### 11-Астрофизика, физика космоса

Бисенгалиев Ренат Александрович, аспир Элиста, Калмыцкий государственный ун <b>Резонансные МГД-неустойчивости, ка</b> Мусцевой Виктор Васильевич, д.фм.н.	рант иверситет, естественно-математический институт ик фактор образования солнечных магнитных аркад			
e-mail: <u>rinus5637@mail.ru</u>	стр. 414			
Гунаев Константин Александрович, асси Элиста, Калмыцкий государственный ун Исследование тиринг-неустойчивости Михаляев Бадма Борисович, д.фм.н. е-mail: aka2012@mail.ru	истент иверситет, естественно-математический институт в бессиловом токовом слое			
e man. <u>grazorz eman.ru</u>	oip. +1+			
Коксин Алексей Михайлович, 2 курс Кемерово, Кемеровский государственны Отображение звездного неба при прои	й университет, физический звольном положении наблюдателя в Галактике			
e-mail: astrowander@gmail.com	стр. 415			
Никитина Елена Борисовна, аспирант 2 г Красноярск, Сибирский федеральный ун Сравнительный анализ влияния солно Границкий Лев Васильевич, к.фм.н.	ода обучения иверситет, Институт инженерной физики и радиоэлектроники ечной активности на ИСЗ, находящиеся на разных высотах			
e-mail: <u>maggika@mail.ru</u>	стр. 416			
Сахаров Филипп Львович, аспирант 3 го Ярославль, Ярославский государственны <b>Прямые URCA-процессы в условиях о</b> Гвоздев Александр Александрович, к.ф е-mail: <u><i>Philip sakharov@mail.ru</i></u>	да обучения ій университет им. П.Г.Демидова, физический болочки сверхновой с сильным магнитным полем м.н. стр. 418			
Снеткова Юлия Анатольевна, ассистент Самара, Самарский государственный уни <b>Расчет радиуса, массовой плотности и</b> e-mail: <u>JSnet@mail.ru</u>	иверситет, физический массы ядер некоторых короткопериодических комет стр. 419			
Соловьева Анастасия Михайловна, 5 курс Ярославль, Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, физический <b>Гравитационные волны как тест нейтрино-обусловленных процессов в сверхновых</b> Кузнецов А.В., д.фм.н. e-mail: <i>pick@mail.ru</i> стр. 421				
Угольников Олег Станиславович, с.н.с. <b>Тезисы текции</b> Москва, Институт космических исследований РАН <b>Оптическая структура лунных затмений</b> e-mail: <u>ougolnikov@gmail.com</u> стр. 422				
Усанин Владимир Сергеевич, аспирант 1 Казань, Казанский государственный уни Динамическая эволюция частиц, выбр Кондратьева Екатерина Дмитриевна, Иш e-mail: <u>VUsanin@yandex.ru</u>	года обучения верситет им. Ульянова-Ленина, физический <b>рошенных из кометы Холмса</b> мухаметова Марина Геннадьевна, к.фм.н. стр. 423			
Якимук Михаил Анатольевич, 5 курс Томск, Томский государственный универ	рситет, радиофизический			
микропульсации типов <b>гсэ и гс4 в г.</b> Колесник Сергей Анатольевии к.ф. м.н.	ТОМСКЕ			
e-mail: <u>shmyak84@mail.ru</u>	стр. 425			

### Резонансные МГД—неустойчивости, как фактор образования солнечных магнитных аркад Бисенгалиев Ренат Александрович Калмыикий государственный университет

Мусцевой Виктор Васильевич, д.ф.-м.н. <u>rinus5637@mail.ru</u>

Образование солнечных магнитных аркад представляет собой достаточно редко наблюдаемое, но красивое и грандиозное явление природы. Несмотря на то, что магнитные аркады наблюдаются достаточно давно, физический механизм их образования не был прояснен до сих пор. Мы предлагаем физический сценарий предшествующих образованию аркад процессов, инициированных всплыванием вещества из подфотосферных слоев на границах ячеек супергрануляции, и приводящих к формированию горизонтально расположенного вращающегося цилиндра, образованного плотной и холодной замагниченной плазмой. В этой плазме скорость вращения и магнитное поле азимутальны, внутри и вне цилиндра плазма покоится, а магнитные поля направлены вдоль образующей цилиндра.

Численное решение поставленной нами для такой равновесной модели краевой задачи типа Штурма-Лиувилля методом стрельб показывает, что развиваются два семейства неустойчивых мод, одно из которых обусловлено гироскопическим резонансом, а второе — фазовым резонансом собственных мод вращающегося цилиндра и распространяющихся вдоль его образующей быстрых магнитозвуковых волн (БМЗВ) во внешней, относительно цилиндра, среде. Основные результаты сводятся к тому, что с характерным временем, сравнимым с половиной периода обращения вещества в цилиндре, происходит его фрагментация на спирали, толщина которых в z-направлении примерно равна разности между внешним и внутренним радиусами цилиндра. Кроме того, результат развития неустойчивости из-за резонанса внутренних собственных мод цилиндра и внешних БМЗВ должен приводить к визуальному увеличению внешнего радиуса аркад. Взаимодействие собственных мод гироскопического типа и мод БМЗВ способно приводить к биениям, формирующим тонкую внутреннюю структуру арок, и, кроме того, наложение собственных мод с большими азимутальными индексами симметрии, способно приводить к формированию коротковолновых (порядка толщины цилиндра) излучающих узлов, распространяющихся вдоль арок. Также результаты расчетов показывают, что характерные времена роста амплитуд неустойчивых возмущений практически линейно нарастают с увеличением скорости вращения вещества в арках.

Поскольку в реальной ситуации нижняя часть такого цилиндра погружена в фотосферу, где он наверняка перестает быть цилиндром, наше рассмотрение будет применимо либо для коротковолновых в азимутальном направлении возмущений (с большими номерами индексов азимутальной симметрии m>>1), либо для осесимметричных возмущений, не имеющих азимутальной структуры (m=0).

