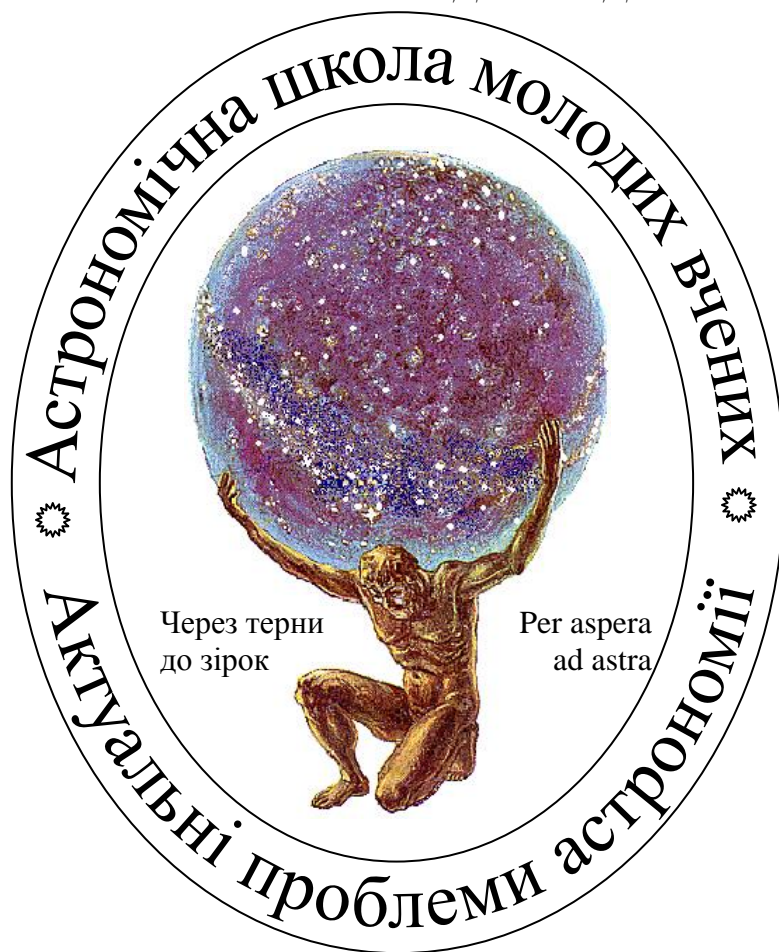


Наукова конференція

«Астрономічна школа молодих вчених»

(Україна, Умань, 23–24 травня 2001 р.)

ПРОГРАМА І ТЕЗИ ДОПОВІДЕЙ



Умань – 2001

Конференція організована Уманським педагогічним університетом при сприянні Української астрономічної асоціації.

Згідно рішення Міністерства освіти України, на базі наукової лабораторії теоретичної астрофізики і гравітації Уманського університету засновано Астрономічну школу молодих вчених, яка покликана сприяти науковим дослідженням студентів та аспірантів, а також поширювати астрономічні знання серед молоді.

Для досягнення цієї мети на засідання (конференції) Астрономічної школи запрошуюються відомі фахівці, які читають молодим вченим лекції, що стосуються актуальних проблем астрономії.

Молоді вчені надсилають на адресу наукового комітету Астрономічної школи свої дослідження, оформлені згідно вимог, що приводяться нижче. Астрономічна експертна рада уважно розглядає ці наукові роботи і дає відповідні рекомендації до друку їх у провідних наукових журналах.

Науковий оргкомітет: *П.Фомін* (голова),
О.Железняк (вчений секретар)

Члени оргкомітету: *І.Андронов, В.Грінін В.Захожай, О.Логвиненко, Я.Павленко, І.Саванов, Я.Яцків*

Місцевий оргкомітет: *В.Кузь* (голова), *Ю.Краснобокий, О.Осадчий, А.Терещенко* (секретар)

Публікація наукових доповідей здійснюється у «*Віснику Астрономічної школи*». Доповіді (лекції) на замовлення – до 24 стор., для всіх інших – до 8 сторінок. Термін подання матеріалів – до **15 серпня 2001 р.** на адресу наукового оргкомітету.

Вимоги до оформлення: Рукопис подається у двох примірниках українською, російською або англійською мовами. Резюме англійською і російською мовами. Дотримуватись вимог журналу «Кінематика і фізика небесних тіл». Паралельно **надіслати дискету** (текст доповіді в форматі WinWord 95/97; ілюстративний матеріал в форматі PCX, WMF або EPS).

Адреса наукового оргкомітету:

20300 Україна, Черкаська обл., м.Умань, вул. Садова 2, Університет, лабораторія теоретичної астрофізики і гравітації. *А.Терещенко*
Тел. (04744) 5-23-55, 3-00-34
E-mail: uman_astro@yahoo.com

8³⁰

Сніданок

9³⁰–10³⁰

ауд. 407 нового корпусу

1. *Теребиж В.Ю.* (проф. Державного астрономічного інституту ім. П.К.Штернберга, Московський університет)
“Природня межа роздільної сили оптичних систем”

10³⁰–11³⁰

2. *Железняк О.О.* (проф. Уманського університету)
“Про походження та еволюцію власного обертання зірок”

11³⁰–12⁰⁰

Перерва

12⁰⁰–13⁰⁰

3. *Скульський М.Ю.* (проф. університету “Львівська політехніка”)
“Асинхронність і магнітні поля у подвійних зоряних системах”

13⁰⁰–14⁰⁰

4. Наукова дискусія

14⁰⁰–15⁰⁰

Перерва на обід

15⁰⁰–16³⁰

5. Доповіді аспірантів і студентів

16³⁰–17⁰⁰

6. Підведення підсумків “Астрономічної школи”

Прецессионное движение спутника астероида

Александров Ю.В., Портянкина А.В.

Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина

Для описания движения в гравитационном поле астероида (особенно на расстояниях сравнимых с его размерами) удобно использовать задачу двух неподвижных центров, поскольку при описании этого движения необходимым является учёт формы астероида, в частности его большого сжатия. Задача двух неподвижных центров дает такую возможность, причём уравнения этой задачи интегрируются в квадратурах. Поэтому задача двух неподвижных центров была использована в работе как основа для численного построения траектории движения спутника сильно сжатого тела.

В работе исследован вопрос насколько сильно отличаются описание движения в задаче двух неподвижных центров и традиционно применяющееся описание движения в поле сжатого тела даваемое в первом приближении формулами для вековых возмущений элементов орбиты.

Для сравнения этих двух описаний численно строилась орбита спутника в задаче двух неподвижных центров, определялись оскулирующие кеплеровские элементы и сравнивались с вычисленными по формулам для вековых возмущений. Поскольку в последнем случае возмущение под действием второй гармоники гравитационного потенциала сводится к прецессии линии узлов и линии аписид, то особенное внимание уделялось сравнению двух кеплеровских элементов: долготы узла Ω и перигея ω .

Вся работа была разбита на две части. В первой рассмотрен случай движения в экваториальной плоскости как более простой, т.к. в плоскости экватора можно ограничиться исследованием лишь прецессии линии аписид. Во второй исследованы орбиты с произвольным наклоном к экваториальной плоскости, но не слишком большим ($\leq 45^\circ$), т.к. при увеличении сжатия резко возрастает погрешность аппроксимации гравитационного поля сжатого тела полем гравитационного диполя вблизи полярной оси. Для характеристики сжатия центрального тела в работе используется параметр диполя $d = \sqrt{J_2} a$, где J_2 – коэффициент второй зональной гармоники гравитационного потенциала, a – большая полуось эллипсоида, аппроксимирующего форму астероида..

Основные результаты работы таковы:

При описании движения с помощью задачи двух неподвижных центров сохраняется информация о периодических изменениях Ω и ω на временах, меньших орбитального периода спутника, чего нет (и не может быть) при использовании формул для вековых возмущений этих элементов.

В задаче двух неподвижных центров при параметре диполя $d < 0.6$ движение спутника может быть представлено в терминах прецессий линии узлов и линии аписид, однако скорость и прецессии линии узлов и прецессии линии аписид при этом значительно меньше скорости, даваемой формулами для вековых возмущений, по абсолютному значению, а для орбит с произвольным наклоном может даже отличаться знаком.

Увеличение скорости прецессии с ростом параметра диполя (или что то же самое с ростом сжатия) в задаче двух неподвижных центров также значительно меньше, чем в первом приближении с учетом вековых возмущений.

