

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

Ордена Ленина Институт космических исследований

На правах рукописи

Чуразов Евгений Михайлович

УДК 523.16

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ (МОДУЛЬ КВАНТ)
ИССЛЕДОВАНИЕ ИСТОЧНИКОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ :
ОСТАТКИ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ, СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК, ПУЛЬСАРЫ.

01.04.02

теоретическая и математическая физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

член-корреспондент АН СССР, проф. Р. А. Сюняев

Москва

1989



Handwritten signature

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
<u>ГЛАВА 1.</u> Радиолинии тяжелых элементов от горячего газа в остатках вспышек сверхновых и скоплениях галактик.	
1.1 Параметры переходов между подуровнями сверхтонкой структуры.....	10
1.2 Астрофизические приложения.....	21
1.3 Расчет параметров сверхтонкой структуры для атомов Li и Li-подобных ионов.....	27
<u>ГЛАВА 2</u> Распределение поверхностной яркости рентгеновского излучения скоплений галактик в резонансных линиях	
2.1 Постановка задачи.....	36
2.2 Астрофизические приложения.....	45
2.3 Приложение.....	55
<u>ГЛАВА 3</u> Рентгеновское излучение при взаимодействии разлетающейся оболочки SN 1987A с окружающей средой....	59
<u>ГЛАВА 4</u> Наблюдение рентгеновских источников приборами обсерватории РЕНТГЕН на модуле КВАНТ	
4.1 Приборы обсерватории.....	84
4.2 Наблюдения Крабовидной Туманности приборами ГСПС и ТТМ.....	90
4.3 Наблюдения рентгеновского пульсара Парус X-1 приборами обсерватории РЕНТГЕН.....	99
4.4 Наблюдения рентгеновского пульсара SMC X-1 приборами обсерватории РЕНТГЕН.....	119

4.5 Первые наблюдения района Центра Галактики в диапазоне 2-30 кэВ телескопом ТТМ.....	129
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	137
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	139

ВВЕДЕНИЕ

Астрофизические источники рентгеновского излучения - нейтронные звезды и аккрецирующие черные дыры, остатки вспышек сверхновых, скопления галактик, ядра активных галактик и квазары - являются объектами, в которых реализуются экстремальные физические условия, недостижимые в лабораториях на Земле. Возможность изучения физических процессов в этих объектах по их рентгеновскому излучению оказала большое влияние на быстро развивающуюся в последние десятилетия экспериментальную и теоретическую астрофизику.

В настоящее время на орбите успешно работает международная обсерватория РЕНТГЕН на модуле КВАНТ. Наблюдения модуля КВАНТ уже дали интересную информацию о таких объектах как Сверхновая SN1987A, пульсар Геркулес X-1, рентгеновский источник Лебедь X-1 и многих других. Одновременно большое значение имеет поиск альтернативных методов изучения источников рентгеновского излучения, без привлечения космических аппаратов. Рассматриваемая в работе возможность наблюдения радиолиний от горячей и разреженной плазмы остатков вспышек сверхновых и скоплений галактик может стать одним из таких методов.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ.

В первой главе обсуждается возможность изучения горячей и разреженной плазмы скоплений галактик и остатков вспышек сверхновых по излучению в радиолиниях сверхтонкого расщепления

основных состояний ионов тяжелых элементов, изотопы которых имеют ненулевой спин ядра. Расчеты по полуэмпирической формуле Ферми-Сегре $\lambda \sim \mu^{-1} \cdot Z^{-3}$ (где μ — магнитный момент, Z — заряд ядра), проведенные для большинства астрофизически обильных элементов, показали, что переходы между подуровнями основных состояний H- и Li-подобных ионов тяжелых элементов лежат в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах спектра. По своим свойствам такие переходы полностью аналогичны линии $\lambda 21$ см нейтрального водорода. Для наиболее интересной линии $\lambda 3.06$ мм Li-подобного ^{57}Fe проведены квантовомеханические расчеты методом Хартри-Фока, с учетом релятивистских поправок и структуры ядра. Показано, что для достижения точности выше 1% одноконфигурационный метод Хартри-Фока недостаточен как для нейтральных атомов, так и для многозарядных ионов. При этом необходим учет спиновой поляризации, который можно осуществить с помощью двух конфигураций. При анализе поправок оказалось, что основной вклад вносят релятивистские эффекты и учет структуры ядра. Окончательная точность расчета длины волны, по-видимому, близка к 0.2%.

Наилучшие условия для формирования таких линий реализуются в горячей плазме остатков вспышек сверхновых и скоплений галактик. Анализ различных механизмов возбуждения линий сверхтонкого расщепления показал, что главным процессом для водородоподобных ионов является резонансное рассеяние электрона на водородоподобном ионе, состоящее в образовании и обратном распаде автоионизационного состояния гелиеподобного иона. Для

литиеподобных ионов основным процессом является возбуждение подуровней сверхтонкой структуры через промежуточный уровень $2s - 2p - 2s$. Несмотря на малые значения потоков, предсказываемые для известных объектов, предлагаемый метод позволяет надеяться на обнаружение таких линий при помощи наземных радиотелескопов.

Во второй главе рассматривается влияние рассеяния рентгеновских фотонов в резонансных линиях тяжелых элементов на наблюдаемое распределение поверхностной яркости в этих линиях. Показано, что оптическая толщина по рассеянию в рентгеновских линиях железа в условиях скоплений галактик может быть заметно больше единицы. Рассеяние приводит к искажению распределения поверхностной яркости в резонансных линиях: понижению яркости в центральной части скопления и повышению на краях. Одновременно искажается и профиль линии: возникает характерная для задач рассеяния седлообразная форма. Основным источником информации об обилии тяжелых элементов в скоплениях галактик является эквивалентная ширина эмиссионных линий, вычисляемая как отношение потока в линии к интенсивности непрерывного спектра на данной частоте. Так как рассеяние влияет исключительно на поверхностную яркость излучения в линии, то рассматриваемый механизм приводит к сильной зависимости эквивалентной ширины от расстояния до центра скопления. Для случая малой толщи получены простые аналитические зависимости. Реальная задача для скопления галактик в созвездии Персей была решена численно методом итераций. Пренебрежение эффектом рассеяния может приводить к недооценке в 1.5-2 раза обилия тяжелых элементов в

скоплениях галактик.

В третьей главе приведены результаты наблюдений района Сверхновой SN 1987A телескопом ТТМ на модуле КВАНТ. Изображение Большого Магелланова Облака, полученное телескопом, содержит 5 известных источников: БМО X-1, БМО X-2, БМО X-3, БМО X-4, 50 миллисекундный пульсар 0540-639. Из области SN 1987A значимого потока зафиксировано не было. Используя пульсар 0540-639 для калибровки чувствительности прибора, удалось найти верхние пределы на излучение Сверхновой в диапазоне 2-32 кэВ в июне-августе 1987 года. Излучение в этом диапазоне может возникать при взаимодействии разлетающейся оболочки Сверхновой с окружающей средой. Такое взаимодействие описано в рамках гидродинамического приближения. Для простых законов распределения плотности окружающего газа получены аналитические формулы, описывающие зависимость от времени параметров газа, сжатого и разогретого ударными волнами. Рассчитаны спектры излучения разогретого газа. По данным телескопа ТТМ поставлены верхние пределы на его плотность.

В четвертой главе приводятся результаты наблюдений рентгеновских источников приборами обсерватории РЕНТГЕН, в частности пульсаров Vela X-1 и Smc X-1.

Измерения периода пульсара NP0532 в Крабовидной туманности (данные прибора ГСПС) хорошо согласуются с экстраполяцией радионаблюдений 1979 г., что свидетельствует об отсутствии сильных возмущений в среднем темпе замедления вращения нейтронной звезды и подтверждает правильность точной временной привязки данных, поступающих с модуля КВАНТ.

Несколько серий наблюдений пульсара Vela X-1, входящего в двойную систему с оптической звездой массой $\sim 20 M_{\odot}$, дали важную информацию о переменности и спектре этого источника. Измеренный период пульсаций рентгеновского излучения $P = 283.1597$ с является наибольшим значением за всю историю наблюдений с 1975 года. Использование данных приборов ТТМ и ГЕКСЕ обсерватории РЕНТГЕН позволило построить профиль импульса рентгеновского излучения в широком диапазоне энергий 2-70 кэВ.

Для другой двойной системы Smc X-1/Sk160 по данным прибора ТТМ зафиксировано затмение рентгеновского источника нормальной компонентой. Значение периода пульсаций рентгеновского излучения 0.710097 с, определенное по анализу данных наблюдений прибора ГЕКСЕ, свидетельствует о практически постоянном темпе ускорения нейтронной звезды в период с 1975 - 1988 г.г. $P/P = -1.4 \cdot 10^{-4}$ лет $^{-1}$.

Возможность построения изображений в диапазоне энергий 2-30 кэВ телескопом ТТМ была наиболее полно использована при изучении Большого Магелланова Облака и области центра Галактики. При наблюдении последнего в течение 2700 сек 21 октября 1988 года зафиксировано 5 ярких источников в области $15^{\circ} \times 15^{\circ}$ с центром вблизи источника GX 1+4. По данным телескопа ТТМ построены энергетические спектры этих источников.

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ

1. Предсказано наличие в спектре радиоизлучения скоплений галактик и остатков вспышек Сверхновых линий, соответствующих переходам в сверхтонкой структуре высокозарядных ионов.

2. Показано влияние рассеяния рентгеновских резонансных фотонов на наблюдаемое распределение поверхностной яркости скоплений галактик.

3. Разработаны алгоритмы построения изображений и восстановления спектров телескопа с кодирующей апертурой ТТМ.

4. Поставлены верхние пределы на поток от Сверхновой SN 1987A в диапазоне 2-32 кэВ. Получены ограничения на параметры среды, окружающей SN 1987A.

5. Разработаны алгоритмы временного анализа рентгеновских данных приборов обсерватории РЕНТГЕН.

6. Проведен временной анализ данных наблюдений пульсаров Vela X-1, Smc X-1, NP0532.

7. Построены энергетические спектры ряда источников в диапазоне 2-30 кэВ (данные прибора ТТМ).

Глава 1.

РАДИОЛИНИИ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ОТ ГОРЯЧЕГО ГАЗА

В ОСТАТКАХ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ И СКОПЛЕНИЯХ ГАЛАКТИК

Переходы между подуровнями сверхтонкой структуры для водородоподобных и литиеподобных ионов изотопов азота, магния, натрия, алюминия, марганца и ряда других элементов, в частности, железа и кремния, лежат в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах спектра. Предсказываемые потоки излучения в линиях азота $\lambda 5.64$ мм и железа $\lambda 3.06$ мм от остатков вспышек сверхновых и центральных областей ряда скоплений позволяют надеяться на их экспериментальное обнаружение. Наблюдение миллиметровых линий могло бы стать новым методом исследования химического состава и диагностики горячей астрофизической плазмы.

1.1 Параметры переходов между подуровнями сверхтонкой структуры

1.1.1 Введение.

Горячий и разреженный газ с электронной температурой от $5 \cdot 10^7$ до 10^8 К наблюдается методами рентгеновской астрономии в остатках вспышек сверхновых и в скоплениях галактик. При столь высоких температурах даже тяжелые элементы сильно ионизированы и отдельные элементы будут присутствовать в плазме в виде водородоподобных ионов (ядро заряда Z и один электрон), другие в виде гелиеподобных или литиеподобных (ядро и три электрона) ионов. В рентгеновских спектрах упомянутых выше объектов

обнаружены линии водородо-, гелие-, литиеподобных ионов железа, кислорода, азота, неона, кремния, серы, марганца, линии других ионов железа. Кроме того, в нескольких остатках вспышек сверхновых обнаружена эмиссия в "корональных" линиях высокоионизированного железа FeXIV. Основные уровни водородо- и литиеподобных ионов ряда тяжелых элементов, в первую очередь азота, алюминия, магния и ряда изотопов других элементов, имеющих отличные от нуля спины ядер, могут иметь сверхтонкую структуру (Сюняев и Чуразов, 1984). Радиолнии, соответствующие переходам между компонентами сверхтонкой структуры, полностью аналогичны линиям: λ 21 см нейтрального водорода, предсказанной в 1944 г. ван де Хулстом; λ 92 см нейтрального дейтерия (Шкловский, 1949), λ 3.46 см однократно ионизированного ^3He (Таунс, 1957, Сюняев, 1966; Голдвайа и Миллер Госс, 1967), дублету нейтрального азота с λ 11.5 м и λ 19.1 м (Шкловский, 1956). Однако, в интересующем нас случае высокозарядных ионов из-за большого заряда ядра длины волн переходов лежат в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах спектра. Оценки интенсивности позволяют надеяться на обнаружение миллиметровых линий λ 5.64 мм водородоподобного иона N VII и λ 3.06 мм литиеподобного иона FeXXIV изотопа ^{57}Fe , имеющего обилие 2.2% от основного изотопа ^{56}Fe .

1.1.2. Длины волн переходов для водородоподобных и литиеподобных ионов.

Как уже отмечалось, сверхтонкое расщепление существует лишь для ядер с ненулевыми спинами. К сожалению, наиболее

обильные элементы ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Fe}$ имеют нулевые спины ядер и, следовательно, радиолинии могут быть только у ионов их малораспространенных изотопов. Отметим также, что сверхтонкое расщепление основных состояний отсутствует у ионов с полностью завершёнными электронными оболочками, в частности, у гелиеподобных, бериллиеподобных, неоноподобных ионов. Расчет длин волн наиболее прост для ионов с одним s-электроном сверх заполненных оболочек (водородо-, литие-, натриеподобные ионы).

Как было показано Ферми (1930), сверхтонкое расщепление основного уровня водородоподобных ионов (полный момент $J = 1/2$, орбитальный $L = 0$, спин $S = 1/2$) на два подуровня с полными моментами $F = I \pm 1/2$ соответствует разности энергий

$$\Delta E = \frac{8\alpha^2}{3} \cdot \mu Z^3 \left(\frac{m_e}{m_p} \right) \cdot R_y \cdot \frac{I+1/2}{I}$$

где I - спин ядра, $\alpha = \frac{e^2}{h \cdot c} = 1/137$ - постоянная тонкой структуры, μ - магнитный момент ядра в ядерных магнетонах, m_e и m_p - массы электрона и протона, $R_y = \frac{e^4 m_e}{2 h^2} = 13.5$ эВ, Z - заряд ядра. Формулу Ферми удобно переписать в виде

$$\lambda = 21.071 \cdot \frac{\mu_H}{\mu} \cdot \frac{4 \cdot I}{2 \cdot I + 1} \cdot \frac{1}{Z^3} \text{ см}$$

где $\mu_H = 2.7928$ - магнитный момент протона. Длины волн для ряда изотопов приведены в таблице 1.1.1. При вычислениях учитывались

Изотоп J	μ	β	$\lambda_{[H]}$, см	$W_{[H]}$, с $^{-1}$	$\lambda_{[Li]}$, см	$W_{[Li]}$, с $^{-1}$	$\lambda_{[Na]}$, см	$W_{[Na]}$, с $^{-1}$
^1H 1/2	2.7928	1	21	$2.85 \cdot 10^{-15}$				
^2H 1	0.85742	$1.5 \cdot 10^{-4}$	91.6	$4.65 \cdot 10^{-17}$				
^3He 1/2	-2.1276	$4.1 \cdot 10^{-7}$	3.5	$1.9 \cdot 10^{-12}$				
^6Li 1	0.8220	$3.7 \cdot 10^{-13}$	3.53	$8.1 \cdot 10^{-13}$				
^7Li 3/2	3.2564	$4.7 \cdot 10^{-12}$	4.00	$4.0 \cdot 10^{-11}$	130	$17 \cdot 10^{-17}$		
^9Be 3/2	-1.1776	$1.3 \cdot 10^{-11}$	1.17	$4.2 \cdot 10^{-11}$	24.1	$4.8 \cdot 10^{-15}$		
^{10}B 3	4.8007	$2.10 \cdot 10^{-10}$	4.47 $\cdot 10^{-1}$	$5.1 \cdot 10^{-10}$	7.20	$1.2 \cdot 10^{-13}$		
^{11}B 3/2	2.6885	$8 \cdot 10^{-10}$	2.62 $\cdot 10^{-1}$	$2.2 \cdot 10^{-9}$	4.22	$5.4 \cdot 10^{-13}$		
^{12}C 1/2	0.7024	$3.3 \cdot 10^{-6}$	3.87 $\cdot 10^{-1}$	$4.6 \cdot 10^{-10}$	5.39	$1.7 \cdot 10^{-13}$		
^{14}N 1	0.4036	$9.1 \cdot 10^{-5}$	5.64 $\cdot 10^{-1}$	$2.0 \cdot 10^{-10}$	7.46	$9.8 \cdot 10^{-14}$		
^{15}N 1/2	-0.2831	$3.7 \cdot 10^{-7}$	6.03 $\cdot 10^{-1}$	$3.6 \cdot 10^{-10}$	7.65	$1.8 \cdot 10^{-13}$		
^{17}O 5/2	-1.8937	$2.6 \cdot 10^{-7}$	4.01 $\cdot 10^{-1}$	$6.2 \cdot 10^{-8}$	4.49	$3.6 \cdot 10^{-11}$		
^{19}F 1/2	2.6287	$4.0 \cdot 10^{-8}$	3.05 $\cdot 10^{-2}$	$9.6 \cdot 10^{-7}$	0.344	$6.6 \cdot 10^{-10}$		
^{21}Ne 3/2	-0.6618	$2.3 \cdot 10^{-7}$	4.32 $\cdot 10^{-1}$	$2.8 \cdot 10^{-8}$	1.43	$2.3 \cdot 10^{-11}$		
^{23}Na 3/2	2.218	$1.8 \cdot 10^{-6}$	2.96 $\cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$	0.311	$1.3 \cdot 10^{-9}$	16	$9.6 \cdot 10^{-15}$
^{25}Mg 5/2	-0.8553	$2.6 \cdot 10^{-6}$	6.54 $\cdot 10^{-2}$	$2.2 \cdot 10^{-7}$	0.671	$2.1 \cdot 10^{-10}$	16	$1.6 \cdot 10^{-14}$
^{27}Al 5/2	3.6414	$2.5 \cdot 10^{-6}$	1.21 $\cdot 10^{-2}$	$2.5 \cdot 10^{-5}$	0.121	$2.5 \cdot 10^{-8}$	2.0	$5.5 \cdot 10^{-12}$
^{29}Si 1/2	-0.5553	$1.6 \cdot 10^{-6}$	3.79 $\cdot 10^{-2}$	$1.5 \cdot 10^{-6}$	0.374	$1.5 \cdot 10^{-9}$	5.0	$6.3 \cdot 10^{-13}$
^{31}P 1/2	1.1317	$3.3 \cdot 10^{-7}$	1.51 $\cdot 10^{-2}$	$7.8 \cdot 10^{-6}$	0.146	$8.6 \cdot 10^{-9}$	1.6	$6.5 \cdot 10^{-12}$
^{33}S 3/2	0.6433	$1.2 \cdot 10^{-7}$	3.27 $\cdot 10^{-2}$	$1.2 \cdot 10^{-6}$	0.312	$1.3 \cdot 10^{-9}$	3.1	$1.3 \cdot 10^{-12}$
^{35}Cl 3/2	0.8218	$3.0 \cdot 10^{-7}$	2.13 $\cdot 10^{-2}$	$4.2 \cdot 10^{-6}$	0.201	$5.0 \cdot 10^{-9}$	4.8	$7.0 \cdot 10^{-12}$
^{37}Cl 3/2	0.6841	$1.0 \cdot 10^{-7}$	2.55 $\cdot 10^{-2}$	$2.4 \cdot 10^{-6}$	0.241	$2.9 \cdot 10^{-9}$	2.1	$4.4 \cdot 10^{-12}$
^{39}K 3/2	0.3914	$8.3 \cdot 10^{-8}$	3.17 $\cdot 10^{-2}$	$1.3 \cdot 10^{-6}$	0.294	$1.6 \cdot 10^{-9}$	2.2	$3.8 \cdot 10^{-12}$
^{41}K 3/2	0.2149	$6.0 \cdot 10^{-9}$	5.78 $\cdot 10^{-2}$	$2.1 \cdot 10^{-7}$	0.535	$2.6 \cdot 10^{-10}$	4.0	$6.2 \cdot 10^{-13}$
^{43}Ca 7/2	-1.3170	$3.0 \cdot 10^{-9}$	9.40 $\cdot 10^{-3}$	$7.3 \cdot 10^{-5}$	0.0802	$9.4 \cdot 10^{-8}$	0.61	$2.7 \cdot 10^{-10}$
^{45}Sc 7/2	4.7564	$1.7 \cdot 10^{-9}$	2.24 $\cdot 10^{-3}$	$4.2 \cdot 10^{-8}$	2.03 $\cdot 10^{-2}$	$5.6 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-1}$	$1.8 \cdot 10^{-8}$
^{47}Ti 5/2	-0.7883	$1.1 \cdot 10^{-8}$	4.11 $\cdot 10^{-2}$	$4.5 \cdot 10^{-5}$	1.01 $\cdot 10^{-1}$	$6.2 \cdot 10^{-8}$	$6.5 \cdot 10^{-1}$	$2.3 \cdot 10^{-10}$
^{49}Ti 7/2	-1.1039	$7.7 \cdot 10^{-8}$	8.35 $\cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-4}$	7.54 $\cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-7}$	$4.9 \cdot 10^{-1}$	$5.2 \cdot 10^{-10}$
^{51}V 7/2	5.149	$2.5 \cdot 10^{-8}$	1.56 $\cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	1.40 $\cdot 10^{-2}$	$1.7 \cdot 10^{-5}$	$8.7 \cdot 10^{-2}$	$7.0 \cdot 10^{-8}$
^{53}Cr 3/2	-0.4744	$6.8 \cdot 10^{-8}$	1.27 $\cdot 10^{-2}$	$3.3 \cdot 10^{-5}$	1.43 $\cdot 10^{-1}$	$4.7 \cdot 10^{-8}$	$6.8 \cdot 10^{-1}$	$2.1 \cdot 10^{-10}$
^{55}Mn 5/2	3.444	$2.5 \cdot 10^{-7}$	1.71 $\cdot 10^{-3}$	$8.9 \cdot 10^{-5}$	1.52 $\cdot 10^{-2}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$	$8.9 \cdot 10^{-2}$	$6.6 \cdot 10^{-8}$
^{57}Fe 5/2	0.0907	$8.8 \cdot 10^{-7}$	3.48 $\cdot 10^{-2}$	$6.4 \cdot 10^{-7}$	3.06 $\cdot 10^{-1}$	$9.4 \cdot 10^{-10}$	1.8	$5.0 \cdot 10^{-12}$
^{59}Co 7/2	4.649	$1.3 \cdot 10^{-7}$	1.05 $\cdot 10^{-3}$	$4.1 \cdot 10^{-2}$	9.15 $\cdot 10^{-3}$	$6.1 \cdot 10^{-5}$	$5.1 \cdot 10^{-2}$	$3.5 \cdot 10^{-7}$

Таблица 1.1.1

релятивистские поправки. Формулы для поправок приведены в книге Собельмана (1977).

Следуя Фолди (1958) и Собельману (1977), приведем формулу Ферми-Сегре для сверхтонкого расщепления основного уровня щелочных атомов (и подобных им ионов)

$$\Delta E = \frac{8}{3} \cdot \frac{\alpha^2 \mu \cdot Z_a^2 Z}{n_*^3} \cdot \left(\frac{m_e}{m_p} \right) \cdot \left[1 + \left| \frac{\partial \Delta}{\partial n} \right| \right] \cdot Ry \cdot \frac{I+1/2}{I}$$

т. е.

$$\lambda_{[Li]} = \lambda_{[H]} \cdot \left(\frac{Z}{Z_a} \right) \cdot \frac{n_*^3}{\left[1 + \left| \frac{\partial \Delta}{\partial n} \right| \right]}$$

где $\lambda_{[Li]}$ и $\lambda_{[H]}$ - длины волн переходов для литие- и водородоподобных ионов данного изотопа, Z_a - спектроскопический символ иона ($Z_a = Z - 2$ для литиеподобных и $Z_a = Z - 10$ для натриеподобных ионов); n_* - эффективное главное квантовое число, которое определяется из условия: потенциал ионизации литиеподобного иона равен $\chi = \frac{Z_a^2 \cdot Ry}{n_*^2}$; Δ - квантовый дефект, $\left| \frac{\partial \Delta}{\partial n} \right|$

« 1. Так как $n_* > 1$ и $Z > Z_a$, очевидно, что $\lambda_{[Li]}$ систематически и существенно превышает $\lambda_{[H]}$.

Остановимся лишь на этих простейших типах ионов, хотя расщепление существует и для других типов ионов. Отметим, что для ионов с одним или несколькими р-электронами на внешней оболочке при расчете длин волн сверхтонких переходов необходимо учитывать кроме магнитного еще и квадрупольное

расщепление. Точность оценок длин волн в случае многоэлектронного иона недостаточно высока и требует проведения специальных исследований как теоретических, так и в экспериментах в лабораторных условиях. В общем случае переход к р-электронам означает смещение радиолиний в еще более длинноволновую область по сравнению с водородоподобными и литиеподобными ионами.

1.1.3 Вероятности переходов.

Вероятность магнитодипольного перехода между подуровнями сверхтонкой структуры основных уровней водородо-, литие- и натриеподобных ионов равна (Берестецкий, Лифшиц, Питаевский, 1980) :

$$W = \frac{8\pi}{3} \cdot \alpha \cdot \frac{h^2 \nu^3}{m_p^2 c^4} \cdot \frac{I}{2I+1} = W_H \cdot \left(\frac{\lambda_H}{\lambda} \right)^3 \cdot \frac{4I}{2I+1}$$

где $W_H = 2.85 \cdot 10^{-15} \text{ с}^{-1}$. Таким образом, $W \sim Z^9 \cdot \mu^3 \cdot (1+2/I)^2$. При расчете длин волн и вероятностей перехода, приведенных в таблице 1.1.1, использовались значения I и μ из справочников Селинова (1979) и Радцига и Смирнова (1983).

1.1.4 Степень ионизации элементов.

В рассматриваемых приложениях (горячий газ в остатках вспышек сверхновых и скоплениях галактик) при расчетах степени ионизации эффектов используется так называемое корональное приближение. Ионизация электронными ударами уравнивается

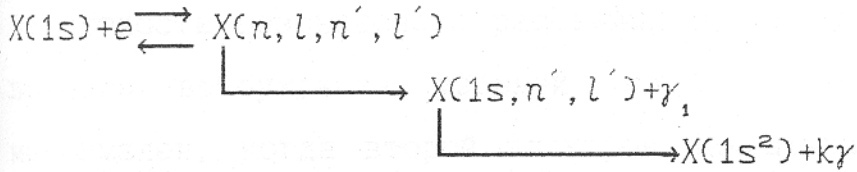
радиационной и диэлектронной рекомбинацией, плазма прозрачна для собственного ионизирующего излучения. На рис. 1.1.1а, 1.1.2а, 1.1.3а приведены результаты расчетов ионизационного равновесия для азота, алюминия (Джейн, Нараин, 1978) и железа (Джекобс и др., 1977; Шулл, 1982). Отметим, что в молодых остатках вспышек сверхновых равновесная степень ионизации может не успеть установиться.

1.1.5 Механизмы возбуждения подуровней сверхтонкой структуры ионов.

Возбуждение подуровней сверхтонкой структуры водородоподобных ионов в горячей плазме происходит вследствие следующих процессов:

1. рекомбинации электрона ядром,
2. ионизации гелиеподобного иона,
3. возбуждения уровней водородоподобного иона (уровней $2p$, $2s$, $3p$ и т. д.) электронными ударами; последующие радиационные переходы, в соответствии с ветвлением, идут как на верхний, так и на нижний подуровни,
4. резонансного рассеяния электрона ионом,
5. перезарядки с другими ионами,
6. обменного взаимодействия электрона в ионе с пролетающим свободным электроном,
7. взаимодействия с магнитным моментом пролетающего электрона,
8. резонансного рассеяния фотонов (Филд, 1957, Варшалович, 1967).

Анализ показал, что главным процессом является резонансное рассеяние электрона на водородоподобном ионе, состоящее в образовании и обратном распаде автоионизационного состояния гелиеподобного иона:



Автоионизационное состояние с двумя возбужденными электронами $X(n, l, n', l')$ имеет положительную энергию и может распасться

- а) вследствие Оже-эффекта и
- б) излучив резонансный фотон.

Второй канал приводит к диэлектронной рекомбинации (Берджесс 1964, Бейгман и др. 1968) и существенно влияет на ионизационное равновесие. Первый канал, очевидно, не влияет ни на ионизационное равновесие, ни на излучение плазмы. Единственным его следствием является заселение верхнего подуровня сверхтонкой структуры ионов.

Можно сделать грубую оценку скорости возбуждения по этому каналу. Для этого достаточно оценить сечение захвата электрона. Сечение захвата, сопровождающегося возбуждением уровня $nl=2p$ или $2s$, близко к сечению возбуждения электронным ударом соответствующих уровней вблизи порога, т. е.

$$\sigma_{1s-2p} \approx \pi a_0^2 \cdot \frac{8\pi}{\sqrt{3}} \cdot f_{1s-2p} \cdot Z^{-4} \cdot 0.2$$

(ван Режемортер 1962, Вайнштейн и др. 1979). В резонансном

рассеянии участвуют электроны с энергией, меньшей необходимой для возбуждения резонансных уровней водородоподобных ионов, на величину порядка энергии связи второго возбужденного электрона. Следовательно, при температурах ниже потенциала возбуждения вторых уровней в водородоподобных ионах $kT_e < 3/4 \cdot Z^2 Ry$ вероятность резонансного рассеяния будет превышать вероятность прямого возбуждения уровней электронными ударами. Выигрыш максимален, когда второй электрон захватывается на достаточно низкие уровни с $n \sim 2-3$. Можно воспользоваться оценкой, приблизительно отражающей соотношение между прямым процессом и резонансным рассеянием, т.е.

$$\langle \sigma v \rangle_{res} \approx \langle \sigma v \rangle_{1-2} \cdot \exp\left\{ \frac{Z^2 Ry}{4kT_e} \right\},$$

$$\text{где } \langle \sigma v \rangle_{1-2} = \langle \sigma v \rangle_{1s-2p} + \langle \sigma v \rangle_{1s-2s} \propto Z^{-3} \cdot \exp\left\{ -\frac{3Z^2 Ry}{4kT_e} \right\},$$

$\langle \sigma v \rangle_{1s-2p}$, $\langle \sigma v \rangle_{1s-2s}$ - скорость возбуждения уровней $2p$ и $2s$ в водородоподобных ионах (Вайнштейн и др. 1979). Общий вид зависимости $\langle \sigma v \rangle_{1s-2p}$ и $\langle \sigma v \rangle_{res}$ для водородоподобного азота показан на рис. 1.1.1б.

В случае литиеподобных ионов основным уровнем является уровень $2s$, поэтому особенно эффективным оказывается возбуждение уровня $2p$. Это обусловлено отсутствием экспоненциального фактора в выражении для $\langle \sigma v \rangle$ (т.к. $\Delta E_{2s-2p} \ll kT_e$ - температуры, при которой существуют литиеподобные ионы данного элемента) и большой величиной $f_{2s-2p} / \Delta E_{2s-2p}$. Оценки

Рис. 1.1.1

а) Ионизационные кривые для азота; $\delta(T) = \frac{N(Z)}{\sum N(Z)}$ - доля данного иона.

б) темп возбуждения $\langle \sigma v \rangle_{1s-2p}$ и темп резонансного рассеяния для водородоподобного иона азота.

в) фактор $\delta(T) \cdot \langle \sigma v \rangle$, определяющий зависимость интенсивности линии от температуры.

Рис. 1.1.2

а) Ионизационные кривые для алюминия.

б) темп возбуждения $\langle \sigma v \rangle_{2s-2p}$ и для литиеподобного иона алюминия.

в) фактор $\delta(T) \cdot \langle \sigma v \rangle$.

Рис. 1.1.3

а) Ионизационные кривые для железа.

б) темп возбуждения $\langle \sigma v \rangle_{2s-2p}$ и для литиеподобного иона железа.

в) фактор $\delta(T) \cdot \langle \sigma v \rangle$.

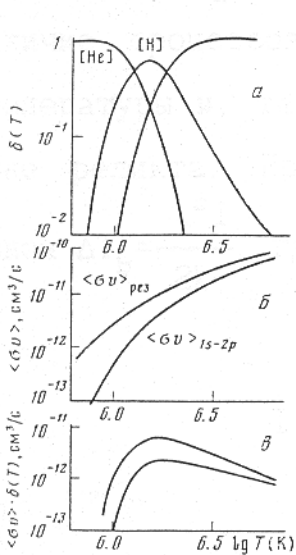


Рис. 1.1.1

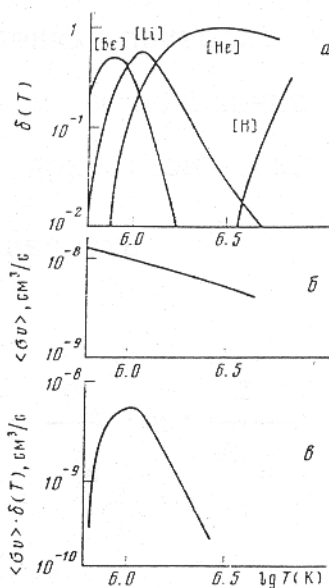


Рис. 1.1.2

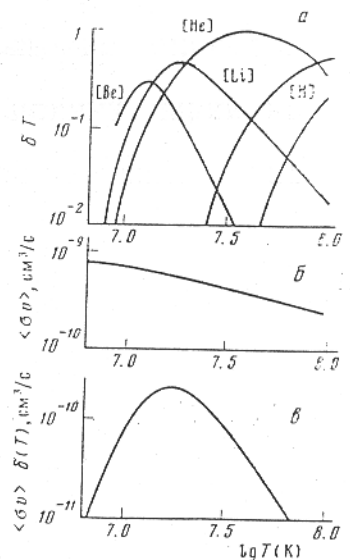


Рис. 1.1.3

показывают, что характерные величины скоростей возбуждения $2s-2p$ в литиеподобных ионах превышают в сотни раз $\langle \sigma v \rangle_{1s-2p}$ для водородоподобных ионов. Приблизительный вид $\langle \sigma v \rangle_{2s-2p}$ для литиеподобного железа показан на рис. 1.1.3. Столь высокие значения $\langle \sigma v \rangle$ позволяют надеяться на обнаружение эмиссионных линий литиеподобных ионов даже от газа со сравнительно малой мерой эмиссии. В скоплениях галактик с большой оптической толщиной $\tau \geq 10$ в резонансных линиях диффузия рентгеновских и ультрафиолетовых фотонов может приводить к дополнительному увеличению заселенности возбужденных подуровней сверхтонкой структуры. Отметим, что не каждый акт взаимодействия приводит к переходу электронов с нижнего подуровня на верхний. Для оценок принято значение коэффициентов ветвления, определяющего долю таких переходов, равное одной второй.

1.1.6. Оценки излучения в миллиметровых линиях.

Если бы отсутствовали электронные удары, то населенность уровней сверхтонкой структуры соответствовала бы спиновой температуре $T_s = 3K$ (все определяет фоновое излучение с $T = 3K$). Наличие процессов возбуждения приводит к повышению спиновой температуры и, таким образом, к появлению эмиссионных линий на фоне реликта. Превышение яркостной температуры в линии над фоном $\Delta T_b = \frac{\lambda^2 I}{2k}$, где интенсивность

$$I = \frac{1}{4\pi^{3/2}} \cdot \frac{g_u}{g_d} \cdot h\nu \cdot \frac{1}{\Delta\nu_D} \cdot \beta \cdot \Phi ,$$

g_b и g_h - статистические веса подуровней сверхтонкой структуры,
 $\Delta\nu_D$ - доплеровская ширина линии, β - обилие изотопа
 относительно водорода

$$\Phi = \int \frac{\delta(T) \cdot W \cdot n_e \cdot \langle \sigma \nu \rangle}{n_e \langle \sigma \nu \rangle \frac{g_d}{g_u} + W \cdot (1+N) + n_e \langle \sigma \nu \rangle + W \cdot N \cdot \frac{g_u}{g_d}} dl =$$

$$= \begin{cases} \int \delta(T) \cdot W \cdot n_e \cdot g_u / (g_u + g_d) dl, & n_e \langle \sigma \nu \rangle \gg W \cdot (1+N) \\ \int \frac{\delta(T) \cdot \langle \sigma \nu \rangle \cdot n_e^2}{1 + N + N \cdot g_u / g_d} dl, & n_e \langle \sigma \nu \rangle \ll W \cdot (1+N) \end{cases}$$

где $\delta(T) = \frac{N(Z)}{\sum N(Z)}$ - доля ионов данного сорта при данной температуре, $\langle \sigma \nu \rangle$ - суммарная скорость возбуждения, W - вероятность радиационного перехода с верхнего уровня на нижний, N - число заполнения микроволнового фонового излучения на длине волны перехода, n_e - электронная концентрация. Интегрирование ведется вдоль луча зрения в горячем газе.

1.2. Астрофизические приложения.

Лучшими кандидатами для наблюдения являются линии

водородоподобного азота λ 5.64мм ($\nu = 5.32 \cdot 10^4$ гц) и литиеподобного иона изотопа железа ^{57}Fe с λ 3.06мм ($\nu = 9.79 \cdot 10^4$ гц). Азот ^{14}N , железо ^{57}Fe имеют относительно высокое обилие. Кроме того, линия литиеподобного железа открывает возможность исследования горячих облаков газа с $10^7 - 10^8$ К. В этой зоне температур предлагаемый метод не имеет конкурента в лице хорошо известных оптических "корональных" линий.

1.2.1. Излучение остатков вспышек сверхновых в линиях азота

λ 5.64

Как видно из рис.1.1.1а, относительное обилие водородоподобного иона азота $\delta(T)$ максимально при $T \sim 2 \cdot 10^6$ К, температуре, типичной для немолодых остатков вспышек сверхновых. Интенсивность (яркостная температура) в линии λ 5.64 мм пропорциональна мере эмиссии газа пока $n_e \leq 20 \text{ см}^{-3}$. При $n_e \geq 20 \text{ см}^{-3}$ интенсивность пропорциональна числу ионов азота N VII на луче зрения.

Одним из наиболее интересных объектов для наблюдения является остаток вспышки сверхновой Корма А. Петре и др. (1982) при изучении рентгеновского излучения этого объекта при помощи телескопа эйнштейновской обсерватории обнаружили ряд ярких деталей. В области с угловыми размерами $2' \times 4'$ с центром в точке с координатами $\alpha = 8^{\text{h}}22^{\text{m}}30^{\text{s}}$ и $\delta = -42^{\circ}48'$ (восточный яркий узел) мера эмиссии достигает $\geq 1.7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-5}$. Петре и др. (1982) полагают, что $L \sim 2pc$, $n_e \sim 30 \text{ см}^{-3}$. При такой плотности подуровни сверхтонкой структуры N VII должны быть населены в

соответствии со спиновой температурой $T_s \gg h\nu$ и яркостная температура излучения в линии должна быть пропорциональна $n_e L$. Наблюдения в корональной линии $\lambda 5383\text{ \AA}$ Fe XIV от этой области указывают на температуру $T \sim 2 \cdot 10^6$ К. Предположив нормальное обилие азота, находим яркостную температуру $\Delta T_b \sim 1.5$ мК в линии азота. Однако, обилие азота в остатках вспышек сверхновых может намного превышать солнечное. В случае Кормы А, согласно оптическим наблюдениям филаментов в линиях N II (Допита и др., 1977), обилие азота в 10 раз превышает нормальное космическое обилие, т.е. ΔT_b должна достигать 15 мК. Эта оценка предполагает, что скорости атомов азота в узле тепловые $v_T = (2kT/14m_p)^{1/2} \approx 50$ км/с. Линия Fe XIV показывает турбулентное уширение порядка 150 км/с. В этом случае ширина линии в три раза больше и, соответственно, в три раза ниже ее яркость в центре линии ~ 5 мК. Отметим для сравнения, что яркостная температура тормозного излучения узла составляет $\sim 0,2$ мК. При такой ширине линии азота значение частоты центра линии необходимо знать с точностью $\Delta\nu/\nu \sim 5 \cdot 10^{-4}$. Точность расчетов позволяет обеспечить точность порядка $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-3}$.