Заметим, также, что развитие большого числа собственных неустойчивых мод, взаимодействующих (интерферирующих) уже на линейной стадии и проникающих достаточно высоко в солнечную корону, должно приводить к интенсивному высвечиванию энергии и, соответственно, к значительному разогреву короны Солнца.

Описанная нами картина, полученная в результате расчетов, достаточно хорошо согласуется с реально наблюдаемой.

### Исследование тиринг-неустойчивости в бессиловом токовом слое Гунаев Константин Александрович Асаула Евгений Калмыцкий государственный университет Михаляев Бадма Борисович gunaev\_ka@kalmsu.ru

Преобразование энергии магнитного поля в плазме в тепловую, обусловленное омической диссипацией электрического тока, служит одним из основных механизмов многих нестационарных процессов в астрофизике [1]. В применении к Солнцу этот механизм лежит в основе активных процессов вроде вспышек и корональных выбросов массы, а также процессов коронального нагрева, изучение которых составляет актуальные задачи современной солнечной физики. Так называемая свободная энергия магнитного поля, то есть энергия непотенциальной составляющей поля, аккумулируемая в форме энергии электрического тока, переходит в тепловую энергию плазмы в результате процессов квазистационарного или нестационарного магнитного

пересоединения. Примером последнего служит тиринг-неустойчивость, роль которой в поведении астрофизических объектов изучена мало. Исследование тиринг-неустойчивости в классическом варианте производится при наличии неоднородности плазмы в токовом слое, где значительную роль играет газовое давление плазмы [2]. В условиях солнечной короны, однако, газовое давление несущественно, и при изучении динамики плазмы часто используют приближение холодной плазмы, в котором газовым давлением пренебрегают. В этом случае структура токового слоя целиком определяется магнитным полем, и поле здесь имеет характер бессилового магнитного поля. Мы изучаем поведение тиринг-моды именно в таком бессиловом токовом слое, где плазма выбирается однородной. Задачей исследования является выяснение роли самого электрического тока в формировании тиринг-моды, условий ее наиболее эффективного возбуждения. Строятся дисперсионные кривые моды, изучается их зависимость от параметров равновесного магнитного поля и равновесного состояния плазмы.

#### Список публикаций:

[1] Прист Э., Форбс Т. Магнитное пересоединение. –М.: Физматлит, 2005. [2] Furth H. P., Killeen J., Rosenbluth M. N. Phys. Fluids. 1963. V. 6. P. 459.

### Отображение звездного неба при произвольном положении наблюдателя в Галактике Коксин Алексей Михайлович

### Кемеровский государственный университет astrowander@gmail.com

В настоящее время существует много различных программ-визуализаторов звездного неба. Они показывают вид неба только с Земли, или допускают передвижение по Солнечной системе. Понятно, что при таких относительно небольших перемещениях (<<1 пк) изменением взаимного расположения звезд можно пренебречь. В связи с особенностями нашего зрения возникает иллюзия, что светила помещены на небесную сферу, то есть звездное небо кажется нам плоским, и у человека, далекого от астрономии возникает впечатление, что вид неба не изменится, где бы ни находился наблюдатель. Так как межзвездные перелеты при настоящем уровне развития цивилизации невозможны, единственной возможностью развеять эту иллюзию является компьютерное моделирование звездного неба. Я использовал для этого язык Pascal.

Привожу краткое описание алгоритма. Возьмем декартову систему координат с началом в центре Солнца и две звезды: 31 и 32. Радиус-векторы звезд в этой системе соответственно **r1** и **r2**. Ясно, что если начало координат перенести к звезде 31, то радиус-вектор звезды 32 станет равен:

$$\vec{r}_2' = \vec{r}_2 - \vec{r}_1 \tag{1}$$

Но в каталогах используется сферическая система координат, и перед вычислениями нужно преобразовать сферические координаты звезды в декартовы по формулам:

$$x = \rho \cos \delta \cos \alpha$$
  

$$y = \rho \cos \delta \sin \alpha$$
 (2)  

$$z = \rho \sin \delta$$

Здесь x, y и z – декартовы координаты светила,  $\rho$  – расстояние до него,  $\alpha$  – прямое восхождение,  $\delta$  – склонение.

Следом за вычислением новых координат по формуле (1) нужно снова преобразовать их в сферические:

$$\rho = x^{2} + y^{2} + z^{2}$$

$$tg \alpha = \frac{x}{y}$$

$$\sin \delta = \frac{z}{\rho}$$
(3)

При работе с программой сначала нужно задать точку пространства в экваториальных координатах, в которой находится наблюдатель, и точку неба, куда направлен его взгляд (центр поля зрения). Длина шага, на которую вы будете «перемещаться» в направлении взгляда при нажатии специальной клавиши по умолчанию

принимается равной 1 св. году. По этим данным формируются радиус-вектор **r0** и «вектор взгляда» **rv.** Далее начинается обработка данных каталога.

Я использовал два каталога: BSC и HIPPARCOS, которые позаимствовал из Интернета в текстовом формате. Чтобы ускорить работу программы, а также избежать дублирования звезд при последовательной обработке, я объединил их в единый типизованный файл из записей типа celestial body. Поля записи содержат экваториальные координаты звезд, параллакс, расстояние, видимую и абсолютную звездные величины, спектральный тип и некоторые другие характеристики.

Пересчет координат светил осуществляется в отдельной процедуре, в которой экваториальные координаты переводятся в декартовы по формулам (2), преобразуются по формуле (1), и снова переводятся в экваториальные по формулам (3). При последнем действии необходимо учитывать, что  $\alpha \in [0, 2\pi)$ , а область

определения  $arctg(x) \in (-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2})$ . Используя найденное расстояние до звезды г в парсеках и заданную

абсолютную звездную величину М, можем рассчитать видимую звездную величину.

$$m = M + 5 \lg r - 5$$
. (4)

Затем программа проверяет, попадает ли звезда в поле зрения, границы которого определяются коэффициентом увеличения *mult*: чем больше *mult*. тем меньше обзор. Если это условие выполняется, то, в зависимости от яркости звезды, на экран помещается точка или кружок соответствующего цвета. Экранные координаты точки, а точнее их отклонения от центра экрана, пропорциональны синусам разностей между координатами светила и координатами вектора **rv**. Коэффициентом пропорциональности является *mult*. Программа просчитывает все 113711 записей и в итоге получается изображение звездного неба, как бы мы его увидели в данной точке пространства.

