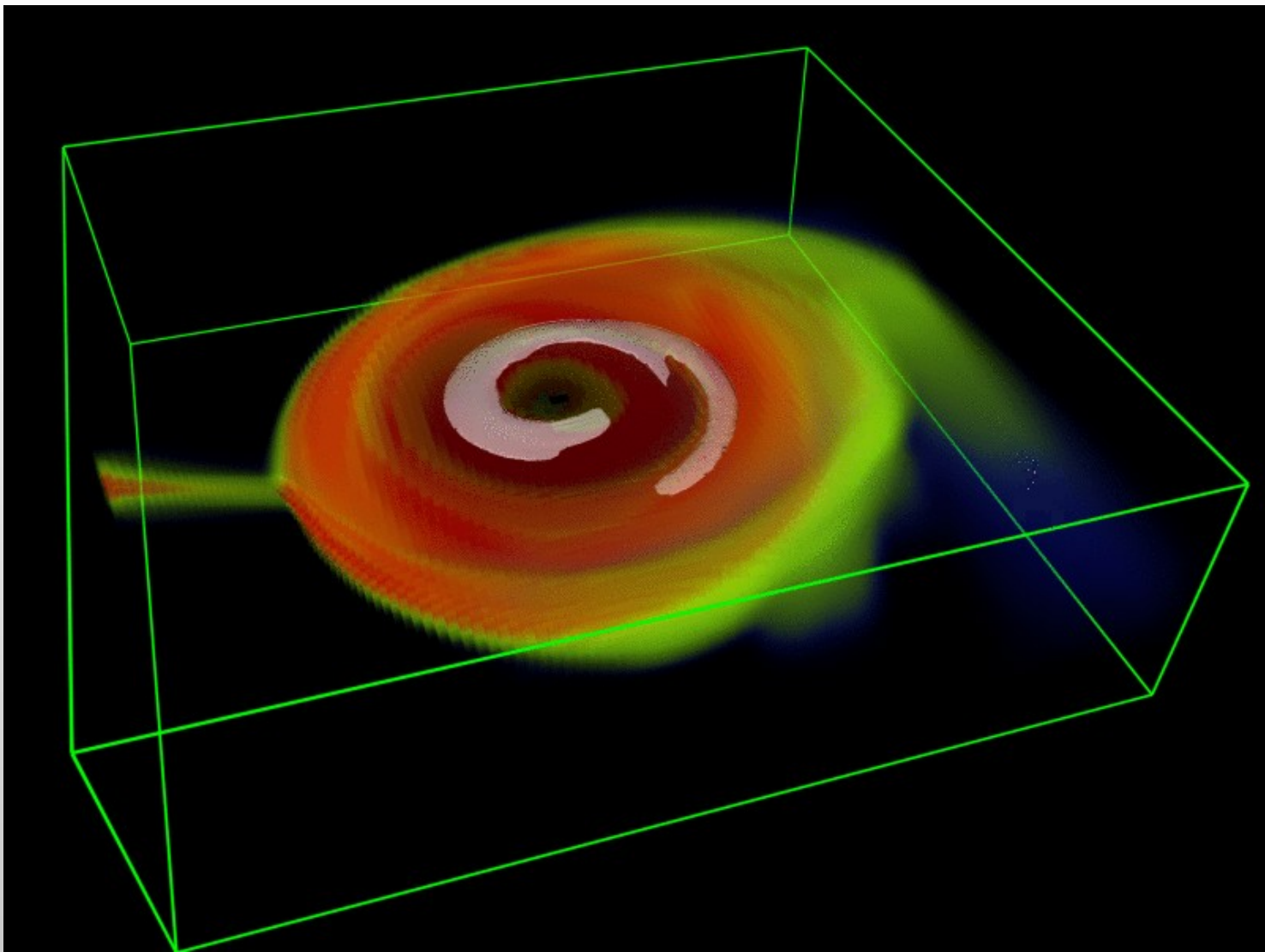
$$\Phi(\mathbf{r}) = -\frac{GM_1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} - \frac{GM_2}{\sqrt{(x-A)^2 + y^2 + z^2}} - \frac{1}{2}\Omega^2 \left(\left(x - A \frac{M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 + y^2 \right)$$

Приближенные методы решения системы уравнений газовой динамики



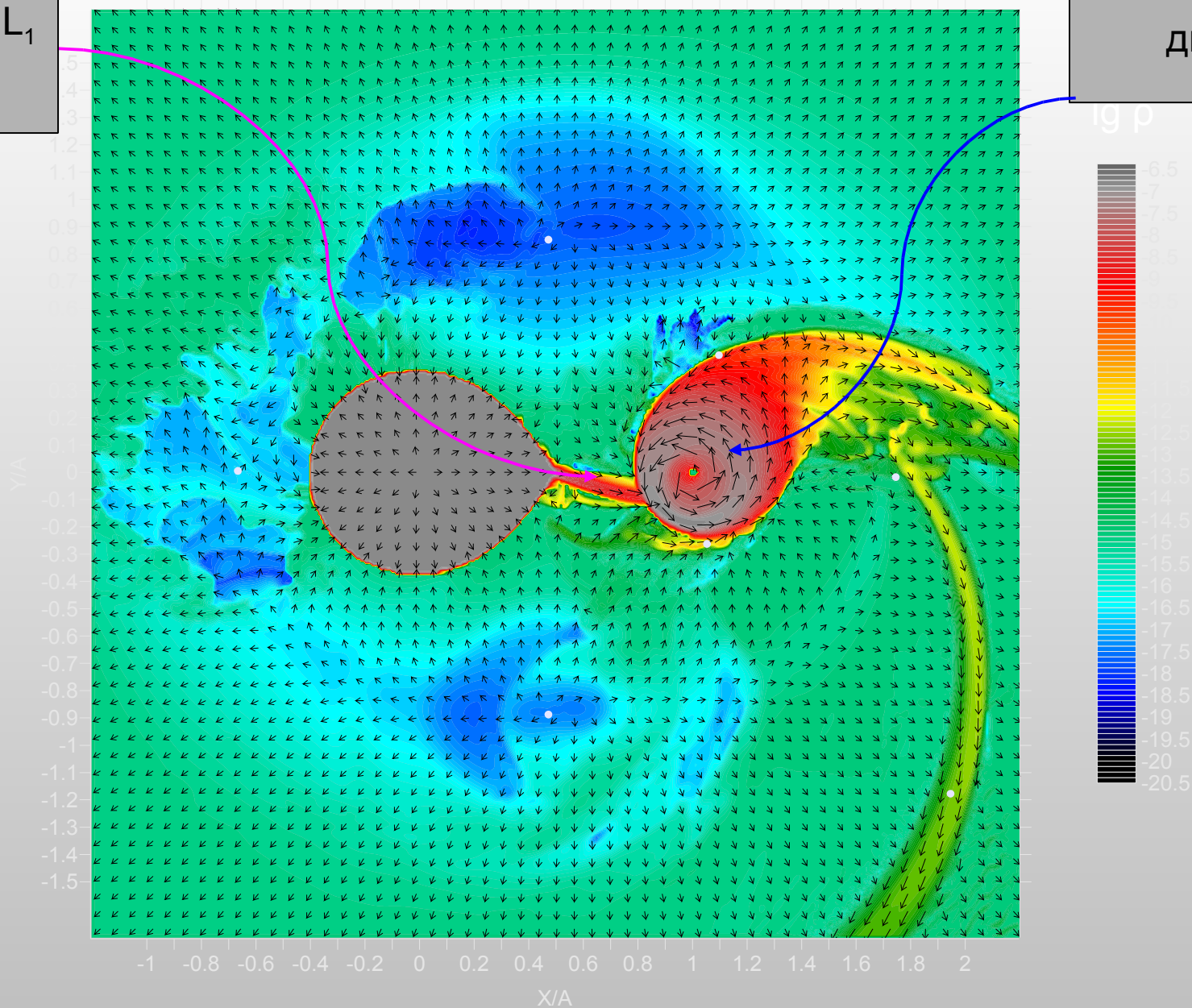
Binary system in corotational frame

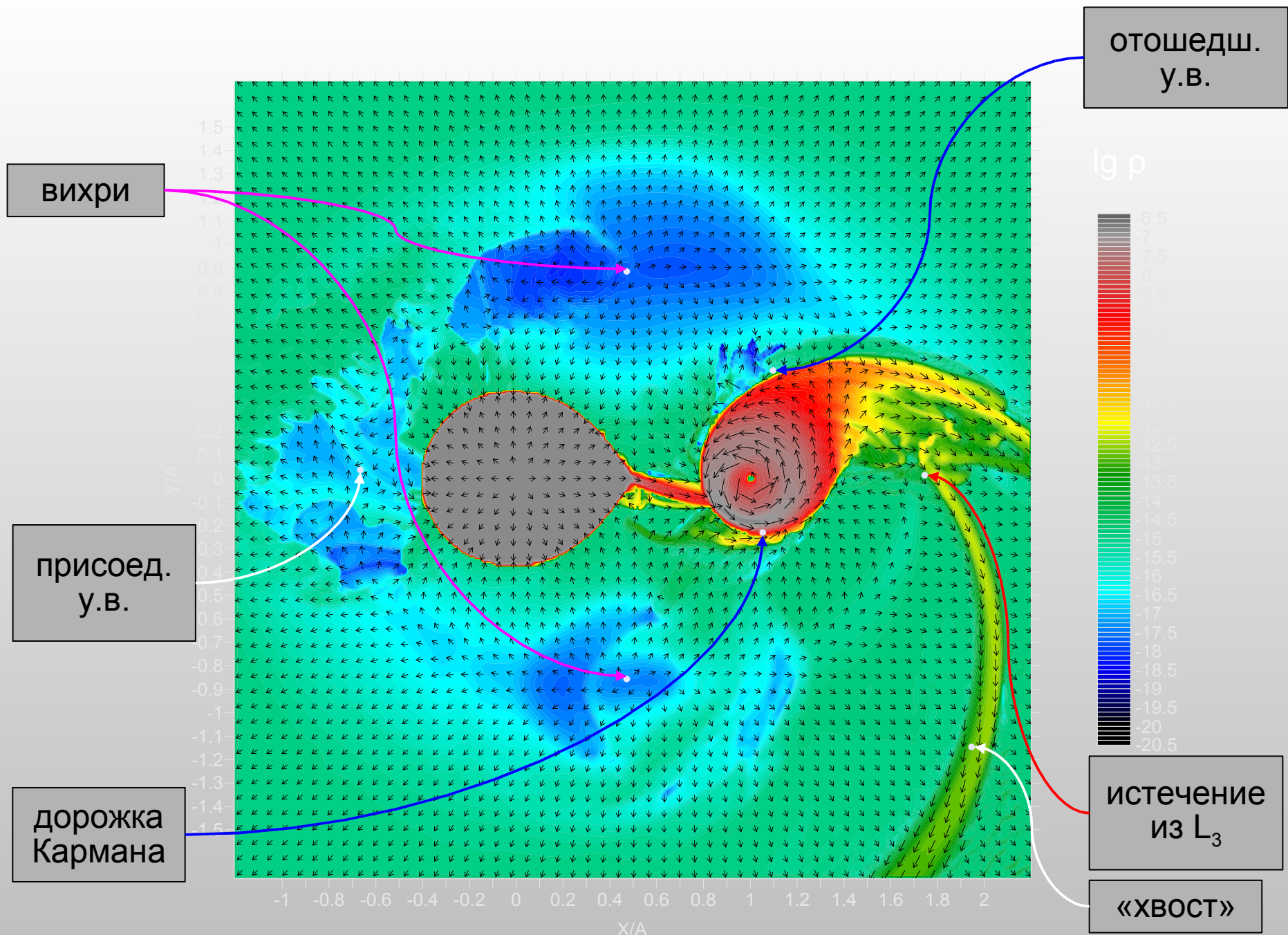


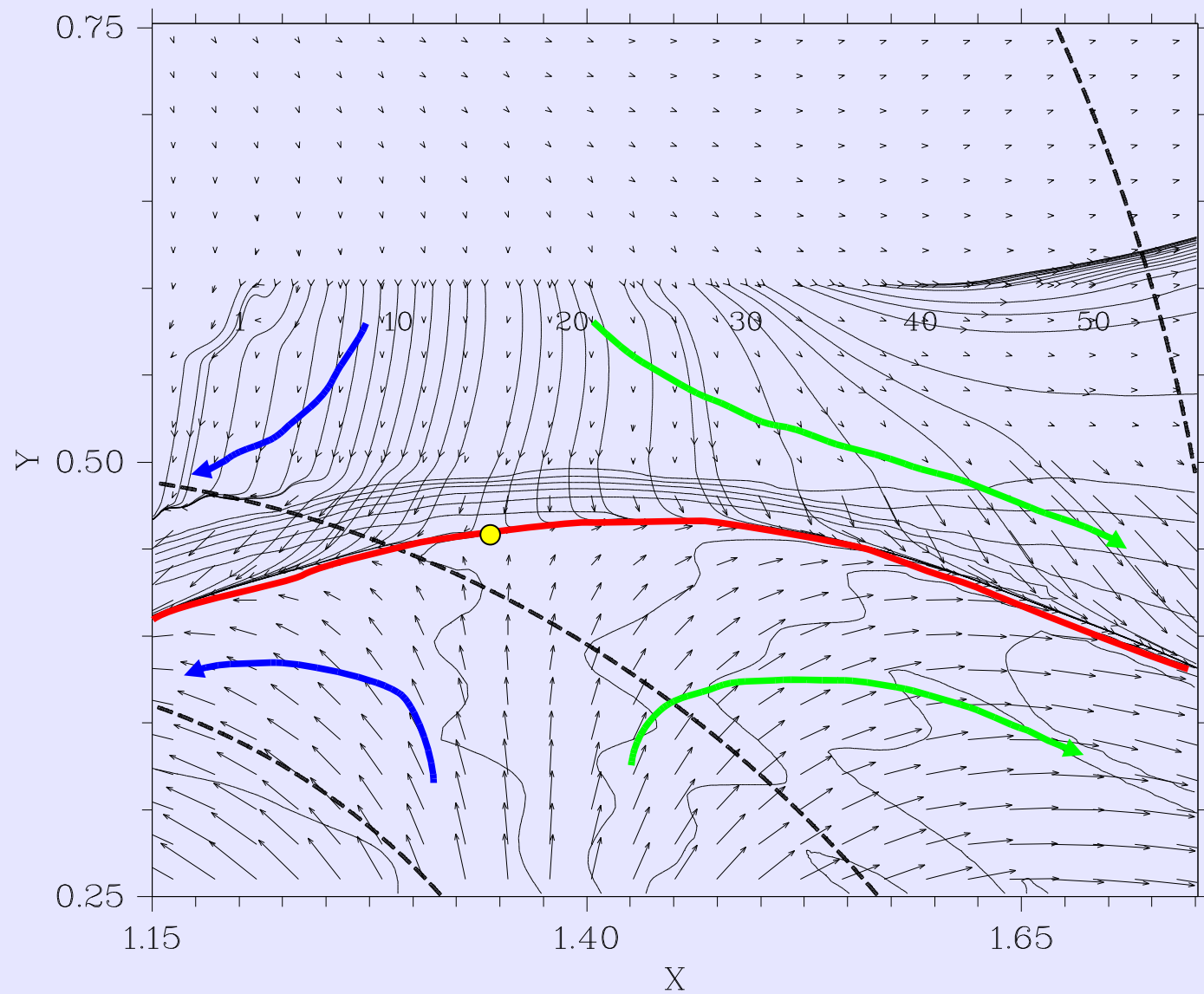


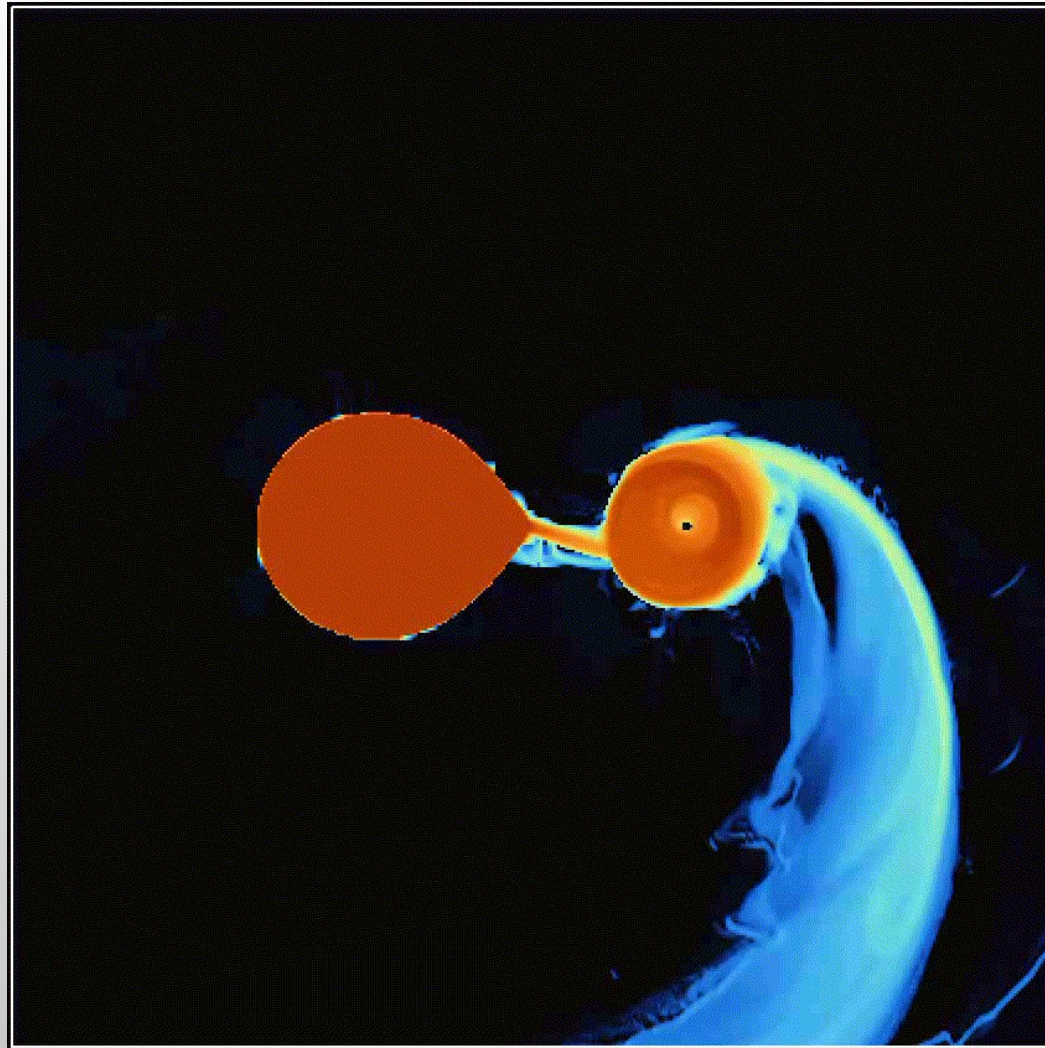
струя из L_1

ДИСК





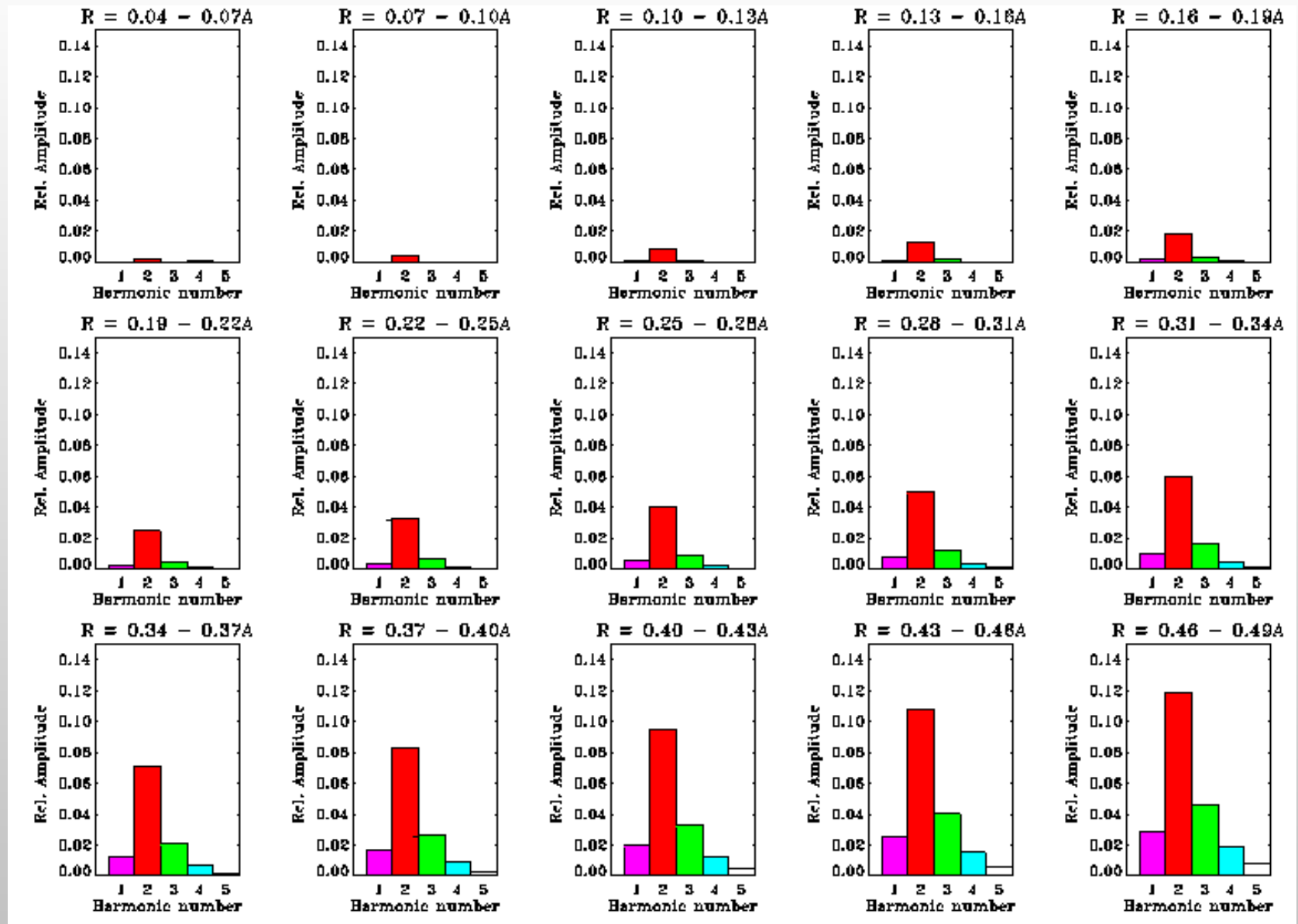




Ударные волны в аккреционных дисках



Амплитуды Фурье гармоник неосесимметричной части потенциала Роша



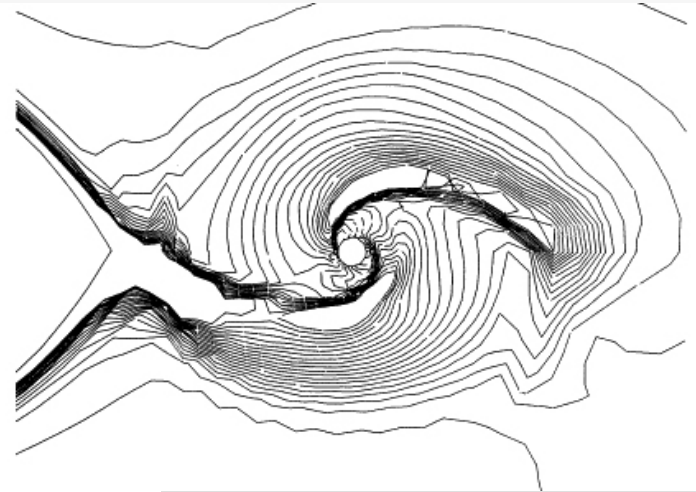
Pioneering work

Mon. Not. R. astr. Soc. (1986) **219**, 75–88

Spiral shocks on a Roche lobe overflow in a semi-detached binary system

K. Sawada *Aircraft Engineering Division, Kawasaki Heavy Industries Ltd
Kakamigahara 504, Japan*

T. Matsuda and I. Hachisu *Department of Aeronautical Engineering,
Kyoto University, Kyoto 606, Japan*



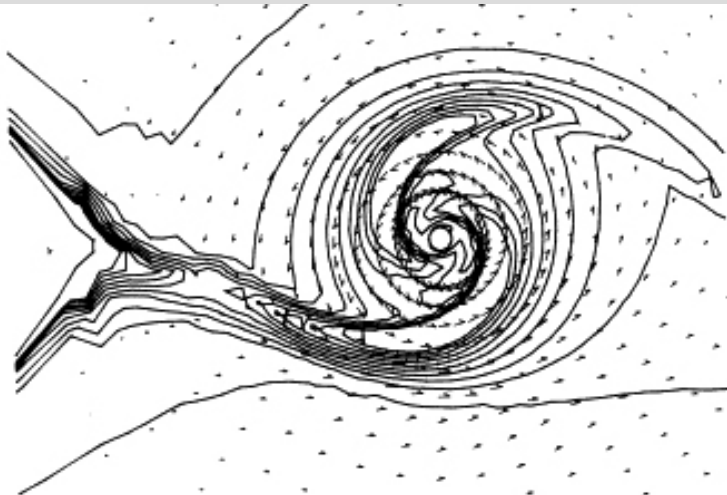
Mon. Not. R. astr. Soc. (1987) **224**, 307–322