Интересными кандидатами, с точки зрения наблюдения в линии $\lambda 5.64\text{ \mu m}$, являются остатки вспышек сверхновых в БМО. Значения температур и плотностей, приводимые Лонгом и др. (1979), позволяют надеяться, что объекты N63A и N132D могут дать ΔT_b порядка нескольких мК в линии $\lambda 5.64\text{ \mu m}$ (при нормальном обилии азота).

1.2.2. Прозрачность атмосферы в линии азота $\lambda 5.64\text{ \mu m}$

К сожалению, линия попадает в область заметного атмосферного поглощения молекулярным кислородом. Согласно данным Ребера (1972) и Исхакова и др. (1981), ослабление на уровне моря составляет 6 децибел, т.е. яркостная температура уменьшается в 4 раза. На высоте 5 км ослабление составляет 1.7 раза. Отметим, что поглощение имеет резонансный характер, т.е. даже небольшое красное смещение линии ($\sim 2\%$) резко улучшает условия наблюдений. Следовательно, при наблюдениях в линии внегалактических объектов либо зон в молодых остатках сверхновых, движущихся от наблюдателя со скоростями порядка 5000 км/с, поглощение в атмосфере незначительно.

1.2.3. Наблюдение нестабильных изотопов в остатках вспышек сверхновых.

Кроме исследования изотопического состава газа в остатках вспышек сверхновых, предлагаемый метод открывает уникальную возможность наблюдения нестабильных изотопов, время жизни которых превышает возраст остатка. Особый интерес, с этой точки зрения, представляет литиеподобный ион ^{26}Al с длиной волны $\lambda \approx 1.7\text{мм}$, периодом полураспада $\sim 7.4 \cdot 10^5$ лет и оптимальной для наблюдений температурой газа $\sim 10^6\text{К}$. Особенно интересно, если удастся пронаблюдать в одном остатке вспышки линии ^{26}Al , ^{27}Al , ^{27}Mg . Подобная информация важна как с точки зрения нуклеосинтеза в сверхновых, так и с точки зрения космохронологии.

1.2.4. Излучение межгалактического газа скоплений галактик в линии железа λ 3.06мм.

Сверхтонкое расщепление основного уровня литиеподобного ^{57}Fe попадает в миллиметровый диапазон благодаря чрезвычайно малому магнитному моменту ядра, несмотря на его большой заряд. Ионы Fe XXIV присутствуют в заметном количестве в плазме в широком интервале температур $T \sim 10^7 - 10^8$ К (рис. 1.1.3а). В то же время скорость возбуждения подуровней достаточно высока. Среди объектов, в которых возможно наблюдение этой линии, молодые остатки вспышек сверхновых (типа Кассиопеи А). Но наибольший интерес представляет наблюдение в этой линии центральных областей богатых скоплений галактик, где рентгеновские данные обнаруживают остывающий до $T \sim 2 \cdot 10^6$ К газ и так называемые "cooling flow" - потоки охлаждения. Так, например, в скоплении галактик в Персее Мушотский и др. (1981) зафиксировали газ с $T \sim 1.4$ кэВ в области радиусом 10-20 кпс (угловой размер $0.6'$) с мерой эмиссии $\sim 4.8 \cdot 10^{66}$ см³. При обилии железа $1/2$ от солнечного и при тепловом разбросе по скоростям центральная область скопления галактик в Персее должна иметь яркостную температуру в линии λ 3.06мм порядка 1.5 мК. Аналогичная ситуация, согласно данным Ли и др. (1982) и Канитариса и др. (1982), имеет место в зоне радиусом несколько угловых минут вблизи центра галактики М87. Кроме того, вблизи центра М87 обнаружен достаточно плотный газ ($n_e \sim 0.1 - 1$ см⁻³) с температурой $T \sim 10^6$ К. Такие области могут давать потоки в

линии азота λ 5.64мм на уровне МК. Согласно данным Стюарта и др. (1984), интересными кандидатами для наблюдений в линии λ 3.06мм должны быть скопления А85, А1991, А2029, А2199, А2626, А2670 и ряд других. Наблюдения в этой линии открывают возможность исследования турбулентных движений и аккреционных потоков в скоплениях. Кроме того, они могут дать информацию о пространственном распределении железа по скоплению и много другой полезной информации.

Излучение в линии λ 3.06мм незначительно поглощается в атмосфере. Уточнение длины волны линии требует проведения специальных расчетов с тщательным учетом релятивистских эффектов (Вайнштейн и Чуразов, 1985; Вайнштейн и др., 1986; см. раздел 1.3).

1.3 Расчет параметров сверхтонкой структуры для атома Li и Li-подобных ионов.

1.3.1 Нерелятивистское приближение.

Проведен расчет параметров сверхтонкой структуры в различных вариантах метода Хартри-Фока. Показано, что для достижения точности выше 1% одноконфигурационный метод Хартри-Фока недостаточен как для атомов, так и для многозарядных ионов. При этом необходим учет спиновой поляризации, который можно осуществить с помощью двух конфигураций.

Радиолинии, соответствующие переходам в сверхтонкой структуре (СТС) основных состояний многозарядных ионов, представляют большой интерес для диагностики горячей плазмы в астрофизических объектах (Сюняев и Чуразов, 1984). Условия наблюдения таких линий требуют точности предсказания длин волн не хуже 0.1 - 0.3 %, а экспериментальные данные для СТС многозарядных ионов отсутствуют. Поэтому необходимы теоретические расчеты с косвенной проверкой их применимости на основе сопоставления экспериментальных данных для нейтральных атомов и результатов различных вариантов расчета. Такой анализ проведен для атома Li и Li-подобных ионов (Вайнштейн и Чуразов, 1985). Для удобства обсуждения ниже не рассматриваются поправки, связанные с релятивистскими эффектами, конечными размерами ядра и т.д., которые несущественны для атома Li. Разумеется, эти поправки необходимо внести в окончательные

результаты для многозарядных ионов.

В нерелятивистском приближении расщепление СТС равно

$$\Delta E = C \mu F \kappa / I, \quad \kappa = 8 \pi a_0^3 / Z^3 \cdot \sum_i \langle m_{S_i} \delta(r) \rangle,$$

$$C = (2/3) a^2 (m/m_p) Ry Z^3 = 2.1217 (Z/10)^3,$$

где μ, I - магнитный момент и спин ядра; F - полный момент системы; $Z = Z_n - N + 1$; Z_n - заряд ядра; N - число электронов; κ относительно слабо зависит от Z .

Простейшая оценка основана на полуэмпирической формуле Ферми-Сегре (ФС) (Фолди, 1958; Собельман, 1963). Используя квазиклассическое решение одноэлектронного уравнения, можно показать, что

$$\kappa \approx \frac{4}{n_*} \frac{Z_n^{1/2}}{Z}, \quad n_* = \left[\frac{Z^2}{\varepsilon} \right],$$

где $\varepsilon = E/Ry$, E - энергия уровня. Значение, полученное с использованием экспериментального значения ε , приведено в табл. 1.3.1.

Более точного значения κ можно было бы ожидать из численного решения уравнения Хартри-Фока (ХФ). Однако, расчет для основного состояния Li дает значение κ , которое ниже экспериментального почти на 30%. В то же время параметр ε весьма близок к экспериментальному.

Возможное объяснение большой погрешности метода ХФ состоит в том, что в этом приближении заполненная оболочка $1s^2$ не дает вклада в κ . В то же время для одного электрона $\kappa(1s) \gg \kappa(2s)$. Если не требовать совпадения радиальных функций $P_{\pm}(1s)$,

соответствующих проекциям спина $m_s = \pm 1/2$ (так называемый неограниченный метод ХФ или НХФ (Пратт, 1956)), то даже при небольшом отличии P_+ и P_- возможно существенное изменение ϵ . Отличие функций связано с тем, что обменное взаимодействие электронов $1s$ и $2s$ возможно лишь при параллельных спинах. Результаты расчета этим методом (считалось, что $P_{\pm}(1s)$ и $P(2s)$ ортогональны) гораздо лучше согласуются с экспериментом. (табл. 1.3.1).

Более последовательным обобщением метода ХФ является многоконфигурационное приближение МКХФ. Учитывая успех метода НХФ, примешаем к исходной конфигурации $1s^2 2s$ конфигурацию $1s 3s(^3S) 2s$, в которой электроны $1s$ и $3s$ имеют параллельные спины (поправка на спиновую поляризацию (Фишер, 1977)). В дальнейшем этот метод обозначаем как МКХФ. Функции $P(1s)$, $P(2s)$ были зафиксированы на их хартри-фоковских значениях, а $P(3s)$ находилась из уравнений многоконфигурационного приближения (Юцис, 1952). На рис. 1.3.1 приведены функции $P(r)$ $1s$ -, $2s$ -, $3s$ -электронов. Видно, что $dP/dr|_{r \rightarrow 0}$ для $3s$ близко к соответствующему значению для $1s$, а общая протяженность $P(r)$ не превосходит протяженности $P(r)$ для $2s$. Энергия состояния $1s^2 2s$ в приближении МКХФ меняется всего на $\Delta E \sim 10^{-5} E$, в то время как величина ϵ изменяется весьма существенно (табл. 1.3.1).

Как видно из табл. 1.3.1, погрешность методов НХФ и МКХФ примерно одинакова ($\sim 6\%$) и намного меньше, чем для обычного метода ХФ. Если допустить, что различие данных НХФ и МКХФ характеризует величину погрешности в случае многозарядных ионов так же, как и для нейтральных атомов, то для FeXXIV можно

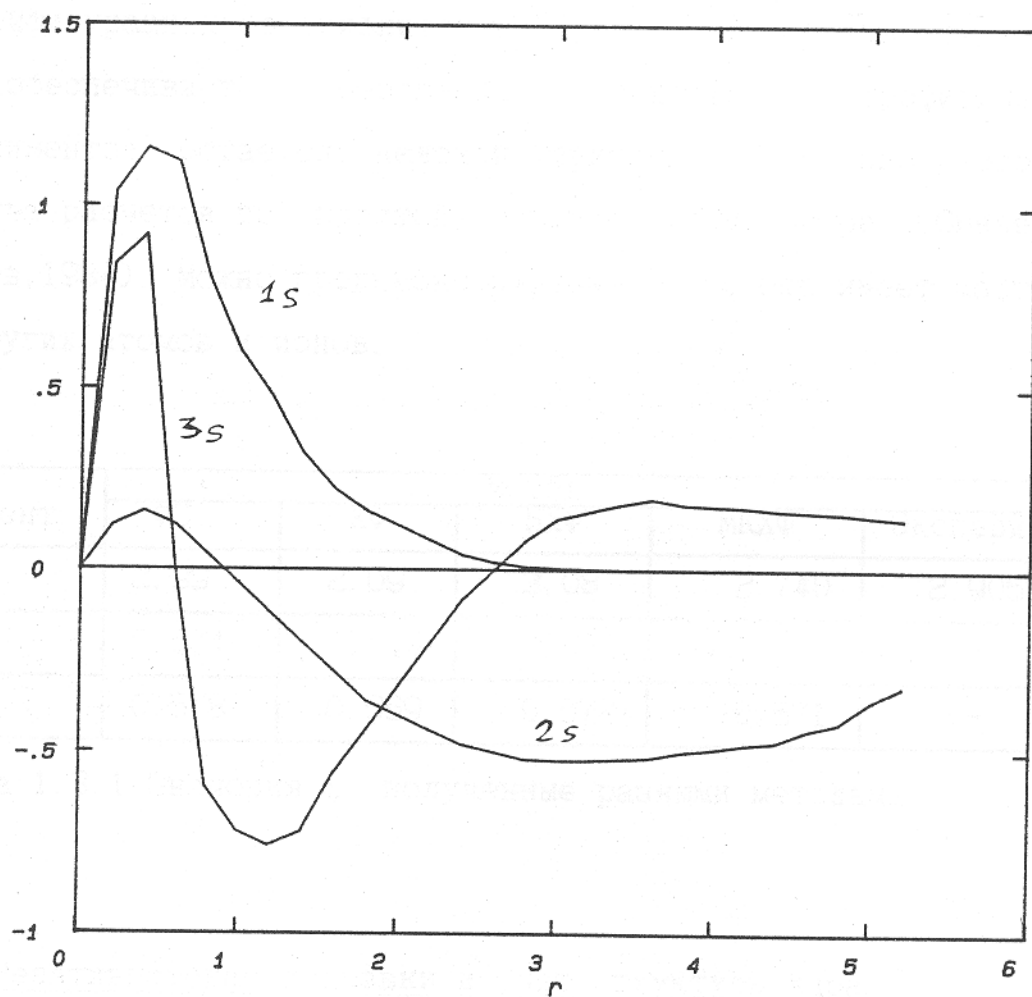


Рис. 1.3.1

Радиальные функции 1s, 2s, 3s электронов.

ожидать точности $\sim 0.2\%$. Как уже отмечалось, для получения реальной СТС необходимо добавить релятивистскую поправку и эффекты конечных размеров ядра.

Из табл. 1.3.1 видно, что даже при $Z=24$ одноконфигурационное приближение ХФ дает погрешность $\sim 2\%$, т.е. не обеспечивает требований точности астрофизических экспериментов. Остается неясной причина неожиданно хорошего качества расчетов по простой формуле Ферми-Сегре (Скняев и Чуразов, 1984). Можно продемонстрировать, что это имеет место и для других атомов и ионов.

Элемент	Метод				Эксперимент
	ФС	ХФ	НХФ	МКХФ	
Li	2.99	2.09	3.08	2.740	2.906
Mg	0.674	0.644	0.679	0.677	-
Fe	0.578	0.559	0.572	0.571	-

Таблица 1.3.1 Значения λ , полученные разными методами.

1.3.2 Релятивистские поправки и учет структуры ядра.

Рассчитаны поправки к сверхтонкому расщеплению высокозарядных Li-подобных ионов. Основной вклад вносят релятивистские поправки и учет структуры ядра. Приведены окончательные результаты для расщепления в ряде ионов (Вайнштейн и др., 1986).

В разделе 1.3.1 был приведен расчет параметров СТС с

использованием метода Хартри-Фока и его модификаций. Основной вывод состоял в том, что обычный метод ХФ не годится и необходим учет спиновой поляризации остова $1s^2$. Необходимая точность обеспечивается (для многозарядных ионов) с помощью неограниченного метода НХФ или многоконфигурационного подхода (МКХФ). В последнем случае фактически достаточно учета одной возмущающей конфигурации $1s3s(^3S)2s$.

Для получения окончательного результата необходимо учесть ряд поправок, которые здесь представлены в виде сомножителей:

$$\Delta E = \Delta E^* g \cdot M(Z, A) \cdot R(Z) \quad (1)$$

где $g=1/0012$ - аномальный магнитный момент электрона; $M(Z, A)$ - поправка на структуру ядра; $R(Z)$ - релятивистская поправка; ΔE^* - расщепление, полученное при решении нерелятивистских уравнений с кулоновским потенциалом ядра (Вайнштейн и Чуразов, 1985).

Поскольку основной вклад связан с учетом релятивистских эффектов, расчет поправок осуществлялся решением уравнений Дирака-Хартри-Фока (ДХФ). Имеющаяся программа не позволяла полностью учесть возмущающую конфигурацию с согласованием энергетического параметра. Поэтому ограничимся одноконфигурационным методом ДХФ с введением поправок в форме (1), где ΔE^* получено методом МКХФ. Релятивистская поправка $R(Z)$ была получена путем сравнения решений уравнений ДХФ при $c=3 \cdot 10^{10}$ см/с и $3 \cdot 10^{13}$ см/с.

При расчетах методом МКХФ (Вайнштейн и Чуразов, 1985) потенциал ядра предполагался чисто кулоновским ($V_c = -Z/r$). Учет структуры ядра приводит к искажению V_c вблизи $r=0$. Теоретические оценки этой поправки приведены в (Крауфорд и

Шавлов, 1949; Собельман, 1963). В рамках простейшей модели ядро представляет собой однородно заряженный шар с $R = 1/2 \cdot 10^{-13} \sqrt[3]{A}$ см, где A - атомный вес ядра. Тогда

$$V = \begin{cases} -\frac{Z}{2R} \left[3 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \right], & r \leq R \\ -\frac{Z}{R}, & r > R \end{cases}$$

Поправка $M(Z, A)$ находилась из сравнения решений уравнения ДХФ с потенциалами ядер V_c и V . Результаты приведены в табл. 1.3.2. В работе (Шабаев, 1984) проведен аналитический расчет релятивистской поправки $R(Z)$ для [H]-ионов. В табл. 1.3.2 приведены также результаты расчета по формуле (Шабаев, 1984):

$$R(Z) = \frac{(2l+1) \cdot k}{\gamma \cdot (4\gamma^2 - 1)} \cdot \left[2k \cdot \frac{\gamma - n - |k|}{N} - 1 \right] \cdot \left(\frac{n}{N} \right)^3,$$

$$k = (-1)^{j+1+1/2} \cdot (j+1/2),$$

$$\gamma = [k^2 - (Z/137)^2]^{1/2},$$

$$N = [n^2 - 2(n - |k|) \cdot (|k| - \gamma)]^{1/2}$$

при Z равном заряду ядра. Как видно, водородоподобное приближение достаточно хорошо описывает $R(Z)$ при $Z > 10$.

С учетом требований астрофизических наблюдений и точности, обеспечиваемой в нерелятивистских расчетах, менее существенные поправки (поляризация вакуума, конечная масса ядра, различные варианты распределения намагниченности по ядру) не были

включены в конечный результат.

Изотоп	1/M(Z, A)	R(Z)	
		ДХФ	Шаббаев, 1984
${}^6\text{Li}_3$	1.0002	1.0008	1.001
${}^{25}\text{Mg}_{12}$	1.0013	1.0157	1.016
${}^{57}\text{Fe}_{26}$	1.0044	1.079	1.081

Таблица 1.3.2 Поправки к сверхтонкому расщеплению.

В табл. 1.3.3 приведены длины волн переходов между компонентами СТС для основных состояний [Li]-ионов ряда изотопов.

Изотоп	λ , см	Эксперимент
${}^6\text{Li}_3$	139	131
${}^{25}\text{Mg}_{12}$	0.668	-
${}^{57}\text{Fe}_{26}$	0.3060	-

Таблица 1.3.3. Длины волн переходов между компонентами СТС.

В настоящей работе расчеты основаны на методе МКХФ и не рассматриваются высшие релятивистские поправки, влияние формы распределения заряда в ядре, и, быть может, некоторые другие

эффекты. Общая погрешность, по-видимому, не превосходит 0.2% для $^{57}\text{Fe}_{26}$.

3. Заключение

Рентгеновские наблюдения (Зуркомб и Шварц, 1977; Кун и др., 1978) доказали наличие в скоплениях галактик галактического происхождения 10^{41} - 10^{42} эрг/сек. 10^{41} - 10^{42} эрг/сек. мощность излучения газа (X-ray) излучаемое излучение имеет характерный для горячей оптической тонкой плазмы характер спектра с минимальным значением температуры 10^7 К. Наличие в скоплениях галактик высокоэнергетических тяжелых элементов (железа и др.) (З. Митчелл и др., 1978). Как показали наблюдения, проведенные с помощью ультрафиолетового спектрометра в рентгеновском диапазоне для галактического скопления (34 галактик), центральная часть ($r < 10^3$ кпк) горячая ($T \approx 10^8$ К) (Сандерс и Форман, 1976).

В работе (1) рассмотрены свойства галактического скопления (1) сферической формы, с радиусом R и массой M на проекционном расстоянии r от центра. σ и ρ — параметры плотности. Указанные значения σ и ρ соответствуют значению ρ в центре ρ_0 .

В рамках простейших моделей это соотношение имеет вид

ГЛАВА 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК В РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЯХ2.1. Постановка задачи2.1.1 Введение

Рентгеновские наблюдения (Гурский и Шварц, 1977; Кук и др., 1978) доказали наличие в скоплениях галактик горячего и разреженного ($T_e \sim 10^7 - 10^8$ К, $N_e \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ см $^{-3}$) межгалактического газа (МГГ). Наблюдаемое излучение имеет характерный для горячей оптически тонкой плазмы тепловой спектр с экспоненциальным завалом на частотах $h\nu \sim kT_e$ и эмиссионными линиями высокозарядных ионов тяжелых элементов (Мушотский и др., 1978; Митчелл и др., 1979). Как показали наблюдения, выполненные с высоким угловым разрешением, распределение поверхностной яркости в рентгеновском диапазоне для большинства скоплений (за исключением, быть может, центральной части $r \leq 100 - 200$ кпк) хорошо описывается законом (Джонс и Форман, 1984):

$$B_X(\rho) = B_X(0) [1 + \rho^2 / a^2]^{-3\beta + 1/2} \quad (1)$$

где $B_X(\rho)$ - поверхностная яркость скопления в рентгеновском диапазоне на проекционном расстоянии ρ от центра, a и β - параметры подгонки. Характерное значение $a \sim 200$ кпк, среднее значение β близко к $2/3$.

В рамках простейшей модели это соответствует излучению

оптически тонкой изотермической плазмы, находящейся в гидростатическом равновесии в гравитационном потенциале скопления (гидростатическая изотермическая модель). В этом случае a - радиус ядра скопления, β - безразмерный параметр, характеризующий отношение потенциальной энергии газа в гравитационном потенциале скопления к его тепловой энергии: $\beta = \mu m_p \langle v_r^2 \rangle / kT_e$, $\langle v_r^2 \rangle$ - среднеквадратичная дисперсия лучевых скоростей галактик в скоплении, $\mu m_p \cong 0.6 m_p$ - средний атомный вес МГГ (Кавалиери и Фуско-Фемиано, 1976; Джонс и Форман, 1984). В такой модели распределение плотности МГГ описывается выражением

$$N_e(r) = N_e(0) [1 + r^2/a^2]^{-3/2\beta} \quad (2)$$

2.1.2 Оптическая толща МГГ по рассеянию в резонансных линиях.

Интерпретация данных рентгеновских наблюдений скоплений галактик основана на предположении о малости оптической толщи МГГ. Это предположение, верное для непрерывного спектра, нарушается на частотах, соответствующих резонансным линиям высокоионизованных тяжелых элементов. Оптическая толща скоплений по томсоновскому рассеянию $\tau_T \sim 10^{-2}$, но оптическая толща в резонансных линиях оказывается в сотни и тысячи раз большей. Так как температура газа достаточно велика ($T_e \geq 10^7$ К), то сравнительно легкие элементы будут полностью ионизованы. Поэтому наибольший интерес представляют элементы с $Z \geq 8$.

Для изотермического газа с температурой T_e ,

распределенного в соответствии с законом (2), толща в центре резонансной линии (от центра скопления до наблюдателя) определяется выражением:

$$\tau \approx 1.8 \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{3}{2}\beta - \frac{1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2}\beta\right)} \cdot \frac{N_e(0)}{10^{-3} \text{ см}^{-3}} \cdot \frac{\delta}{\delta_{\text{Fe}}} \cdot i(T_e) \cdot \frac{a}{250 \text{ кпк}} \cdot \frac{\sigma_0(10^7 \text{ К})}{10^{-16} \text{ см}^2} \cdot \left(\frac{T_e}{10^7 \text{ К}}\right)^{-1/2}$$

где Γ - гамма-функция, δ - обилие элемента, δ_{Fe} - обилие железа, $i(T_e)$ - относительное содержание данного иона при температуре T_e , $\sigma_0(10^7 \text{ К})$ - сечение поглощения в центре резонансной линии с доплеровским профилем при температуре 10^7 К . В табл. 2.1.1 приведены значения оптической толщи для ряда переходов в ионах железа, вычисленные более точно, с учетом отклонений от гидростатической модели для скопления галактик в Персее (A426) и галактике M87 в Деве. (Данные о плотности и температуре газа заимствованы из работ Фабиана и др., 1981; Стюарта и др., 1984а; Джонса и Формана, 1984).

2.1.3 Перенос излучения в резонансных линиях в условиях скоплений галактик.

Рассмотрим влияние рассеяния фотонов в резонансных линиях на рентгеновское излучение скоплений в рамках гидростатической изотермической модели. В этом случае излучательные способности единицы объема газа в непрерывном спектре и в линии (пропорциональные квадрату плотности электронов: J_{ff} , $J_{\text{line}} \sim N_e^2(r)$) будут одинаковым образом зависеть от расстояния до центра скопления. Следовательно, без учета резонансных рассеяний, распределение поверхностной яркости скопления в линии будет описываться формулой (1), как и для непрерывного

Ион	Переход	E, кэВ	Толща	
			A426	M87/Virgo
Fe XXVI	1s - 2p $^2P_{3/2}$	6.98	0.43	$3 \cdot 10^{-2}$
Fe XXV	1s - 2p 1P_1	6.70	4.0	2.7
Fe XXIV	2s - 3p $^2P_{3/2}$	1.17	2.1	2.7
Fe XXIV	2s - 2p $^2P_{3/2}$	0.065	6.8	8.9

Таблица 2.1.1. Оптические толщи от центров скопления в Персее и галактики M87 до наблюдателя для некоторых резонансных линий, рассчитанные для наблюдаемых распределений температуры и плотности газа (по работам Фабиана и др., 1981; Стюарта и др., 1984a)

Для распределения газа в галактике можно использовать простое аналитическое выражение, описывающее влияние расстояния на среднюю плотность газа.

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \left(\frac{1}{\sqrt{1+\frac{r^2}{R^2}}} + \frac{1}{\sqrt{1+\frac{r^2}{4R^2}}} \right)$$

где $\psi(r)$ и $\psi(r=0)$ — эквивалентные ширины линии с учетом и без учета рассеяния. Сравнительно небольшие значения оптической толщи, возникающие в задаче, позволяют считать профилей излучения и поглощения в галактике плоскими, где $\tau \ll 1$. Тогда $\psi(r) \approx \psi(r=0) - \tau \frac{d\psi}{dr}$.

Выводя из этого предположения уравнение для τ методом итераций, для конкретной конфигурации галактики, где τ соответствует τ в законе (2.1). На рис. 2.1.1 приведены результаты численных расчетов для различных параметров галактики.

спектра. Эквивалентная ширина линии W в этом случае будет постоянна в пределах скопления.

Рассеяние фотонов в резонансной линии приведет, при сохранении полного потока, к искажению распределения (1): яркость в линии уменьшается в центральной области и увеличивается на больших расстояниях от центра. В соответствии с этим изменяется и эквивалентная ширина линии - падает в центре и возрастает на краях скопления. Диффузия фотонов по частоте приведет к формированию характерного для задачи переноса излучения в резонансной линии "седлообразного" профиля линии.

Для распределения газа с $\beta=2/3$, в пределе малых τ , можно получить простое аналитическое выражение, описывающее влияние рассеяния на эквивалентную ширину линии (см. Приложение):

$$\frac{W(\tau)}{W(\tau=0)} = 1 + \frac{\tau}{2\sqrt{2}} \left[1 - \frac{2}{\sqrt{1+\rho^2/a^2}} \right] \quad (3)$$

где $W(\tau)$ и $W(\tau=0)$ - эквивалентные ширины линии с учетом и без учета рассеяний. Сравнительно небольшие значения оптической толщи, возникающие в задаче, позволяют считать профиль излучения и поглощения доплеровским: $\varphi(x) = e^{-x^2}$, где $x =$

$(\nu - \nu_0) / \Delta\nu_D$, ν_0 - частота центра линии, $\Delta\nu_D = \nu_0 \cdot \left(\frac{2kT_e}{M_{Fe} c^2} \right)^{-1/2}$ -

доплеровская ширина линии. Можно пренебречь также и гибелью фотонов. В этих предположениях уравнение переноса решалось методом итераций для сферически симметричного распределения газа в соответствии с законом (2). На рис. 2.1.1-2.1.4 приведены результаты численных расчетов для различных значений толщи τ в

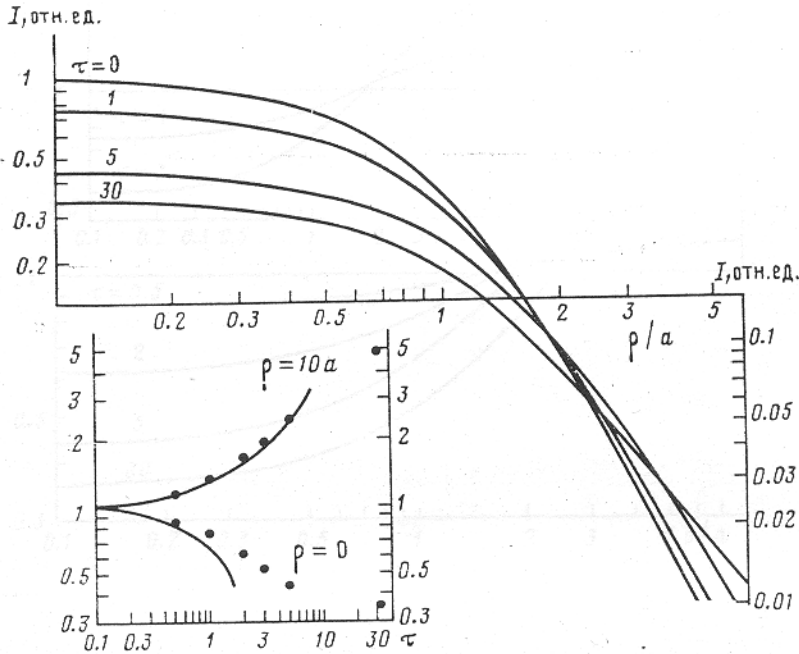


Рис. 2.1.1

Распределение поверхностной яркости в линии при различных значениях оптической толщи τ в рамках изотермической модели МГГ для скопления с $\beta=2/3$. На врезке : относительное изменение поверхностной яркости в направлении на центр ($\rho=0$) и на край скопления ($\rho=10a$) в зависимости от τ в рамках изотермической модели МГГ ($\beta=2/3$). Пунктиром показано приближенное аналитическое решение для малых τ .

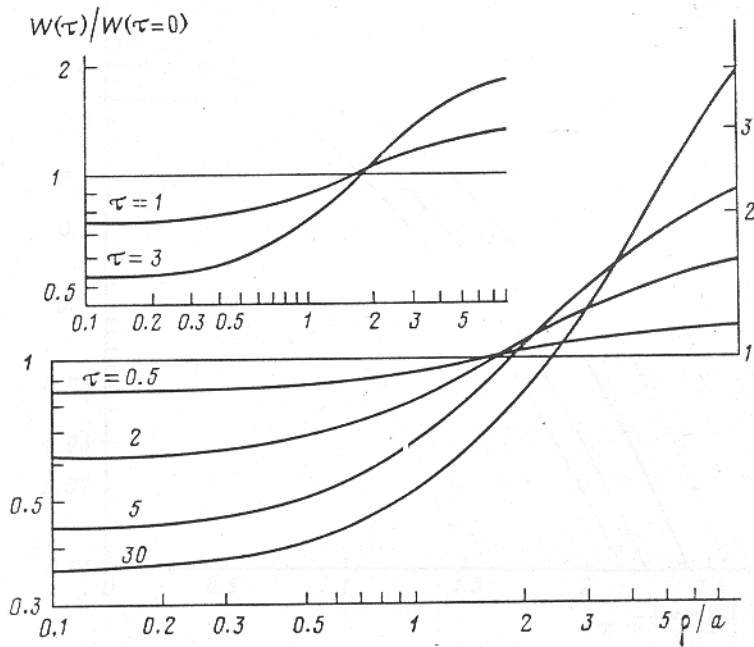


Рис. 2.1.2

Отношение эквивалентной ширины линии с учетом рассеяний к эквивалентной ширине без рассеяний ($\beta=2/3$).

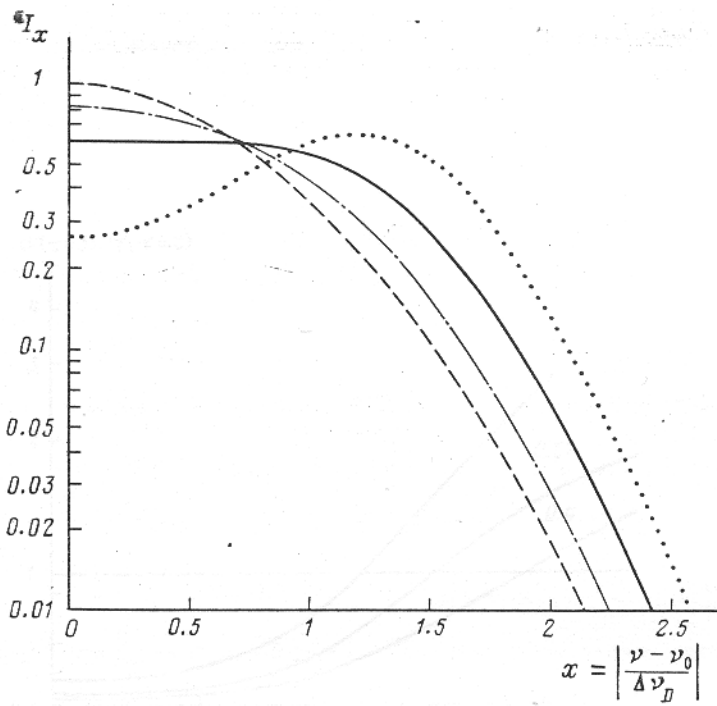


Рис. 2.1.3

Спектральная интенсивность линии : в направлении на центр скопления $\rho=0$ (.....), в направлении $\rho=5a$ (-·-·-·-·-), усредненная по скоплению (—————), а также доплеровский профиль (-----), нормированные на одно и то же число фотонов ($\beta=2/3$).

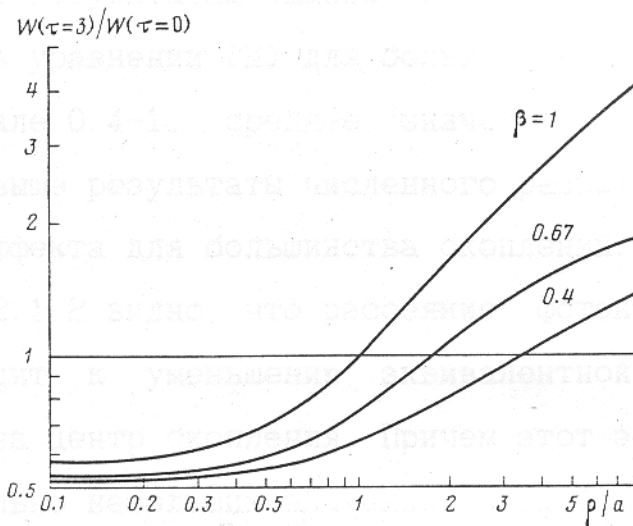


Рис. 2.1.4

Отношение эквивалентной ширины линии с учетом рассеяний к эквивалентной ширине без рассеяний для различных значений β ($\tau=3$).

центре линии и различных значений β .

2.2. Астрофизические приложения.

2.2.1 Изотермическая модель.

Согласно результатам Джонс и Формана (1984), значение параметра β в уравнении (2) для большинства скоплений лежит в узком интервале 0.4-1, среднее значение $\beta \cong 0.67$. Поэтому приведенные выше результаты численного расчета позволяют судить о величине эффекта для большинства скоплений.

Из рис. 2.1.2 видно, что рассеяние фотонов в резонансных линиях приводит к уменьшению эквивалентной ширины линии в направлении на центр скопления. Причем этот эффект заметен уже при сравнительно небольших значениях оптической толщи $\tau \sim 1$. В соответствии с формулой (3) для малых τ в рамках изотермической модели с $\beta=2/3$

$$\frac{W(\tau)}{W(\tau=0)} = 1 - \frac{\tau}{2\sqrt{2}}$$

в направлении на центр. Это необходимо учитывать при определении химического состава МГГ по эквивалентным ширинам резонансных линий от центральных областей скоплений. Эффект будет особенно заметен при наблюдениях приборами с узкой диаграммой направленности. В качестве примера на рис. 2.2.1 показана зависимость уменьшения эквивалентной ширины линии от полуширины треугольной диаграммы направленности при различных значениях толщи τ . Таким образом, полученные в последнее время

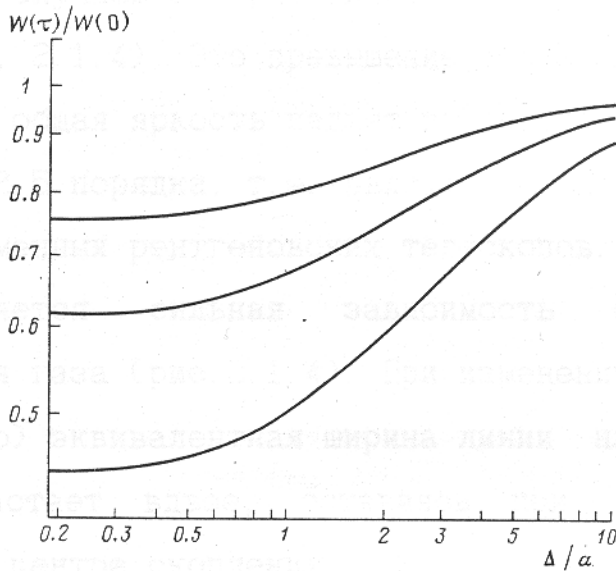


Рис. 2.2.1

Влияние рассеяний на эквивалентную ширину линии, получаемую при наблюдениях с треугольной диаграммой направленности, в зависимости от ширины диаграммы для различных значений толщи τ (изотермическая модель МГГ, $\beta=2/3$).

оценки обилий элементов ~ 0.5 солнечного (Мушотский и др., 1981; Ли и др., 1982) могут, в принципе, оказаться заниженными в 1.25-2 раза.

Наряду с понижением яркости в центре, следствием рассеяния фотонов в резонансных линиях является превышение яркости (по сравнению со случаем без рассеяния) к краям скопления (рис. 2.1.1, 2.1.2, 2.1.4). Это превышение составляет 1.5-3 раза в области, где общая яркость падает по сравнению со значением в центре на 2-2.5 порядка, т.е. является вполне наблюдаемым при помощи современных рентгеновских телескопов. Особенностью этого эффекта является сильная зависимость от β , т.е. от распределения газа (рис. 2.1.4). При изменении β от 0.4 до 1 (τ - фиксировано) эквивалентная ширина линии на краях скопления ($\rho \sim 5a$) возрастает вдвое, оставаясь при этом практически неизменной в центре скопления.

Как уже упоминалось, рассеяние фотонов в резонансной линии приводит к формированию характерного "седлообразного" профиля линии (рис. 2.1.3). Появление приборов с высоким спектральным разрешением $\Delta E/E \leq 10^{-3}$ позволит наблюдать указанный эффект. Это может стать дополнительным источником информации о физических условиях в МГГ.

Остановимся далее на отличиях от рассмотренной модельной задачи, возникающих в конкретных условиях скоплений галактик.

2.2.2 Отклонения от изотермической модели.

Для ряда скоплений были получены более подробные данные о

распределении плотности и температуры МГГ (Фабиан и др., 1981; Стюарт и др., 1984а, б), в частности, для скопления галактик в Персее (рис. 2.2.2). Результаты численного расчета на основе этих данных приведены на рис. 2.2.3.

2.2.3 Бленды линий.

Энергетическое разрешение большинства современных рентгеновских спектрометров ($\Delta E/E \sim 10\%$) не позволяет отделить резонансную линию от других близлежащих линий - реально наблюдаются целые бленды линий. Оптические толщи различных линий в пределах бленды могут сильно различаться. В табл. 2.2.1 приведены списки линий, расположенных вблизи ($\Delta E/E_{res} \leq 5\%$) резонансных линий гелиеподобных и водородоподобных ионов железа $E \cong 6.7$ кэВ (Fe XXV [He] $1s^2 - 1s2p^1P_1$, Fe XXVI [H] $1s - 2p^2P_{1/2,3/2}$) и резонансной линии литиеподобного железа $E \cong 1.17$ кэВ (Fe XXIV [Li] $2s - 3p^2P_{3/2}$), их относительный вклад в суммарные интенсивности этих линий при различных температурах (по результатам Меве и Гроненшилда, 1981). Показан вклад сателлитов, возникающих при диэлектронной рекомбинации с образованием [Li]-, [Be]-, [B]-, [C]-, [N]- ионов. Приведены оптические толщи в линиях для скопления галактик в Персее. Видно, что относительный вклад линий, имеющих заметную оптическую толщу, достигает 50-70%. В качестве примера, для скопления галактик в Персее был проведен приближенный расчет для бленды $E \cong 6.7$ кэВ с учетом относительного вклада наиболее ярких линий.

