

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

Ордена Ленина Институт Космических Исследований

На правах рукописи

УДК 523.16

Гильфанов Марат Равильевич

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ (МОДУЛЬ КВАНТ)  
ИССЛЕДОВАНИЕ ИСТОЧНИКОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ :  
СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК, СВЕРХНОВАЯ 1987А В БМО, ТАЙМИНГ  
РЕНТГЕНОВСКИХ ПУЛЬСАРОВ.

01.04.02

теоретическая и математическая физика

Д и с с е р т а ц и я

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

чл. -корр. АН СССР Р. А. Сняев



Москва

1989

СОДЕРЖАНИЕ.

Введение .....	5
Глава 1. Мощные радиоисточники в скоплениях галактик: возникновение джетоподобных структур.....	13
1.1 Постановка задачи.....	19
1.2 Изотропно излучающий переменный источник.....	20
1.3 Узконаправленный стационарный источник.....	24
1.4 Нестационарный узконаправленный источник.....	24
1.5 Примеры, иллюстрирующие модель.....	26
1.6 Основные формулы.....	31
1.7 Рассеяние излучения облака, движущегося с релятивистской скоростью.....	38
Подписи к рисункам к главе 1.....	41
Глава 2. Гравитационная сепарация дейтерия и гелия в межгалактическом газе богатых скоплений галактик.....	45
2.1 Гравитационный потенциал в скоплениях галактик.....	46
2.2 Предельные распределения обилий элементов в скоплении.....	46
2.3 Диффузия элементов. Основные формулы.....	48
2.4 Решение уравнения диффузии в скоплениях галактик.....	50
2.5 Влияние магнитного поля.....	54
Подписи к рисункам к главе 2.....	55
Глава 3. Наблюдения Большого Магелланова облака прибором ТТМ обсерватории РЕНТГЕН в 1987-1988 гг. Верхние пределы	

на рентгеновское излучение от SN1987A в диапазоне 2-30 кэВ.....	56
3.1 Наблюдения SN1987A в 1987 г.....	57
3.2 Наблюдения SN1987A в ноябре-декабре 1988 г.....	61
3.3 Обсуждения.....	62
3.4 Наблюдения ярких источников БМО в ноябре-декабре 1988 г.....	63
Подписи к рисункам к главе 3.....	69
Глава 4. Стабилизация комплекса МИР-КВАНТ по данным рентгеновского телескопа ТТМ.....	70
4.1 Телескоп с теневой маской. Общие принципы.....	70
4.2 Точность стабилизации комплекса МИР-КВАНТ.....	78
4.3 Влияние стабилизации комплекса на качество изображения.....	81
Подписи к рисункам к главе 4.....	87
Глава 5. Ускорение вращения рентгеновского пульсара Геркулес X-1. Результаты наблюдений модуля КВАНТ в августе 1987 - октябре 1988 гг.....	89
5.1 Наблюдения.....	89
5.2 Определение периода.....	90
5.3 Профиль импульса.....	94
5.4 Квазистационарные режимы ускорения и замедления.....	94
5.5 Короткие этапы ускорения и замедления вращения.....	98
5.6 Обсуждение.....	102
Подписи к рисункам к главе 5.....	106
Глава 6. Наблюдения рентгеновского пульсара Cen X-3 приборами обсерватории РЕНТГЕН.....	108

6.1	Определение периода.....	109
6.2	Орбитальное движение нейтронной звезды в двойной системе.....	109
6.3	Профиль импульса излучения.....	115
6.4	Спектры рентгеновского излучения Cen X-3.....	115
	Подписи к рисункам к главе 6.....	121
	Заключение.....	122

ВВЕДЕНИЕ.

Первые рентгеновские наблюдения в начале 70-х годов показали, что многие скопления галактик являются мощными источниками рентгеновского излучения. Это открытие поставило скопления галактик в один ряд с наиболее интересными объектами рентгеновской астрономии. В последующие два десятилетия происходили интенсивные исследования рентгеновского излучения от скоплений. В настоящее время каталоги внегалактических рентгеновских источников охватывают около 2000 скоплений галактик (Гурский и Шварц, 1977; Джонсон и др., 1983; Джонс и Форман, 1984). Обнаружено рентгеновское излучение от эллиптических галактик (Форман и др., 1985). Наличие спектральных особенностей, характерных для излучения горячей, оптически тонкой плазмы — экспоненциальный завал спектра на энергиях  $E \sim 1-10$  кэВ и наличие эмиссионных линий водорода и гелие-подобного железа  $E \sim 6.5-7.0$  кэВ позволяет однозначно определить природу рентгеновского излучения (Серлемитсос и др., 1977; Мушотский и др., 1978; Митчел и др., 1979). Это тепловое излучение горячего ( $kT_e \sim 1-10$  кэВ) и разреженного ( $N_e \sim 10^{-3}-10^{-2}$  см $^{-3}$ ) межгалактического газа (МГГ). Дальнейшее совершенствование техники астрофизического эксперимента позволит в скором будущем строить детальные рентгеновские изображения скоплений с хорошим спектральным разрешением. Сравнение наблюдаемых угловых распределений с предсказываемыми

теорией, а также с результатами наблюдений в других диапазонах спектра является мощным методом исследования астрофизической плазмы МГГ.

Другой интенсивно развивающейся областью астрофизики высоких энергий является изучение компактных рентгеновских источников в двойных звездных системах. Компактные источники галактического и внегалактического происхождения проявляют чрезвычайнообразие спектральных и временных характеристик. Основным механизмом генерации их рентгеновского излучения является аккреция вещества нормальной компоненты на релятивистскую компоненту двойной системы (Шакура и Сюняев, 1973; Илларионов и Сюняев, 1975). Особое место среди двойных рентгеновских источников занимают рентгеновские пульсары (см., например, Нагазе, 1988). Периодические пульсации рентгеновского потока от них связаны с вращением замагниченных нейтронных звезд, входящих в двойные системы. Периоды пульсаций излучения лежат в диапазоне от десятков миллисекунд до сотен секунд. Наблюдаются секулярные изменения периодов рентгеновских пульсаций — этапы ускорения вращения сменяются этапами замедления и наоборот. Эти изменения связаны с передачей вращательного момента от аккреционного диска к нейтронной звезде (через аккрецирующее вещество) и обратно (через магнитное поле) (Гош и Лэмб, 1979). Характерный временной масштаб таких изменений периода лежит в диапазоне от десятков до сотен тысяч лет. Наряду с этим, наблюдаются и быстрые изменения периода с характерным временем вплоть до нескольких дней и, возможно, меньше. Долговременное слежение за рентгеновскими пульсарами — одновременные измерения периодов, потоков, поиск корреляций между ними и исследование

спектральных особенностей их излучения имеют большое значение для понимания процессов, сопровождающих аккрецию вещества в двойных звездных системах.

Более полутора лет успешно работает Международная рентгеновская обсерватория РЕНТГЕН на модуле КВАНТ космической станции МИР. За это время проведено около 2000 сеансов наблюдений. Было открыто жесткое рентгеновское излучение от Сверхновой 1987А в БМО (Сюняев и др., 1987а,б). Исследовано излучение рентгеновской новой в созвездии Лисички (Сюняев и др., 1988). Неоднократно мишенями приборов обсерватории становились рентгеновские пульсары, активные ядра галактик и квазары. В состав научной аппаратуры обсерватории входят спектральные приборы ГЕКСЕ (четыре сцинтиллятора типа ФОВИЧ общей площадью  $800 \text{ см}^2$ , диапазон 20-200 кэВ), Пульсар X-1 (четыре кристалла NaI/CsI диаметром 20 см каждый, диапазон 50-1000 кэВ), ГСПС (газовый сцинтилляционный пропорциональный счетчик,  $314 \text{ см}^2$ , 4-50 кэВ), а также телескоп с кодирующей апертурой ТТМ (см. раздел 4) - единственный прибор обсерватории, способный строить изображения в рентгеновском диапазоне. Важным параметром, влияющим на качество работы всех приборов обсерватории, является качество стабилизации осей станции относительно выбранного направления. Наблюдения прибора ТТМ показали, что направление на источник удерживается с точностью  $\sim 2$  угл. мин.

Данная диссертационная работа посвящена теоретическим и экспериментальным исследованиям источников рентгеновского

излучения - межгалактического газа в скоплениях галактик и компактных рентгеновских источников в двойных звездных системах. Материал диссертации излагается в следующем порядке.