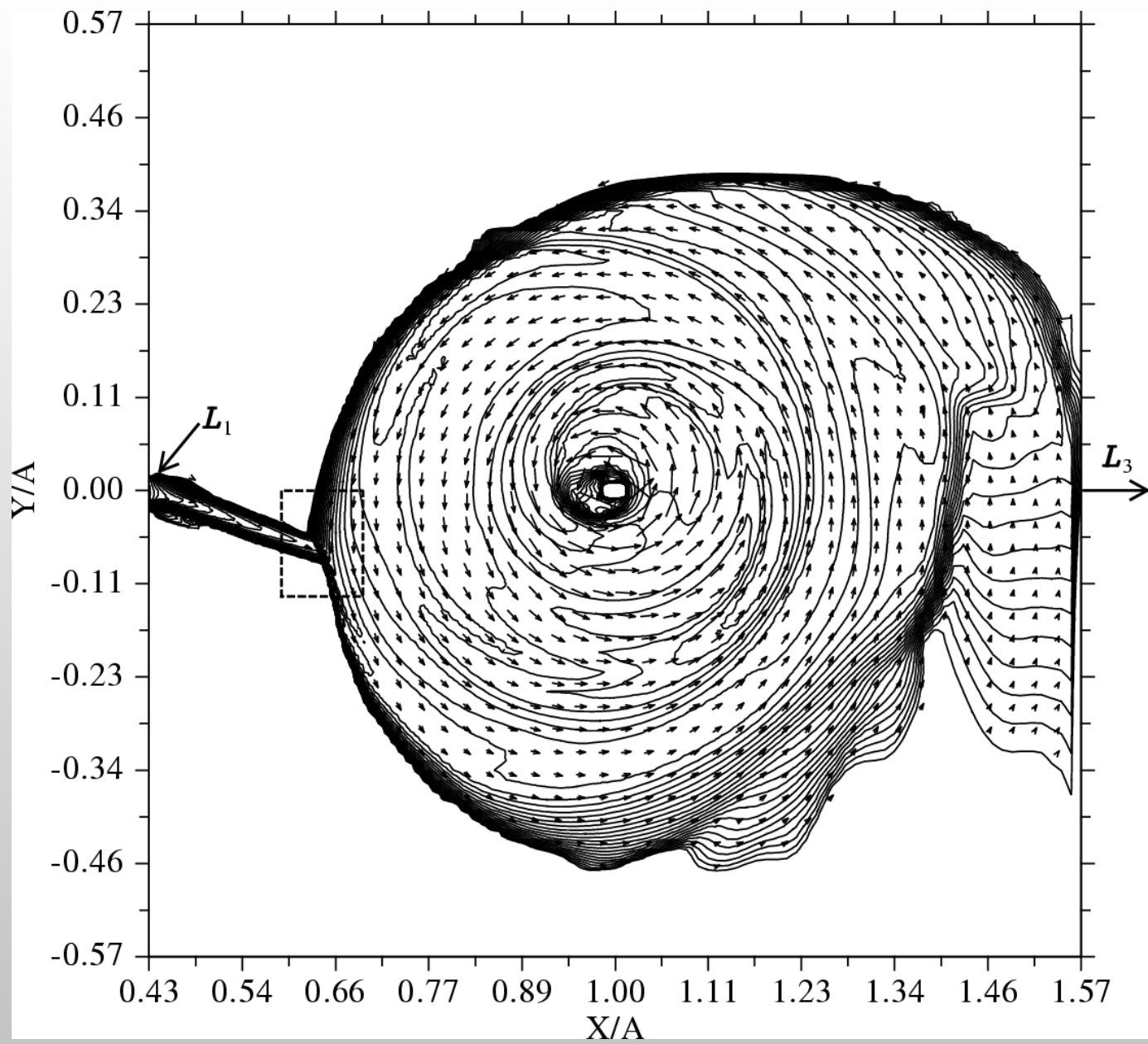
Is the standard accretion disc model invulnerable?

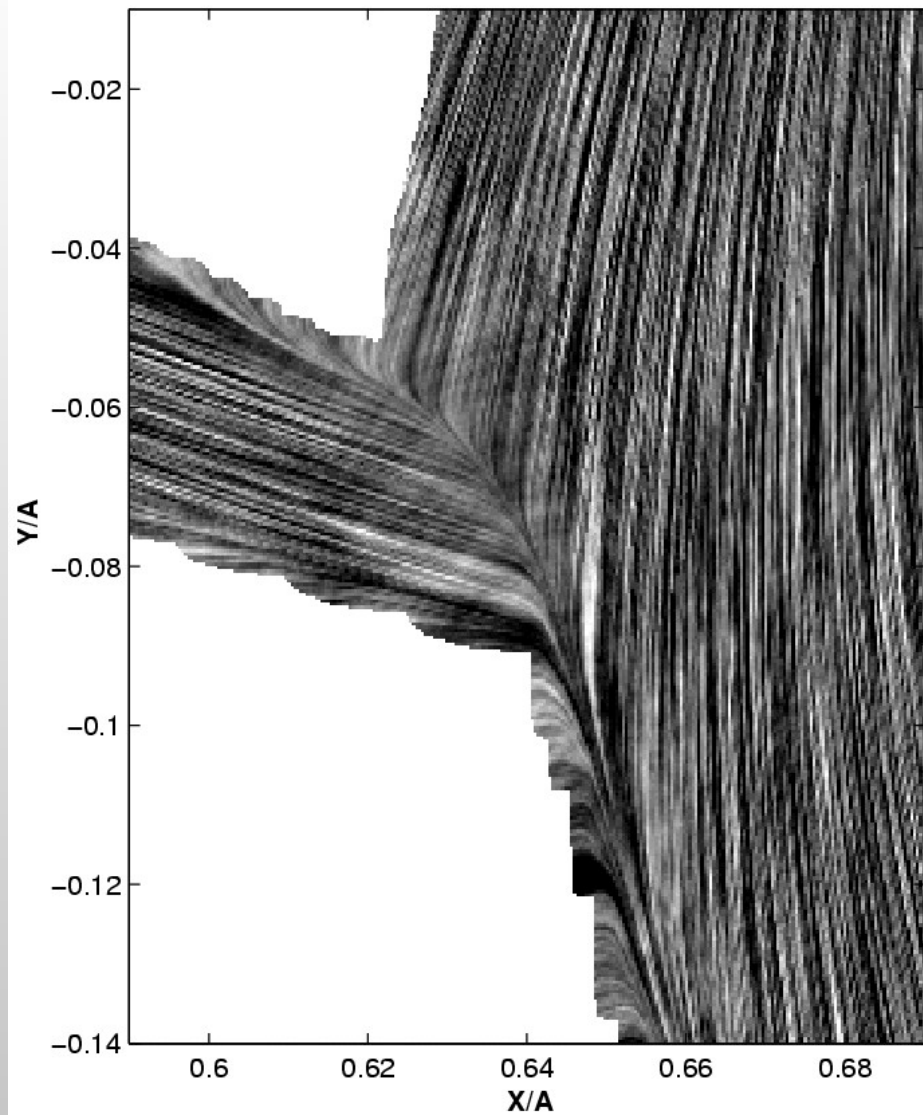
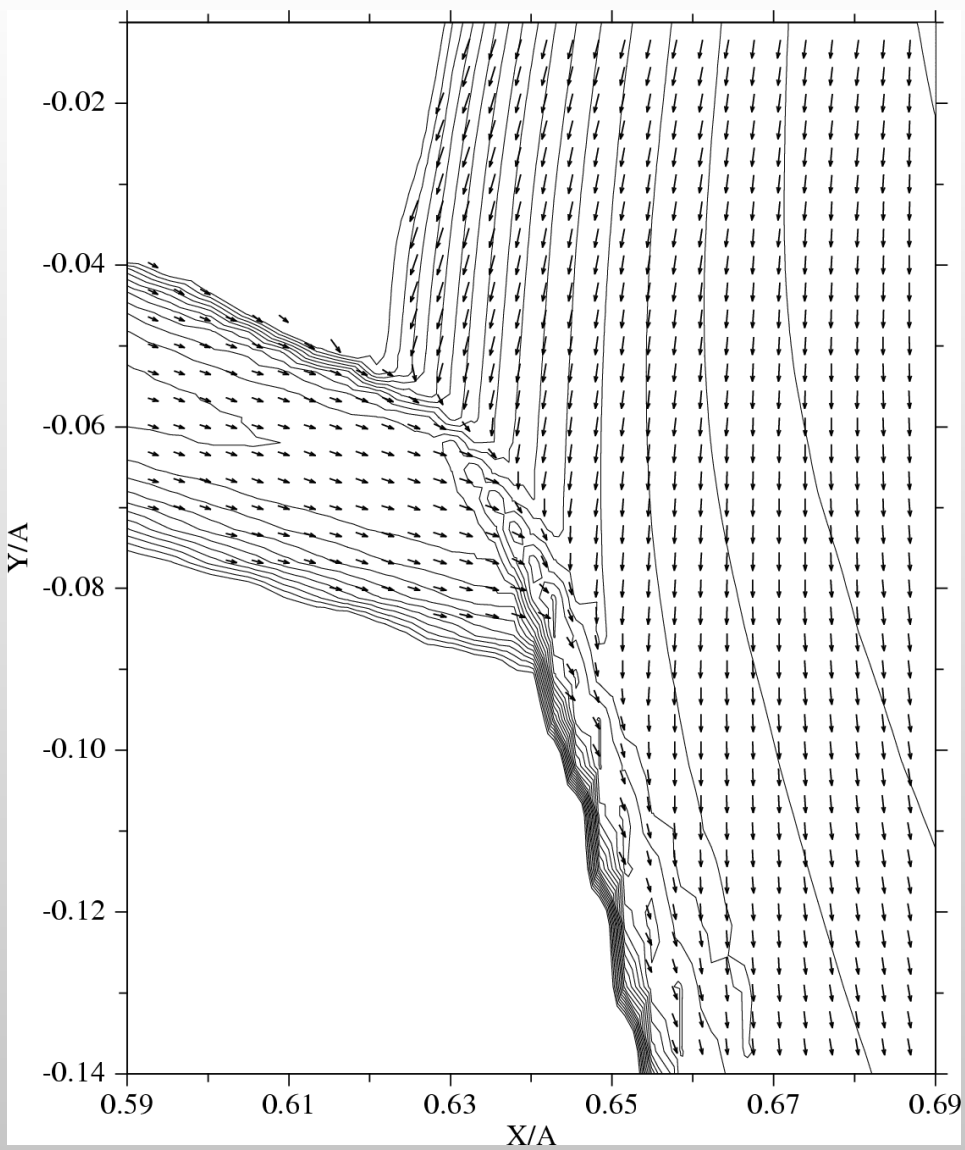
Keisuke Sawada *Aircraft Engineering Division, Kawasaki Heavy Industries Ltd,
Kakamigahara, Gifu Prefecture 504, Japan*

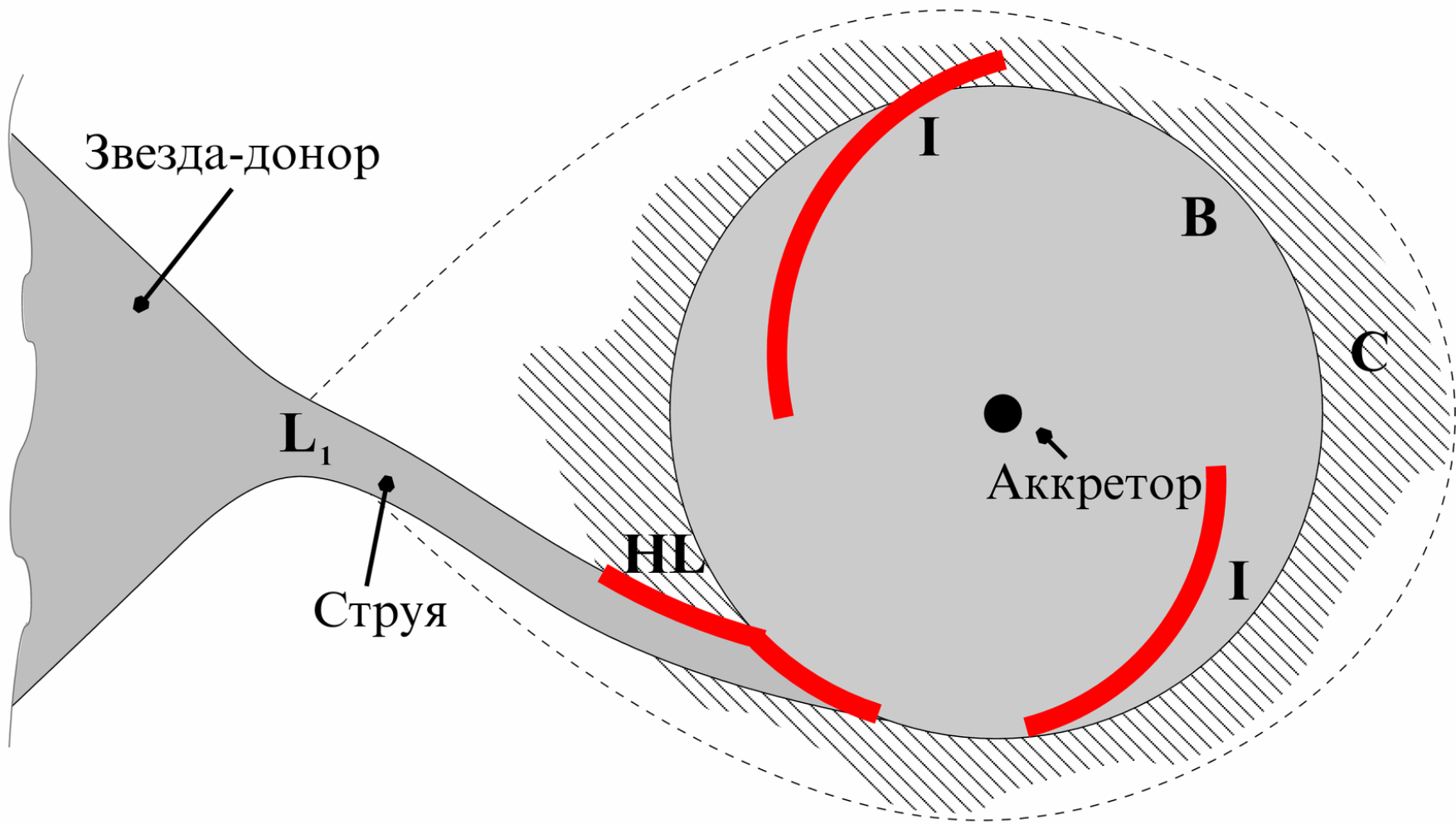
Takuya Matsuda and Minoru Inoue *Department of Aeronautical
Engineering, Kyoto University, Kyoto 606, Japan*

Izumi Hachisu *Department of Physics and Astronomy, Louisiana State University,
Baton Rouge, LA 70803-4001, USA*