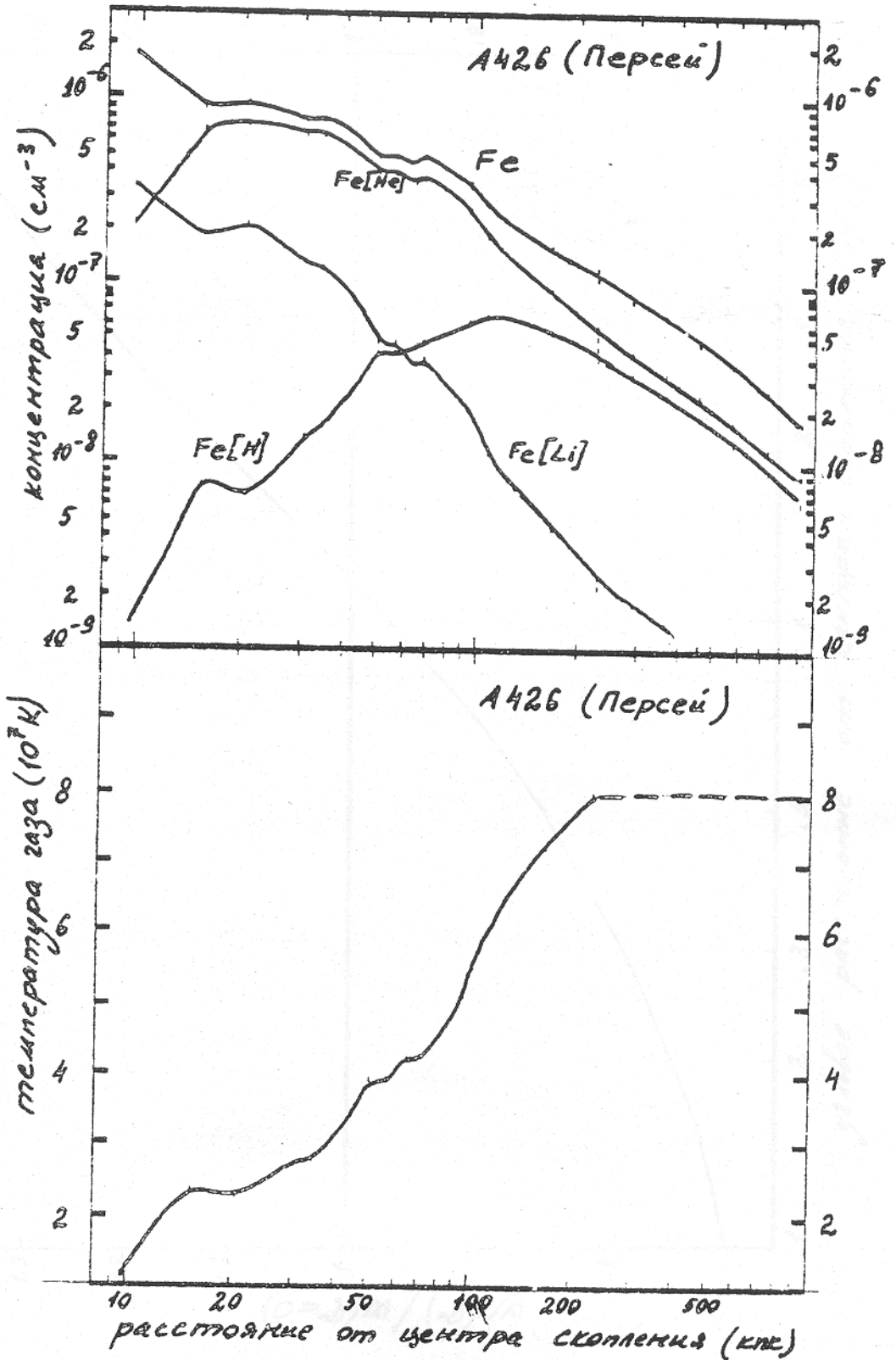


Рис. 2.2.2

Скопление в Персее. Распределение концентрации железа ($N_{\text{Fe}} = N_e \cdot \delta_{\text{Fe}} / 1.18$) и ионов водородо- ($N_{\text{Fe[H]}}$), гелие- ($N_{\text{Fe[He]}}$) и литиеподобного ($N_{\text{Fe[Li]}}$) железа, а также распределение температуры газа (по результатам Фабиана и др., 1981; ионизационное равновесие, согласно работе Джекобса и др., 1977).

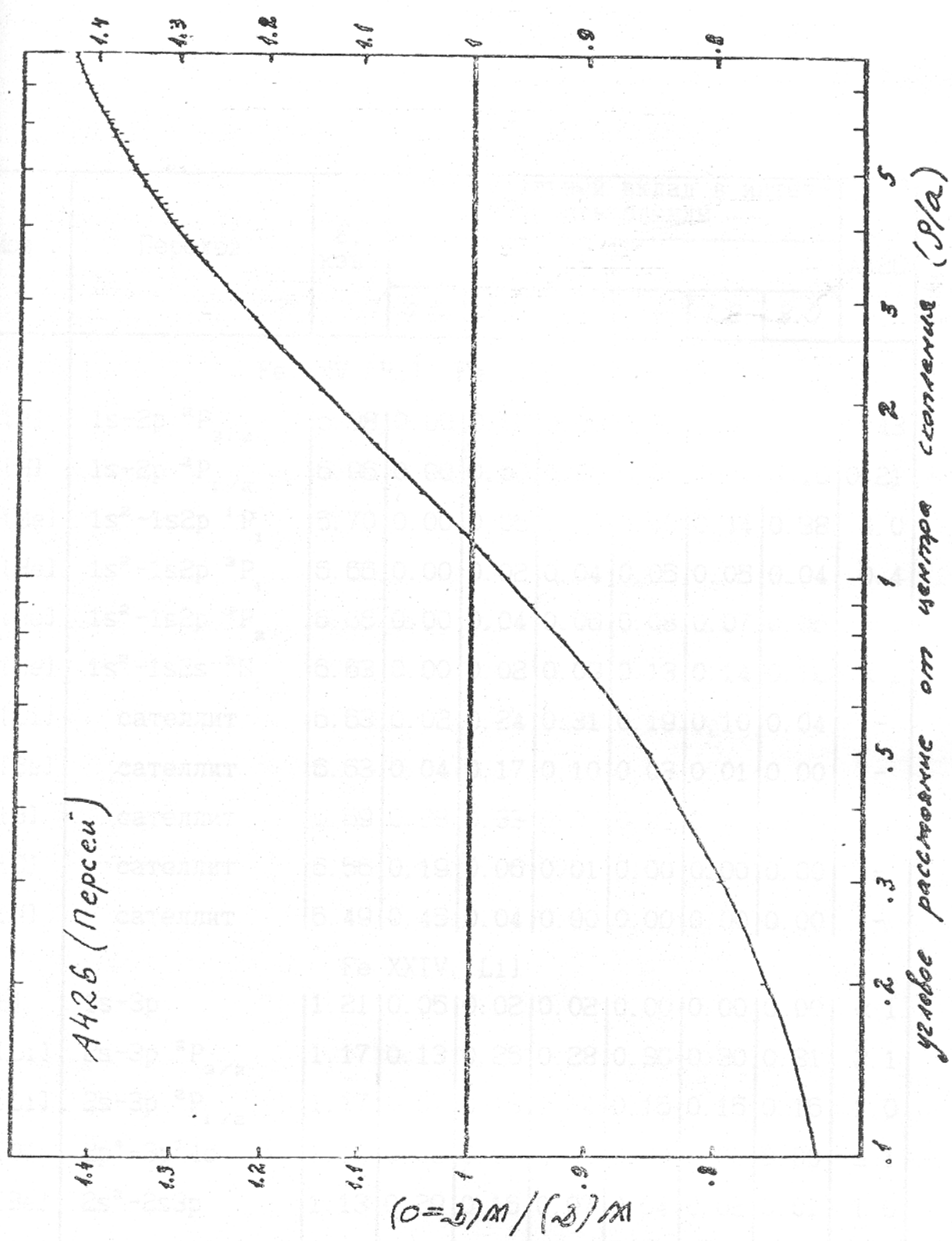


Рис. 2.2.3

Скопление в Персее. Влияние рассеяний на эквивалентную ширину бленды $E \approx 6.7 \text{кэВ}$ с учетом вклада наиболее ярких линий (табл. 2.2.1), вычисленное по реальному распределению ионов железа (рис. 2.2.2) в предположении изотермичности газа - $T_e = 8 \cdot 10^7 \text{К}$.

Ион	Переход	E, кэВ	Относительный вклад в интенсивность бленды						τ A426
			lg T						
			7.0	7.2	7.4	7.6	7.8	8.0	
Fe XXV [He], Fe XXVI [H]									
Fe [H]	1s-2p $^2P_{3/2}$	6.98	0.00	0.00	0.00	0.02	0.08	0.21	0.43
Fe [H]	1s-2p $^2P_{1/2}$	6.96	0.00	0.00	0.00	0.01	0.04	0.10	0.21
Fe [He]	1s ² -1s2p 1P_1	6.70	0.00	0.06	0.25	0.40	0.44	0.38	4.0
Fe [He]	1s ² -1s2p 3P_1	6.66	0.00	0.02	0.04	0.05	0.05	0.04	0.4
Fe [He]	1s ² -1s2p 3P_2	6.66	0.00	0.04	0.06	0.08	0.07	0.06	« 1
Fe [He]	1s ² -1s2s 3S_1	6.63	0.00	0.02	0.09	0.13	0.14	0.12	« 1
Fe [Li]	сателлит	6.63	0.02	0.24	0.31	0.19	0.10	0.04	-
Fe [Be]	сателлит	6.63	0.04	0.17	0.10	0.03	0.01	0.00	-
Fe [B]	сателлит	6.59	0.28	0.33	0.07	0.01	0.00	0.00	-
Fe [C]	сателлит	6.56	0.19	0.06	0.01	0.00	0.00	0.00	-
Fe [N]	сателлит	6.49	0.45	0.04	0.00	0.00	0.00	0.00	-
Fe XXIV [Li]									
N [H]	1s-3p	1.21	0.05	0.02	0.02	0.00	0.00	0.00	« 1
Fe [Li]	2s-3p $^2P_{3/2}$	1.17	0.13	0.26	0.28	0.30	0.30	0.31	2.1
Fe [Li]	2s-3p $^2P_{1/2}$	1.17	0.07	0.13	0.14	0.15	0.15	0.16	1.0
Fe [O]	2p ⁴ -3p ³ 4d	1.16	0.09	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	≤ 1
Fe [Be]	2s ² -2s3p	1.13	0.29	0.16	0.07	0.04	0.02	0.01	1.0
Fe [Li]	2p-3d	1.12	0.20	0.40	0.47	0.48	0.48	0.44	-

Таблица 2.2.1 Список наиболее ярких линий, расположенных вблизи резонансных линий гелиеподобного, водородоподобного и литиеподобного железа

Интересно отметить, что ультрафиолетовые линии литиеподобного железа $\text{Fe XXIV [Li]} 2p^2 P_{1/2,3/2}$ ($\lambda \approx 255$ и 192 Å), имеющие заметную толщину (см. табл. 2.1.1), вносят практически 100%-ный вклад в интенсивность ультрафиолетового излучения (при температурах газа $T_e \sim 10^7 - 10^8$ К) в диапазоне $150 - 270$ Å. Для скоплений с большими красными смещениями ($z \geq 3.5$) эти линии попадают в диапазон чувствительности Space Telescope. То же можно сказать и о переходах $2s^2 2p^n - 2s 2p^{n+1}$ в других ионах железа, в частности Fe XXII [Be] .

2.2.4 Влияние турбулентных движений.

Так как толщина скоплений в центре резонансной линии зависит от характерных скоростей мелкомасштабных движений, то измерение эквивалентной ширины линии может дать определенную информацию о скорости турбулентных движений в МГГ. Действительно, $\tau = \tau^0 / \sqrt{1 + v_{\text{turb}}^2 / v_i^2}$, где τ^0 - толщина в центре линии в отсутствие турбулентности. Для ионов железа $v_{\text{Fe}} = (2kT_e / M_{\text{Fe}})^{1/2} \approx c_s / 8.8$ (c_s - адиабатическая скорость звука в МГГ). Поэтому турбулентные движения со скоростью $v_{\text{turb}} \leq c_s$ могут значительно понизить толщину τ и, следовательно, изменить распределение поверхностной яркости в линии.

Наличие турбулентности может привести к еще одному интересному эффекту: рассеянию спутников резонансной линии и ряда интеркомбинационных линий в крыле профиля поглощения резонансной линии. Этот эффект представляет особый интерес при достаточно низких температурах, когда вклад спутников в бленду

заметно больше вклада резонансной линии (табл. 2.2.1). (Заметим, что в компактных рентгеновских источниках, где оптические толщии заметно выше, этот эффект еще более важен).

2.2.5 Течения охлаждения в скоплениях галактик.

Известно, что в центральных частях многих скоплений галактик (скопления в Персее, Деве, А496 и др.) время охлаждения газа за счет излучения становится заметно меньше времени существования скопления. Это приводит к формированию в этих скоплениях т.н. течений охлаждения (Фабриан и Налсен, 1977; Стюарт и др., 1984б). Так как тепловая скорость ионов железа $V_{Fe} \cong C_{Fe} / 8.8$, крупномасштабное течение газа со скоростью $V \sim 0.1 - 0.5 C_s$ может понизить эффективную толщину скопления в линии.

На рис. 2.2.4 приведена зависимость отношения V/V_{Fe} от радиуса для скопления в Персее и галактики М87 в Деве. Видно, что для скопления в Персее в области $r \leq 20$ кпс отношение $V/V_{Fe} \geq 1$. Это слабо отражается на результатах, полученных для бленды $E \cong 6.7$ кэВ, т.к. в этой области мала концентрация ионов гелиеподобного железа. Однако потоки охлаждения необходимо учитывать при рассмотрении линий ионов с меньшими спектроскопическими символами.

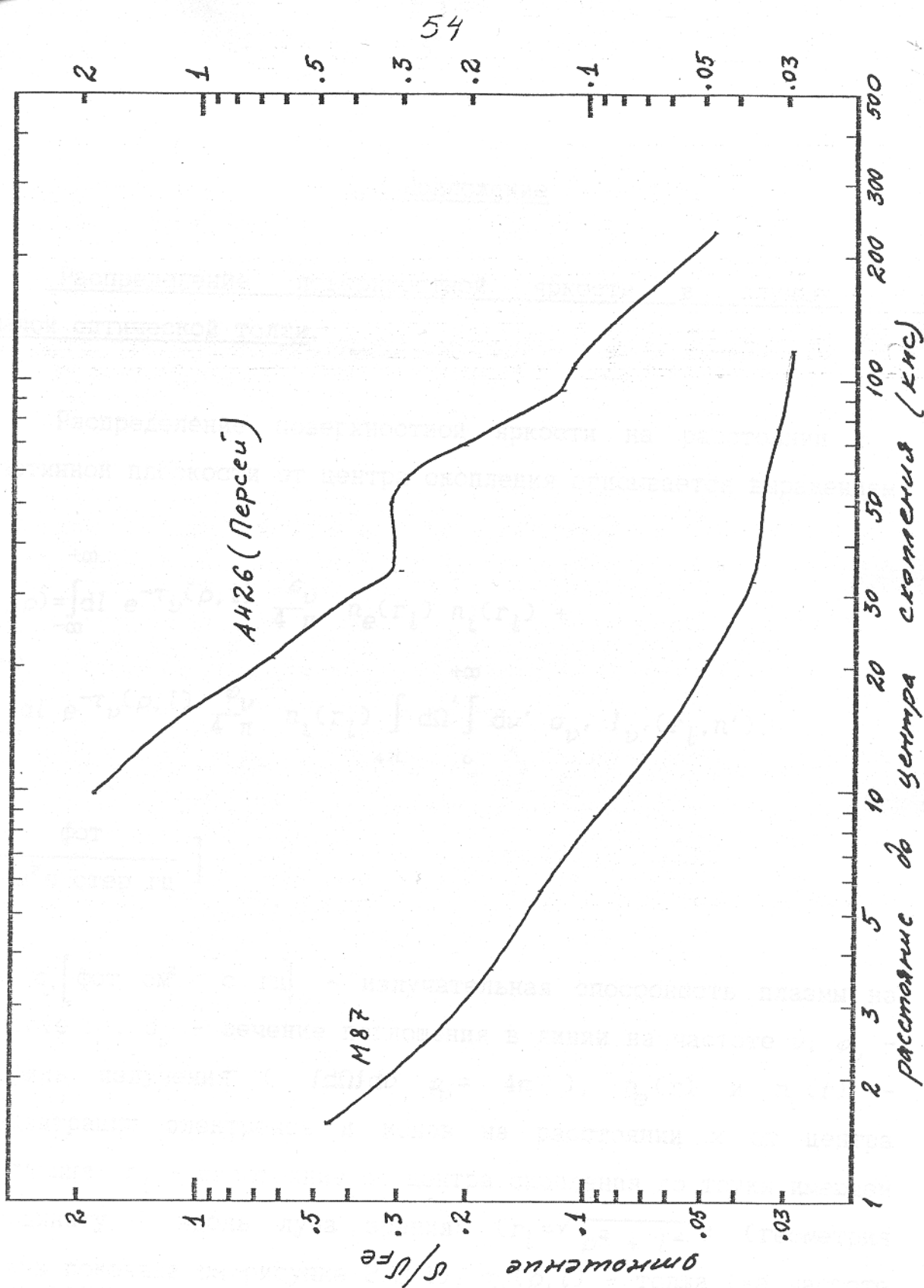


Рис. 2.2.4

Отношение скорости газа в течении охлаждения к тепловой скорости ионов железа для скопления в Персее и галактики M87 в Деве.

2.3 Приложение

Распределение поверхностной яркости в случае малой оптической толщи.

Распределение поверхностной яркости на расстоянии ρ в картинной плоскости от центра скопления описывается выражением

$$B_\nu(\rho) = \int_{-\infty}^{+\infty} dl e^{-\tau_\nu(\rho, l)} \frac{\epsilon_\nu}{4\pi} n_e(r_l) n_i(r_l) + \\ + \int_{-\infty}^{+\infty} dl e^{-\tau_\nu(\rho, l)} \frac{\varphi_\nu}{4\pi} n_i(r_l) \int_{4\pi} d\Omega' \int_0^{+\infty} dv' \sigma_\nu I_\nu(r_l, n'),$$

$$\left[\frac{\text{фот}}{\text{см}^2 \text{с стер гц}} \right]$$

где ϵ_ν [фот см² / с гц] - излучательная способность плазмы на частоте ν , σ_ν - сечение поглощения в линии на частоте ν , φ_ν - профиль излучения ($\int d\Omega' \int dv' \varphi_\nu = 4\pi$), $n_e(r)$ и $n_i(r)$ - концентрации электронов и ионов на расстоянии x от центра скопления, r_l - расстояние от центра скопления до точки имеющей координату l вдоль луча зрения: ($r_l = \sqrt{\rho^2 + l^2}$) (геометрия задачи показана на рисунке 2.3.1), $\tau_\nu(\rho, l)$ - толщина (на частоте ν) от наблюдателя до рассматриваемой точки:

$$\tau_\nu(\rho, l) = \int_0^\infty d\xi \sigma_\nu n_i(r_\xi), \quad r_\xi = \sqrt{\rho^2 + l^2}$$

Спектральная интенсивность излучения $I_\nu(r, n)$ описывает

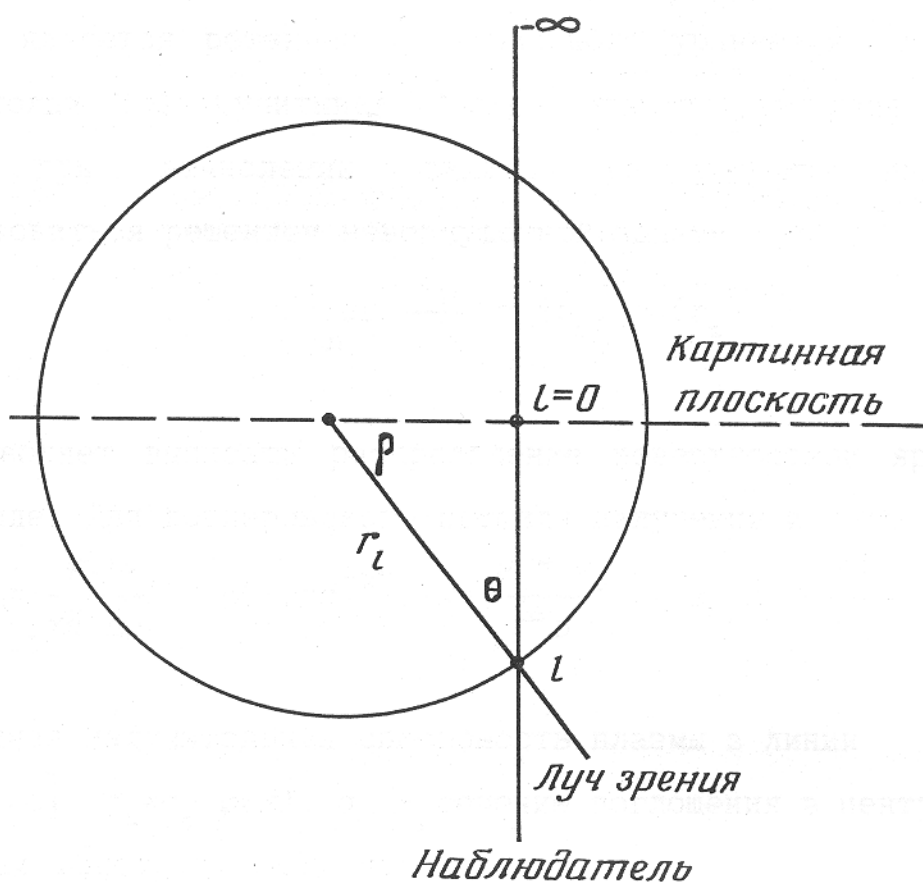


Рис. 2.3.1

Геометрия задачи.

поле излучения в данной точке с учетом рассеяния и, в общем случае, является решением интегрального уравнения. В пределе малой толщи $\tau \ll 1$ (учитывая только первое рассеяние фотона) можно, при вычислении вклада рассеянного излучения, воспользоваться решением невозмущенной задачи:

$$I_{\nu}(r, n) = \int_{-\infty}^{\infty} ds \frac{\varepsilon_{\nu}}{4\pi} n_e(r_s) n_i(r_s).$$

Это позволяет выписать распределение поверхностной яркости в явном виде. Для доплеровского профиля излучения и поглощения

$$\varphi_{\nu} = \frac{\varphi(x)}{\sqrt{\pi} \Delta\nu}, \quad \varphi(x) = e^{-x^2}, \quad x = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}, \quad \varepsilon_{\nu} = \varepsilon_0 \frac{\varphi(x)}{\Delta\nu_D \sqrt{\pi}}$$

ε_0 - полная излучательная способность плазмы в линии

[фот см³/с], $\sigma_{\nu} = \sigma_0 \varphi(x)$, σ_0 - сечение поглощения в центре линии (в рамках изотермической модели ε_0 и σ_0 не зависят от r), в приближении одного рассеяния поверхностная яркость описывается выражением

$$B(\rho) = \frac{B_0}{4\pi} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} dl \eta^2(r_l) - 1/\sqrt{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dl \eta^2(r_l) \tau(r, l) + \right. \\ \left. + \frac{t_0}{2\sqrt{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} dl \eta(r_l) \int_{-1}^1 d\mu \int_0^{\infty} d\xi \eta^2(r_{\xi}), \right]$$

где для удобства введены безразмерные переменные $\eta(r) = n_e(r)/n_e(0) = n_i(r)/n_i(0)$, величины ρ, r, l, ξ измеряются в радиусах ядра скопления a , $B_0 = \varepsilon_0 n_e(0) n_i(0) a$, $t_0 = \sigma_0 n_i(0) a$,

$$r_{\xi} = \sqrt{r^2 + \xi^2 - 2\mu r \xi}$$

Для некоторых распределений плотности можно получить

простые аналитические формулы для поверхностной яркости. В частности, для распределения $\eta(r)=1/(1+r^2)$ (для $\beta=2/3$)

$$B(\rho) = \frac{B_0}{8} \left[\frac{1}{(1+\rho^2)^{3/2}} - \frac{\tau}{\sqrt{2}} \frac{1}{(1+\rho^2)^2} + \frac{\tau}{2\sqrt{2}} \frac{1}{(1+\rho^2)^{3/2}} \right],$$

а при $\eta(r)=1/(1+r^2)^{3/2}$ ($\beta=1$)

$$B(\rho) = \frac{3}{32} B_0 \left[\frac{1}{(1+\rho^2)^{5/2}} - \frac{\tau}{\sqrt{2}} \frac{1}{(1+\rho^2)^{7/2}} + \frac{\tau}{\sqrt{2}} \frac{1}{(1+\rho^2)^2} - \frac{8\sqrt{2}\tau}{45} \frac{1}{(1+\rho^2)^3} \right]$$

где τ - толщина в центре линии от центра скопления до наблюдателя.

ГЛАВА 3.

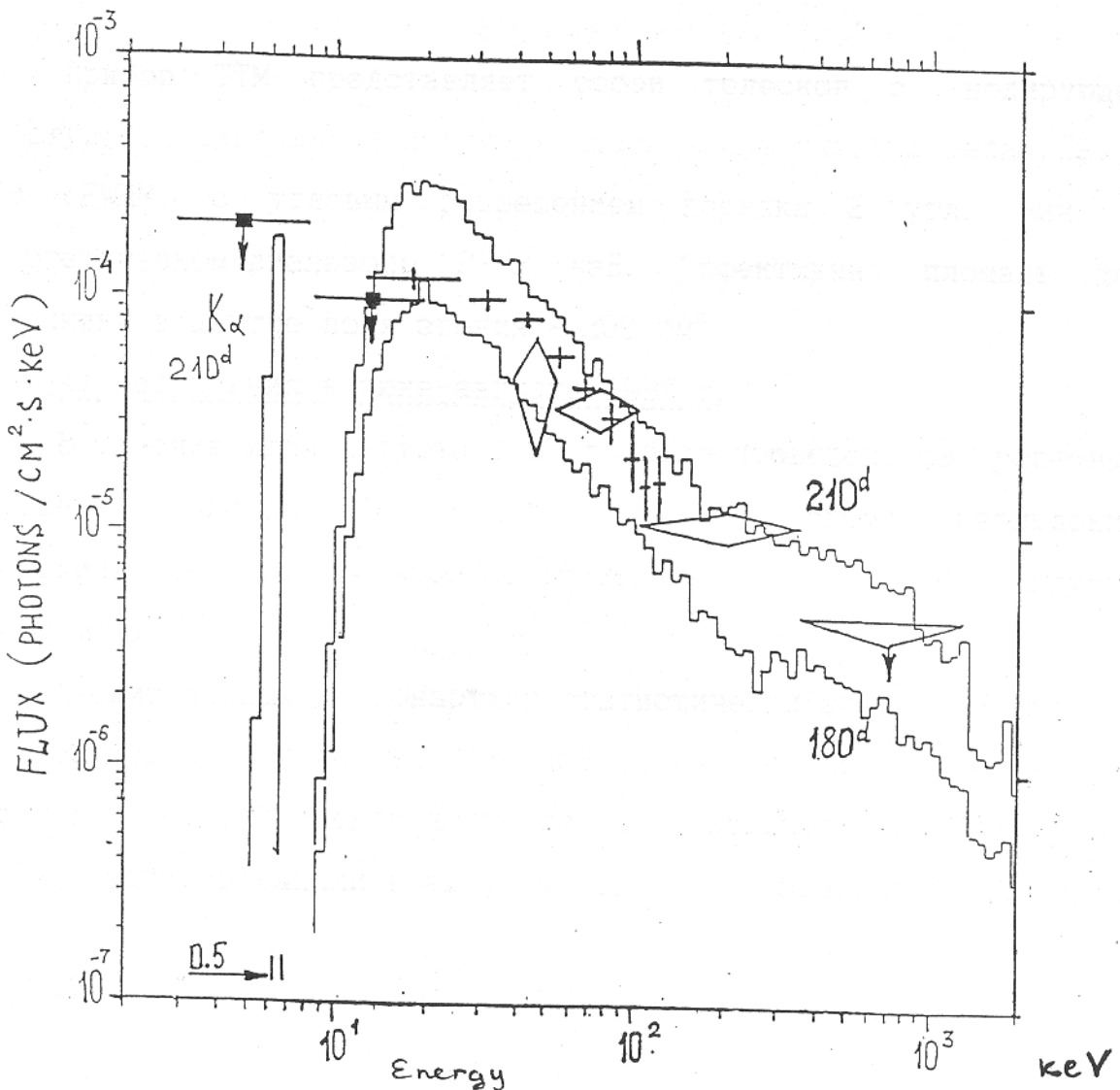
Рентгеновское излучение при взаимодействии разлетающейся оболочки SN 1987A с окружающей средой

Взаимодействие разлетающейся оболочки сверхновой с окружающей средой должно приводить к появлению рентгеновского излучения газа, сжатого и разогретого ударными волнами. Найдены спектры излучения для случая однородного распределения плотности окружающей среды и модели звездного ветра. Сравнение предсказанной модели с рентгеновскими наблюдениями позволяет наложить ограничения на плотность окружающей SN 1987A среды и мощность звездного ветра.

3.1.1 Введение

Появление с августа 1987 года данных о рентгеновском излучении SN 1987A в Большом Магеллановом Облаке активизировало работы по построению теоретических моделей механизмов излучения сверхновых. Возможное объяснение жесткого излучения ($E \geq 15$ кэВ) связано с переработкой γ квантов (от распадов радиоактивного ^{60}Co) в результате комптоновского рассеяния на свободных и связанных электронах в разлетающейся оболочке (Гребенев, Сюняев, 1987а,б). Из-за фотопоглощения в оболочке подобный механизм не дает рентгеновского излучения в диапазоне $E \leq 10$ кэВ. В то же время взаимодействие разлетающейся оболочки с окружающей средой обязано приводить к появлению ударных волн и, как результат, к образованию сжатого и разогретого газа,

Рис. 3.1.1 Спектр жесткого рентгеновского источника согласно данным приборов обсерватории РЕНТГЕН на модуле КВАНТ: квадраты - верхние пределы ТМ (уровень достоверности 3σ); крестики - данные ГЕКСЕ (приведенные ошибки соответствуют 1σ); ромбы - данные и верхние пределы на уровне 3σ , полученные прибором Пульсар X-1. Гистограммы дают результаты расчетов (Гребенев и Сюняев, 1987) методом Монте-Карло для модели оболочки с параметрами: масса оболочки $16 M_{\odot}$, обилие тяжелых элементов - $1/3$ солнечного, средняя скорость расширения 4150 км/с, начальная масса радиоактивного кобальта $0.1 M_{\odot}$. Разрешение гистограммы в области флуоресцентной линии железа равно 0.5 кэВ.



который может излучать в мягком рентгеновском диапазоне. Наблюдения в диапазоне $E \leq 10$ кэВ позволяют оценить параметры среды, окружающей сверхновую. Описанию процесса гидродинамического взаимодействия оболочки с окружающей средой посвящен целый ряд работ: Надежин (1982, 1985), Шевалье (1982, 1987), Масай и др. (1987) и ряд других. Ниже рассмотрено простое приближенное аналитическое описание такого процесса и получены ограничения на параметры среды по данным телескопа ТТМ на модуле КВАНТ.

3.1.2 Верхние пределы на рентгеновское излучение сверхновой 1987А в диапазоне 2-32 кэВ по данным телескопа ТТМ

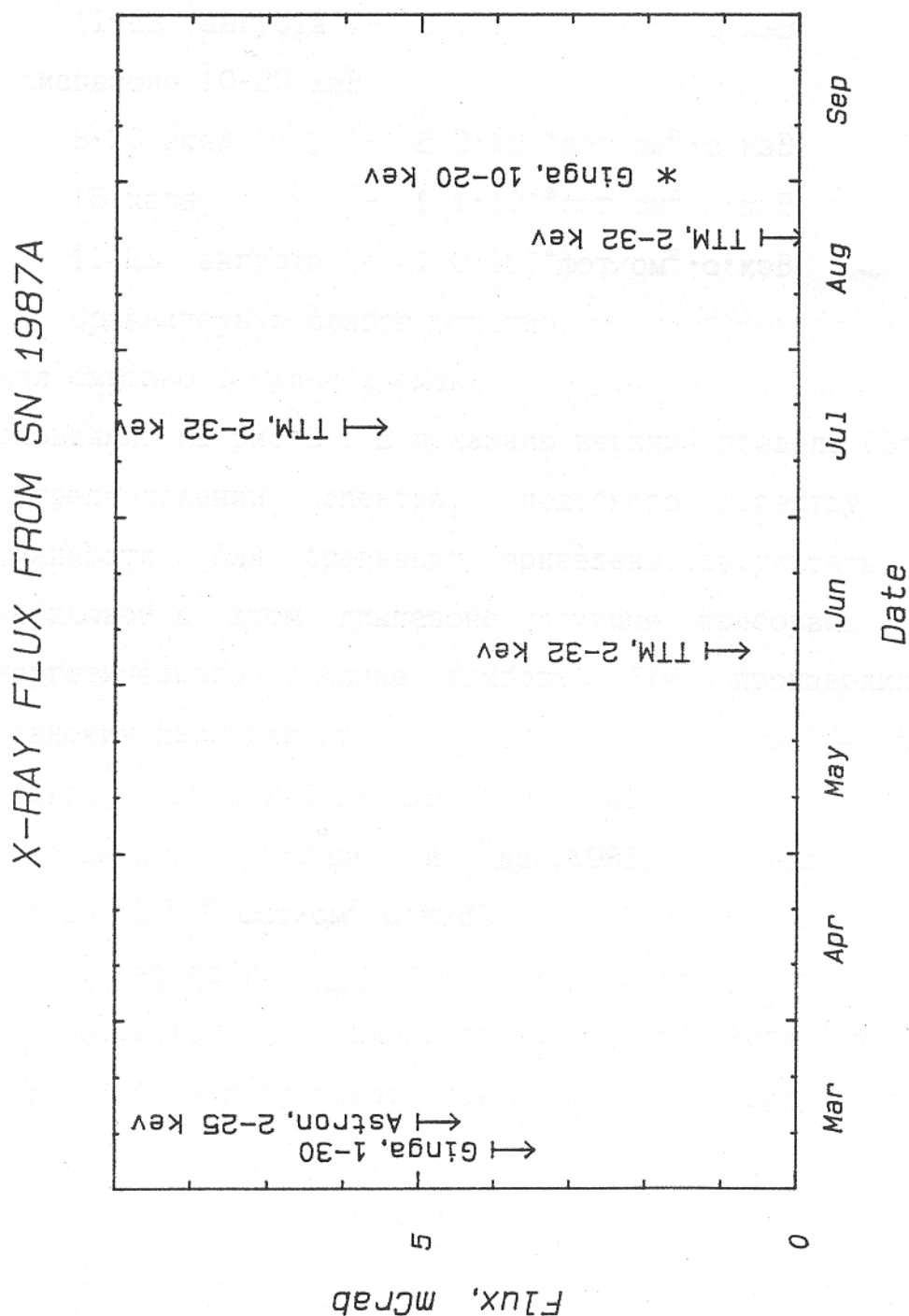
Прибор ТТМ представляет собой телескоп с кодирующей апертурой, позволяющий получать изображение участка неба 7.8×7.8 (FWHM) с угловым разрешением порядка 2 угл. мин. в энергетическом диапазоне 2-32 кэВ. Эффективная площадь для источника в центре поля зрения ~ 200 см².

а) наблюдения в июне-августе 1987 г.

В течение июня-августа 1987 г. было проведено 68 успешных наведений прибора ТТМ на область БМО. Время наблюдений составило: 8-10 июня ~ 5600 с, 16 июля ~ 1500 с, 11-23 августа $\sim 40\,000$ с.

Анализ данных не обнаружил статистически значимого потока от сверхновой в диапазоне 2-32 кэВ (Сюняев и др., 1987а, б). На рис. 3.1.1 показан спектр жесткого рентгеновского излучения SN 1987А, зафиксированный в августе 1987 г. приборами ГЕКСЕ и

Рис. 3.1.2 Верхние пределы (3σ) на мягкое рентгеновское излучение от SN1987A в предположении спектра, подобного спектру Крабовидной Туманности, полученные различными приборами в период с февраля по сентябрь 1987 г. (Джиованелли, 1987; Макино, 1987а; Сюняев и др., 1987а,б). Звездочкой показано обнаружение мягкого рентгеновского излучения от SN 1987A спутником ГИНГА (Макино, 1987б) (значение потока было пересчитано в единицы мКраб).



ПУЛЬСАР X-1 на модуле КВАНТ, и верхние пределы прибора ТТМ в мягком диапазоне (Сюннев и др., 1987а). Верхние пределы (3σ) в диапазоне 2-32 кэВ для спектра, подобного спектру Крабовидной Туманности, равны: 8-10 июня - 1.2 мКраб, 16 июля - 6 мКраб, 11-23 августа - 0.5 мКраб. Для плоского спектра:

в диапазоне 3-7 кэВ

8-10 июня - $4.5 \cdot 10^{-4}$ фот/см²·с·кэВ

16 июля - $2.3 \cdot 10^{-3}$ фот/см²·с·кэВ

11-23 августа - $2.0 \cdot 10^{-4}$ фот/см²·с·кэВ

в диапазоне 10-20 кэВ

8-10 июня - $2.2 \cdot 10^{-4}$ фот/см²·с·кэВ

16 июля - $1.1 \cdot 10^{-3}$ фот/см²·с·кэВ

11-23 августа - $1.0 \cdot 10^{-4}$ фот/см²·с·кэВ

Сравнительно слабое ограничение на поток от сверхновой 16 июля связано с малым временем наблюдения и плохими фоновыми условиями. На рис. 3.1.2 показаны верхние пределы (3σ , 2-32 кэВ) в предположении спектра, подобного спектру Крабовидной Туманности. Для сравнения приведены результаты наблюдений сверхновой в этом диапазоне другими приборами. (Калибровка энергетического отклика прибора ТТМ производилась путем сравнения наблюдаемой интенсивности источника 0540-693 в LMC с потоком, предсказываемым по результатам предшествующих экспериментов (Кларк и др., 1982; Севард и др., 1984) $F_{\nu} = 5 \cdot 10^{-3} E^{-1.8}$ фот/см²·с·кэВ).

б) наблюдения в ноябре-декабре 1988 г.

После успешной замены детектора телескопа ТТМ (21 октября 1988 г.) была предпринята еще одна попытка зафиксировать мягкое

Диапазон кэВ	3σ отсч/с/см ²	3σ мКраб	3σ (плоский спектр)		
			фот/с/см ²	фот/с/см ² /кэВ	эрг/с/см ²
1.7-7.5	$1.36 \cdot 10^{-3}$	1.12	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$4.7 \cdot 10^{-4}$	$2.0 \cdot 10^{-11}$
7.5-30.0	$1.38 \cdot 10^{-3}$	2.80	$3.5 \cdot 10^{-3}$	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-10}$
1.7-30.0	$1.92 \cdot 10^{-3}$	1.12	$4.7 \cdot 10^{-3}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-10}$

Таблица 3.1.1.1 Верхние пределы на поток от сверхновой SN 1987A в ноябре-декабре 1988 по данным телескопа ТТМ (время наблюдений - 23000 с).

рентгеновское излучение сверхновой SN 1987A. Полное время экспозиции в ноябре-декабре 1988 г. составило ~ 23000 с. Анализ данных телескопа ТТМ не выявил значимого потока от сверхновой. 3 σ верхние пределы на рентгеновское излучение от SN 1987A приведены в Табл. 3.1.1. Энергетический отклик прибора был откалиброван по наблюдениям Крабовидной Туманности (см. раздел 4.2).

Заметим, что одновременные наблюдения ГЕКСЕ зафиксировали заметное снижение потока от сверхновой (Сюняев и др., 1989). Интенсивность излучения в диапазоне 15-20 кэВ (по данным ГЕКСЕ) равна $2 \cdot 10^{-3}$ фот/см²·с·кэВ, т.е. ~ на порядок меньше верхнего предела телескопа ТТМ для соответствующего диапазона.