В программе организован интерактивный режим – нажатием специальных клавиш пользователь может вызвать различные процедуры. Например: шагнуть вперед/назад, переместить визир, изменить длину шага, увеличить/уменьшить изображение и другие. «Отойти» от Солнца можно не далее 1000 св. лет, т.к. в более далеких областях лишь небольшая часть звезд входит в каталог, и модель получится неправдоподобной. К недостаткам алгоритма можно отнести невысокую скорость работы (на обработку всего каталога уходит примерно 50 секунд) и невозможность вывода полярных областей из-за ущербности проекции.

И все же основная цель, на мой взгляд, достигнута. Стоит шагнуть на 10-20 св. лет, и многих звезд вы не найдете на привычных местах. Можно утверждать, что предложенная мною модель верна, так как она точно воспроизводит вид неба из окрестностей Солнца (подтверждается наблюдениями), при небольших перемещениях смещения светил также невелики, и яркость звезд меняется так, как этого можно ожидать.

## Сравнительный анализ влияния солнечной активности на искусственные спутники Земли, находящиеся на разных высотах

Никитина Елена Борисовна Сибирский федеральный университет Границкий Лев Васильевич, к.ф.-м.н. <u>maggika@mail.ru</u>

В каждом случае решения баллистических задач необходимо оценивать отклонения движения искусственных спутников Земли от кеплеровского. На основании влияния на движение космического аппарата каждого возмущающего фактора и конкретной целевой задачи, выбирается система учитываемых сил и соответствующая физическая абстракция реальных тел, создающих возмущающие силы, - расчетные условия. Для программного выбора расчетных условий необходимо проанализировать влияние различных возмущающих сил в зависимости от параметров орбит.

В данной работе проводится сравнительный анализ влияния солнечной активности на 2 класса спутников: природоресурсные (высоты от 600 до 1100 км) и спутники системы GPS (высоты от 20 000 до 22 000 км). В качестве параметров солнечной активности были выбраны числа Вольфа, общее магнитное поле Солнца, солнечный ветер, солнечные вспышки и солнечные космические лучи.

Орбиты природоресурсных спутников лежат в слое земной атмосферы, называемой ионосферой. Орбиты спутников системы GPS проходят по верхней границе ионосферы – плазмопаузе. Характер взаимодействия внешней газовой среды (атмосферы) и движущегося в ней тела существенным образом зависит от скорости полета летательного аппарата и от высоты полета, поскольку с высотой изменяются параметры атмосферы.

В результате солнечной вспышки столкновение сверхзвукового потока солнечной плазмы с геомагнитным полем порождает стационарную ударную волну перед земной магнитосферой. "Удар" магнитного облака по магнитосфере Земли приводит к очень сильным возмущениям в околоземном космическом пространстве, магнитным бурям, нагреванию верхних слоев атмосферы Земли, а также поджатию атмосферы. Значение плотности атмосферы в годы солнечной активности может возрастать в 20 и более раз на высотах 600 км. Увеличение плотности атмосферы приводит к возрастанию аэродинамической силы и торможению искусственных спутников Земли. Так как нижние слои ионосферы достаточно плотные, то и вариации плотности наиболее заметны, и наблюдается зависимость изменения параметров орбит спутников от солнечной активности (*puc. 1*).



рис. 1 Временной ход первой производной среднего движения для спутника NOAA-6 и чисел Вольфа

Изменение параметров орбит природоресурсных спутников под влиянием солнечной активности более подробно рассмотрено в [1] - [3].

С увеличением высоты концентрация заряженных частиц тепловых энергий быстро уменьшается в сотни раз, и в плазмопаузе достигает значения нескольких частиц в  $1 \text{ см}^3$ , и изменение плотности не является столь существенным, поэтому зависимость изменения орбитальных параметров спутников системы GPS от солнечной активности не прослеживается (*puc. 2*). И так как от спутников системы GPS требуется более высокая точность данных, чем от природоресурсных спутников, то можно предположить, что корректировка их орбиты проводится чаще. Можно предположить, что именно эти факторы и являются причиной того, что торможение спутников системы GPS практически не наблюдается.



рис. 2 Временной ход первой производной среднего движения для спутника GPS 1-01и чисел Вольфа

### Список публикаций:

[1] Борисевич А.Н., Никитина Е.Б., Иванов В.В., «О факторах влияния солнечной активности на верхнюю атмосферу Земли», Материалы конференции и тезисы докладов ВНКСФ-13 - Екатеринбург, 2007, с. 445-46.

[2] Никитина Е.Б., Борисевич А.Н., Иванов В.В., «Исследование влияния солнечной активности на долговременные изменения параметров орбит ИСЗ», Материалы конференции и тезисы докладов ВНКСФ-13 - Екатеринбург, 2007, с. 544-546.

[3] Никитина Е.Б., «Оценка некоторого возмущающего влияния на орбиты искусственных спутников Земли», Материалы конференции и тезисы докладов ВНКСФ-14 - Екатеринбург, 2008, с. 468-469.

# Прямые URCA-процессы в условиях оболочки сверхновой с сильным магнитным полем

Сахаров Филипп Львович

Ярославский государственный университет Гвоздев Александр Александрович, к.ф.-м.н. <u>Philip\_sakharov@mail.ru</u>

Исследование процесса β-распада и его кроссингов имеет давнюю и продолжительную историю. Вследствие важности этих реакций для астрофизических объектов, интерес к ним не угасает до сих пор.

Большие потери на нейтринное излучение могут привести к быстрому понижению энтропии среды ударной волны и ее диссипации. Корректный учет потерь на нейтринное остывание с учетом магнитного поля очень важен для правильного моделирования магниторотационного взрыва сверхновой.