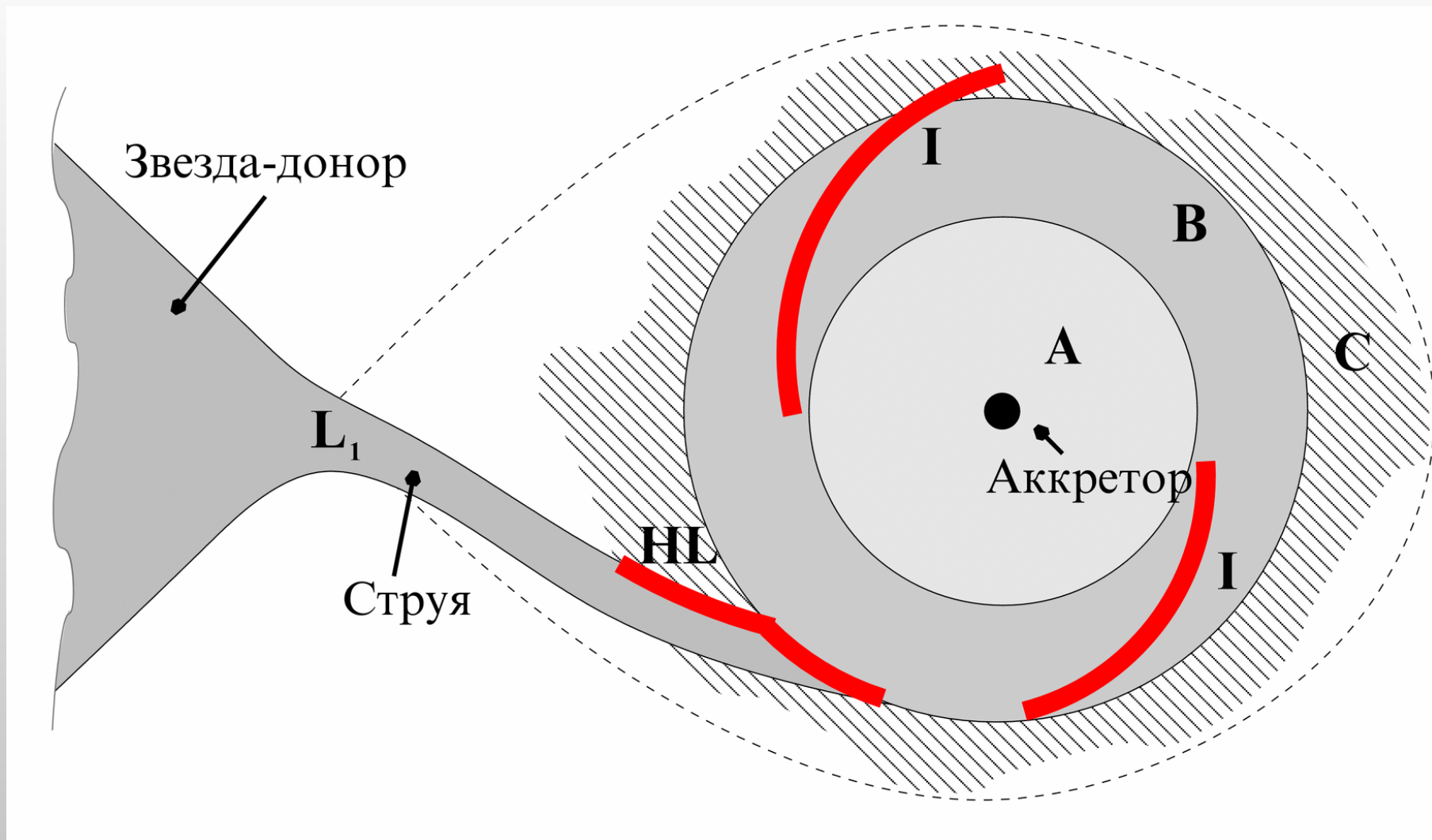




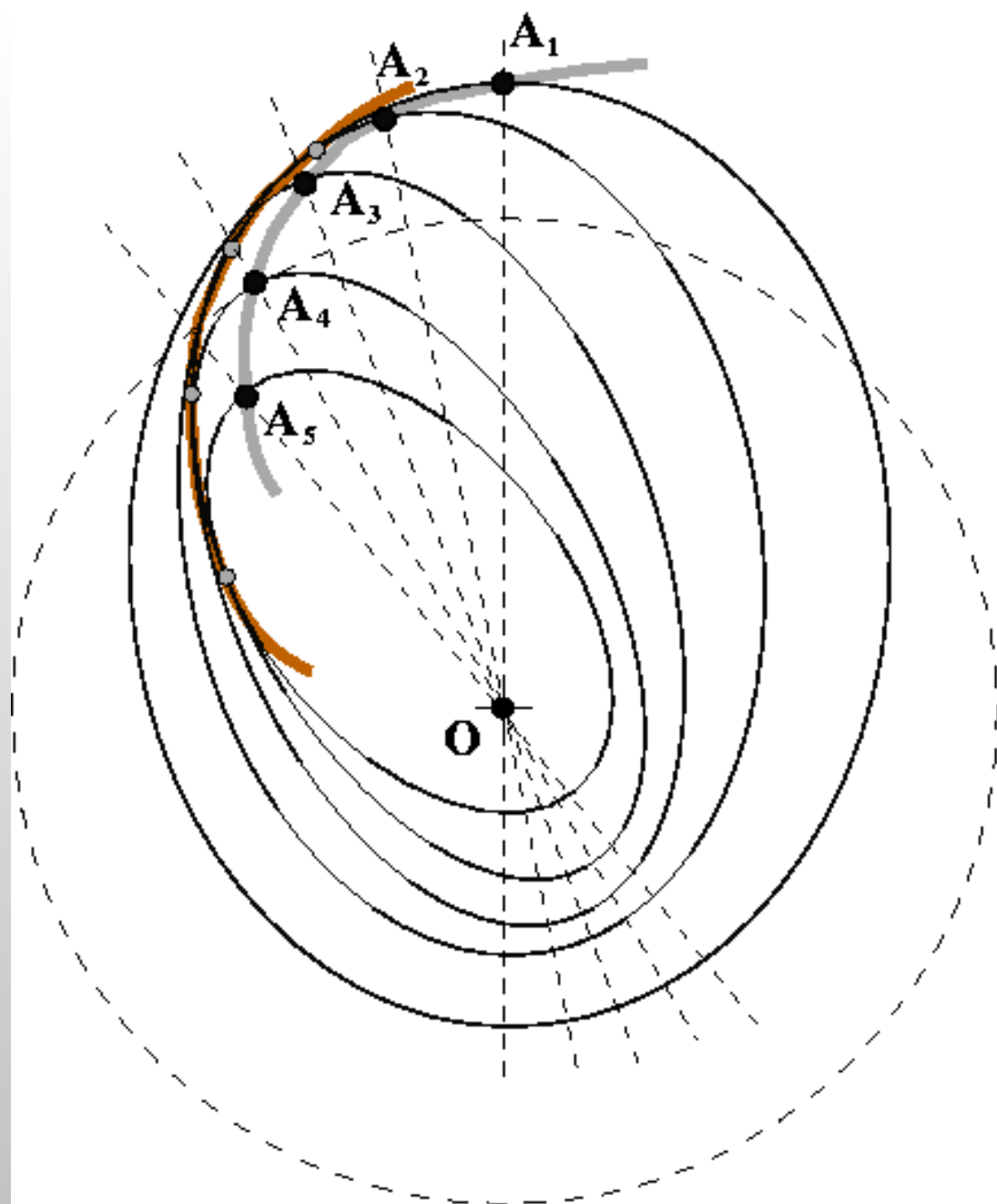


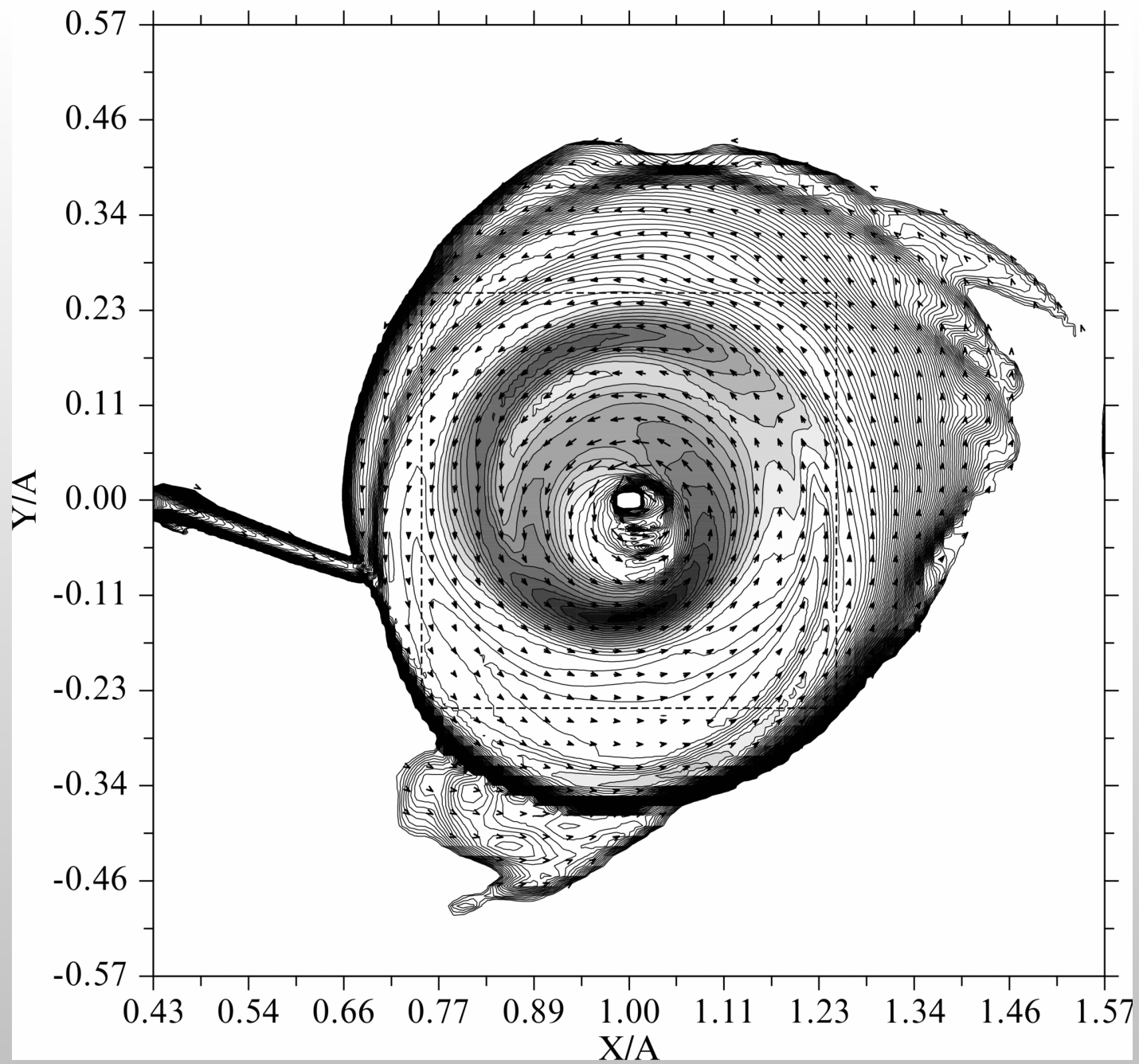


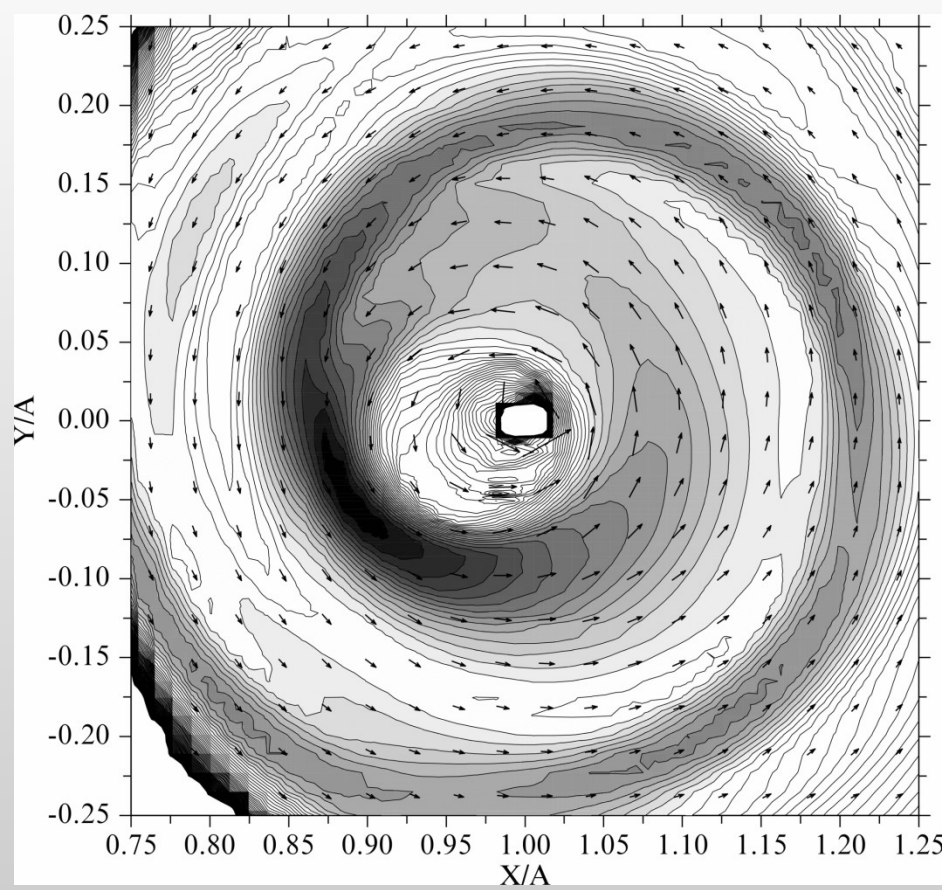
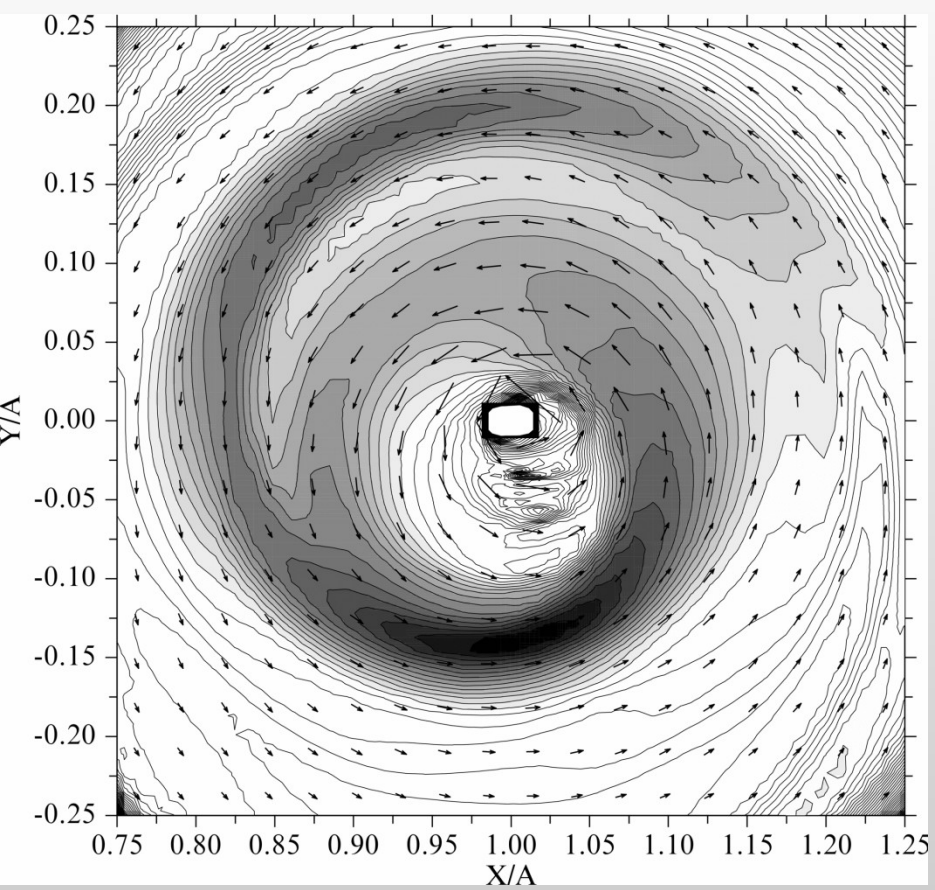
***Прецессионная
спиральная волна во
внутренних частях
холодных
аккреционных дисков***

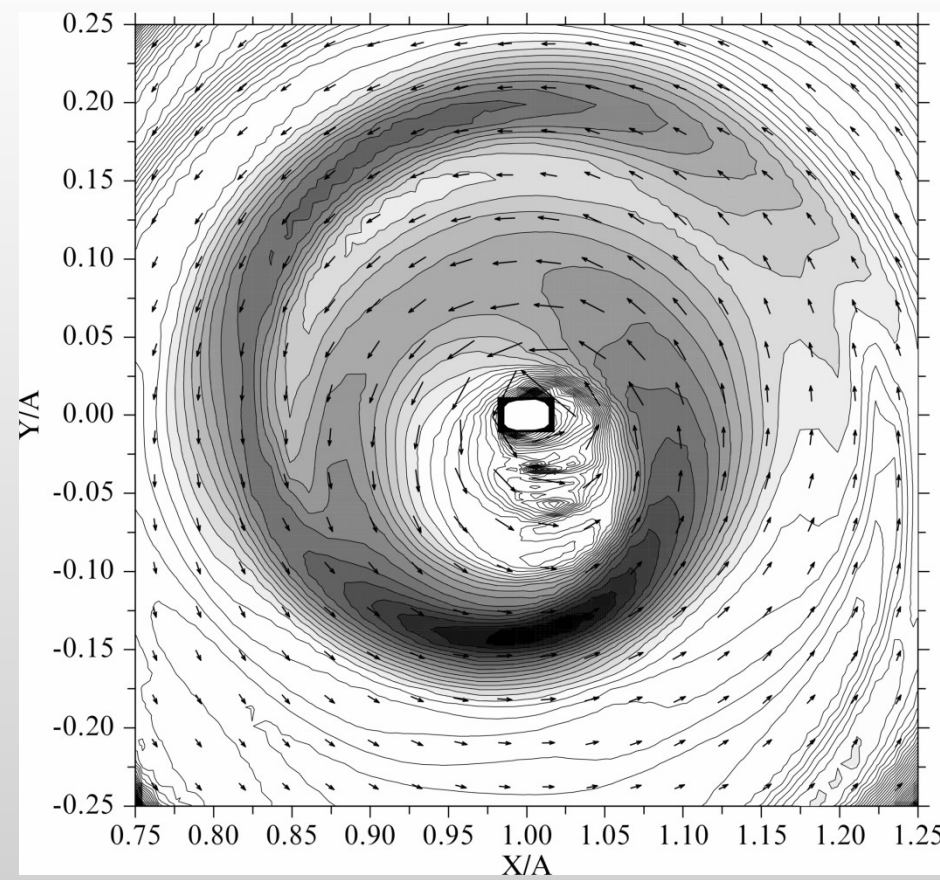
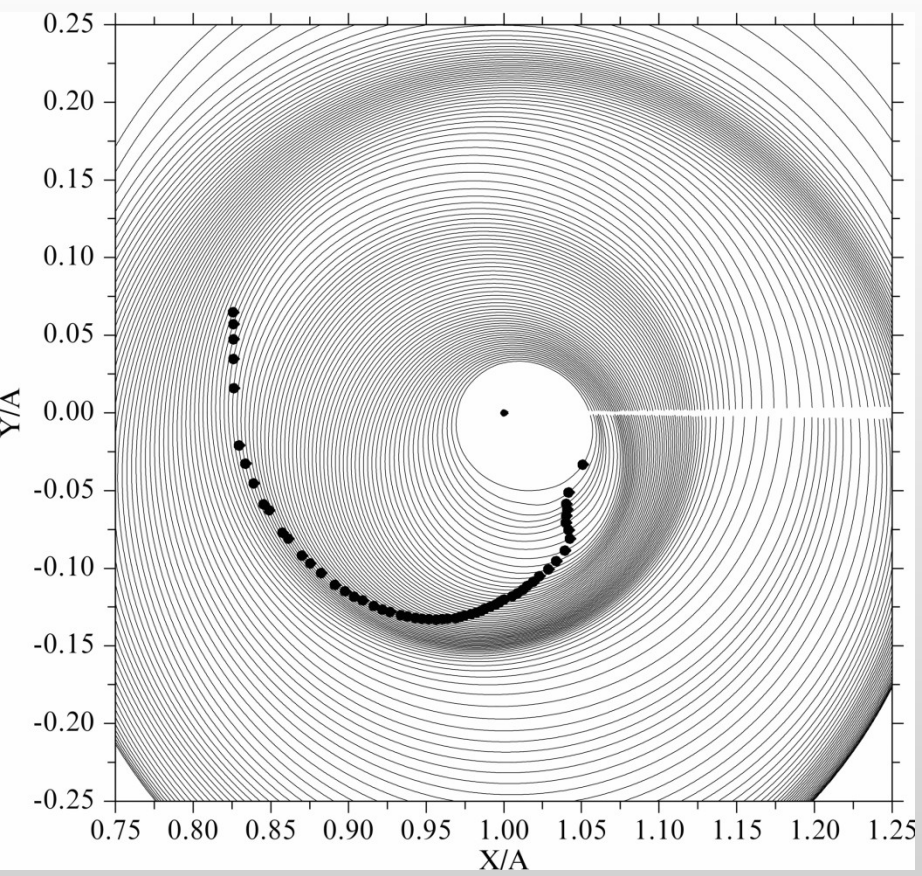


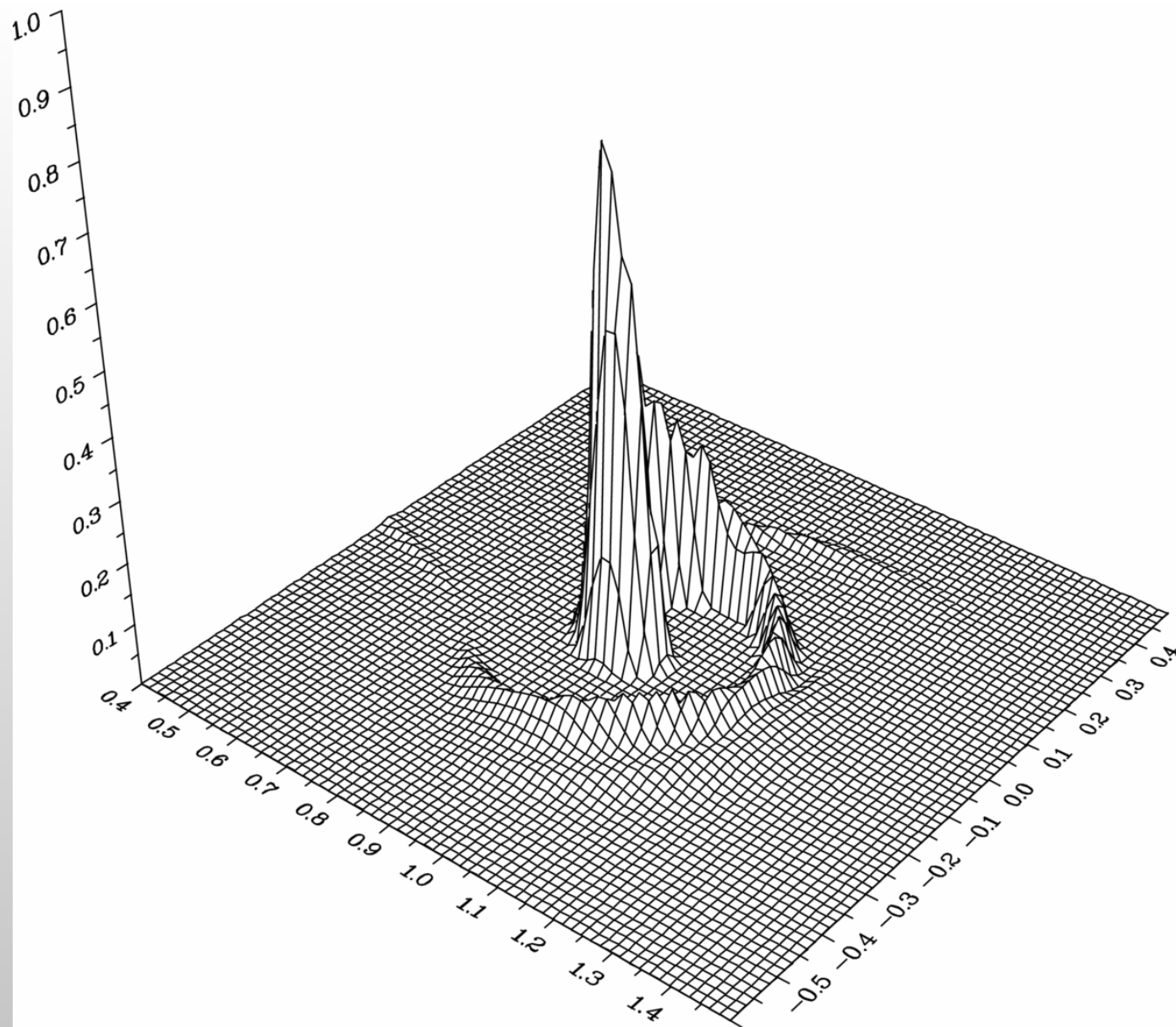
$$\frac{P_{pr}}{P_{orb}} \approx \frac{3}{4} \cdot \frac{(1+q)^{1/2}}{q} \cdot \left(\frac{r}{A} \right)^{-3/2}$$

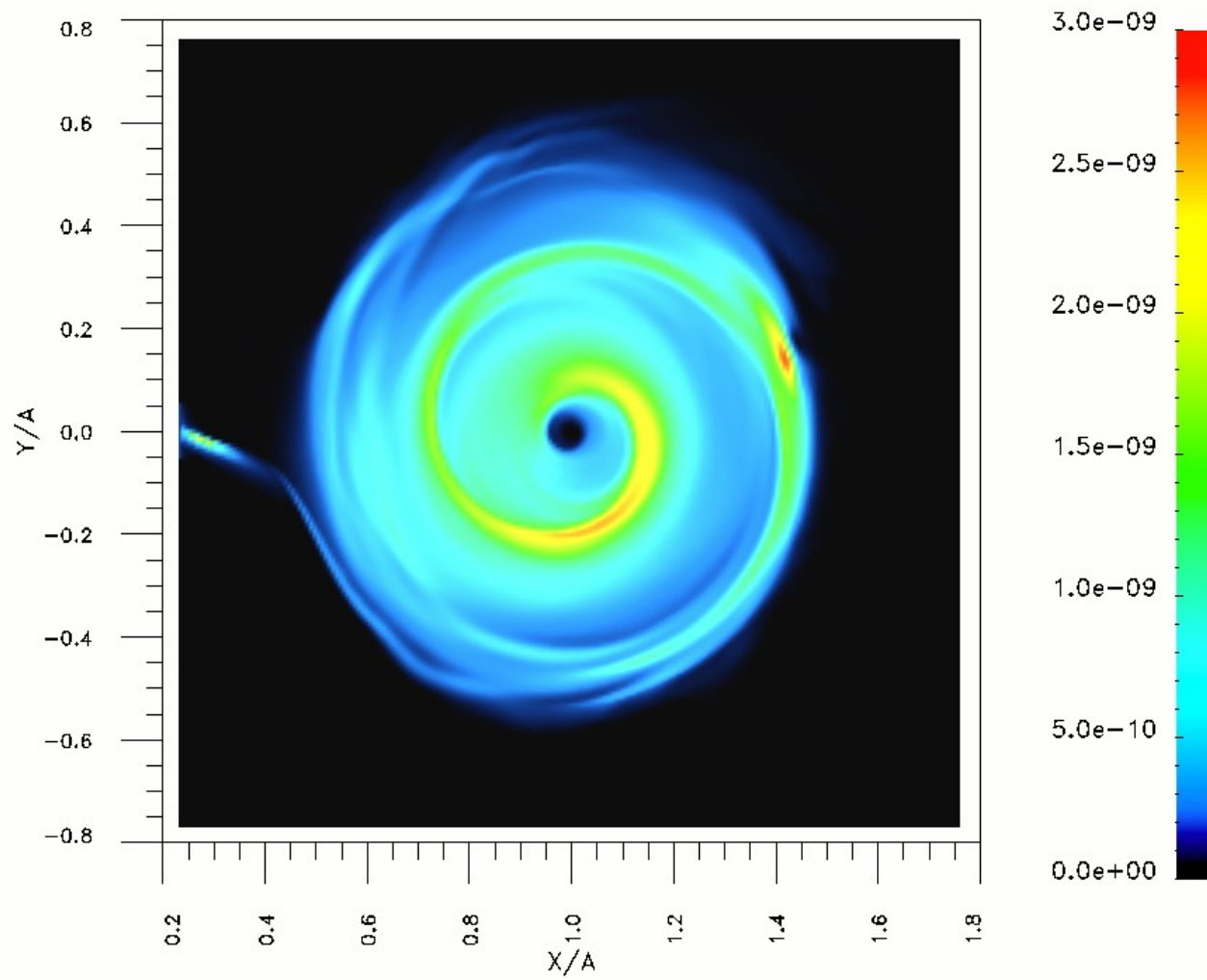


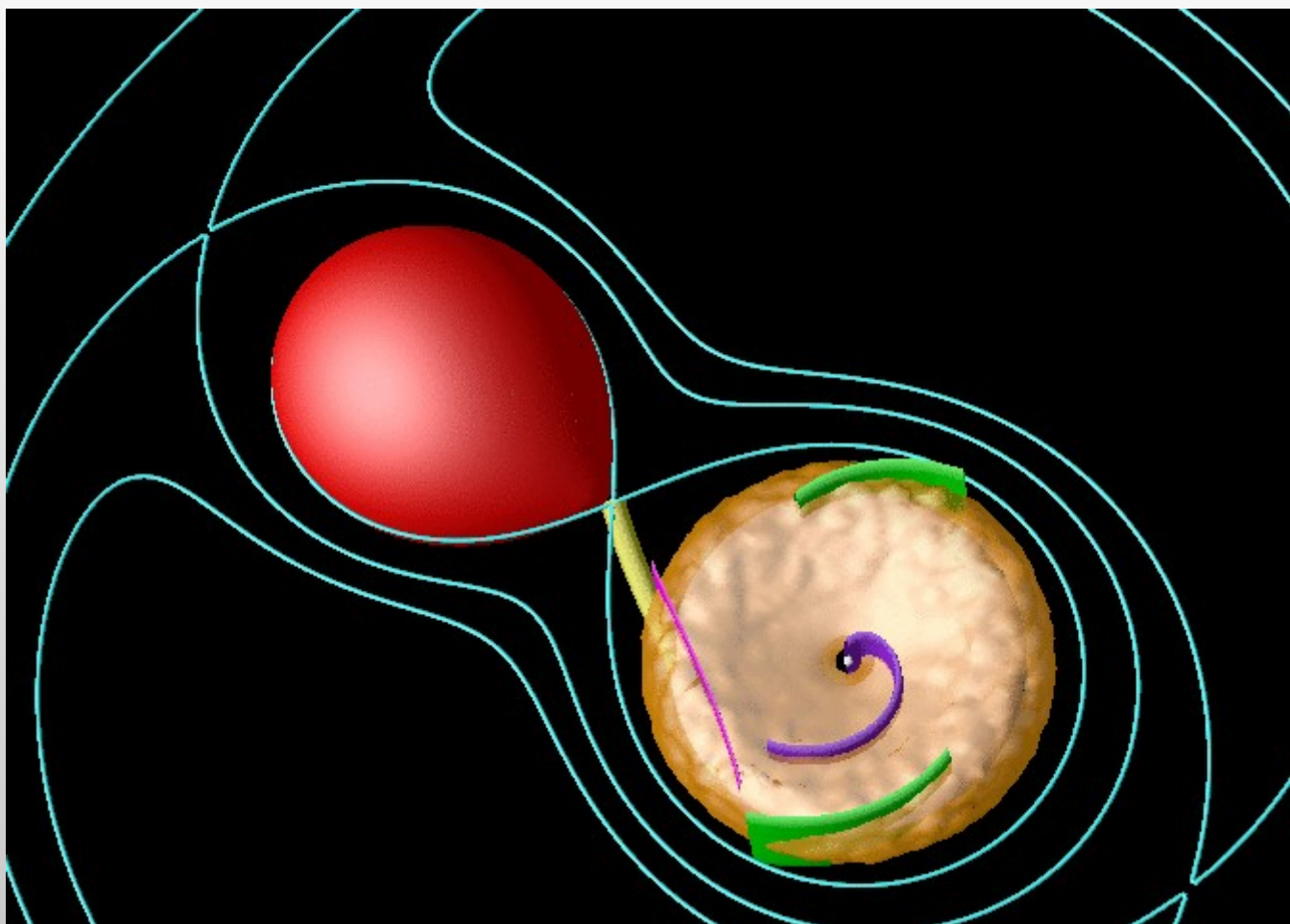










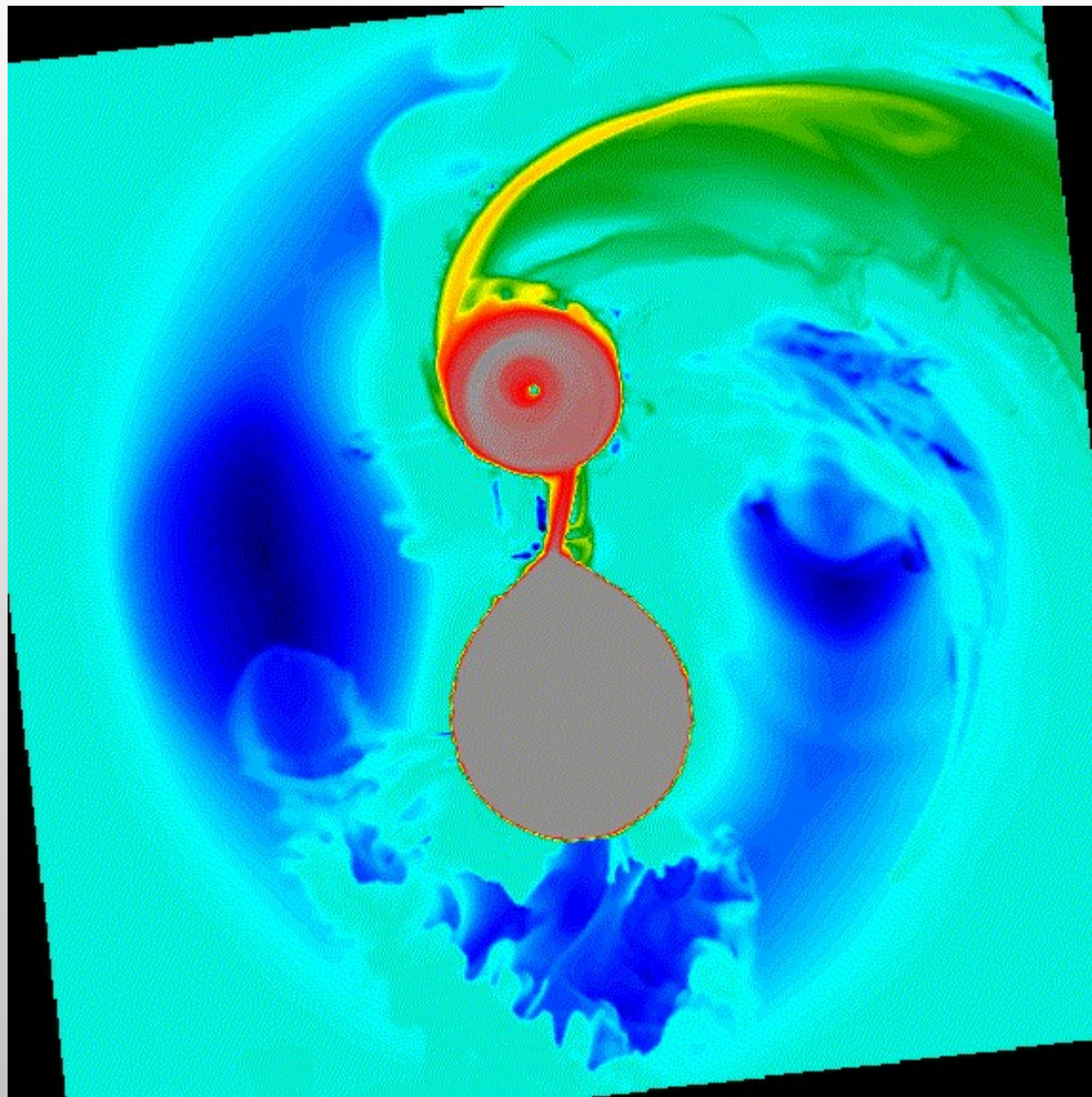


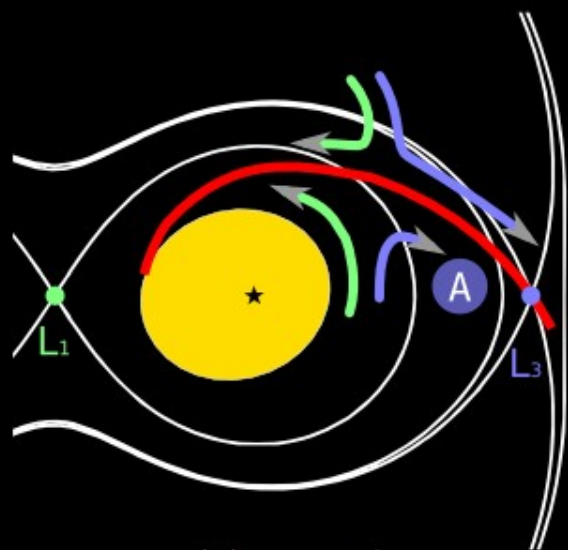
Межкомпонентная оболочка в ТДС

ТДС в системе координат наблюдателя

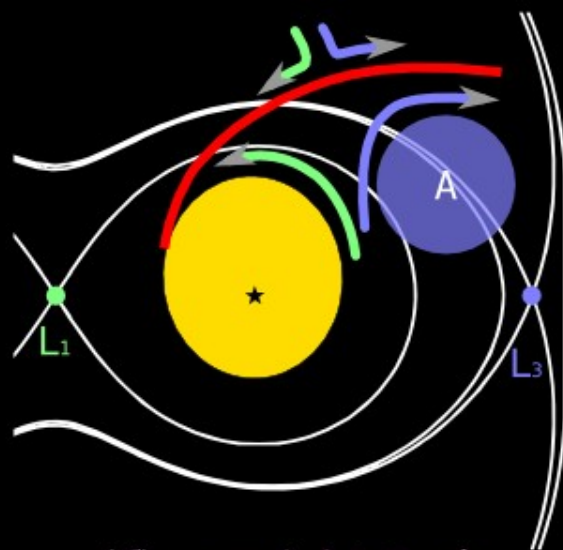
Форма и положение диска определяется прецессионной волной плотности. В системе координат наблюдателя прецессионная волна на временах порядка орбитального периода будет практически неподвижна, в то время как остальные элементы течения будут менять свое положение из-за орбитального вращения

Периодическое изменение положения диска и отошедшей ударной волны, приводит к увеличению потока вещества во внешние слои общей оболочки через окрестность точки L_3 .