В первой главе обсуждается возможный механизм формирования протяженных источников радиоизлучения в результате томсоновского рассеяния излучения мощного компактного радиоисточника на свободных электронах межгалактического газа. Мощность диффузных источников излучения может составлять  $10^{-3}$ - $10^{-2}$  от мощности компактного источника. Вследствие большого времени распространения фотонов в пределах скопления  $t=a/c \approx 10^6$  лет ( $a$ -радиус ядра скопления), диффузное излучение несет информацию о предистории компактного источника в течение  $\sim 10^6$  лет.

В случае, если излучение компактного источника узконаправленное, в распределении яркости рассеянного излучения могут возникать вытянутые джетоподобные структуры. При светимости компактного источника  $10^{33}$  -  $10^{34}$  эрг/с/Гц и полуширине диаграммы направленности излучения  $10^\circ$  (типичные параметры ярких блазаров) эти структуры имеют заметную поверхностную яркость 1-10 К на длине волны  $\lambda=21$  см и размеры порядка нескольких радиусов ядра скопления, т.е. 20-30 угл. мин. для ближайших богатых скоплений. В ряде случаев джетоподобные структуры могут быть ярче, чем сам компактный источник. Предсказываемый эффект может служить тестом для проверки модели блазаров и экспериментальной оценки релятивистского Лоренц-фактора  $\gamma$  облаков релятивистских электронов, т.к. распределение поверхностной яркости рассеянного излучения зависит от диаграммы направленности излучения



компактного источника и ее ориентации относительно луча зрения.

Временная переменность, в частности, вращение или прецессия диаграммы направленности компактного источника приводит к возникновению большого морфологического разнообразия диффузных источников излучения. В моделях естественным образом возникают сверхсветовые скорости собственного движения джетоподобных структур. В отличие от общепринятой теории релятивистских джетов (в случае переменного во времени узконаправленного компактного источника), наиболее яркими будут структуры, имеющие собственную скорость перемещения меньше  $c$ , а со сверхсветовыми скоростями будут перемещаться структуры, имеющие меньшую поверхностную яркость. Это может служить одним из наблюдательных тестов для проверки данной модели.

В зависимости от степени поляризации излучения компактного источника и ориентации его диаграммы направленности, степень поляризации рассеянного излучения может меняться от 0 до 100%. При широкой диаграмме направленности излучения компактного источника степень поляризации рассеянного излучения зависит также от расстояния до компактного источника в картинной плоскости.

Рассматриваемые джетоподобные структуры могут возникать во всех спектральных диапазонах, в зависимости от спектра излучения компактного источника.

Во второй главе рассматривается распределение химических элементов в МГГ в скоплениях галактик. В гравитационном потенциале скоплений может действовать механизм гравитационного разделения элементов. На основе исследования динамики процесса диффузии

показано, что наиболее эффективно, с характерным временем  $\sim 10^{16}$  с механизм разделения действует на легкие элементы: дейтерий, гелий и литий, в то время как распределение элементов с  $Z > 16$  меняется в 10-20 раз медленнее. За время жизни скопления ( $\sim 10^{17}$  с) обилие легких элементов в центре скопления может возрасти в 5-15 раз по сравнению с первоначальным (однородным по скоплению). Это может привести к обогащению легкими элементами, в первую очередь гелием, центральной доминирующей галактики скопления. Наличие слабого хаотического магнитного поля с масштабом неоднородности  $\lambda \ll \alpha$  может существенно ослабить этот эффект. Если же магнитное поле имеет крупномасштабную структуру  $\lambda \sim \alpha$ , то усреднение коэффициента диффузии по конфигурации поля уменьшит темп диффузии лишь в конечное число раз. Большой интерес представляет также возможность обогащения галактик легкими элементами на стадии их образования в протоскоплениях галактик, когда магнитное поле было на много порядков слабее.

В третьей главе приведены результаты наблюдений Большого Магелланова Облака прибором ТТМ в 1987-1989 гг. Построена карта БМО в диапазоне 2-30 кэВ. Получены спектры рентгеновского излучения источников LMC X-1, LMC X-2, LMC X-3 и LMC X-4. Прослежена переменность потока от этих источников в течение ноября 1988 - января 1989 гг.

По результатам наблюдений БМО в августе 1987 г. получены верхние пределы на поток от SN1987A ( $3\sigma$ ):

$$F_{\nu}[3-7 \text{ кэВ}] < 2 \cdot 10^{-4} \text{ фот./сек./см}^2/\text{кэВ},$$

$$F_{\nu}[10-20 \text{ кэВ}] < 1 \cdot 10^{-4} \text{ фот./сек./см}^2/\text{кэВ} \text{ для плоского спектра}$$

$F_{\nu}[2-32 \text{ кэВ}] < 0.5 \text{ мКраб}$  для спектра подобного спектру Крабовидной Туманности.

Верхние пределы, полученные в ноябре-декабре 1988 г., равны:

$$F_{\nu}[1.7-7.5 \text{ кэВ}] < 4.7 \cdot 10^{-4} \text{ фот./сек./см}^2/\text{кэВ},$$

$F_{\nu}[7.5-30.0 \text{ кэВ}] < 1.6 \cdot 10^{-4} \text{ фот./сек./см}^2/\text{кэВ}$  для плоского спектра и

$F_{\nu}[1.7-30.0 \text{ кэВ}] < 1.1 \text{ мКраб}$  для спектра подобного спектру Крабовидной Туманности.

В четвертой главе приведены результаты исследования точности стабилизации комплекса МИР-КВАНТ по данным наблюдений рентгеновского телескопа ТТМ. Показано, что в течение сеанса наблюдений продолжительностью  $\sim 20$  мин направление главных осей комплекса удерживается с точностью  $\sim 1$  угл. мин. Детально исследован процесс перенаведения обсерватории с источника на точку фона, которое производилось разворотом всего комплекса МИР-КВАНТ. Показано, что операция перенаведения полностью осуществляется в течение  $\sim 90$  с.

В пятой главе приведены результаты наблюдений рентгеновского пульсара Her X-1 обсерваторией РЕНТГЕН в 1987-1988 гг. Временной анализ данных приборов ГЕКСЕ и ГСПС, полученных в ходе наблюдений 13-15 августа 1987 г., выявил значительное уменьшение периода пульсаций рентгеновского излучения от источника Геркулес X-1. Более поздние наблюдения, выполненные в 1988 г. подтвердили этот результат. Пульсирующая компонента обнаружена на энергиях до 70 кэВ. Сравнение данных КВАНТа с предыдущими наблюдениями показывает, что в 1984-1988 гг. Геркулес X-1 находился в режиме

квазистационарного ускорения, подобном наблюдавшемуся в 1972-1978 гг. Средняя скорость изменения периода за время наблюдения КВАНТа составила  $P/P = (-5.8 \pm 1) \cdot 10^{-6} \text{ год}^{-1}$

В шестой главе изложены результаты наблюдений рентгеновского пульсара Cen X-3 приборами обсерватории РЕНТГЕН в январе-феврале 1989 г. Получены спектры излучения источника в диапазоне 2-30 кэВ. Определены периоды рентгеновских пульсаций и получены профили импульса излучения. Важным результатом является обнаружение второго максимума на профиле импульса пульсара Cen X-3 на энергиях  $E > 10 \text{ кэВ}$ .

