

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАЗАНСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

В.Ф. СУЛЕЙМАНОВ

РЕНТГЕНОВСКАЯ АСТРОНОМИЯ

(Методическое пособие
к Специальному практикуму по астрофизике)

Казань 1998

Печатается по решению Редакционно-издательского совета
физического факультета

УДК 520.8-7, 524.354, 524.77

Сулейманов В.Ф. Рентгеновская астрономия. Методическое пособие к Специальному практикуму по астрофизике для студентов 4 курса специальности "Астрономия". Казань 1998, 58 с.

В пособии излагаются основные сведения о рентгеновской астрономии и предлагаются для выполнения две лабораторные работы. В пособии описаны приборы рентгеновской астрономии, механизмы генерации рентгеновского излучения в астрофизических условиях и кратко описаны основные свойства космических источников рентгеновского излучения. Особое внимание уделено Комптоновскому рассеянию и формированию степенных рентгеновских спектров в результате процесса комптонизации на тепловых электронах и влиянию межзвездного поглощения на рентгеновские спектры.

Рецензент:

Машопкина Л.И. канд. ф.-м. наук, доцент каф. астрономии КГУ

©Физический факультет Казанского государственного университета, 1998

1 Введение

Рентгеновский диапазон спектра электромагнитных волн простирается от 100 до 1 Å. Почти каждый квант с такой длиной волны может быть зарегистрирован, поэтому принято вместо длины волны говорить об энергии кванта, которая обычно измеряется в килоэлектронвольтах ($1 \text{ эВ} = 1.602 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$). Таким образом, рентгеновский диапазон спектра простирается от 0.1 до 100 кэВ, причем диапазон от 0.1 до 1 кэВ носит название мягкого, от 1 до 20 кэВ - "классического", а от 20 до 100 кэВ - жесткого рентгеновского диапазона. Кванты с большей энергией называются гамма-квантами. Необходимо также иметь в виду, что из-за особенностей регистрации рентгенового излучения его поток измеряется в единицах "число фотонов на квадратный сантиметр в секунду на единичном интервале энергий" ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кэВ}^{-1}$). В оптическом диапазоне спектра, как известно, поток измеряется в "количестве энергии на квадратный сантиметр в секунду в единичном интервале частот" ($\text{эр} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1}$). Следовательно, поток в фотонных единицах F_x связан с привычным нам потоком соотношением

$$F_x = \frac{AF_\nu}{h^2\nu}, \quad (1)$$

где $A = 1.602 \cdot 10^{-9}$ эрг/кэВ. Это необходимо учитывать при обработке рентгеновских спектров.

Рентгеновская астрономия насчитывает около трех десят-

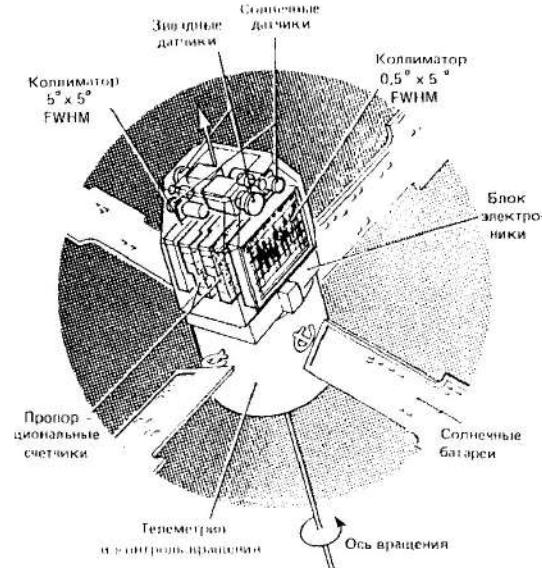


Рис. 1: Спутник "Ухуру" (Джинакони и пр., 1971)

ков лет. Систематические исследования неба в рентгеновском диапазоне были начаты 12 декабря 1970 года с запуском спутника "Ухуру" с космодрома в Кении (рис.1). До этого проводились лишь ракетные исследования, в ходе которых было открыто рентгеновское излучение Солнца и источник в созвездии Скорпион.

Спутник "Ухуру" выполнил огромный объем работы. С его помощью была составлена первая карта неба в рентгеновском диапазоне спектра. В дальнейшем рентгеновские исследования были продолжены с помощью спутников "Коперник", "Ариэль-5", ANS, SAS-3, OSO-7, OSO-8, COS-B, HEAO-1, HEAO-2 ("Эйнштейн"), "Хакусс", "Гинга", "ROSAT", ASCA и др. В нашей стране рентгеновские исследования проводились с помощью спутников серии "Прогноз", на орбитальных стан-

циях "Салют" и "Мир" (модуль "Квант"), спутником "Гранат". В настоящее время готовится к запуску новый спутник "Спектр-Рентген-Гамма".

Результатом многолетних исследований явилось обнаружение рентгеновского излучения от многих известных объектов, помимо Солнца: звезд, остатков сверхновых, галактик, квазаров. Кроме того, были открыты новые классы объектов: двойные рентгеновские источники, барстеры, транзиенты (см. ниже), горячий межгалактический газ и др.

Исторически источники рентгеновского излучения носят названия двух видов. Исторически первый - по названию созвездия и по порядку обнаружения, например. Her X-1 - первый источник рентгеновского излучения, открытый в созвездии Геркулес. Однако, в дальнейшем, когда число обнаруженных источников сильно возросло, источники стали именоваться просто названием спутника, обнаружившего их, с указанием координат α и δ . Например: 4U 0115+63 - 4-й каталог "Ухуру", $\alpha = 1^h 15^m$, $\delta = +63^\circ$.

2 Краткое описание приборов рентгеновской астрономии.

2.1 Детекторы

Существует два основных типа детекторов рентгеновских квантов. Это пропорциональный газоразрядный счетчик и сцинтилляционный счетчик. Пропорциональный газовый счетчик работает на основе фотоэффекта в газах и представляет собой плоскую коробку, заполненную тяжелым инертным газом (Ar, Xe) и метаном (или CO₂) под давлением 1-3 атмосферы. Метан или CO₂ в количестве $\sim 10\%$ нужен для прекращения разряда. Катодом служат металлические стенки камеры, анодом - проволочки в центре. Счетчик способен регистрировать фотоны различных энергий, в зависимости от состава газа, поскольку сечение взаимодействия атома с рентгеновским квантами пропорционально четвертой степени заряда ядра ($\sim Z^4$). Напряжение между анодом и катодом $\sim 20\,000$ В, и выбитый рентгеновским квант электрон порождает электрический импульс, сила тока в котором пропорциональна энергии рентгеновского фотона. В режиме пропорциональности коэффициент усиления в счетчике $\sim 10^3 - 10^4$. Окна пропорциональных счетчиков закрыты тонкими (10 - 100 мкм) металлическими (Be, Al) или органическими пленками. Разрешение пропорционального счетчика $E/\Delta E$ в диапазоне энергий от 1

до 20 кэВ обратно пропорционально \sqrt{E} , т.е. $E/\Delta E \sim 1/\sqrt{E}$. Например, при $E=5.5$ кэВ, $E/\Delta E = 5$. Квантовая эффективность счетчика велика и может достигать 90 %. Площадь счетчика до 300 см² в одном корпусе. Объединяя несколько счетчиков, общую площадь можно довести до 10⁴ см².

При энергиях фотонов > 20 кэВ газоразрядные счетчики становятся малоэффективными из-за уменьшения сечения взаимодействия рентгеновских фотонов с атомами ($\sigma_E \sim E^{-3}$). Поэтому вместо них используют кристаллы NaJ или CsJ, активированные добавками Tl или сцинтиллирующие органические пластмассы. Это так называемые сцинтилляционные детекторы, в которых каждый рентгеновский квант вызывает вспышку ультрафиолетового и оптического излучения, амплитуда которой в некотором диапазоне энергий пропорциональна энергии поглощенного рентгеновского кванта. Эта вспышка затем регистрируется фотоумножителем. Квантовая эффективность детектора не очень высока и ограничивается в основном фотоумножителями. Полезная площадь такого детектора порядка 100 - 300 см² для кристаллов NaJ и CsJ, а детекторы на основе органических пластмасс могут быть отлиты любых размеров, вплоть до 1 м². В мягкой рентгеновской области в качестве детекторов могут использоваться и микроканальные пластинки, и ПЗС матрицы.

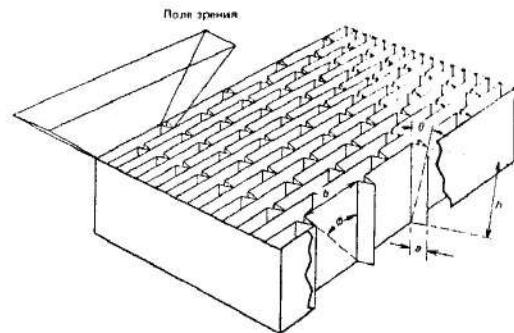


Рис. 2: Пластинчатый коллиматор (Джиаккони и Гурский, 1974)

2.2 Коллиматоры

Для локализации источника рентгеновских фотонов на небе детектор делают регистрирующим фотоны лишь с одной стороны, закрывая остальную поверхность защитными экранами. Для улучшения разрешающей способности поле зрения детектора ограничивают с помощью коллиматоров. Коллиматоры бывают двух типов: пластинчатые и модуляционные. Пластинчатый коллиматор представляет из себя трубу или коробку, открытую с двух концов, имеющую, как правило, сотовое строение, стоящую перед детектором и ограничивающую таким образом поле его зрения (рис.2). Разрешающая способность такого коллиматора $\sim 0.^{\circ}5$.