В данной работе рассматриваются основные нейтринные процессы, которые могут существенно влиять на динамику взрыва сверхновой с коллапсом центральной части:

$$p + e^- \to n + V_{\rho} \tag{1}$$

$$n + e^+ \to p + \tilde{\nu}_e \tag{2}$$

Мы считаем, что среда оболочки может быть представлена как смесь идеальных газов нуклонов, электрон-позитронной плазмы и фотонов, находящихся в тепловом и химическом равновесии.

Для получения различных интегральных характеристик, таких, например, как энергия, которую теряет среда при излучении нейтрино, удобно использовать коэффициент абсорбции:

$$K = \frac{1}{V} \sum_{i \neq v, f} \frac{\left|S_{if}\right|^2}{\tau} \prod_{i, f} f_i (1 - f_f) dn_i dn_f,$$
(3)

где  $|S_{if}|^2/\tau$  – квадрат S-матричного элемента в единицу времени, f – функция распределения частиц данного сорта; i,f – индексы означающие начальные и конечные частицы соответственно.

Как показывает анализ (3), при условии, что электроны и протоны занимают произвольное количество уровней Ландау, коэффициент абсорбции может быть представлен в виде:

$$K = \frac{G^2}{4\pi} N_N E \varphi(E) \sqrt{E^2 - m_e^2} \left\{ 2(1 + 3g_a^2) \left[ \frac{1}{2} \frac{\Theta(a)}{a} + \left( 2 - \frac{1}{2a} \right) \Theta(a - 1) \right] + (1 - g_a^2) \frac{k_z}{\omega} \frac{\Theta(a)}{a} \right\},$$
<sup>(4)</sup>  

$$E = \begin{cases} \omega + m_n - m_p = \omega + \Delta, & \partial \pi p \text{ реакции } p + e^- \to n + v_e, \\ \omega - m_n + m_p = \omega - \Delta, & \partial \pi p \text{ реакции } n + e^+ \to p + \widetilde{v}_e \end{cases}$$

$$\varphi(E) = \begin{cases} 1 - f_{e^-}(E), & \partial \pi p \text{ реакции } p + e^- \to n + v_e, \\ f_{e^+}(E)e^{(\omega + \delta \mu)/T}, & \partial \pi p \text{ реакции } n + e^+ \to p + \widetilde{v}_e \end{cases}$$

Здесь  $N_N$  – концентрация нуклонов,  $m_e$  – масса электрона,  $g_a$  - аксиальная константа заряженного тока,  $a = (E^2 - m_e^2)/2eB$ ,  $k_z$  - z-компонента импульса нейтрино,  $\omega$  - энергия нейтрино.

Используя данный коэффициент абсорбции можно получить энергию, передаваемую среде при излучении нейтрино, а также скорости данных реакций.

$$\frac{dP_{\alpha}}{dt} = -\frac{1}{V} \sum_{f=\omega} K k_{\alpha} e^{(\pm \delta \mu - \omega)/T} (1 - f_{\nu}(\omega)) dn_{\nu},$$

$$\frac{dP^{\alpha}}{dt} = \left\{ \frac{dQ}{dt dV}, \vec{F} \right\},$$

$$\Gamma = \frac{1}{V} \sum_{f=\omega} K e^{(\pm \delta \mu - \omega)/T} (1 - f_{\nu}(\omega)) dn_{\nu}.$$
(6)

Здесь  $\delta \mu = \mu_e + \mu_p - \mu_n$ , знак «+» при  $\delta \mu$  соответствует реакции (1), знак «-» соответствует реакции (2).

На первом шаге вычисления мы учитываем лишь процессы излучения нейтрино и антинейтрино, что приводит к замене:

$$1 - f_{\nu}(\omega) \rightarrow 1$$

Ниже мы приводим полученные нами аналитические формулы для основных интегральных характеристик прямых URCA процессов с участием нейтрино:

энергия, теряемая средой из единицы объема в единицу времени

$$\frac{dQ_{\nu}}{dt} = -\frac{2G^2 N_N}{(2\pi)^3} (1+3g_a^2) e^{(\delta\mu-\mu_e)/T} \left[ 2eB \left\{ \int_{m_e}^{\infty} \frac{\omega^4 d\omega}{\sqrt{\omega^2 - m_e^2}} \frac{1}{e^{(\omega-\mu_e)/T} + 1} - \int_{\sqrt{m_e^2 + 2eB}}^{\infty} \frac{\omega^4 d\omega}{\sqrt{\omega^2 - m_e^2}} \frac{1}{e^{(\omega-\mu_e)/T} + 1} \right\} + 4 \int_{\sqrt{m_e^2 + 2eB}}^{\infty} \frac{\sqrt{\omega^2 - m_e^2}}{e^{(\omega-\mu_e)/T} + 1} \right],$$
(7)

скорость реакции

$$\Gamma = \frac{2G^2 N_N}{(2\pi)^3} (1 + 3g_a^2) e^{(\delta\mu - \mu_e)/T} \left[ 2eB \left\{ \int_{m_e}^{\infty} \frac{\omega^3 d\omega}{\sqrt{\omega^2 - m_e^2}} \frac{1}{e^{(\omega - \mu_e)/T} + 1} - \int_{\sqrt{m_e^2 + 2eB}}^{\infty} \frac{\omega^3 d\omega}{\sqrt{\omega^2 - m_e^2}} \frac{1}{e^{(\omega - \mu_e)/T} + 1} \right\} + 4 \int_{\sqrt{m_e^2 + 2eB}}^{\infty} \frac{\sqrt{\omega^2 - m_e^2}}{e^{(\omega - \mu_e)/T} + 1} \right].$$
(8)

Полученные нами аналитические формулы (7),(8) имеют достаточно простой вид и могут быть учтены при моделировании магниторотационного взрыва сверхновой.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых и ведущих научных школ, грант НШ-497.2008.2, Министерства образования и науки РФ по программе «Развитие научного потенциала высшей школы», проект 2.1.1/150, и Российского фонда фундаментальных исследований, грант 07-02-00285-а.