При параметре диполя d больше 0.6 движение спутника становится более хаотичным, описание в терминах прецессий линии узлов и линии аписид теряет становится неприменимым, в этом случае нужно также учитывать возмущения других кеплеровских элементов – наклона, большой полуоси, эксцентриситета.

Особенности эволюции звезд в двойных и кратных системах

Андронов И.Л.

Кафедра астрономии Одесского национального университета им. И.И.Мечникова

Приведен обзор результатов теоретического моделирования и наблюдений двойных и кратных звездных систем разных типов. Рассмотрены основные этапы образования и эволюции маломассивных и массивных систем; структура невырожденных и вырожденных звезд; задача нескольких гравитирующих центров и стабильность траекторий; ограниченная задача трех тел, модель Роша, потенциал Якоби, точки Лагранжа, поверхности Хилла; строение разделенных, полуразделенных и контактных систем; современная классификация двойных систем в соответствии с физическими характеристиками компонент; статистика распределения двойных систем разных типов; структура аккреционного потока вблизи внутренней точки Лагранжа и ее зависимость от ориентации магнитного поля (модель "магнитного клапана"); переменность орбитального периода, эксцентриситета и большой полуоси орбиты под влиянием "консервативного" перетекания вещества, звездного ветра, магнитного звездного ветра и гравитационного излучения; апсидальное движение; столкновение звездных ветров компонент; симбиотические и рентгеновские двойные системы. Схема эволюции звезд.

Обсуждается строение и эволюция взаимодействующих двойных звезд с разным уровнем влияния магнитного поля на аккрецию; модель "гравимагнитного ротатора"; соотношения между радиусом гравимагнитного ротатора, магнитосферы, коротации и системы; рентгеновские, оптические и радио-пульсары; поляры, промежуточные поляры и "немагнитные" катаклизмические переменные; асинхронность, синхронизация и стационарный период вращения гравимагнитных ротаторов; "радужная" аккреционная колонна и ее асимметричность и нестационарность; квазипериодические колебания и дробовой шум в аккрецирующих структурах; модели "прокручивающегося" и "качающегося" диполей; недипольные поправки к структуре поля; стационарные и нестационарные модели аккреционных дисков; множественные механизмы переменности; карликовые новые и новоподобные звезды – механизмы вспышек, положительные и отрицательные сверхгорбы и их возможная зависимость от светимости; неоднородность аккреционных структур и методы ее исследования;

Рассмотрена физическая переменность компонент двойных и кратных систем – пульсации от малоамплитудных типа дельта Щита до типа Миры, хромосферная активность звезд типа RS Гончих Псов; вспышечная активность типа UV Кита; магнитная активность красного карлика в катаклизмических системах и ее наблюдательные проявления – вспышки, изменения продолжительности цикла звезд типа U Близнецов, переменность среднего блеска новоподобных и старых новых систем; вспышки Сверхновых, новых и повторных новых.

Обсуждаются структурное и эволюционное влияние третьего тела на компактную двойную систему – изменение элементов орбиты; эффекты Допплера и Ремера; триггерное влияние на уровень аккреции в полуразделенных системах; природа третьего тела (звезда или массивная планета); статистика характеристик тройных и кратных систем; эволюция иерархических систем.

Гидродинамическая аккреция на супермассивный объект без горизонта событий

Банникова Е.Ю.

Астрономічна Обсерваторія Харківського Національного Університету

Из наблюдательных данных [1, 2, 3] следует, что нетепловой радиоисточник SgrA* центра Галактики содержит супермассивный компактный объект, масса которого составляет $2.5 \cdot 10^6 M_{\odot}$.

В работе [4] обосновано существование устойчивых конфигураций вырожденного Ферми-газа без горизонта событий с массами $10^6 M_{\odot} \div 10^6 M_{\odot}$.

В данной работе рассмотрена сферически симметричная газодинамическая аккреция на объект без горизонта событий с учётом наблюдаемых особенностей центра Галактики. Показано, что для массы $2.5 \cdot 10^6 M_{\odot}$ центрального объекта при темпе аккреции $\dot{M} = 10^{-6} M_{\odot} / год$, концентрации частиц $n_{\infty} = 10^3 \text{ см}^{-3}$ и скорости звука $a_{\infty} = 10^7 \text{ см/с}$ ударная светимость, значение которой по порядку величины составляет 10^{36} эрг/с , даже при сферически симметричной аккреции достаточно низкая, что удовлетворяет наблюдательным данным. Эддингтоновский предел светимости вблизи поверхности объекта равен $6 \cdot 10^{39} \text{ эрг/с}$.

Такой объект имеет атмосферу, температура которой почти постоянна и меньше 10^5 К . Максимум излучения за счёт удара о поверхность находится в ультрафиолетовой области. Кроме того, вокруг такого объекта должна существовать область ионизации с радиусом $r \approx 10^{14} \text{ см}$.

1. Eckart & R. Genzel, MNRAS, 284, 576 (1997)
2. Ghez A.M., Morris M. et al., Nature, 407, 349 (2000)
3. Yusef-Zadeh F., Melia F. et al., Science, 287, 85 (2000)
4. Verozub L.V., Astr. Nach., 317, 107 (1996)

Дослідження стану активності Сонця за реєстрацією варіацій напруженості магнітного поля Землі

Бойченко П.Ю., Криськов А.А., Криськов Ц.А., Мельник Н.В.

Кам'янець-Подільський державний педагогічний університет

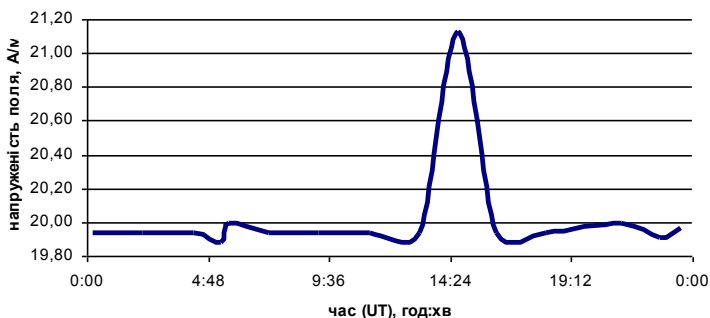
Активність Сонця обумовлена формуванням на його поверхні темних плям, сукупність яких спричиняє утворення центрів сонячної активності. В цих областях відбувається викидання речовини, яке за інтенсивністю поділяють на факельні поля, хромосферні спалахи та протуберанці. Поряд з випромінюванням значної енергії в оптичному діапазоні, у навколосонячний простір поширюються потужні потоки заряджених часток (сонячний вітер). Досягнувши Землі, вони спричиняють зміни напруженості її магнітного поля (магнітні бурі). Ці процеси впливають на біосферу Землі, у тому числі і на здоров'я людей.

Зміни напруженості магнітного поля Землі можна реєструвати за допомогою магнітометра, який складається з трьох котушок, насаджених на сердечник, виготовлений з пермалюю. Крайні котушки живляться змінним струмом і створюють слабе магнітне поле, яке індукує е.р.с. у середній котушці. Величина е.р.с. залежатиме і від напруженості магнітного поля Землі, що пронизує магнітометр. Таким чином, зміни напруженості магнітного поля Землі спричинять зміну е.р.с. магнітометра, яку можна реєструвати.

Магнітометр живиться змінним струмом з частотою 1850 Гц від звукового генератора ГЗ-33, який ввімкнений в електромережу через стабілізатор Б2-2. Сигнал магнітометра підсилюється, випрямляється і фіксується самопишучим приладом КСП2-002. Калібрування чутливості магнітометра проведено за допомогою тангенс-бусолі та кілець Гельмгольца – вона складала 0,596 А/м на 1 мм шкали. Стрічка в КСП2 рухалась з швидкістю 20 мм/год.

Дослідження ведуться з листопада 1999 року. За цей час зафіксовано багато випадків зміни напруженості магнітного поля Землі. Особливо цікавою була зміна 10.04.2000 р., коли впродовж 3 годин спостерігались біполярні (зростання і спадання) напруженості в 1,5–3 рази. В інші дні відбувались незначні зміни в межах 4–10 %. Для прикладу на мал. показаний характер зміни (зростання) напруженості магнітного поля Землі 15.04.2001 р.