Модуляционный коллиматор представляет собой два ряда проволочек с диаметром $a \sim 0.1$ мм и таким же расстоянием

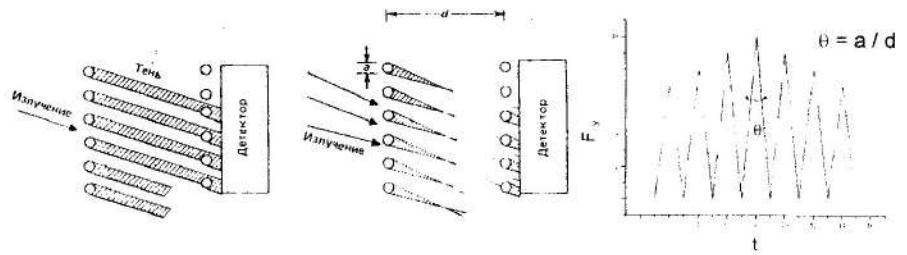


Рис. 3: Сечение и принцип действия модуляционного двухрешеточного коллиматора (Джиаккони и Гурский, 1974)

между ними (рис.3). Расстояние между рядами проволочек d много больше. При различных положениях источника относительно коллиматора проволочки верхнего ряда либо закрывают просветы второго ряда, либо открывают их, формируя сигнал в виде ряда треугольных пиков. Анализ записи сигнала источника в процессе сканирования позволяет определить одну координату источника с точностью $\theta = a/d \sim 10'$. Для определения другой координаты необходимо либо просканировать небо при другом положении коллиматора, либо заставить спутник вращаться вокруг своей оси. В последнем случае коллиматор называется ротационно-модуляционным. Во всех случаях применение коллиматора дает некий бокс ошибок, в котором находится источник излучения. Этот бокс имеет либо форму параллелепипеда в случае модуляционного коллиматора, либо форму эллипса в случае ротационно-модуляционного.

2.3 Телескопы и спектрографы

Описанные выше устройства не позволяют усиливать поток излучения, для этого необходимо использовать рентгеновскую оптику. Однако современные материалы способны отражать рентгеновские кванты лишь при очень больших углах падения, близких к 90° . Причем, чем больше энергия кванта, тем больше угол, при котором возможно отражение. Оптика, построенная для рентгеновской области спектра, называется поэтому оптикой косого падения. Такой телескоп представляет собой два зеркала с очень большим углом падения - параболоид и гиперболоид вращения, расположенные на одной оси. Как видно из рисунка 4 эффективная площадь зеркала достаточно мала и зависит от энергетического диапазона, так как для жестких квантов необходим больший угол падения. Рентгеновская оптика для мягкого рентгена впервые была применена на спутнике "Эйнштейн".

Зеркала на современных телескопах делают из фольги специальных сплавов и вкладывают друг в друга, что позволяет увеличить эффективную площадь телескопа. В частности, телескоп JET-X спутника "Спектр-Рентген-Гамма" имеет собирающую площадь $\sim 3000 \text{ см}^2$ и позволяет строить изображения в спектральной области до 10 кэВ. Для регистрации

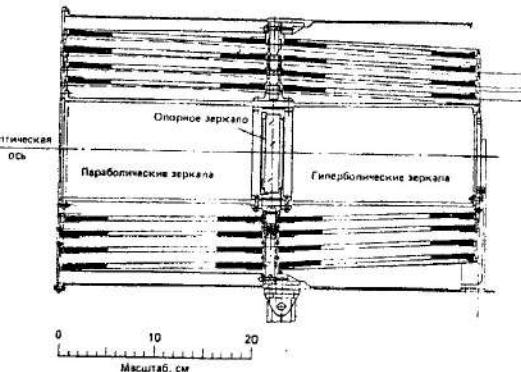


Рис. 4: Схема рентгеновского телескопа спутника "Эйнштейн" (Миллер и др., 1978) изображения в фокальной плоскости телескопа ставится сетка из газоразрядных счетчиков. На спутнике "Эйнштейн" максимальное разрешение составляет $\sim 12''$, а эффективная площадь зеркал составляла от 400 см^2 для фотонов с энергиями 0.25 кэВ до 30 см^2 для энергий 4 кэВ. Разрешающая способность современных телескопов составляет доли угловых секунд.

Для исследования спектральных характеристик рентгеновского излучения используется несколько методов. В области мягкого рентгена используют несколько газоразрядных детекторов с различным газовым составом, чувствительных к рентгеновским квантам определенных энергий. В частности, детектор рентгеновского телескопа обсерватории "Эйнштейн" имел 32 канала в области от 0.1 до 4.5 кэВ. Для более жесткого излучения возможно использование дифракционных решеток

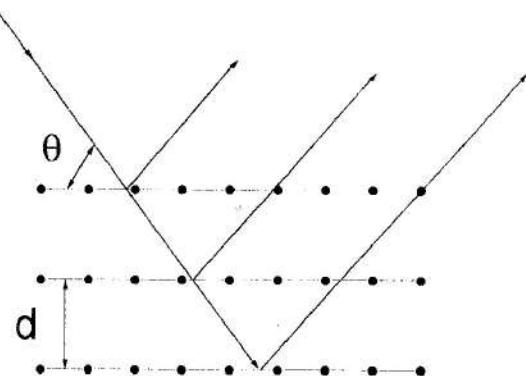


Рис. 5: Отражение от Брэгговского кристалла

косого падения из Брэгговских кристаллов. Брэгговский кристалл отражает рентгеновские кванты в узком спектральном диапазоне. Причина отражения - дифракционная. На атомных стоях в кристалле отражаются только те фотонны, чья длина волны равна или кратна удвоенному расстоянию между атомными слоями в кристалле, умноженному на $\cos \theta$, угол падения фотона: $2d \cos \theta = m\lambda$.

Ясно, что при разных углах падения будут отражаться фотонны с разными энергиями. Т. е. поворачивая Брэгговский кристалл, можно направлять на детектор поочередно рентгеновские кванты разных энергий.

Таковы в основных чертах приборы, применяемые в рентгеновской астрономии.

3 Механизмы генерации излучения в рентгеновской области спектра.

3.1 Элементарные процессы

Рассмотрим основные элементарные процессы, приводящие к появлению рентгеновских квантов. Их можно разделить на две группы - тепловые и нетепловые. Первые связаны с излучением нагретой до высокой температуры плазмы, при этом в энергию квантов переходит энергия теплового движения электронов. Согласно закону смещения Вина $T\lambda [\text{\AA}] \approx 0.29 \cdot 10^8$, в рентгеновской области спектра может излучать плазма, нагретая до $T \sim 10^6 - 10^7$ К. При таких температурах практически все наиболее распространенные химические элементы полностью ионизованы, за исключением элементов группы железа. Поэтому наибольшее значение имеет тормозное излучение. Нетепловое излучение возникает, когда заряженные частицы приобретают энергию не за счет высокой температуры плазмы, а ускоряются каким-либо механизмом (например, при перезамыкании силовых линий магнитного поля в солнечных вспышках) до релятивистских энергий. В этом случае распределение электронов по энергиям является не максвелловским, а степенным.

а) *Тормозное излучение (bremsstrahlung) или излучение при свободно-свободных переходах электронов в поле ио-*

ионов. Коэффициент излучения равен:

$$j_\nu = 5.44 \cdot 10^{-39} \frac{g_{ff} Z_i^2 n_e n_i}{T^{1/2}} e^{-h\nu/kT} \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^3 \text{с стрд Гц}}. \quad (2)$$

Здесь g_{ff} -фактор Гаунта, квантовомеханическая поправка к классическому выражению для коэффициента излучения, близкая к 1 и слабо зависящая от частоты и температуры, Z_i и n_i - заряд и концентрация ионов, n_e - концентрация электронов.

б) *Излучение при свободно-связанных переходах и линейчатое излучение тяжелых элементов.* Наиболее заметными здесь являются: 1) Рентгеновская линия K_α нейтрального железа на энергии 6.4 кэВ, образующаяся при переходе электрона с L на K оболочку. Предварительно электрон должен быть выбит с этой оболочки рентгеновским квантом. Таким образом, эта линия является флуоресцентной, и образуется при прохождении рентгеновского излучения через оптически тонкое облако нейтрального вещества, или при отражении рентгеновского излучения от оптически толстой нейтральной среды. 2) Рентгеновская линия Ly_α водородоподобного Fe XXVI железа на энергии 6.97 кэВ и гелиеподобного железа Fe XXV на энергии 6.7 кэВ. Излучаются горячей плазмой.

в) *Магнито-тормозное циклотронное и синхротронное излучение.* Как известно, заряженные частицы (в частности, электроны) в магнитном поле двигаются по спирали, и излучают при этом энергию. Если средняя кинетическая энергия

электронов меньше энергии покоя электрона $kT_e \leq m_e c^2$, то излучение является циклотронным и происходит на частоте

$$\nu_H = \frac{eH}{2\pi cm_e} \approx 3 \cdot 10^6 H \text{ Гц} \quad (3)$$

и ее гармониках. Видно, что при напряженности магнитного поля $H \sim 10^{12} - 10^{14}$ Гс, характерного для нейтронных звезд в рентгеновских пульсарах, циклотронное излучение попадает в рентгеновскую область спектра, а при напряженности магнитного поля $\sim 10^7 - 10^8$ Гс, характерного для белых карликов в полярах и промежуточных полярах, - в оптическую и инфракрасную.