## ГЛАВА I.

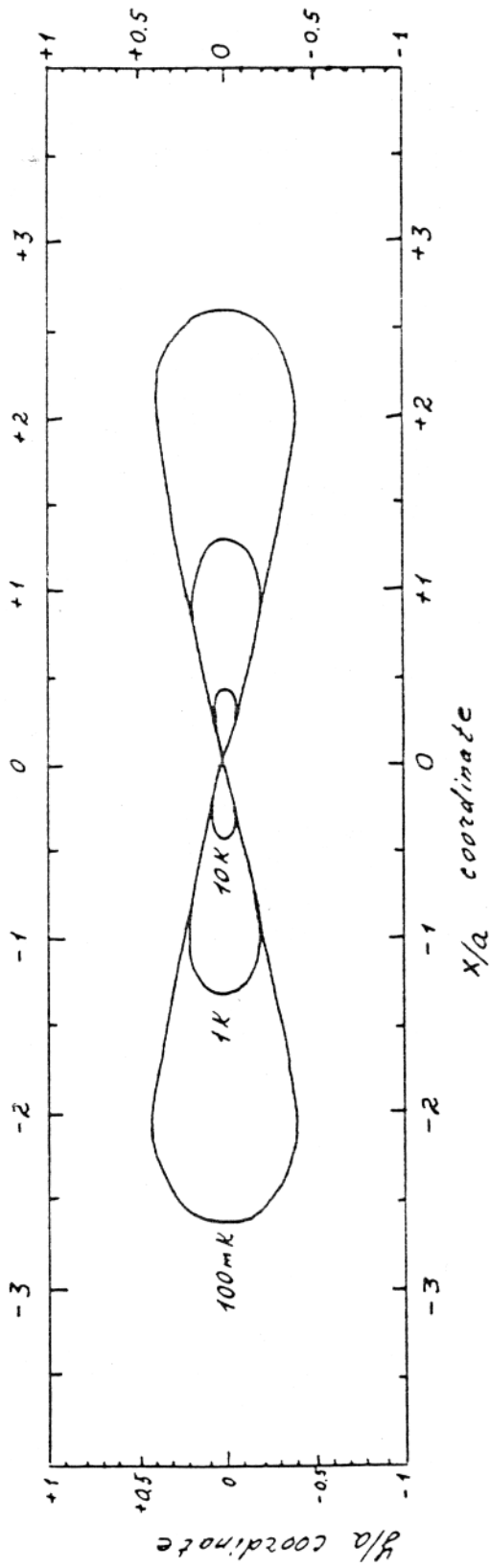
### МОШНЫЕ РАДИОИСТОЧНИКИ В СКОПЛЕНИЯХ ГАЛАКТИК:

#### ВОЗНИКНОВЕНИЕ ДЖЕТОПОДОБНЫХ СТРУКТУР.

Наблюдения мощных внегалактических радиоисточников на крупнейших радиотелескопах (и, в первую очередь на VLA, 100-метровом Боннском телескопе, и системе апертурного синтеза в Вестерброке) достигли такой чувствительности, что джеты и протяженные радиоструктуры низкой поверхностной яркости наблюдаются у большинства хорошо исследованных объектов (Бридл и Перли, 1984; Бегельман и др., 1984). В то же время, рентгеновские (Джонс и Форман, 1984; Форман и др., 1985) и оптические (см., например, Хинцен и Романишин, 1986) наблюдения привели к обнаружению горячего ионизованного газа в массивных эллиптических галактиках, в скоплениях галактик и вокруг квазаров. Наблюдаемые облака газа имеют заметную оптическую толщину по томсоновскому рассеянию  $\tau_T \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ . Рассеяние излучения компактного радиоисточника в таком газе обязано приводить к появлению диффузных структур с низкой поверхностной яркостью и высокой степенью поляризации (Скняев, 1982). Особый интерес представляет широко обсуждавшаяся в литературе модель, когда излучение компактного источника узконаправлено (Бегельман и др., 1984; Энджел и Стокман, 1980) и ненаблюдаемо с Земли. В этом случае диффузный источник, связанный с томсоновским рассеянием в межгалактическом газе (МГГ), будет иметь мощность в 100-1000 раз

меньше мощности ненаблюдаемого компактного источника (рис.1.1). Переменность компактного узконаправленного источника во времени может приводить к многообразию наблюдаемых диффузных структур. На рис.1.2 изображены пятна яркости, распространяющиеся по скоплению. Такие пятна возникают в результате коротких вспышек излучения узконаправленного компактного радиоисточника в центре скопления. На рис.1.3 показаны джетоподобные структуры, возникающие в результате последовательности вспышек узконаправленного центрального источника. Наблюдаемая скорость перемещения таких структур в картинной плоскости может быть как больше скорости света  $c$ , так и меньше  $c$ , в зависимости от ориентации диаграммы направленности источника (см. п.1.4). В отличие от общепринятой теории джетов, в данной модели (для узконаправленного источника, одинаково излучающего в двух противоположных направлениях) наиболее яркими будут структуры, соответствующие излучению в направлении от наблюдателя, видимая скорость перемещения которых меньше  $c$ , а со сверхсветовыми скоростями будут перемещаться структуры, имеющие меньшую поверхностную яркость (соответствующие излучению в сторону наблюдателя). Это может служить одним из наблюдательных тестов для проверки данной модели.

Диффузные источники, возникающие в результате рассеяния, характеризуются высокой степенью линейной поляризации. Тем не менее, при определенном соотношении между параметрами поляризации излучения узконаправленного компактного источника и ориентацией его диаграммы направленности можно получить любую поляризацию рассеянного излучения, в том числе равную нулю (рис. 1.4). При широкой диаграмме направленности излучения компактного источника



Puc. 1.1

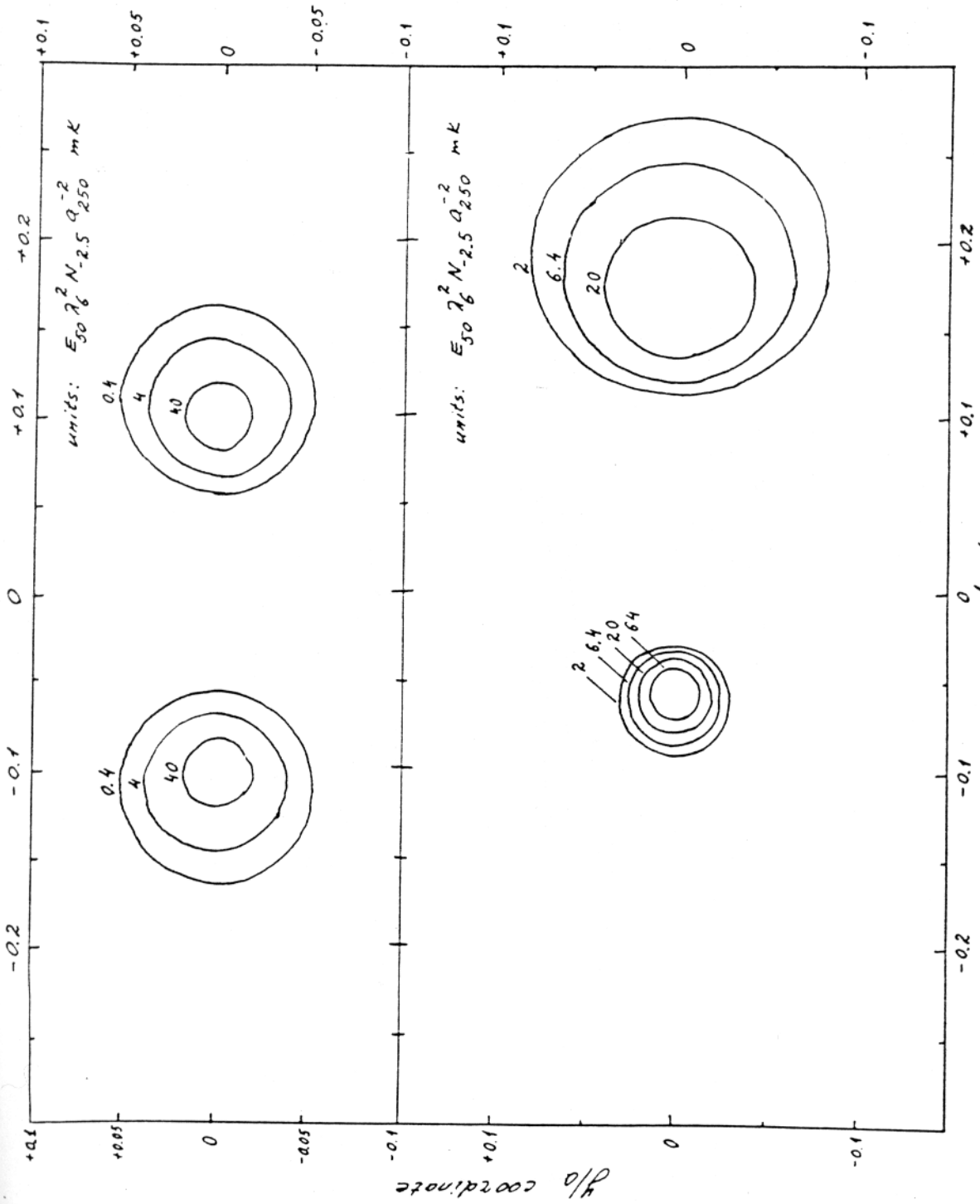


fig. 2

FIG. 1. 2.