**Мал. Зміна напруженості магнітного поля Землі
15.04.2001 року**



Поряд з цим проводилось визначення стану активності Сонця за підрахунком кількості плям та їх груп (число Вольфа). Всі ці дослідження співставляли з інформацією, яка поширюється в мережі INTERNET (веб-сайт “Solar Terrestrial Activity Report” – www.dxlc.com. та інші). Зазначимо, що є добре співпадання, яке може свідчити про достатню чутливість обладнання та перспективність цієї методики дослідження.

Таким чином, є можливість створити постійно діючий пристрій, за допомогою якого можна фіксувати стан активності Сонця і використовувати цю інформацію для зацікавлених служб (екологія, медицина, зв’язок тощо).

Т–решения для конфигураций анизотропной жидкости

Бурликов В.В.

Украинский государственный химико-технологический университет, Днепропетровск

Получены и исследованы новые точные решения уравнений общей теории относительности для нестатических сферически-симметричных конфигураций. Считается, что метрический коэффициент при угловой части интервала $g_{\theta\theta}$ является функцией только временной координаты t (Т–решение). Рассмотрены конфигурации с уравнением состояния анизотропной жидкости (радиальная p_r и тангенциальная p_{\perp} составляющие давления не равны).

В случае конфигурации с равным нулю радиальным давлением ($p_r = 0$) массовая функция постоянна, $m = m_0$. Уравнение состояния для тангенциального давления выбрано в виде $p_{\perp} = \alpha\varepsilon$, $\alpha = const$ (ε – плотность энергии).

Решение в координатах кривизн записывается как

$$ds^2 = \left(\frac{m_0}{t} - 1 \right)^{-1} dt^2 - e^{\lambda} dR^2 - t^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)$$

где e^{λ} определяется выражением

$$e^{\lambda/2} = \sqrt{\frac{m_0 - t}{t}} \left[\int \frac{A}{2} t^{1/2-2\alpha} (m_0 - t)^{-3/2} dt + B \right]$$

Плотность энергии равна $8\pi\varepsilon = At^{-(\alpha+1)}e^{-\lambda/2}$, A и B – постоянные интегрирования, временная координата $t < m_0$.

При $\alpha = 0$ это решение сводится к решению Кантовского–Сакса. При $\alpha = 1$ получим

$$e^{\lambda} = \frac{A}{m_0^2} \left(\frac{2t - m_0}{t} + B \sqrt{\frac{m_0 - t}{t}} \right)$$

Для конфигураций с $p_r = -\varepsilon$ уравнение состояния для тангенциальной составляющей давления выбрано в виде $p_{\perp} = \alpha\varepsilon$, $\alpha = const$. В этом случае массовая функция равна $m = m_0 + At^{1-2\alpha} (1-2\alpha)^{-1}$, где $m_0, A = const$. Решение записывается как

$$ds^2 = \left(\frac{m_0}{t} - 1 \right)^{-1} dt^2 - \left(\frac{m}{t} - 1 \right) dR^2 - t^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)$$

Плотность энергии равна $8\pi\varepsilon = At^{-2(\alpha+1)}$.

При $\alpha = -1$ это решение описывает Т-область решения де Ситтера ($T_1^1 = T_2^2 = T_0^0$), при $\alpha = 1$ – Т-область решения Рейсснера–Нордстрема ($T_0^0 = T_1^1 = -T_2^2$).

Также получено решение для модели с уравнением состояния вида $p_r = n\varepsilon$, $p_{\perp} = \frac{n+1}{4}\varepsilon$, где n – постоянная, $n \neq 0$, $n \neq -1$:

$$ds^2 = \left(\frac{m}{t} - 1 \right)^{-1} dt^2 - P^{-2/(n+1)} t^{-1} dR^2 - t^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)$$

где введено обозначение $P = 8\pi p_r t^2$. Массовая функция равна

$$m = m_0 + AP^{(n-1)/(n+1)} [P + n(2n+1)/(1-n)],$$

где $m_0 = \text{const}$, $A = \text{const}$. Зависимость радиального давления от времени t дается выражением

$$t = m_0 + AnP^{-2/(n+1)} \left[\frac{2P}{1-n} - n \right], \quad n \neq 1$$

При $n=1$ получим $t = m_0 - A(\ln P + 1/P)$.

Плотность энергии и давление для такой модели равны $8\pi\varepsilon = \frac{1}{n} P t^{-2}$,

$$8\pi p_r = P t^{-2}, \quad 8\pi p_{\perp} = \frac{n+1}{4n} P t^{-2}.$$

Звезды с протопланетными дисками

Гринин В.П.

Пулковская астрономическая обсерватория, С.-Петербург, Россия

Крымская астрофизическая обсерватория, Украина

Обзор посвящен ранним стадиям эволюции протопланетных дисков. Рассматриваются следующие проблемы:

- 1) Ранние стадии звездообразования и формирование аккреционных дисков вокруг молодых звезд. Основные сведения о газопылевых дисках вокруг молодых звезд типа Т Тельца и Ae/Be Хербига.
- 2) Эволюция аккреционных дисков. Образование планетозималей и протопланет. Протопланетный диск вокруг β Pictoris. Планетные системы вокруг других звезд. Конфронтация с классическими моделями.
- 3) Исследования протопланетных дисков вокруг звезд типа UX Ori.
- 4) Протопланетные диски в двойных системах.

Численное моделирование многократного рассеяния в реголитоподобных средах

Гринько Е.С., Станкевич Д.Г., Шкуратов Ю.Г.
Харьковская астрономическая обсерватория

Представлена численная модель, позволяющая в приближении геометрической оптики рассчитывать вклады рассеяния заданной кратности в средах, состоящих из непрозрачных частиц неправильной формы. Для этого разработан эффективный алгоритм трассировки лучей, достоинством которого является слабая зависимость времени счета от порядка рассеяния.

Предполагается ламбертовский закон рассеяния света для элемента поверхности частиц. Максимальная учитываемая кратность рассеяния в модели ограничивается только вычислительными возможностями; в данной работе исследованы порядки кратности до шестого включительно. Рассмотрен случай полубесконечной среды с разными значениями плотностями упаковки частиц при различной геометрии освещения и наблюдения.

Показано, что вклады рассеяния быстро убывают с возрастанием порядка рассеяния. Это связано с вытянутостью интегральной ламбертовской индикатрисы рассеяния в сторону источника света. Индикатрисы рассеяния высших порядков приближаются к изотропной.

Эффект сильного обратного рассеяния наблюдается только при рассеянии первого порядка. Для более высоких порядков при углах фазы близких к нулю фазовые зависимости очень слабы. В случае зеркальной геометрии светорассеяния во втором порядке наблюдается слабое возрастание вклада рассеяния с увеличением фазового угла до примерно 100° . При нормальной геометрии эта особенность пропадает, и зависимость от угла фазы становится монотонной.

Изменение плотности упаковки частиц среды от $\rho = 0.1$ до 0.5 , приводит к небольшим изменениям фазовой функции. В первом порядке оппозиционный пик с ростом ρ размывается, тогда как вклады высших порядков слабо возрастают. С другой стороны, величина этого изменения уменьшается по мере увеличения номера порядка, так что уже кривые для 6-го порядка рассеяния при разных значениях ρ почти совпадают.

Релятивистская стадия эволюции звезд

Жданов В.И.

Астрономическая обсерватория Киевского Национального университета

Краткий обзор основ физики релятивистских объектов звездной массы. Рассматриваются следующие вопросы: - элементы общей теории относительности;

- модели релятивистских конфигураций;
- нейтронные звезды и пульсары;
- гравитационный коллапс и вспышки сверхновых;
- пространство-время в окрестности черной дыры.

Затрагивается современный статус таких проблем, как роль уравнения состояния при коллапсе сверхплотного ядра звезды, пульсары и проверки ОТО в сильных полях тяготения, гамма-вспышки и их микролинзирование.

Про походження та еволюцію власного обертання зірок

Железняк О.О.

Лабораторія теоретичної астрофізики і гравітації Уманського педуніверситету

Власне обертання зірок є однією з важливих характеристик, що суттєво впливає на їх формування та еволюцію. В лекції коротко розглянуто методи визначення кутової швидкості обертання одиночних та подвійних зірок. Проведено аналіз залежності швидкості обертання від спектрального класу та світності зірок. Висвітлено роль основних факторів (магнітного поля, втрати маси, в'язкості), які в процесі еволюції зорі приводять до зміни швидкості обертання. Увагу акцентовано на сучасних проблемах, що виникають при поясненні особливостей обертання зірок.