В случае, когда энергия электронов сравнима или превосходит их энергию покоя $E = \gamma m_e c^2$, $\gamma \geq 1$, излучение называется синхротронным. Максимум его излучения приходится на частоту

$$\nu_H = \frac{eH\gamma^2}{2\pi cm_e} \approx 1.4 \cdot 10^6 H \gamma^2 \text{Гц}. \quad (4)$$

г) *Комптоновское рассеяние фотонов на электронах.*

В процессе рассеяния фотон и электрон обмениваются энергией, и результирующие значения энергии электрона и частоты фотона определяются из законов сохранения импульса и энергии. В частности, изменение частоты фотона после рассеяния к первоначальной определяется выражением:

$$\frac{\nu'}{\nu} = \frac{1 - \mu v/c}{1 - \mu' v/c + (h\nu/\gamma m_e c^2)(1 - \cos\alpha)}. \quad (5)$$

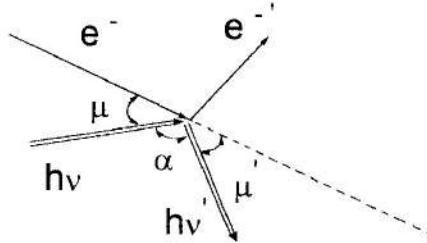


Рис. 6: Схема Комптоновского рассеяния фотона на электроне

Здесь $\cos \alpha$ - косинус угла рассеяния фотона, μ и μ' - косинусы углов между вектором скорости электрона до рассеяния и направлением движения фотона до и после рассеяния, $\gamma m_e c^2$ - энергия электрона до рассеяния (см. рис. 6). В случае, если энергия электрона до рассеяния много меньше энергии рентгеновского фотона, фотон передает часть своей энергии электрону, этот процесс называется эффектом отдачи (прямой эффект Комптона), и результирующее изменение частоты фотона определяется выражением (5) с $v = 0$.

В нерелятивистском пределе $h\nu \ll m_e c^2$ имеем:

$$\frac{\Delta\nu'}{\nu} = -(\hbar\nu/m_e c^2)(1 - \cos \alpha). \quad (6)$$

В случае, когда энергия электронов больше энергии фотонов, электрон отдает часть своей энергии фотону, вследствие эффекта Доплера (обратный эффект Комптона), и результирующее среднее увеличение частоты определяется выражени-

ем:

$$\frac{\Delta\nu'}{\nu} = \frac{4}{3}(\gamma^2 - 1). \quad (7)$$

В случае, когда распределение электронов по скоростям максвелловское (тепловые электроны), данное выражение можно усреднить по скоростям, что дает для средней величины $\langle \gamma^2 - 1 \rangle \approx 3n$ в нерелятивистском пределе ($kT_e \ll m_e c^2$) и $12n^2$ в ультрарелятивистском пределе ($kT_e \gg m_e c^2$). Здесь $n = kT_e/m_e c^2$.

Таким образом, в нерелятивистском пределе, когда эффекты отдачи и Доплера малы и складываются в первом приближении линейно, среднее изменение частоты фотона при одном акте рассеяния на тепловых электронах определяется выражением:

$$\frac{\Delta\nu'}{\nu} = \frac{4kT_e - h\nu}{m_e c^2}. \quad (8)$$

Таковы основные элементарные процессы, которые могут приводить к появлению рентгеновских квантов. Рассмотрим теперь основные астрофизические ситуации, при которых могут генерироваться рентгеновские кванты.

3.2 Излучающая плазма.

В зависимости от вида распределения электронов по энергиям (по скоростям) излучение плазмы подразделяется на тепловое (когда распределение максвелловское) и на нетепловое (как правило, степенное распределение электронов по энерги-

ям $n(E) = n(E_0)(E/E_0)^{-s}$, которое появляется в результате ускорения электронов и протонов электромагнитными полями и/или ударными волнами)

Тепловое излучение.

В случае теплового излучения плазма может быть оптически толстой или оптически тонкой. Оптически тонкая плазма излучает характерный плоский спектр с экспоненциальным завалом, по форме совпадающий с коэффициентом излучения (2), так как решение уравнения переноса излучения в однородном плоском слое без учета рассеяния с функцией источника, равной функции Планка, имеет вид:

$$I_\nu = (1 - \exp(-\tau_\nu))B_\nu \approx \tau_\nu B_\nu = \kappa_\nu l \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} = l j_\nu. \quad (9)$$

Здесь κ_ν и l - коэффициент поглощения и геометрическая толщина слоя соответственно. Горячая ($T \sim 10^6 - 10^7$) оптически тонкая плазма имеется в коронах звезд и Солнца, в остатках вспышек Свехновых звезд, в скоплениях галактик и коронах эллиптических галактик.

Оптически толстая плазма излучает в первом приближении как абсолютно черное тело $I_\nu = B_\nu$, если можно пренебречь рассеянием на электронах. В том случае, когда непрозрачность определяется рассеянием на электронах, спектр может искажаться. Более того, при определенных условиях, благодаря многократному комптоновскому рассеянию с набором энергии, может сформироваться степенной спектр излучения (см.

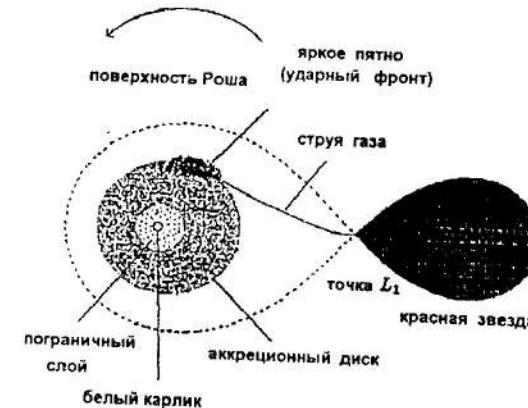


Рис. 7: Аккреция на релятивистическую звезду в двойной системе (Шугаров, 1996).

ниже). Этот процесс называется комптонизацией.

Рентгеновское излучение такого типа образуется в процессе акреции вещества на компактный объект - нейтронную звезду или черную дыру в двойной системе (см. рис.7).

При акреции вещества массой ΔM на компактный объект массой M потенциальная гравитационная энергия переходит в кинетическую (вещество разгоняется в гравитационном поле), которая затем переходит в тепловую при остановке вблизи поверхности, и излучается. Количество излучаемой энергии равно:

$$\Delta E = \frac{\Delta M v_\infty^2}{2} = \frac{GM \Delta M}{2R_s} \quad (10)$$

Таким образом, при постоянном темпе акреции $\dot{M} = dM/dt$ светимость как количество излучаемой в единицу времени

энергии определяется выражением:

$$L = \frac{GM\dot{M}}{2R_s}, \quad (11)$$

где R_s - радиус нейтронной звезды (~ 10 км). Легко получить, что при темпе аккреции $\dot{M} \sim 10^{-8} M_\odot/\text{год}$ ($\sim 6.3 \cdot 10^{-17} \text{ г/с}$) на нейтронную звезду массой равной одной массе Солнца ($M_\odot = 2 \cdot 10^{33} \text{ г}$) обеспечивается светимость $\sim 8 \cdot 10^{37}$ эрг/с. Эта энергия излучается с площади нейтронной звезды, и мы можем определить ее эффективную температуру:

$$\sigma T_{\text{eff}}^4 = \frac{L}{4\pi R_s^2}, \quad (12)$$

которая в нашем примере оказывается $\sim 3 \cdot 10^7$ К. Как мы уже выяснили ранее, тело, нагретое до такой температуры, излучает в рентгеновском диапазоне спектра. Светимости двойных рентгеновских источников близки к полученным нами, поэтому модель аккреции на компактный объект в двойной системе, предложенная для их объяснения, кажется правильной. Естественно, что происходящие при этом процессы более сложны, чем мы только что описали. В частности, в двойной системе перетекающее со вторичной компоненты вещество обладает угловым моментом, который не позволяет ему выпадать непосредственно на компактный объект. Оно образует так называемый аккреционный диск (рис.8), в котором вещество теряет избыточный угловой момент, благодаря внутреннему трению и медленно, по спирали, выпадает на компактный объект. По-

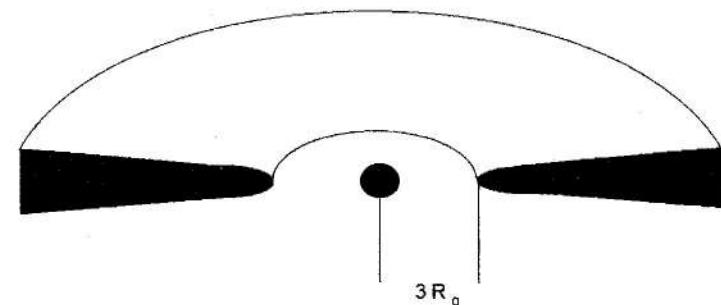


Рис. 8: Аккреционный диск вокруг черной дыры

тенциальная гравитационная энергия выпадающего вещества, благодаря трению, переходит в тепло и излучается.

Именно благодаря образованию аккреционного диска, может излучать при выпадении на нее вещества и черная дыра, хотя у нее и нет твердой поверхности. Теория дисковой акреции была построена в начале 70-х годов московскими астрофизиками Н.И. Шакурой (ГАИШ) и Р.А. Сюняевым (ИКИ РАН) (Шакура и Сюняев, 1973). Одним из наиболее фундаментальных ее результатов можно считать полученное распределение эффективной температуры по радиусу диска:

$$\sigma T_{\text{eff}}^4 = \frac{3}{8\pi} \frac{GM\dot{M}}{R^3} \left(1 - \frac{R_s}{R}\right). \quad (13)$$

Задача N 1 Вычислить полную светимость диска. Учесть, что он имеет две стороны.

Следовательно, полный спектр диска будет складываться из спектров отдельных его колец с разной температурой. Во внутренних областях аккреционных дисков высокой светимости имеются благоприятные условия для формирования степен-

ных спектров, благодаря процессу комптонизации.

Нетепловое излучение.

Известно, что заряженные частицы могут приобретать большие энергии, не только благодаря высокой температуре, но и вследствие ускорения в электромагнитных полях и во время различных взрывных процессов типа вспышек сверхновых звезд. Наша уверенность в этом основана на двух наблюдательных фактах - наличию Галактических космических лучей и солнечных космических лучей. Последние уверенно связываются с солнечными вспышками, а Галактические космические лучи скорее всего обязаны своим происхождением вспышкам сверхновых звезд. Космические лучи состоят в основном из заряженных частиц - протонов, электронов, α -частиц и небольшой примеси более тяжелых ядер. В космических лучах частицы имеют степенное распределение по энергиям, поэтому мы вправе предполагать, что и в астрофизических объектах, в которых могут быть нетепловые ускоренные частицы, их распределение по энергиям является степенным.