3.1.3 Взаимодействие разлетающейся оболочки с окружающей средой

Рассмотрим простейший случай расширения сферически - симметричной оболочки сверхновой в окружающей среде. Для распределения плотности и скорости газа в оболочке примем модель Колгейта и МакКи, (1972), Грасберга и др. (1987) :

$$\rho_{00} = b \left(\frac{r}{t} \right)^{-k} \cdot \frac{1}{t^3} \quad (1)$$

$$V_{00} = r/t$$

Для SN 1987A из сравнения предсказаний модели с оптическими и ультрафиолетовыми наблюдениями получены следующие значения параметров:

$$k = 7$$

$$b = 6.43 \cdot 10^{99} \text{ г} \cdot \left(\frac{\text{см}}{100\text{д}} \right)^{k-3} \quad (2)$$

Распределение плотности окружающего газа

$$\rho_{\text{ср}} = a \cdot r^{-w} \quad (3)$$

Случай $w=2$ соответствует модели звездного ветра, $w=0$ - расширению в однородной среде. Взаимодействие разлетающейся оболочки (1) на ранних стадиях, до выхода на известное решение Седова (1957) для сильного взрыва, как известно, приводит к образованию двух ударных волн, одна из которых распространяется по невозмущенной среде, а другая - по веществу оболочки (Рис. 3.1.3. и 3.1.4). Между ударными волнами находится контактный разрыв, отделяющий вещество среды от оболочки. Будем считать невозмущенное вещество среды и оболочки холодным. В рамках одножидкостной газодинамики задача имеет только два размерных параметра a и b и допускает автомодельное решение (Надежин 1981, 1985, Шевалье, 1982). Составляя автомодельную переменную $\xi = (a/b)^{1/(k-w)} \cdot r/t^{\frac{k-3}{k-w}}$ и учитывая, что положение всех разрывов соответствует определенным значениям ξ , получаем, что положения ударных волн и контактного разрыва зависят от времени следующим образом:

$$\begin{aligned}
 R_1 &= \xi_1 \cdot A \cdot t^\alpha & - \text{положение фронта ударной волны в оболочке} \\
 (4) \quad R_0 &= \xi_0 \cdot A \cdot t^\alpha & - \text{положение контактного разрыва} \\
 R_2 &= \xi_2 \cdot A \cdot t^\alpha & - \text{положение фронта ударной волны в}
 \end{aligned}$$

Рис. 3.1.3 Общая картина взаимодействия разлетающейся оболочки с окружающей средой в модели звездного ветра ($w=2$, $k=7$). Показаны положения ударных волн (R_1 и R_2) контактного разрыва R_c .

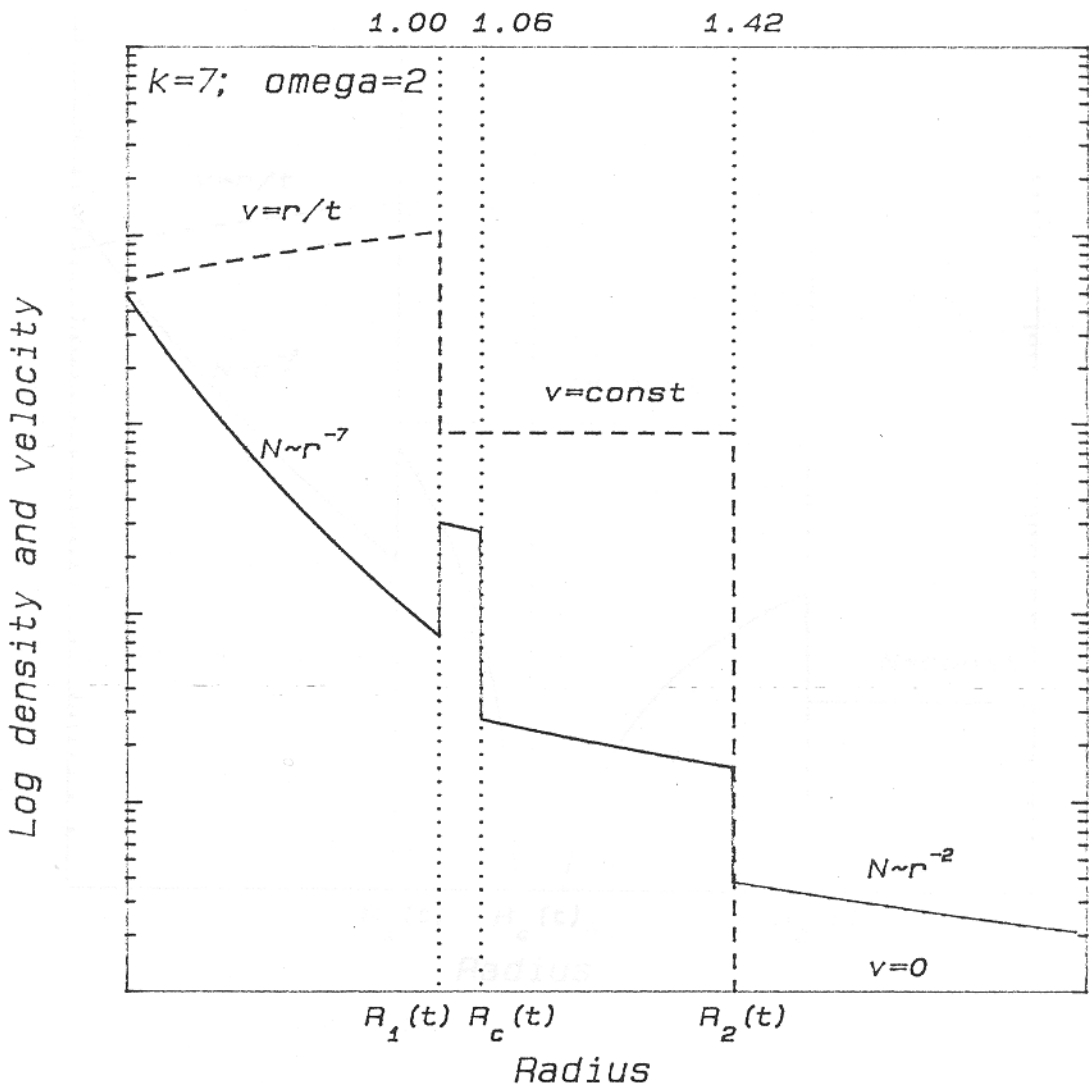
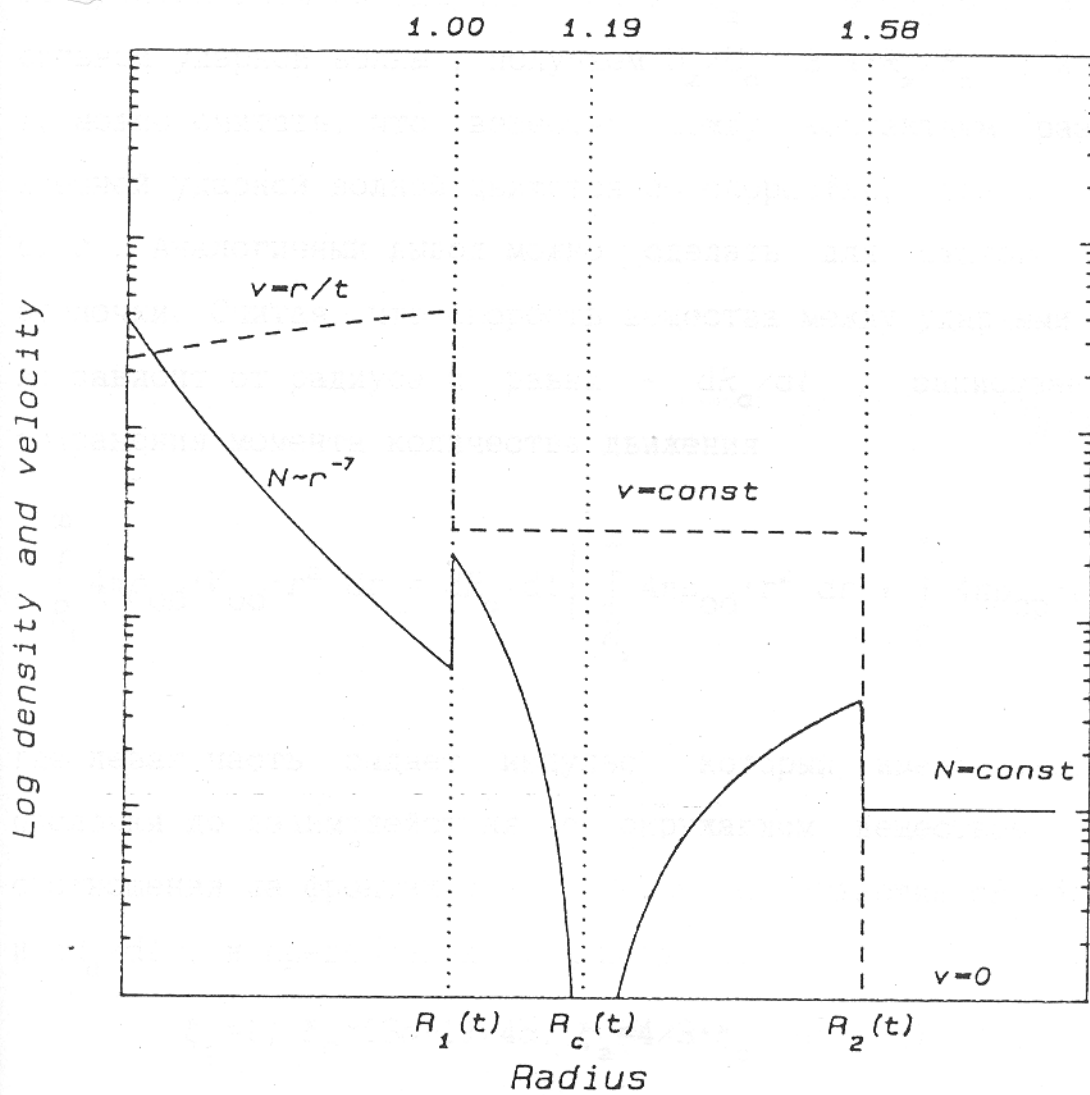


Рис.3.1.4 То же, что на Рис.3.1.3, но для случая однородного распределения плотности окружающей среды вокруг сверхновой.

uniform density model; envelope: $k=7$



окружающей среде, где $A \propto (b/a)^{1/(k-w)}$, $\alpha = (k-3)/(k-w)$.

Точные значения ξ_1, ξ_c, ξ_2 могут быть найдены численным интегрированием автомодельных уравнений (Надежин, 1981, 1985, Шевалье, 1982). Оценить значения параметров можно не прибегая к численному интегрированию. Учитывая, что скорость движения вещества на контактном разрыве $U_c = dR_c/dt$ и скорость вещества за фронтом внешней ударной волны $U_2 = 3/4 \cdot dR_2/dt$, в пределе сильной ударной волны, получаем $U_2/U_c = 3/4 \cdot R_2/R_c$. Т.к. $R_2/R_c \sim 1$, можно считать, что вещество между контактными разрывом и внешней ударной волной движется со скоростью, слабо зависящей от r . Аналогичный вывод можно сделать для сжатого вещества оболочки. Считая, что скорость вещества между ударными волнами не зависит от радиуса и равна $\sim dR_c/dt$, записываем закон сохранения момента количества движения

$$\int_{R_1}^{\infty} 4\pi\rho_{об} \cdot V_{об} \cdot r^2 dr = dR_c/dt \left[\int_{R_1}^{\infty} 4\pi\rho_{об} \cdot r^2 dr + \int_0^{R_2} 4\pi\rho_{ср} \cdot r^2 dr \right]$$

где левая часть задает импульс, который имела сжатая часть оболочки до взаимодействия с окружающим веществом. Учитывая соотношения на фронтах ударных волн, связывающие dR_1/dt , dR_2/dt и dR_c/dt , и предполагая (4), получаем:

$$\xi_1 = 1, \quad \xi_c = (3\alpha + 1)/4\alpha, \quad \xi_2 = 4/3 \cdot \xi_c, \quad \alpha = (k-3)/(k-w),$$

$$A = \left[\frac{(3-w)(k-w)}{k-3} \cdot \left(\frac{1}{k-4} - \frac{\xi_c}{k-w} \right) \cdot \frac{1}{\xi_c \xi_2^{3-w}} \cdot b/a \right]^{1/(k-w)}$$

Полученные значения с точностью до коэффициента ~ 1.5 совпадают с результатами численных расчетов Надежина (1981) и Шевалье (1982). Таким образом, для модели звездного ветра ($w=2$) и параметров оболочки (2)

$$R_1 = 2.1 \cdot 10^{16} \cdot a_s^{-1/5} \cdot t_{100}^{4/5} \text{ см}$$

$$R_c = 2.2 \cdot 10^{16} \cdot a_s^{-1/5} \cdot t_{100}^{4/5} \text{ см}$$

$$R_2 = 3.0 \cdot 10^{16} \cdot a_s^{-1/5} \cdot t_{100}^{4/5} \text{ см}$$

где $a_s = \rho_{\text{ср}}(r=10^{16} \text{ см}) / 10^9 \text{ см}^{-3}$, $t_{100} = t / 100^{\text{д}}$.

Соответствующая скорость фронта внешней ударной волны

$$V_2 = dR_2 / dt = 2.7 \cdot 10^9 \cdot a_s^{-1/5} \cdot t_{100}^{-1/5} \text{ см/сек}$$

Массы газа окружающей среды и оболочки, сжатого ударными волнами, равны соответственно ($w=2$):

$$M_{\text{об}} = 5.4 \cdot 10^{-3} \cdot a_s^{4/5} \cdot t_{100}^{4/5} M_{\odot}$$

$$M_{\text{ср}} = 3.1 \cdot 10^{-3} \cdot a_s^{4/5} \cdot t_{100}^{4/5} M_{\odot}$$

Распределение плотности газа между фронтами ударных волн можно получить из уравнения непрерывности (учитывая, что в рассматриваемой автомодельной задаче плотность представима в виде $\rho = a/r^w \cdot g(\xi)$, а градиентами скорости движения среды между ударными волнами мы пренебрегаем)

$$\rho = C_1 a \cdot \frac{(R_c(t) - r)^{2-w}}{r^2}, \quad R_1 < r < R_c$$

$$\rho = C_2 a \cdot \frac{(r - R_c(t))^{2-w}}{r^2}, \quad R_c < r < R_2$$

Константы C_1 и C_2 определяются из условия 4-х кратного сжатия на фронтах сильных ударных волн. Для $w=2$ - $C_1=40$, $C_2=4$. В этом случае плотность сжатого газа оболочки в 10 раз выше плотности сжатого вещества среды. Соответствующие интегральные меры эмиссии ($N_e V$) сжатого газа ($w=2$):

$$N_e V_{об} = 5.7 \cdot 10^{59} \cdot a_s^{11/5} \cdot t_{100}^{-4/5} \text{ см}^{-3}$$

$$N_e V_{ср} = 1.7 \cdot 10^{59} \cdot a_s^{11/5} \cdot t_{100}^{-4/5} \text{ см}^{-3}$$

Для случая однородной среды ($w=0$) зависимости всех величин от плотности среды и времени получаются несколько иными, однако порядки величин при $t \sim 100-200$ дней совпадают.

Пределы применимости автомодельного решения определяются временем прохождения внутренней ударной волны по всему веществу оболочки (точнее, той ее части, где верны условия (1)) и условием малой ширины фронтов ударных волн по сравнению с расстояниями между разрывами (Надежин, 1981). Первое условие для рассматриваемых моментов времени ($t \leq 1$ года) заведомо выполняется:

$$\int_{R_1}^{\infty} 4\pi \rho_{об} \cdot r^2 dr \sim 10^{-2} M_{\odot} \ll M_{об}$$

Что же касается ширины фронта, то она, по-видимому, определяется не длиной свободного пробега по ион-ионным соударениям

$$l_{ii} \sim 7 \cdot 10^{13} N_{\text{e}}^{-1} V_{\text{e}}^4$$

(N_{e} - плотность плазмы в единицах 10^8 см^{-3} , V_{e} - скорость ионов в единицах 10^9 см/с), а ларморовским радиусом для ионов

$$r_{\text{L}} \sim 10^{11} \cdot N_{\text{e}}^{-1} \cdot V_{\text{e}} \text{ см}, \quad (\Omega_{\text{e}} = \Omega / 10^{-6} \text{ Гс})$$

(МакКи и Холленбах, 1980).

3.1.4 Температура электронов за фронтом ударной волны

Температура ионов за фронтом ударной волны определяется скоростью движения фронта волны относительно газа перед фронтом

$$kT_{\text{i}} = 3/16 \cdot \mu m_{\text{p}} V^2$$

Для модели звездного ветра ($w=2$) температура ионов на внутреннем и внешнем фронтах равны соответственно:

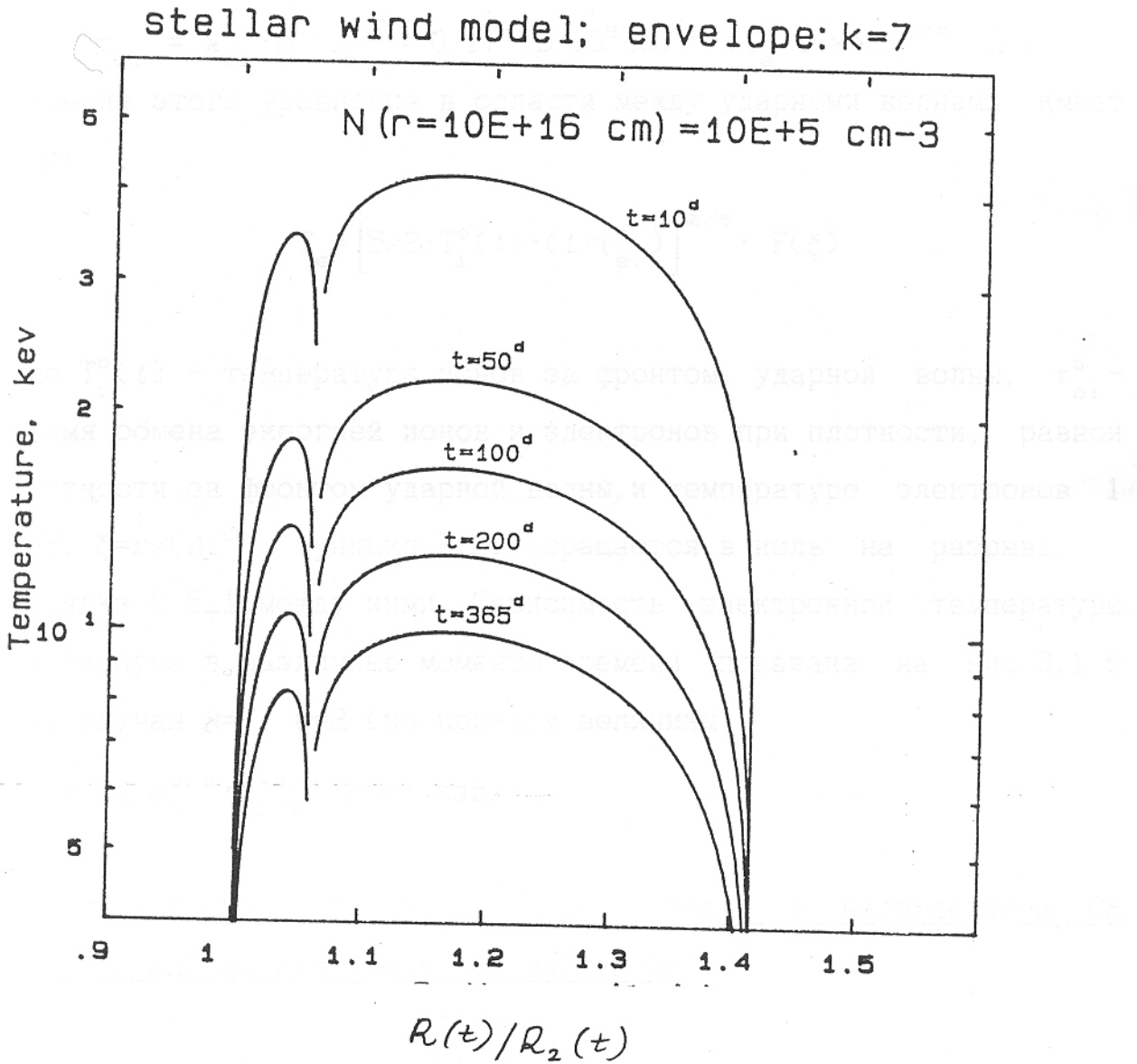
$$kT_{\text{i}1} = 164 \cdot \alpha_{\text{e}}^{-2/7} \cdot t_{100}^{-8/7} \text{ кэВ}$$

$$kT_{\text{i}2} = 729 \cdot \alpha_{\text{e}}^{-2/7} \cdot t_{100}^{-8/7} \text{ кэВ}$$

При этом электронная температура будет в $m_{\text{p}}/m_{\text{e}} \sim 2000$ раз меньше.

Дальнейшее изменение электронной температуры определяется скоростью передачи энергии от ионов к электронам. Считая, что основную роль играют кулоновские столкновения, запишем уравнение для изменения электронной температуры

Рис. 3.1.5 Распределение температуры электронов в газе, сжатом ударными волнами, в различные моменты времени ($w=2$). Радиус нормирован на положение внутренней ударной волны.



$$dT_e/dt = -2\alpha(\gamma-1) \cdot T_e/t + T_i/\kappa_{ei} \cdot \rho T_e^{-3/2}$$

В этом уравнении первый член описывает охлаждение электронов в результате расширения газа ($\alpha=(k-2)/(k-w)$, $\gamma=5/3$), а второй — передачу энергии от ионов к электронам. Характерное время обмена энергий

$$\tau_{ei} = \kappa_{ei} \cdot \rho^{-1} T_e^{3/2} = 0.17 \cdot (\rho/10^5 \text{ см}^{-3})^{-1} \cdot (T_e/1 \text{ кэВ})^{3/2} \text{ лет}$$

Решение этого уравнения в области между ударными волнами имеет вид:

$$T_e = \left[5/2 \cdot T_i^{\circ}(t) \cdot (t/\tau_{ei}^{\circ}) \right]^{2/5} \cdot F(\xi)$$

где $T_i^{\circ}(t)$ — температура ионов за фронтом ударной волны, τ_{ei}° — время обмена энергией ионов и электронов при плотности, равной плотности за фронтом ударной волны, и температуре электронов 1 кэВ, $\xi=r/(At^{\alpha})$. Функция $F(\xi)$ обращается в ноль на разрывах и порядка 0.5-1 между ними. Зависимость электронной температуры от радиуса в различные моменты времени показана на Рис. 3.1.5 для случая $k=7$, $w=2$ (по порядку величины

$$T_e \approx 20 \alpha_s^{2/5} \cdot t_{100}^{-2/5} \cdot F(\xi) \text{ кэВ}.$$

3.1.5. Сравнение предсказаний моделей с наблюдениями СН 1987А в мягком рентгеновском диапазоне

Спектр излучения, зафиксированный приборами обсерватории РЕНТГЕН 10 августа 1987г., характеризуется необычайной жесткостью (Скняев, 1987а,б). На рис. 3.1.6 показан зафиксированный приборами модуля КВАНТ спектр излучения

Рис. 3.1.6 Спектр жесткого рентгеновского источника (обозначения аналогичны Рис. 3.1.1). Сплошными кривыми показан спектр тормозного излучения оптически тонкой плазмы с мерой эмиссии $N_e V = 2 \cdot 10^{59} \text{ см}^{-3}$ для различных электронных температур T_e (кэВ).

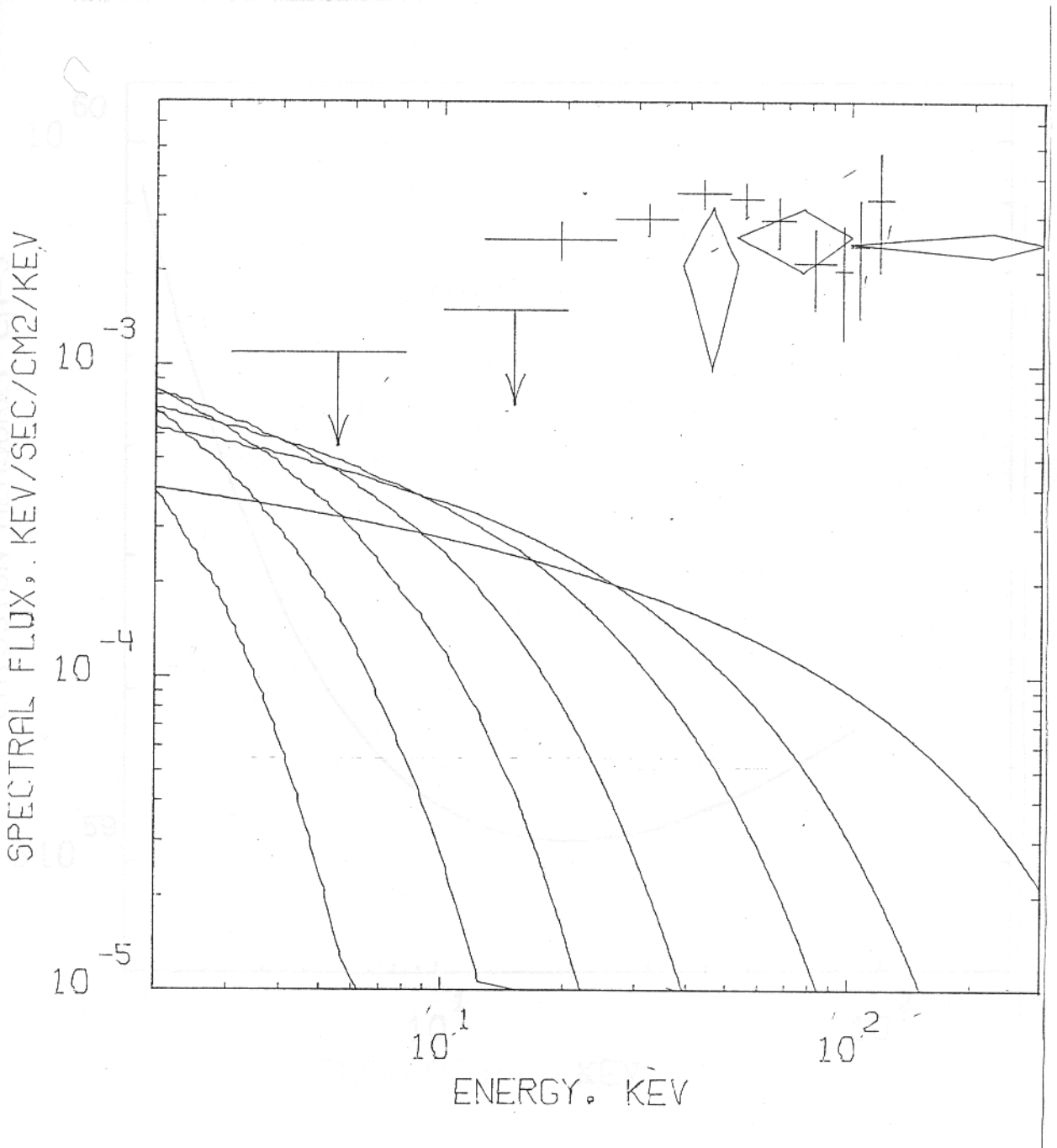
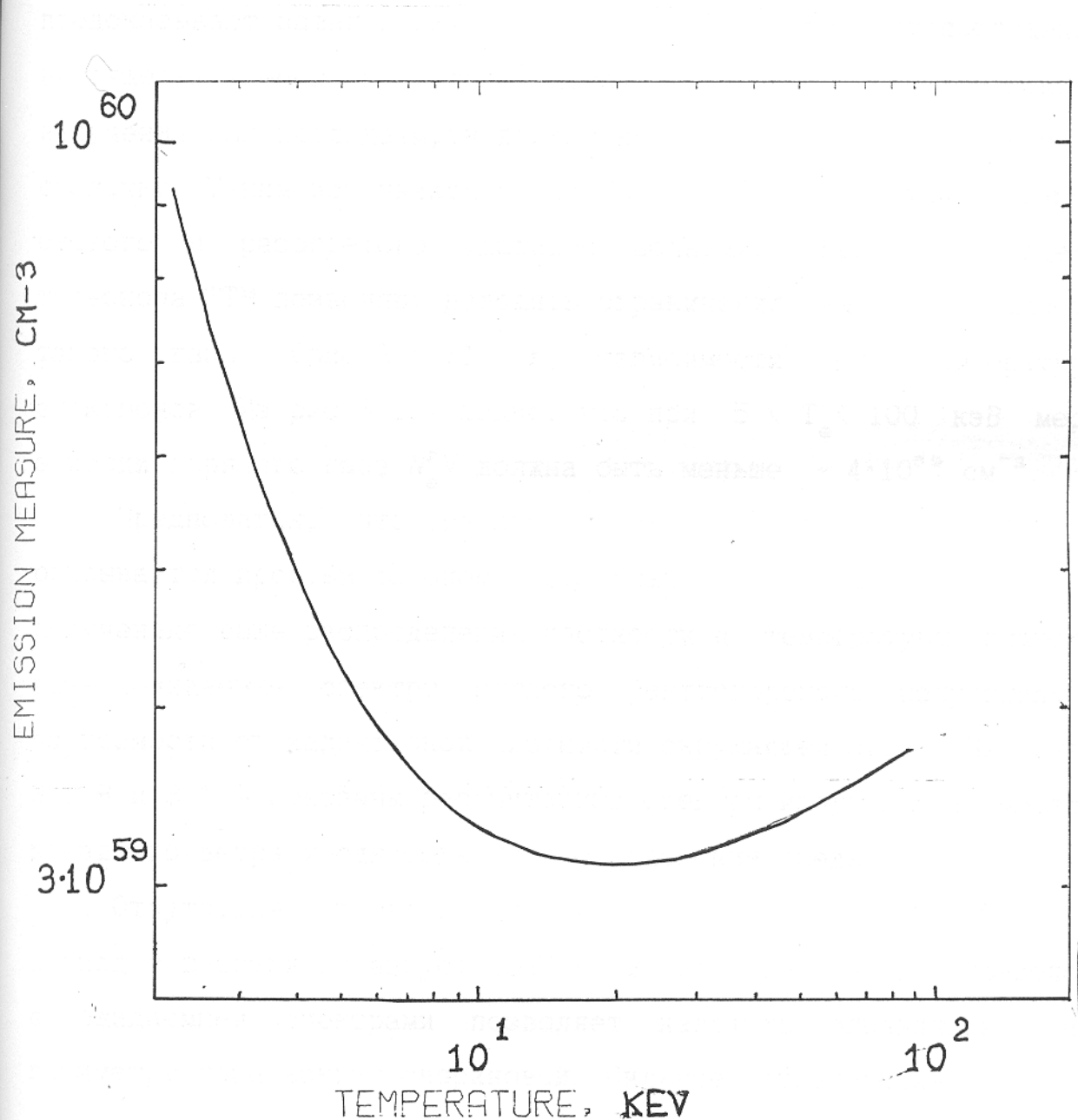


Рис. 3.1.7 Верхний предел на меру эмиссии оптически тонкой плазмы, не противоречащий данным прибора ТМ в диапазоне 3-7 кэВ, как функция электронной температуры (учитывался вклад только излучения в непрерывном спектре).



сверхновой по сравнению со спектрами теплового излучения оптически тонкой плазмы при различных температурах. Видно, что тепловой механизм не годится для объяснения потока на высоких энергиях. Модели рентгеновского излучения сверхновой, основанные на комптонизации жестких квантов в оболочке, предсказывают завал спектра при $E \leq 15$ кэВ из-за фотопоглощения на тяжелых элементах. Чтобы источник мягкого рентгеновского излучения был наблюдаем, он должен находиться вне разлетающейся оболочки. Таким источником может быть тепловое излучение газа, сжатого и разогретого ударными волнами. Верхние пределы телескопа ТТМ позволяют наложить ограничения на меру эмиссии такого газа (рис. 3.1.7) в зависимости от температуры электронов. Из рис. 3.1.7 видно, что при $5 < T_e < 100$ кэВ мера эмиссии горячего газа $N_e V$ должна быть меньше $\sim 4 \cdot 10^{59} \text{ см}^{-3}$.

Предполагая, что распределение газа вокруг сверхновой описывается простым законом (3), можно рассчитать, используя полученные выше распределения плотности и температуры сжатого газа, ожидаемые спектры мягкого рентгеновского излучения в зависимости от характерной плотности окружающей среды. На рис. 3.1.8 и 3.1.9 показаны рассчитанные спектры излучения в модели звездного ветра и однородного распределения среды.

Отсутствие мягкого рентгеновского излучения от SN 1987A в период с февраля по август 1987 г. и сравнение верхних пределов с ожидаемыми спектрами позволяет наложить ограничения на параметры газа вокруг сверхновой. Сильное ограничение следует из верхнего предела, полученного прибором ТТМ в августе 1987 г. ($t \approx 200$ дней после взрыва) : $F_{\nu}(3-7 \text{ кэВ}) \leq 2 \cdot 10^{-4} \text{ фот/с см}^2 \text{ кэВ}$.

Рис. 3.1.8 Спектр излучения газа, сжатого ударными волнами, в различные моменты времени в модели звездного ветра ($k=7, w=2$). Показаны результаты наблюдений SN 1987A: верхние пределы прибора TTM и данные прибора ГЕКСЕ (Сюняев и др., 1987а,б) за период 10-23 августа - 168 - 181-й дни после взрыва сверхновой.

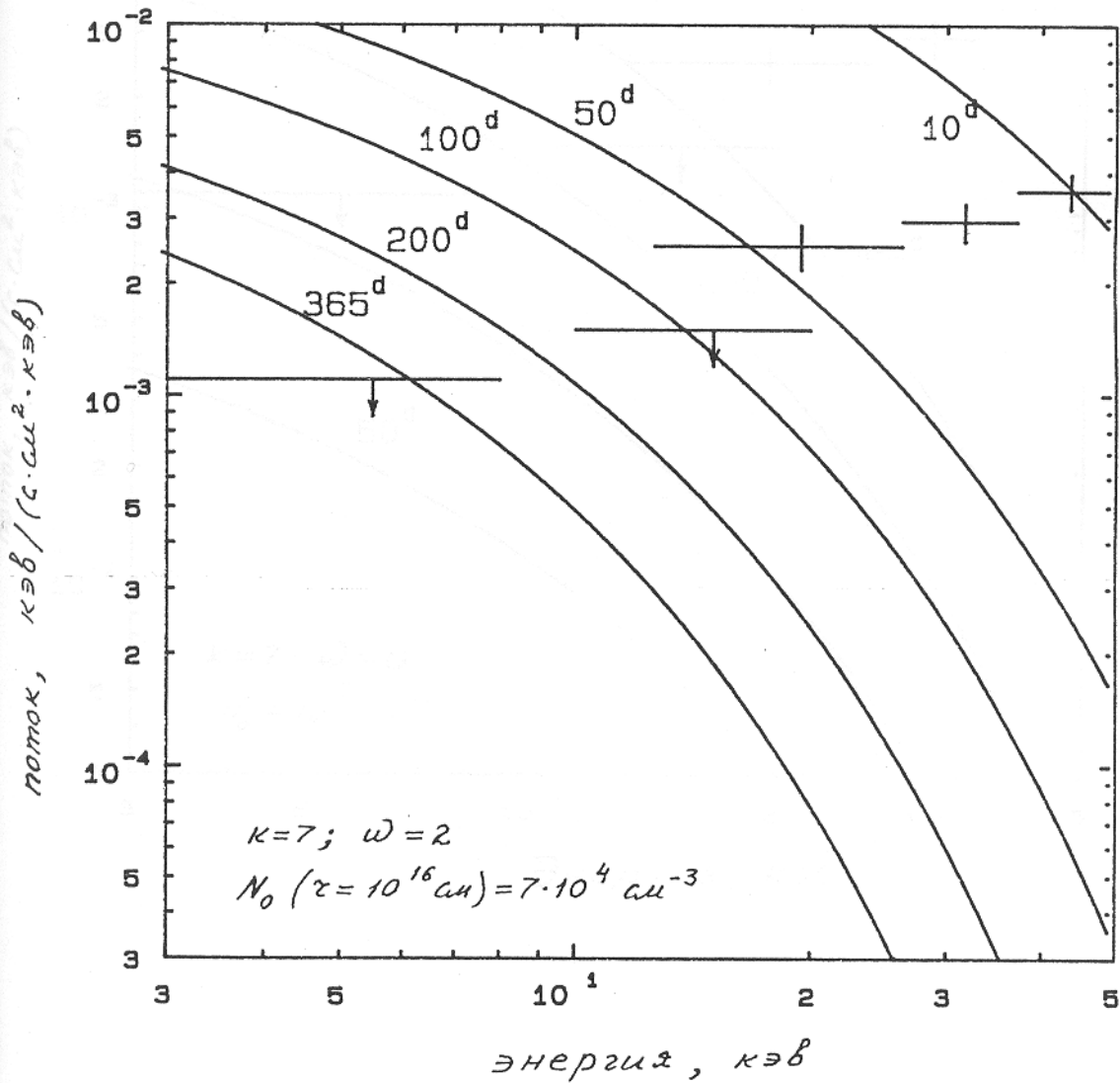
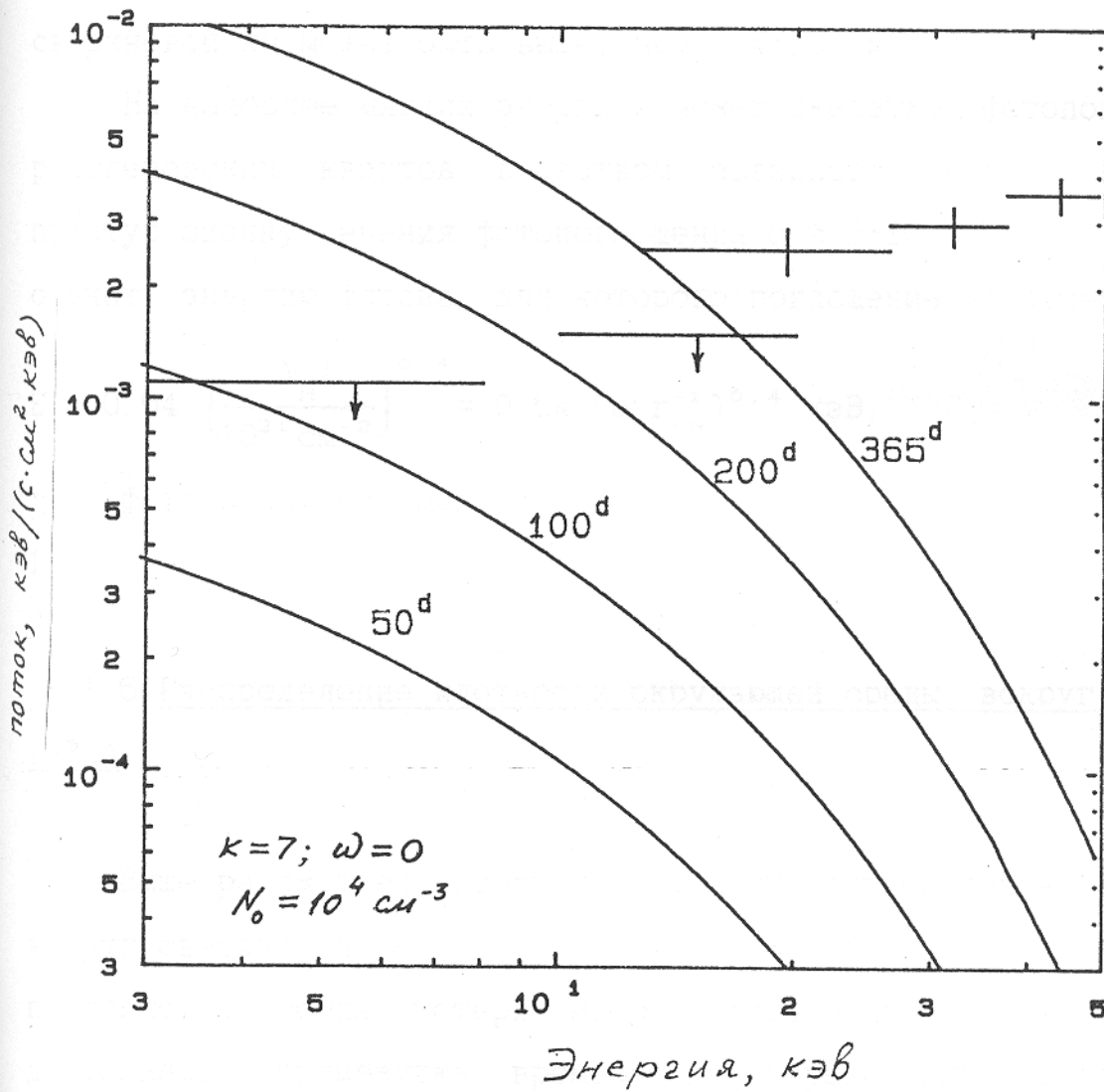


Рис. 3.1.9 То же, что на Рис. 3.1.8, но для однородного распределения плотности окружающей среды ($k=7, w=0$).