### Расчет радиуса, массовой плотности и массы ядер некоторых короткопериодических комет

Снеткова Юлия Анатольевна Самарский государственный университет <u>JSnet@mail.ru</u>

В настоящее время представляет большой интерес изучение физических характеристик комет, сближающихся с Землей. Для того чтобы оценить последствия возможного столкновения таких объектов с Землей, необходимо знать их минералогический состав, плотность, размеры, массу и т.п. Следовательно, без знания этих характеристик нельзя разрабатывать стратегию защиты Земли от кометной опасности.

Однако ядра комет до сих пор недоступны телескопическим наблюдениям, так как они вуалируются окружающей их светящейся газопылевой оболочкой, непрерывно истекающей из ядер. Применяя большие увеличения телескопов, можно "заглянуть" в более глубокие слои светящейся оболочки, но даже таким образом нельзя определить истинные размеры ядра. Размеры ядра кометы по космическим масштабам просто ничтожны – километры или десятки километров.

Только в марте 1986 г. для подробного изучения ядра кометы Галлея к ней были направлены две крупные советские автоматические станции "Вега-1" и "Вега-2", европейская "GIOTTO" и две небольшие японские станции "SUISEI" и "SAKEGAKI". Космическим аппаратам впервые удалось сфотографировать ядро кометы, неуловимое для наземных телескопов. Самой важной задачей в проекте было исследование физических характеристик ядра кометы. Впервые ядро рассматривалось как пространственно разрешенный объект, были

определены его форма, размеры, температура, получены оценки его химического состава и характеристик поверхностного слоя.

Однако массу большинства кометных ядер определить пока не удается по причине их малости. Для некоторых комет масса ядер определяется крайне неуверенно, поэтому можно говорить о вероятном диапазоне, в котором находятся массы всех известных комет. Массы ядер комет заключены в пределах от нескольких тонн (карликовые кометы) до  $10^{11} - 10^{12}$  тонн (гигантские кометы).

Столь же неопределенными, как масса, параметрами кометного ядра являются его геометрические размеры и плотность. На сегодняшний день получено лишь несколько весьма грубых оценок массовой плотности ядра, характеризующихся широкими интервалами возможных ее значений (от 100 до 1500 кг/м<sup>3</sup>).

В связи со сказанным целью наших исследований является расчет физических характеристик (радиуса, массовой плотности и массы) ядер некоторых короткопериодических комет.

Для расчета указанных характеристик ядер комет была задействована модель физической системы, основные положения которой представлены в работе [1].

Для определения радиуса ядра кометы, прежде всего, была найдена зависимость интенсивности излучения, пришедшего от ядра кометы и фиксируемого наблюдателем, от интенсивности излучения, падающего на ядро от Солнца. В итоге радиус ядра кометы  $R_N$  представляется в виде:

$$R_N = a_0 \sqrt{\frac{10^{-0.4(m_{hel} - m_{sun}^{[red]})}}{A_G}},$$
(1)

где  $a_0 = 1$  a.e.,  $m_{sun}^{[red]} = -27.22$ 

Таким образом, для определения радиуса ядра кометы необходимо знать только гелиоцентрический блеск  $m_{hel}$  и геометрическое альбедо ядра  $A_G$ .

Численные результаты для средней массовой плотности  $\rho_N$  ядер комет и области ее допустимых значений получены с использованием нового алгоритма, основанного на предположении о многокомпонентной структуре ядра. Данный алгоритм подробно описан в работах [2], [3], поэтому нет необходимости здесь его представлять.

Для расчета массы ядер некоторых короткопериодических комет были использованы полученные нами результаты для  $R_N$  и  $\rho_N$  в случае однородного шара с гладкой поверхностью:

$M_N = \frac{1}{3} \mathcal{P}_N \mathcal{R}_N$						
Название кометы	$R_N$ , (км)	$ ho_N$ , (кг/м $^3$ )	$M_{_N}, \times 10^{13}$ (кг)			
1P/Halley	3.4	$688\pm_{66}^{79}$	11			
2P/Encke	1.7	$688\pm_{66}^{79}$	1.4			
4P/Faye	1.5	$688\pm^{79}_{66}$	1			
9P/Tempel 1	2.1	$688\pm_{66}^{79}$	2.7			
10P/Tempel 2	3.9	$360\pm^{41}_{35}$	8.9			
19P/Borrelly	2.1	$498\pm_{48}^{57}$	1.9			
22P/Kopff	1.4	$722\pmrac{83}{70}$	0.8			
28P/Neujmin 1	9.8	$429\pm^{49}_{41}$	169			
43P/Wolf-Harrington	1.7	$688\pm^{79}_{66}$	1.4			
45P/Honda-Mrkos-Pajdusakova	0.3	$688\pm_{66}^{79}$	0.007			
46P/Wirtanen	0.5	$688\pm_{66}^{79}$	0.03			

 $M_{N} = \frac{4\pi}{3} \rho_{N} R_{N}^{3}., \qquad (2)$ 

49P/Arend-Rigaux	3.5	$481\pm_{46}^{55}$	8.6
67P/Churyumov-Gerasimenko	1.7	$688\pm_{66}^{79}$	1.4
73P/Schwassmann-Wachmann 3	0.8	$688\pm_{66}^{79}$	0.1
81P/Wild 2	1.8	$515\pm^{59}_{50}$	1.3
129P/Shoemaker-Levy 3	1.4	$688\pm_{66}^{79}$	0.8
143P/Kowal-Mrkos	3.7	$688\pm^{79}_{66}$	15

### Список публикаций:

[1] Снеткова Ю. А., Филиппов Ю. П. Новые ограничения на массовую плотность ядер комет 1P/Halley и 81P/Wild 2 // Материалы Четырнадцатой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых (ВНКСФ-14) / В 1 т.Т.1 – Екатеринбург – Уфа, изд-во АСФ России, 2008. С. 383-384.

[2] Снеткова Ю. А., Филиппов Ю. П. Новые ограничения на массовую плотность ядра кометы 1P/Halley // Труды 3-го Международного форума (8-й Международной конференции молодых ученых и студентов) "Актуальные проблемы современной науки". Естественные науки. Часть 3: Механика. Машиностроение / Самара: Изд-во СамГТУ, 2007. С. 113-117.