Застосування еквігравітуючих фігур для описання зовнішнього гравітаційного поля асиметричних небесних тіл

Завізіон О.В.

Лабораторія теоретичної астрофізики і гравітації Уманського педуніверситету

Фігури небесних тіл відрізняються від сфери, тому в розкладі в ряд по сферичним функціям є зональні, секторіальні і тесеральні гармоніки розкладу. Якщо фігура планети є еліпсоїдом обертання, то в розкладі залишаються лише парні зональні гармоніки і зовнішній потенціал можна описати потенціалом системи еквігравітуючих неоднорідних кругових дисків. Але, як добре відомо, більшість самогравітуючих утворень відхиляється від стану гідростатичної рівноваги і має фігури, які не є еліпсоїдами обертання. Тоді для описання зовнішнього гравітаційного потенціалу небесного тіла ефективним є метод використання еквігравітуючих фігур, загальний зовнішній потенціал яких буде дорівнювати потенціалу небесного тіла: еквігравітуючий екваторіальний диск певного профілю буде охоплювати несиметрію відносно осі обертання, а еквігравітуючий лінійний стержень, розташований на осі обертання – несиметрію відносно площини екватора.

Субзвездная составляющая Галактики

Захожай В.А.

Астрономическая обсерватория Харьковского национального университета, Украина

В конце 70-х годов Александров и Захожай [1] и Тартер [13], выдвинули предположение о существовании в Галактике нового класса космических тел, субзвезд (коричневых карликов), – космических тел, ожидаемые астрофизические свойства которых в значительной мере отличаются от звезд и планет из-за наличия в своих недрах вещества с вырожденным электронным газом. Предполагалось, что верхняя граница их масс совпадает с нижним пределом звездных масс, а нижняя – определяется их центральной плотностью, равной критической плотности вырожденных электронов.

Анализ физических условий недр массивных субзвезд показал, что они не полностью лишены источников энерговыделения в начале своего существования (меньше миллиарда лет). Там идет усеченный цикл ядерных протон-протонных реакций: водород, литий и дейтерий горят в недрах объектов с массами более $0.07m_{\odot}$, $0.06m_{\odot}$ и $0.015m_{\odot}$, соответственно, и отсутствуют реакции горения ${}^3\text{He}$ [5, 7, 8, 11].

В настоящее время субзвезды проявляют себя как астрометрические двойные, невидимые спутники ближайших звезд открытые методом лучевых скоростей и попадающие в диапазон субзвездных масс, слабые компоненты близких рассеянных скоплений.

Вероятность встречаемости субзвезд в двойных и кратных системах может быть вычислена по функции масс вторичных компонентов, в скоплениях звезд и поле Галактики – по спектру масс. Оценки числа субзвезд в Галактике существенно зависят от показателя спектра масс и нижней границы масс субзвезд, если за нее принять минимально-возможную массу способную образовать космические тела путем самогравитации. Существуют модели Галактики, в которых массовое содержание субзвезд может составлять до 40% темной материи.

Модели внутреннего строения субзвезд, полученные за рубежом с середины 80-х годов и до настоящего времени основаны на политропной зависимости давления от плотности вещества их недр [4–6, 9, 10, 12]. Как показывает анализ, такое допущение выполняется тем лучше, чем больше масса субзвезд. Для малых масс субзвезд все большую роль начинает играть наличие частично- вырожденного электронного газа, что ведет к увеличению радиусов субзвезд по сравнению с моделями субзвезд, состоящих из вещества, уравнение состояния которого подчиняется политропному закону [2, 3]. Эффективная температура субзвезд нулевого возраста ожидается в пределах 1000–2000 К и за эффективное время порядка миллиард лет падает до 102 К (если они не принадлежат к кратной системе; в случае если субзвезда входит в кратную систему, эффективное время ожидается большим за счет «подсветки» их компонентами системы).

Роль субзвезд в эволюции и в современной структуре Галактики можно понять, если представить эволюцию Галактики в виде графа, узлы которого есть вероятности ключевых событий [14]. В этом случае удобно рассчитать на любой возраст Галактики долевое содержание всех важнейших ее составляющих (звезд, звездных остатков, газа и пыли), включая субзвезды. Каждой модели эволюционного сценария Галактики соответствует свой граф, поэтому можно исследовать вероятное содержание субзвезд (как по массе, так и по числу членов) в различных гипотетических эволюционных моделях не только нашей, но и других галактик. Эти результаты представляют интерес при объяснении природы скрытой массы галактик и накладывают определенные ограничения на построение эволюционных моделей.

1. Александров Ю.В., Захожай В.А. // *Астрон. вестн.*, 1980, 14, №3, 129.
2. Захожай В.А., Яценко А.А., Писаренко А.И // *Кинем. и физ. неб. тел.*, 1999, 15, №3, 206.
3. Захожай В.А., Писаренко, А.И., Яценко А.А., Педаш Ю.Ф., Котелевский С.И. // *Кинем. и физ. неб. тел.*, 1999, 15, №6, 516.
4. Burrows A., Habbord W.B., Saumon D., Lunine J.J. // *Astrophys. J.* 1993, 406, 158.
5. Burrows A., Liebert J. // *Reviews of Modern Physics*, 1993, 65, No.2, 301.
6. Chabrier G., Baraffe I. // *Astron. Astrophys.*, 1997, 327, 1039.
7. Grossman A.S. // *Astrophys. J.*, 1970, 161, No.2, 619.
8. Grossman A.S., Hays D., Graboske H.C. // *Astron. Astrophys.*, 1974. 30, No.1, 95.
9. Liebert J., Probst R.G. // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 1987, 25, 473.
10. Lunine J.I., Hubbard W.B., Burrows A. // *Astrophys. J.*, 1989, 345, 939.
11. Rebolo R., Martin E.L., Maggazzu // *Astron. Astrophys.*, 1992, 389, L83.
12. Stevenson D.J. // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 1991, 29, 163.
13. Tarter J. // *Ph.D. thesis, Univ. Calif., Berkeley*, 1975.
14. Zakhzhaj V.A. // *Astron. Astrophys. Transact.*, 1996, 10, 321.

Плоский мир Фридмана с учетом космологической постоянной

Коптева Е.М., Коркина М.П.

Днепропетровский национальный университет, Днепропетровск

Недавние наблюдения показали, что наша Вселенная расширяется ускоренно, а не замедленно, как это происходит в модели Фридмана. Простейшим объяснением данного факта может служить наличие космологической постоянной. Кроме того, наблюдения 2000 г. по сверхновым и анализ неоднородностей реликтового излучения на современном этапе исключают использование замкнутых моделей, а из открытых – отдают предпочтение плоской вселенной. В связи с этим представляет интерес рассмотрение плоской модели Фридмана с учетом космологической постоянной.

Для данной модели запишем метрический интервал:

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)(dR^2 + R^2 d\sigma^2) \quad (1)$$

Если взять пылеобразное распределение материи (давление $p=0$), то уравнение Фридмана будет иметь вид:

$$\frac{a_0}{a^3} + \Lambda = \frac{\dot{a}^2}{a^2}, \quad (2)$$

где скорость света $c=0$, $\Lambda \equiv a_\Lambda^{-2}$ – космологическая постоянная, $\dot{a} = \frac{da}{dt}$ и

$a_0 = a^3 8\pi\epsilon = \text{const}$, здесь ϵ – это плотность энергии материи.

Для уравнения (2) было найдено точное решение:

$$a(t) = \left[\frac{a_\Lambda}{a_0} \operatorname{sh} \frac{3}{2} \frac{a_0}{a_\Lambda} t \right]^{\frac{2}{3}}, \quad (3)$$

с использованием которого были получены следующие параметры плотности: для материи $\Omega_M \equiv \frac{\epsilon_M}{\epsilon_c} = \frac{1}{\operatorname{ch}^2(3a_0 t / 2a_\Lambda)}$, и для вакуума $\Omega_\Lambda \equiv \frac{\epsilon_\Lambda}{\epsilon_c} = \operatorname{th}^2(3a_0 t / 2a_\Lambda)$,

здесь $\epsilon_c = \frac{\dot{a}^2}{a^2}$ – критическая плотность энергии, индексы M и Λ обозначают величины,

описывающие материю и вакуум, соответственно.