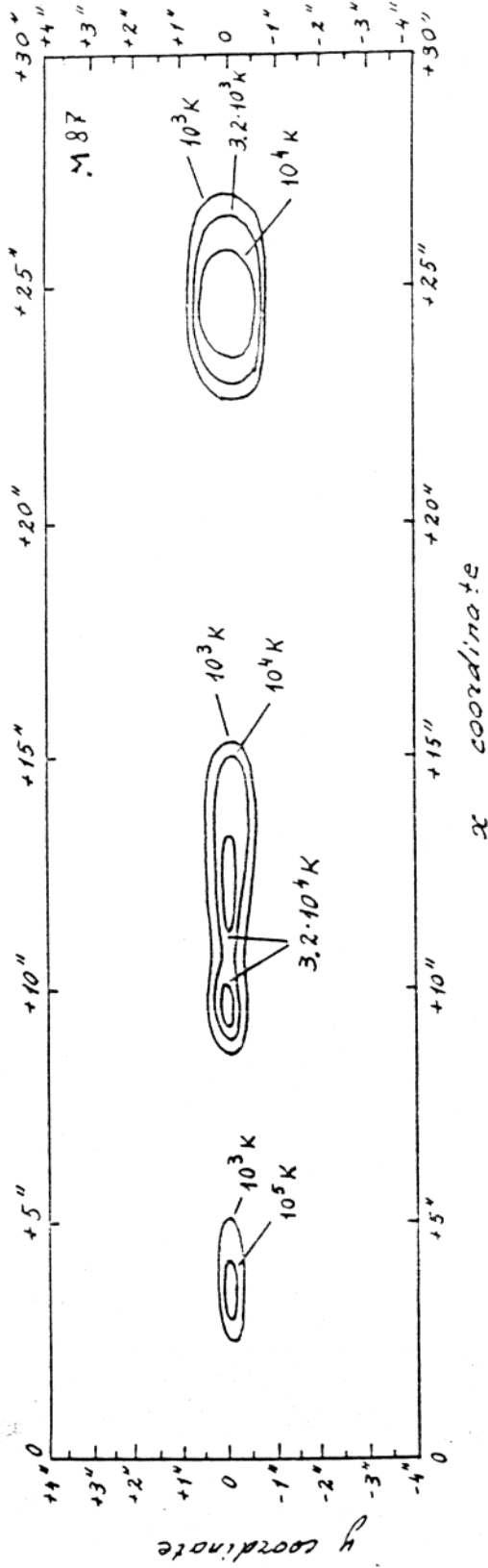
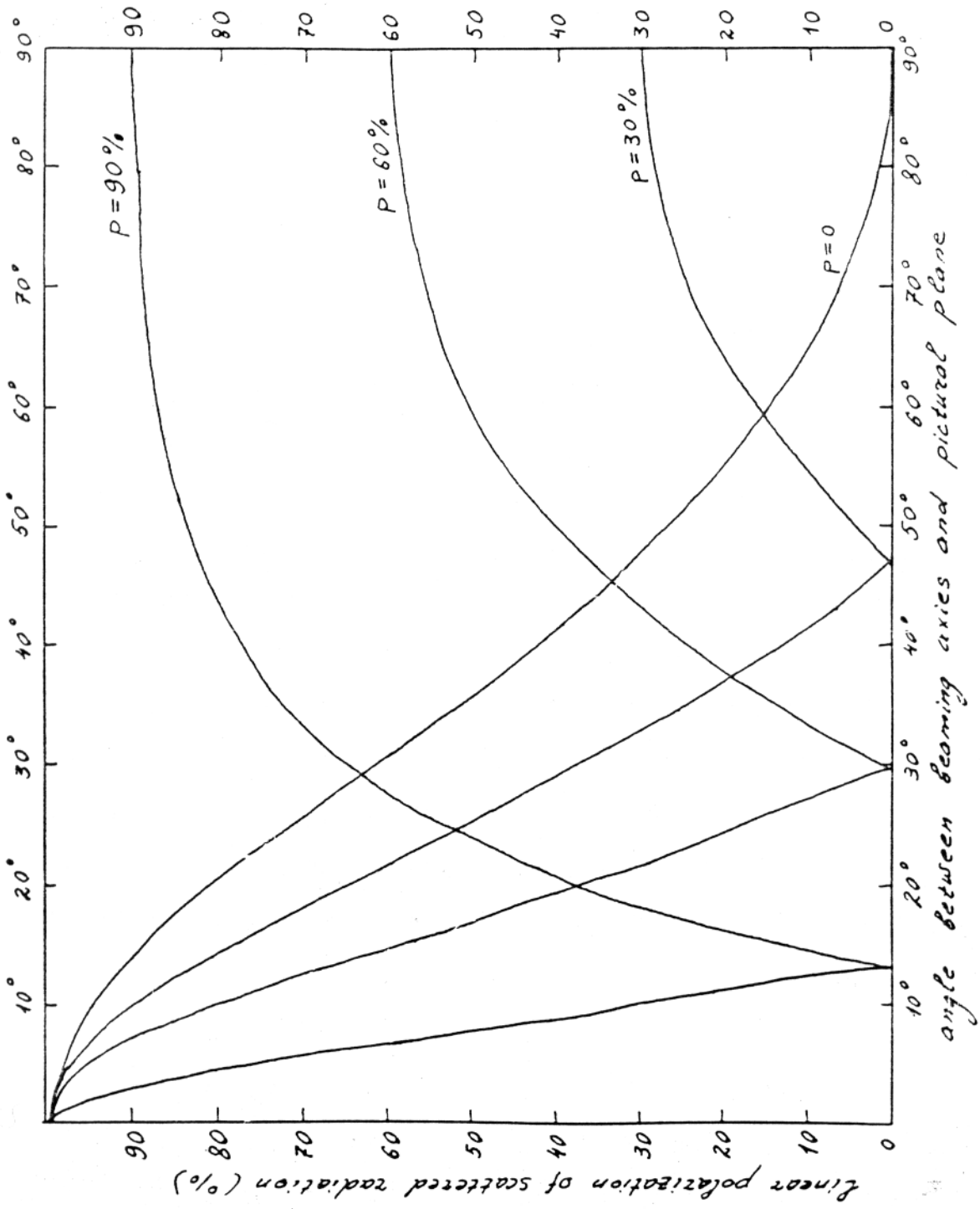


Fig. 1.3



Puc. 1.4

поляризация рассеянного излучения может зависеть также от расстояния до источника в картинной плоскости.

Целью данной работы отнюдь не является объяснение всех наблюдаемых в радиоисточниках джетов. Вывод ее прост - если в природе существуют мощные узконаправленные внегалактические источники радио, оптического или рентгеновского излучения, то они должны проявить себя джеподобными структурами, связанными с рассеянием в межгалактическом газе. Возможно, что такие структуры уже наблюдались и только ждут другого подхода к их интерпретации.

Известно, что общепринятая и, очевидно, верная в большинстве конкретных случаев интерпретация наблюдаемых джетов предъявляет чрезвычайно жесткие требования к механизмам передачи энергии и ускорения частиц на больших расстояниях от компактного объекта, т.к. время жизни излучающих релятивистских электронов часто оказывается намного меньше, чем время транспортировки на эти расстояния (Бегельман и др., 1984). В данной статье все энергетические трудности и проблемы ускорения облаков электронов сведены к непосредственной окрестности компактного объекта. Все остальное является следствием рассеяния в окружающем газе.

### 1.1. Постановка задачи.

Отвлекаясь от особенностей конкретных скоплений галактик, будем для простоты предполагать, что газ распределен сферически симметрично в соответствии с законом Кинга:

$$N_e(r) = \frac{N_e(0)}{(1+r^2/a^2)^{3/2}} \quad (1.1)$$

где  $a \approx 250$  кпк - радиус ядра скопления,  $N_e(0) = 10^{-3} - 10^{-2}$  см<sup>-3</sup> (Джонс

и Форман, 1984). Будем также предполагать, что компактный источник расположен в центре скопления. Интенсивность рассеянного излучения в точке с координатами  $x, y$  в картинной плоскости описывается интегралом:

$$I_{\nu}(x, y, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{r^2} P_{\nu}(\vec{n}, t') \frac{d\sigma}{d\Omega} N_e(r) dl \quad (1.2)$$

где  $P_{\nu}(\vec{n}, t)$  [эрг/сек/стер/Гц] - спектральная мощность источника на единичный телесный угол в направлении  $\vec{n}$  ( $\vec{n}$  - единичный вектор, направленный из центра скопления в точку рассеяния). Т.о.  $P_{\nu} = \int d\Omega \cdot P_{\nu}(\vec{n}, t)$  [эрг/сек/Гц] - полная мощность излучения в

единичной полосе частот,  $\frac{1}{r^2} P_{\nu}(\vec{n}, t - \frac{\sqrt{\rho^2 + l^2}}{c})$  [Ян] - определяет спектральную плотность потока от источника в данной точке;

$\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$  - расстояние до центра скопления в картинной плоскости.