[3] Снеткова Ю. А., Филиппов Ю. П. Новые ограничения на массовую плотность ядер некоторых короткопериодических комет // Тезисы докладов Международной Конференции "100 лет Тунгусскому феномену: прошлое, настоящее, будущее". 2008. С. 149-150.

### Гравитационные волны как тест нейтрино-обусловленных процессов в сверхновых Соловьева Анастасия Михайловна

Ярославский государственный университет им. П.Г.Демидова Кузнецов Александр Васильевич, д.ф.-м.н.

pick@mail.ru

Гравитационные волны как волновые решения уравнения Эйнштейна теоретически впервые были получены в 1918 году. Однако, несмотря на огромное число попыток, достоверные экспериментальные данные об обнаружении гравитационных волн не получены до сих пор. В настоящее время с появлением гравитационно-волновых обсерваторий и проектов (LIGO, Virgo, GEO600, TAMA300, ACIGA, находящийся в стадии разработки проект LISA) человечество как никогда раньше приблизилось к решению к этой проблемы. Регистрация гравитационных волн позволит получить уникальные тесты существующих моделей. В статье рассматривается возможность оценки массы нейтрино с помощью регистрации гравитационных волн.

Анализ спектра масс нейтрино возможен благодаря тому факту, что гравитационные волны распространяются со скоростью света, тогда как массивные нейтрино приобретают задержку во времени. Регистрация такой задержки от источников одновременного испускания нейтрино и гравитационных волн позволит определить массу нейтрино.

Простая оценка времени задержки нейтринного сигнала по сравнению с гравитационным приводит к величине порядка



где d - расстояние от источника до детектора, а  $E_v$  и  $m_v$  - энергия и масса нейтрино соответственно. Более точная оценка даёт время около 0,12с при тех же параметрах [5].

Необходимое условие для использования этого метода – одновременность испускания нейтринного и гравитационно-волнового сигналов (либо наличие полученной из других соображений постоянной разницы во времени испускания). Один из наиболее вероятных источников таких сигналов – сверхновые звёзды. Недавно предложенные механизмы взрыва сверхновых опираются на модели, использующие понятие конверсии левоспиральных нейтрино в гипотетические правоспиральные (стерильные по отношению к стандартному слабому взаимодействию, которые иногда даже рассматривают как один из кандидатов в вещество тёмной материи) и обратно, благодаря взаимодействию магнитного момента нейтрино с магнитным полем. Такой тип нейтринных осцилляций порождает гравитационные волны [4],[5]. Стерильные нейтрино находятся вне минимальной Стандартной Модели, поэтому получение в эксперименте значения массы порядка 1эВ

подтвердит необходимость расширения Стандартной Модели, а кроме того создаст предпосылки для отождествления части тёмной материи с реликтовыми нейтрино [2].

Подобный механизм нейтринных осцилляций может объяснить и большие собственные скорости пульсаров. До сих пор неясны причины приобретения таких больших скоростей (в среднем 200-500 км/с, в исключительных случаях до 1000 км/с). Большое количество различных сценариев обусловлено недостатком экспериментальных способов проверки теорий. Одна из наиболее популярных моделей опирается на физику нейтрино. В конце 20го века было показано, что обусловленный асимметричным выбросом нейтрино «толчок» (kick), получаемый пульсаром, сопровождается гравитационно-волновым излучением. Такое излучение обладает особенностями, получившими название «взрывов с памятью» (bursts with memory). В отличие от других гравитационно-волновых сигналов, гравитационные волны от асимметричных выбросов нейтрино обладают особенностью: их амплитуда возрастает от нуля и устанавливается на ненулевом значении. Характерная особенность – «незатухание» амплитуды – может быть использована для идентификации получаемых на Земле сигналов. В свою очередь различные гравитационно-волновые сигналы позволят сделать выводы в пользу той или иной физической модели (гравитационные волны от разных источников имеют свои особенности, например, как показал Ловридж [4] гравитационно-волновой сигнал от вращающегося нейтринного луча сконцентрирован около трёх главных частот). Таким образом, гравитационные волны являются уникальным инструментом тестирования огромного числа физических моделей. Для проверки модели нейтрино-обусловленного механизма приобретения скорости пульсарами предлагается использовать связь между нейтринным и гравитационно-волновым сигналами.

### Список публикаций:

[1] N. Arnaud et al. 2001, e-print arXiv: hep-ph/0109027v1

[2] C.L.Fryer, D.E.Holz and S.A. Hughes, 2004 e-print arXiv: astro-ph/0403188v1

[3] K.Kotake, K.Sato and K.Takahashi, 2005, e-print arXiv: astro-ph/0509456v

[4] L.C.Loveridge, 2003, e-print arXiv: astro-ph/0309362v3

[5] H.J.Moscuera Cuesta, 2008, e-print arXiv: asro-ph/0809.0526v1

### Оптическая структура лунных затмений Угольников Олег Станиславович Институт космических исследований РАН ougolnikov@gmail.com

Одно из самых масштабных типов астрономических явлений – лунные затмения. В тезисах отмечены наиболее интересные факты, связанные с их наблюдениями, история развития науки о лунных затмениях и многообразных явлениях, которыми они сопровождаются. Заключительная часть лекции связана с задачами, решающимися в настоящее время на основе анализа лунных затмений.

Наблюдения лунных затмений насчитывают более чем 3000-летнюю историю. Закономерность их наступления была отмечена еще древнекитайскими астрономами, несколькими веками позже предсказывать затмения научились в Вавилоне и Греции. В каждом отдельно взятом пункте Земли лунные затмения наблюдались чаще солнечных, к тому же, частные солнечные затмения с малой фазой оставались незамеченными. Поэтому именно лунные затмения предоставляли наибольшее количество данных для построения теории движения Луны, что являлось основной задачей небесной механики тех времен.