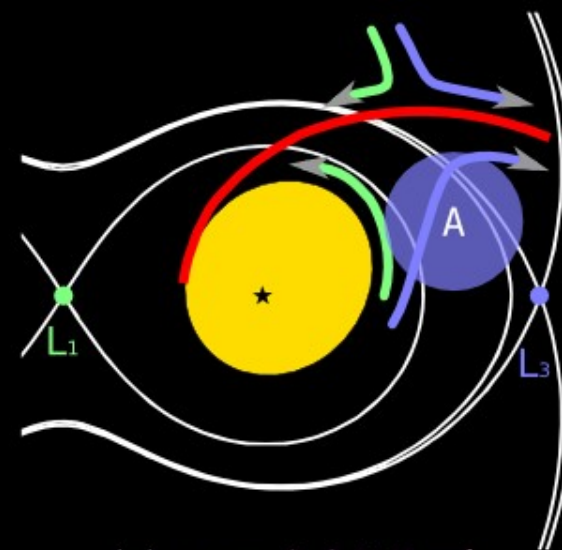




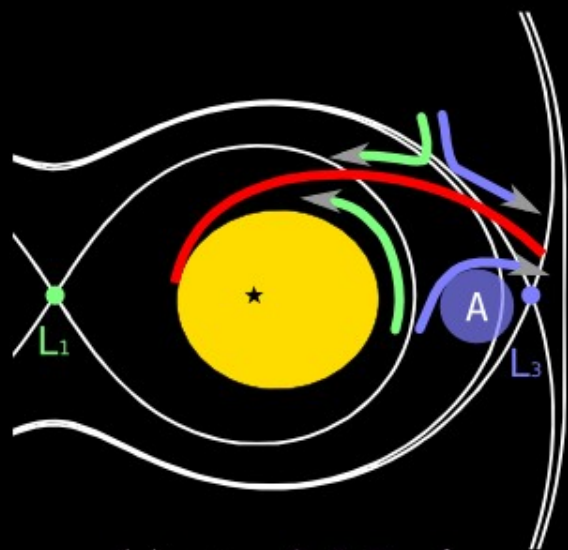
(a) $t = 0$



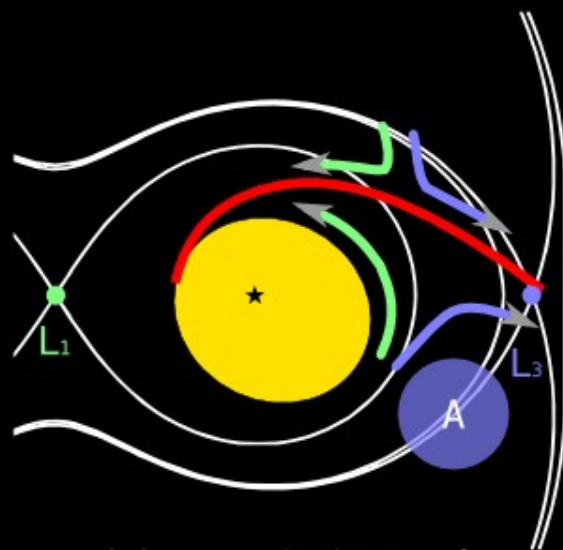
(б) $t = 0.25 \text{ Porb}$



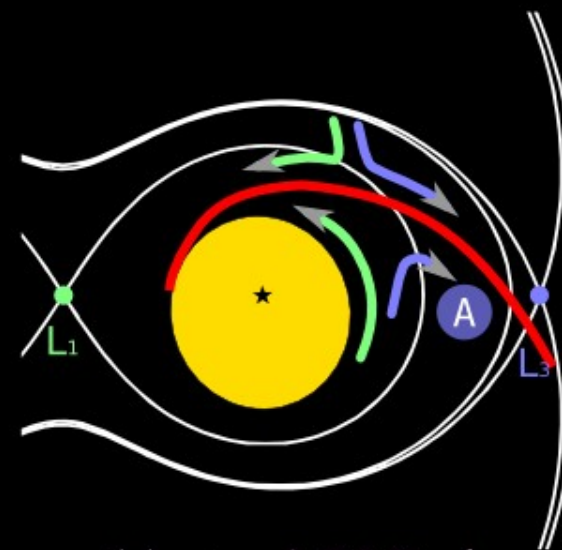
(B) $t = 0.35 \text{ Porb}$



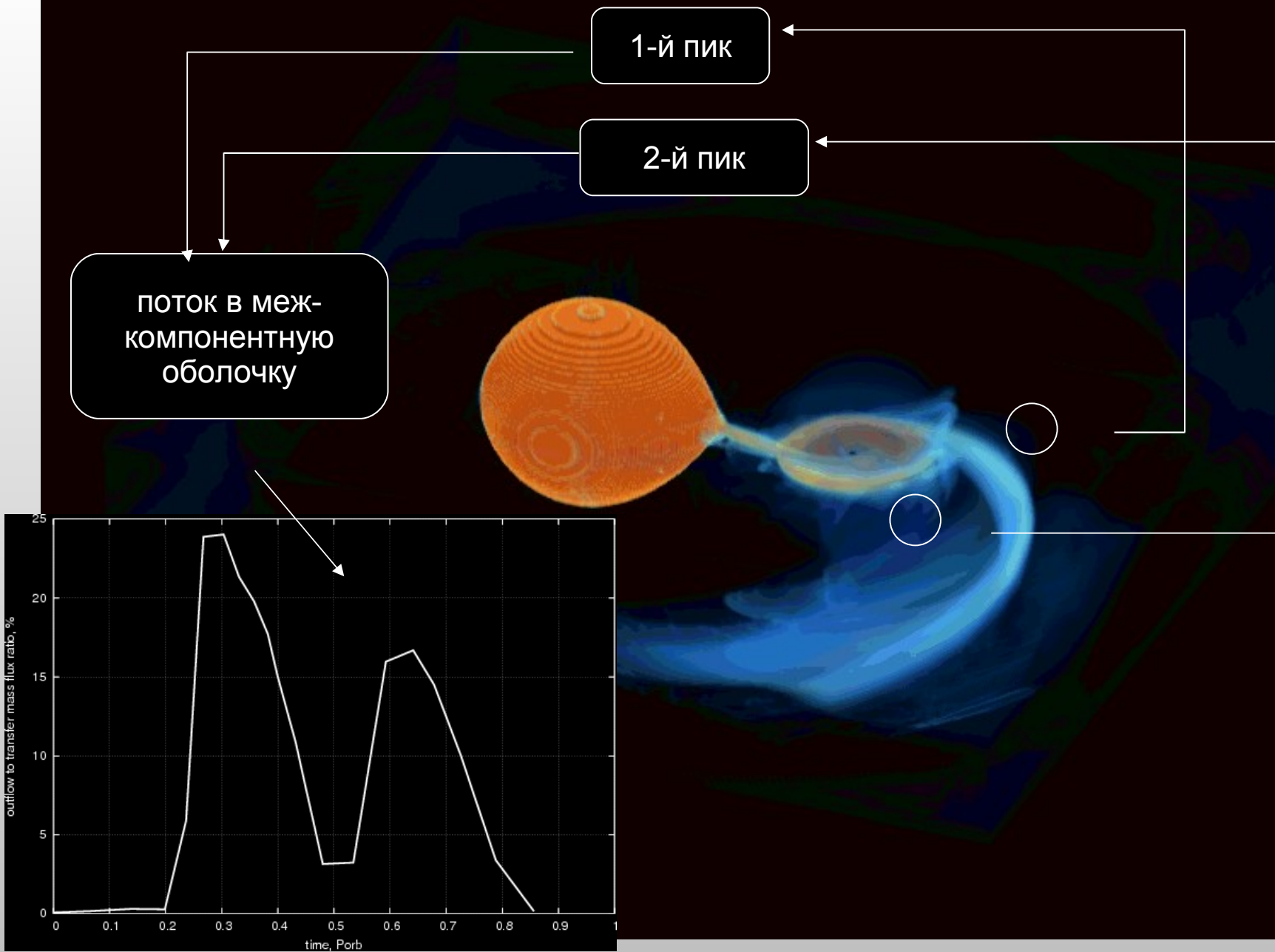
(r) $t = 0.5 \text{ Porb}$

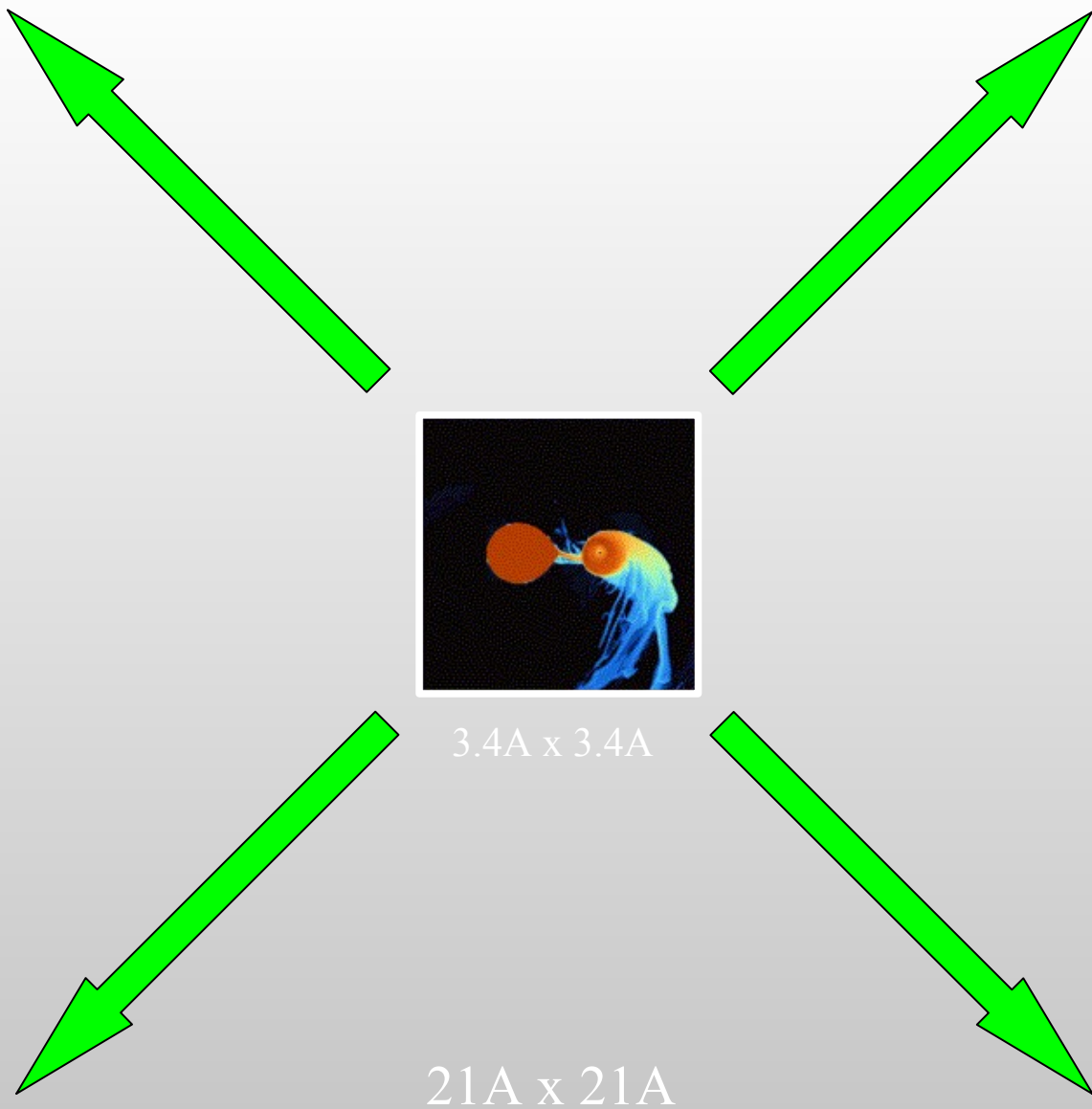


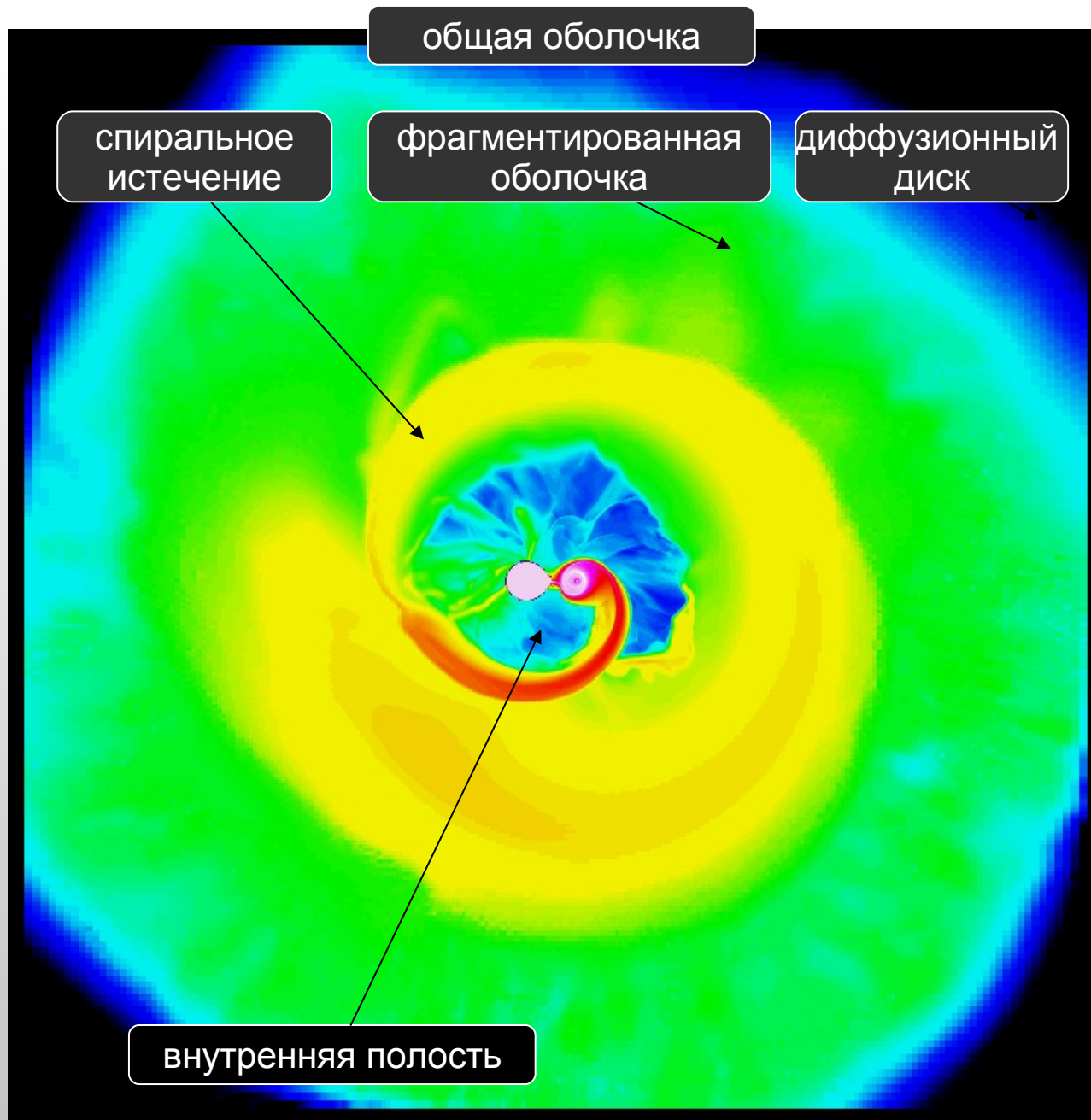
(д) $t = 0.65 \text{ Porb}$



(e) $t = 0.75 \text{ Porb}$

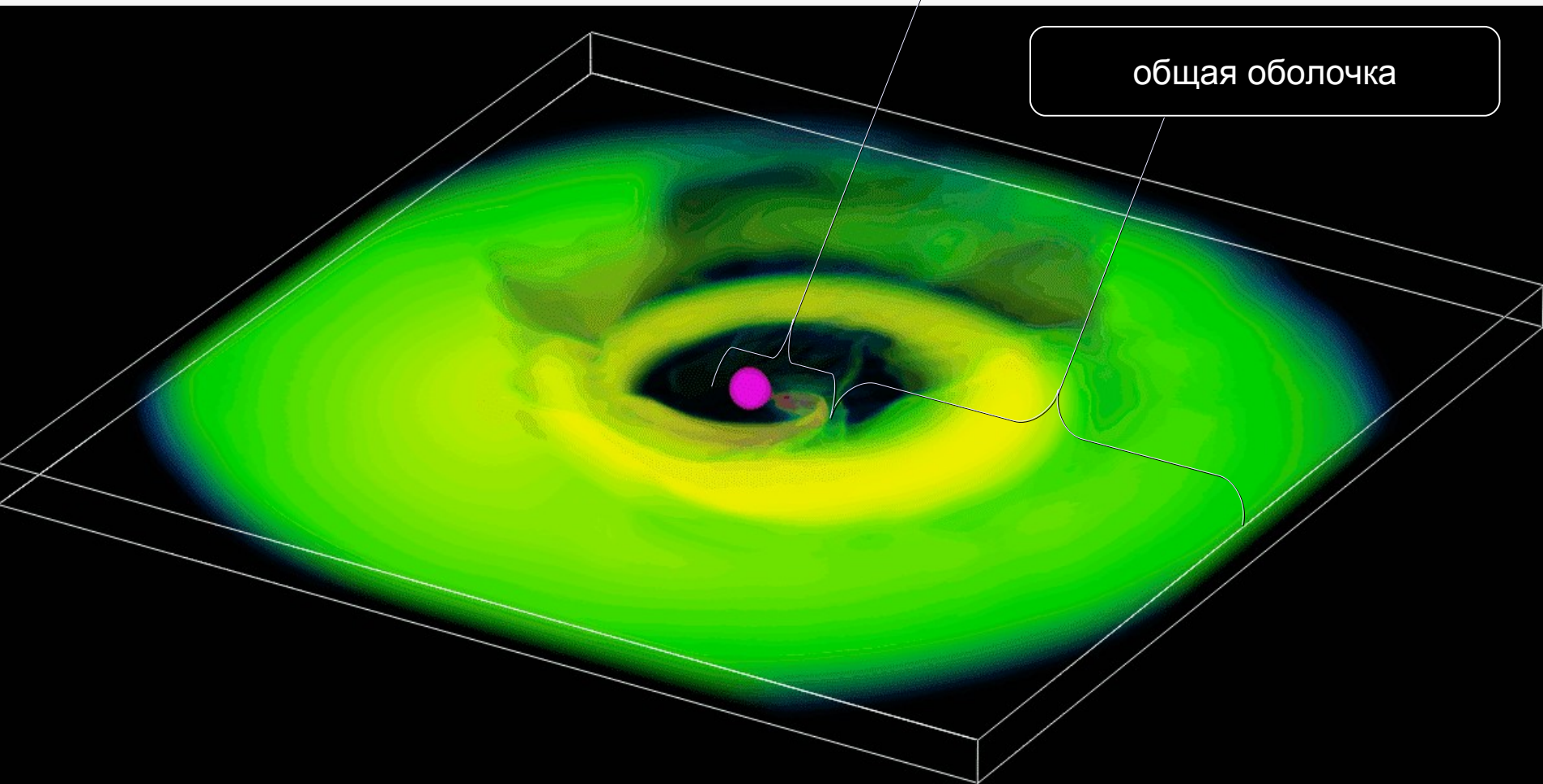


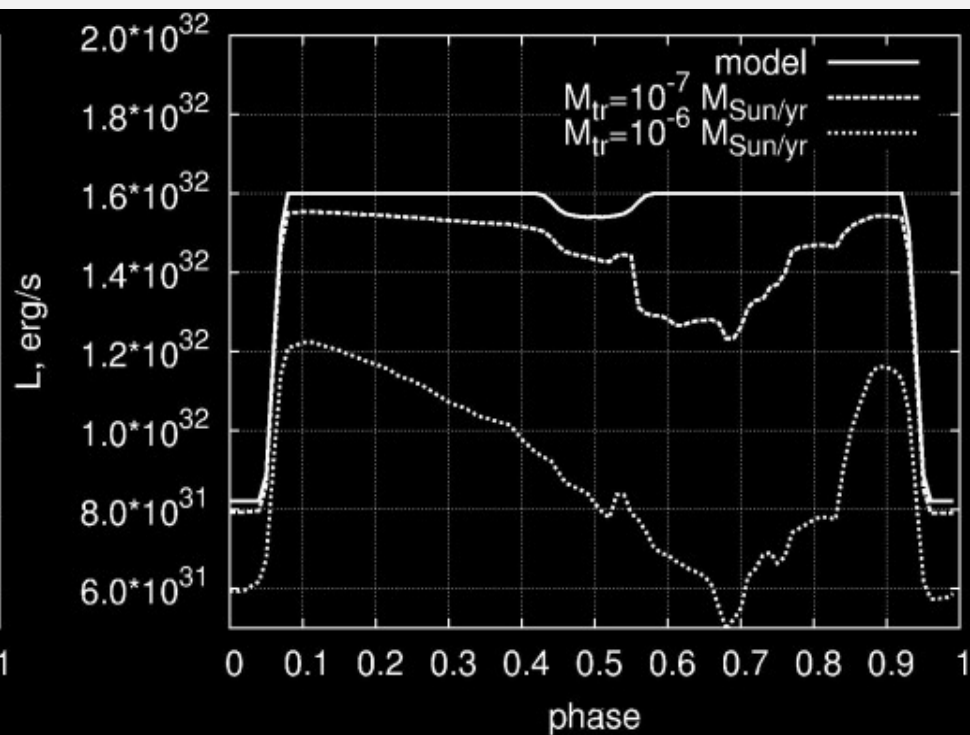
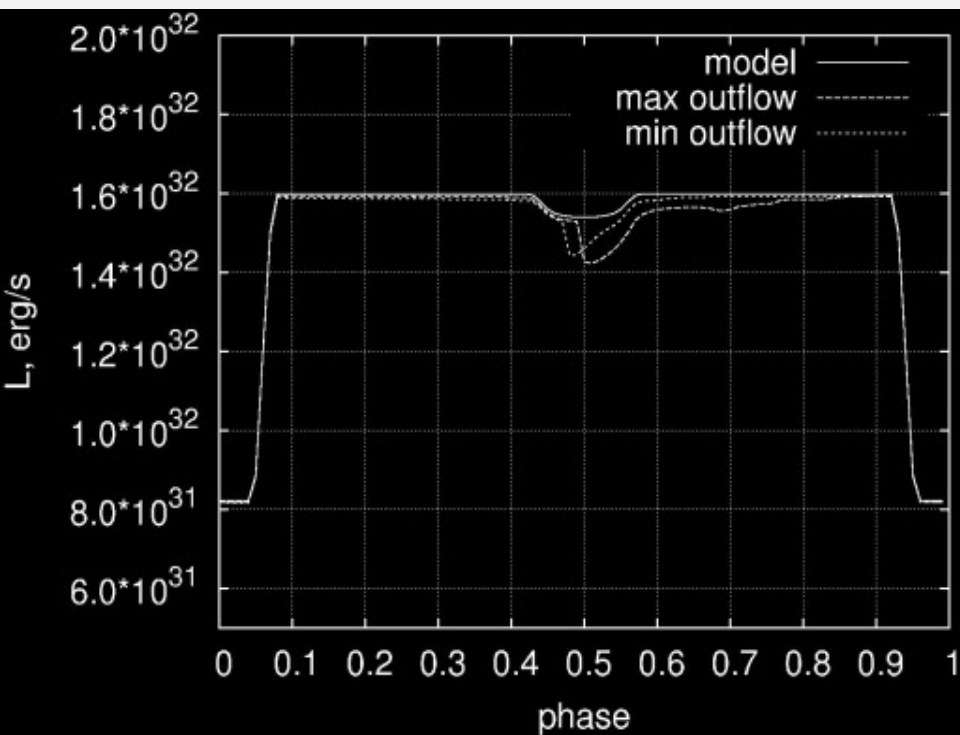