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$  - дифференциальное сечение рассеяния; для неполяризованного центрального источника  $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3}{16\pi} \sigma_T (1 + \cos^2 \theta)$ ,  $\theta$  - угол рассеяния,  $l$

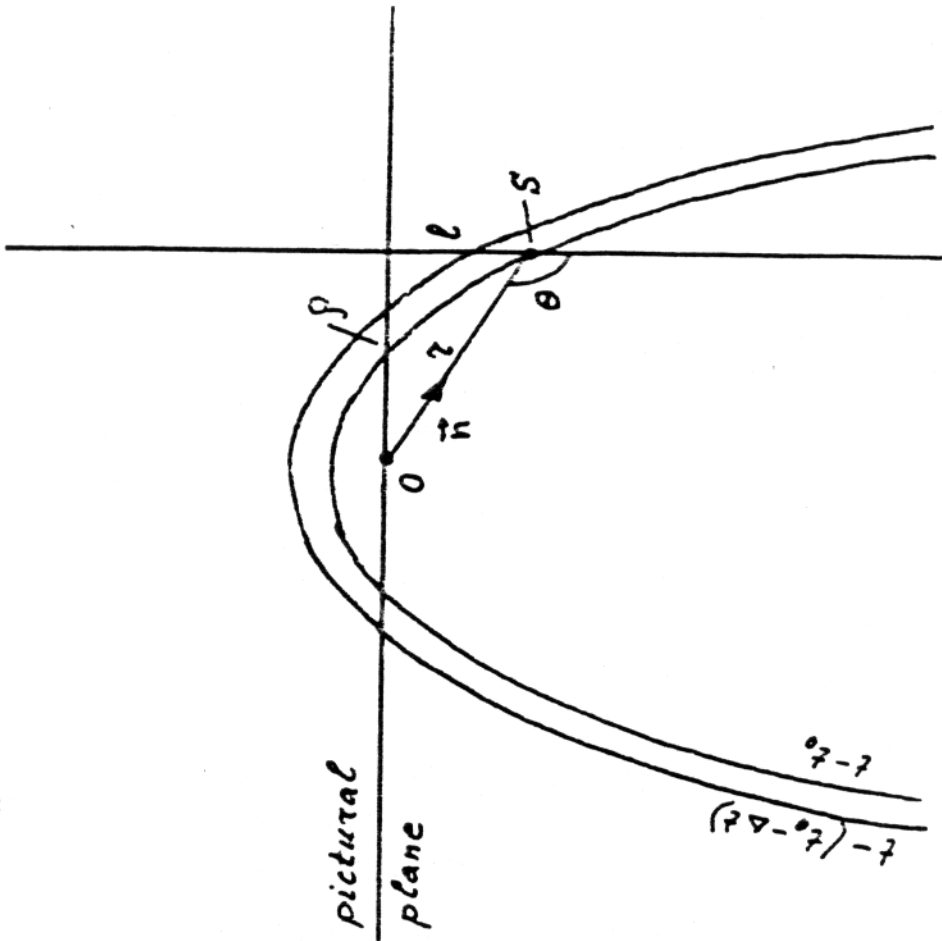
- координата вдоль луча зрения (рис.5), время  $t'$  зависит от времени хода фотона (источник - точка рассеяния - наблюдатель):  $t' =$

$t - D/c - (\sqrt{\rho^2 + l^2} - l)/c$ ,  $D$  - расстояние от центрального источника до наблюдателя. Для простого распределения плотности (1.1) в

большинстве случаев легко получить аналитические выражения, описывающие яркость рассеянного излучения (см. п. 1.6).

### 1.2. Изотропно излучающий переменный источник.

Изотропно излучающий компактный источник приводит к возникновению сферически симметричного гало рассеянного излучения,

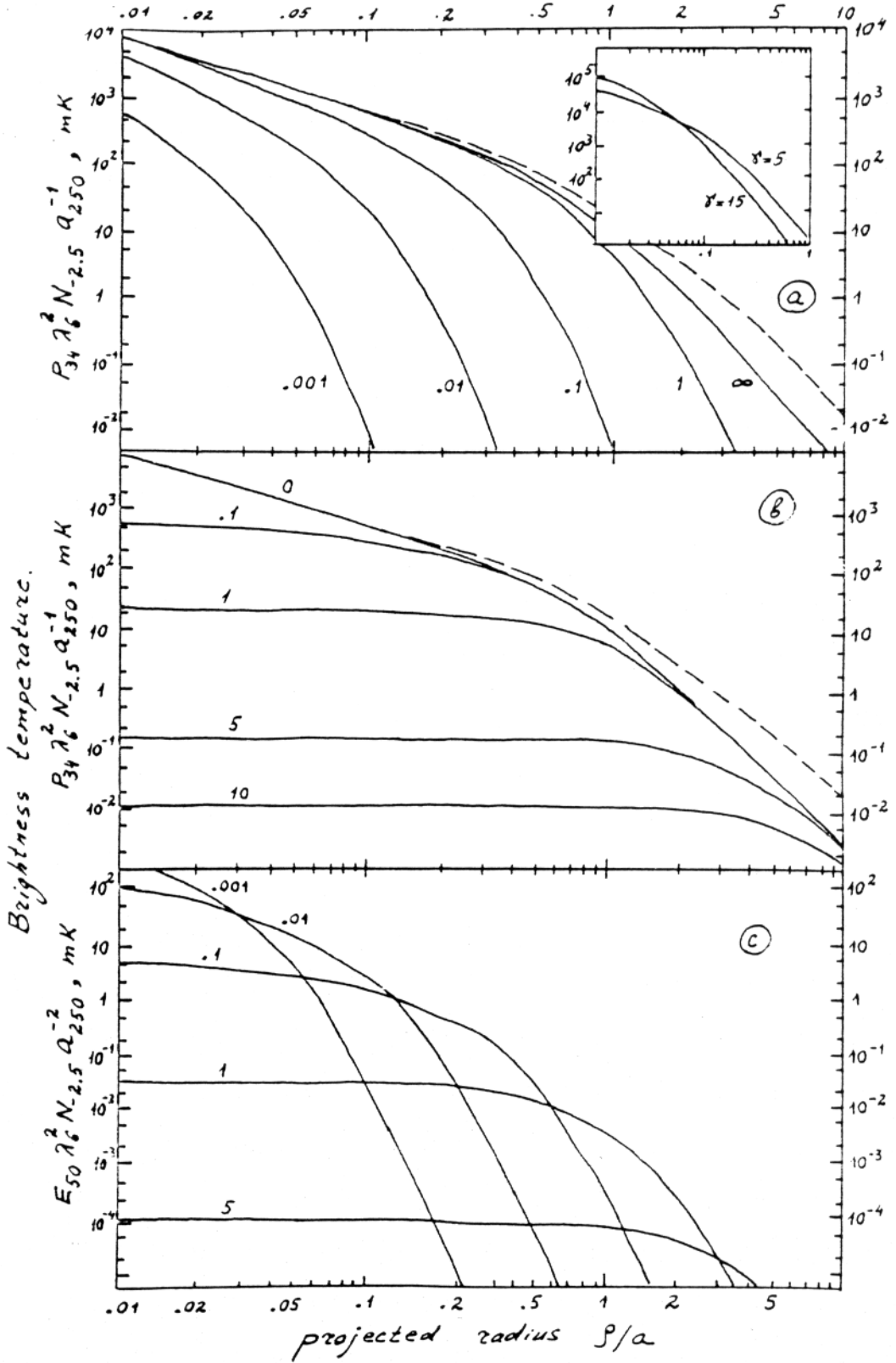


observer

Puc. 1.5

окружающего компактный источник (Сюняев, 1982). Вследствие большого времени хода фотонов в пределах скопления  $\sim a/c \sim 10^8$  лет, рассматриваемое диффузное излучение несет информацию о временной картине компактного источника в течение  $\sim 10^8$  лет.