Наибольшей излучательной способностью среди всех заряженных частиц обладают электроны. Наиболее эффективно синхротронное излучение электронов в магнитном поле. В том случае, когда электроны имеют степенное распределение по энергиям, спектр оптически тонкого синхротронного излуче-

ния также будет степенным:

$$I_\nu = I_{\nu_0} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-\frac{s+1}{2}} \quad (14)$$

Синхротронным механизмом прекрасно объясняется радиоизлучение квазаров и активных ядер галактик и весь спектр (в том числе и рентгеновский) пульсара в Крабовидной туманности. Рентгеновские спектры многих астрофизических объектов (в частности, квазаров и активных ядер галактик) также являются степенными, и поэтому кажется заманчивым считать их продолжением синхротронного радиоспектра. Однако тепловая плазма, благодаря эффекту Комptonа, также способна генерировать степенной спектр (см. ниже). Сделать выбор между тепловым и нетепловым механизмом генерации степенного рентгеновского спектра можно, измерив его поляризацию. Поляризация синхротронного излучения должна быть велика и достигать 20-30 % ($p = (s+1)/(s+7/3)$), что и наблюдается в синхротронных радиоспектрах. Поляризация при рассеянии на электронах не может превышать 12 %. К сожалению, в настоящее время поляризация излучения астрофизических объектов в рентгеновской области спектра не может быть измерена.

Перейдем теперь к рассмотрению основных источников рентгеновского излучения.

4 Краткие характеристики источников рентгеновского излучения.

В процессе рентгеновских исследований неба выяснилось, что многие известные классы астрофизических объектов излучают в рентгеновском диапазоне. Однако, кроме них, были обнаружены новые классы астрофизических объектов, ранее неизвестных. Здесь мы кратко опишем различные типы источников рентгеновского изучения.

Солнце. Излучают в рентгене корона и хромосферные вспышки. Светимость короны в рентгеновском диапазоне $\sim 10^{-6} - 10^{-7} L_\odot$ ($L_\odot = 3.86 \cdot 10^{33}$ эрг/с).

Нормальные звезды. Рентгеновское излучение связано с коронами. Отношение рентгеновской светимости к оптической возрастает от $10^{-6} - 10^{-8}$ у О-В звезд до 10^{-3} у звезд класса M0. Связь простая. Мощность короны зависит от величины магнитного поля, магнитное поле генерируется конвективной оболочкой, а наиболее развитыми конвективными оболочками обладают самые холодные звезды.

Переменные звезды типа RS Гончих Псов. Эти затменно-переменные звезды характеризуются фотометрической активностью, связанной с пятнами на поверхности звезды. Рентгеновское излучение возникает в высокотемпературной короне, связанной с активными областями на главной компоненте, и во время вспышек, аналогичных солнечным. Постоянная рентгено-

новская светимость $L_x \sim 10^{30}$ эрг/с (Капелла) - 10^{32} эрг/с (σ Gem). Во время вспышек L_x увеличивается в несколько раз.

Затменно-двойные звезды. В некоторых двойных звездах одна из компонент имеет звездный ветер. Вещество ветра формирует ударный фронт при столкновении со второй звездой. Температура за фронтом ударной волны $\sim 10^6$ К. и вещество при таких температурах излучает в рентгеновском диапазоне спектра. Пример: Алголь (β Per) $L_x \sim 10^{30} - 10^{31}$ эрг/с.

Вспыхивающие звезды и звезды типа T Tau. Вспыхивающие звезды типа UV Cet и неправильные переменные звезды, находящиеся на стадии эволюции до главной последовательности (типа T Tau), также являются источниками рентгеновского излучения. Рентгеновское излучение этих классов звезд может быть связано с магнитными явлениями типа вспышек в их атмосферах, либо с формированием ударного фронта в атмосфере в процессе аккреции вещества (у звезд типа T Tau). Постоянное рентгеновское излучение $\sim 10^{30} - 10^{31}$ эрг/с, отношение рентгеновской светимости к оптической $\sim 10^{-3}$ и повышается во время вспышек.

Остатки сверхновых. Все остатки сверхновых являются источниками рентгеновского излучения. Различают несколько типов рентгеновского излучения в остатках сверхновых. Плероны - остатки, имеющие в центре активные пульсары, поставляющие быстрые электроны, излучают за счет рентгеновского "хвоста" синхротронного излучения. Это, например,

Крабовидная туманность, т.е. сравнительно молодые остатки сверхновых. Более старые остатки излучают в рентгене, когда разлетающаяся оболочка начинает взаимодействовать с межзвездной средой, формируя ударный фронт, нагретый до 10^7 К. Рентгеновская светимость Краба $\sim 10^{37}$ эрг/с, оболочечных остатков $\sim 10^{34} - 10^{35}$ эрг/с.

Фоновое излучение. Все небо является слабым источником рентгеновского излучения. В мягкой области оно обусловлено тепловым излучением ($\sim 10^6$ К) корональной компоненты межзвездного газа, а в более жесткой области - слабыми неразрешенными источниками. Полная рентгеновская светимость фонового излучения Галактики $\sim 10^{38}$ эрг/с.

Рентгеновские туманности. Рентгеновское излучение обусловлено взаимодействием звездного ветра от звезд высокой светимости с межзвездной средой в ОВ ассоциациях. Рентгеновская светимость туманности в созвездии Киля $\sim 10^{35}$ эрг/с и обусловлена ветром от 15 звезд классов O и WR.

Галактики со вспышками звездообразования. Являются источниками повышенной рентгеновской светимости из-за обилия в них остатков сверхновых и горячих молодых звезд. Светимости этих галактик в рентгене $\sim 10^{41}$ эрг/с.

Ядра активных галактик и квазары. Вероятнее всего, рентгеновское излучение квазаров и сейфертовских галактик связано с аккреционными дисками вокруг сверхмассивных черных дыр в их центре. Рентгеновская светимость увеличи-

вается от 10^{42} эрг/с у сейфертовских галактик до 10^{47} эрг/с у квазаров. Рентгеновское излучение радиогалактик связано с облаками горячих электронов, выбрасываемых из ядра. Их светимость $\sim 10^{43}$ эрг/с. Рентгеновские спектры большинства активных ядер и квазаров - степенные и формируются, по-видимому, в процессе обратного комptonовского рассеяния.

Скопления галактик. Рентгеновское излучение скоплений галактик связано с горячим межгалактическим газом ($T \sim 10^7 - 10^8$ К). Светимость этого газа в скоплениях $L_x \sim 10^{43}$ эрг/с (скопления в Деве и в Персее). Горячий газ образовался на стадии формирования галактик и остывает крайне медленно ввиду малой плотности.

Рентгеновские пульсары. При аккреции вещества на замагниченную ($H \sim 10^{11} - 10^{14}$ Гс) пейтронную звезду в двойной системе, вещество стекает на звезду по магнитным силовым линиям на магнитные полюса звезды. Образуется аккреционная колонка, излучающая в рентгене, и из-за вращения звезды (магнитные полюса не совпадают с полюсами вращения) формируются регулярные рентгеновские импульсы. Изменения рентгеновской светимости со временем имеют в принципе более сложный характер из-за возможных затмений в системе и из-за прецессии. Светимость некоторых систем может превышать Эддингтоновскую, так как плазма удерживается магнитным полем, а не гравитацией. Светимость источников от 10^{35} до 10^{39} эрг/с (SMC X-1, LMC X-4).

Барстеры. При аккреции на нейтронную звезду со слабым магнитным полем рентгеновский пульсар не появляется. Обычно светит почти постоянно аккреционный диск, однако вещество, накапливаемое на поверхности нейтронной звезды, достигая критической массы, испытывает термоядерный взрыв, в процессе которого богатое водородом вещество превращается в гелий и другие тяжелые элементы. Это ведет к вспышкам рентгеновского излучения, повторяющимся через 4–12 часов. Кроме этих вспышек у некоторых барстеров (MXB 1730-335) наблюдаются вспышки второго типа, более частые (отсюда – быстрые барстеры) с интервалом от 20 до 400 секунд, связанные, по-видимому, с неустойчивостью аккреционного диска. Светимость барстера во время вспышки $\sim 10^{38}$ эрг/с, в спокойном состоянии $\sim 10^{36} – 10^{37}$ эрг/с. Во время вспышки выделяется в 100 раз меньше энергии, чем в предшествовавший ей спокойный период, т.к. в процессе аккреции на типичную нейтронную звезду на один нуклон выделяется в 100 раз больше потенциальной гравитационной энергии, чем в процессе термоядерной реакции. Вспышки делятся несколько минут, чем дольше предшествовавший ей спокойный период, тем мощнее вспышка. Известно около 50 барстеров, из них – 6 в шаровых скоплениях.

Cyg X-1 и подобные ему источники. Некоторые источники рентгеновского излучения, например, CygX – 1, показывают быстрые неправильные изменения блеска как на очень

маленьких временах (порядка миллисекунд), так и на очень больших, от месяцев до лет. CygX – 1 – это двойная система, относящаяся к классу массивных рентгеновских двойных (High-Mass X-ray Binaries - HMXB). Это означает, что оптическая звезда в этих системах – горячая звезда – гигант или сверхгигант спектрального класса O-B-A массой $\geq 2M_{\odot}$, теряющая массу в виде ветра. Вторичная звезда, являющаяся компактным объектом – нейтронной звездой или черной дырой, аккрецирует вещество ветра, что и служит источником рентгеновского излучения в системе. В источнике CygX – 1 оптическая звезда – сверхгигант спектрального класса A 9-ой звездной величины – HD 226868. Рентгеновская светимость $\sim 10^{37}$ эрг/с. Это вероятный кандидат в черные дыры, так как его масса $M_x \sim 5 – 6M_{\odot}$. Существует несколько источников такого типа.