Согласно наблюдениям, в настоящее время $\Omega_M \approx 0.3$ и $\Omega_\Lambda \approx 0.7$.

В пределе малых времен решение (3) ведет себя, как решение Фридмана с $\Lambda=0$, а при больших временах стремится к решению де Ситтера. В настоящее же время $a(t)$ имеет вид (3).

Компактные супермассивные объекты без горизонта событий

Кочетов А.Е.

Астрономическая обсерватория Харьковского национального университета

Мы представляем результаты расчёта внутренней структуры, и доказательство устойчивости супермассивных конфигураций вырожденного Ферми-газа с размерами, меньшими их радиуса Шварцшильда в ОТО, возможность существования которых была обоснована в работе [1] на основе новых метрико-полевых уравнений тяготения [2].

Исходя из точных решений этих уравнений тяготения [1] применительно к рассматриваемым объектам, мы рассчитали внутреннюю структуру конфигураций вырожденного нейтронного газа с массами в диапазоне $(10^2 \div 10^{11})$ солнечных масс. На основании расчёта целого ряда моделей конфигураций с разными массами и центральными плотностями получено соотношение “масса-радиус” для таких объектов:

$$\frac{R}{R_S} = 4.07 \cdot 10^{-6} \left(\frac{M}{M_S} \right)^{0.647},$$

где R_S и M_S – радиус и масса солнца.

Устойчивость супермассивных конфигураций вырожденного газа по отношению к радиальным изоэнтропийным возмущениям была исследована без учёта вязкости на уровне строгости, принятом в теории звёздных структур [3]. Оказалось, что, по крайней мере, при показателе политропы $\Gamma > 4/3$ все равновесные состояния устойчивы.

В частности, подробно исследован объект с массой $2.6 \cdot 10^6 M_S$, как альтернативный к чёрной дыре в центре нашей Галактики. Получены периоды первых трёх мод его радиальных колебаний (51 с, 14 с и 6.7 с соответственно).

1. Verozub L.V., Astron. Nachr., 317, 107 (1996).
2. Verozub L.V., Phys. Lett. A., 156, 404 (1991).
3. Ledox P., Handbuch der Physik., 51, 605 (1951).

The results of observations and primary processing of extensive object spectra obtained with help of the coude echelle spectrometer fed by the 2-m telescope at the Terskol observatory (Northern Caucasus)

Kuznetzova J.

Main Astronomical Observatory, National Academy of Science, Ukraine

Bondar A.

International Center for Astronomical and Medico-Ecological Research

The original data of extensive object observations such as Jupiter, Saturn and Titan and results of primary processing are considered in this report. The purposes of reception of these data are an analysis and further adjustment of chemical composition and atmosphere structure for planet-giants. Moreover these observations will be used to create more accurate technique for extensive object observations with help of given coude echelle spectrometer.

Currently in the world there are only a few instruments such as coude echelle spectrometer. Therefore data obtained with help of this one are much more valuable and interesting than data obtained with help of ordinary spectrometer. In case of coude echelle spectrometer it is possible to receive the data in the maximum wide spectral range and to hold a calibration test directly during the observations.

Оппозиционный эффект лунной поверхности в ближнем ИК-диапазоне по данным космической миссии «Клементина»

Омельченко В.В., Кайдаш В.Г.

Астрономическая обсерватория Харьковского национального университета

В работе представлены исследования усиления обратного рассеяния света лунной поверхностью по данным мультиспектральной съемки КА Клементина. Проведена привязка космических альбедных данных к системе наземных измерений альbedo Луны. Построены фазовые зависимости яркости для материковых и морских районов лунной поверхности, а также изучены спектральные и альбедные зависимости фазовых наклонов. Показано, что особенности полученных фазовых кривых согласуются с выводами теории отражения света, которая учитывает когерентное усиление обратного рассеяния реголитоподобными средами.

Обработка космических данных

Большое количество данных, полученных КА Галилео и КА Клементина, позволили провести фотометрические исследования лунной поверхности при малых фазовых углах и высоком пространственном разрешении, что недостижимо методами наземной астрономии [1]. Извлечение фотометрической информации из этого материала позволяет изучить связь оптических свойств с физическими и структурными параметрами поверхностного слоя, а также провести экспериментальную проверку теорий светорассеяния [2].

Калибровка изображений. Нами была проведена стандартизация изображений с учетом изменения параметров камер аппарата в ходе миссии. В ходе выполнения этой процедуры были обнаружены отклонения от пропорциональности отсчетов изображений яркости поверхности, что заставило нас применить новую процедуру стандартизации, основанную на использовании фотометрической системы наземных измерений альbedo Луны. В данной работе последовательно выполнены следующие шаги: 1) Перевод данных в фотометрическую систему изображений на длине волны 1 мкм. 2) Абсолютизация альбедных данных с использованием цифровых мозаик Луны Геологической службы США. 3) Использование данных наземной спектрофотометрии Луны для перехода к единой фотометрической системе [4]. Таким образом, данная методика позволяет перевести отсчеты изображений, полученных камерами КА Клементина, в значения спектрального альbedo.

Фазовые зависимости яркости.

Для исследования оппозиционного эффекта в работе выбраны два региона вблизи лунного экватора – морской участок в Центральном заливе вблизи кратера Блэгг (1.4⁰ с.ш., 1.3⁰ в.д.) (см. рис. 1), а также материковый район (0.5⁰ с.ш. 6.7⁰ в.д.). Такой выбор обусловлен различием в альbedo поверхности, а также различием в эффективной шероховатости поверхности и степени зрелости грунта. На рис. 1, представляющем изображение данного района при фазовом угле $\sim 0^\circ$, локальные вариации альbedo суммированы с эффектом оппозиционного усиления яркости.

Фазовое отношение. Нами построено частное изображений, полученных при фазовых углах 0 и 30°, соответственно (рис. 2.). Для этого применена процедура совмещения, основанная на нахождении максимума корреляционной функции фрагментов изображений. На рис. 2 вариации альbedo в основном устранены и отсчеты пропорциональны фазовому отношению. После нахождения центра фазового пятна на изображении (отмечен “+” на рис. 2), мы усреднили изображение в пределах концентрических колец толщиной 2 элемента с центром в точке нулевой фазы. Такое усреднение даёт нам оценку фазовой зависимости яркости для исследуемого района. Малые крутосклонные кратеры

имеют относительно большой разброс значений фазового отношения из-за различной геометрии освещения в кадрах.

Фазовые наклоны. На рис. 3а показаны связь наклонов фазовых кривых на базе 0.3° – 1° со средним значением альbedo поверхности, на рис. 3б–с длиной волны для морского и материкового регионов. Рассмотрим кривые для морского района. На рисунке отчетливо видна тенденция к увеличению значений фазового наклона с увеличением альbedo, что указывает на существование альбедной зависимости параметров фазовых кривых как в видимом, так и в ИК-диапазоне спектра. Нормированные на свое значение на 1° фазовые кривые показывают тенденцию к увеличению амплитуды и уменьшению ширины оппозиционного пика с увеличением длины волны от видимого к ИК диапазону. Таким образом, можно говорить о спектральной зависимости параметров оппозиционного пика яркости поверхности для морского региона.

Связь наклонов фазовых кривых с морфологией поверхности. Сравнение фазовых наклонов для морского и материкового района Луны показывают систематически более крутой ход фазовых кривых материкового региона по сравнению с морским (рис. 3а, б). Данный факт позволяет подтвердить вывод об увеличении амплитуды оппозиционного пика с увеличением альbedo (среднее альbedo материка превышает альbedo соседнего морского участка), что может быть объяснено в рамках теории когерентного усиления обратного рассеяния. Эта теория предсказывает такое поведение фазовых кривых при условии не сохранения баланса между величинами, описывающими физические характеристики среды (шероховатость поверхности, плотность упаковки и др.) [3]. Необходимо отметить, что для материкового района отсутствует зависимость величины фазового наклона от альbedo/длины волны. Для лунных материков характерно присутствие мелко-раздробленного реголита (зрелый грунт), а также наличие незрелого крупнозернистого материала (кратерные выбросы, лучи, валы кратеров). Таким образом, может выполняться условие квазифрактальности (структура лунного реголита примерно одна и та же для разных масштабов рассмотрения), следовательно, характеристики пика не будут спектрально зависимы [3].