Возможности радиосархеологии для изотропно излучающих переменных во времени источников демонстрирует рис. 1.6. Эти примеры предполагают включение (рис. 1.6а) и выключение (рис. 1.6б) компактного источника в некоторый момент времени  $t_0$ , а также короткую ( $\Delta t \leq 10^{-2} a/c$ ) вспышку излучения центрального источника (рис. 1.6в). Видно как сигнал при включении и вспышке распространяется по скоплению. Замечательно, что даже в случае вспышки в распределении яркости рассеянного излучения не появляется зоны минимума между источником и фронтом распространяющегося сигнала. При выключении источника также не пропадает излучение в центральной части скопления (см. обсуждение п. 1.6). Предельные случаи  $t \rightarrow \infty$  (рис. 1.6а) и  $t = 0$  (рис. 1.6б) соответствуют излучению стационарного источника, которое для принятого распределения газа (1.1) описывается простыми аналитическими формулами (Сюняев, 1982). Для сравнения, на рис. 1.6а,б пунктиром приводится распределение яркости рассеянного излучения в стационарном случае для распределения газа вида  $N_e(r) = \frac{N_e(0)}{(1+r^2/a^2)}$ , которое, согласно Джонс и Форману (1984) является наиболее характерным для богатых скоплений. Рис. 1.6а,б,в демонстрируют также возможность существования диффузного источника без компактного источника и наоборот.



Puc. 1.6

### 1.3. Узконаправленный стационарный источник.

Существенно большее морфологическое разнообразие диффузных источников можно получить, допустив анизотропию излучения компактного источника. Пусть излучение компактного источника узконаправлено и сосредоточено внутри конуса с раствором  $2\theta_0$  ( $\theta_0 \ll 1$ ). Если ось конуса перпендикулярна лучу зрения, то рассеянное излучение будет заполнять в картинной плоскости угол  $2\theta_0$  (рис. 1.1). При отклонении оси конуса от картинной плоскости на угол  $\delta$  раствор угла в картинной плоскости станет равным  $2\theta_0/\cos(\delta)$ , яркость на оси изображения изменится  $I_p \alpha (1 + \sin^2(\delta))$  при  $\rho \ll a$  и  $I_p \alpha \cos^3(\delta)$  при  $\rho \gg a$ , но общая симметрия в распределении рассеянного излучения сохранится. Важно отметить, что если угол между осью конуса и лучом зрения превышает  $\theta_0$ , то сам компактный источник виден не будет, а будет наблюдаться лишь рассеянное излучение от него.

### 1.4. Нестационарный узконаправленный источник.

Если мощность узконаправленного источника зависит от времени и его нестационарность имеет характер короткой вспышки длительностью  $\Delta t$ , то в распределении яркости рассеянного излучения возникнут два сильно выраженных максимума: рассеянное излучение будет сосредоточено внутри двух ярких пятен, находящихся по разные стороны от источника (рис. 1.2). (Для общности рассматривается случай, когда компактный источник излучает в обе стороны симметрично.) Если ось конуса излучения лежит в картинной плоскости, пятна будут расположены симметрично относительно компактного источника (рис. 1.2a), на расстоянии  $\rho \approx c(t - t_0)$  от него



( $t-t_0$  - время, прошедшее с момента вспышки). При отклонении оси конуса от картинной плоскости, в отличие от стационарного случая, симметрия нарушится. Разность хода между фотонами, излученными источником в противоположные стороны, приведет к тому, что более яркое пятно, соответствующее рассеянию излучения, направленного от наблюдателя, будет расположено ближе к компактному источнику, на расстоянии  $\rho \cong \frac{1-\sin \delta}{\cos \delta} \cdot c(t-t_0)$ , а более слабое - дальше, на расстоянии  $\rho \cong \frac{1+\sin \delta}{\cos \delta} \cdot c(t-t_0)$  ( $\delta$  - угол отклонения оси конуса излучения от картинной плоскости).

Наблюдаемая скорость перемещения пятен в картинной плоскости  $v = \frac{d\rho}{dt}$  для более яркого пятна  $v \cong \frac{1-\sin \delta}{\cos \delta} \cdot c \leq c$ , а для более слабого  $v \cong \frac{1+\sin \delta}{\cos \delta} \cdot c \geq c$  при любых значениях угла  $\delta$ . При однородном распределении плотности контраст в яркости между пятнами равен  $\left(\frac{1-\sin \delta}{1+\sin \delta}\right)^2$  для короткой вспышки  $\Delta t \ll \theta_0 \cdot (t-t_0)/\cos(\delta)$  и  $\frac{1-\sin \delta}{1+\sin \delta}$  при  $\Delta t \gg \theta_0 \cdot (t-t_0)/\cos(\delta)$  в предположении, что сам источник не наблюдается, т.е.  $\delta < \frac{\pi}{2} - \theta_0$ . В реальных скоплениях контраст усиливается из-за падения плотности электронов с удалением от источника. Поперечные размеры пятен определяются диаграммой направленности и временем, прошедшим после вспышки  $\frac{2\theta_0}{1-\sin \delta} \cdot c(t-t_0)$  и  $\frac{2\theta_0}{1+\sin \delta} \cdot c(t-t_0)$  для дальнего и ближнего пятна, соответственно. Продольный размер при  $\Delta t \gg \theta_0 \cdot (t-t_0)/\cos(\delta)$  зависит от продолжительности вспышки: он равен  $c \cdot \Delta t \cdot \cos(\delta)$ .

Важно подчеркнуть, что наблюдение джетоподобных структур типа приведенных на рис. 1.2, 1.3 (которые в предлагаемой модели соответствуют рассеянию излучения узконаправленного нестационарного источника) может служить тестом обсуждаемой модели. В отличие от общепринятой теории релятивистских джетов, большую яркость имеет

пятно, которое движется со скоростью меньше  $c$ , т.е. соответствующее излучению компактного источника от нас. Со сверхсветовой скоростью движется пятно, имеющее меньшую поверхностную яркость. Существует простая связь между контрастом яркости пятен и наблюдаемой скоростью их перемещения для источника, одинаково излучающего в обе стороны:  $I_1/I_2 = (v_2/v_1)^2$  и  $I_1/I_2 = (v_2/v_1)$  для короткой и длинной вспышки соответственно. В то же время в рамках теории релятивистских джетов  $I_1/I_2 = (v_2/v_1)^{-3-\alpha}$  где  $\alpha$  - спектральный индекс источника (см. п. 7).

Предположим, что мощность источника не зависит от времени, а ось конуса излучения вращается. Учет запаздывания фотонов приведет к возникновению диффузного источника в виде "преллера" (рис. 1.7а). Еще более сложные распределения яркостной температуры возникают в случае прецессии оси конуса излучения компактного источника (рис. 1.7б). Интересно отметить, что т.к. отдельные светящиеся области могут накладываться друг на друга в картинной плоскости, в распределении поверхностной яркости могут возникать локальные повышения яркости в  $\sim 2$  раза.

Минимальное время переменности компактного источника, о котором мы можем получить информацию, наблюдая рассеянное излучение, может быть существенно меньше, чем  $a/c$ . Оно зависит от степени направленности излучения компактного источника и от углового разрешения телескопа (см. обсуждение п. 1.6).