Маломассивные рентгеновские двойные источники – Low-Mass X-ray Binaries (LMXB). Видимый компонент системы, как правило, красный карлик (реже – красный гигант), переполняющий свою полость Роша, что приводит к аккреции на вторичную компактную (нейтронную) звезду. Источники имеют светимости, близкие к Эddингтоновской ($\sim 10^{38}$ эрг/с). Примеры: CygX – 3, ScoX – 1.

Кроме того, существует популяция слабых источников со светимостями $\sim 10^{34}$ эрг/с. Возможно, это также системы с красными карликами. К слабым рентгеновским источникам от-

носится также SS 433.

Транзиенты. Кроме постоянных рентгеновских источников, существуют источники вспыхивающие и через некоторое время угасающие. Яркость некоторых из них превышает яркость источника *ScoX - 1*, ярчайшего из стабильных рентгеновских источников. Транзиенты подразделяются на медленные и быстрые. У медленных вспышка длится недели и месяцы, а у быстрых - несколько часов и дней. Медленные источники называют еще рентгеновскими новыми (X-ray Novae). Это маломассивные рентгеновские системы, в которых темп аккреции увеличивается на несколько порядков один раз в 10-50 лет либо из-за неустойчивостей вблизи внешнего края аккреционного диска, либо из-за увеличения темпа истечения со второй звезды. Среди рентгеновских новых находится наибольшее количество кандидатов в черные дыры.

Быстрые транзиенты, по-видимому, это нейтронные звезды на орbitах с большим эксцентриситетом вокруг массивных звезд с ветром. Темп аккреции на них сильно увеличивается, когда нейтронная звезда проходитperiастру.

Светимости транзиентов в максимуме блеска достигают 10^{38} эрг/с.

Рентгеновское излучение катаклизмических переменных звезд. Катализмические переменные звезды (Cataclysmic Variables - CV stars) - это тесные двойные системы, оптическая звезда в которых является красным карликом (реже - красным

гигантом), переполняющим свою полость Роша, а главная - белым карликом. В зависимости от величины магнитного поля белого карлика катализмические переменные звезды подразделяются на три класса:

1) Поляры - с сильным магнитным полем ($H \sim 10^8$ Гс). В этих системах Альвеновский радиус (на котором давление магнитного поля $H^2/8\pi$ равно динамическому давлению аккрецируемой материи $\rho v^2/2$) сравним с размером полости Роша белого карлика. В этом случае аккреционный диск не образуется, и плазма течет вдоль силовых линий магнитного поля на магнитные полюса белого карлика. Эти системы подобны рентгеновским пульсарам. Механизм излучения в оптической области спектра - циклотронный, поэтому излучение сильно поляризовано (отсюда - поляры). Рентгеновское излучение появляется за счет тормозных процессов в ударной волне над магнитными полюсами и циклотронного излучения электронов в магнитном поле. Рентгеновская светимость их невелика $4 \cdot 10^{32}$ эрг/с (AM Her).

2) Промежуточные поляры (или типа DQ Her). Магнитное поле их более слабое ($H \sim 10^7$ Гс), и Альвеновский радиус в несколько раз меньше полости Роша. В этом случае аккреционный диск образуется и простирается до радиуса Альвена, где он разрушается и далее картина течения подобна полярам.

3) Новоподобные и карликовые новые звезды. Магнитное поле белого карлика в этих системах не оказывает влияния

на течение вещества, и аккреционный диск простирается до поверхности белого карлика. Рентгеновское излучение образуется в пограничном слое между аккреционным диском и поверхностью белого карлика, где скорость вращения вещества уменьшается от кеплеровской в диске до скорости вращения белого карлика ($L_x \sim 10^{32}$ эрг/с). При высоком темпе акреции ($\dot{M} \sim 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$) процесс акреции стационарен, и такие системы называются новоподобными. Накапливающееся на белом карлике богатое водородом вещество способно взрываться (из-за термоядерных реакций) с периодом $\sim 10^5 - 10^2$ лет, порождая феномен Новых и повторных Новых звезд (аналог барстеров). При меньшем темпе акреции ($\dot{M} \sim 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$) процесс акреции нестационарен из-за неустойчивости вблизи внешнего края аккреционного диска, что приводит к феномену карликовых новых - увеличению блеска на несколько звездных величин раз в несколько десятков дней (аналог рентгеновских новых).

Сверхмягкие рентгеновские источники - SuperSoft X-ray Sources (SSS). Эти рентгеновские источники были исследованы в начале 90-х годов спутником "ROSAT". Они имеют очень мягкие спектры (90 % фотонов имеют энергию меньше 0.5 кэВ) и высокие светимости $L_x \sim 10^{38}$ эрг/с. (рис.9) Эти источники были интерпретированы как тесные двойные системы с белым карликом и вторичной звездой спектрального класса F, переполняющей свою полость Роша. Темп акреции

в этих системах настолько высок ($\dot{M} \sim 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$), что на поверхности белого карлика осуществляется стационарное термоядерное горение водорода. Источником рентгеновского излучения, таким образом, является горячий ($T \sim 500\,000$ К) белый карлик.

5 Формирование рентгеновских спектров в процессе комптоновского рассеяния.

Процесс обмена энергией между нерелятивистскими фотонами ($h\nu \ll m_e c^2$) и нерелятивистскими тепловыми электронами ($kT_e \ll m_e c^2$) описывается уравнением Компанейца (1956):

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\sigma_T n_e}{m_e c} \frac{h}{\nu^2} \frac{d}{d\nu} n u^4 (n + n^2 + \frac{kT_e}{h} \frac{dn}{d\nu}). \quad (15)$$

Здесь $\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ - томпсоновское сечение электронного рассеяния, $n = (\epsilon_\nu c^3)/(8\pi h\nu^3)$ - безразмерное число заполнения в фазовом пространстве фотонов. ϵ_ν - спектральная плотность энергии излучения, она связана со средней интенсивностью простым соотношением:

$$\epsilon_\nu = \frac{4\pi}{c} J_\nu. \quad (16)$$

Вводя безразмерную частоту $x = h\nu/kT_e$ и безразмерное время:

$$y = \int \frac{kT_e(t)}{m_e c^2} \sigma_T n_e c dt \quad (17)$$

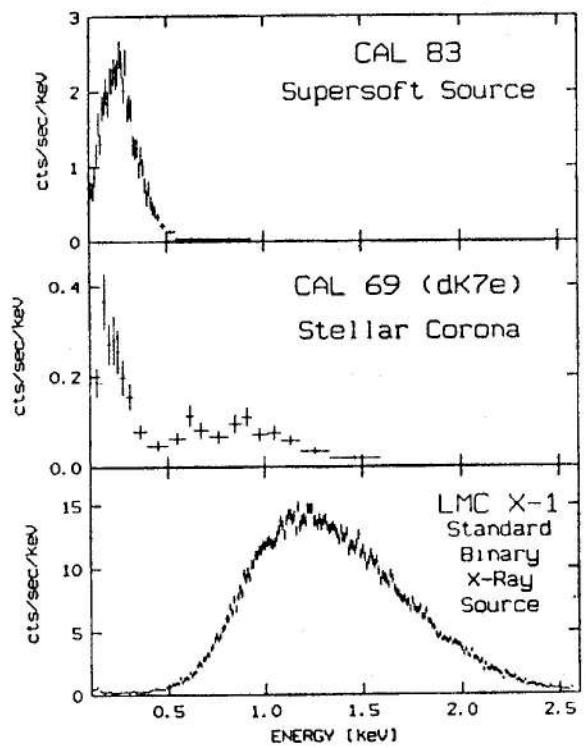


Рис. 9: Рентгеновские спектры различных источников рентгеновского излучения: сверхмягкого источника, звездной короны, и классического источника (Кахабка и ван ден Хювел, 1997)

запишем уравнение Компанейца в наиболее простом виде:

$$\frac{dn}{dy} = \frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} x^4 (n + n^2 + \frac{dn}{dx}). \quad (18)$$

Здесь последний член в скобках справа описывает диффузию фотонов в сторону больших частот и охлаждение электронов при многократных рассеяниях из-за эффекта Доплера. Первый член в скобках описывает диффузию фотонов в сторону меньших частот и нагрев электронов вследствие эффекта отдачи, а второй член описывает индуцированные процессы (аналог вынужденного излучения) и также описывает нагрев электронов вследствие эффекта отдачи (Левич и Сюняев, 1971). Из уравнения Компанейца можно вывести некоторые свойства комптоновского рассеяния на тепловых электронах.

1) Комптоновское рассеяние сохраняет число фотонов. Действительно,

$$\frac{d}{dt} N_\gamma = \frac{d}{dt} \int \frac{J_\nu}{h\nu} d\nu = \frac{d}{dt} \int n \nu^2 d\nu = 0. \quad (19)$$

Здесь $N_\gamma = \int \frac{J_\nu}{h\nu} d\nu$ - полное число фотонов.

2) Решением стационарного уравнения Компанейца ($dn/dy = 0$) является распределение Бозе-Эйнштейна (Б-Э):

$$n = \frac{1}{e^{\mu+\epsilon} - 1}. \quad (20)$$

Частный случай распределения Б-Э - это функция Планка ($\mu = 0$). Химический потенциал μ выражает недостаток фотонов по сравнению с распределением Планка, чем больше

химический потенциал, тем больше недостаток фотонов. При $\mu \ll 1$ распределение Б-Э вырождается в распределение Вина. $n = e^{-\mu - x}$, или Виновский спектр:

$$\epsilon_\nu = e^{-\mu} 8\pi (\hbar\nu/c)^3 e^{-h\nu/kT_e} \quad (21)$$

Физически это означает, что при очень большом количестве рассеяний комптоновское рассеяние формирует Б-Э спектр с температурой, равной температуре электронов.