центральный источник

общая оболочка



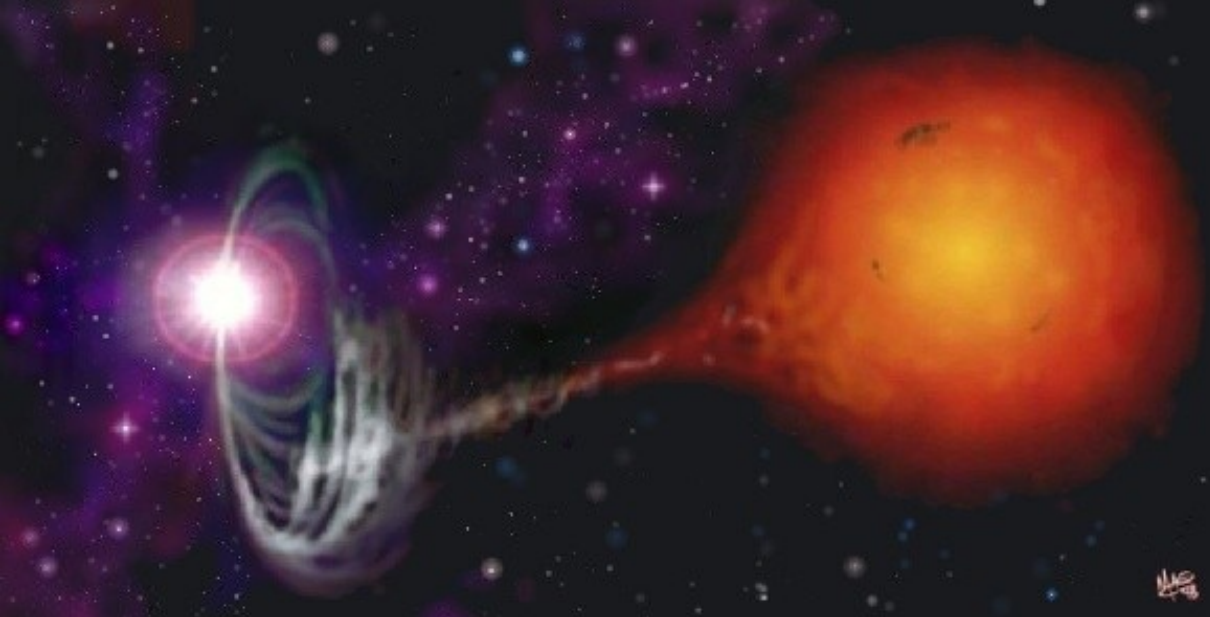


Выводы к части I

- **Морфология течения в ТДС определяется струей вещества из внутренней точки Лагранжа L_1 , аккреционным диском, околodисковым гало, межкомпонентной оболочкой, общей оболочкой, а также особенностями, вызванными взаимодействием этих элементов структуры течения между собой.**
- **Отошедшая ударная волна** формируется в системе из-за движения диска в газе межкомпонентной оболочки.
- **В аккреционном диске образуются ударные волны: горячая линия, вызванная взаимодействием околodискового гало со струей из точки L_1 , и два рукава приливной ударной волны.**
- **Во внутренних газодинамически невозмущенных частях аккреционного диска формируется спиральная волна «прецессионного» типа.**

Часть II

Влияние магнитного поля аккректора на структуру течения в ТДС

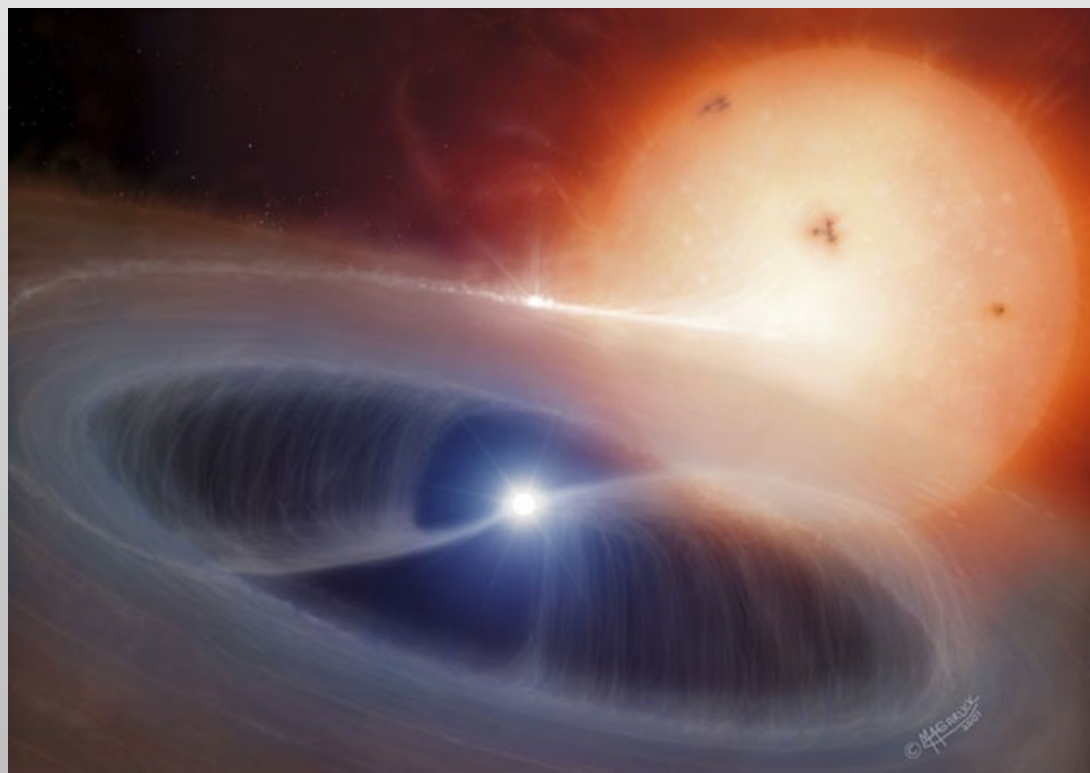


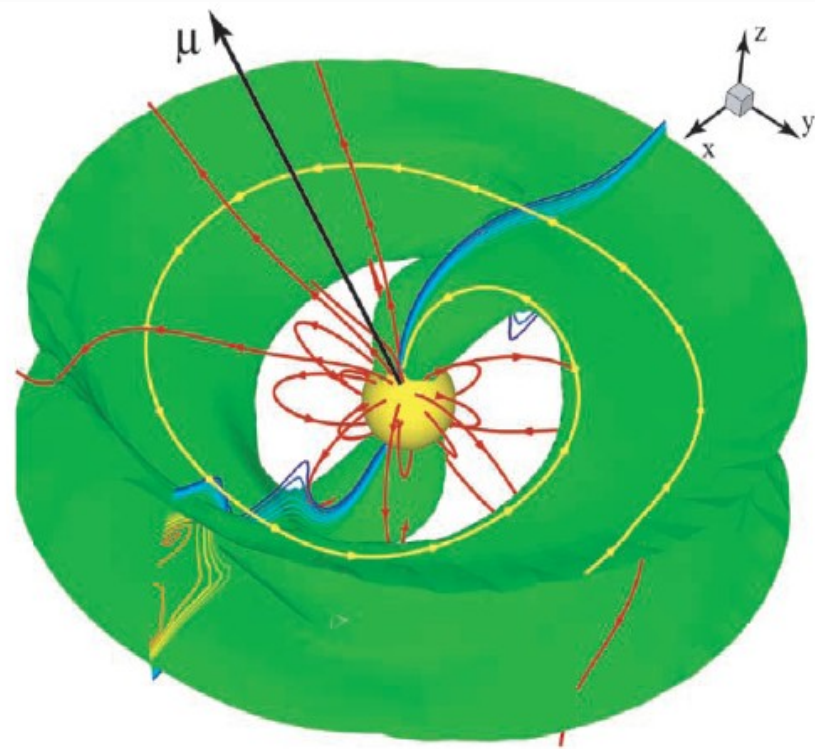
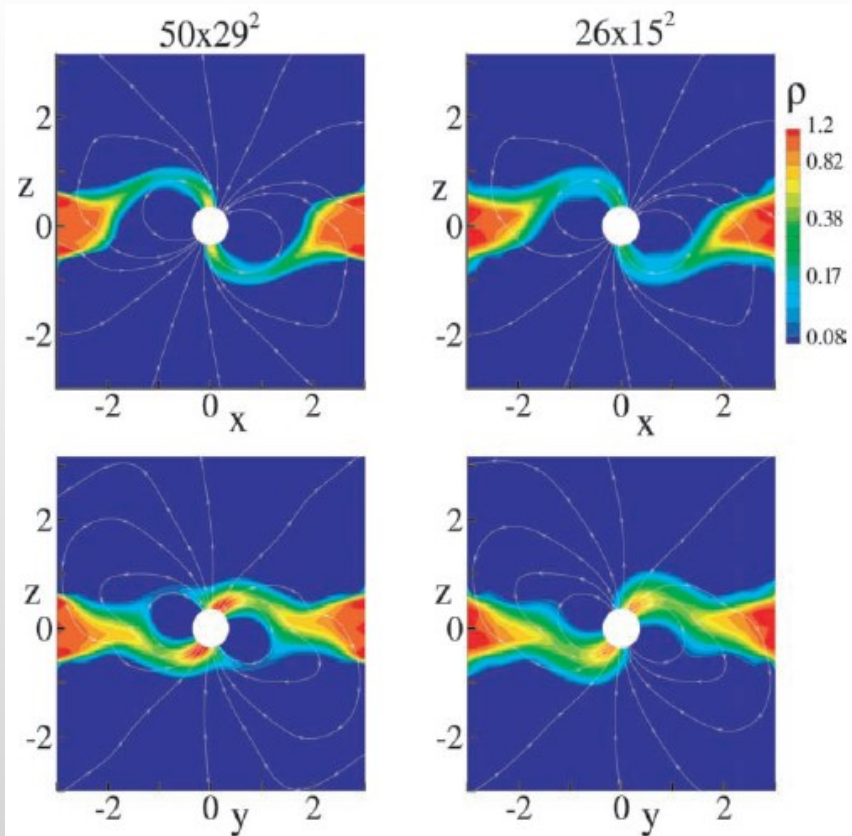
Поляры

$B \sim 10^7 - 10^8 \text{ G},$

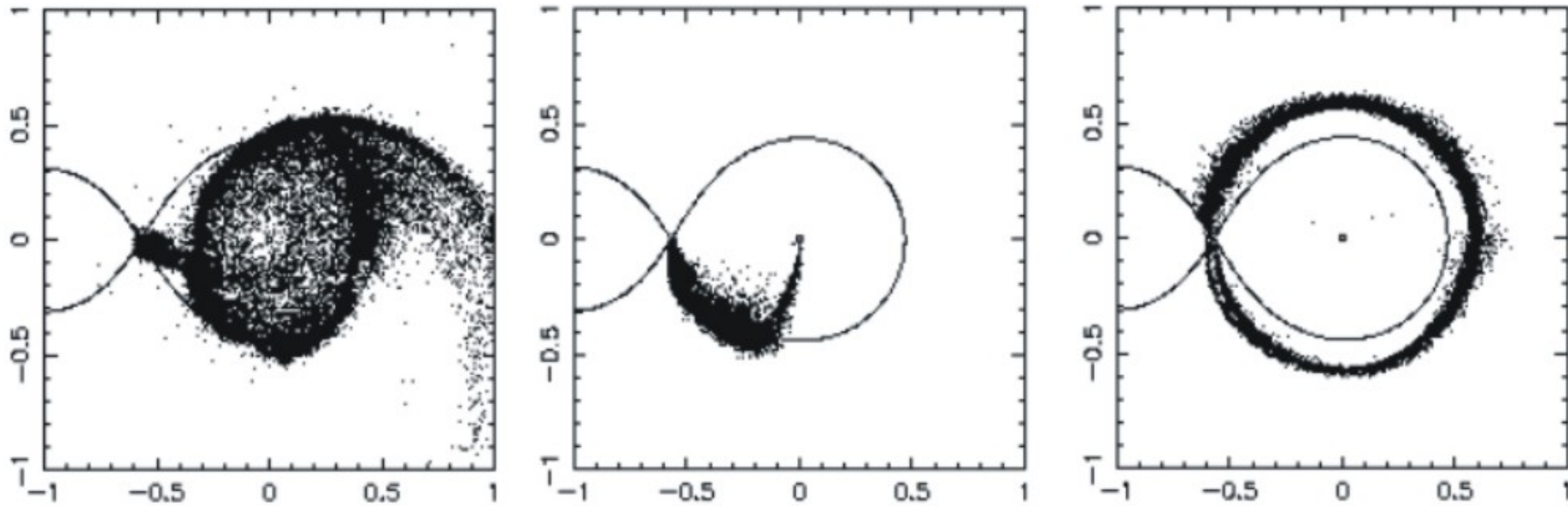
**Промежуточные
поляры**

$B \sim 10^4 - 10^6 \text{ G}.$





Koldoba et al. 2002; Romanova et al. 2003, 2004.



Моделирование методом квазичастиц (Norton et al., 2004, 2008; Ikhsanov et al., 2004) показало, что в промежуточных полярах могут формироваться структуры течения различного типа.

В этих расчетах не учитывался ряд важных эффектов таких, как влияние газового и магнитного давлений, процессы нагрева-охлаждения, генерация магнитного поля в диске и т.п.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0$$

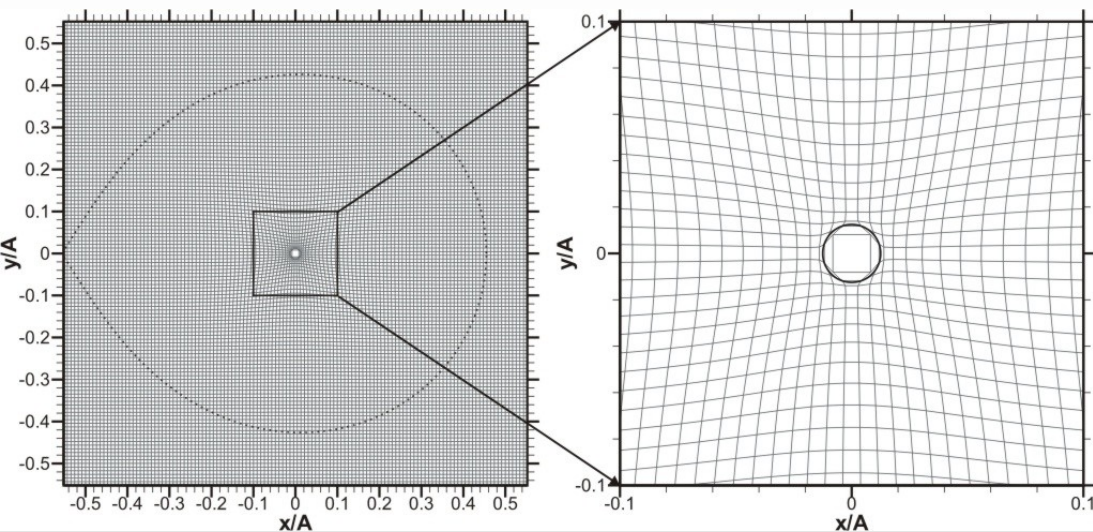
$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \frac{1}{4\pi\rho} (\mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B})) + 2(\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega}) - \nabla \Phi$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B} - \eta (\nabla \times \mathbf{B})), \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\rho T \left(\frac{\partial s}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) s \right) = n^2 (\Gamma - \Lambda) + \frac{\eta}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B})^2$$

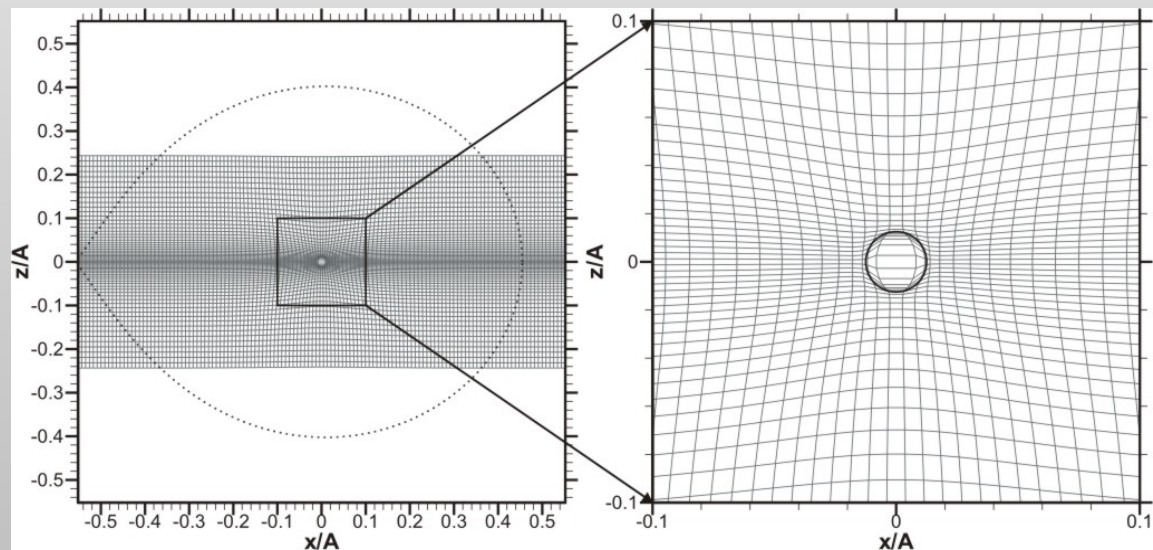
$$s = c_v \ln(P/\rho^\gamma)$$

В численной модели учтены процессы турбулентной диффузии магнитного поля. При этом считается, что турбулентная диффузия магнитного поля определяется магнитным пересоединением и диссипацией токов в турбулентных вихрях, а также плавучестью силовых трубок магнитного поля, генерируемого в диске.

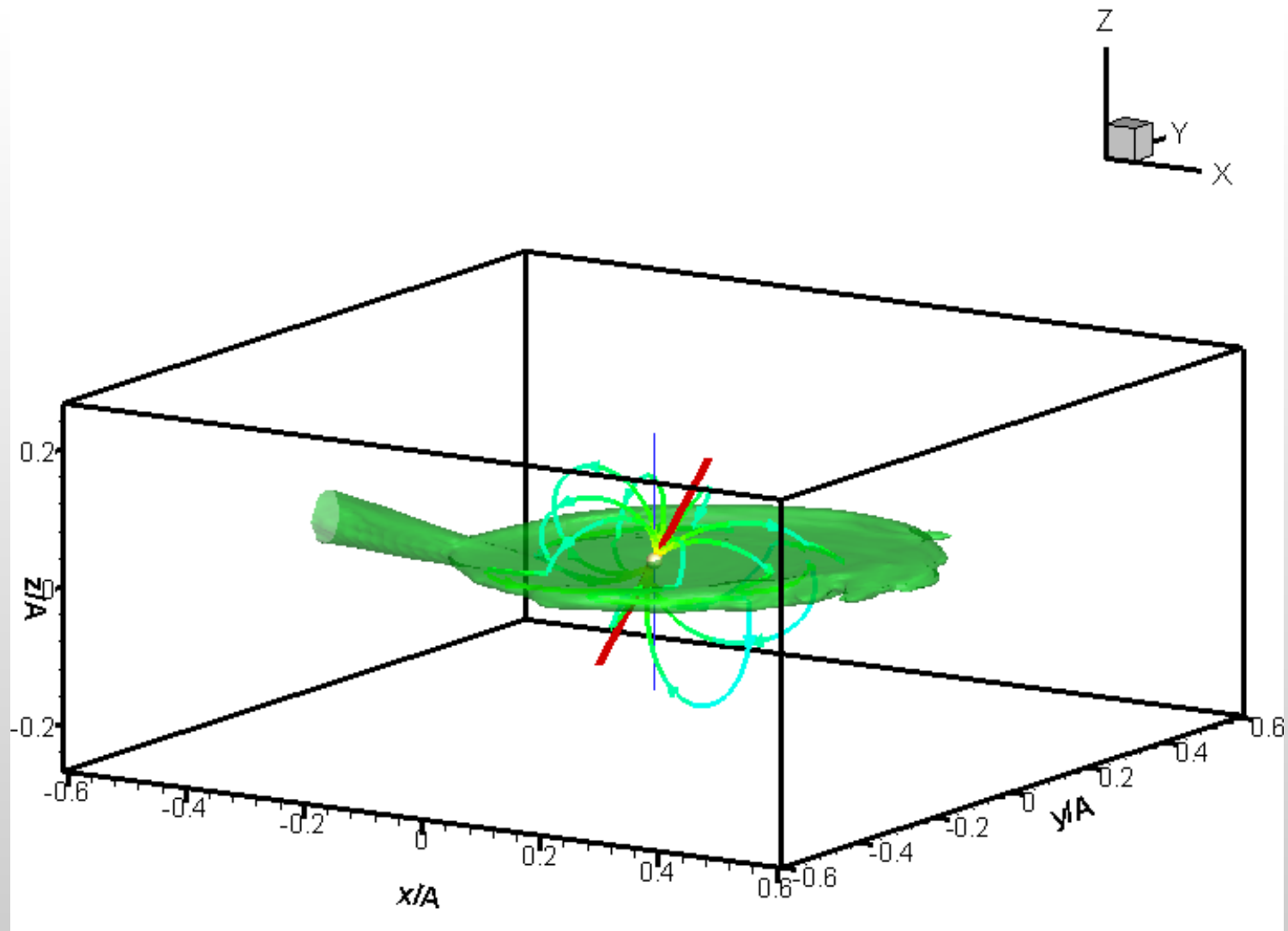


Для численного моделирования разработан трехмерный параллельный код, основанный на конечно-разностной схеме годуновского типа для МГД уравнений в произвольной нестационарной криволинейной системе координат.

Для увеличения пространственного разрешения вертикальной структуры аккреционного диска и в непосредственной окрестности аккретора используется геометрически адаптивная расчетная сетка.