### 1.5. Примеры, иллюстрирующие модель.

В качестве примера источника узконаправленного излучения рассмотрим одну из возможных моделей блазаров (Бландфорд и Кенигл,

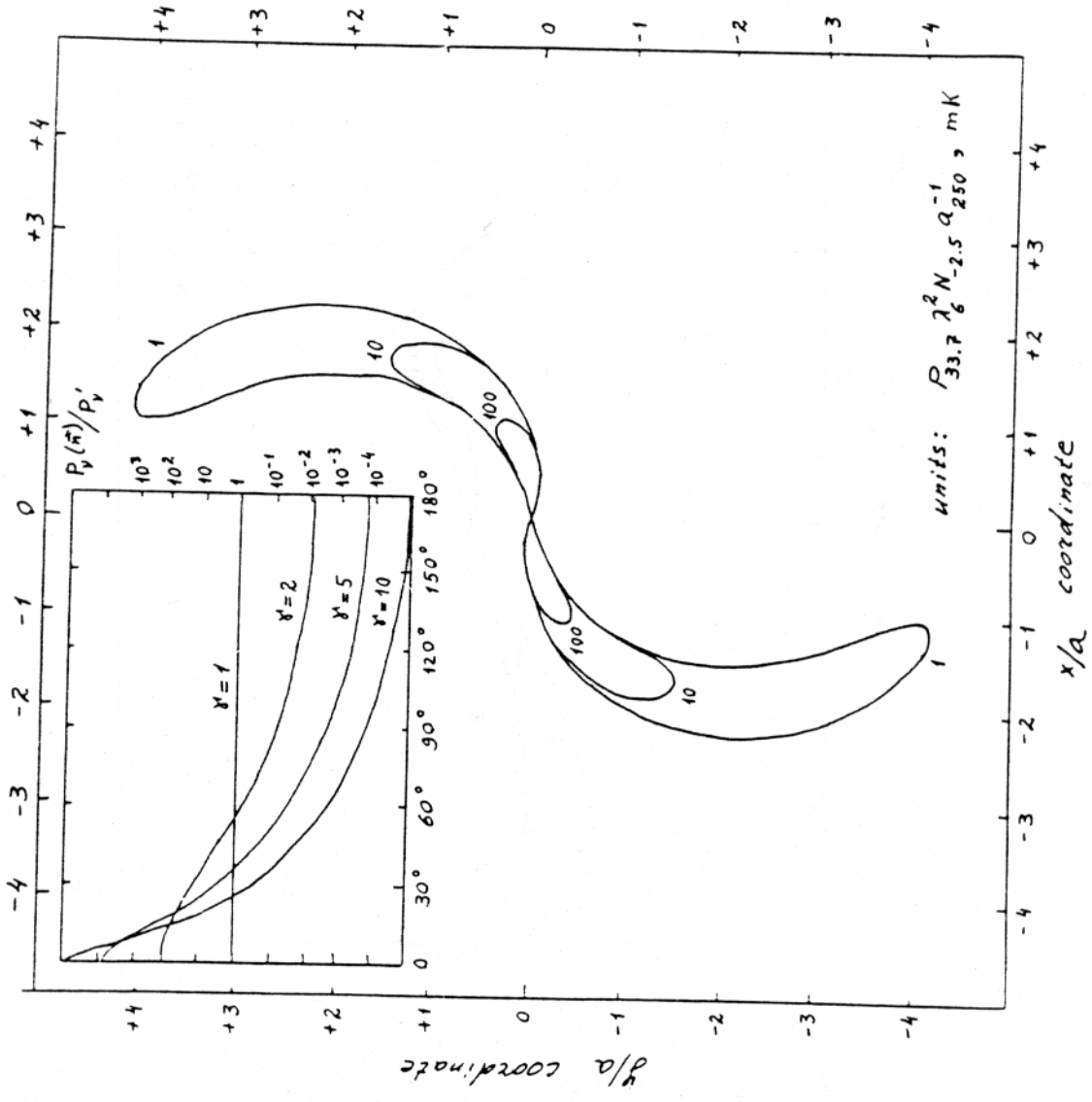
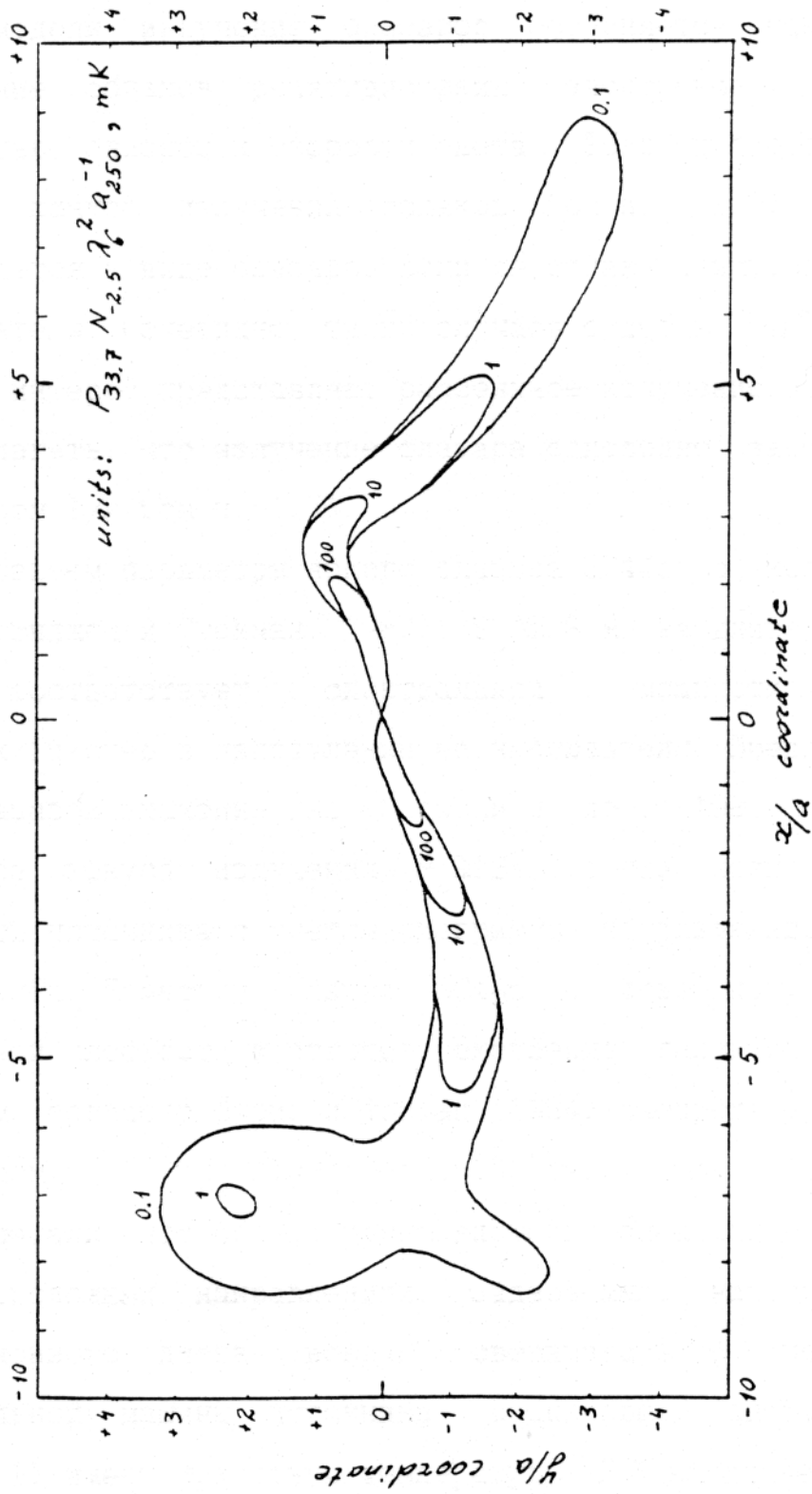


Fig. 1.7a



Puc. 1.78

1979; Энджел и Стокман, 1980; Бегельман и др., 1984). В рамках этой модели излучение блазаров объясняется как синхротронное излучение облаков релятивистских электронов, движущихся со скоростью, близкой к скорости света. Если наблюдатель находится внутри конуса излучения облаков (см. п. 1.7), этот объект наблюдается в виде блазара. Если же облака движутся в сторону от наблюдателя, (очевидно, таких случаев будет в  $\sim 4\gamma^2$  раз больше). особый интерес представляет рассеянное излучение. Для оценок можно предполагать, что излучение блазара однородно заполняет конус с раствором  $1/\gamma$  (см. п. 1.7).

Возьмем параметры яркого блазара 3C446 с красным смещением  $z \approx 1.4$  (Энджел и Стокман, 1980);  $S_{\nu} \approx 5.8$  Ян на длине волны  $\lambda = 21$  см. Это соответствует спектральной мощности  $P_{\nu}(\vec{n}) \approx 6 \cdot 10^{24}$  эрг/сек/Гц/стер в направлении на наблюдателя. Предполагая типичное для блазаров значение  $\gamma \approx 5$  (Мараски и др., 1986), получаем угол раствора конуса излучения  $\theta_0 \approx 12^\circ$ , тогда полная спектральная мощность источника с учетом диаграммы направленности  $P_{\nu} \approx 5.5 \cdot 10^{24}$  эрг/сек/Гц. Поместим блазар 3C446 с осью конуса излучения в картинной плоскости в богатое скопление галактик A2107, газ в котором, согласно Джонс и Форман (1984) распределен в соответствии с законом (1.1),  $N_{\nu}(0) = 3 \cdot 10^{-3}$  см $^{-3}$ ,  $a = 190$  кпк. Для общности мы предполагали, что облака релятивистских электронов вылетают в двух противоположных направлениях, задаваемых, например, плоскостью аккреционного диска вокруг сверхмассивной черной дыры - центральной машины источника. Возникающее диффузное излучение (рис.1.1) имеет яркостную температуру  $\sim 1$  К на длине волны  $\lambda = 21$  см, что вполне может быть наблюдаемо.