Средняя энергия фотона в распределении Вина равна:

$$\langle h\nu \rangle = kT_e \frac{\int_0^\infty x^3 e^{-x} dx}{\int_0^\infty x^2 e^{-x} dx} = 3kT_e \quad (22)$$

Задача N 2 Прямым вычислением убедиться, что распределение Б-Э является решением стационарного уравнения Компанейца, а распределение Вина - решением стационарного уравнения Компанейца без учета индуцированных процессов, т.е. без члена n^2 .

3) Уравнение энергетического баланса.

Умножим уравнение Компанейца на $8\pi(\hbar\nu/c)^3$ и проинтегрируем его по частоте. Интегрирование, произведенное по частям в пределах от нуля до бесконечности дает (Левич и Сюняев, 1971):

$$h \frac{d\epsilon_r}{dt} = 4 \frac{kT_e}{m_e c^2} \sigma_T n_e c \epsilon_r - \frac{\sigma_T n_e h}{m_e c} \int_0^\infty \nu \epsilon_\nu d\nu - \frac{\sigma_T n_e c^2}{8\pi m_e} \int_0^\infty \frac{\epsilon_\nu^2}{\nu^2} d\nu \quad (23)$$

Здесь $\epsilon_r = \int_0^\infty \epsilon_\nu d\nu$ - интегральная плотность энергии излучения. Так как при комптоновском рассеянии изменение плотно-

сти энергии излучения равно изменению внутренней энергии электронов, то

$$\frac{d\epsilon_r}{dt} = -\frac{3}{2} n_e k \frac{dT_e}{dt}. \quad (24)$$

Таким образом, очевидно, что первый член описывает охлаждение электронов благодаря эффекту Доплера, а два последних - нагрев благодаря эффекту отдачи. Если мы рассмотрим бесконечно узкую линию $\epsilon_\nu = A\delta(\nu - \nu_0)$, где $\delta(\nu - \nu_0)$ - дельта-функция Дирака, то получим, что при каждом рассеянии энергия фотона изменяется в среднем на $\Delta\nu/\nu_0 = (4kT_e - h\nu_0)/m_e c^2$. Отсюда видно, что фотоны не могут приобрести энергию больше, чем $4kT_e$.

В стационарном случае $d\epsilon_r/dt = 0$, и можно найти температуру электронов в поле излучения с заданным спектром (Зельдович и Левич, 1970):

$$kT_e = \frac{1}{4\epsilon_r} \left(\int_0^\infty h\nu \epsilon_\nu d\nu + \frac{c^3}{8\pi} \int_0^\infty \frac{\epsilon_\nu^2}{\nu^2} d\nu \right) \approx \frac{\langle h\nu \rangle}{4} \quad (25)$$

Такая температура называется комптоновской температурой.

Задача N 3 Вывести уравнение энергетического баланса.

В том случае, когда фотоны низких энергий взаимодействуют с горячими электронами, можно пренебречь первыми двумя членами в уравнении Компанейца, и оно будет учитывать лишь диллеровское изменение частоты при рассеянии. Зельдович и Сюняев (1969) нашли решение получившегося дифференциального уравнения, которое в случае бесконечно узкой линии

имеет вид:

$$\epsilon_\nu(x, y) = \frac{A}{\sqrt{4\pi}y} x_0 \exp - \frac{(lnx_0 - lnx + 3y)^2}{4y}. \quad (26)$$

Отметим, что формулировка уравнения Компанейца как изменение спектра фотонов от времени является очень удобной при рассмотрении космологических задач. Однако при рассмотрении формирования рентгеновских спектров в стационарных астрофизических объектах, таких как аккреционные диски, необходимо перейти от времени к пространственной переменной. Это достаточно просто сделать, так как введенное ранее безразмерное время является по смыслу также электронной оптической толщиной τ , умноженной на $kT_e/m_e c^2$. Таким образом, чем большую оптическую толщу проходят фотоны, тем большее время они подвергаются взаимодействию с электронами. В реальности картина несколько сложнее, и время взаимодействия между фотоном и электронами определяется числом рассеяний u , испытанных фотоном $t = u/(\sigma_T n_e c)$. Исходя из свойств уравнения Компанейца, можно сказать, что при большом количестве рассеяний, когда $\tau \gg 1$ из среды выходит излучение, имеющее спектральное распределение Бозе-Эйнштейна. Однако при не очень большой оптической толще горячих электронов $\tau \sim 1$ имеются условия для формирования степенного спектра. Такая задача была решена Сюняевым и Титарчуком (1980).

Рассмотрим плоскопараллельный слой горячих электронов

оптической толщины τ , через который проходит излучение низкой частоты со средней энергией $h\nu_0 < kT_e$. Среднее количество рассеяний, испытываемых фотонами при прохождении через слой, равно

$$\langle u \rangle = \frac{12}{\pi^2} \left(\tau + \frac{2}{3} \right)^2. \quad (27)$$

При каждом рассеянии фотон приобретает дополнительную энергию, поэтому чем больше рассеяний испытал данный фотон, тем большую энергию он приобретет, но только до определенного предела, так как фотон в среднем не может приобрести энергию большую, чем средняя энергия электронов. Выше отмечалось, что при большом числе рассеяний и сильном недостатке фотонов формируется Виновский спектр, средняя энергия фотонов в котором равна $3kT_e$. Таким образом, если среднее число рассеяний достаточно велико, практически все фотоны собираются вблизи энергии $3kT_e$, формируя Б-Э спектр. Однако если среднего числа рассеяний недостаточно для приобретения этой энергии, важную роль начинают играть фотоны, испытавшие большее число рассеяний, чем среднее. Именно они формируют степенной спектр в диапазоне энергий от $h\nu_0$ до $3kT_e$. Математически это выражается следующим образом. Вероятность испытать большее число рассеяний, чем среднее, описывается простой формулой $P(u) \sim \exp(-u/\langle u \rangle)$. Спектр выходящего излучения то-

где представляется в виде свертки:

$$F_\nu(x) = \int_0^\infty J_\nu(x, u) P(u) du \quad (28)$$

Здесь $P(u)$ - задает распределение фотонов по числу испытанных рассеяний, а $J_\nu(x, u)$ - спектр излучения, формирующийся за u рассеяний. В интервале энергий $h\nu_0 \ll h\nu \ll 3kT_e$ определяющее влияние на спектр оказывает эффект Доплера, и $J_\nu(x, u)$ описывается решением (26), где необходимо учесть, что $y = (kT_e/m_e c^2)u$. Подставив (26) в (28) и взяв $P(u) = B \exp(-u/\langle u \rangle)$, можно проинтегрировать и найти, что

$$F_\nu(x) = D(u) \left(\frac{x}{x_0}\right)^{-\alpha}, \quad (29)$$

где

$$\alpha = -\frac{3}{2} + \sqrt{\frac{9}{4} + \gamma} \quad \gamma = (m_e c^2/kT_e) \frac{1}{\langle u \rangle}. \quad (30)$$

Здесь постоянные D и B зависят лишь от распределения источников мягких фотонов по диску.

Таким образом, мы видим, что в спектральной области $h\nu_0 \ll h\nu \ll 3kT_e$ формируется степенной спектр. Вполне очевидно, что при больших частотах, когда начинает играть роль эффект отдачи, формируется Виновское распределение с экспоненциальным завалом на высоких частотах. Из формулы (30) видно, что наклон спектра (значение α) зависит от произведения $T_e u$, т.е. от оптической толщины плазмы и ее электронной температуры. Используя этот факт, можно попытаться оценить

это значение. Более того, если в спектре имеется экспоненциальный завал, то по энергии, где начинается этот завал ($3kT_e$), можно оценить значение температуры, и используя ее, найти и оптическую толщину плазмы. Пример такой оценки дает кандидат в черные дыры Cyg X-1. Его спектр, полученный на высотном баллоне группой Трюмпера (Сюняев и Трюмпер, 1979) прекрасно описывается формулой (29) с параметрами плазмы $kT_e = 26.5$ кэВ и $\tau=2$ (рис. 10).

Когда плазма является релятивистской, т.е. $kT_e \geq m_e c^2$, уравнение Компанейца неприменимо, и необходимы расчеты методом Монте-Карло (Поздняков, Соболь и Сюняев, 1982)

Такие расчеты показали, что рассеяние низкочастотных фотонов в облаке релятивистской плазмы с температурой $kT_e = n m_e c^2$ формирует степенной спектр с показателем α , линейно зависящим от $\lg \tau$, логарифма оптической толщины облака:

$$F_\nu \sim \nu^{-\alpha}, \alpha = -\frac{\lg \tau}{\lg(12n^2 + 26n)} + \frac{0.2}{n}. \quad (31)$$

Остроумный способ аналитической оценки показателя степени в спектре для такой задачи был предложен Я.Б. Зельдовичем. Действительно, как отмечалось ранее, при каждом рассеянии фотона на ультрарелятивистском электроне с энергией $\gamma m_e c^2$ частота фотона возрастает в γ^2 раз. Предположим, что при максвелловском распределении электронов по скоростям энергия фотона возрастает в среднем в $\nu_1/\nu_0 = a n^2$ раз. После k рассеяний энергия возрастает в $\nu_k/\nu_0 = a^k n^{2k}$ раз.