Объяснить причину наступления лунного затмения впервые удалось древнегреческому философу Анаксагору в V веке до н.э. Круглая форма земной тени, падающей на Луну, стала важным наглядным подтверждением сферичности Земли, о чем говорил Аристотель. Однако, многие оптические явления, сопровождающие лунные затмения, оставались непонятными на протяжении многих веков. Свечение Луны даже в полной фазе затмения, связанное с преломлением излучения в атмосфере Земли, правильно объяснил Иоганн Кеплер. Более сложный вопрос состоял в причине красной окраски затмившейся Луны. Ответ на него был дан только с развитием теории рассеяния и поглощения света в атмосфере. Предметом оживленной дискуссии были и другие явления: видимое превышение размеров земной тени над геометрическими, резкая перемена яркости затмений и ее возможная корреляция с солнечной активностью, метеорными потоками и т.д.

Геометрия лунного затмения такова, что разные участки Луны в разные моменты затмения освещаются излучением, преломленным на разных высотах в атмосфере над разными точками лимба Земли – линии, из которой Солнце и Луна в соответствующие моменты времени находятся на горизонте. Поэтому фотометрия лунного затмения предоставляет возможность удаленного зондирования сразу нескольких слоев атмосферы на расстоянии во многие тысячи километров от пункта наблюдения. Схема подобна космическому эксперименту

по изучению атмосферы, где роль спутника играет Луна. До начала «космической эры» только лунные затмения предоставляли такую возможность.



рис. 1. Оптические карты земной тени для четырех лунных затмений 2004-2008 годов.

Оптические карты (распределение величины потемнения поверхности Луны, *рис. 1*) для четырех лунных затмений в 2004-2008 годах в ближней инфракрасной области спектра (двойная полоса 675+855 нм для затмения 2004 года и узкая полоса 867 нм для остальных затмений) показывают существенную неоднородность земной тени. Экваториальные зоны земной тени для затмений 2004 и 2007 годов отличаются минимумами яркости. Проведенный анализ показывает, что данные минимумы вызваны увеличением содержания аэрозоля в верхней тропосфере (высота около 10 км) над экваториальными материковыми зонами Земли. В то же время, морские экваториальные зоны характеризуются меньшим содержанием аэрозоля, что приводит к высоким значениям яркости Луны в экваториальных зонах тени во время обоих затмений 2008 года. Темные области в полярной тени в 2004 и 2008 годах соответствуют циклонам и скоплениям облаков в соответствующих районах лимба Земли.

Лунные затмения могут также использоваться для изучения малых газовых примесей в атмосфере Земли. Измерения яркости Луны во время затмения 3 марта 2007 года в полосе поглощения водяного пара (938 нм) позволили построить распределение H<sub>2</sub>O в верхней тропосфере, которое оказалось в хорошем согласии со значениями общего содержания водяного пара по данным космического мониторинга. Сопоставление этих величин позволяет определить характерную шкалу вертикального распределения водяного пара в атмосфере (1.3 км) и ее небольшие широтные вариации.

Темные пятна в южной части тени во время затмений 4 мая 2004 года и 21 февраля 2008 года также совпадают с локальными минимумами общего содержания озона. Возможно, это связано с активностью стратосферного вихря и образования полярных стратосферных облаков в южной атмосфере. В северном полушарии, по данным затмений 3 марта 2007 года и 16 августа 2008 года, данная корреляция не наблюдается.

В заключении лекции делается краткий обзор предстоящих лунных затмений, видимых на территории России.

Динамическая эволюция частиц, выброшенных из кометы Холмса Усанин Владимир Сергеевич Казанский государственный университет Кондратьева Екатерина Дмитриевна, к.ф.-м.н.; Ишмухаметова Марина Геннадьевна, к.ф.-м.н. <u>Vladimir.Usanin@ksu.ru</u>

Главным астрономическим явлением 2007 г. стала мощнейшая вспышка кометы Холмса (17Р) 23,7 окт. UT [1]. Эта комета испытала вспышку и 4,6 нояб. UT 1892 г. [2], перед её открытием. Наличие в космосе вещества, выброшенного из кометы Холмса, следует учитывать при планировании миссий к астероидам Главного пояса и во внешнюю часть Солнечной системы. Для моделирования динамической эволюции роёв применён созданный автором комплекс программ. Основная программа интегрирует уравнения гравитационной задачи N тел в инерциальной системе координат методом Эверхарта [3] 35 порядка и выводит результаты в файл. Вспомогательные программы: генерируют начальные данные для частиц, выброшенных

почти изотропно со случайными скоростями вплоть до заданной; отображают результаты вычислений в виде анимации; выбирают из массива требуемые для анализа данные. Исследовано движение 1000 частиц на 20000 сут. от вспышки 2007 и на 45000 – от 1892 г. с шагом 4 сут. Как верхний предел скорости задано 222 м/с [4] для вспышки 2007 г. и 270 м/с [5] – для 1892. Учитывалось гравитационное влияние Солнца, больших планет, Луны, трёх астероидов, системы Плутона. Начальные данные в барицентрической системе J2000.0 взяты из сервиса «Horizons» (http://ssd.jpl.nasa.gov/horizons.cgi). Неточность в движении кометы не превысила 4 ч. за 115 лет (по элементам 1892 г., в сравнении с орбитой из наблюдений 2007 г.). При просмотре полученных анимаций выявлены структурные особенности, возникающие в ходе динамической эволюции роёв. На рисунках показаны проекции на плоскость эклиптики (ось X направлена к точке равноденствия J2000.0) положений модельных частиц 2007 г. и возмущающих тел в избранные даты, показывающие эти особенности.

Вначале частицы движутся по инерции, и рой имеет вид шара (на *puc.1* слева – выброс к 8 нояб. 2007 г.). Далее Солнце с разной силой притягивает части роя, и он растягивается, превращаясь в эллипсоид (на *puc.1* в центре – частицы на 12 окт. 2009 г.). Затем эллипсоид искривляется (на *puc.1* справа – рой к 26 сент. 2012 г.).