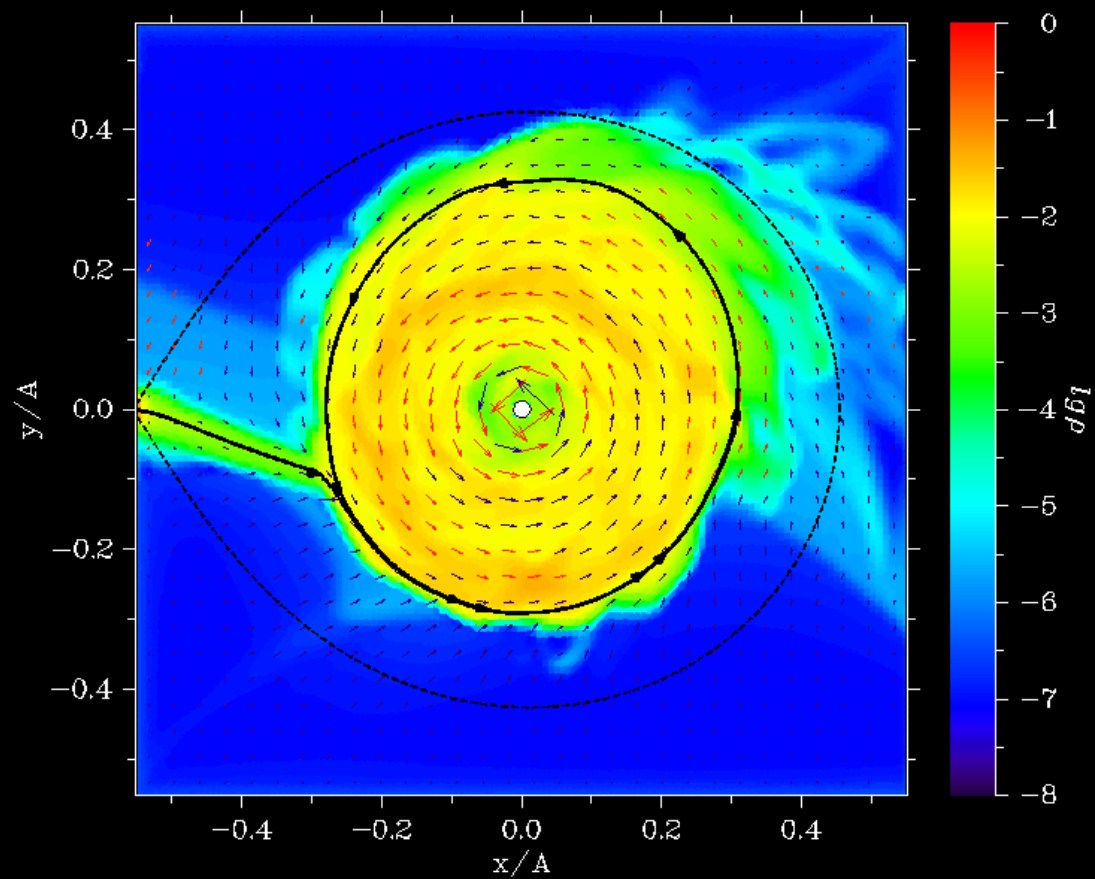
**SS Cyg: $M_{\text{wd}}=0.97 M_{\text{sun}}$, $M_{\text{sec}}=0.56 M_{\text{sun}}$,
 $P=6.6\text{h}$, $A=2.05 R_{\text{sun}}$, 12^{m} to 8^{m}**



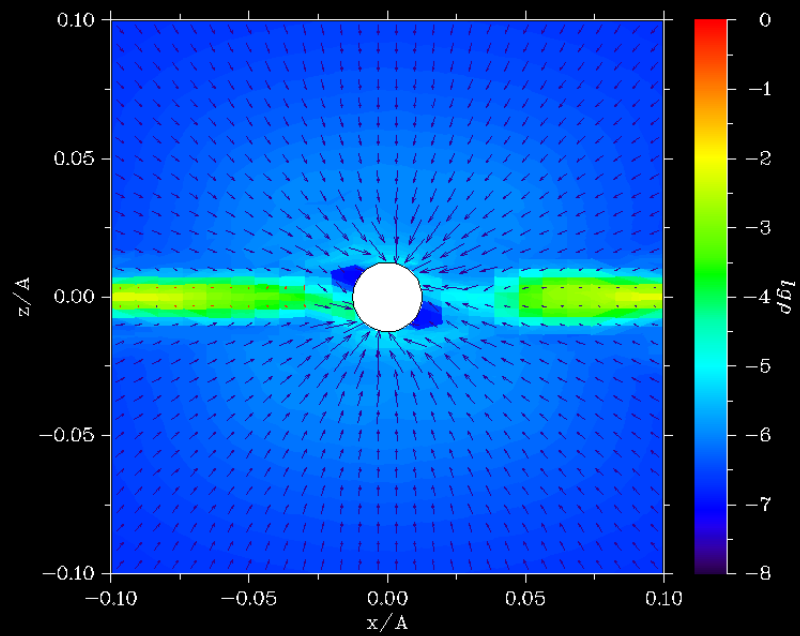
Предполагалось, что собственное магнитное поле звезды-аккретора имеет дипольный характер $B = 10^5$ G. Наклон магнитной оси по отношению к оси вращения составлял угол 30° .

Time = $10.656 P_{orb}$

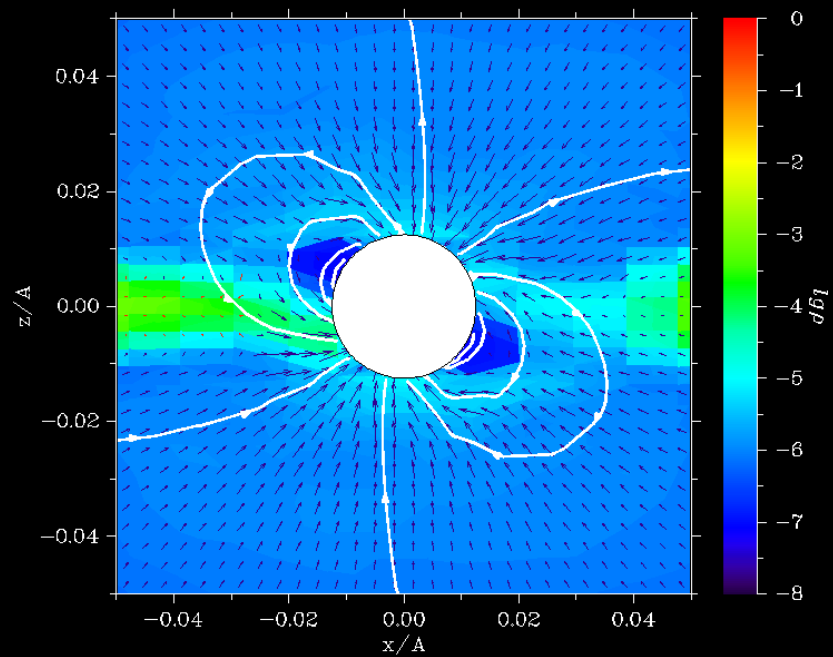
Velocity = $6.060 A\Omega$ $\longrightarrow$



Time = 13.359 P_{orb} Velocity = 6.274 $A\Omega$ $\rightarrow$

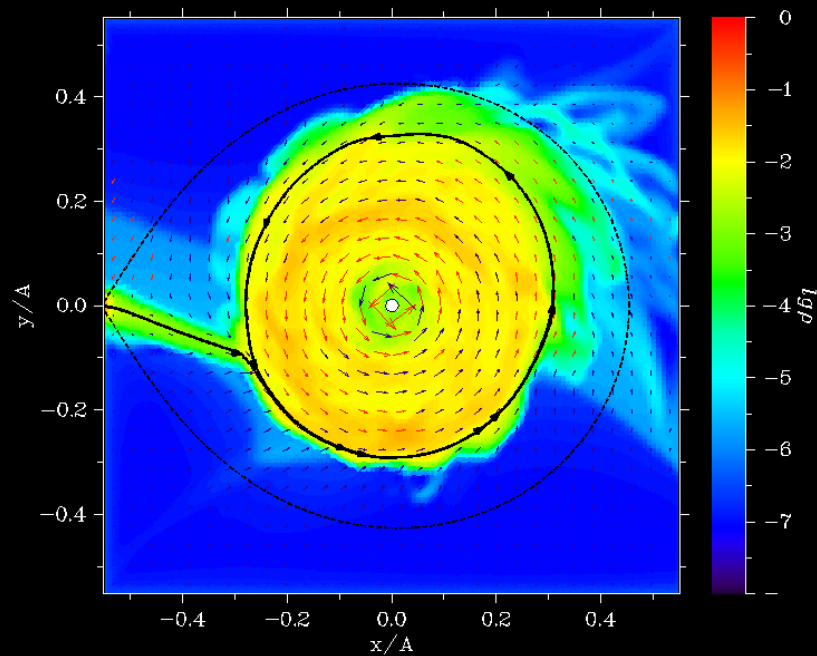


Time = 13.359 P_{orb} Velocity = 8.332 $A\Omega$ $\rightarrow$



Time = 10.656 P_{orb}

Velocity = 3.060 $A\Omega$ →

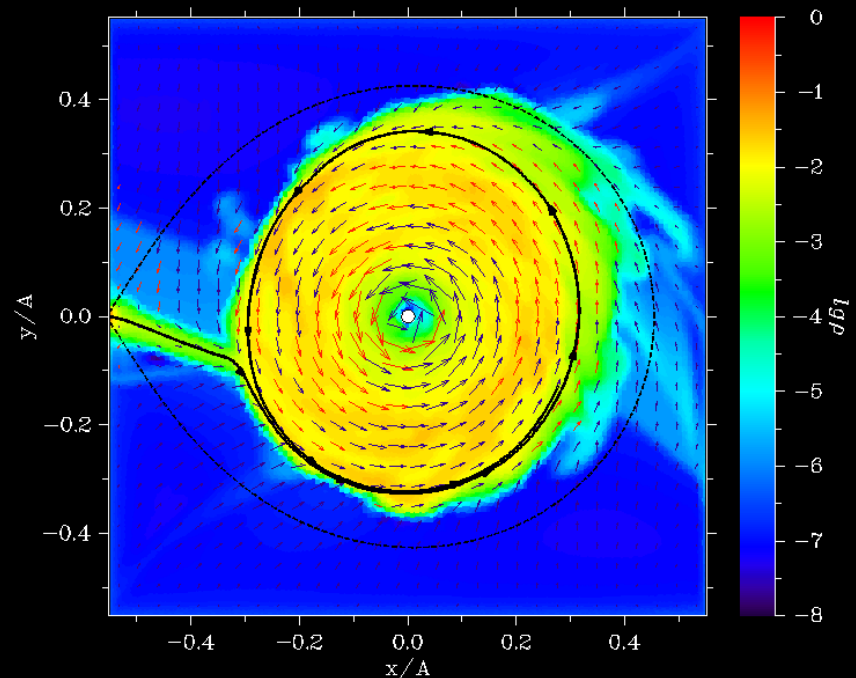


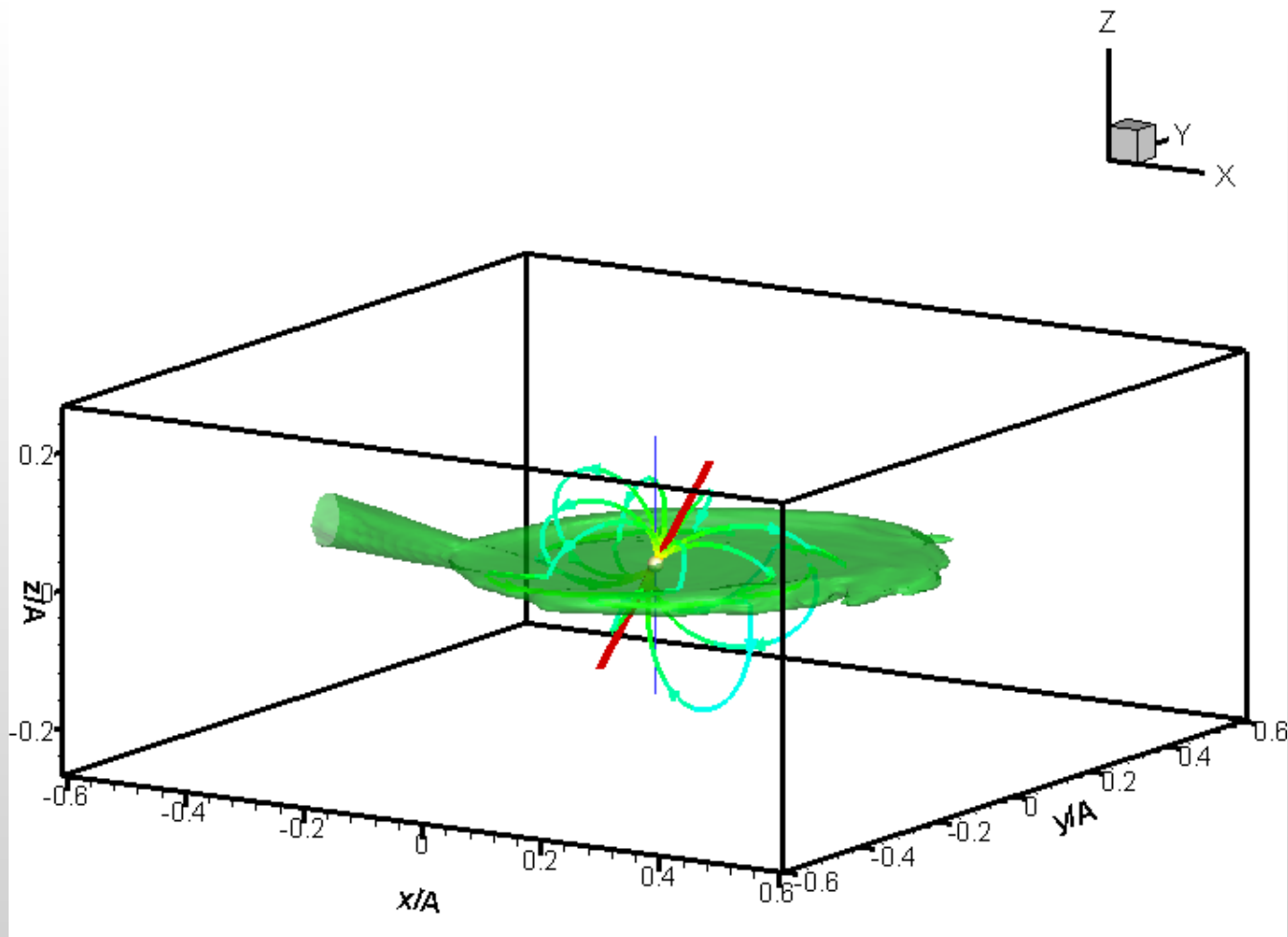
Из расчетов следует, что в аккреционных дисках промежуточных полюров присутствуют все ранее обнаруженные волны:

- отошедшая уд. волна,
- “горячая линия”,
- приливная уд. волна,
- прецессионная волна.

Time = 13.359 P_{orb}

Velocity = 3.000 $A\Omega$ →

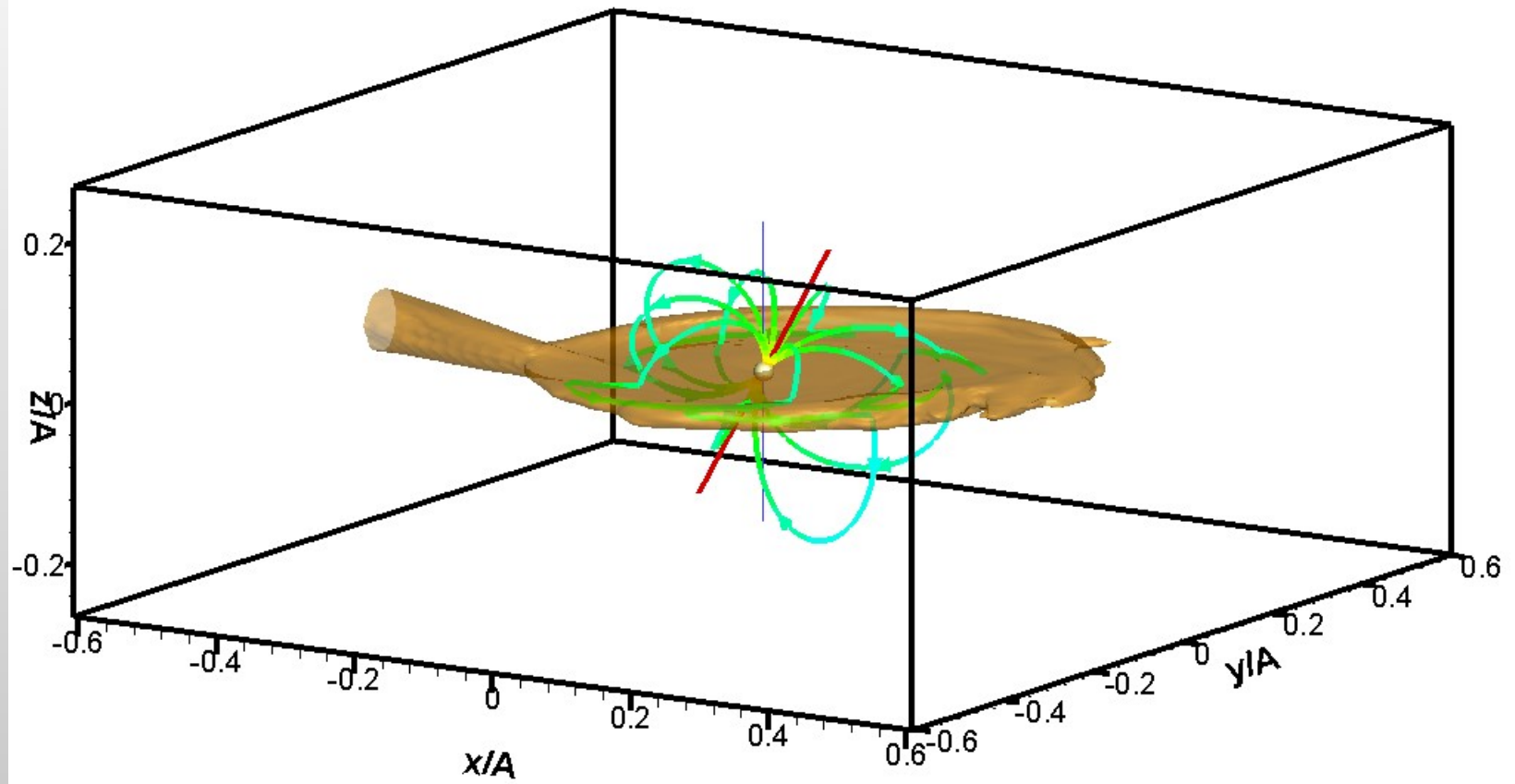




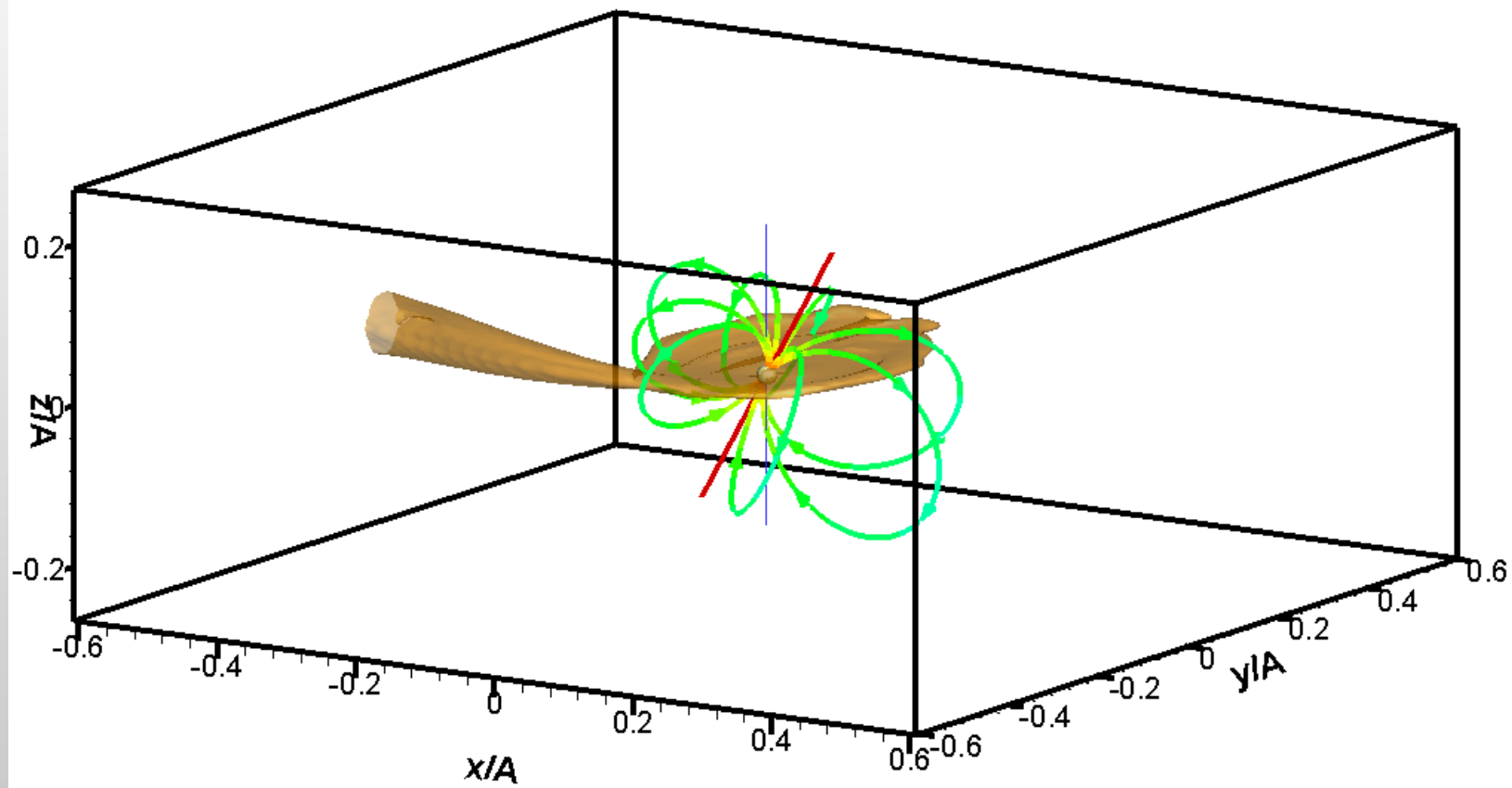
Типичное для промежуточных полюров магнитное поле не разрушает структуру течения, хотя характеристики аккреционного диска сильно меняются. Так, для $B = 10^5$ G, скорость аккреции возрастает в 2 раза, толщина диска увеличивается в 2-2.5 раза, и пр.