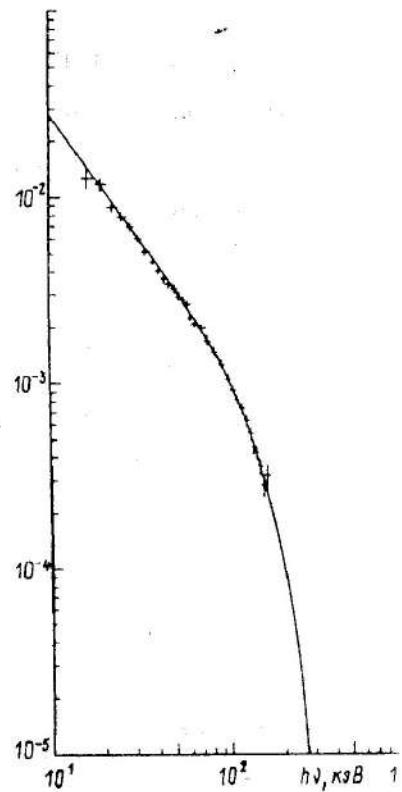


Рис. 10: Спектр источника Лебедь Х-1 (Поздняков и др., 1982)

т.е. $k = \lg(\nu_k/\nu_0)/\lg(an^2)$. С другой стороны, в плазме малой оптической толщины вероятность, что фотон испытает одно рассеяние, равна $1 - \exp(-\tau) \approx \tau$, а k рассеяний - по порядку величины τ^k . Ясно, что интенсивность излучения на частоте ν_k пропорциональна k рассеяниям:

$$F(\nu_k) = F(\nu_0)\tau^k = F(\nu_0)\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-\alpha}, \quad (32)$$

где $\alpha = -\lg \tau / \lg(an^2)$. При выводе формулы (32) было использовано тождество $a^{\lg b} = b^{\lg a}$.

6 Влияние межзвездного поглощения на спектр рентгеновского излучения.

При прохождении рентгеновских фотонов через облака холодного межзвездного газа часть из них поглощается, ионизуя газ. Уравнение переноса излучения в этом случае имеет следующий вид:

$$\frac{dF_\nu}{dr} = -\sigma_\nu n_{\text{H}} F_\nu, \quad (33)$$

т.к. коэффициент излучения равен нулю. Здесь n_{H} - концентрация атомов водорода, а σ_ν - сечение фотоионизации с К оболочки водорода. Сечение фотоионизации с К оболочки водородоподобных ионов вычисляется по формуле:

$$\sigma_\nu = 7 \cdot 10^{-18} N_k Z^4 \left(\frac{13.56}{h\nu} \right)^3 [\text{см}^2], \quad (34)$$

где $h\nu$ - энергия фотона в эВ, N_k - число электронов в К - оболочке, равное 1 для водорода и водородоподобных ионов,

и 2 для остальных атомов и ионов, а Z - заряд ядра атома.

Уравнение переноса можно переписать в виде:

$$\frac{dF_\nu}{d\tau_\nu} = -F_\nu, \quad (35)$$

где $\tau_\nu = \sigma_\nu \int_0^R n_H dr = \sigma_\nu N_H$. R - это расстояние от источника до Земли, а N_H - число межзвездных атомов водорода на луче зрения от источника до наблюдателя, $[N_H] = \text{см}^{-2}$ т.е. это число атомов в столбе сечением 1 см² и длиной от источника до наблюдателя.

Решение уравнения (35) имеет вид:

$$F_\nu = F_\nu^0 e^{-\tau_\nu}, \quad (36)$$

где F_ν^0 - поток, выходящий от источника. Можно видеть, что поглощение больше в тех частотах, где больше сечение фотоионизации, т.е. чем меньше частота и энергия фотонов, тем больше они подвержены поглощению межзвездным водородом. В экстремальном ультрафиолете на длинах волн немного меньше 912 Å(13.56 эВ), где сечение фотоионизации наибольшее, поглощаются практически все фотоны. В мягкой рентгеновской области поглощение тоже довольно заметно, и в спектрах многих источников наблюдается завал степенного спектра на низких энергиях (см. рис. 11). Если его интерпретировать как фотопоглощение либо в областях плазмы, окружающих источник, либо в межзвездной среде на пути к наблюдателю, то приняв поглощение только за счет водорода, можно оценить количество атомов водорода на луче зрения N_H .

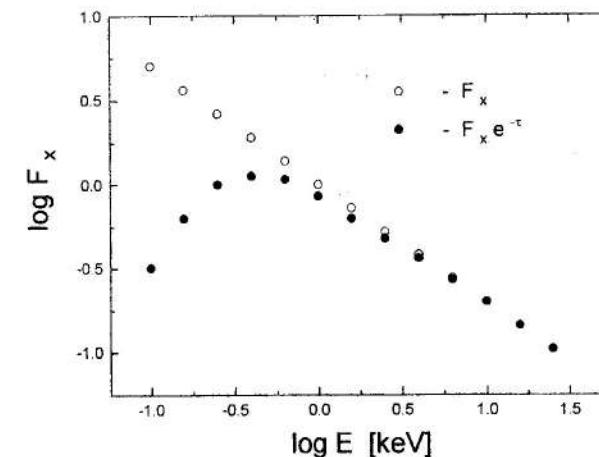


Рис. 11: Межзвездное поглощение мягкого рентгеновского излучения

7 Лабораторная работа № 1

Целью данной работы является определение электронной температуры и оптической толщины излучающей плазмы в двойных рентгеновских источниках Лебедь X-1 и 1E1740.7-2942 по их рентгеновским спектрам, представленным в Таблице 1. Кроме того, необходимо также определить число атомов на луче зрения между источником и наблюдателем. Электронная температура и оптическая толщина определяются по наклону рентгеновского спектра и по виновскому завалу спектра на высоких энергиях в предположении, что степенной спектр сформирован в процессе комитонизации низкочастотного излучения в диске нерелятивистской плазмы. Количество атомов водорода на луче зрения определяется по завалу степен-

ногого спектра на низких энергиях.

7.1 Порядок выполнения работы

1. Построить спектры источников по данным Таблицы 1. В данных спектрах межзвездное поглощение существенно лишь для первых двух точек спектра с наименьшей энергией фотонов. Определить наклон степенного участка спектра методом наименьших квадратов. Для этого необходимо для каждой точки спектра составить условное уравнение вида:

$$\lg(F_x)_i = -(\alpha + 1)E_i + b. \quad (37)$$

Здесь E_i - энергия фотонов в данной точке спектра. В спектрах по оси абсцисс отложены энергии фотонов, а по оси ординат - F_x , число фотонов, приходящих в единицу времени на единицу площади приемника в единичном интервале энергий (см. (1)).

Затем составив систему нормальных уравнений найти значение показателя α :

$$-(\alpha + 1) = \frac{N[\lg(F_x) \lg E] - [\lg(F_x)][\lg E]}{N[(\lg E)^2] - [\lg E]^2} \quad (38)$$

и его ошибку σ_α (см. ниже). Здесь N - число условных уравнений, равное числу точек в спектре, знак $[f]$ означает $\sum_{i=1}^N f_i$.

Напомню, что в методе наименьших квадратов ищется минимальное значение U суммы квадратов отклонений измеренного значения функции y от аппроксимирующей функции

Таблица 1: Рентгеновские спектры источников Лебедь X-1 и 1E1740.7-2942

$\lg E$ [keV]	$\lg F_x$	$\lg E$ [keV]	$\lg F_x$
0.29	-0.91	0.70	-2.15
0.61	-1.15	0.85	-2.30
0.91	-1.41	1.00	-2.48
1.10	-1.79	1.18	-2.70
1.39	-2.21	1.30	-2.96
1.53	-2.32	1.60	-3.48
1.69	-2.65	1.70	-3.60
		1.82	-3.82
		1.90	-4.05
		2.00	-4.15
		2.13	-4.37
		2.22	-4.70
		2.30	-5.05
		2.40	-5.52

$f(x_i)$:

$$U = \sum_{i=1}^N (y_i - f(x_i))^2 = \min. \quad (39)$$

Для этого необходимо приравнять нулю частные производные U от параметров аппроксимирующей функции. В случае, когда аппроксимирующая функция является линейной, $f = ax + b$, говорят о линейном регрессионном анализе, и соответствующие частные производные равны:

$$\frac{dU}{da} = \sum_{i=1}^N (y_i - (ax_i + b))x_i = [xy] - b[x] - a[x^2] = 0, \quad (40)$$

$$\frac{dU}{db} = \sum_{i=1}^N (y_i - (ax_i + b)) = [y] - bN - a[x] = 0, \quad (41)$$

Уравнения [40] и [41] и составляют систему нормальных уравнений, из которых можно вывести формулу [38].

Средние ошибки найденных параметров определяются из формул:

$$\sigma_a = \frac{\sigma}{\sqrt{p_a}}, \quad \sigma_b = \frac{\sigma}{\sqrt{p_b}}, \quad (42)$$

где

$$\sigma = \sqrt{\frac{S}{N - M}}, \quad S = [y^2] - a[xy] - b[y], \quad (43)$$

$$a = \frac{[x^2]N - [x]^2}{N}, \quad p_a = \frac{[x^2]N - [x]^2}{[x^2]}, \quad (44)$$

Здесь M - число аппроксимационных параметров, равное числу нормальных уравнений, в нашем случае $M=2$.

2. Если в спектре имеется виновский завал на высоких энергиях, то по точке его начала можно определить электронную

температуру, приняв, что соответствующая энергия фотонов равна $3kT_e$. Если виновского завала в спектре нет, то необходимо определить нижний предел электронной температуры, приняв наибольшую энергию фотонов, в которой еще измерен поток, за $3kT_e$.

3. Зная показатель α , его среднюю ошибку σ_α , и T_e , необходимо определить электронную оптическую толщину излучающей плазмы τ_e , используя формулу (30), и ее среднюю ошибку σ_τ , подставляя в формулу (30) значения $\alpha \pm \sigma_\alpha$.

4. По завалу на низких энергиях необходимо определить число атомов водорода на луче зрения.