В этом случае плотность вещества звездного ветра перед фронтом внешней ударной волны $N_0 \leq 1.2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ при радиусе и скорости фронта $R_2 \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ см}$, $v_2 \approx 2.8 \cdot 10^4 \text{ км/с}$. Соответствующее ограничение на темп потери массы на стадии предсверхновой $\dot{M} \leq 1.4 \cdot 10^{-5} (v_{\text{зв.в.}}/100 \text{ км/с}) M_{\odot}/\text{год}$. Такой темп потери массы могла иметь предсверхновая за $200 \cdot (v_{\text{зв.в.}}/100 \text{ км/с})^{-1}$ лет до взрыва. В модели однородной окружающей среды плотность газа вокруг сверхновой не может быть выше, чем $5.4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$.

На наиболее мягких энергиях может сказаться фотопоглощение рентгеновских квантов веществом звездного ветра. Используя простую оценку сечения фотопоглощения $\sigma \approx 2 \cdot 10^{-22} E^{-2.5} \text{ см}^2$, можно оценить энергию фотона, для которого поглощение не существенно:

$$E_0 \approx 0.54 \left[\frac{N_H l}{10^{21} \text{ см}^{-2}} \right]^{0.4} = 0.54 (\alpha_{\text{в}} r_{1\text{в}}^{-1})^{0.4} \text{ кэВ},$$

т.е. фотопоглощение мало для энергий $E \geq 0.6 \text{ кэВ}$ при $\alpha_{\text{в}} \leq 1$, $r_{1\text{в}} \geq 1$.

3.1.6 Распределение плотности окружающей среды вокруг СН

1987A

Выше рассмотрены простейшие модели распределения вещества вокруг сверхновой $\rho \sim 1/r^2$ и $\rho = \text{const}$, возникающие в предположении постоянства темпа потери массы предсверхновой в течение длительного промежутка времени до взрыва или однородности распределения плотности окружающей среды вокруг предсверхновой. Характерной особенностью таких моделей является монотонное изменение потока мягкого рентгеновского излучения со временем:

возрастающее при $w=0$ и убывающее при $w=2$.

Анализ оптических наблюдений, выполненных задолго до взрыва, показал, что на месте сверхновой находилась звезда Sk-69 202, классифицируемая как голубой сверхгигант (МакНаут, 1987). Компактность предсверхновой (малый радиус звезды $R \sim 2 \cdot 10^1$ см, соответствующий голубому сверхгиганту) подтверждается также наблюдениями кривой блеска сверхновой. Типичный темп потери массы голубым сверхгигантом составляет $\dot{M} \sim 10^{-7} \div 10^{-8} M_{\odot}$ год $^{-1}$ при скорости ветра $V_{bw} \sim 500$ км/с. В то же время считается, что взрыв сверхновой II типа возникает на конечных стадиях эволюции красных сверхгигантов. Для такой звезды темп потери массы составляет $\dot{M} \sim 10^{-7} \div 10^{-4} M_{\odot}$ год $^{-1}$ при скорости ветра $V_{rw} \sim 5-50$ км/с. Анализ эволюционных моделей показал, что предсверхновая, вероятно, перешла из стадии красного сверхгиганта к стадии голубого сверхгиганта за время $t_0 \sim 1000-10000$ лет до взрыва. Подобная эволюция должна приводить к весьма неоднородному распределению вещества вокруг SN 1987A: область непосредственно около предсверхновой ($r < t_0 \cdot V_{rw}$) заполнена малоплотным быстрым звездным ветром голубого сверхгиганта, а при $r > t_0 \cdot V_{rw}$ начинается область более плотного и медленного ветра, связанная с потерей массы звездой на стадии красного сверхгиганта. Между этими областями находится наиболее плотный слой вещества, сжатый ударными волнами, возникающими при взаимодействии быстрого и медленного ветра. Ограничения на плотность среды непосредственно вблизи предсверхновой получены по анализу максимума интенсивности радиоизлучения сверхновой на частотах 843 МГц и 1.4 ГГц (Манчестер, 1987; Тертл, 1987). $N <$

10^5 см^{-3} на радиусе $r \approx 4 \cdot 10^{14} \text{ см}$. Если предположить, что эта оценка плотности нормирует распределение газа звездного ветра вплоть до расстояний $\sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}$, то мягкое рентгеновское излучение не может быть зафиксировано в течение нескольких лет после взрыва.

Наибольшая неопределенность связана с положением границы между быстрым и медленным ветром $r_{\text{ГР}} \approx t_0 V_{\text{ГВ}}$. Основываясь на данных спутника ГИНГА, зафиксировавшего заметное увеличение потока от сверхновой в диапазоне $E \leq 30 \text{ кэВ}$ в январе 1988 и его последующий спад (Макино, 1988), Масай и др. (1988) предложили модель, в которой эта граница расположена на расстоянии $r \sim 10^{16} \text{ см}$. При этом темп потери массы на стадии красного сверхгиганта $\dot{M} \sim 7 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ при $V_{\text{ГВ}} \sim 30 \text{ км/с}$. Однако, время перехода на стадию голубого сверхгиганта соответствует $t_0 \approx 100 \text{ лет}$, что заметно ниже предполагаемой по эволюционным моделям величины. Заметим, что в задаче с таким распределением плотности окружающей среды рассмотренные выше автомодельные решения не применимы. Рентгеновский поток в этом случае возникает начиная с момента времени $t_1 = r_{\text{ГР}} / V_{\text{об}}$, затем растет до времени $t_2 \sim 2t_1$. В последующие моменты времени $t \gg t_1$ масса сжатой ударной волной среды перестает зависеть от радиуса границы $r_{\text{ГР}}$ и становится применимым автомодельное решение: рентгеновский поток начинает спадать. К сожалению, телескоп ТМ не работал в период с сентября 1987 по октябрь 1988 г.г., поэтому точная локализация источника мягкого излучения в январе 1988 г. не была установлена (телескоп, установленный на спутнике ГИНГА не позволяет строить изображения участков неба).

Более реалистическими представляются модели, в которых $t_0 \sim 1000-10^4$ лет, граница между быстрым и медленным ветром расположена на расстоянии $r \sim 10^{18}$ см от предсверхновой. Эту модель подтверждают, в принципе, наблюдения инфракрасного эха (Чалабаев и др., 1988), связанного с переизлучением пыли перехваченного ультрафиолетового излучения сверхновой.

Если область повышенной плотности действительно расположена на таком расстоянии от SN 1987A, то можно ожидать появления мягкого рентгеновского излучения от сверхновой через ~ 20 лет после взрыва.

Если предположить наличие отдельных плотных облаков в окружающей SN 1987A среде, связанных с фрагментацией плотного звездного ветра за счет неустойчивости Релея-Тейлора при взаимодействии с малоплотным быстрым ветром, то возможно появление перменности мягкого рентгеновского излучения. При рассмотрении гидродинамической задачи можно получить очень быстрые законы роста меры эмиссии сжатого газа. Тем не менее скорость роста потока излучения может быть ограничена процессом передачи энергии от протонов к электронам. Используя уравнение для температуры электронов $dT_e/dt = T_e/\tau_{ei}$, получаем, что минимальное время перменности на энергии E равно

$$\Delta t = (E/2.3 \text{ кэВ})^{5/2} \cdot (V_9^2 N_9)^{-1} \text{ дней,}$$

дней, где V_9 - характерная скорость ударной волны, N_9 - плотность вещества за фронтом.

ГЛАВА 4

НАБЛЮДЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ ПРИБОРАМИ ОБСЕРВАТОРИИ

РЕНТГЕН НА МОДУЛЕ КВАНТ

4.1 Приборы обсерватории

4.1.1 Введение

Международная рентгеновская обсерватория РЕНТГЕН на модуле КВАНТ была выведена на орбиту ракетой-носителем Протон в апреле 1987 года. Несколько недель спустя рентгеновские телескопы приступили к наблюдениям. С этого момента было проведено более 1000 сеансов. Среди мишеней были такие источники как SN1987A, ASM 2000+25, HER X-1, Cyg X-1, Cyg X-3, Крабовидная туманность, 3C 273 и некоторые другие. В этом разделе приведено краткое описание рентгеновских телескопов обсерватории.

Характеристики приборов, входящих в состав обсерватории РЕНТГЕН на модуле КВАНТ, приведены в Таблице 4.1.1. Одновременные наблюдения всех приборов позволяют обсерватории перекрыть широчайший диапазон энергий с высоким временным разрешением и строить изображение изучаемого района неба в мягком (2-32 кэВ) диапазоне.

4.1.2 Циклограмма наблюдений.

Период обращения станции МИР вокруг Земли ~ 90 минут. Из-за высокого наклона орбиты ($\sim 57^\circ$) время наблюдения на затененной части орбиты, вне радиационных поясов ~20 мин (Сюняев и др., 1988). Наблюдения ярких рентгеновских источников

телескопом ТТМ показали что стабилизация комплекса выдерживается с точностью $\sim 2'$ во время сеанса продолжительностью 20 минут (Сюняев и др., 1988). Для приборов Пульсар X-1 и ГСПС получение качественных спектров возможно лишь при сравнении потока приходящего от источника (источник + фон) с потоком от фона. Поэтому большая часть наблюдений модуля КВАНТ проводилась с качаниями всего комплекса (несколько последовательных наведений на источник и фоновую площадку, которая лежит в 4-12 градусах от источника и не содержит других ярких источников). Смена ориентации в этом режиме осуществлялась с помощью гироскопов, без включения двигателей космической станции. Переориентация комплекса занимает обычно 90-100 с. Таким образом от 1/2 до 2/3 всего наблюдательного времени было отведено на наблюдение фоновых площадок.

Ниже кратко перечислены некоторые направления работ по проекту РЕНТГЕН, проводившихся при участие автора.

4.1.3. Восстановление изображений телескопом с кодирующей апертурой ТТМ

Телескоп с кодирующей апертурой ТТМ представляет собой систему из позиционно чувствительного детектора, позволяющего измерять координаты и энергии фотонов, и маски, укрепленной на расстоянии ~ 2 метра от детектора. Маска состоит из $\sim 65\ 000$ квадратных ячеек, половина которых непрозрачна для рентгеновских квантов с энергией $E \leq 30$ кэВ. Каждый источник на небе, попадающий в поле зрения телескопа, образует на детекторе сложную картину засветки. Задачей восстановления изображений

Таблица 4.1.1 Приборы обсерватории РЕНТГЕН

Прибор	Тип	Энерг. диап. кэВ	Геометрич. площадь детектора см ²
ГЕКСЕ	4 фосвич детектора с 1.6 x 1.6 FWHM коллиматорами	15-200	800
ТТМ	Спектрометр с кодирующей апертурой 7.8 x 7.8 FWHM	2-32	600
ПУЛЬСАР X-1	4 фосвич детектора с 3.0 x 3.0 FWHM коллиматорами	30-1000	4 x 314
ГСПС	Газовый сцинтилляцион. пропорц. счетчик с 3.0 x 3.0 FWHM коллиматорами	4 - 100	300
ИРА	Фосвич детектор гамма всплесков, 2л	40-1400	314

является нахождение такой конфигурации источников на небе, которая производит наблюдаемую засветку детектора.

Идея телескопов с кодирующей апертурой была предложена Метцем и Янгом (1961) и Дикке (1968) как продолжение простейшей системы с единственным отверстием, позволяющее существенно увеличить собирающую поверхность. Как было показано Фенимором и Канонем (1978) легко подобрать такую конфигурацию расположения отверстий на маске, которая приводит к взаимно-однозначному (полному) кодированию. Подобные конфигурации получили название "uniformly redundant array" (URA). Условием полного кодирования является то, что любой источник должен создавать засветку на детекторе, являющуюся циклическим повторением базисной структуры. Картина засветки детектора представляет собой свертку первоначального изображения с маской состоящей из 0 и 1 (Проктор и др., 1979; Миamoto и др., 1981). Число независимых ячеек на детекторе равно числу ячеек на небе, что делает возможным взаимно-однозначное восстановление.

В случае ТТМ с целью увеличить поле зрения телескопа была выбрана конфигурация, в которой только для источника в центре поля зрения телескопа реализуется полное кодирование. Для остальных точек часть базисного мотива проецируется за пределы детектора. Как результат, число независимых ячеек на детекторе в четыре раза меньше числа ячеек на небе, которые могут дать вклад в засветку детектора. Восстановление в этом случае, естественно, неоднозначно. Недостаток независимых переменных компенсируется априорной информацией, справедливой для большинства рентгеновских изображений неба: в поле зрения

попадает только несколько точечных источников.

Изображение неба, получаемое прибором ТТМ состоит из ~ 250000 ячеек с угловым размером 1.8×1.8 . Алгоритмы восстановления изображений, разработанные в ИКИ АН СССР позволили существенно улучшить качество получаемых изображений. С их использованием были получены карты Большого Магелланова Облака и района Центра Галактики в диапазоне 2-30 кэВ (Сюняев и др., 1987а, см. раздел 4.5).

4.1.4. Восстановление спектров

Детектор телескопа ТТМ одновременно с координатой, способен регистрировать энергию фотона в 31 канале от 1.7 до 30 кэВ. Определенной платой за возможность построения изображений и, следовательно, определения спектров одновременно для всех источников в поле зрения, является заметное возрастание статистических ошибок в интенсивности. Тем не менее разработанные алгоритмы позволили достаточно эффективно получать спектры рентгеновских источников. В разделах 4.2, 4.3, 4.4, 4.5 приведены некоторые результаты применения этих алгоритмов к наблюдениям ТТМ в 1987-1989 г..

4.1.5 Временной анализ

Работы по временному анализу велись сразу на трех приборах обсерватории: ТТМ, ГЕКСЕ и ГСПС. Главной проблемой обсерватории, с точки зрения временного анализа, является отсутствие длительных и непрерывных сеансов наблюдения источников (средняя продолжительность сеанса наблюдений

источника составляет от 4 до 20 мин.). 90 минутные интервалы между сеансами приводят к появлению биений. Комплекс разработанных алгоритмов позволяет выделять истинные периоды пульсаций рентгеновского излучения даже для случаев сравнительно малой статистики. Диапазон периодов, доступных для регистрации приборами обсерватории изменяется от нескольких миллисекунд до ~ 500 с.

Результатом этих работ явились измерения периодов таких пульсаров как Her X-1, Vela X-1, Smc X-1, GX 1+4, Crab, Cen X-3, A 0535+26. В разделах 4.2, 4.3 и 4.4 приведены некоторые результаты.

С июня 1977 года обсерватория РАНИТЕН на модуле KBANF была более 1000 часов работоспособной различными рентгеновскими приборами. Более 100 из них были выделены для наблюдений пульсаров. Это позволило с помощью усовершенствованной аппаратуры и методов регистрации наблюдать:

4.2 Наблюдения Крабовидной Туманности приборами ГСПС и ТТМ международной обсерватории РЕНТГЕН.

Приведены данные наблюдений источника Тау X-1 приборами ГСПС и ТТМ на модуле КВАНТ в 1987-1988 г.г. Полученные значения периода пульсара NP0532 хорошо согласуются с экстраполяцией радионаблюдений (Сюняев и др., 1988). Наблюдения телескопа ТТМ подтвердили правильность энергетической калибровки прибора.

4.2.1 Введение

С июня 1987 года обсерватория РЕНТГЕН на модуле КВАНТ провела более 1500 сеансов наблюдений различных рентгеновских источников. Более 100 из них были выделены для наблюдений Крабовидной Туманности с целью всесторонней калибровки и юстировки телескопов обсерватории.

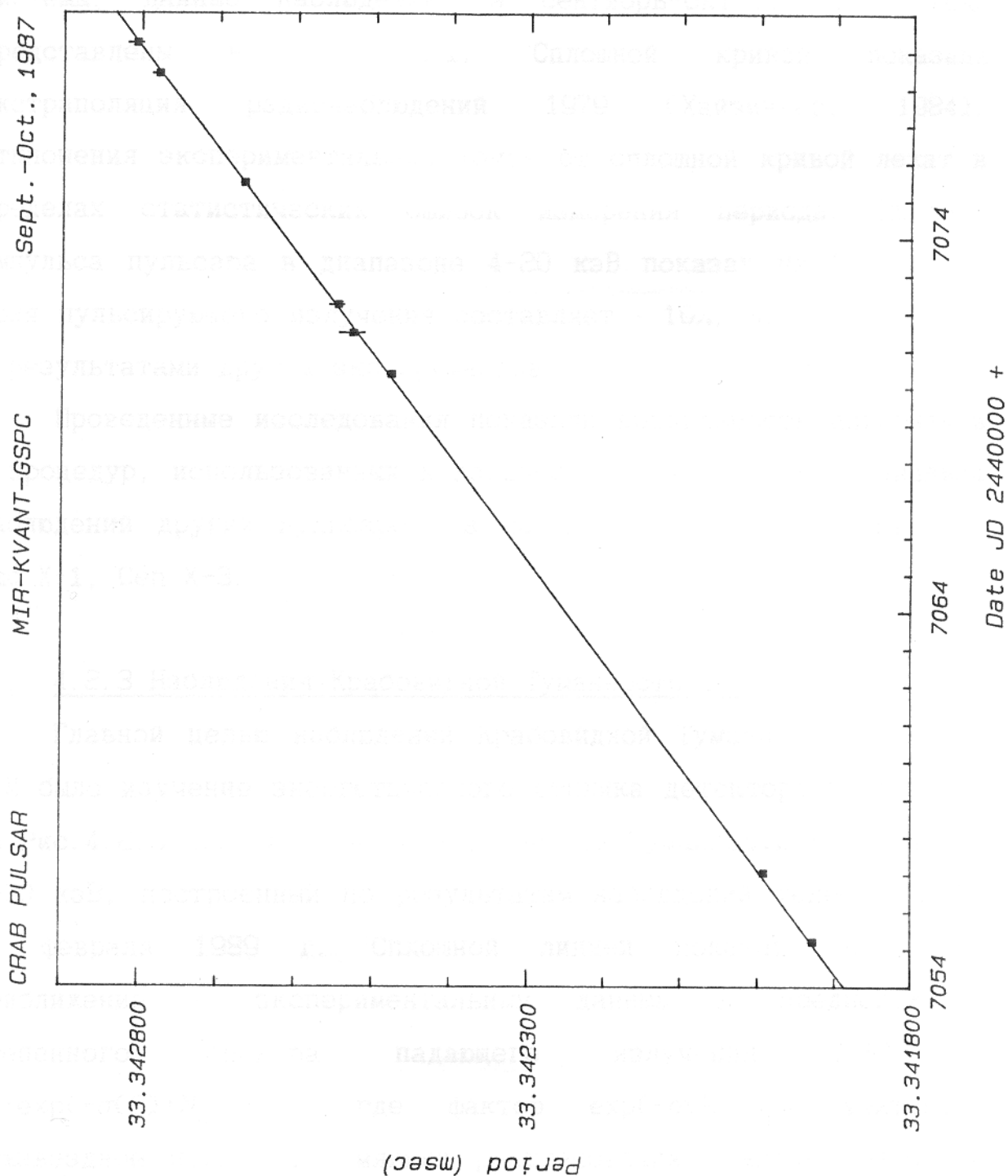
4.2.2 Определение периода

Прибор ГСПС - газовый сцинтилляционный пропорциональный счетчик (геометрическая площадь $\sim 300 \text{ см}^2$, поле зрения коллиматора $3^\circ \times 3^\circ$) позволяет получать спектры в энергетическом диапазоне 4-100 кэВ с временным разрешением $\sim 2.5 \text{ мс}$. Временная привязка данных, поступающих с модуля КВАНТ, осуществляется по показаниям бортовых часов модуля (Гаврилова и др., 1988), имеющим точность $\sim 5 \cdot 10^{-8} \text{ с} \cdot \text{с}^{-1}$. Целью наблюдений пульсара NP0532 в Крабовидной Туманности являлась проверка правильности процедуры точной временной привязки. Результаты определения периода пульсара (данные прибора ГСПС) приведены в таблице

Таблица 4.2.1 Период пульсара в Крабовидной Туманности по данным прибора ГСПС.

Дата	JED 2440000+	Период (с)	Ошибка (с)
16.09.87	7055.11 - 7055.31	0.0333419297	0.0000000036
18.09.87	7057.01 - 7057.08	0.0333419940	0.0000000046
20.09.87	7058.90 - 7059.10	0.0333420619	0.0000000027
1.10.87	7070.29 - 7070.43	0.0333424796	0.0000000040
3.10.87	7071.43 - 7071.50	0.0333425231	0.0000000160
3.10.87	7072.19 - 7072.26	0.0333425487	0.0000000095
7.10.87	7075.36 - 7075.56	0.0333426695	0.0000000028
9.10.87	7078.33 - 7078.47	0.0333427795	0.0000000070
10.10.87	7079.15 - 7079.29	0.0333428082	0.0000000095
3.02.88	7194.53 - 7194.60	0.0333470121	0.0000000080

Рис. 4.2.1 Период пульсаций рентгеновского излучения источника Тау Х-1. Наблюдения прибора ГСПС в сентябре-октябре 1987 г.. Сплошной кривой показана экстраполяция радионаблюдений с 1979 г.



4.2.1.

Для определения периода использовались, как правило, данные сеансов наблюдений за одни сутки (2-4 сеанса). Значения, показанные в таблице 4.2.1, приведены к барицентру солнечной системы. Данные наблюдений за сентябрь-октябрь 1987 года представлены на Рис.4.2.1. Сплошной кривой показана экстраполяция радионаблюдений 1979 (Хайзингер, 1984). Отклонения экспериментальных точек от сплошной кривой лежат в пределах статистических ошибок измерения периода. Профиль импульса пульсара в диапазоне 4-20 кэВ показан на Рис.4.2.2. Доля пульсирующего излучения составляет ~ 10%, что согласуется с результатами других экспериментов.

Проведенные исследования показали правильность алгоритмов и процедур, использованных в дальнейшем для временного анализа наблюдений других пульсаров, в частности, Her X-1, Vela X-1, Smc X-1, Cen X-3.

4.2.3 Наблюдения Крабовидной Туманности телескопом ТТМ

Главной целью наблюдений Крабовидной Туманности прибором ТТМ было изучение энергетического отклика детектора телескопа. На Рис.4.2.3 показан спектр Крабовидной Туманности в диапазоне 2-30 кэВ, построенный по результатам наблюдений телескопа ТТМ 21 февраля 1989 г. Сплошной линией показано наилучшее приближение к экспериментальным данным в предположении степенного спектра падающего излучения $I(E) = I_0 \cdot \exp(-\sigma(E) \cdot N_H) \cdot E^{-\alpha}$, где фактор $\exp(-\sigma(E) \cdot N_H)$ учитывает межзвездное поглощение мягких рентгеновских квантов. Значения

Рис. 4.2.2 Профиль импульса пульсара в диапазоне 4-20 кэВ по данным прибора ГСПС.

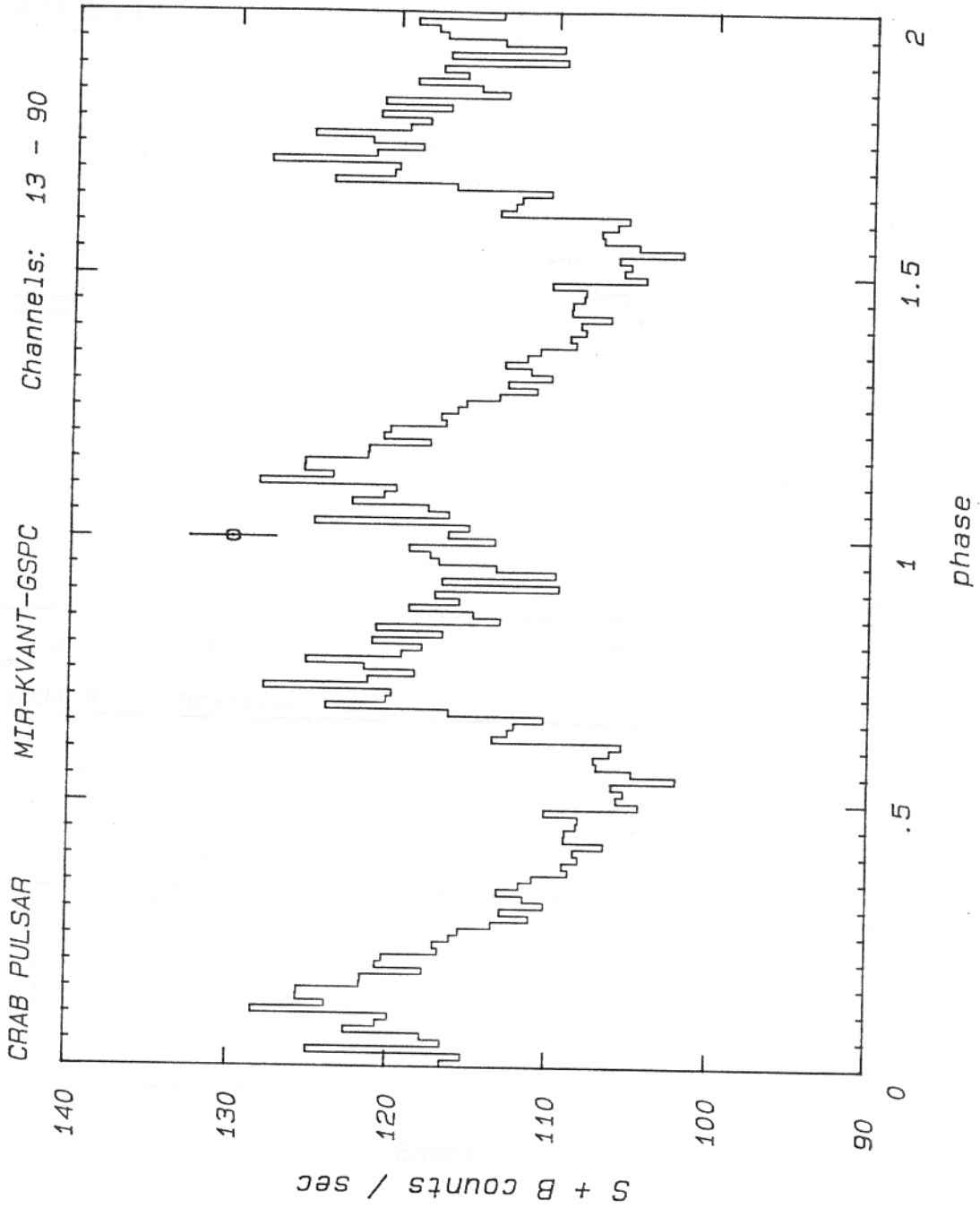
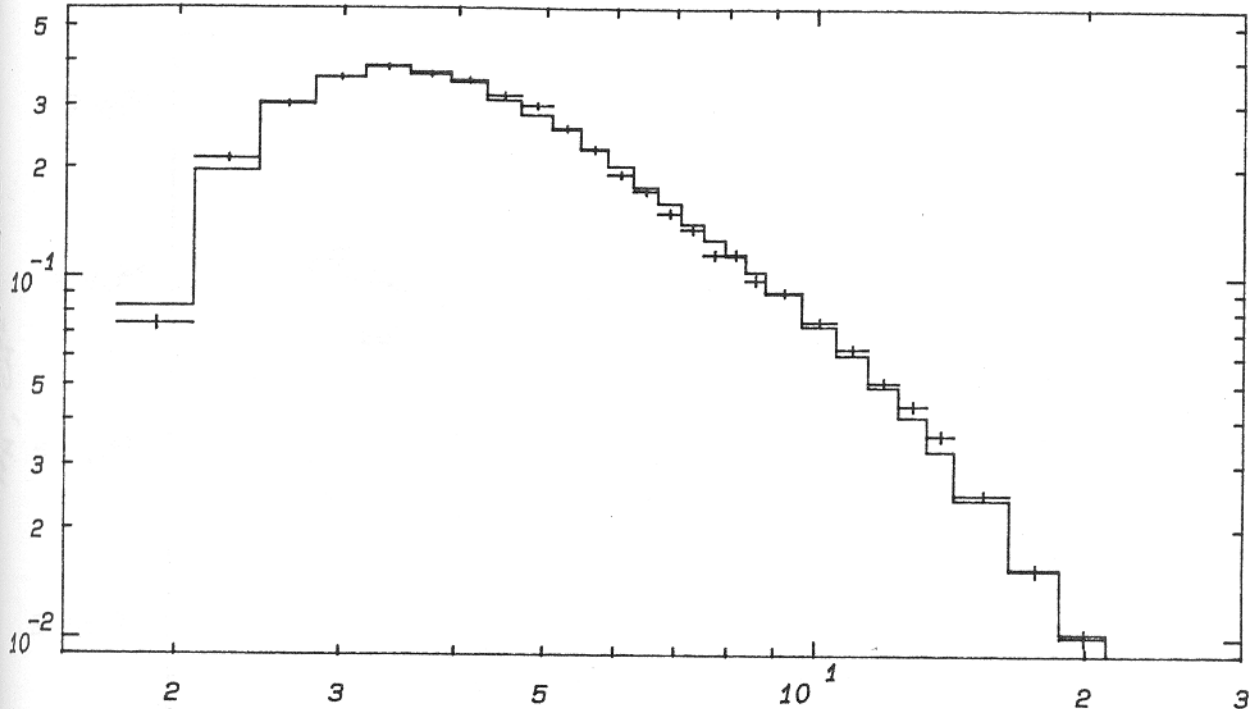
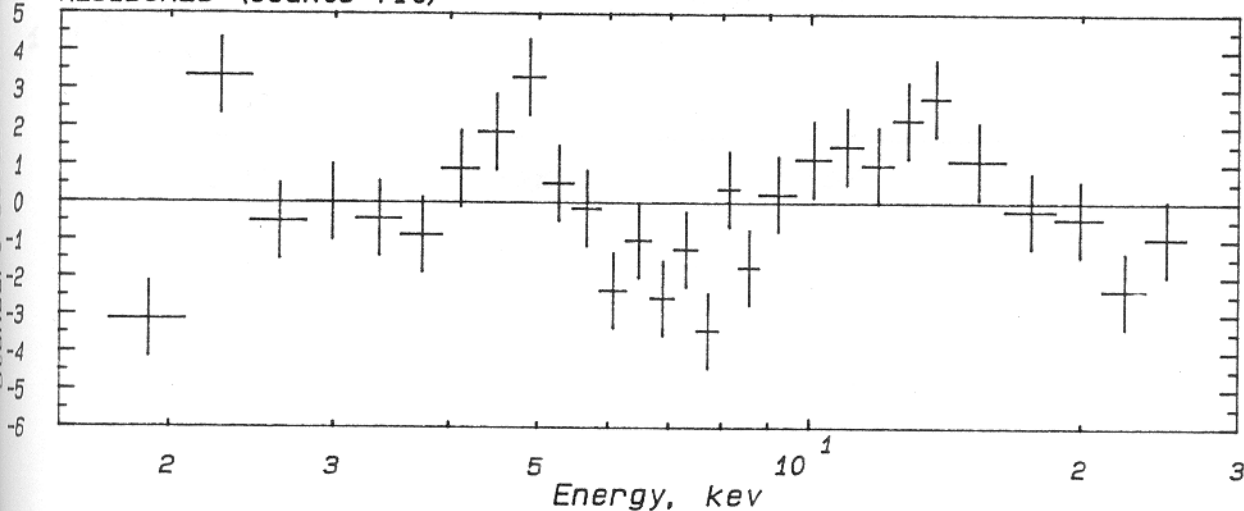


Рис. 4.2.3 Спектр Крабовидной Туманности в диапазоне 2-30 кэВ. Наблюдения телескопа ТТМ 21 февраля 1989 г.. Сплошной кривой показана аналитическая аппроксимация отсчетов детектора, в предположении степенного спектра излучения.

COUNTS & FIT



RESIDUALS (counts-fit)



POWER LAW+ABS. $I=ABSORP \times I_0 \times E^{ALFA}$ PHOT/SEC/CM²/KEV

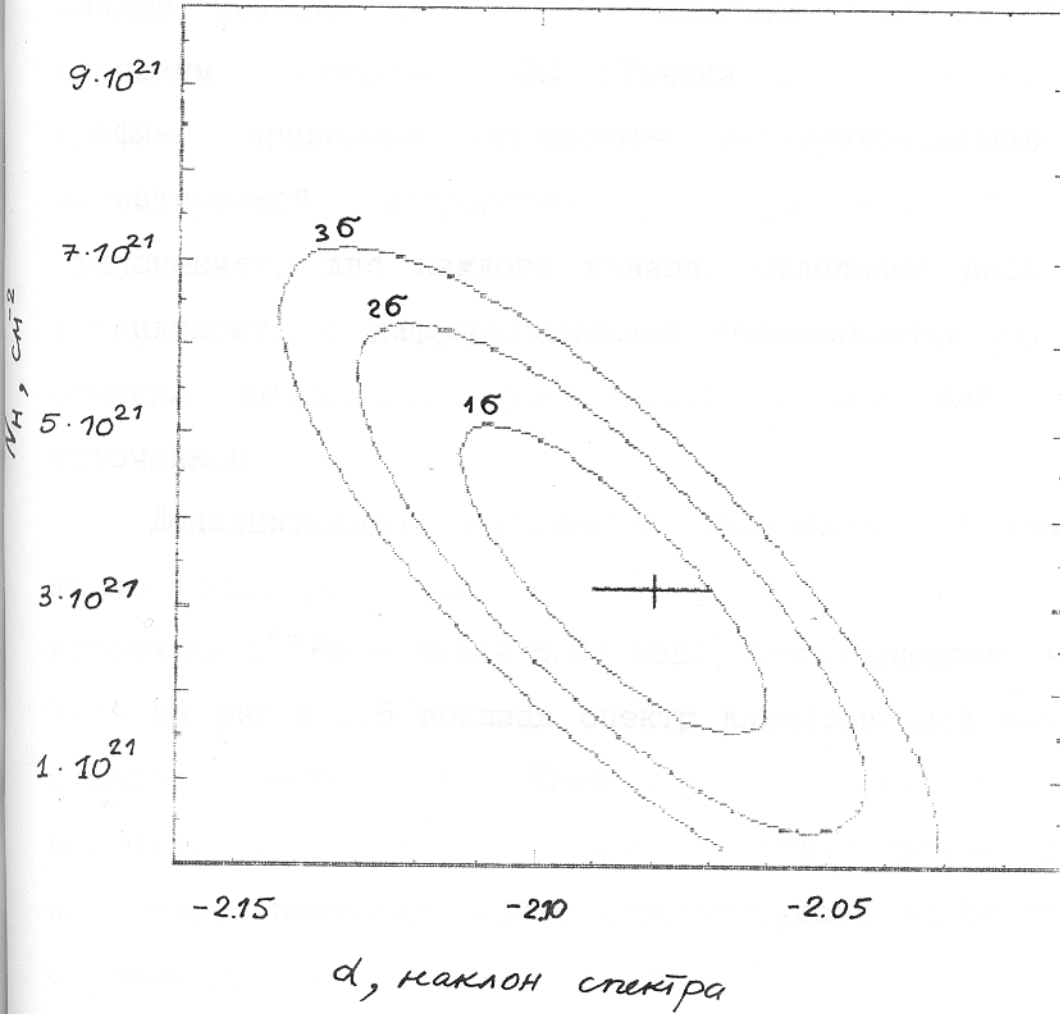
$I_0 = 0.973E+01 \pm 0.130E+00$ ($0.960E+01$: $0.986E+01$)

$ALFA = -0.209E+01 \pm 0.278E-01$ ($-0.212E+01$: $-0.206E+01$)

$NHL = 0.324E+22 \pm 0.108E+22$ ($0.216E+22$: $0.432E+22$)

$HI2 = 90.9$ FOR 26 D.O.F.

Рис. 4.2.4 Доверительные интервалы на параметры аналитической аппроксимации рентгеновского спектра Крабовидной Туманности (данные телескопа ТМ 21 февраля 1989г.).



параметров $I_0 = 9.7 \pm 0.1$ фот/см²/с/кэВ, $\alpha = -2.09 \pm 0.03$, $N_H = 3.2 \pm 1 \cdot 10^{21}$ см⁻² согласуются с результатами других экспериментов (Танака и др., 1984). На Рис. 4.2.4 приведена доверительная область на параметры аналитической аппроксимации. Приведенные уровни соответствуют достоверности 67%, 97% и 99.9%. Тонкой линией показан результат наблюдения Крабовидной Туманности японским спутником ТЕНМА (Танака и др., 1984). На нижнем графике приведено отклонение экспериментальных точек от аналитической аппроксимации, выраженное в стандартных отклонениях, для каждого канала. Отдельные выбросы связаны, по-видимому, с дифференциальной нелинейностью энергетического отклика детектора, существенной только для самых ярких источников.

Дополнительным источником информации об энергетической шкале прибора были исследования спектра калибровочного источника (⁵⁵Fe - линия 5.92 кэВ), установленного на детекторе ТТМ. На рис. 4.2.5 показан спектр калибровочной линии во время сеансов наблюдений Крабовидной Туманности. Сравнение полученного положения линии с результатами предполетной калибровки позволили найти корректирующий коэффициент ~1.04 в соотношении номер канала - энергия фотона.

Полученные результаты подтвердили стабильность характеристик детектора ТТМ и правильность разработанных алгоритмов восстановления спектров.

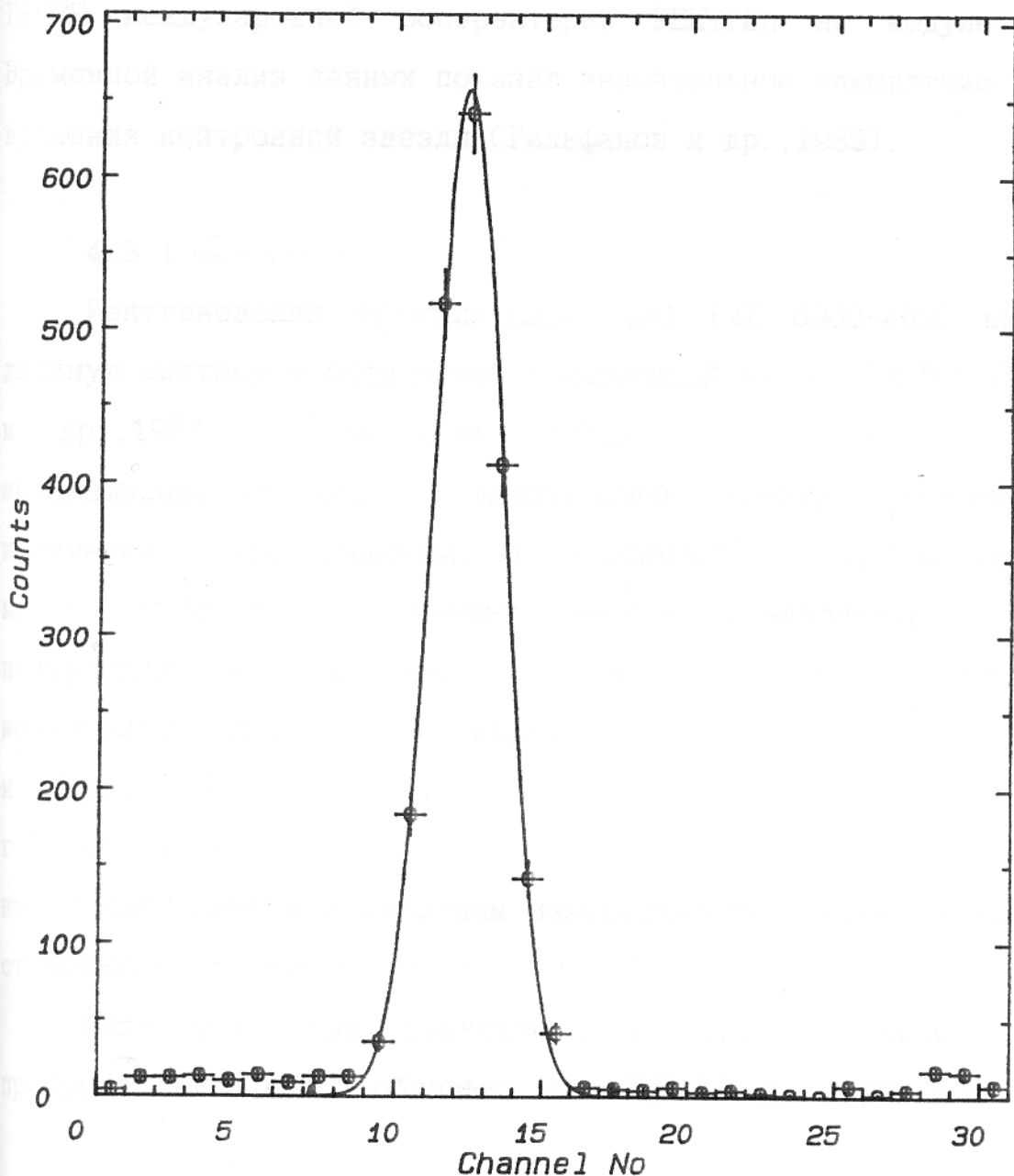
Рис. 4.2.5 Спектр калибровочного источника ^{55}Fe во время наблюдений Крабовидной Туманности (данные телескопа TTM)

Fe 55 Line Calibration

TARGET : CRAB

SESSION & PART: 1540 1

CADRS: 130 990



Scaler 1 : 747.5 cnts/sec

Line pos. : 12.9 +/- .05 Channel

FWHM : 1.13 +/- .05 keV

Flux (cor.): 8.534 +/- .003 cnts/sec

4.3 НАБЛЮДЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ПУЛЬСАРА ПАРУС X-1 ПРИБОРАМИ
ОБСЕРВАТОРИИ РЕНТГЕН НА МОДУЛЕ КВАНТ
В НОЯБРЕ 1988 - ФЕВРАЛЕ 1989 ГГ.