***Изменения структуры
течения с увеличением
индукции магнитного
поля***

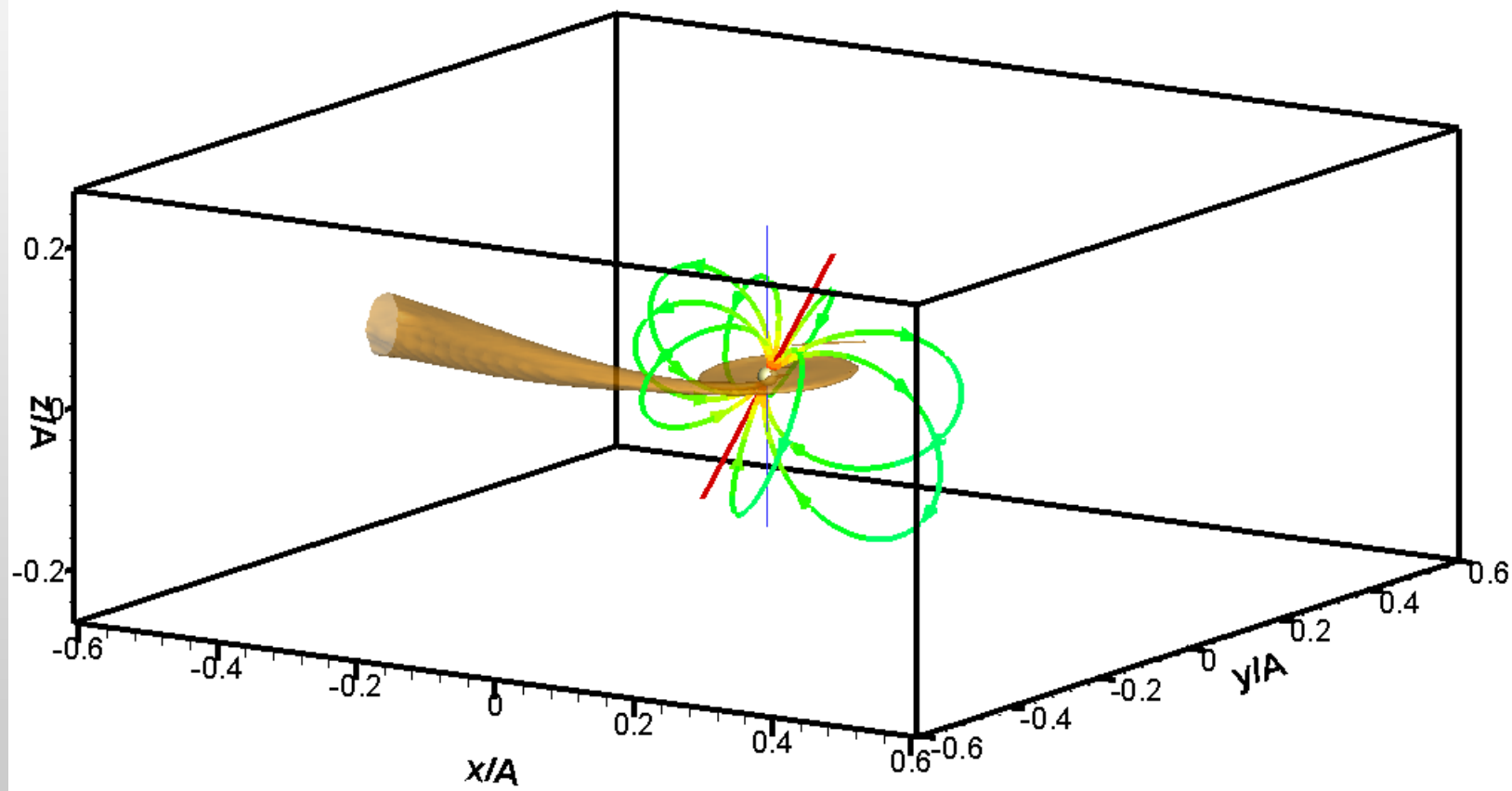
$$B_* = 10^5 G$$



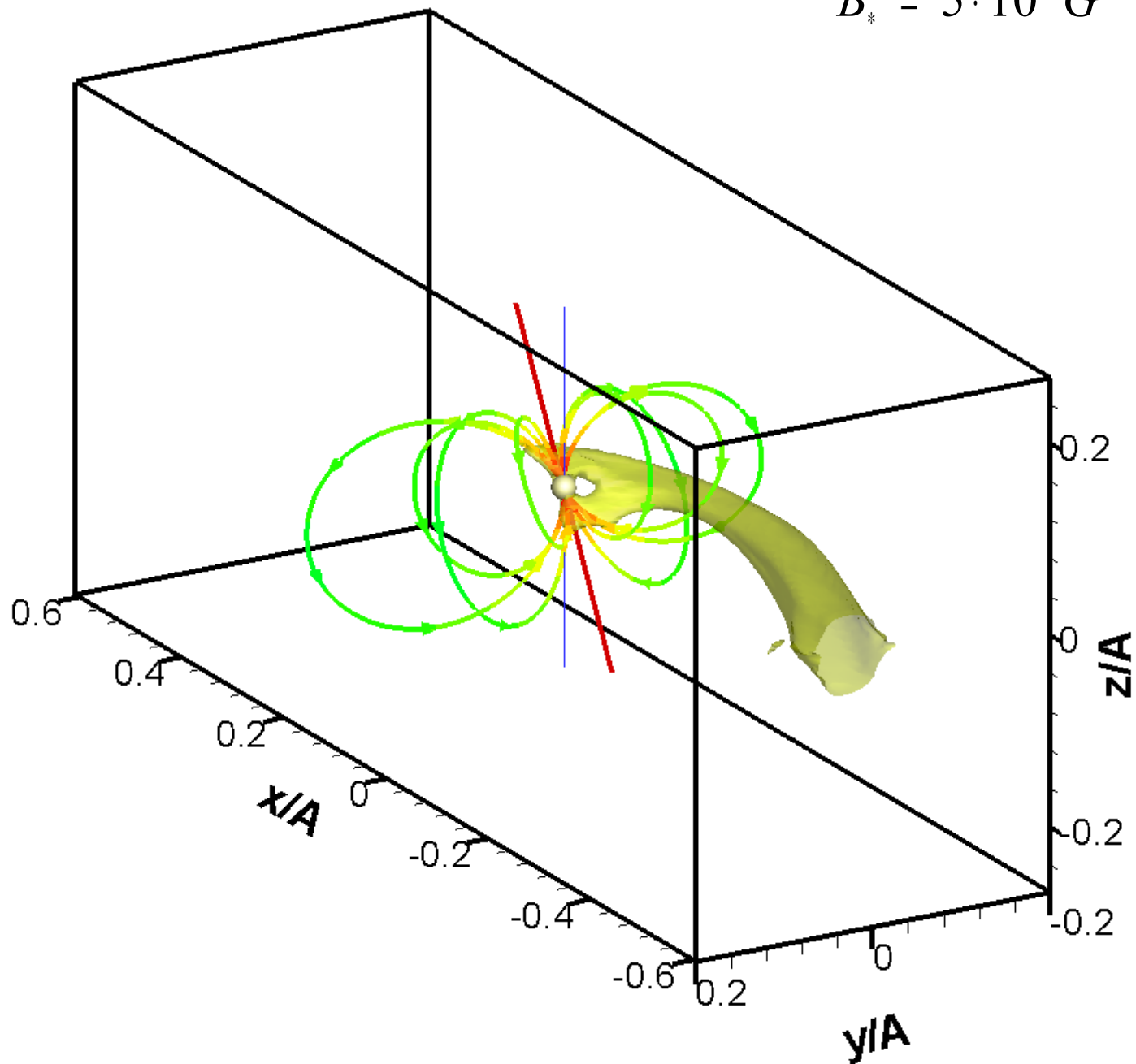
$$B_* = 5 \cdot 10^5 G$$

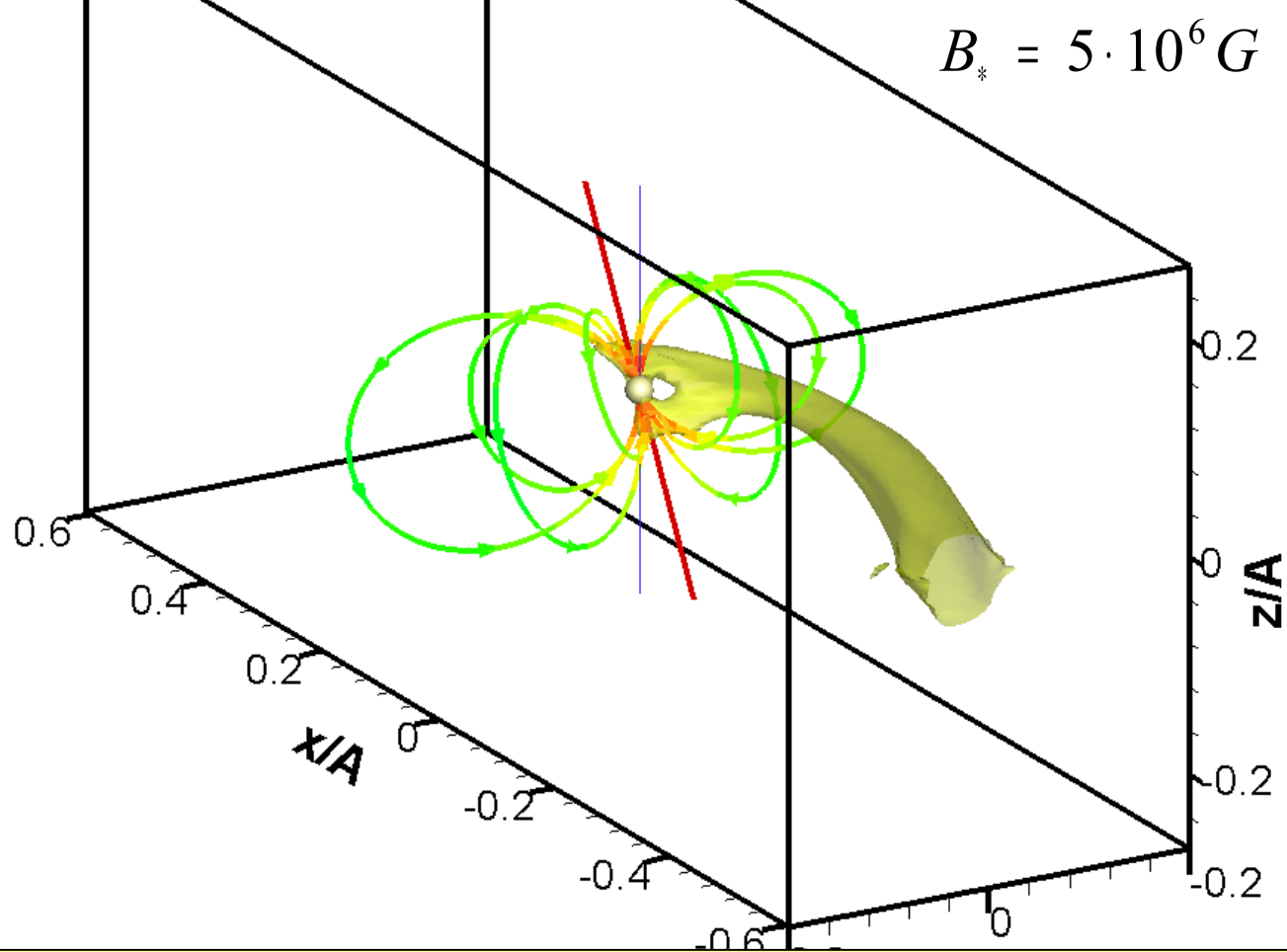


$$B_* = 10^6 G$$



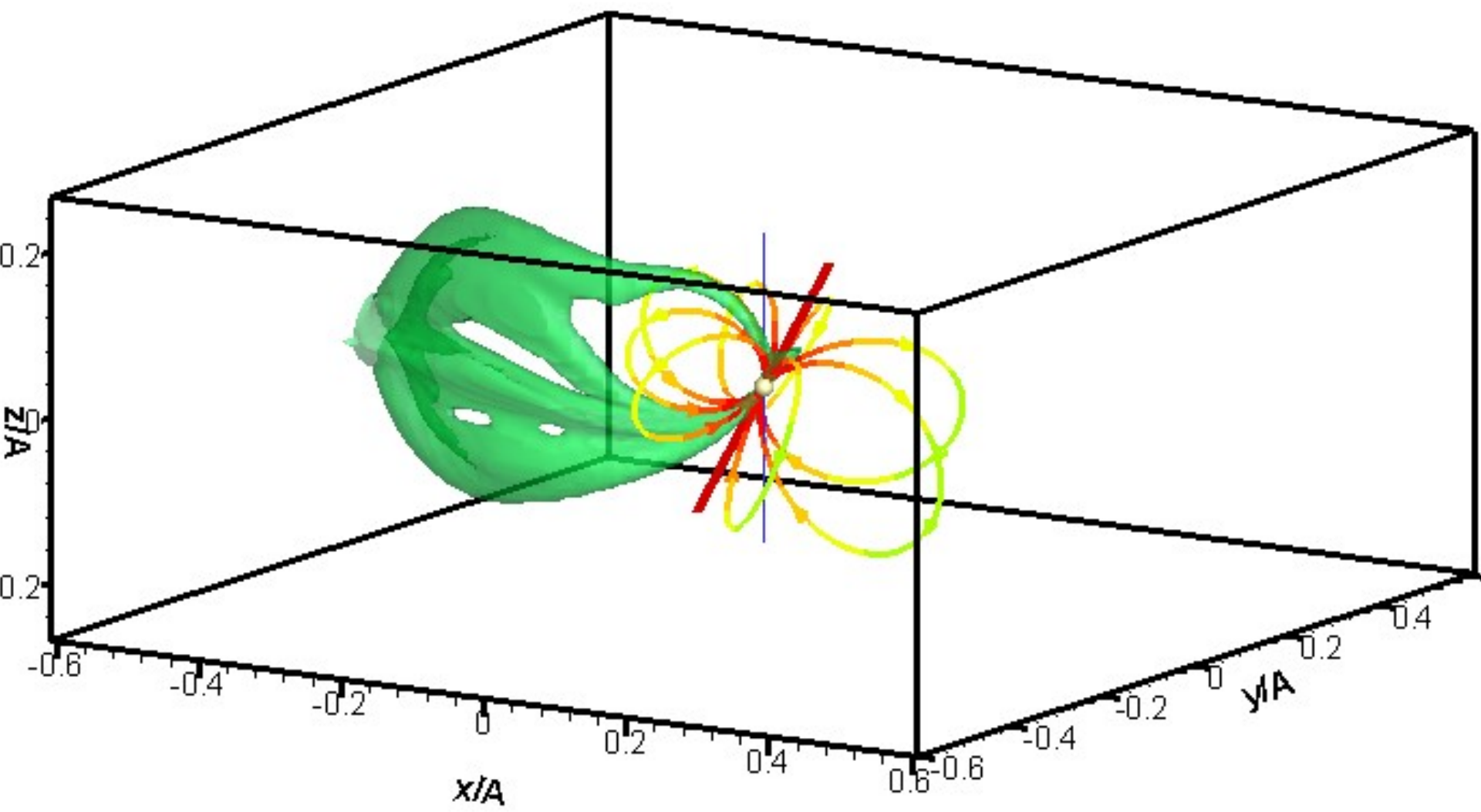
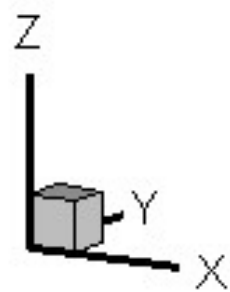
$$B_* = 5 \cdot 10^6 \text{ G}$$

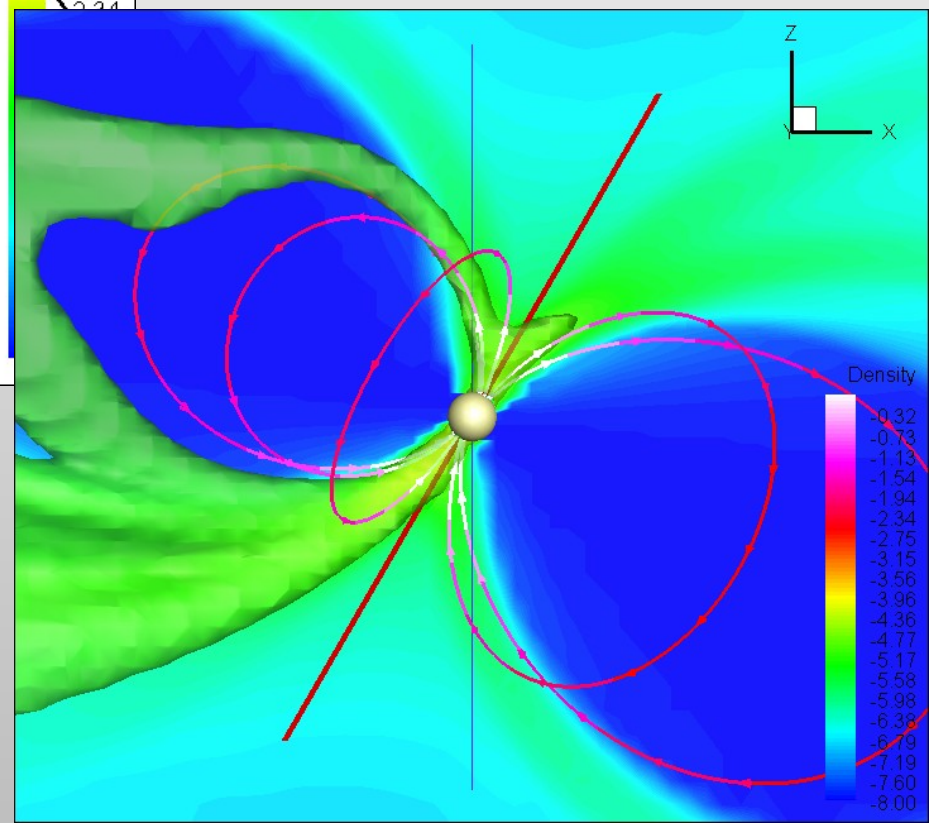
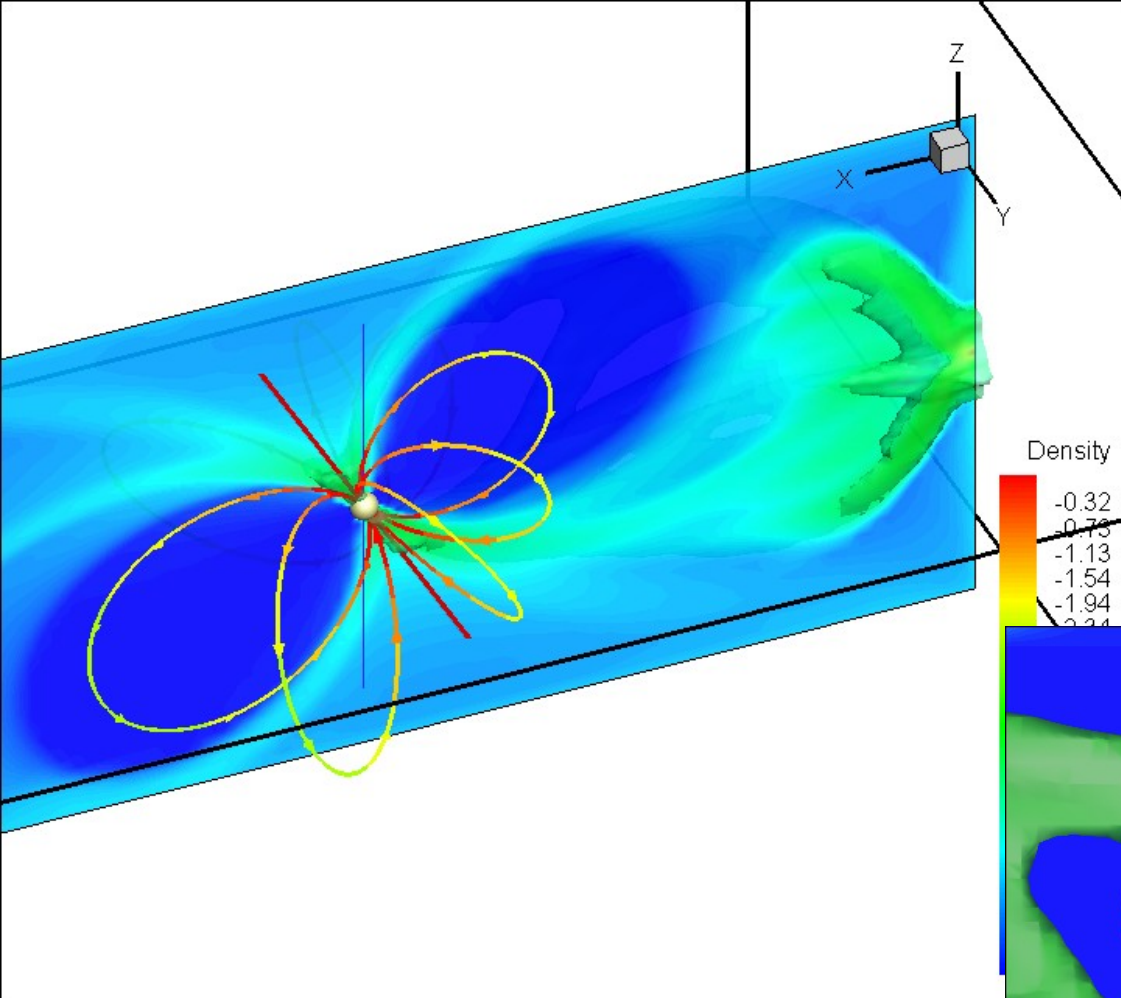


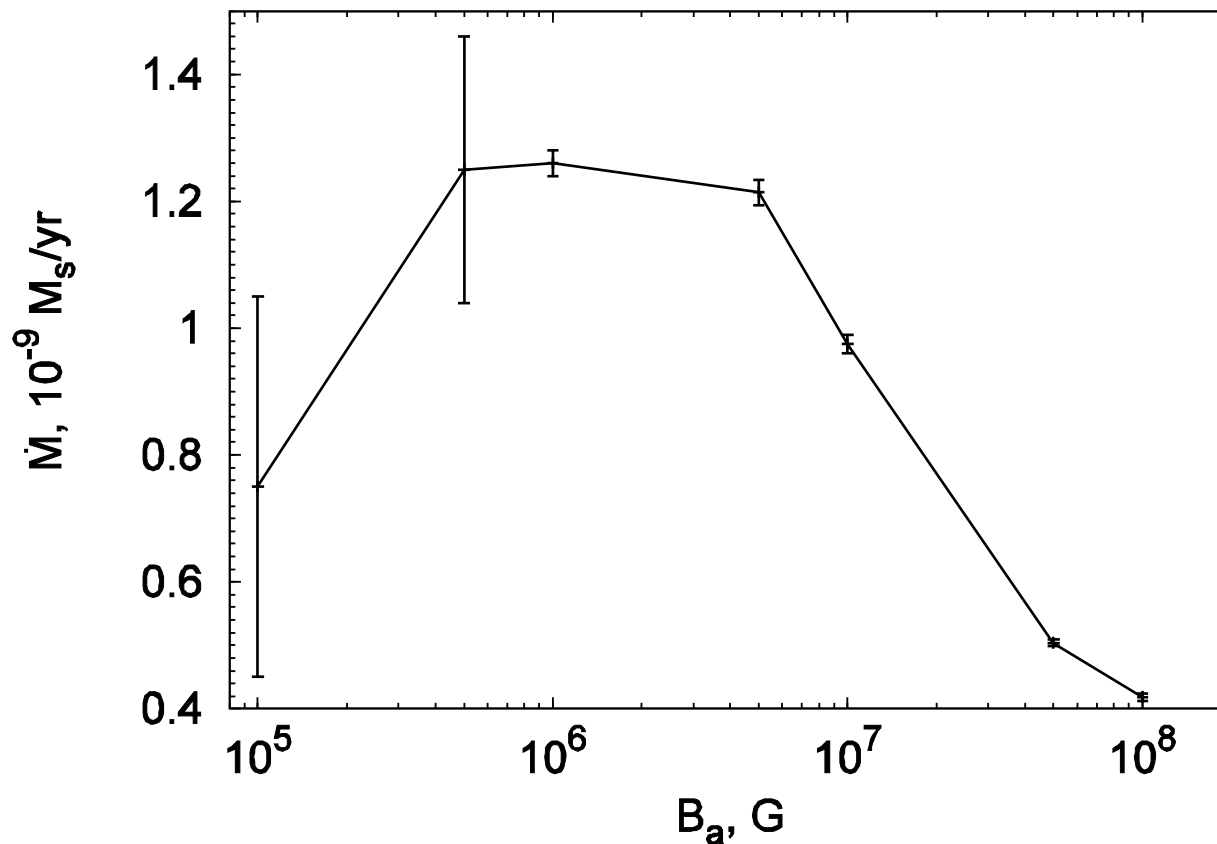


Электромагнитные силы разрушают струю и заставляют вещество терять угловой момент. В результате потоку не удастся обогнуть звезду и сформировать аккреционный диск. Поэтому «граница» между промежуточными полями и полями определяется соотношением $R_m = R_{\min}$. Для SS Cyg соответствующее этой «границе» поле $B_a \sim 10^6 G$.

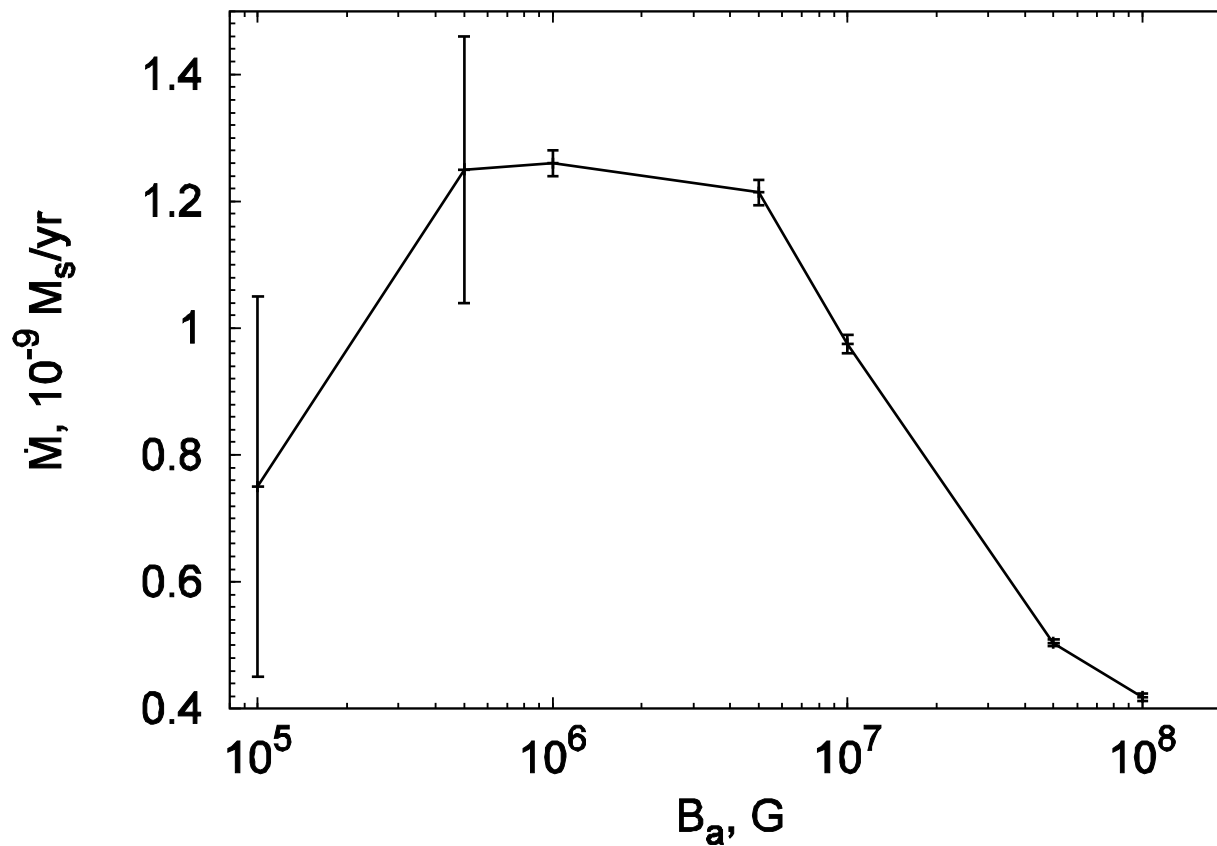
$$B_* = 10^8 G$$





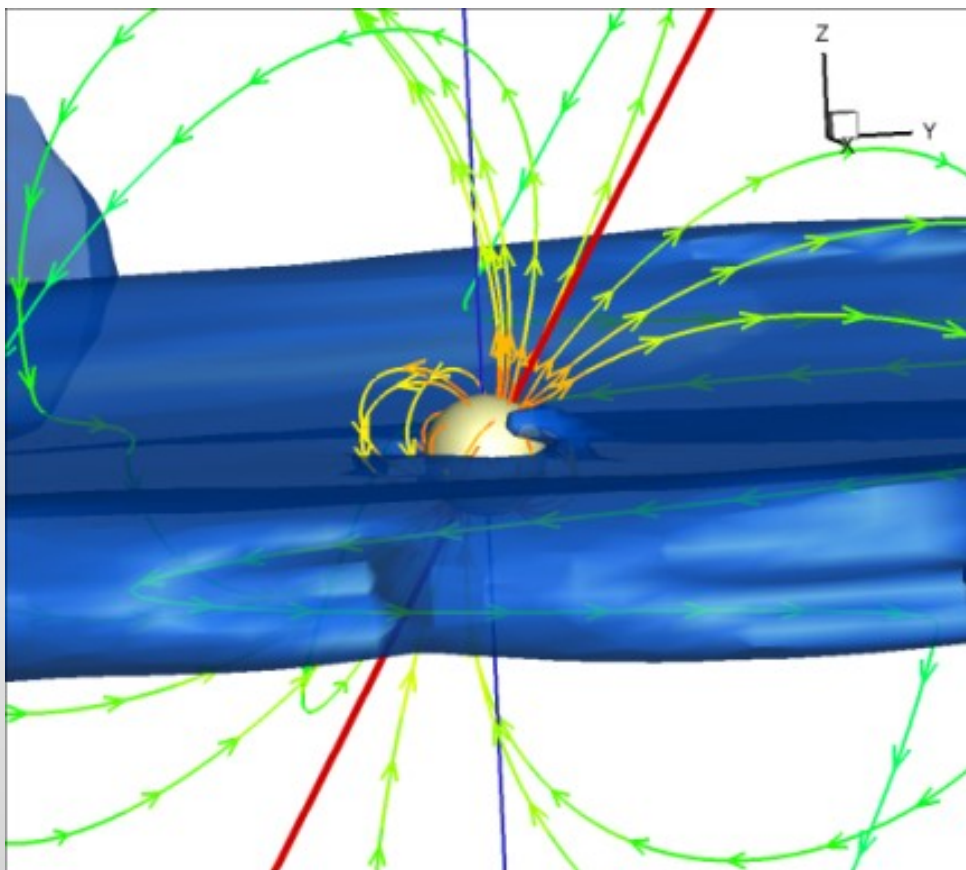


Зависимость темпа аккреции от собственного поверхностного магнитного поля аккретора B_a . *Главная особенность этой функции состоит в том, что она не монотонна.* Если $B_a < 10^6$ Гс, то формируется аккреционный диск и темп аккреции определяется процессами перераспределения углового момента в диске. Увеличение магнитного поля в этом случае приводит к росту эффективности магнитного торможения.