Для каждой точки спектра в завале необходимо определить поток, который соответствует продолжению степенного спектра, т.е. F_x^0 и сечение фотоионизации водорода $\sigma_\nu(H)$ по формуле (34). Необходимо подставлять вместо $h\nu$ энергию фотонов в эВ в данной точке. Затем, используя формулу (36) и определение оптической толщины межзвездного газа, найти число атомов водорода на луче зрения для каждой точки:

$$N_H = \frac{1}{\sigma_\nu(H)} \ln\left(\frac{F_x^0}{F_x}\right). \quad (45)$$

Окончательное значение N_H находим, усредняя все полученные значения N_H для каждой точки в завале на низких энергиях, и одновременно определяем ошибку нахождения N_H .

Для сдачи работы необходимо представить:

1) Обработанный спектр и систему условных уравнений.

- 2) Значения показателя α , T_e и τ_e и их ошибки.
- 3) Число поглощающих атомов на луче зрения N_H и ошибку его определения вместе с $\sigma_\nu(H)$ на каждой частоте, которая использовалась для определения N_H .
- 4) Решения всех задач.

7.2 Контрольные вопросы

- Принципы работы детекторов рентгеновского излучения.
- Устройства, формирующие рентгеновские изображения.
- Основные источники рентгеновского излучения.
- Механизмы генерации рентгеновского излучения.
- Эффект Комптона.
- Уравнение Компанейца и его свойства.
- Принципы определения T_e и τ_e излучающей плазмы по наклону рентгеновского спектра.
- Влияние межзвездного поглощения на рентгеновские спектры.

8 Лабораторная работа № 2

Данная лабораторная работа связана с определением температуры, электронной концентрации и массы излучающего газа в

скоплениях галактик по его рентгеновскому излучению, красному смещению и угловому радиусу скопления.

Температура газа определяется путем аппроксимации формы наблюдаемого рентгеновского спектра спектром оптически тонкой плазмы (2):

$$F_\nu = B \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right). \quad (46)$$

Электронная концентрация находится с помощью известного интегрального по частоте потока F путем определения меры эмиссии

$$EM = \int_0^L n_e^2 ds \quad (47)$$

при известной температуре газа. Здесь L - линейный размер скопления вдоль луча зрения.

Масса излучающего газа находится интегрированием пространственной плотности скопления по его объему:

$$M_g = \int_V n_e m_p dV. \quad (48)$$

Предполагается, что концентрация протонов равна концентрации электронов. $m_p = 1.67 \cdot 10^{-24}$ г - масса протона.

8.1 Порядок выполнения работы

Для выполнения работы необходимо иметь рентгеновский спектр скопления, красное смещение z и угловой радиус данного скопления d . Работу необходимо выполнить для двух скоплений -

в созвездиях Волосы Вероники и Персей. Данные об этих скоплениях суммированы в Таблице 2, а их рентгеновские спектры представлены в Таблице 3.

Таблица 2: Данные о скоплениях Coma (A1656) и Perseus (A426).

Name	z	d
Coma	0.0232	12'.4
Perseus	0.0183	8'.8

1. Необходимо определить линейное расстояние до скопления используя закон Хаббла:

$$r = \frac{zc}{H} \text{ [Мпк]}, \quad (49)$$

где $H = 75$ км/с/Мпк - постоянная Хаббла. $c = 299792.5$ км/с. $1 \text{ Мпк} = 3.086 \cdot 10^{24}$ см. Зная линейное расстояние и угловой радиус, найти линейный диаметр и объем скопления:

$$L = 2r \operatorname{tg} d \text{ [см]}, \quad (50)$$

$$V = \frac{4\pi}{3} L^3 \text{ [см}^3]. \quad (51)$$

2. Найти температуру излучающего газа путем аппроксимации спектра методом наименьших квадратов. В данном случае температура определяется по следующей формуле:

$$-\frac{\lg e}{kT_x} = \frac{N[E \lg F_\nu] - [E][\lg F_\nu]}{N[E^2] - [E]^2}. \quad (52)$$

Необходимо помнить, что таким образом будет определена величина kT_x , выраженная в килоэлектронвольтах. Поток F_ν

Таблица 3: Рентгеновские спектры скоплений галактик Coma и Perseus

lg E [keV]	lg F _x	lg E [keV]	lg F _x
0.48	-1.84	0.19	-0.85
0.56	-1.96	0.29	-1
0.63	-2.08	0.46	-1.25
0.68	-2.21	0.57	-1.42
0.73	-2.35	0.67	-1.67
0.78	-2.43	0.78	-1.88
0.89	-2.64	0.89	-2.18
0.95	-2.83	0.97	-2.38
1.04	-3.09	1.07	-2.69
1.10	-3.31	1.18	-3.0
1.18	-3.46	1.28	-3.44
1.28	-3.86	1.36	-3.81
1.37	-4.13	1.42	-4.36
1.44	-4.52	1.48	-4.42

необходимо получить из F_x используя формулу (1). Здесь $E_i = h\nu_i [keV]$ - энергия фотонов в данной точке спектра, а N - число точек в спектре. Кроме того, необходимо вычислить константу B :

$$\lg B = \frac{1}{N} (\lg F_\nu^i + \frac{\lg e}{kT_x} [E]) \quad (53)$$

и вычислить средние ошибки их определения.

3. Вычислить интегральный поток от горячего газа скопления по формуле

$$F = \int_0^\infty B \exp(-\frac{h\nu}{kT_x}) = \frac{kT_x B}{h}, \quad (54)$$

затем необходимо перевести его в поток с единицы поверхности межгалактического газа

$$f = \frac{F}{tg d} \quad (55)$$

и, приравняв его теоретическому значению потока, найти меру эмиссии

$$f = 1.426 \cdot 10^{-27} Z_i^2 T_x^{\frac{1}{2}} \langle g_{ff} \rangle EM \left[\frac{\text{эр}}{\text{см}^2 \text{с}} \right]. \quad (56)$$

Здесь $\langle g_{ff} \rangle$ - интегральное значение фактора Гаунта, равное в данном случае 1.2.

4. На данном этапе необходимо определить массу излучающего газа. Для этого необходимо определить среднюю концентрацию частиц n_e из меры эмиссии EM , считая ее постоянной вдоль видимого радиуса проекции скопления на картирующую

плоскость и затем найти массу газа, интегрируя по объему скопления (формула (48)).

Необходимо также найти рентгеновскую светимость скопления, умножив поток с единицы его площади на излучающую площадь скопления:

$$L_x = f \pi \frac{L^2}{4} \left[\frac{\text{эр}}{c} \right]. \quad (57)$$

Для сдачи работы необходимо представить:

- 1) Обработанные спектры скоплений и систему условных уравнений.
- 2) Значения T_x , выраженные в кэВ и градусах Кельвина, и их ошибки.
- 3) Значения средней электронной концентрации n_e , массы газа M_g , рентгеновской светимости L_x и всех промежуточных величин.

8.2 Контрольные вопросы

- Излучение горячего оптически тонкого газа.
- Принципы определения температуры, плотности и массы излучающего газа в скоплениях галактик.
- Закон Хаббла
- Вывести формулу (52)

ЛИТЕРАТУРА

Скорость света	$c = 2.997925 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$
Гравитационная постоянная	$G = 6.672 \cdot 10^{-8} \text{ дин} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{г}^{-2}$
Постоянная Планка	$h = 6.626 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}$
Масса протона	$m_p = 1.673 \cdot 10^{-24} \text{ г}$
Постоянная Больцмана	$k = 1.380 \cdot 10^{-16} \text{ эрг} \cdot \text{град}^{-1}$
Электронвольт в эргах	$1 \text{ эВ} = 1.602 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$
Парсек	$3.086 \cdot 10^{18} \text{ см}$
Масса Солнца	$1.991 \cdot 10^{33} \text{ г}$
Светимость Солнца	$3.86 \cdot 10^{33} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$
Радиус Солнца	$6.960 \cdot 10^{10} \text{ см}$
Число секунд в году	$3.156 \cdot 10^7 \text{ с}$

Таблица 4: Значения основных постоянных

- Джиаккони Р. и др. (Giacconi R. et al), 1971, ApJ, 165, L27
 Джиаккони Р. и Гурски Х. (Giacconi R. and Gursky H.), 1974,
 X-Ray Astronomy, Reidel
 Зельдович Я.Б. и Левич Е.В. 1970, Письма в ЖЭТФ, т.11,
 с.57
 Зельдович Я.Б. и Сюняев Р.А. 1969, Astrophysics Spa. Sci.,
 v.4, p.301
 Карабка и ван ден Хьювел (Kahabka P. and van den Heuvel
 E.R.J.). 1997. Ann. Rev. Astron. Astrophys.. 35, 69
 Компанец А.С.. ЖЭТФ. 1956. 31. 876
 Левич Е.В. и Сюняев Р.А., АЖ, 1971, 48, 461
 Миллер и др. (Miller R. et al), 1978, IEEE Trans., N-S 25, 422
 Поздняков Л.А., Соболь И.М.. Сюняев Р.А. в кн. "Итоги
 науки и техники. Астрономия", ВИНИТИ АН СССР, 1982. 21,
 238
 Поздняков Л.А.. Соболь И.М.. Сюняев Р.А. в кн. "Итоги
 науки и техники. Астрономия", ВИНИТИ АН СССР, 1986. 31,
 267
 Сюняев Р.А. и Титарчук Л.Г., 1980, Astron. Aph., 86, 121
 Сюняев Р.А. и Трюмиер. 1979. Nature, 279, 506
 Г. Уокер. "Астрономические наблюдения", М., Мир, 1990
 Физика Космоса. М., "Сов. энциклопедия", 1986
 Шапиро С., Тьюколски С. "Черные дыры, белые карлики и
 нейтронные звезды", М., Мир, 1985

Шакура Н.И. и Сюняев Р.А., 1973, Astron. Aph., 24, 337

Шугаров С.Ю. в сб."Эруптивные звезды" под ред. А.Г. Масевич, М., Наука, 1996, с. 101