Вблизи перигелия рой растягивается в дугу орбиты (на *puc.2* слева – поток 8 сент. 2014 г.). На пути к афелию происходит временное сжатие, что видно на *puc.2* в центре (15 февр. 2018 г., в том же масштабе). Воздействие на поток даже самой массивной планеты, Юпитера, заметно только после довольно тесных сближений. Первое из них показано на *puc.2* справа (6 июля 2052 г.).



Сочетание изменений больших полуосей, эксцентриситетов и долгот перигелиев приводит к сглаживанию выступа вблизи перигелия, видимому на *рис.3* слева (14 дек. 2055 г.). На новом витке, без сближения с Юпитером, возмущённая часть роя проявляется в виде зигзага. *Рис.3* в центре показывает поток к последнему моменту модели (26 июля 2062 г.). Справа возмущённый участок показан в большем масштабе.



В модели выброса 1892 г., вследствие бо́льших начальной скорости и моделируемого промежутка, проявились ещё некоторые особенности. Когда «хвостовая» часть отстала от «головной» на период, рой не замкнулся, так как орбиты быстрых частиц меньше. На многократно возмущённых участках возникли дуги.

Список публикаций:

[1] Miles R. A novel mechanism for outbursts of Comet 17P/Holmes and other short-period comets// eprint arXiv:0712.3314, 2007, revised version submitted to MNRAS.

[2] Whipple F. L. Comet P/Holmes, 1892 III - a case of duplicity?/ Bulletin of the American Astronomical Society, 1983, v.15, p.805. [3] Everhart E. Implicit single-sequence methods for integrating orbits// Celestial Mechanics, 1974, v.10, pp.35-55.

[4] Montalto M., Riffeser A., Hopp U., Wilke S., Carraro G. The comet 17P/Holmes 2007 outburst: the early motion of the outburst material// Astronomy and Astrophysics, v.479, March I 2008, pp.L45-L49.

[5] Bobrovnikoff N. T. The periodic comet Holmes (1892 III)// Popular Astronomy, 1943, v.51, pp.542-550.

### Микропульсации типов Рс3 и Рс4 в г. Томске Якимук Михаил Анатольевич

Томский государственный университет Колесник Сергей Анатольевич <u>shmyak84@mail.ru</u>

Магнитосфера Земли представляет собой область околоземного пространства, физические свойства которой определяются магнитным полем Земли и его взаимодействием с потоками заряженных частиц космического происхождения. Исследования последних лет неопровержимо свидетельствуют о заметном влиянии солнечной активности и процессов в магнитосфере на жизнедеятельность человека и окружающую его среду. Все это определяет практическую значимость исследования физики магнитосферы.

Геомагнитные пульсации представляют собой короткопериодные колебания геомагнитного поля и характеризуются квазипериодической структурой, занимая диапазон частот от тысячных долей герца до нескольких герц. Результаты исследования пульсаций и ОНЧ-излучения свидетельствуют о том, что изменение параметров радиационных поясов, особенности взаимодействия магнитосферы с солнечным ветром, изменение конфигурации плазмопаузы и другие процессы в той или иной мере сказываются на характере колебательного режима электромагнитного поля Земли. Таким образом, геомагнитные пульсации служат одним из важных индикаторов особенностей протекания физических явлений в околоземном пространстве и перестройки его структуры.

На основании многочисленных литературных данных [1], на средних широтах пульсации типов Pc3 и Pc4 наблюдаются преимущественно днем и при низкой магнитной активности. Поэтому для анализа сезонносуточных вариаций спектральных характеристик микропульсаций мы использовали данные непрерывного мониторинга компонент геомагнитного поля (D, H, Z), полученные на магнитовариационной станции «Кварц-3» Томского госуниверситета [2] в период низкой магнитной активности (с 1 октября 2006 года по 30 ноября 2007 года). Исходный ряд данных был записан с частотой дискретизации 20Гц. В результате спектральной обработки [3] для последующего анализа были оставлены колебания, которые соответствовали устойчивым микропульсациям типов Pc3 и Pc4 с периодами 10-50 и 50-150 с соответственно, и амплитудами 0,1-10 нТл.

За рассматриваемый период времени экспериментальные данные четко показывают, что пульсации данных типов происходят преимущественно в дневное время суток, которое зависит от сезона года (см. рис. 1).

В летнее время года этот период лежит в пределах от 6.00 до 21.00 LT, а зимой – от 8.00 до 20.00 LT. Максимум амплитуд пульсаций приходится на конец 2006г., а минимум амплитуд – на начало 2007 г.

Проведенный статистический анализ микропульсаций по временным и амплитудным характеристикам с 10.06 по 11.07 гг. позволил определить основные закономерности появления микропульсаций. Выявлены особенности распределения характеристик микропульсаций по рядам различной длительности. Определено четкое разделение активности пульсаций на дневное и ночное время суток, что соответствует литературным данным. Проведён сравнительный анализ D и H компонент ВМИ поля Земли и установлены основные закономерности их динамики. Проведённый корреляционный анализ выявил, что взаимосвязи между различными характеристиками пульсаций и параметрами, характеризующими магнитную активность нет. Сезонно-суточные распределения вероятности появления пульсаций и их амплитуд за весь период измерения позволили установить сезонные периоды активности микропульсаций и их уровни амплитуд.



рис. 1. Сезонно-суточное распределение амплитуды Рс3 D-компоненты:

В дальнейшем планируется определить взаимосвязь спектральных характеристик (периодов и амплитуд) пульсаций Pc3 и Pc4 с параметрами солнечного ветра (магнитной индукцией межпланетного магнитного поля, скоростью и плотностью солнечного ветра).

#### Список публикаций:

[1] Пудовкин М. И., Распопов О. М.. Клейменова Н. Г. Возмущения электромагнитного поля Земли. Часть II. Короткопериодические колебания геомагнитного поля. Л., Изд-во Ленингр. ун-та, 1976. 271 с.

[2] Техническое описание и инструкция по эксплуатации МВС «Кварц – 3 ЕМД»

[3] Сарычев В.Т. Тренды и секторная структура межпланетного магнитного поля. Геомагнетизм и аэрономия, 2006, том 46, №3 с. 1-8