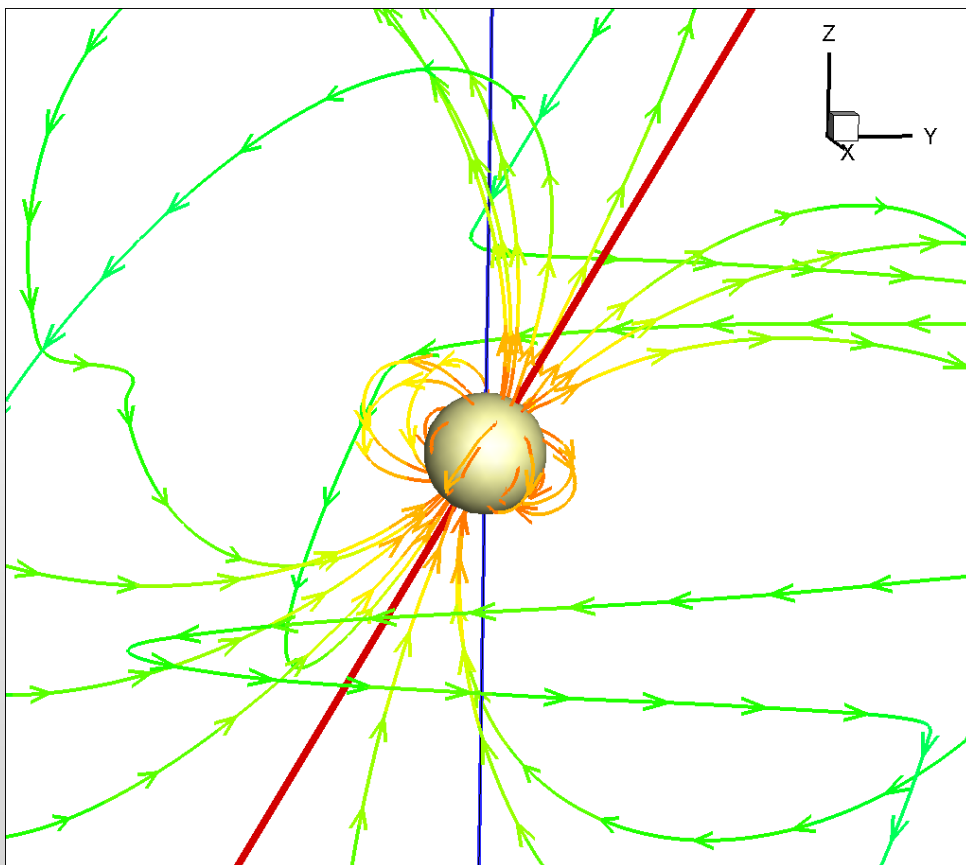
Если $B_a > 10^6$ Гс, то диск не формируется, а аккреция имеет колонковый характер. В этом случае темп аккреции определяется пропускной способностью струи. При увеличении поля уменьшается сечение аккреционных колонок и, соответственно, уменьшается темп аккреции.

Генерация магнитного поля в аккреционных дисках



Трехмерная структура магнитного поля вблизи аккректора. Цвет силовых линий соответствует величине индукции поля

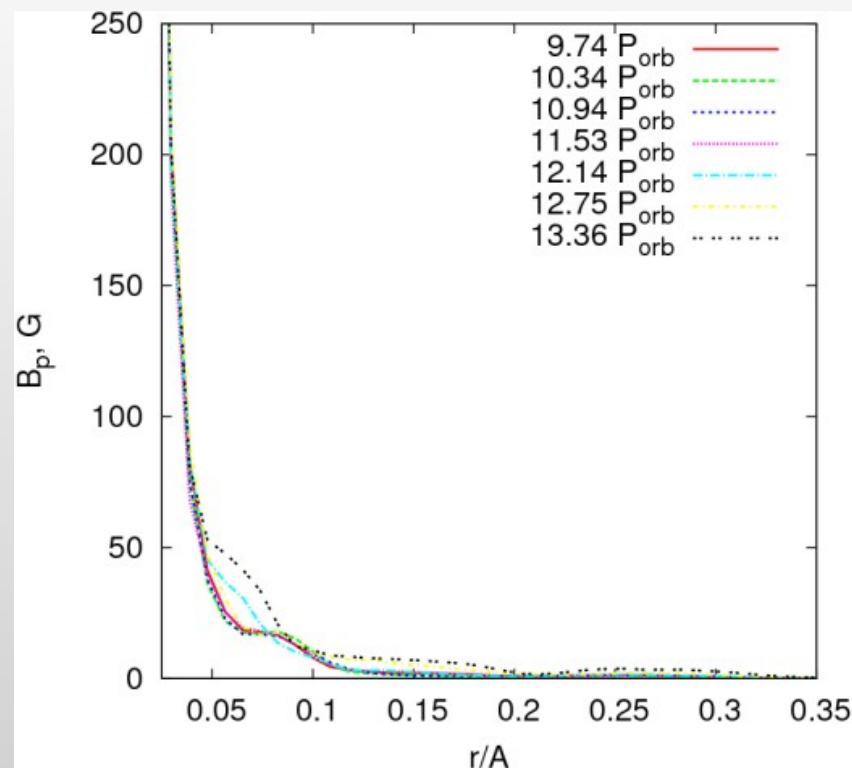
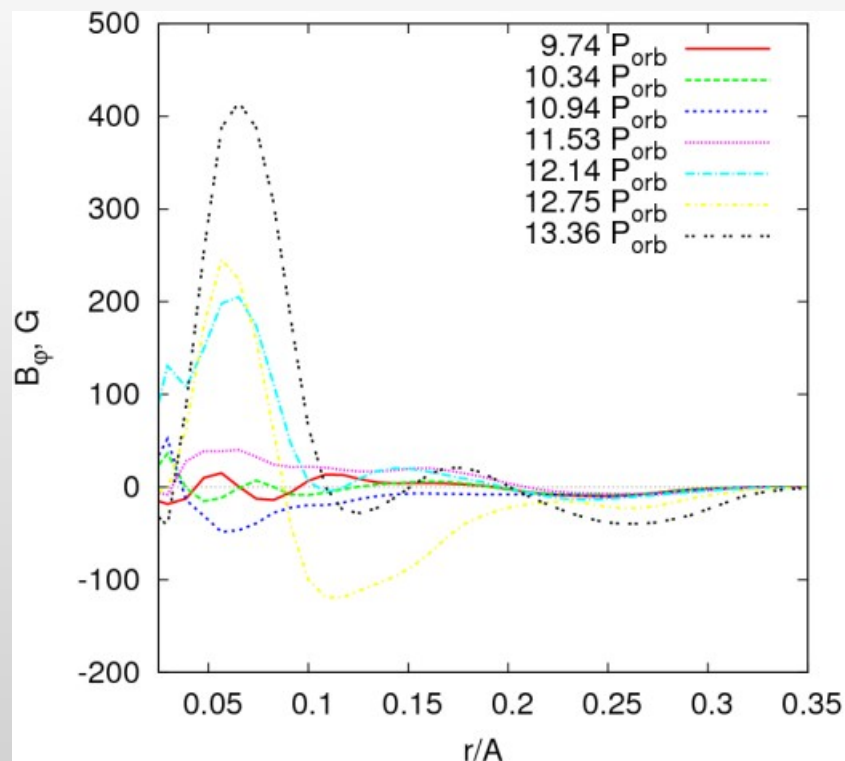
Магнитное поле может увеличиваться вследствие дифференциального вращения, радиальных движений и эффекта динамо. Диффузия, турбулентная диссипация и магнитная плавучесть уменьшают величину поля. В результате может сформироваться сложная структура поля, поскольку в разных частях диска преобладают разные эффекты.



Трехмерная структура магнитного поля вблизи аккректора. Цвет силовых линий соответствует величине индукции поля

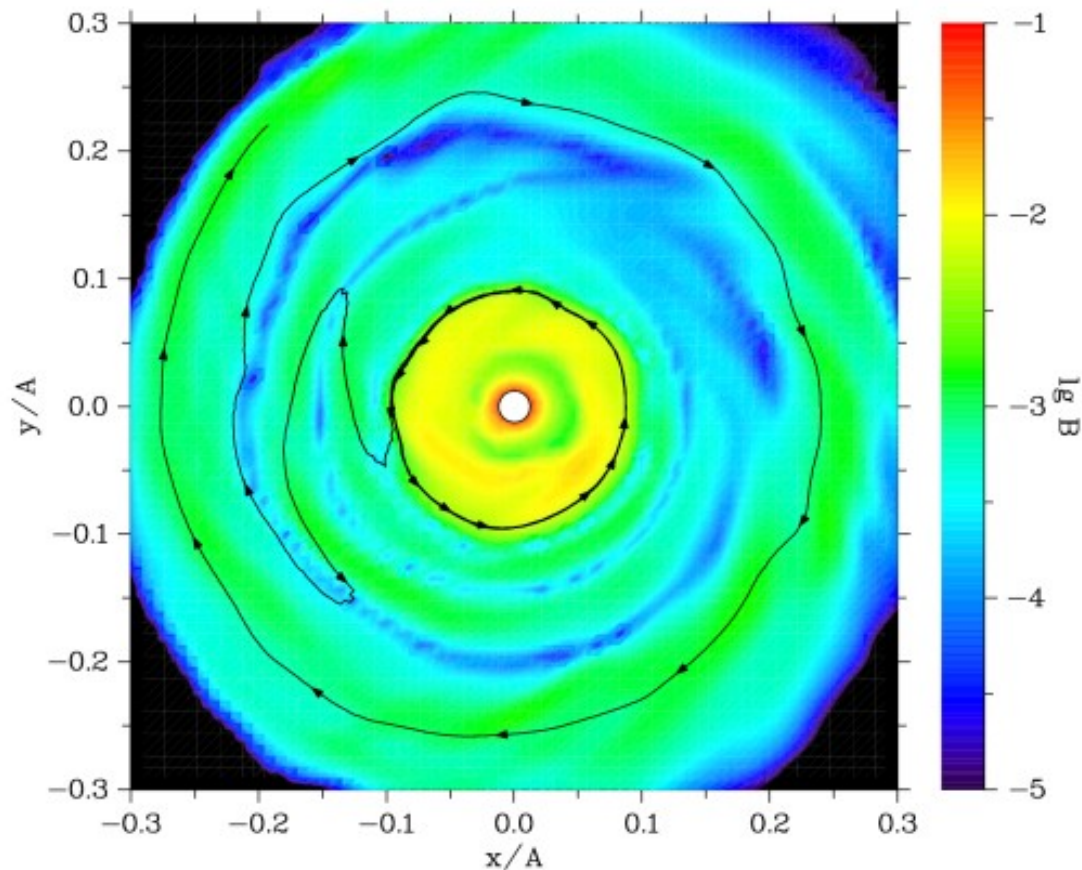
У поверхности звезды-аккректора магнитное поле является практически дипольным. Но на больших расстояниях поле искажается вследствие генерации тороидального компонента. Возле поверхности звезды формируется магнитосфера и аккреционные колонки.

Радиальное распределение усредненной по азимуту индукции тороидального и полоидального поля.



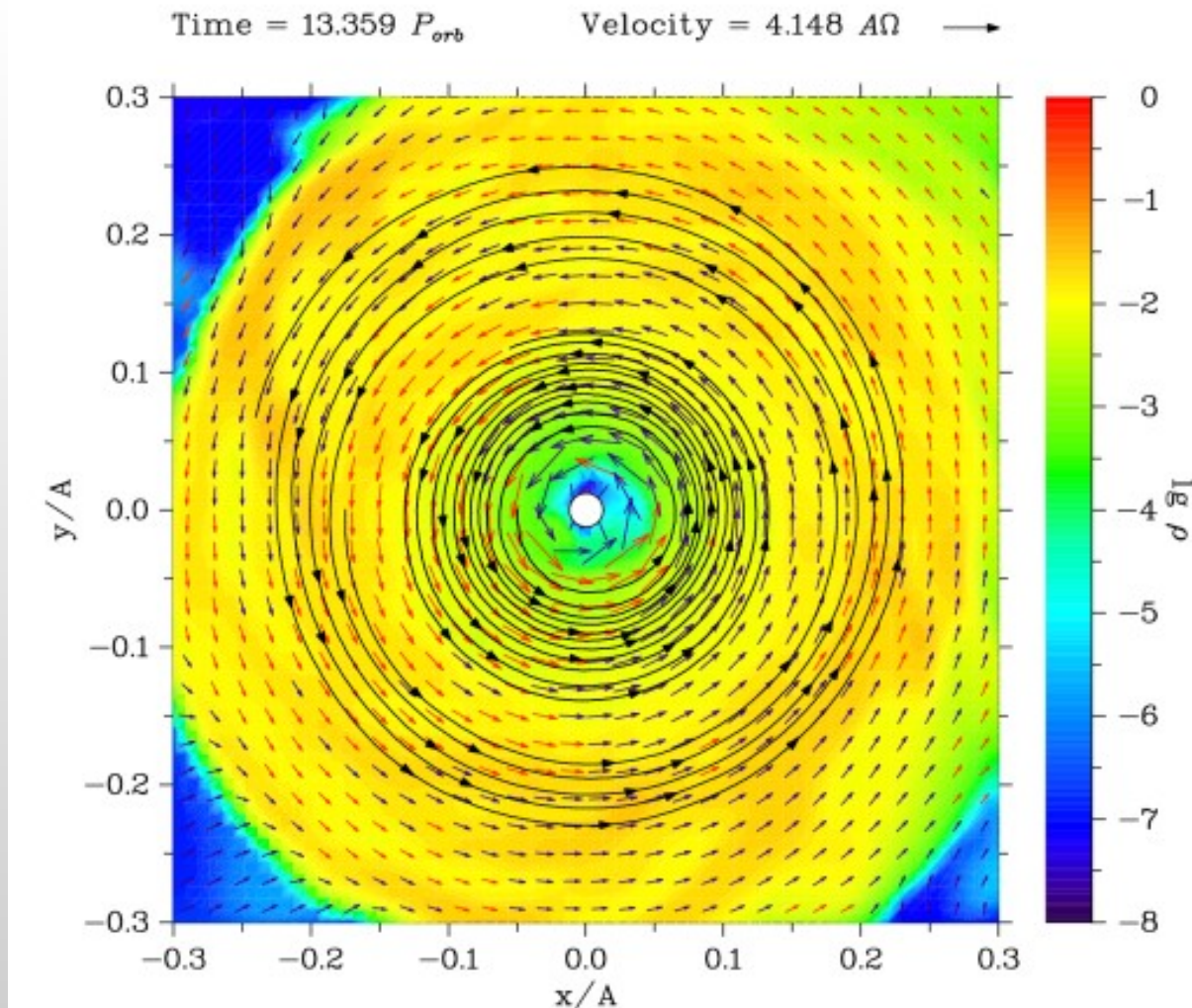
Диск состоит из трех зон: внутренней области интенсивной генерации тороидального поля вследствие дифференциального вращения, области токовых слоев и внешней области диссипации поля.

Time = 13.359 P_{orb}



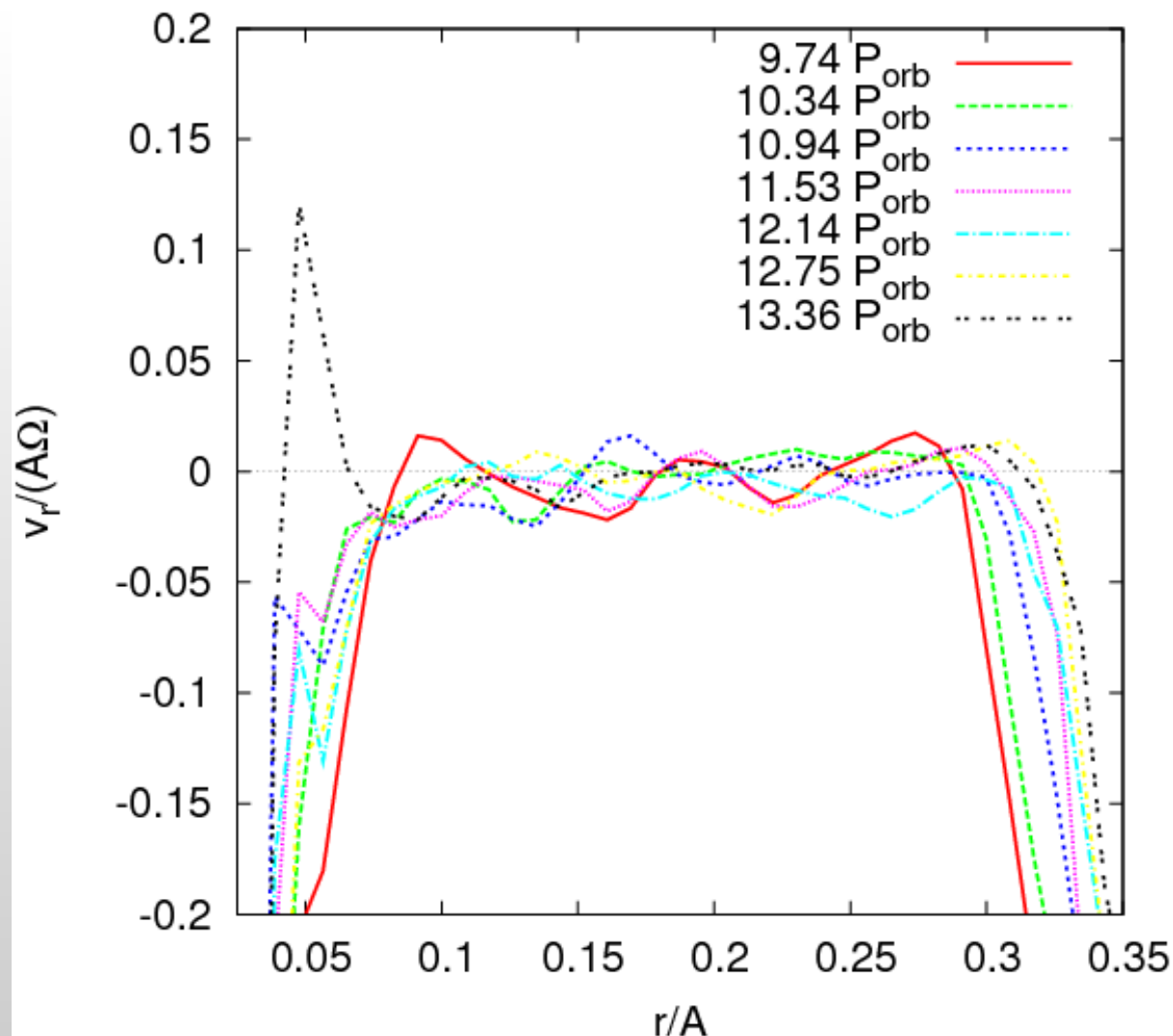
Распределение величины магнитной индукции в экваториальной плоскости. Магнитная линия меняет направление при прохождении через токовый слой.

Токовый слой формируется во внутренней области вследствие изменения закона вращения вблизи магнитосферы. Далее слой смещается во внешние области вследствие декреции вещества. Через некоторое время на его месте формируется другой токовый слой. Поэтому в промежуточной области могут существовать одновременно несколько токовых слоев.

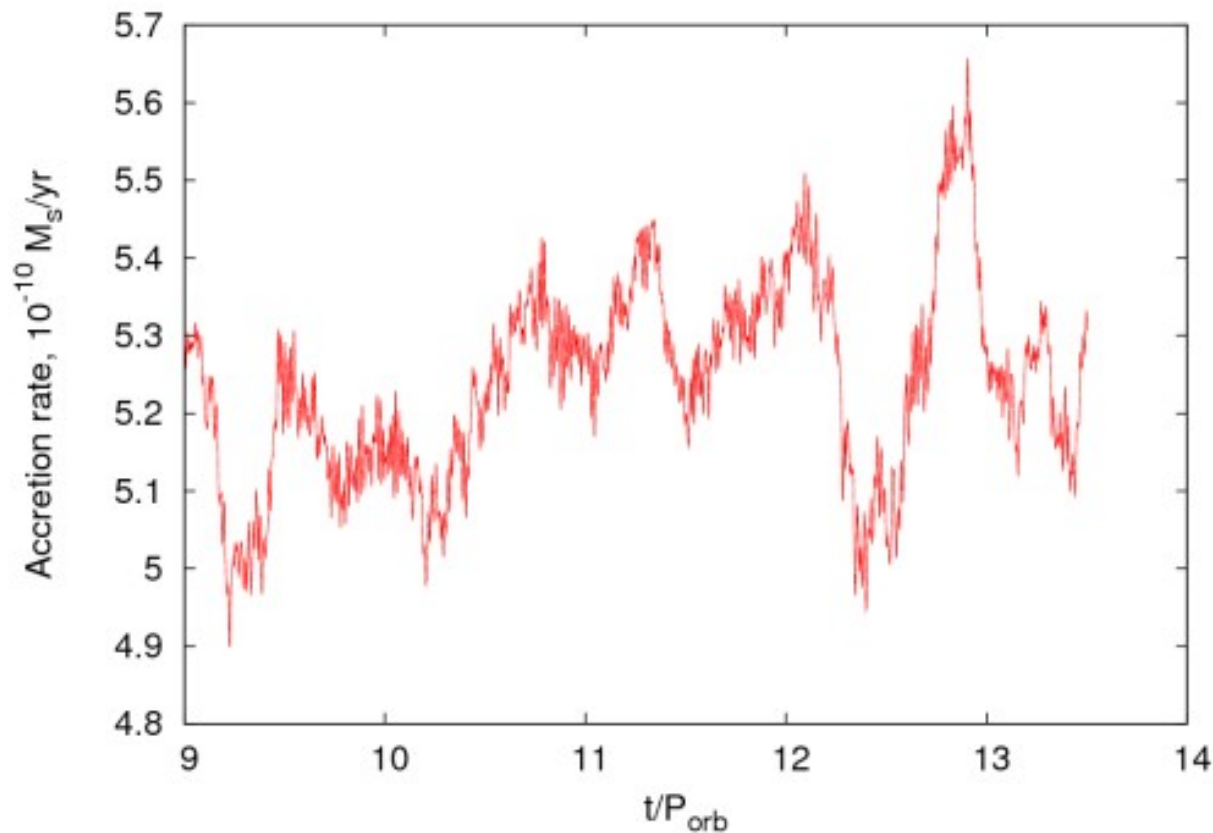


**Распределение
плотности и
скорости в
экваториаль-
ной плоскости
диска.**

Анализ линий тока показывает, что в диске наблюдается смена режимов аккреции и декреции (особенно во внутренних его частях).



Распределения по радиусу усредненной по азимуту радиальной скорости течения для разных моментов времени. Хорошо видны области аккреции и декреции и их изменение со временем.



Смена режимов аккреции и декреции во внутренних частях диска связана с генерацией магнитного поля. С увеличением поля растет градиент давления, который в конце концов останавливает аккрецию. Затем начинается отток поля вместе с веществом во внешние области, магнитное давление ослабевает и аккреция начинается вновь. Средняя амплитуда вариаций темпа аккреции ~ 15-25 %.

Выводы к части II

- В системах с умеренным магнитным полем (до 10^6 Гс) формируется аккреционный диск с известными характерными особенностями структуры: «горячей линией», приливными ударными волнами, прецессионной спиральной волной плотности и др.
- Учет магнитного поля аккретора приводит к появлению магнитосферной области. Аккреция имеет колонковый характер. Кроме того, изменяются основные характеристики аккреционного диска: темп аккреции увеличивается в два раза, характерная плотность уменьшается на порядок, а толщина диска увеличивается в 1.5–3 раза.
- Темп аккреции – немонотонная функция величины индукции поля аккретора. В промежуточных полях с ростом магнитного поля растет и темп аккреции. Максимальные значения темпа аккреции достигаются в точке, разделяющей промежуточные поля и поляры.