Приведены результаты наблюдений рентгеновского пульсара Парус X-1 в ноябре 1988 - феврале 1989 гг. приборами ТТМ и ГЕКСЕ международной обсерватории РЕНТГЕН на модуле КВАНТ. Временной анализ данных показал значительное замедление периода вращения нейтронной звезды (Гильфанов и др., 1989).

4.3.1 Введение

Рентгеновский пульсар Парус X-1 (4U 0900-403) входит в двойную систему с оптической компонентой класса В0.5Ib (Хилтнер и др., 1972) с периодом орбиты ~ 9 дней и заметным эксцентриситетом $e \sim 0.1$. Наблюдаемый спектр рентгеновского излучения и его поведение в зависимости от орбитальной фазы можно объяснить в рамках модели, предполагающей захват нейтронной звездой вещества звездного ветра нормальной компоненты (Илларионов и Сюняев, 1975; Гош и Ламб, 1979; Каллман и Вайт, 1982). Наблюдения источника с 1975 г. по 1989 г. (Табл. 4.3.1) показали, что период пульсаций рентгеновского излучения подвержен заметным изменениям во временных масштабах от нескольких дней до десятков лет (Рис. 4.3.1).

Ниже приведены результаты временного анализа данных приборов ТТМ и ГЕКСЕ обсерватории РЕНТГЕН на модуле КВАНТ.

Рис. 4.3.1 Результаты наблюдений периода рентгеновских пульсаций источника Парус X-1 в 1975-1989 гг. Указанные ошибки соответствуют уровню 1σ . Обозначения и ссылки приведены в Табл.4.3.1.

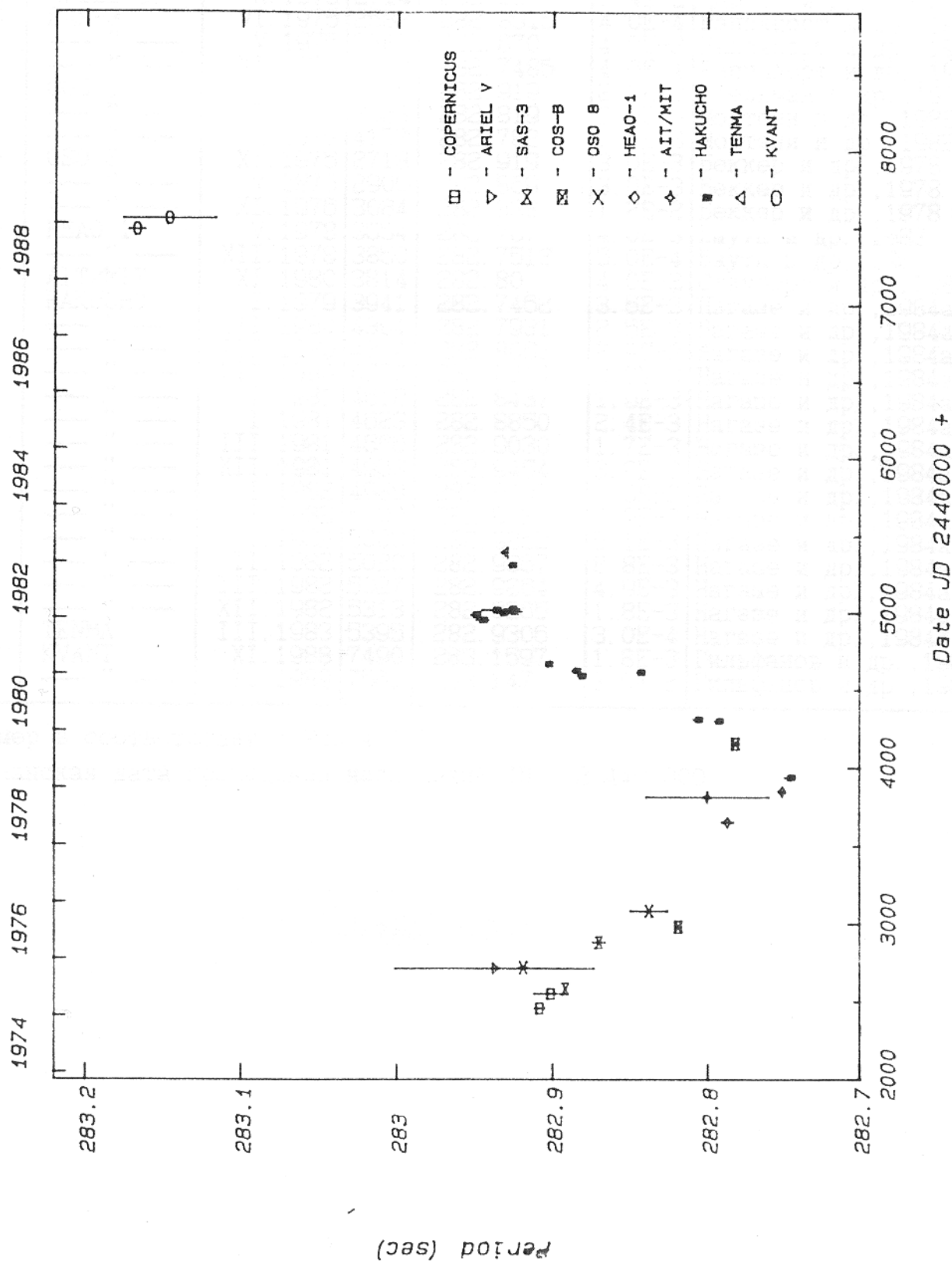


Таблица 4.3.1 Результаты измерений периода рентгеновских пульсаций источника Парус X-1 в 1975-1989 гг.

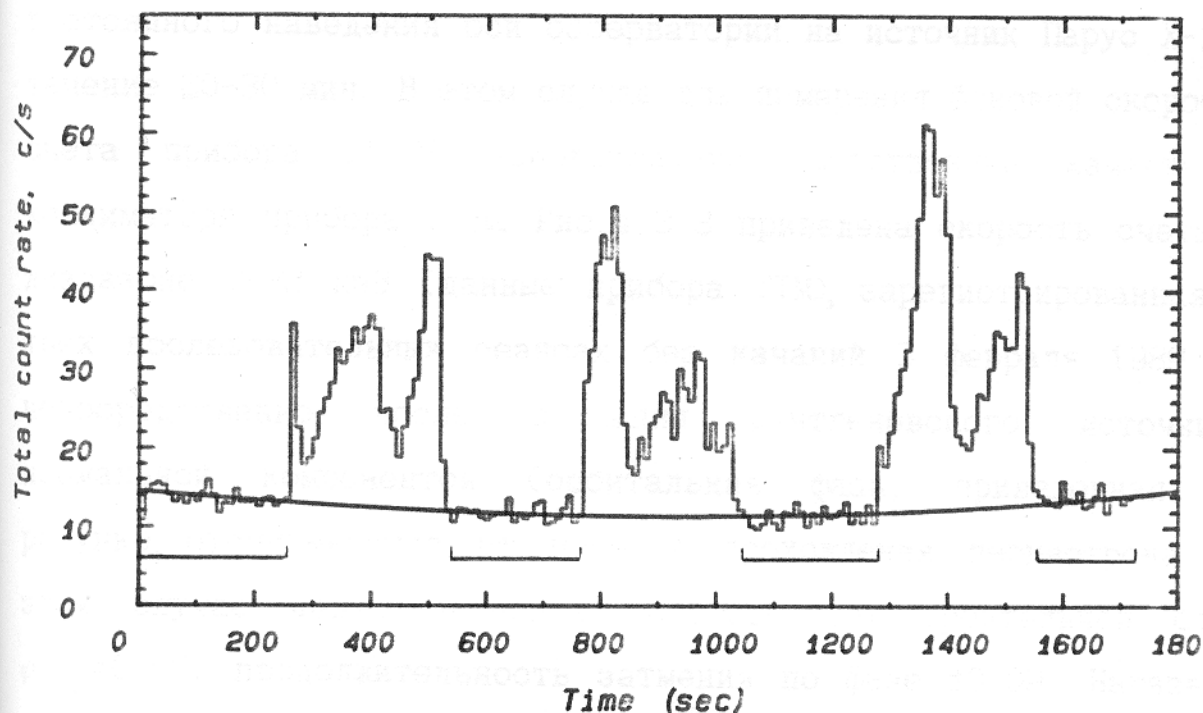
№ ^a	эксперимент	дата	JD ^b	Период, с	Ошибка	Ссылки
1	COPERNICUS	II. 1975	2458	282.9083	3.4E-3	Чарлс и др., 1978
	"	V. 1975	2551	282.901	1.1E-2	"
2	ARIEL-5	X. 1975	2714	282.937	6.4E-2	Чарлс и др., 1978
3	SAS-3	VI. 1975	2583	282.8916	4.0E-4	Раппапорт и др., 1976
	"	V. 1976	2883	282.870	4.0E-3	Раппапорт и др., 1977
	"	XI. 1978	3820	282.7486	4.0E-4	Раппапорт и др., 1980
4	COS-B	XI. 1975	2725	282.919	2.0E-3	Огельман и др., 1977
	"	VI. 1976	2983	282.819	2.0E-3	Молтени и др., 1982
	"	X. 1979	4157	282.782	2.0E-3	Молтени и др., 1982
5	OSO-8	XI. 1975	2718	282.919	3.0E-3	Беккер и др., 1978
	"	V. 1976	2900	282.869	3.0E-3	Беккер и др., 1978
	"	XI. 1976	3084	282.838	1.2E-2	Беккер и др., 1978
6	HEAO-1	V. 1978	3654	282.787	4.0E-3	Баутц и др., 1983
	"	XII. 1978	3850	282.7513	5.0E-4	Баутц и др., 1983
7	AIT/MIT	XI. 1980	3814	282.80	4.0E-2	Стауберт и др., 1980
8	HAUCUSO	I. 1979	3941	282.7462	3.5E-3	Нагазе и др., 1984а
	"	III. 1980	4304	282.7931	2.5E-3	Нагазе и др., 1984а
	"	III. 1980	4314	282.8063	2.9E-3	Нагазе и др., 1984а
	"	XII. 1980	4590	282.8814	2.3E-3	Нагазе и др., 1984а
	"	I. 1981	4612	282.8437	1.9E-3	Нагазе и др., 1984а
	"	I. 1981	4623	282.8850	2.4E-3	Нагазе и др., 1984а
	"	III. 1981	4666	282.9030	1.7E-3	Нагазе и др., 1984а
	"	XII. 1981	4953	282.9454	3.9E-3	Нагазе и др., 1984а
	"	I. 1982	4988	282.9497	2.9E-3	Нагазе и др., 1984а
	"	I. 1982	5000	282.9321	3.9E-3	Нагазе и др., 1984а
	"	I. 1982	5009	282.9252	5.1E-3	Нагазе и др., 1984а
	"	II. 1982	5020	282.9367	8.8E-3	Нагазе и др., 1984а
	"	III. 1982	5027	282.9264	4.9E-3	Нагазе и др., 1984а
	"	XII. 1982	5313	282.9265	1.8E-3	Нагазе и др., 1984а
9	TENMA	III. 1983	5395	282.9306	3.0E-4	Нагазе и др., 1984б
10	KVANT	XI. 1988	7490	283.1597	1.8E-3	Гильфанов и др., 1989
	"	II. 1989	7561	283.147	3.0E-2	Гильфанов и др., 1989

^a номер в соответствии с Рис. 4.3.1

^b юлианская дата проведения наблюдений JD - 2 440 000

Рис. 4.3.2 Скорость счета рентгеновских квантов в диапазоне 13-50 кэВ в течении одного сеанса наблюдений прибора ГЕКСЕ 25 ноября 1988 г. Для измерения фона во время сеанса производились перенаведения станции с источника на точку фона и обратно. Участки измерения фона показаны скобками. Сплошной линией показана аппроксимация фоновой скорости счета.

HEXE VELA X-1 25/11/88 13-50 keV



4.3.2 Наблюдения

Международная орбитальная обсерватория РЕНТГЕН на модуле КВАНТ космической станции МИР провела несколько серий наблюдений рентгеновского пульсара Парус X-1 в ноябре 1988 - феврале 1989 гг. (Табл. 4.3.2). На Рис. 4.3.2 показана скорость счета рентгеновских квантов в диапазоне 13-50 кэВ по данным прибора ГЕКСЕ в течение одного сеанса наблюдений 25 ноября 1988 г.. Во время этого сеанса с целью измерения фона проводилось перенаведение всего комплекса на область неба, не содержащую ярких рентгеновских источников (участки измерения фона показаны на Рис. 4.3.2 скобками; сплошной линией показана аппроксимация фоновой скорости счета). Часть сеансов проводилась в режиме постоянного наведения оси обсерватории на источник Парус X-1 в течение 20-30 мин. В этом случае для измерения фоновой скорости счета прибора ГЕКСЕ использовались собственные качающиеся коллиматоры прибора. На Рис. 4.3.3 приведена скорость счета в диапазоне 2-32 кэВ (данные прибора ТТМ), зарегистрированная в трех последовательных сеансах без качаний 3 февраля 1989 г. непосредственно после затмения рентгеновского источника нормальной компонентой (орбитальная фаза, приведенная на рисунке, отсчитывается от момента прохождения периастроны, в этом случае центр затмения соответствует орбитальной фазе $\varphi_{\text{ec1}} = 0.85$, продолжительность затмения по фазе ± 0.09 , Нагазе и др. 1983). Четко видно, как растет от сеанса к сеансу амплитуда пульсаций. Всего с 20 ноября 1988 по 3 февраля 1989 гг. было проведено 22 успешных сеанса наблюдений источника со средней продолжительностью ~ 25 мин..

TTM/COMIS 2-30 keV Vela X-1 3 February, 1989

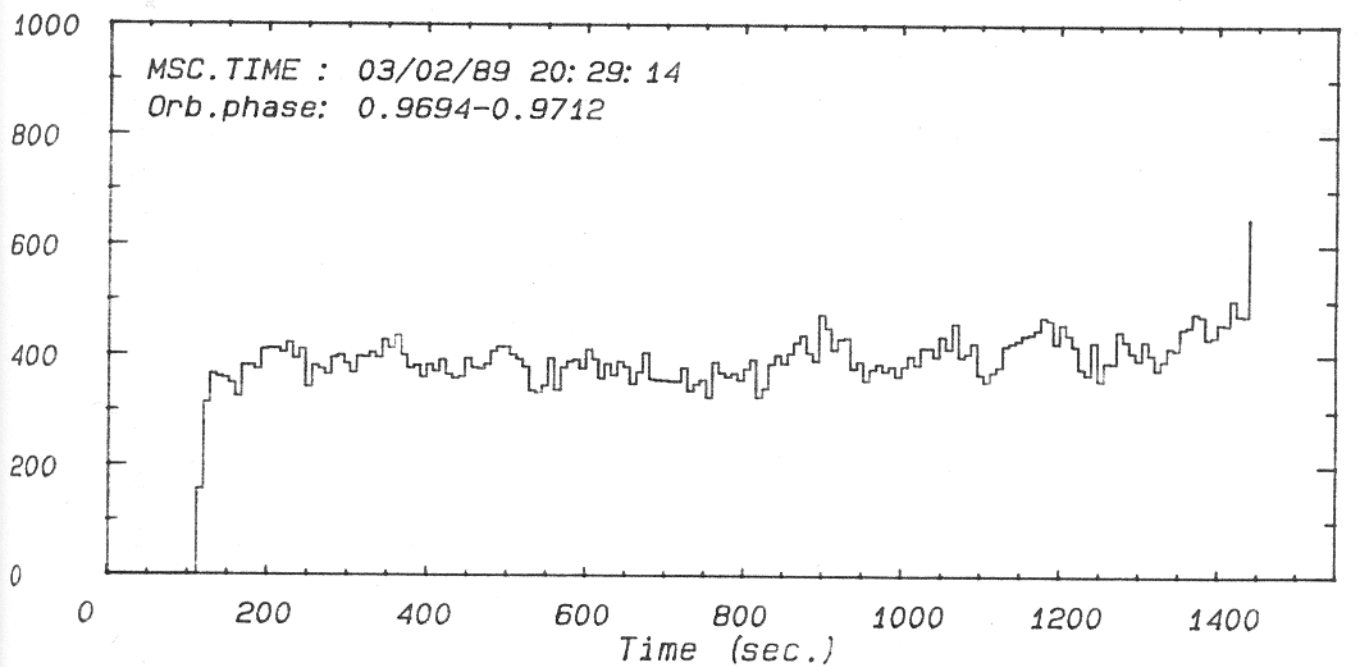
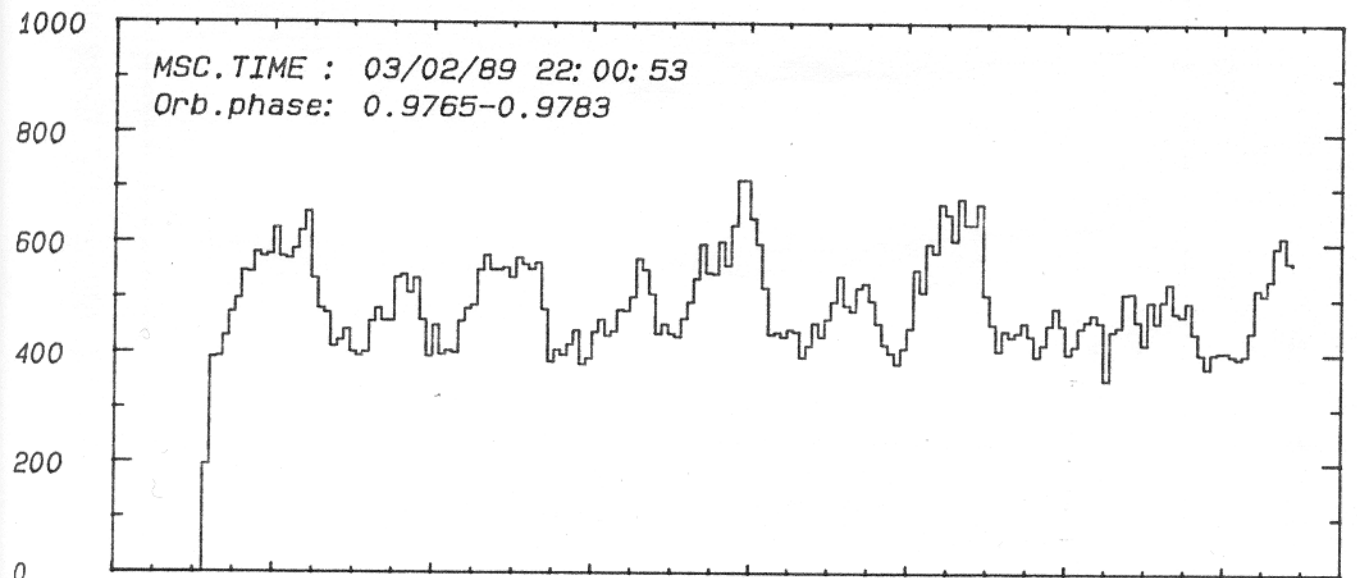
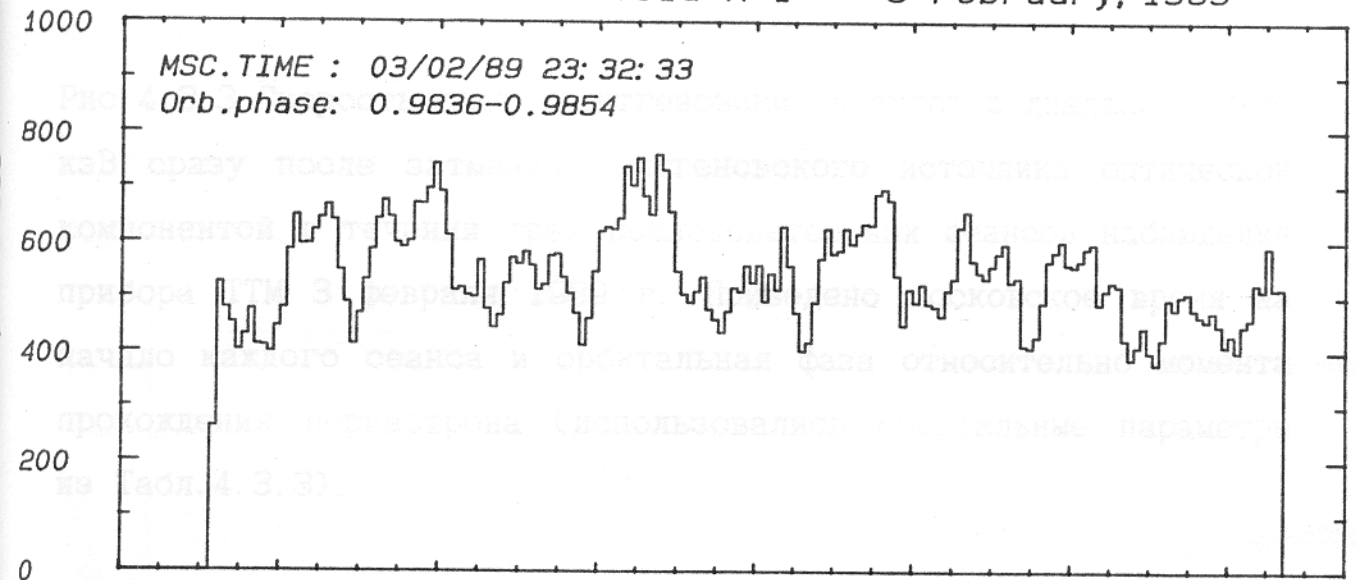


Рис. 4.3.3 Скорость счета рентгеновских квантов в диапазоне 2-30 кэВ сразу после затмения рентгеновского источника оптической компонентой в течении трех последовательных сеансов наблюдений прибора ТМ 3 февраля 1989 г. Приведено московское время на начало каждого сеанса и орбитальная фаза относительно момента прохождения периастроны (использовались орбитальные параметры из Табл. 4.3.3).

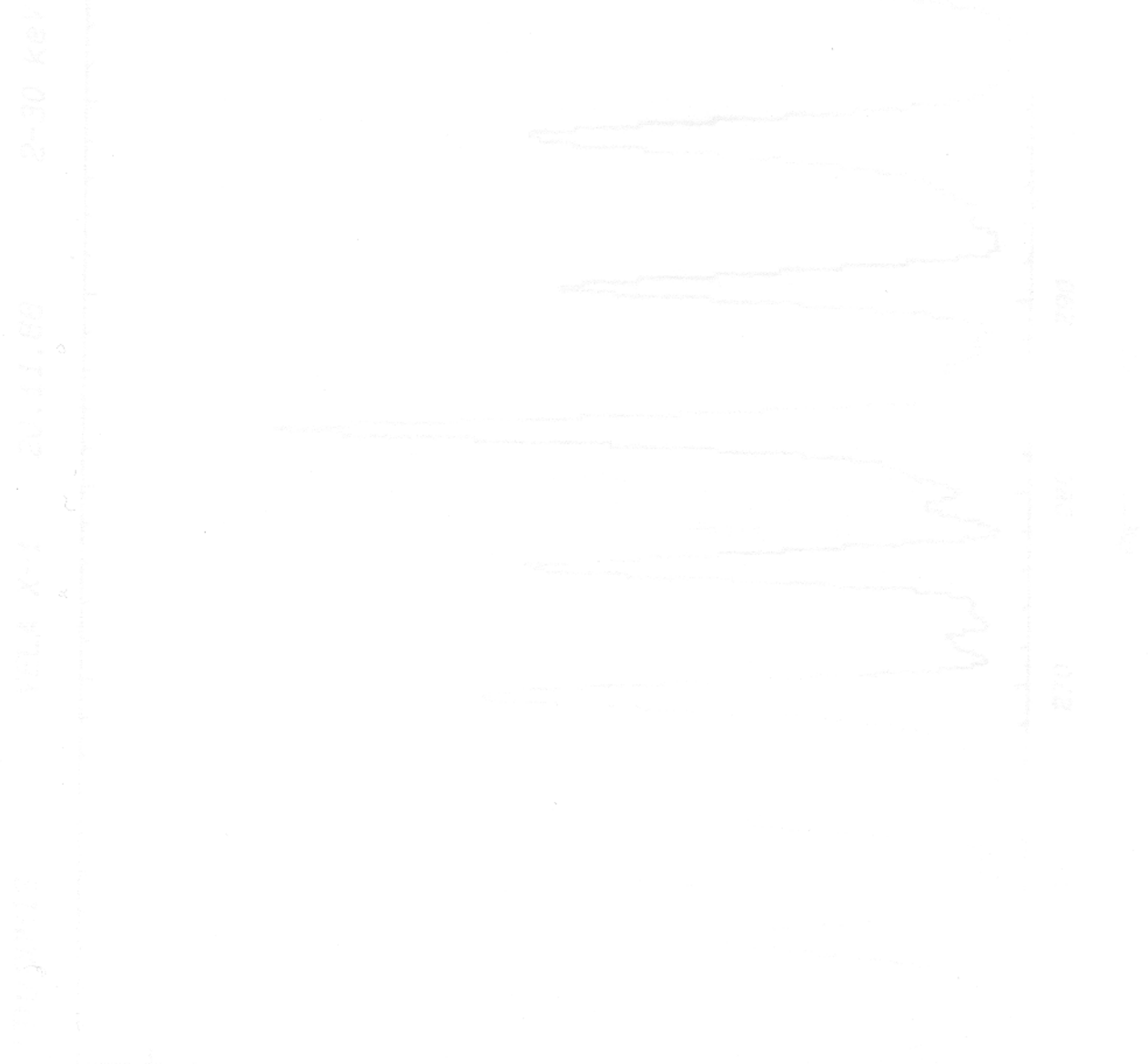
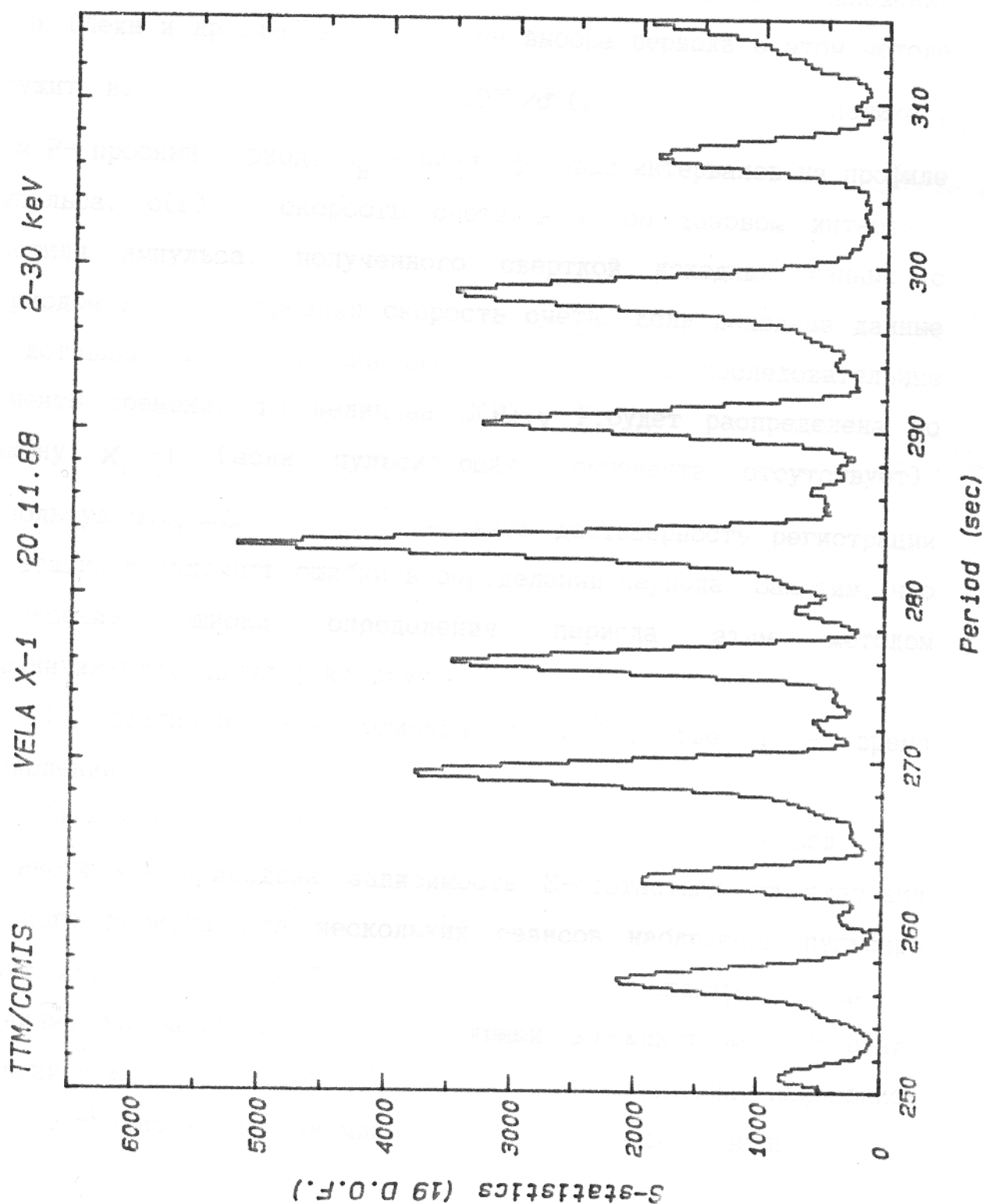


Рис. 4.3.4 Зависимость S-статистики от величины пробного периода Р для серии сеансов наблюдений источника Парус X-1 телескопом ТТМ. Наличие ряда пиков связано с 90-минутными интервалами между сеансами.



4.3.3 Период пульсаций

Для временного анализа использовались данные прибора ТТМ, чувствительного в диапазоне 2-30 кэВ и имеющего временное разрешение 1с. Поиск периода осуществлялся методом наложения эпох (Лехи и др., 1977). Критерием выбора периода в этом методе служит величина $S(P) = \sum_i^{n_p} (c(i) - c_0)^2 / \sigma^2(i)$ (т.н. S-статистика), где P - пробный период, n_p - число фазовых интервалов на профиле импульса, $c(i)$ - скорость счета в i-том фазовом интервале профиля импульса, полученного сверткой исходных данных с периодом P, c_0 - средняя скорость счета. Если исходные данные представляют собой массив скоростей счета в последовательные моменты времени, то величина $S(P), \forall P$, будет распределена по закону $\chi_{n_p}^2 - 1$ (если пульсирующая компонента отсутствует).

Используя это, можно легко оценивать достоверность регистрации пульсаций и находить ошибки в определении периода. Заметим, что уменьшение ошибки определения периода этим методом ограничивается двумя факторами:

1) статистической ошибкой $\propto T^{-1/2}$, где T - время наблюдений

2) величиной $\Delta P = P_0^2 / (T \cdot n_p)$, где P_0 - истинный период.

На Рис. 4.3.4 приведена зависимость S-статистики от значения пробного периода для нескольких сеансов наблюдений пульсара Парус X-1 телескопом ТТМ. Серия пиков на спектре связана с биениями на частоте, соответствующей 90-минутному интервалу времени между последовательными сеансами наблюдений. Пик вблизи $P=283$ с статистически значимо превышает остальные пики.

Таблица 4.3.2. Значение периода пульсаций рентгеновского излучения, полученное в отдельные дни наблюдений.

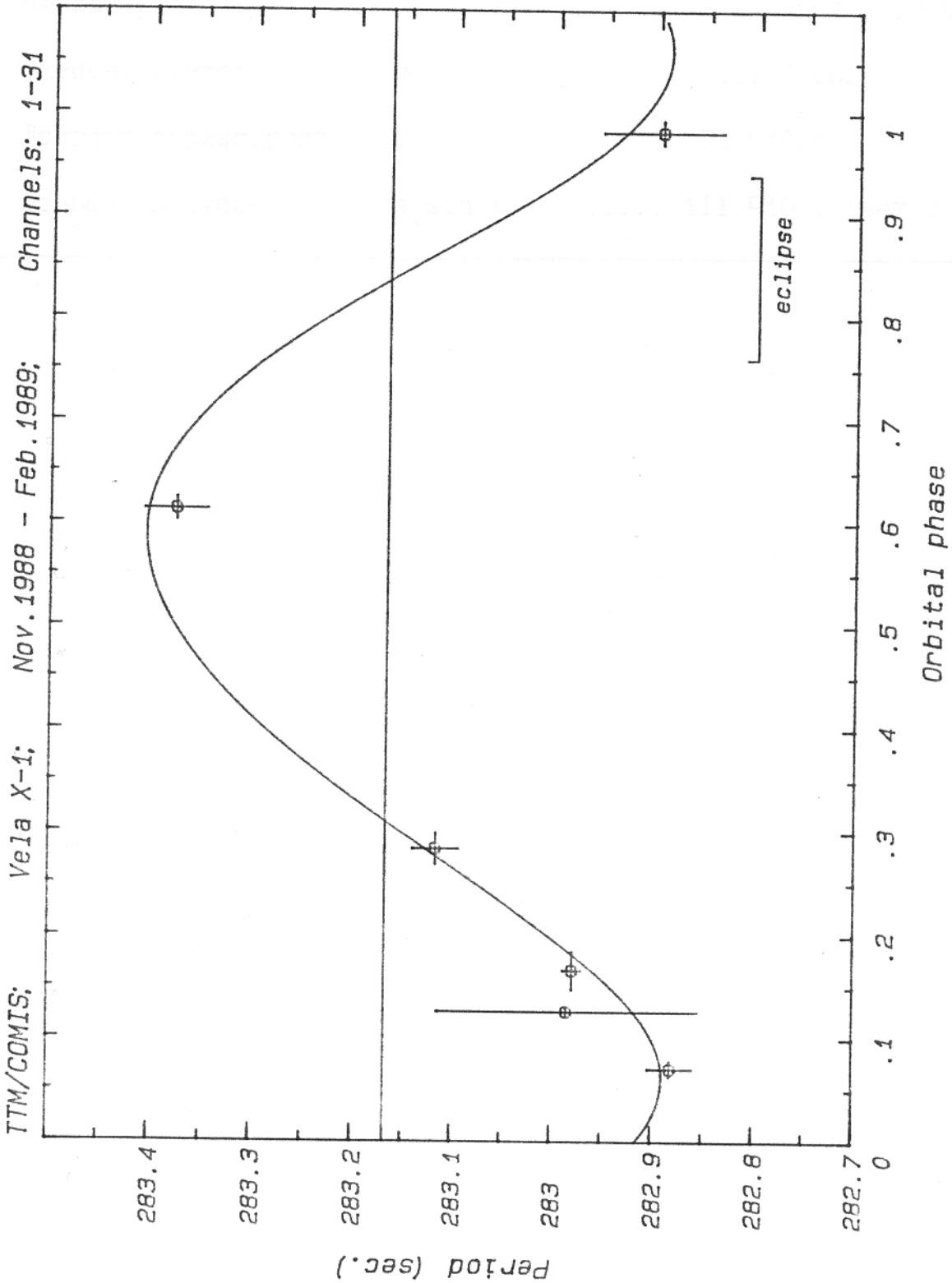
Дата	JD-2447000	φ_{orb} ^{a)}	Период, с ^{b)}	Период, с ^{в)}
20-21.11.88	486.22-486.42	.6014-.6236	283.38±0.03	283.16±0.03
24-25.11.88	490.36-490.50	.0627-.0783	282.88±0.02	283.17±0.02
25-26.11.88	491.12-491.45	.1476-.1852	282.98±0.02	283.20±0.02
26-27.11.88	492.20-492.47	.2684-.2987	283.12±0.02	283.17±0.02
9.01.89	535.71-535.78	.1221-.1300	282.98±0.13	283.09±0.13
3.02.89	561.23-561.44	.9694-.9925	282.90±0.03	283.15±0.03

a) орбитальная фаза относительно точки прохождения периастроны;

b) период пульсаций без коррекции на движение нейтронной звезды в двойной системе;

в) значение периода приведенное к барицентру двойной системы.

Рис. 4.3.5 Результаты измерения периода пульсаций рентгеновского излучения, приведенные к барицентру солнечной системы без коррекции на орбитальное движение нейтронной звезды в двойной системе. Сплошной линией показано предсказываемое изменение наблюдаемого периода пульсаций из-за эффекта доплера для орбитальных параметров из Табл. 4.3.3 и периода $P_0 = 283.1597$.