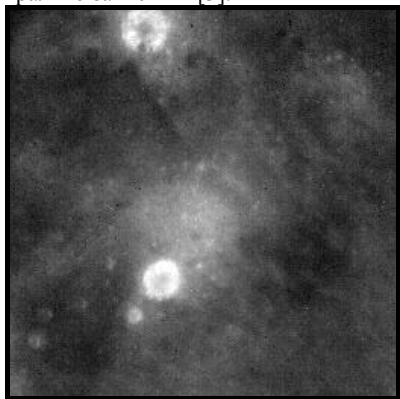


Рис. 1. Изображение исследуемого морского района на длине волны 1,25 мкм.

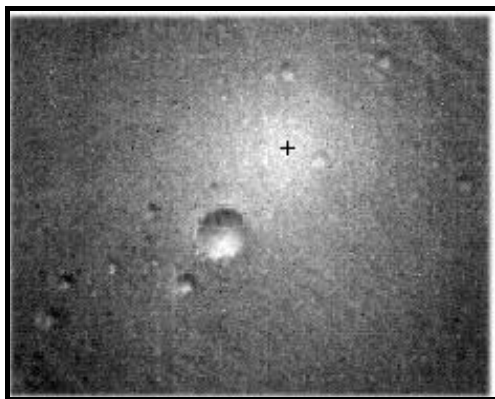


Рис. 2. Изображение фазового отношения, символом “+” обозначен центр фазового пятна.

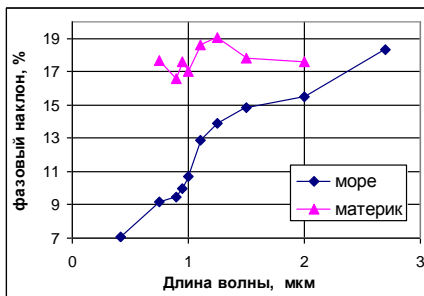


Рис. 3а. Зависимость фазового наклона от среднего альбеда поверхности

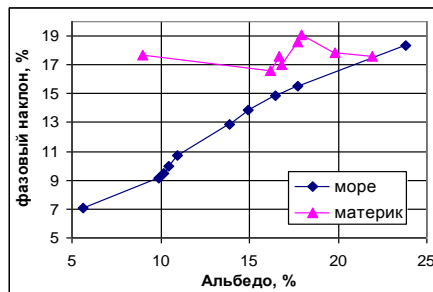


Рис. 3б. Зависимость фазового наклона от длины волны.

1. Nozette, S., and 33 colleagues 1994. The Clementine mission to the Moon: Scientific overview. Science 266,1835-1839.
2. Kreslavsky M.A., et al. Photometric properties of the lunar surface derived from Clementine observations. JGR, v. 105, no. e8, pp. 20281-20295, 2000.
3. Shkuratov Yu. G., et al. Opposition effect from Clementine Data and Mechanisms of Backscatter. Icarus. 141, p.132-155. 1999.
4. Шкуратов Ю.Г. и др. Абсолютная калибровка UVVIS данных КА Клементина: сопоставление с наземными наблюдениями Луны.// Астрон. Вестник. т. 35, № 1, с. 1-6. 2001.

Связь между химико-минералогическими параметрами лунной поверхности и колор-индексом

Стреблянская А.И., Станкевич Д.Г.

Астрономическая обсерватория Харьковского национального университета.

В данной работе были впервые определены оптимальные длины волн (в спектре альбеда Луны) для идентификации следующих химико-минералогических параметров: FeO, TiO₂, ильменита и величины индекса зрелости I_s/FeO. Показано, что наилучшие значения λ_1/λ_2 часто присутствуют в ИК-диапазоне, а общеупотребительные значения иногда дают худшие результаты и по коэффициентам корреляции и по ошибке определения.

Исходные данные и модель. Простейшей и широко используемой нелинейной функцией для спектрального альбеда является колор-индекс $C(\lambda_1, \lambda_2) = A(\lambda_1)/A(\lambda_2)$, где $A(\lambda)$ – альбеда на соответствующей длине волне λ . Поэтому исследователи давно задумывались о том, какие длины волн оптимальны для определения колор-индекса, по которому затем определяется заданный химико-минералогический параметр, т.к. выбор длин волн для получения показателя цвета был произволен [1]. Поэтому наша задача состояла в следующем: так подобрать базовые длины волн для вычисления колор-индекса, чтобы коэффициент корреляции между получающимся колор-индексом и заданным химико-минералогическим параметром оказался максимальным по абсолютной величине.

Мы использовали спектры 9 образцов морского грунта базальтового состава с мест посадки «Аполлон 11, 12, 15, 17», отражательная способность которых была промерена в лаборатории RELAB [2]. Затем мы перешли от спектров отражательной способности к спектрам показателя поглощения $k(\lambda)$ с помощью теоретической модели

светорассеяния в порошковых средах разработанной Шкуратовым и др. [3], которая учитывает влияние дисперсности материала. Далее нами был посчитан колор-индекс показателя поглощения $C_k(\lambda_1, \lambda_2) = \kappa(\lambda_1)/\kappa(\lambda_2)$, для всех комбинаций длин волн от 0.35 до 2.55 μm с шагом 0.05 μm . Имея оценки по содержанию FeO, TiO², ильменита (основного титансодержащего минерала) и показателя зрелости I_s/FeO для всех образцов, мы посчитали коэффициенты корреляции W между $C_k(\lambda_1, \lambda_2)$ и соответствующими химико-минералогическими параметрами. Следовательно, коэффициент корреляции W является функцией от λ_1 и λ_2 . Для наглядности были построены диаграммы распределения коэффициентов корреляции W в координатах λ_1 , λ_2 , где были определены экстремумы, соответствующие высоким коэффициентам корреляции и, следовательно, оптимальным длинам волн.

Оптимальный колор-индекс: результаты. Длины волн, относительная ошибка определения параметра σ , значения коэффициентов корреляции W и коэффициентов регрессионного соотношения $P = A + BC_k$, приведены в Таблице 1. Показано, что оптимальный выбор λ_1/λ_2 может существенно улучшить точность определения $P(C_k)$, где P – определяемый параметр. В некоторых случаях высокие коэффициенты корреляции соответствуют близким парам длин волн – это удивительно и трудно объяснить, и в тоже время неудобно для измерений на широкополосной спектральной колориметрической технике. Поэтому были найдены и широкие пары длин волн – в столбце «Комментарий к паре» указано, какова данная пара (широкая или близкая), а также диапазон длин волн (ИК – инфракрасный, ВИЗ – визуальный).

На рисунках наиболее яркие и темные области соответствуют максимальным коэффициентам корреляции (от 0.7 до 0.8 и от -0.7 до -0.8, соответственно).

Таблица 1

	λ_1	λ_2	W	A	B	σ , %	Комментарий к паре
FeO	2.50	2.45	0.814	13.9	-172	1.07	Близкая. ИК
FeO	0.80	1.30	0.777	11.2	-26.9	1.16	Широкая. Близкий ИК
FeO	0.80	1.05	-0.733	12.1	-28.4	1.26	Близкая. Близкий ИК
FeO	0.50	0.45	0.686	13.5	-16.2	1.34	Близкая. ВИЗ
I _s /FeO	2.50	2.45	0.687	93.7	3210	29.7	Близкая. ИК
I _s /FeO	0.80	1.30	0.627	141	478	31.8	Широкая. Близкий ИК
TiO ₂	0.90	1.60	-0.889	3.07	-41.3	1.36	Широкая. ИК
TiO ₂	1.25	1.30	-0.887	4.49	-415	1.43	Близкая. ИК
TiO ₂	0.50	0.45	0.741	1.90	121	2.00	Близкая. ВИЗ
TiO ₂	0.65	0.40	0.699	1.77	28.2	2.13	Широко используется. ВИЗ
Ильменит	1.30	1.25	0.849	4.10	499	1.85	Близкая. ИК
Ильменит	1.00	1.75	-0.751	3.99	-50.3	2.31	Широкая. ИК
Ильменит	0.50	0.45	0.620	1.72	115	2.74	Близкая. ВИЗ

1. Charette M.P. et al., Application of remote spectral reflectance measurements to lunar geology classification and determination of titanium content of lunar soils // J. Geophys. Res. 1974. V.79. P. 1605-1613.
2. C.M.Pieters and L. A. Taylor. Visible to mid-infrared spectra of lunar mare soils // In Lunar and Planetary Science XXIX, Abstract # 1827, LPI, Houston (CD-ROM). 1998.
3. Шкуратов Ю.Г. Модель спектрального хода альbedo твердых поверхностей космических тел // Кинематика и физика небесн. тел. – 1987. – Т. 3. – № 5. – С. 39-46.