Orbital parameters from F. Nagase et al., 1984

Таблица 4.3.3. Параметры орбиты двойной системы, использованные при определении периода (Нагазе и др., 1984б)

Параметр	Значение
Орбитальный период	$P_{orb} \dots \dots \dots 8.9642^d$
Эпоха прохождения периастроны	$\tau \dots \dots \dots \text{JD } 2,445,410.10 \pm 0.02$
Эксцентриситет	$e \dots \dots \dots 0.091 \pm 0.002$
Долгота периастроны	$\omega \dots \dots \dots 152.0 \pm 0.6$
Большая полуось	$a \sin i \dots \dots \dots 111.9 \pm 0.2 \text{ свет. с}$

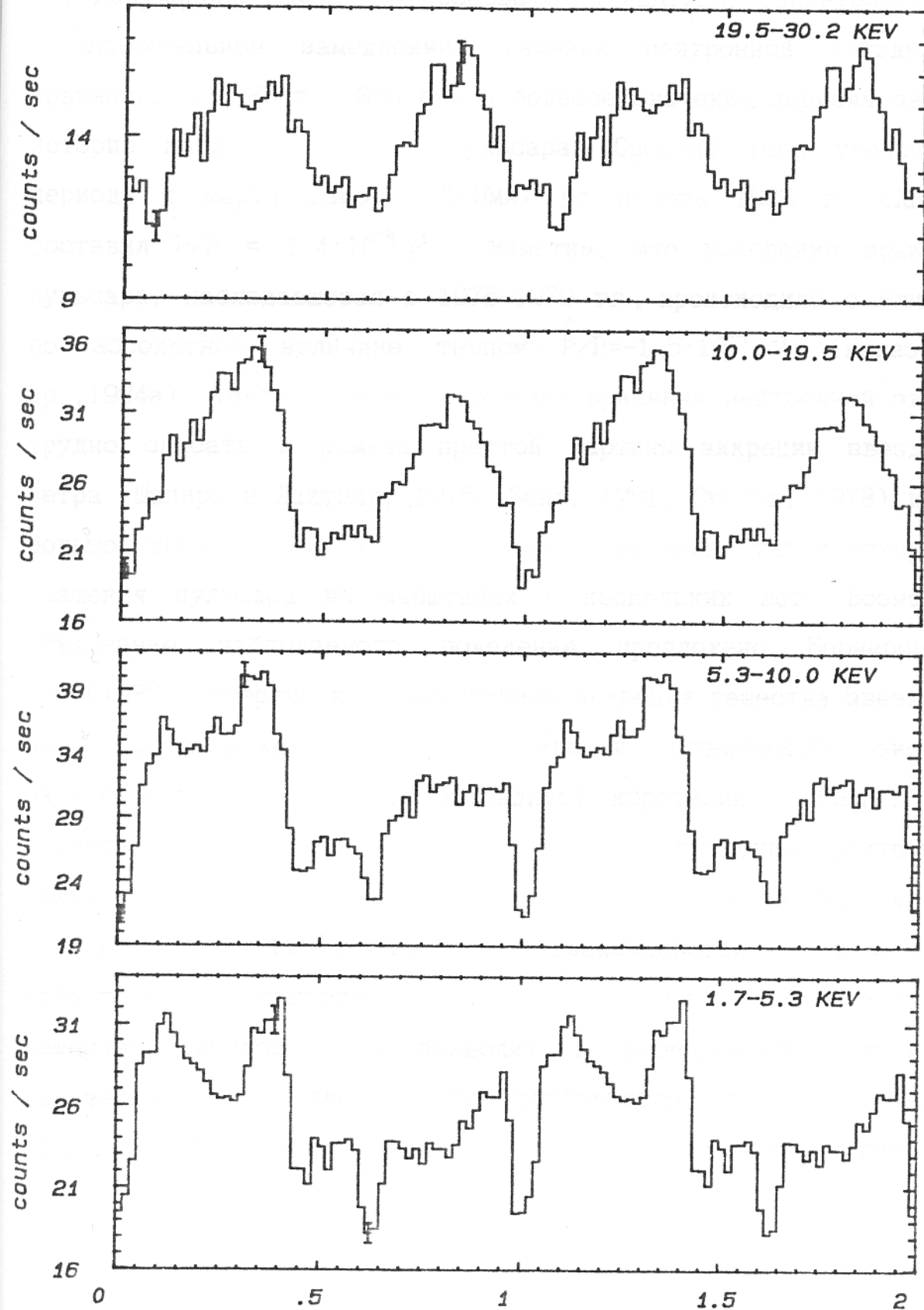
На Рис. 4.3.5 и в Табл. 4.3.2 приведены значения периода пульсаций рентгеновского излучения без коррекции на орбитальное движение нейтронной звезды в двойной системе. Сплошной линией показано предсказываемое изменение периода пульсаций из-за эффекта Доплера при орбитальном движении с параметрами орбиты, полученными по данным спутников ХАКУЧО и ТЕНМА (Нагазе и др., 1984б, см. Табл. 4.3.3). Видно, что результаты наблюдений хорошо согласуются с предсказаниями. Значения периода, приведенные к барицентру двойной системы, по результатам наблюдений прибора ТТМ 24-26 ноября 1988г. и 3 февраля 1989 г., приведены в Табл. 4.3.1 (Рис. 4.3.1). На Рис. 4.3.1 показаны также результаты измерения периода пульсаций источника Парус X-1 в предшествующих экспериментах (ряд точек из Табл. 4.3.1 на рисунке не показан).

4.3.4 Профиль импульса

Использование данных двух приборов обсерватории - ТТМ (2-30 кэВ) и ГЕКСЕ (15-200 кэВ) позволило получить профили импульса источника в широком диапазоне энергий от 2 до 70 кэВ. Для иллюстрации на Рис. 4.3.6 и 4.3.7 показаны профили импульса рентгеновского излучения, полученные во время наблюдений 25 и 26 ноября 1988 г. приборами ГЕКСЕ и ТТМ. Заметим, что, как видно из Рис. 4.3.3, форма профиля может заметно меняться от импульса к импульсу в течение одного сеанса. Более подробные результаты и обсуждение наблюдаемой формы профиля импульса и ее зависимости от орбитальной фазы и энергии приведены в готовящейся работе Гильфанова и др. (1989).

Рис. 4.3.6 Профили импульса рентгеновского излучения источника Парус X-1 в различных энергетических диапазонах. Данные наблюдений прибора TTM 26 ноября 1988 г.

TTM/COMIS Vela X-1 26 Nov, 1988 Orb.phase 0.28-0.31

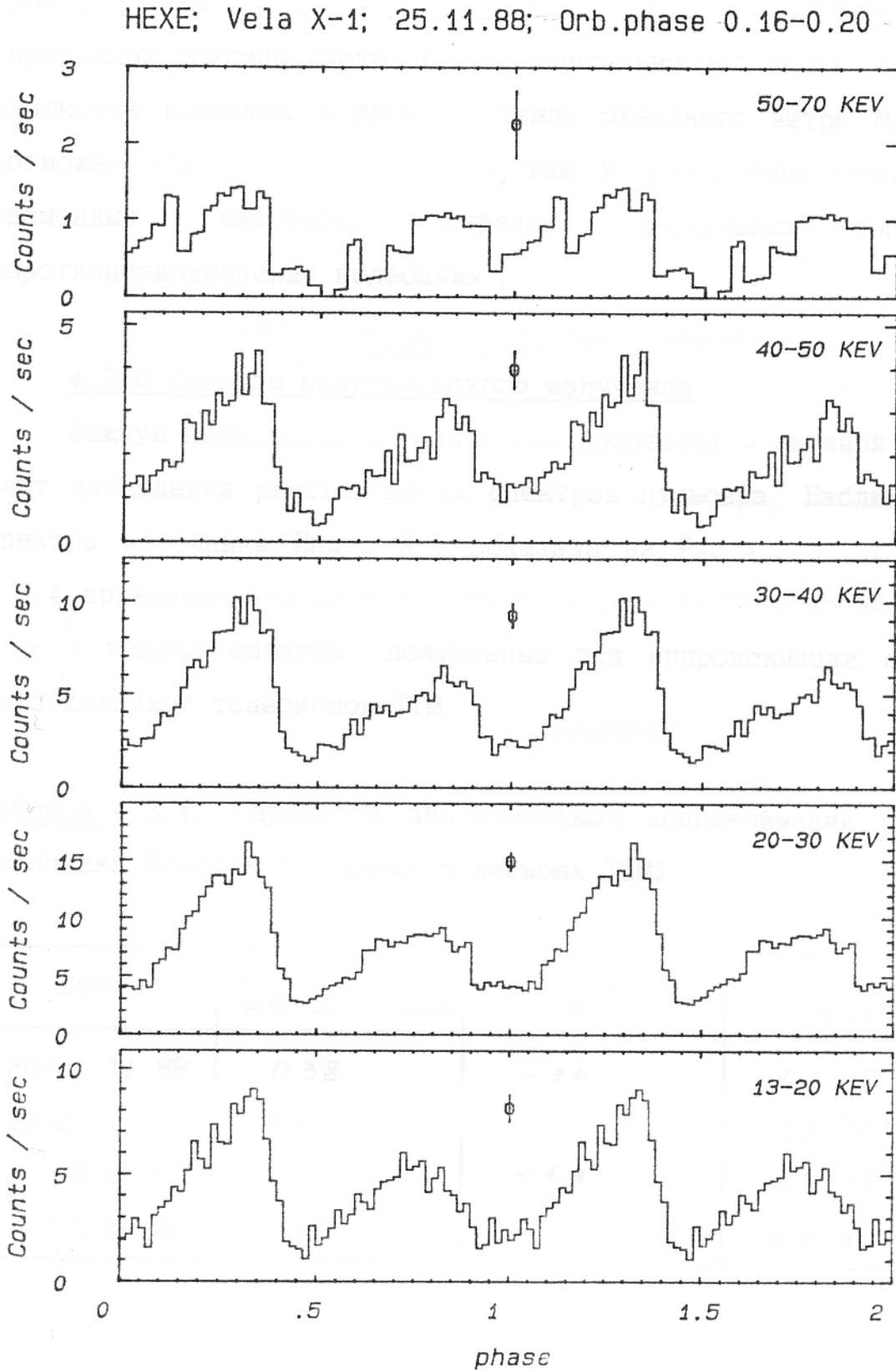


283.16 sec phase

4.3.5 Обсуждение

Значение периода $P=283.1597\pm 0.0018$ с на 24-26 ноября 1988 г., полученное приборами обсерватории РЕНТГЕН, свидетельствует о значительном замедлении вращения нейтронной звезды по сравнению с 1983 г.. Это самое большое значение периода за всю историю наблюдений этого пульсара. Средний темп увеличения периода с марта 1983 г. (ТЕНМА) по ноябрь 1988 г. (КВАНТ) составил $\dot{P}/P = 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ y}^{-1}$. Заметим, что ускорение вращения пульсара, наблюдавшееся в 1975-1979 гг., происходило с близким по абсолютной величине темпом $\dot{P}/P = -1.5 \cdot 10^{-4} \text{ y}^{-1}$ (Нагазе и др., 1984а). Такое поведение периода вращения нейтронной звезды трудно описать в рамках простой картины аккреции звездного ветра (Шапиро и Лайтман, 1976; Ванг, 1981; Схняев, 1978) из-за большой величины \dot{P}/P и наличия как замедления, так и ускорения вращения пульсара на масштабах \sim нескольких лет. Возможное объяснение наблюдаемого поведения предложено Бернером и др., (1986): сферически симметричная аккреция вещества звездного ветра останавливается на поверхности магнитосферы звезды, радиус которой r_m близок к радиусу коротации $r_c = (G \cdot M / \Omega^2)^{1/3}$ (заметим, что из-за большого периода вращения нейтронной звезды, для $r_m = r_c$ необходимое магнитное поле на поверхности звезды $H \approx 10^{13} \div 10^{14}$ Гс). Взаимодействие вещества с магнитосферой приводит к передаче момента аккрецирующему веществу звездой, что приводит к формированию диска. В дальнейшем такой диск служит резервуаром углового момента, время существования которого определяется его внешним радиусом

Рис. 4.3.7 То же, что и на Рис. 4.3.6 для наблюдений прибора ГЕКСЕ 25 ноября 1988 года.



и скоростью радиального движения вещества $\tau \approx r_d / v_r$ и может достигать нескольких лет. Отвод момента происходит при взаимодействии магнитосферы с веществом звездного ветра, а приток - за счет вещества, проникающего в магнитосферу с внутренней границы диска. При сравнительно небольших колебаниях плотности вещества в диске и темпа звездного ветра $M/M_* \pm 10\%$ возможны как режимы ускорения, так и замедления пульсара во временных масштабах порядка нескольких лет и короткопериодические колебания.

4.3.6 Спектры рентгеновского излучения

Важную информацию о физических процессах в двойной системе дают наблюдения рентгеновских спектров пульсара. Наблюдавшиеся спектры источника Парус X-1 показаны на Рис.4.3.8. В таблице 4.3.4 приведены значения N_H (число атомов на луче зрения, см^{-2}) и α - наклон спектра, полученные при аппроксимации спектров, наблюдавшихся телескопом ТТМ.

Таблица 4.3.4. Параметры аналитической аппроксимации спектров источника Парус X-1 (данные телескопа ТТМ)

Дата	Интенсивность фот/см ² /с/кэВ	Наклон спектра α	Столб поглощения $N_H, \text{см}^{-2}$
20-21.11.88	0.38	-1.4	$1.6 \cdot 10^{23}$
26-27.11.88	0.16	-1.3	$1.3 \cdot 10^{22}$
9.01.89	0.43	-1.4	$3.3 \cdot 10^{22}$
3.02.89	0.19	-1.3	$8.9 \cdot 10^{22}$

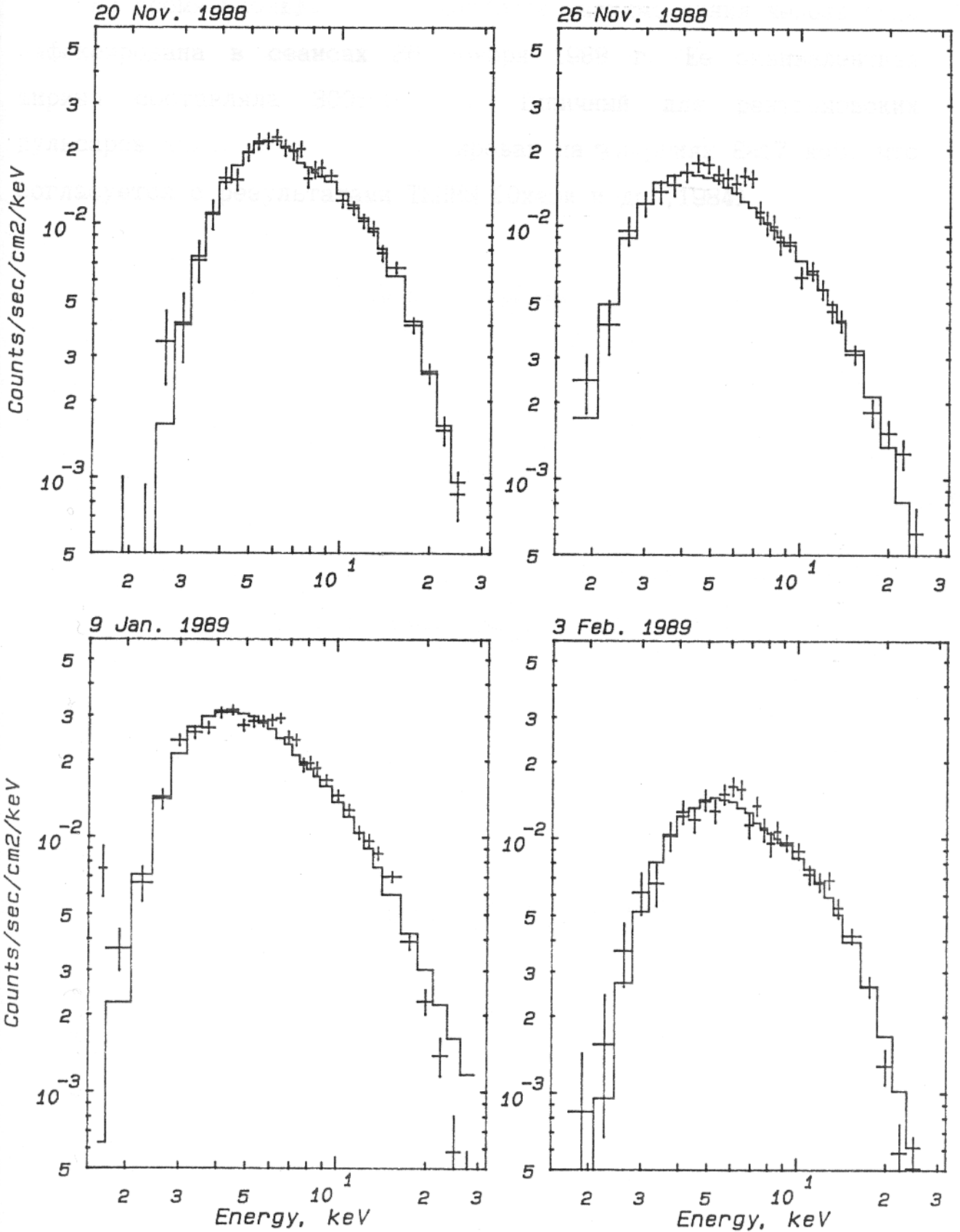
Наличие вещества звездного ветра вокруг пульсара приводит к появлению завала на мягких энергиях из-за фотопоглощения. Число атомов на луче зрения сильно зависит от орбитальной фазы двойной системы и меняется в пределах $N_H \sim 2 \div 50 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$ (см. Табл. 4.3.4). Кроме того, N_H испытывает сильные изменения с характерным масштабом времени \sim нескольких часов (Охаши и др., 1984), что свидетельствует о сильной неоднородности газа вокруг пульсара. Наиболее интересным следствием наличия холодного вещества около пульсара является присутствие особенностей на рентгеновском спектре:

а) флуоресцентной линии нейтрального или слабоионизованного железа ($E \approx 6.43 \text{ кэВ}$)

б) скачком поглощения при $E \geq 7.1 \text{ кэВ}$ на К-оболочке нейтрального железа.

Значимость поглощения за К-краем нейтрального железа определяется исключительно числом атомов железа на луче зрения, поэтому эффект особенно заметен для наблюдений пульсара в фазах, близких к затмению (рис. 4.3.8). Интенсивность эмиссионной линии железа 6.43 кэВ определяется полным числом квантов с энергией выше 7.1 кэВ (энергия связи электрона на К-оболочке, для которого сечение фотоионизации максимально), излученных источником и ионизовавших К-электрон из атомов железа в холодном веществе, окружающем пульсар. Эффективность такого процесса $\epsilon = F_l / F_{>7} \sim 1.5 \%$ (Охаши и др., 1984), где F_l - поток в линии (отсч./сек), $F_{>7}$ - поток фотонов от источника с энергией больше К-края нейтрального железа. Таким образом, линия 6.43 кэВ

Рис. 4.3.8 Спектры источника Парус X-1, наблюдавшиеся в различные дни телескопом ТТМ. Сплошной кривой показана аналитическая аппроксимация данных. (см. Табл. 4.3.4).



характеризует распределение вещества вокруг пульсара, тогда как скачок поглощения при $E \geq 7.1$ кэВ и завал на мягких энергиях позволяют определить количество газа на луче зрения.

Во время наблюдений ТТМ наиболее значимо линия железа была зафиксирована в сеансах 26 ноября 1988 г. Ее эквивалентная ширина составляла 300 ± 100 эВ. Типичный для рентгеновских пульсаров излом спектра зафиксирован на энергиях $E \approx 17$ кэВ, что согласуется с результатами ТЕНМЫ (Охаши и др., 1984).

4.3 НАБЛЮДЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ПУЛЬСАРА SMC X-1 ПРИБОРАМИ ОБСЕРВАТОРИИ РЕНТГЕН НА МОДУЛЕ КВАНТ

Приведены предварительные результаты наблюдений рентгеновского пульсара SMC X-1 приборами обсерватории РЕНТГЕН на модуле КВАНТ. Совпадение предсказываемого времени затмения с наблюдавшимся отсутствием излучения от источника свидетельствует, что орбитальные параметры двойной системы (Грубер, 1988, частное сообщение) практически не изменились со времени наблюдений обсерватории им. Эйнштейна и спутника ЭКЗОСАТ.

4.3.1 Введение

В 1974 г. было открыто, что рентгеновский источник SMC X-1 является пульсаром с периодом ~ 0.7 с (Люке и др., 1976). Оптический компаньон нейтронной звезды - сверхгигант класса B0 Sk160. Параметры двойной системы впервые были достаточно точно вычислены по данным спутника SAS-3 (Примини и др., 1976). На протяжении всего периода наблюдений период пульсара монотонно уменьшается. Предполагается, что аккреция на компактный источник в этой двойной системе идет за счет вещества перетекающего через внутреннюю точку лагранжа. Аккрецирующая материя, за счет орбитального движения компактного источника, имеет большой угловой момент, что должно приводить к формированию диска вокруг нейтронной звезды. Убедительные свидетельства существования диска получены при анализе

Рис. 4.4.1 Скорость счета рентгеновских квантов в диапазоне 13-45 кэВ в течении одного сеанса наблюдений прибора ГЕКСЕ 17 октября 1988 г. Для измерения фона во время сеанса производились перенаведения станции с источника на точку фона и обратно. Сплошной линией показана аппроксимация фоновой скорости счета. На нижнем рисунке представлена скорость счета за вычетом фона.

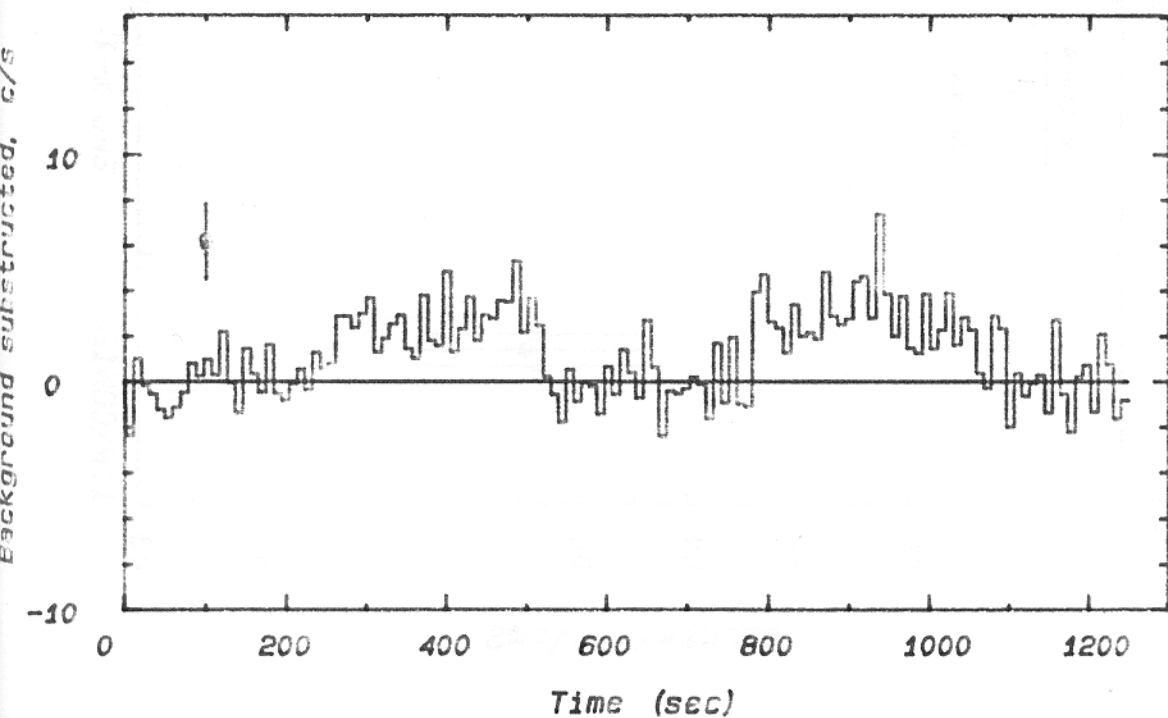
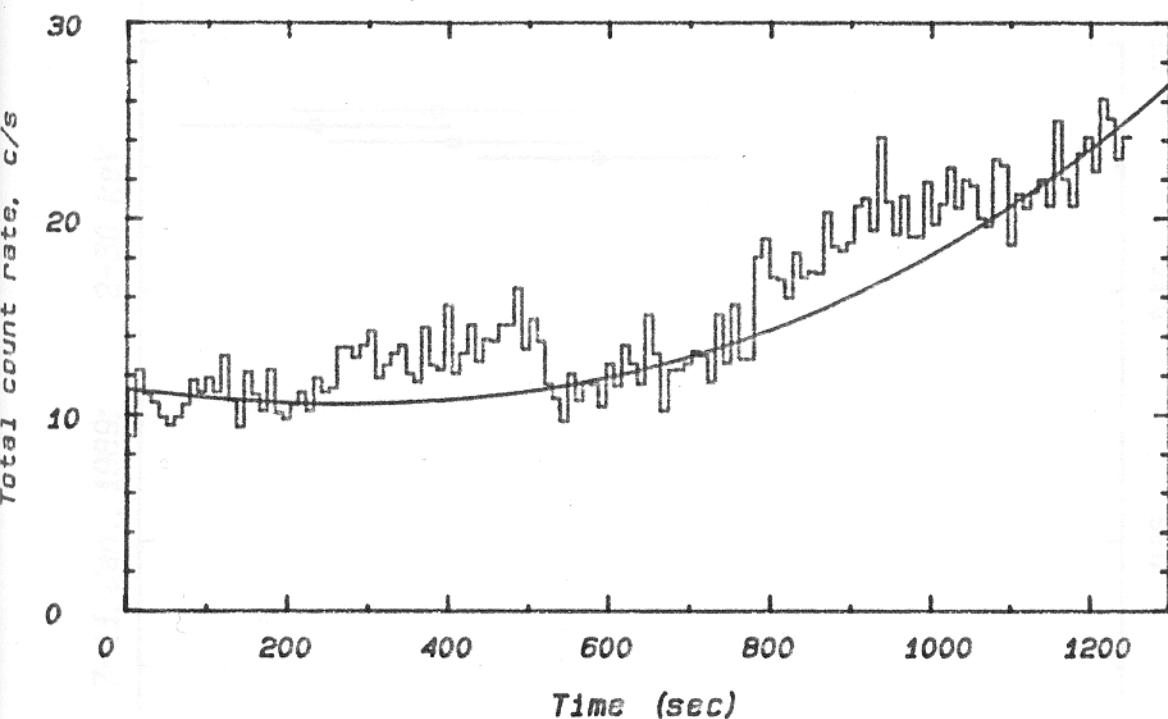
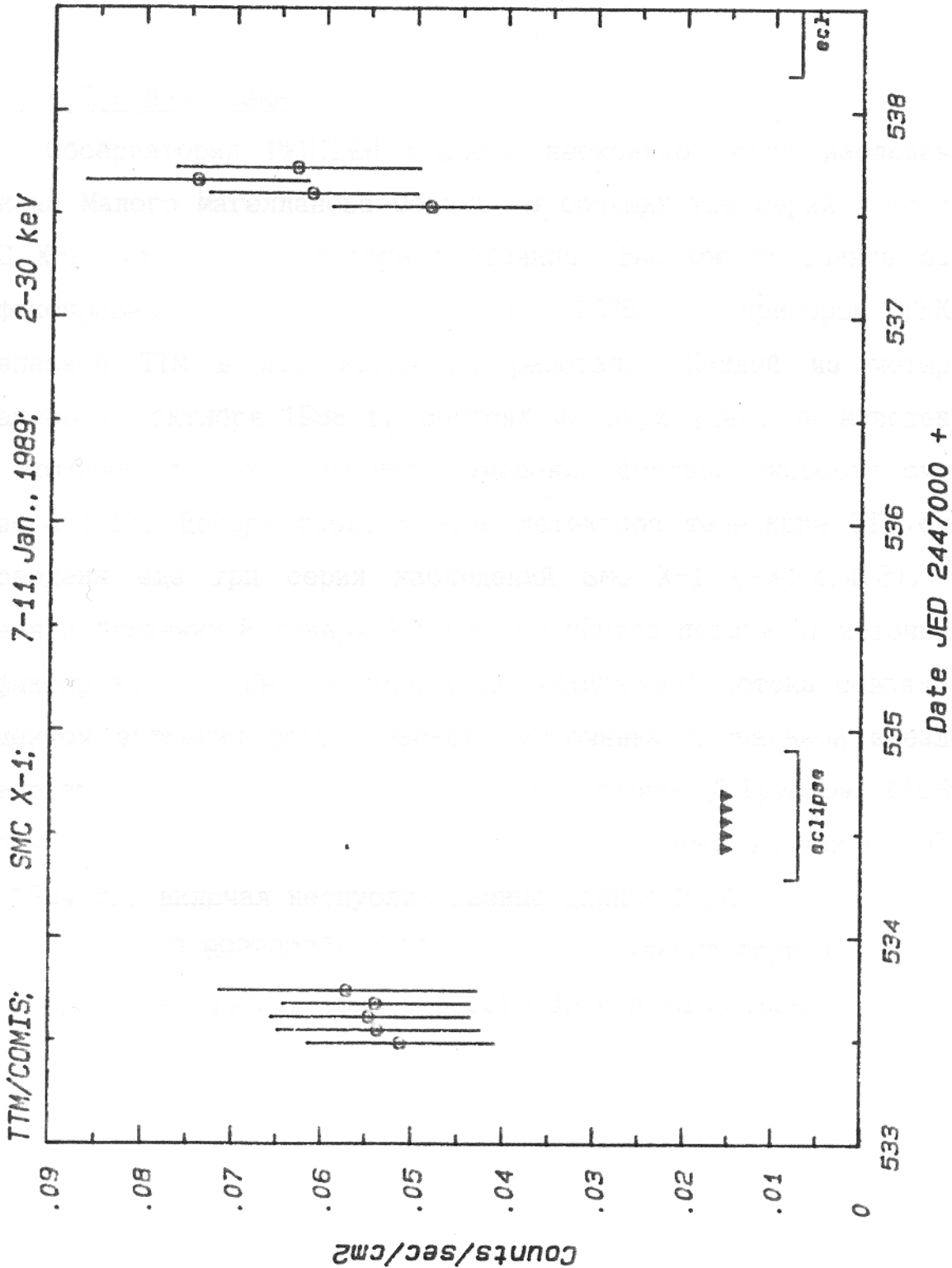


Рис. 4.4.2 Интенсивность источника Smc X-1 в трех сериях сеансов в январе 1989 г. (данные телескопа ТТМ). Треугольниками показаны верхние пределы на интенсивность источника во время затмения (при расчете времени затмения использовались орбитальные параметры Д. Грубера (1988, частное сообщение)).



Orbital parameters from D.Gruber, 1988, private comm.

оптических кривых блеска (Хатчингс и др., 1977; Парадайз и Зудервайк, 1980).

Наблюдения приборов обсерватории РЕНТГЕН позволили убедиться в стабильности параметров двойной системы, определить новые значения периода пульсаций рентгеновского излучения SMC X-1 и построить спектр излучения в диапазоне 2-30 кэВ.

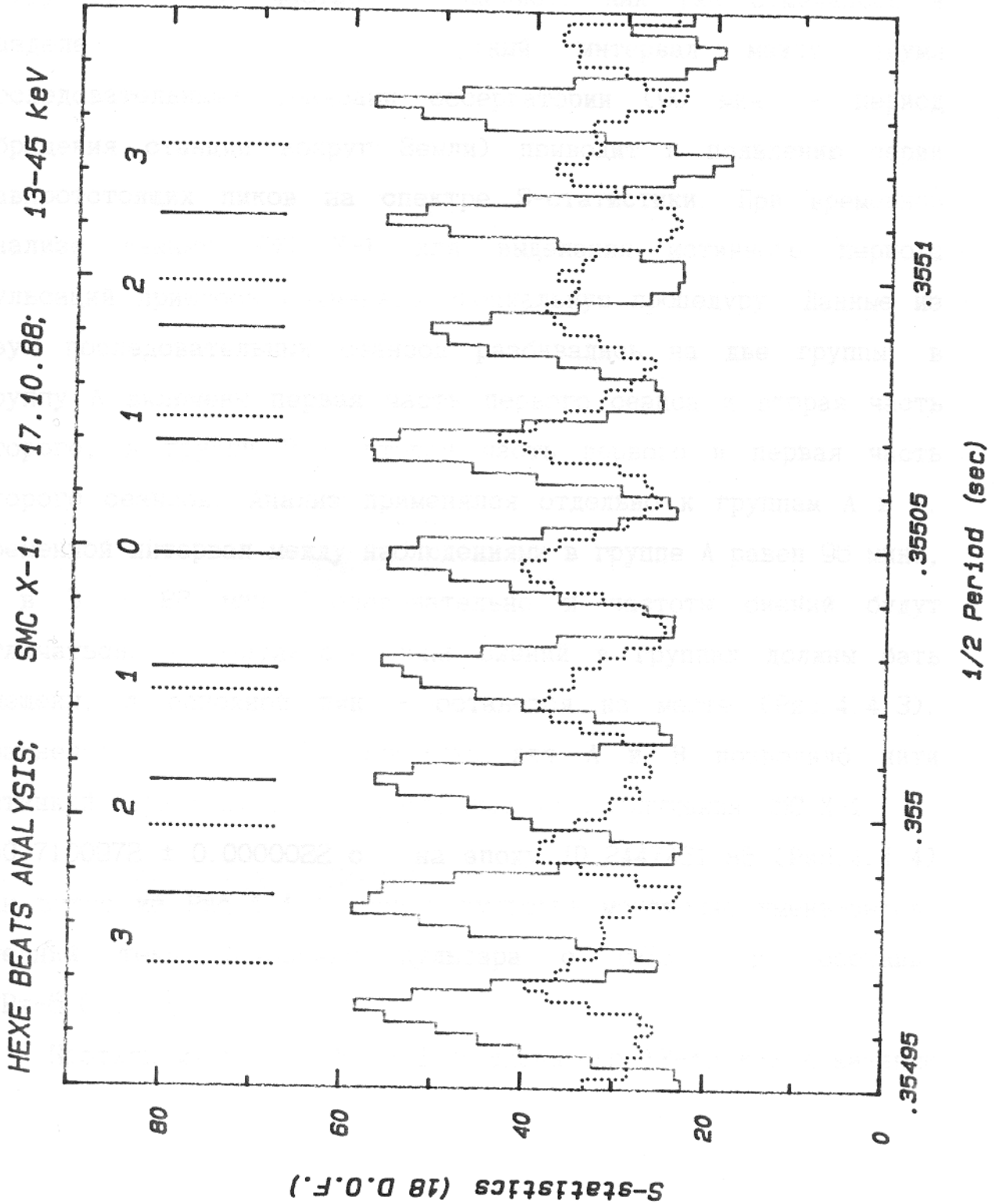
4.3.2 Наблюдения

Обсерватория РЕНТГЕН провела несколько серий наблюдений района Малого Магелланова Облака. В большинстве серий источник SMC X-1 находился в низком состоянии. Высокое состояние было зафиксировано впервые 17 октября 1988 г. прибором ГЕКСЕ (телескоп ТТМ в это время не работал). Каждый из четырех сеансов 17 октября 1988 г. состоял из двух участков наведения на источник и трех участков измерения фоновой скорости счета (Рис. 4.4.1). Вскоре после замены детектора телескопа ТТМ были проведены еще три серии наблюдений SMC X-1 (Рис. 4.4.2). Во время наблюдений 8 января 1989 г. значимого потока от источника зафиксировано не было (Рис. 4.4.2). Отсутствие потока совпало с моментом затмения рентгеновского источника нормальной звездой, предсказываемым по орбитальным параметрам Д. Грубера (1988, частное сообщение), основанным на анализе всех данных с 1978 по 1984 г., включая неопубликованные данные ЭКЗОСАТ:

$$P_{orb} = 3.8922222 \text{ д} \pm 0.0000019 \text{ (орбитальный период)}$$

$$\tau = 2446001.0593 \pm 0.0015 \text{ JD (эпоха затмения)}$$

Рис. 4.4.3 Сравнение S-статистик для наборов данных с разными интервалами между последовательными наблюдениями. Пик соответствующий истинному периоду остается на месте, тогда как пики биений смещаются. Стрелками показаны предсказываемые положения пиков биений.



4.3.3 Период пульсаций

Совпадение предсказываемого момента затмения с отсутствием рентгновского потока позволило утверждать, что орбитальные параметры двойной системы существенно не изменились. Поэтому при определении периода были использованы орбитальные параметры Д. Грубера (1988, частное сообщение). Как уже отмечалось в разделе 4.3 90 минутный интервал между двумя последовательными сеансами обсерватории (90 мин. - период обращения станции вокруг Земли) приводит к появлению серии равноотстоящих пиков на спектре S-статистики. При временном анализе данных SMC X-1 для выделения истинного периода пульсаций пришлось применять специальную процедуру. Данные из двух последовательных сеансов разбивались на две группы: в группу А включены первая часть первого сеанса и вторая часть второго, в группу В - вторая часть первого и первая часть второго сеансов. Анализ применялся отдельно к группам А и В. Временной интервал между наблюдениями в группе А равен 96 мин., а в В - 82 мин., следовательно и частоты биений будут отличаться. В результате пики биений в группах должны быть смещены, а основной пик - останется на месте (Рис. 4.4.3). Сравнение спектров S-статистики для А и В позволило найти истинный период пульсаций рентгеновского излучения SMC X-1 $P=0.7100972 \pm 0.0000022$ с на эпоху JD 2447451.86 (Рис. 4.4.4) Как видно из Рис. 4.4.4 период пульсара монотонно уменьшается. Средний темп ускорения пульсара с 1975 г. составил $P/P=-6.0 \cdot 10^{-4} \text{ yr}^{-1}$.

Профиль импульса SMC X-1 в диапазоне 13-40 кэВ показанный

Таблица 4.4.1 Результаты измерений периода рентгеновских пульсаций источника SMC X-1 в 1971-1988 гг.

№	эксперимент	дата	JD ^б	Период, с	Ошибка	Ссылки
1	UHURU	VI. 1971	1115	0.71748	2.6E-4	Хенри и др., 1977
2	Rocket	XI. 1973	2000	0.7164	2.0E-4	Иентис и др., 1977
3	APOL-SOY	VII. 1975	2614	0.7151	2.0E-4	Иентис и др., 1977
4	SAS-3	III. 1976	2837	0.71488585	4.0E-8	Примини и др., 1977
5	ARIEL 5	VIII. 1976	3000	0.7147337	1.2E-6	Дависон, 1977
6	EINSTEIN	IV. 1979	3986	0.713684	3.2E-5	Дарбро и др., 1981
7	KVANT	X. 1988	7452	0.710097	2.0E-6	данная работа

а) номер в соответствии с Рис. 4.4.4
 б) юлианская дата проведения наблюдений JD - 2 440 000

Рис. 4.3.4 Результаты наблюдений периода рентгеновских пульсаций источника Smc X-1 в 1972-1988 гг. Указанные ошибки соответствуют уровню 1σ . Обозначения и ссылки приведены в Табл. 4.4.1.

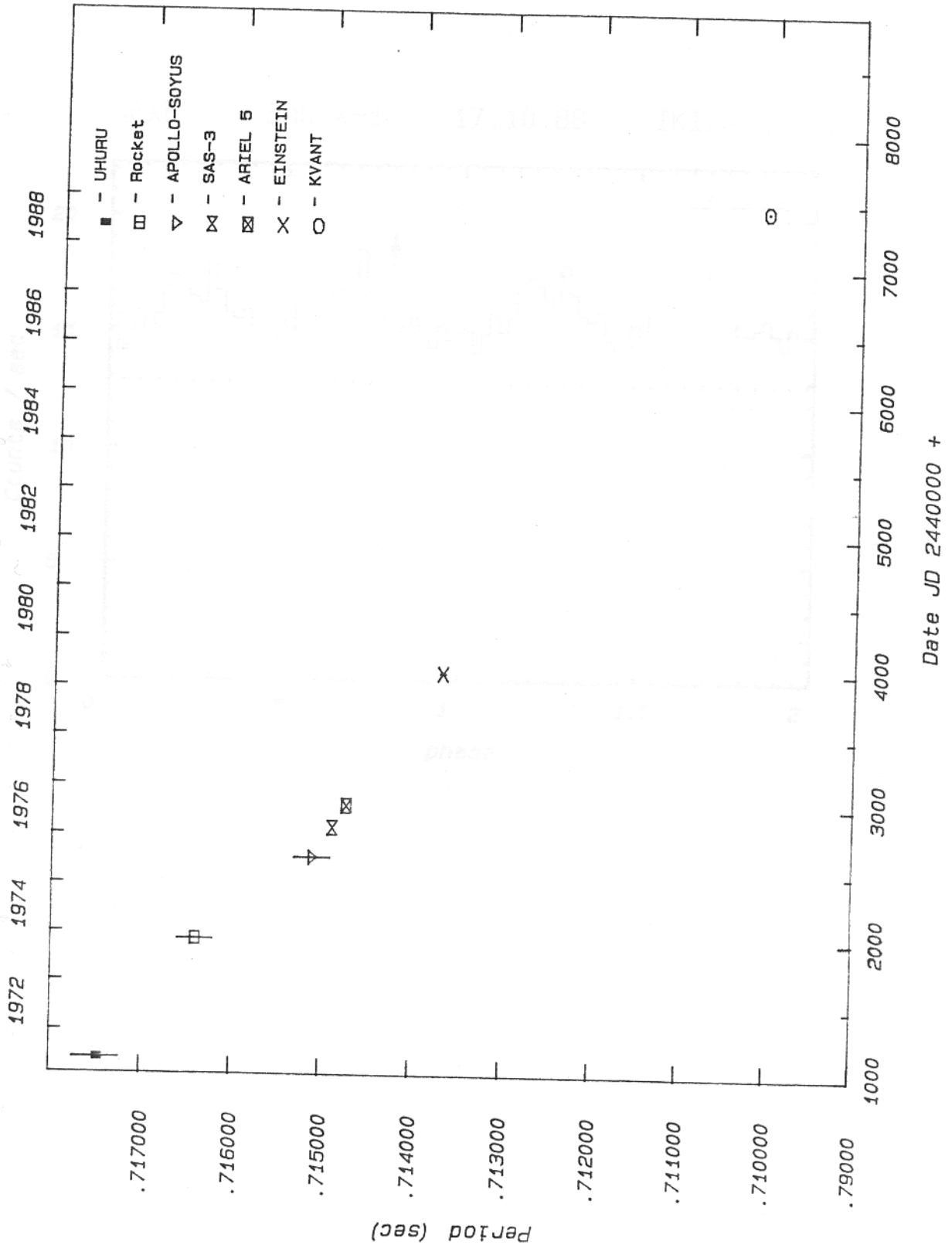
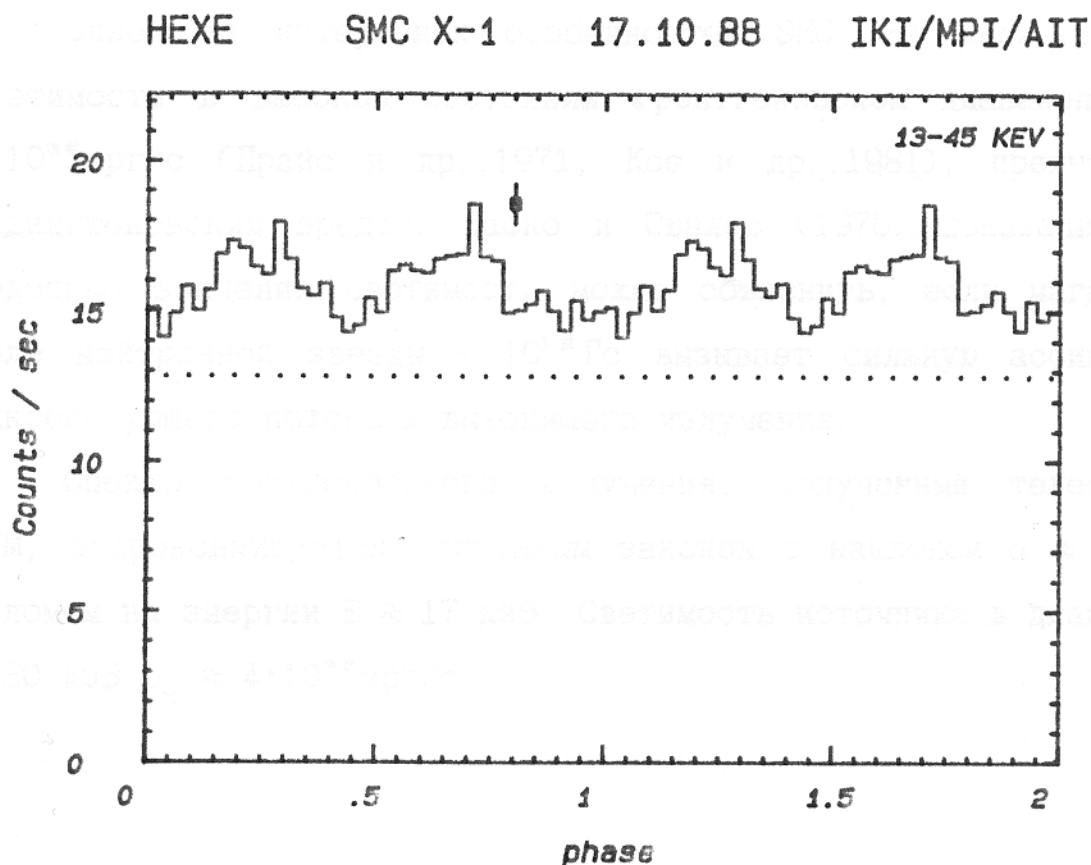


Рис. 4.3.5 Профиль импульса рентгеновского излучения источника SMC X-1 в диапазоне 13-45 кэВ. Данные наблюдений прибора ГЕКСЕ 17 октября 1988 г.