Естественный предел разрешающей силы оптических систем

Теребиж В.Ю.

Гос. астрономический институт им. П.К.Штернберга, Московский университет
Крымская астрофизическая обсерватория, Украина

Угловое разрешение глаза человека составляет около 100 секунд дуги, для наземных телескопов достигнуто разрешение порядка 0.2", а во внеатмосферных наблюдениях – *предел Рэлея* θ_d , обусловленный дифракцией света на апертуре прибора ($\theta_d = \lambda/D$ радиан, где λ – длина волны излучения, D – диаметр апертуры прибора). Как полагают, дальнейшее продвижение будет определяться только увеличением диаметра телескопов или, что по сути дела эквивалентно, увеличением расстояния между разнесенными апертурами при интерферометрических измерениях. Оказывается, эти шаги далеко не исчерпывают возможностей исследователя: при наличии определенных сведений об изучаемом объекте достижимо разрешение, существенно превосходящее дифракционный предел.

Доклад посвящен по возможности более простому описанию соответствующих результатов последних лет. Обсуждение проводится на примере классической задачи о разделении двойных звезд и в контексте астрономических наблюдений в видимом участке спектра, но все принципиальные черты сохраняются при анализе более сложных объектов и для других условий эксперимента.

В постановке Дэйвса–Рэлея задачи о предельном разрешении это понятие связывается с наименьшим обнаружимым угловым расстоянием между точечными компонентами двойного источника примерно одинаковой яркости, причем "судьей" является человек. Классические результаты показывают, что предел разрешения, понимаемого в этом смысле, примерно равен ширине функции рассеяния точки, т.е. θ_d . Эту же величину следует считать предельным угловым разрешением при наблюдениях протяженного объекта и отсутствии априорной информации о структуре объекта. Между тем, подход Дэйвса–Рэлея предполагает наличие весьма обширной такой информации, ибо возможны только два заданных вида изучаемого объекта. В этих условиях можно продвинуться дальше дифракционного предела, а тот факт, что наблюдения дают значения порядка θ_d , обусловлен лишь несовершенством приёмника света и системы анализа изображений. *Естественный предел разрешения* определяется только квантовой природой света.

Нами получено точное решение задачи о наиболее эффективном распознавании объекта произвольной формы по его размытому и зашумленному изображению. В случае двойных звезд общее решение имеет простой вид. Теория предсказывает, что в зависимости от значения отношения сигнала к шуму предельное разрешение может на несколько порядков величины превосходить предел Рэлея. Для проверки и уточнения теоретических результатов выполнено обширное численное моделирование с учетом ряда факторов, имеющих место на практике. Результаты теории и моделирования хорошо согласуются между собой. С практической точки зрения представляет интерес то обстоятельство, что *сверхразрешение* достижимо уже в условиях обычного физического эксперимента. Проводится соответствующая программа астрономических наблюдений.

Аккреція газопищевого речовини в несиметричному гравітаційному полі

Терещенко А.А.

Лабораторія теоретичної астрофізики і гравітації Уманського педуніверситету

На існування особливостей руху газопищевого речовини в еліптичних галактиках вказують спостережувані газопищеві утворення в формі оболонок, дисків і колек. Часто такі структури лежать в площині, яка не збігається з головними площинами галактик, т.е. утворює певний кут нахилу. Наклонні газопищеві диски і кільця обертаються, причому напрямлення їх обертання не завжди збігається з напрямленням обертання галактик. Іноді спостерігається цікавий феномен протитоків, коли зіркова складова галактики обертається в одну сторону, а газопищеве речовина в протилежну сторону. Враховуючи сказане, для пояснення динамічних властивостей газопищевих структур виникає необхідність дослідження спільного впливу тривимірності і обертання галактики на аккрецію речовини.

В роботі розглянуто можливість формування газопищевих дисків в результаті аккреції речовини в еліптичній галактиці. В якості простої моделі галактики вибрано рівномірно обертаючий однорідний тривимірний еліпсоїд. В результаті проведених досліджень виявилось, що наслідком аккреції є формування нестационарних газопищевих дисків, фізичні властивості яких визначаються формою галактик і кутовою швидкістю їх обертання. В залежності від вказаних факторів можливо утворення екваторіальних або меридіональних газопищевих дисків, які мають різні властивості. Характер поля швидкостей речовини в газопищевих дисках вказує на їх швидке обертання порівняно зі зірковою складовою. В галактиках, витягнутих вздовж осі обертання при певних умовах виникають місцеві протитоки в утворених екваторіальних дисках.

Види та методи самостійної роботи учнів при вивченні астрономії

Ткаченко І.А.

Лабораторія теоретичної астрофізики і гравітації Уманського педуніверситету

У процесі досліджень разом з вчителями шкіл ми запропонували наступні методи :

- аналіз науково-методичної літератури з астрономії;
- спостереження за роботою учнів та їх активністю під час виконання самостійної роботи на уроці і гурткових заняттях;
- вивчення якості знань за матеріалами контрольних робіт і усних відповідей учнів;
- анкетне опитування і бесіди з учнями, які займаються у астрономічних гуртках;
- аналіз уроків, які проводилися разом з вчителями, які працюють за даною методикою.

Самостійна робота проводилася по наступних видах позакласної роботи з астрономії: попередня підготовка учнів до вивчення курсу астрономії, астрономічні вечори, систематичні гурткові заняття. Складовою частиною позакласної роботи з астрономії є виготовлення в гуртках різноманітних приладів, моделей, макетів, схем тощо.

Результати анкетного опитування та бесід з учнями, аналіз уроків вчителів, які працюють за даними видами позакласної роботи показують, що удосконалення методики проведення занять дозволяє поступово скорочувати час на роботи не творчого характеру, а доля робіт творчого характеру при цьому збільшується. Отже, проведення самостійної роботи з учнями за даними видами позакласної роботи сприяє підвищенню якості знань з астрономії, розвитку умінь і навичок, які мають загальноосвітнє значення: графічні роботи, робота з таблицями, картами, конструювання, виготовлення та використання приладів для астрономічних спостережень.

Релятивистские конфигурации анизотропной жидкости

Туринов А.Н.

Днепропетровский национальный университет

Возможность существования сверхплотных объектов, для которых релятивистские эффекты являются существенными, была предсказана в 30-е годы в работах Ландау, Чандрасекара, Бааде и Цвике. Открытие квазаров, реликтового излучения и, особенно, быстро пульсирующих радиосточников, показало необходимость исследования релятивистских конфигураций. В большинстве астрофизических применений оказалось, что решения с уравнением состояния идеальной жидкости отвечают необходимым требованиям для описания простейших моделей нейтронных звезд, сферически симметричных звездных скоплений и других релятивистских объектов.

Предположение о локальной изотропии является одним из наиболее общих предположений в астрофизическом изучении сверхмассивных звездных объектов. Теоретические разработки реалистических звездных моделей дают возможность полагать, что материя может быть локально анизотропна. [1–2] В таких телах радиальное давление может быть не равно тангенциальному. Данная анизотропия может вносить значительные изменения в параметры релятивистских объектов. Также было обнаружено, что модели с анизотропным веществом являются более устойчивыми [3–4].

В первой части работы предложен метод получения новых точных решений гравитационных уравнений Эйнштейна для сферически симметричного распределения вещества, при условии, что компоненты давления имеют зависимость $p_{\perp} = k p_r$. Радиальное давление, плотность энергии и метрические коэффициенты имеют следующий вид:

$$p_r = \frac{1}{r^2} \left\{ -1 - \frac{1}{2} y^{2k} (1 + [1 + 2\mu] y^2) (1 + y^2)^{1-\mu} (1 + [1 + \mu] y^2)^{\frac{(k-1)\mu-2}{\mu+1}} \times \right. \\ \left. \times \left(C + 4k \int (1 + y^2)^{\mu-1} (1 + [1 + \mu] y^2)^{\frac{1-k\mu}{1+\mu}} y^{-2k-1} dy \right) \right\}, \\ e^{\nu} = V(1 + y^2)^{\mu}, e^{-\lambda} = \frac{(1 + y^2)(p_r r^2 + 1)}{(1 + [2\mu + 1] y^2)}, \quad \varepsilon = -\frac{1 + y^2}{\mu y^2} \left\{ p'_r r - p_r \left(2[k-1] - \frac{\mu y^2}{1 + y^2} \right) \right\},$$

где V и μ – существенно положительные безразмерные постоянные, C – произвольная постоянная, определяющая уравнение состояния в центре конфигурации.