на Рис. 4.4.5, согласуется с наблюдениями предшествующих экспериментов. Практически симметричная форма горбов позволила использовать, с целью повышения значимости регистрации, при поиске периода значения пробные значения $P = 1/2 P_0 \approx 0.3$ с, где P_0 - истинный период ~ 0.7 с.

4.3.5 Рентгеновская светимость источника.

Одной из интересных особенностей SMC X-1 является его светимость в высоком состоянии в рентгеновском диапазоне $L_x \approx 5 \cdot 10^{38}$ эрг/с (Прайс и др., 1971, Кое и др., 1981), превышающая эддингтоновский предел. Баско и Сюняев (1976) показали, что подобные значения светимости можно объяснить, если магнитное поле нейтронной звезды $\sim 10^{12}$ Гс вызывает сильную асимметрию аккрецирующего потока и выходящего излучения.

Спектр рентгеновского излучения, полученный телескопом ТТМ, аппроксимируется степенным законом с наклоном $\alpha \approx 1.5$ и изломом на энергии $E \approx 17$ кэВ. Светимость источника в диапазоне 2-20 кэВ $L_x \approx 4 \cdot 10^{38}$ эрг/с.

5.2 Наблюдения

4.5. Первые наблюдения района Центра Галактики в диапазоне 2-30 кэВ телескопом ТТМ

Наиболее полно возможности телескопа ТТМ по построению изображений были использованы при наблюдениях Большого Магелланова Облака и района Центра Галактики. При наблюдениях последнего зафиксировано 5 рентгеновских источников.

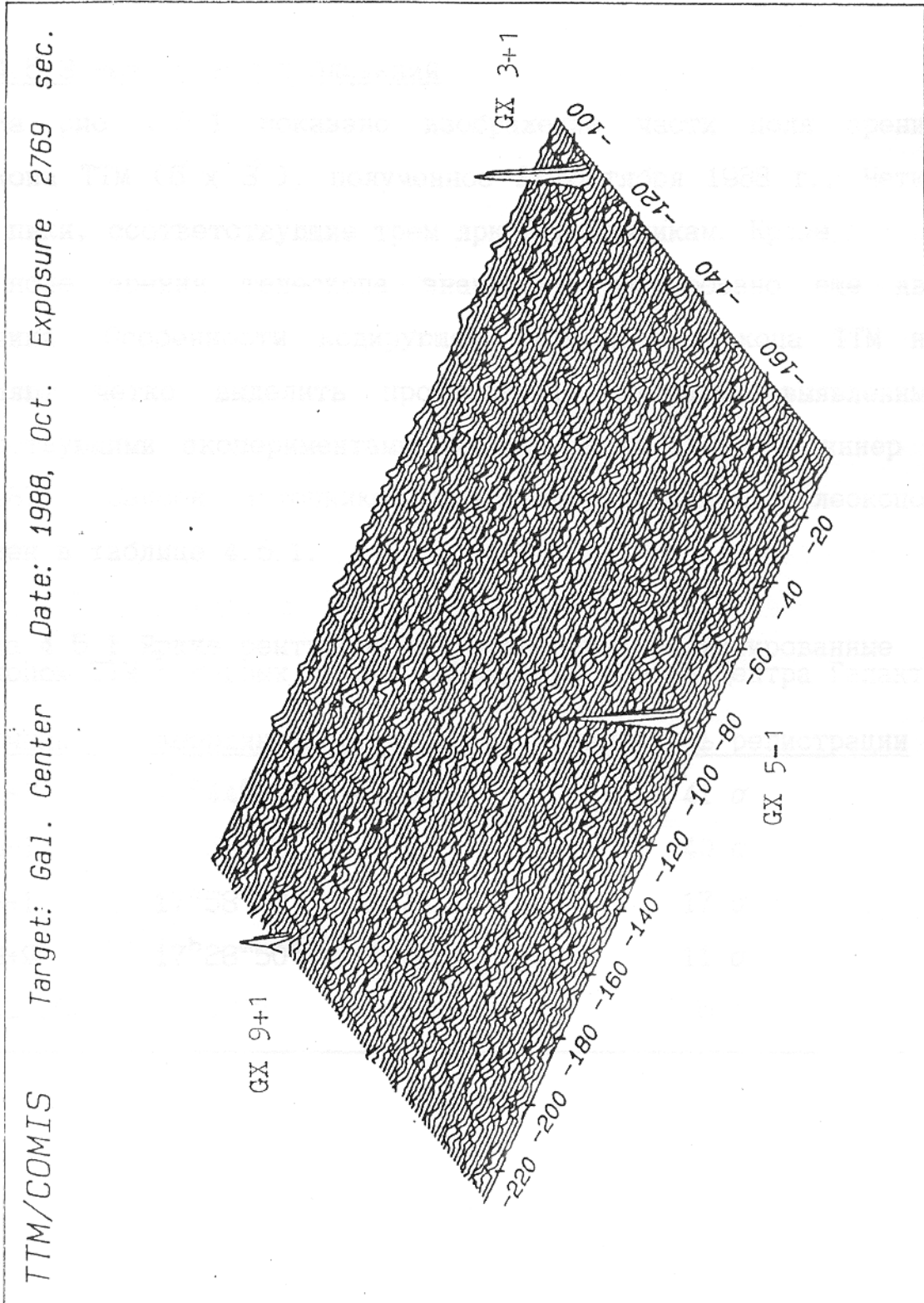
4.5.1 Введение

Район Центра Галактики интенсивно исследовался в радио и инфракрасном диапазонах спектра. В оптическом диапазоне эта область не видна из-за сильного поглощения на пыли и облаках газа. Среда становится снова прозрачной в рентгеновском диапазоне спектра. Район Центра Галактики - наиболее густонаселенная область рентгеновского неба, содержащая как компактные, так и протяженные объекты. До сих пор было сделано только две серьезные попытки получить изображения этого района: на обсерватории им. Эйнштейна (диапазон $E \leq 4.5$ кэВ) (Ватсон и др., 1979) и аналогом ТТМ - телескопом SL2-XRT (Скиннер и др., 1987). Зафиксировано более десяти мягких источников (на площадке $1^\circ \times 1^\circ$) и источник протяженного излучения.

4.5.2 Наблюдения

Изучение Центра Галактики является одной из основных задач телескопа ТТМ. Короткая серия из четырех сеансов была проведена 21 октября 1988 г. сразу после замены детектора телескопа ТТМ. Ось обсерватории была направлена на источник GX 1+4.

Рис. 4.5.1 Изображение участка неба ($6^\circ \times 3^\circ$) в районе Центра Галактики по данным наблюдений телескопа ТТМ 21 октября 1988 г. в диапазоне 2-20 кэВ. Высота пиков пропорциональна значимости регистрации потока от источника.



Продолжительность каждого сеанса ~ 700 с. Большая интенсивность источников, попавших в поле зрения ТТМ, привела к переполнению более чем в 2 раза телеметрических каналов прибора и, как следствие, к снижению статистической значимости потоков от источников.

4.5.3 Результаты наблюдений

На рис 4.5.1 показано изображение части поля зрения телескопа ТТМ ($6^\circ \times 3^\circ$), полученное 21 октября 1988 г.. Четко видны пики, соответствующие трем ярким источникам. Кроме них во всем поле зрения телескопа значимо зафиксировано еще два источника. Особенности кодирующей системы телескопа ТТМ не позволяют четко выделить протяженный источник, выявленный предшествующими экспериментами (Ватсон и др., 1979; Скиннер и др., 1987). Список источников, зарегистрированных телескопом приведен в таблице 4.5.1.

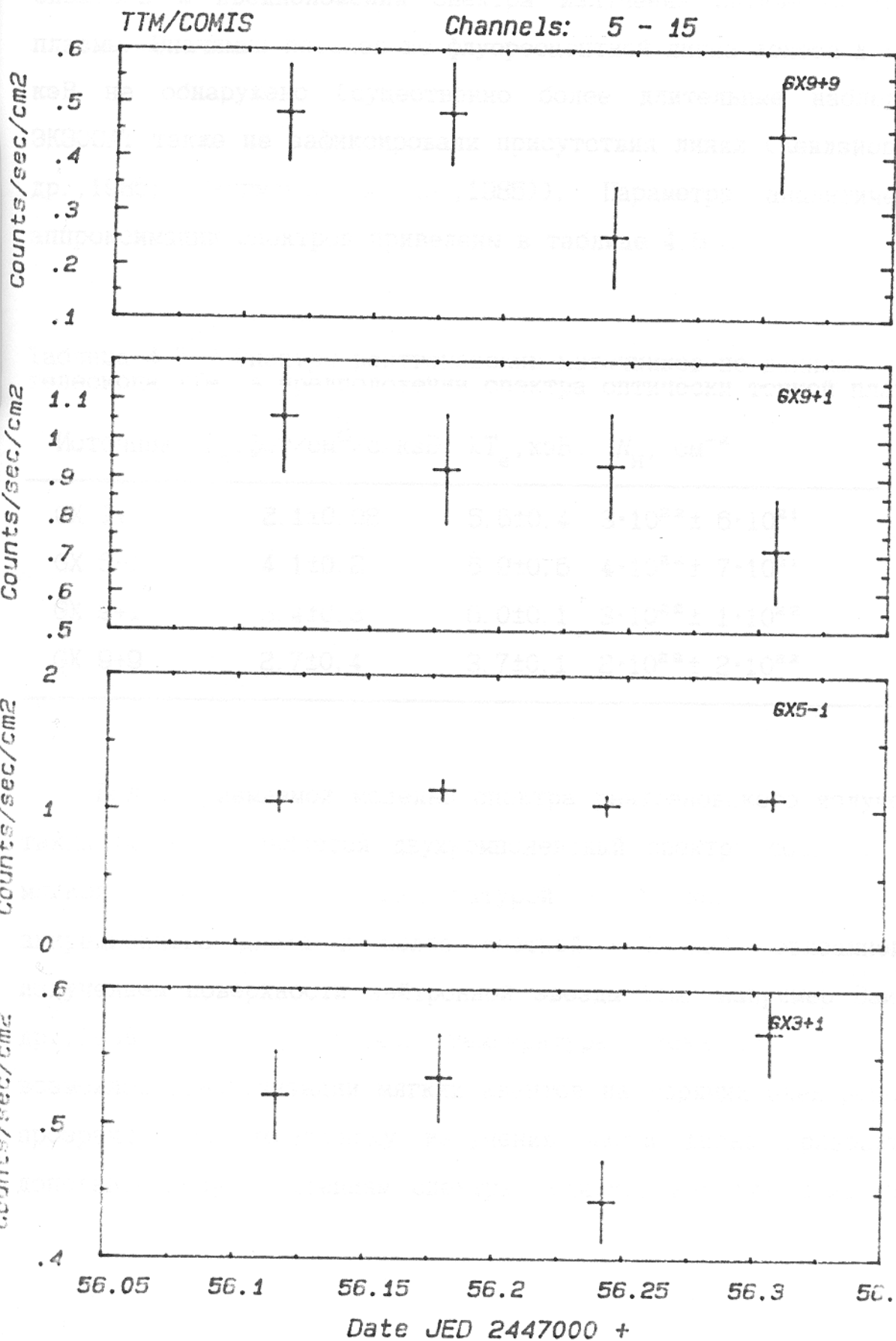
Таблица 4.5.1 Яркие рентгеновские источники, зафиксированные телескопом ТТМ в первых сеансах наблюдений района Центра Галактики.

Источник	Координаты (α, δ ; 1950)	Значимость регистрации
GX 1+3	$17^{\text{h}}44^{\text{m}}49^{\text{s}}$ $-26^\circ 32'$	41σ
GX 5-1	$17^{\text{h}}58^{\text{m}}03^{\text{s}}$ $-25^\circ 04'$	40σ
GX 9+1	$17^{\text{h}}58^{\text{m}}33^{\text{s}}$ $-20^\circ 31'$	17σ
GX 9+9	$17^{\text{h}}28^{\text{m}}50^{\text{s}}$ $-16^\circ 55'$	11σ
A1742-294	$17^{\text{h}}42^{\text{m}}53^{\text{s}}$ $-29^\circ 29'$	6σ

Яркие рентгеновские источники GX 3+1, GX 5-1, GX 9+1, GX 9+9 принадлежат к классу маломассивных двойных систем. В отличие от пульсаров магнитное поле у этих объектов слишком слабо, чтобы препятствовать аккреции вещества. Как результат отсутствия асимметрии в потоке аккрецирующего вещества не удается выделить пульсирующую компоненту в их излучении. Для источника GX 5-1 наблюдения спутника ЭКЗОСАТ в диапазоне 1-20 кэВ не обнаружили когерентных пульсаций рентгеновского излучения в диапазоне периодов $0.25 \div 2000$ с (Кендзиорра и др., 1985). Аналогичные наблюдения GX 9+1 в течение 5 часов позволили наложить верхний предел на амплитуду когерентных пульсаций рентгеновского излучения $\sim 1\%$ (3σ) для периодов $16 \text{ мс} \div 2000$ с (Лангмейер и др., 1985). В тоже время все перечисленные выше источники сильно переменны во временных масштабах от сотых секунды до нескольких часов или дней. Более того в этих источниках обнаружены квазипериодические осцилляции с характерными частотами типа десятков герц (см. например Ван дер Клис и др., 1988). К сожалению временное разрешение ТТМ (1 секунда) не позволяет исследовать быструю переменность источников. На рис. 4.5.2 приведен поток излучения от этих источников зафиксированный в четырех последовательных сеансах 21 октября 1988 г.

Одним из достоинств телескопа ТТМ является возможность измерения спектров сразу всех источников, попавших в поле зрения. Эта возможность была использована при наблюдениях района Центра Галактики. На рис 4.5.3 приведены спектры

Рис. 4.5.2 Интенсивность источников GX 3+1, GX 5-1, GX 9+1, GX 9+9 в четырех последовательных сеансах наблюдений телескопа ТТМ.



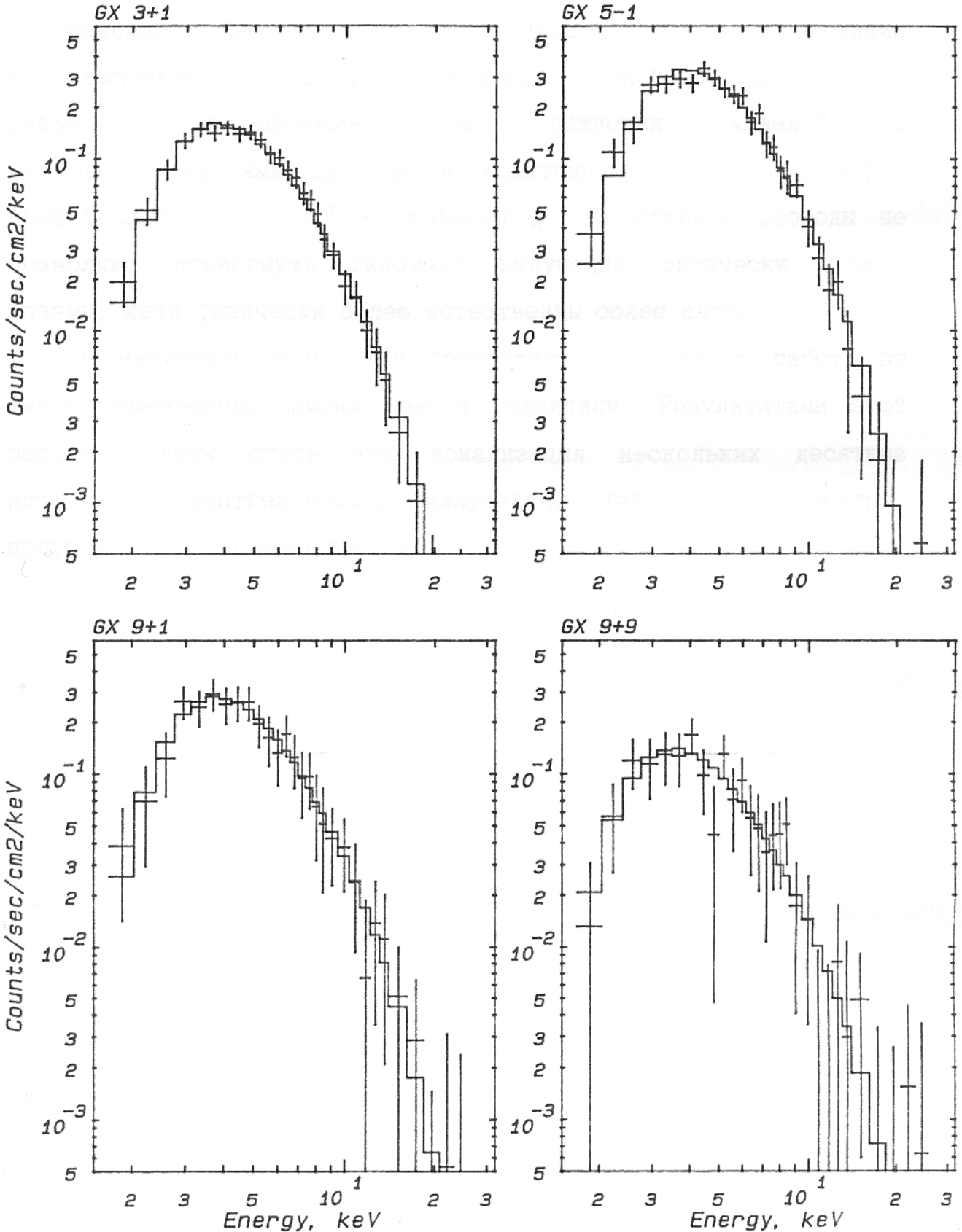
источников GX 3+1, GX 5-1, GX 9+1, GX 9+9 по данным телескопа ТТМ. Сплошной линией показана аналитическая аппроксимация спектров в предположении спектра излучения оптически тонкой плазмы. Значимых потоков во флуоресцентной линии железа $E \approx 6.4$ кэВ не обнаружено (существенно более длительные наблюдения ЭКЗОСАТ также не зафиксировали присутствия линии (Кендзиорра и др., 1985; Лангмейер и др., 1985)). Параметры аналитической аппроксимации спектров приведены в таблице 4.5.2.

Таблица 4.5.2 Спектры рентгеновских источников по данным телескопа ТТМ в предположении спектра оптически тонкой плазмы

Источник	$I_o, \text{фот/см}^2/\text{с/кэВ}$	$kT_e, \text{кэВ}$	$N_H, \text{см}^{-2}$
GX 1+3	2.1 ± 0.08	5.6 ± 0.4	$3 \cdot 10^{22} \pm 6 \cdot 10^{21}$
GX 5-1	4.1 ± 0.2	5.9 ± 0.6	$4 \cdot 10^{22} \pm 7 \cdot 10^{21}$
GX 9+1	3.4 ± 0.3	6.0 ± 0.1	$3 \cdot 10^{22} \pm 1 \cdot 10^{22}$
GX 9+9	2.7 ± 0.4	3.7 ± 0.1	$2 \cdot 10^{22} \pm 2 \cdot 10^{22}$

Более приемлемой моделью спектра рентгеновского излучения таких объектов является двухкомпонентный спектр: состоящий из мягкой компоненты с температурой ~ 1 кэВ - излучения аккреционного диска и более жесткой ~ 2 кэВ, связанной с излучением поверхности нейтронной звезды (см. например Вайт и др., 1988). Учет различной температуры диска по радиусу и возможной комптонизации мягких квантов на горячих электронах в прозрачной по тормозному излучению части диска приводит к дополнительным искажениям спектра. Однако, как уже отмечалось

Рис. 4.5.3 Спектры источников GX 3+1, GX 5-1, GX 9+1, GX 9+9 по данным телескопа ТТМ.



выше, ошибки в определении интенсивности источника в узких энергетических каналах довольно велики (рост ошибок можно рассматривать как компенсацию возможностей ТМ по построению изображений). Как следствие, необходимы длительные экспозиции для получения спектров, в которых становятся значимыми различия, возникающие при сравнении моделей с многотемпературными дисками и комптонизацией. Для спектров приведенных на Рис. 4.5.3 значения χ^2 на степень свободы не позволяют отвергнуть гипотезу излучения оптически тонкой плазмы, хотя физически более естественны более сложные модели.

В настоящее время ТМ продолжает планомерную работу по картографированию района Центра Галактики. Результатами этой работы должны стать как локализация нескольких десятков источников рентгеновского излучения, так и их спектры, полученные за большие времена экспозиции $\sim 20\ 000 \div 50\ 000$ с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кратко суммируем результаты, полученные в работе:

1. Переходы между подуровнями сверхтонкой структуры для водородоподобных и литиеподобных ионов изотопов азота, магния, натрия, алюминия и ряда других элементов, в частности, железа и кремния лежат в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах спектра. Предсказываемые потоки излучения в линиях азота λ 5.64 мм и железа λ 3.06 мм позволяют надеяться на их экспериментальное обнаружение. Наблюдение миллиметровых радиолиний могло бы стать новым методом исследования химического состава и диагностики горячей астрофизической плазмы.

2. Рассеяние рентгеновских фотонов в резонансных линиях высокоионизованных ионов тяжелых элементов может приводить к заметному искажению распределения поверхностной яркости скоплений галактик в этих линиях. Пренебрежение этим эффектом может приводить к систематическому занижению обилия тяжелых элементов в межгалактическом газе.

3. До обнаружения рентгеновского излучения Сверхновой 1987А в августе 1987 г. поле Большого Магелланова Облака исследовалось несколькими рентгеновскими телескопами. Наиболее сильные ограничения на поток от сверхновой в диапазоне 2-32 кэВ в июне-августе 1987 года получены прибором ТТМ на модуле КВАНТ.

4. В рамках гидродинамической модели найдены спектры излучения газа, сжатого и разогретого ударными волнами, возникающими при взаимодействии оболочки Сверхновой с

окружающей средой, для однородного распределения вещества в окрестности Сверхновой 1987А и модели звездного ветра.

5. На основе наблюдений приборов обсерватории РЕНТГЕН на модуле КВАНТ получены новые данные о поведении рентгеновских пульсаров Vela X-1 и Smc X-1. Определены периоды пульсаций рентгеновского излучения и построены профили импульса в различных энергетических диапазонах. На основе данных прибора ТМ в диапазоне 2-30 кэВ построены спектры ряда источников из области галактического центра.

В заключение хотелось бы высказать свою благодарность научному руководителю члену-корреспонденту АН СССР Р. А. Сюняеву, под руководством и при участии которого были получены все приведенные здесь результаты, проф. Л. А. Вайнштейну, руководившему всеми исследованиями связанными с атомной физикой и консультировавшему нас по многим другим вопросам, М. Гильфанову, совместно с которым были выполнены большинство из приводимых работ, Ю. Э. Любарскому за многочисленные обсуждения, А. В. Кузнецову, А. С. Мелиоранскому, Н. С. Ямбуренко, Дж. Скиннеру, А. Бринкману за консультации и обсуждения по вопросам экспериментальной рентгеновской астрофизике, всем сотрудникам отдела астрофизики высоких энергий ИКИ АН СССР, вместе с которыми была проведена большая работа по анализу данных КВАНТа, Л. А. Теучеж и И. И. Зарубиной за помощь в оформлении диссертации, сотрудникам ИКИ АН СССР, принимавшим активное участие в осуществлении проекта РЕНТГЕН, коллективу ЦУП и космонавтам, принимавшим участие в проведении наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

- Баско и Сюняев (Basko M. M., Sunyaev R. A.) // MNRAS, 1976, v.175, p. 395
- Баутц и др. (Bautz M., Howe S., Gorecki A. et al.) // Astrophys. J. 1983. V.266. P.794.
- Бейгман И. Л., Сюняев Р. А. // УФН, 1968, 95, 267.
- Беккер и др. (Becker R. H., Rothschild R. E., Boldt E. A. et al.) // Astrophys. J. 1978. V.221. P.912.
- Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. // Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1980.
- Берджесс (Burgess A.) // Astrophys. J., 1964, 139, 776.
- Бернер и др. (Boerner G., Hayakawa S., Nagase F. et al.) // Astron. Astrophys., 1987, v.182, p.63
- Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. // Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М.: Наука, 1979.
- Вайнштейн Л. А., Чуразов Е. М., // КСФ ФИАН, 1985, 11, 22.
- Вайнштейн Л. А., Сюняев Р. А., Чуразов Е. М., // КСФ ФИАН, 1986, 1, 33.
- Вайт и др. (White N. E., Stella L., Parmar A. N.) // EXOSAT Preprint No 49, 1988
- Ванг (Wang Y. M.) // Astron. Astrophys., 1981, v.102, p.36
- Ван дер Клис и др. (van der Klis M. K., Jansen F., van Paradijs J. et al.) // Astrophys. J. (Letters), 1987, v.313, L19
- Ван Режеморттер (Van Regemorter H.) // Astrophys. J., 1962, 132, 906.
- Варшалович Д. А. // ЖЭТФ, 1967, 52, 242.
- Ватсон и др. (Watson M. G., Willingale R., Grindlay J. E. et

- al.)// *Astrophys. J.*, 1979, v.250, p.142
- Гаврилова Е. А., Ананьев А. В., Гильфанов М. Р. и др.// Препринт ИКИ АН СССР, No 1422, 1988
- Гильфанов М. Р., Сюняев Р. А., Чуразов Е. М. и др.// Письма в АЖ, 1989, в печати
- Голдвайа и др. (Goldwire H. C., Miller Goss W.)// *Astrophys. J.*, 1967, 149, 15.
- Гош и Ламб (Gosh P., Lamb F. K.)// *Astrophys. J.* 1979. V.234. P.296.
- Грасберг Е. К., Имшенник В. С., Надежин Д. К. и др.// Письма в АЖ, 1987, т.13, с.547
- Гребенев С. А. и Сюняев Р. А.// Письма в АЖ, 1987а, т.13, с.945
- Гребенев С. А. и Сюняев Р. А.// Письма в АЖ, 1987б, т.13, с.1042
- Гурский и Шварц (Gursky H., Schwartz D. A.)// *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 1977, 15, 541.
- Допита и др. (Dopita M. A., Mathewson D. S., Ford V. L.)// *Astrophys. J.*, 1977, 214, 179.
- Джекобс и др. (Jacobs V. L., David J., Kepple P. C., Blaha M.)// *Astrophys. J.*, 1977, 211, 605.
- Джейн и др. (Jain N. K., Narain U.)// *Astron. and Astrophys. Suppl.*, 1978, 31, 1.
- Джиованелли (Giovannelli F., Kurt V. G., Sheffer E. K.)// *IAU Circ. No 4367*, 1987
- Джонс и Форман (Jones C., Forman W.)// *Astrophys. J.*, 1984, 276, 38.
- Дикке (Dicke R. H.)// *Astrophys. J. (Letters)*, 1968, v.153, L101
- Илларионов и Сюняев (Illarionov A. F. and Sunyaev R. A.)// *Astron. and Astrophys.* 1975. V.39. P.185.
- Исхаков И. А., Аганбекян К. А., Эражевский А. Ю.// Препринт ИРЭ 4

(307), 1981.

Кавалиери и Фуско-Фемпиано (Cavaliere A., Fusco-Femiano R.)//
Astron. and Astrophys., 1976,49,137.

Каллман и Вайт (Kallman T.R. and White N.E.)//Astrophys.
J.(Letters). 1982. V.261. L35.

Канизарес и др.(Kanizares C.R., Clark G.W., Fernigan J.C.,
Markert T.H.)// Astrophys.J., 1982,262,33.

Кендзиорра и др.(Kendziorra E., Collmar W., Bunner H. et al.)//
Sp.Sci.Rev., 1985, v.40, p.361

Кларк и др.(Clark D.H., Tuohy I.R., Long K.S. et al.)//
Astrophys.J., 1982, v.255, p.440

Кое и др.(Coe M.J., Bell-Burnell S.J., Engel A.R. et al.)//
MNRAS, 1981, v.197, p.247

Колгейт и МакКи (Colgate S.A., McKee C.)// Astrophys.J., 1969,
v.157, p.623

Крауфорд и Шавлов (Crowford M.F., Schawlov A.L.)// Phys.Rev.,
1949,76,1310.

Кук и др. (Cooke B.A., Rickets M.J., Maccacaro T. et al.)//
Month. Not.Roy.Astron.Soc., 1978,182,489.

Лангмейер и др.(Langmeier A., Sztajno M., Truemper J. et al.)//
Sp.Sci.Rev., 1985, v.40, p.367

Лехи и др.(Leahy D.A., Darbro W., Elsner R.F. et al.)//
Astrophys.J., 1977, v..266, p.160

Ли и др.(Lea S.M., Mushotzky R.F., Holt S.S.)// Astrophys.J.,
1982,262,24.

Лонг и др. (Long K.S., Helfand D.Z.)// Astrophys.J.(Letters),
1979,234,L77.

Люке и др.(Lucke R., Yentis D., Freidman J. et al.)//
Astrophys.J., 1976, v.206, p.625

- Макино (Makino F.)// IAU Circ. No 4336, 1987a
- Макино (Makino F.)// IAU Circ. No 4447, 1987b
- Макино (Makino F.)// IAU Circ. No 4532, 1988
- МакКи и Холленбах (McKee C.F., Hollenbach D.J.)// Ann. Rev. Astr. Ap., 1980, v.18, p.219
- МакНайт (McNaught R.H.)// IAU Circ. No 4316, 1987
- Манчестер (Manchester R.N.)// Proceedings of ESO Workshop on SN1987A, Garching, 1987, p.177
- Масай и др. (Masai K., Hayakawa S., Itoh H. et al.)// Nature, 1987, v.330, p.235
- Масай и др. (Masai K., Hayakawa S., Inoue H. et al.)// Nature, 1988, v.335, p.804
- Меве и Гроненшилд (Mewe R., Gronenschild E.H.B.M.)// Astron. and Astrophys. Suppl., 1981, 45, 11.
- Мертц и Янг (Mertz L., Young N.O.)// Proc. Int. Conf. on Optical Instrumentation, London, 1961, p.305
- Миамото и др. (Miyamoto S., Tsunemi H., Tsuno K.)// Nucl. Instr. and Meth., 1981, v.180, p.557
- Митчел и др. (Mitchell R.J., Dickens R.J., Bell-Burnell S.J., Culhane T.L.)// Mont. Not. Roy. Astron. Soc., 1979, 189, 329.
- Молтени и др. (Molteni D., Rapisarda M., Re S. et al.)// Astron. and Astrophys. 1982. V.111. P.365.
- Мушотский и др. (Mushotzky R.F., Holt S.S., Smith B.W. et al.)// Astrophys. J. (Letters), 1981, 244, L47.
- Мушотский и др. (Mushotzky R.F., Serlemitsos P.J., Smith B.W. et al.)// Astrophys. J., 1978, 225, 21.
- Нагазе и др. (Nagase F., Hayakawa S., Makino F. et al.)// Publ. Astron. Soc. Japan. 1983. V.35. P.47.
- Нагазе и др. (Nagase F., Hayakawa S., Kunieda H. et

- al.)//Astrophys. J. 1984a. V.280. P.259.
- Нагазе и др. (Nagase F., Hayakawa S. Kii T. et al.)//Publ. Astron. Soc. Japan. 1984d. V.36. P.667.
- Надежин Д.К. // Препринт ИТЭФ No 1, 1981
- Надежин (Nadyozhin D.K.)// Astrophys. Sp. Sci, 1985, v.112, p.225
- Огельман и др. (Oegelman H., Beuerman K.P., Kanbach G. et al.)// Astron. and Astrophys. 1977. V.58. P.385.
- Охаши и др. (Ohashi T., Inoue H., Koyama K. et al.)// Publ. Astron. Soc. Japan, 1984, v.36, p.699.
- Парадайз и Зудервайк (Paradijs J., Zuiderwijk E.)// Preprint, 1980
- Петре и др. (Petre R., Canizares C.R., Kriss G.A., Winkler P.F.)// Astrophys. J., 1982, 258, 22.
- Прайс и др. (Price R.E., Groves D.J., Rodrigues R.M. et al.)// Astrophys. J. (Letters), 1971, v.168, L71
- Пратт (Pratt I.W., Jr.)// Phys. Rev., 1956, 102, 1303.
- Примини и др. (Primini F., Rappaport S., Joss P.C.)// Astrophys. J. (Letters), 1976, v.210, L71
- Проктор и др. (Proctor R.J., Skinner G.K., Willmore A.P.)// MNRAS, 1979, v.187, p.633
- Радциг А.А., Смирнов Б.М. // Справочник по атомной и молекулярной физике, М.: Атомиздат, 1983.
- Раппапорт и др. (Rappaport S., Joss P.C. and McClintock J.E.)//Astrophys. J. (Letters). 1976. V.206. L103.
- Раппапорт и др. (Rappaport S. and Joss P.C.)// Nature. 1977. V.266. P.683.
- Раппапорт и др. (Rappaport S., Joss P.C. and Stothers R.)//Astrophys. J. 1980. V.235. P.570.
- Ребер (Reber E.V.)// JGR, 1972, 77, 21, 3831.

- Севард и др. (Seward F.D., Harnden F.R., Helfand D.J. et al.) // Astrophys. J (Letters), 1984, v.287, L19
- Седов Л.И. // Методы подобия и размерности в механике, "ГИТТЛ", 1957
- Селинов И.П. // Изотопы, т.1, М.: Наука, 1979.
- Скиннер и др. (Skinner G.K., Willmore A.P., Eyles C.J. et al.) // Nature, 1987, v.330, N. 10, p.544
- Собельман И.И. // Введение в теорию атомных спектров. М.: Наука, 1977.
- Стюарт и др. (Stewart G.S., Canizares C.R., Fabian A.C., Nulsen P.E.J.) // Astrophys. J., 1984, 278, 536.
- Стюарт и др. (Stewart G.S., Fabian A.C., Jones C., Forman W.) // Astrophys. J., 1984, 283, 1.
- Сюняев Р.А. // Астрон. Журн., 1966, 43, 1237.
- Сюняев (Sunyaev R.A.) // Physics and Astrophysics of Neutron Stars and Black Holes, 1978, p.697
- Сюняев Р.А., Чуразов Е.М. // Письма в АЖ, 1984, 10, 7, 483.
- Сюняев и др. (Sunyaev R., Kaniovskiy A., Efremov V. et al.) // Nature, 1987a, v.330, No 6145, p.227
- Сюняев Р., Каниовский А., Ефремов В. и др. // Письма в АЖ, 1987б, т.13, с.1027
- Сюняев и др. (Sunyaev R.A., Churazov E.M., Efremov V.V. et al.) // Proceedings of COSPAR, 1988, in press
- Сюняев Р.А., Каниовский А.С., Ефремов В.В. и др. // Письма в АЖ, 1989, т.15, с.291
- Танака и др. (Tanaka Y., Masami F., Inoue H. et al.) // 1984 Publ. Astron. Soc. Japan. 1984. V.36. P.641.
- Таунс (Townes C.H.) // IAU Symposium N4, Cambridge Univ. Press, 1957.

- Тертл и др. (Turtle A. J., Campbell-Wilson D., Bunton J. D. et al.) // Nature, 1987, v. 327, p. 38
- Фабиан и Нилсен (Fabian A. C., Nilsen P. E. J.) // Month. Not. Roy. Astron. Soc., 1977, 180, 479.
- Фабиан и др. (Fabian A. C., Hu E. M., Cowie L. L. et al.) // Astrophys. J., 1981, 248, 47.
- Фенимор и Канон (Fenimore E. E., Canon T. M.) // Appl. Opt., 1978, v. 17, p. 337
- Ферми (Fermi F.) // Z. Phys., 1930, 60, 320.
- Филд (Field G.) // Proc. IRE, 1958, 46, 240.
- Фишер (Fischer C. F.) // The Hartree-Fock method for atoms. Willey & Sons, 1977.
- Фолди (Foldy L. L.) // Phys. Rev., 1958, 111, 1093.
- Хайзингер (Hasinger H.) // Dissertation, 1984
- Хатчингс и др. (Hutchings J. B., Crampton D., Cowley C. et al.) // Preprint, 1977
- Хилтнер и др. (Hiltner W. A., Werner J. and Osmer P.) // Astrophys. J. (Letters). 1972. V. 175. L19.
- Чалабаев и др. (Chalabaev A. A., Perrier C., Mariotti J. M.) // Proc. of George Mason Workshop on SN1987A, Cambridge, 1988, p. 236
- Чарлс и др. (Charles P. A., Mason K. O., White N. E. et al.) // Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 1978. V. 183. P. 813.
- Шабаев В. М. // Оптика и спектроскопия, 1984, 56, 397.
- Шапиро и Лайтман (Shapiro S. L., Lightman A. P.) // Astrophys. J., 1976, v. 204, p. 555
- Шевалье (Chevalier R. A.) // Astrophys. J., 1982, v. 258, p. 790
- Шевалье (Chevalier R. A.) // Proceedings of ESO Workshop on SN1987A, Garching, 1987, p. 481

Шкловский И. С. // Космическое радиоизлучение. М.: Гостехиздат, 1956.

Шкловский И. С. // Астрон. Журн., 1949, 26, 10.

Штауберт др. (Staubert R., Kendziorra E., Pietsch W. et al.) // Astrophys. J. 1980. V. 239. P. 1010.

Шулл и др. (Shull J. M., van Steenberg M.) // Astrophys. J. Suppl., 1982, 48, 95.

Юцис А. П. // ЖЭТФ, 1952, 23, 129