С помощью данного метода получены точные решения для анизотропного распределения вещества решения для случаев $(0 \leq k < 1)$, $(k > 1)$ и $(k = \infty \Rightarrow p_r = 0)$ для целочисленных значений μ . Частным случаем являются изотропные решения $(k = 1)$ [5–8].

Анизотропные решения с $(0 \leq k < 1)$ и $(k > 1)$ являются жизнестойкими только, если использовать их для описания оболочек релятивистских конфигураций, т.к. в центре давление и плотность энергии являются бесконечными величинами.

Наиболее приемлемыми моделями реальных космологических объектов в настоящее время являются многослойные конфигурации, построенные на основании точных решений ОТО [9–10]. По сравнению с однослойными, такие модели сейчас исследованы явно недостаточно, т.к. требуют достаточно сложных численных расчетов.

Во второй части работы построены модели двухслойных конфигураций на осно-

вании полученных точных решений. В качестве ядра использовались изотропные решения (4-е решение Толмена ($\mu=1$), решение Адлера ($\mu=2$) и др.) с ультра-релятивистским уравнением состояния в центре, в качестве оболочки – анизотропные решения с ($0 \leq k < 1$) и ($k > 1$), внешнее пространство конфигурации описывалось решением Шварцшильда.

В качестве условий сшивки использовались геометро-динамические условия Лихнеровича–Дармуа, заключающиеся в равенстве первой и второй квадратичных форм на поверхности сшивки:

для поверхности «ядро–оболочка»

$$e^{\nu_{\{яд\}}} (r_{яд}) = e^{\nu_{\{об\}}} (r_{яд}), e^{-\lambda_{\{яд\}}} (r_{яд}) = e^{-\lambda_{\{об\}}} (r_{яд}), p_{r\{яд\}} (r_{яд}) = p_{r\{об\}} (r_{яд});$$

для поверхности «оболочка–Шварцшильд»

$$e^{\nu_{\{об\}}} (R) = e^{\nu_{\{шшв\}}} (R), e^{-\lambda_{\{об\}}} (R) = e^{-\lambda_{\{шшв\}}} (R), p_{r\{об\}} (R) = 0.$$

Проведен анализ возможности сшивки изотропных решений с анизотропными. Для физически удовлетворительных моделей проведены количественные исследования параметров моделей, а также возможность применения данных моделей для описания релятивистских конфигураций.

1. M. Ruderman, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 10, 427 (1972).
2. V. Canuto, Neutron Stars: General Review, Solvay Conferencer on Astrophysics and Gravitation (Brussels, Belgium, 1973).
3. J. Ponce de Leon, J. Math. Phys. 28, 1114 (1987).
4. L. K. Patel and N. P. Mehta, Aust. J. Phys. 48, 635 (1995).
5. М.П. Коркина, Изв. Вузов. Физика 5, 87 (1981).
6. O. Yu. Orlyansky, J. Math. Phys. 38,1 (1997).
7. R. C. Tolman, Phys. Rev. 55, 364 (1939).
8. R. J. Adler, J. Math. Phys. 15, 727 (1974).
9. K. D. Krori, Ind. J. Pure Appl. Phys. 12(9), 616 (1974).
10. G. L. Gehlot and M. C. Durgapal, Phys. Rev. 4, 2963 (1971).

Physical processes in strongly magnetized cataclysmic variables

Halevin A. V.

Astron. Dept., Odessa National University

AM Her type objects are close binary systems, consist of a red dwarf filling it's Roche lobe, and of a strongly magnetized white dwarf with surface fields about tens to hundreds MGs. In AM Her objects, or "polars", magnetic field of the white dwarf is sufficiently strong to prevent formation of the accretion disk that is present in non-magnetic or weakly magnetic cataclysmic variables. In these systems, the gas motion is determined by the balance between magnetic and ram pressure. When the magnetic pressure becomes larger than the ram one, the matter of the ballistic stream starts to be coupled by the magnetic field to fall along the field lines to the white dwarf's surface. If we suggest dipole geometry of the magnetic field, then the active regions on the white dwarf surface lies near magnetic poles. In the ballistic stream a matter is divided by Rayleigh-Taylor instability on to large diamagnetic blobs with sizes about 109 cm. Accretion of the most massive blobs can to produce of the outbursts in such systems. There are several sources in the polars that cover wavelength range from gamma to the radio rays:

1. Hard X-ray bremsstrahlung and polarized infrared & optical cyclotron emission from the active accretion regions above the white dwarf's surface;
2. Soft X-ray and UV radiation from the heated by hard X-ray bremsstrahlung white dwarf's surface;
3. Soft X-ray radiation from buried in white dwarf atmosphere most dense blobs from an accretion flow;
4. Primary star: white dwarf;
5. Secondary one: red or brown dwarf with heated by an active regions surface.

Such complicated composition of different effects makes investigations of a polars very difficult. Despite this, last years we significantly increase our outstanding of the processes are situated in these systems.

Зміст

Наукова програма конференції	2
<i>Александров Ю.В., Портянкина А.В.</i> Прецессионное движение спутника астероида	4
<i>Андронов И.Л.</i> Особенности эволюции звезд в двойных и кратных системах	5
<i>Банникова Е.Ю.</i> Гидродинамическая аккреция на супермассивный объект без горизонта событий	6
<i>Бойченко П.Ю., Криськов А.А., Криськов Ц.А., Мельник Н.В.</i> Дослідження стану активності Сонця за реєстрацією варіацій напруженості магнітного поля Землі .	6
<i>Бурликов В.В.</i> Т–решения для конфигураций анизотропной жидкости	8
<i>Гринин В.П.</i> Звезды с протопланетными дисками	9
<i>Гринько Е.С., Станкевич Д.Г., Шкуратов Ю.Г.</i> Численное моделирование многократного рассеяния в реголитоподобных средах	10
<i>Жданов В.И.</i> Релятивистская стадия эволюции звезд	10
<i>Железняк О.О.</i> Про походження та еволюцію власного обертання зірок	11
<i>Завізон О.В.</i> Застосування еквігравітуючих фігур для описання зовнішнього гравітаційного поля асиметричних небесних тіл.....	11
<i>Захожай В.А.</i> Субзвездная составляющая Галактики.....	11
<i>Коптева Е.М., Коркина М.П.</i> Плоский мир Фридмана с учетом космологической постоянной.....	13
<i>Кочетов А.Е.</i> Компактные супермассивные объекты без горизонта событий	14
<i>Kuznetzova J., Bondar A.</i> The results of observations and primary processing of extensive object spectra obtained with help of the coude echelle spectrometer fed by the 2-m telescope at the Terskol observatory (Nothern Caucasus).....	14
<i>Омельченко В.В., Кайдаш В.Г.</i> Опозиционный эффект лунной поверхности в ближнем ИК-диапазоне по данным космической миссии «Клементина».....	15
<i>Стрелянская А.И., Станкевич Д.Г.</i> Связь между химико-минералогическими параметрами лунной поверхности и колор-индексом.....	17
<i>Теребиж В.Ю.</i> Естественный предел разрешающей силы оптических систем ...	19
<i>Терещенко А.А.</i> Аккреция газопылевого вещества в несимметричном гравитационном поле	20
<i>Ткаченко І.А.</i> Види та методи самостійної роботи учнів при вивченні астрономії.....	20
<i>Туринов А.Н.</i> Релятивистские конфигурации анизотропной жидкости	21
<i>Halevin A.V.</i> Physical processes in strongly magnetized cataclysmic variables.	22

Наукове видання

Під загальною редакцією
доктора фізико-математичних наук, професора
Железняка О.О.

Технічний редактор *Терещенко А.О.*

Уманський державний педагогічний університет ім. П.Г.Тичини
20300, Україна, Черкаська обл., м.Умань, вул. Садова 2