На рис. 1.3 приведен еще один иллюстративный пример. Поместим в центр галактики M87 нестационарный узконаправленный источник с  $\gamma \sim 60$ ,  $P_{\nu}(n) = 5 \cdot 10^{36}$  эрг/сек/Гц/стер при  $\lambda = 21$  см, т.е.  $P_{\nu} = 5 \cdot 10^{33}$  эрг/сек/Гц. Это соответствует полной мощности, излучаемой в радиодиапазоне  $\sim 10^{43} - 10^{45}$  эрг/сек. Распределение газа в M87 известно из рентгеновских наблюдений (Стюарт и др., 1984). Блазар в ядре подобной галактики, излучающий под углом к лучу зрения, превышающим  $\theta_0$ , будет практически невидим для наблюдателя. Если его излучение переменное с характерным временем порядка нескольких тыс. лет (энерговыделение в каждой вспышке составит  $10^{54} - 10^{55}$  эрг), то должна наблюдаться, как и в реальной галактике M87, картина в виде последовательности пятен. Наблюдаемую их поляризацию  $p \cong 20\%$  (Оуэн и др., 1980) можно получить соответствующим подбором параметров поляризации компактного источника и ориентации его диаграммы направленности (см. п. 1.6), в частности  $\delta = 55^\circ$  для неполяризованного источника. Замечательно, что если облака релятивистских электронов излучают во всех диапазонах электромагнитного спектра, то эти джетоподобные структуры также должны наблюдаться в различных диапазонах, в том числе и в оптическом. Мы не претендуем этим примером на объяснение джетов, наблюдающихся в M87 и приводим этот пример лишь как иллюстрирующий важность учета рассматриваемых в данной работе эффектов.

Предлагаемый эффект может служить тестом для проверки модели блазаров и экспериментальной оценки релятивистского Лоренц-фактора  $\gamma$  вылетающих облаков, т.к. распределение яркости рассеянного излучения определяется диаграммой направленности компактного источника и ориентацией ее относительно луча зрения. Даже в

случае, если мы находимся в конусе излучения блазара, предлагаемый эффект позволяет оценить степень направленности излучения. Действительно, диффузное рассеянное излучение будет иметь угловой размер порядка  $a/\gamma$ . (рис.1.ба, врезка). В то же время, для изотропно излучающего источника характерные размеры диффузного радиоизлучения порядка  $a$  (рис.1.ба,б), т.е. больше  $\sim 30''$  независимо от красного смещения блазара и скопления во Вселенной с плотностью вещества, равной критической. Напомним, что минимальный угловой размер характерного радиуса ядра скопления достигается при  $z=1.25$  и равен  $30''$ .

### 1.6. Основные формулы.

А) Для источников неполяризованного излучения с интенсивностью постоянной в пределах диаграммы направленности интеграл (1.2) (см. п.1.1), описывающий поверхностную яркость рассеянного излучения можно привести к виду:

$$I_{\nu}(x, y, t) = \frac{3}{16\pi} \cdot \frac{P_{\nu} \cdot N_e(0) \cdot \sigma_T}{\Omega_0 \cdot a} \cdot \int_{l_{\min}(x, y, t)}^{l_{\max}(x, y, t)} dl \frac{1 + \cos^2 \theta}{r^2} \cdot \eta(r) = \quad (1.3)$$

$$= \frac{3}{8\pi} \cdot \frac{P \cdot N_e(0) \cdot \sigma_T}{\Omega_0 \cdot a} \cdot [ H(\rho, l_{\max}) - H(\rho, l_{\min}) ]$$

где  $x, y, \rho = \sqrt{x^2 + y^2}$  выражены в единицах радиуса ядра скопления  $a$ ,  $\eta(r) = N_e(r) / N_e(0) = (1 + r^2/a^2)^{-3/2}$ , геометрический фактор  $\Omega_0$  зависит от вида диаграммы направленности источника; пределы интегрирования

$l_{\min}$ ,  $l_{\max}$  определяются характером переменности компактного источника и диаграммой направленности его излучения, т.е. функцией  $P_\nu(n, t)$ .

$$\begin{aligned}
 H(\rho, l_0) &= \int_0^{l_0} dl \frac{1 + \cos^2 \theta}{r^2} \cdot \eta(r) = \\
 &= \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\mu_0}{(1 + \rho^2 + \mu_0^2)^{1/2}} \cdot \left[ \frac{1}{1 + \rho^2} - \frac{3}{2} \cdot (1 + \rho^2) + \frac{1}{2} \cdot \mu_0^2 \right] + \\
 &+ \frac{3}{2} \cdot \frac{1 + \rho^2}{\rho} \cdot \arcsin \frac{\mu_0}{(1 + \rho^2)^{1/2}}
 \end{aligned} \tag{1.4}$$

где  $\mu_0 = \cos(\theta_0) = l_0 / (\rho^2 + l_0^2)^{1/2}$  ( $\theta_0$  - угол рассеяния, соответствующий точке с координатой  $l_0$  на луче зрения). Заметим, что яркостная

температура  $T_b = \frac{I_\nu \cdot \lambda^2}{2 \cdot \beta \cdot P_\nu \cdot N_e(0) \cdot \sigma_T}$ , поэтому замена в этой и последующих формулах коэффициента  $\frac{3}{16\pi} \cdot \frac{I_\nu \cdot \lambda^2}{\Omega_0 \cdot a}$  на

$$\begin{aligned}
 &0.92 \cdot (S_\nu / 10 \text{ Ян}) \cdot (\lambda / 6 \text{ см})^2 \cdot (\tau_0 / 10^{-2}) \cdot (\theta_c / 10')^{-2} = \\
 &= 5.35 \cdot (P_\nu / 10^{34} \text{ эрг/сек/Гц}) \cdot (\lambda / 6 \text{ см})^2 \cdot (N_e(0) / 10^{-3} \text{ см}^{-3}) \cdot \\
 &\cdot (a / 250 \text{ кпк})^{-1} \cdot (\Omega_0 / 4\pi)^{-1}
 \end{aligned}$$

позволяет перейти от спектральной интенсивности рассеянного излучения [эрг/сек/см<sup>2</sup>/Гц/стер] к его яркостной температуре в мК

( $S_\nu = P_\nu / \Omega_0 D^2$  - спектральный поток у поверхности Земли,  $\theta_c$  - угловой

размер радиуса ядра скопления,  $\int_0^\infty N_e(r) \cdot \sigma_T dr = N_e(0) \sigma_T a$ )

Для изотропного стационарного источника  $P_\nu(n, t) = P_\nu / 4\pi$ ,  $\Omega_0 = 4\pi$ ,

$$l_{\max} = -l_{\min} = \infty :$$



$$I_{\nu}(x, y) = \frac{3}{32\pi^2} \cdot \frac{P_{\nu} \cdot N_e(0) \cdot \sigma_T}{\Omega_0 \cdot a} \cdot H(\rho, \infty) \quad (1.5)$$

Для стационарного источника, излучающего однородно внутрь конуса с раствором  $2\theta_0$  ( $\theta_0 \ll 1$ )

$$P_{\nu}(n, t) = \frac{P_{\nu}}{\pi\theta_0^2} \cdot \Theta(|\theta - \theta_0|) \quad (1.6)$$

$\Omega_0 = \pi\theta_0^2$ ,  $l_{\min}$ ,  $l_{\max}$  - координаты точек пересечения луча зрения с поверхностью конуса (1.6). Если ось конуса лежит в картинной плоскости,  $l_{\max} = -l_{\min} = (x^2 + y^2 / \theta_0^2)^{1/2}$ , то (рис. 1.1)

$$I_{\nu}(x, y) = \frac{3}{16\pi^2} \cdot \frac{P_{\nu} \cdot N_e(0) \cdot \sigma_T}{\theta_0^2 \cdot a} \cdot [H(\sqrt{x^2 + y^2}, l_{\max}) - H(\sqrt{x^2 + y^2}, l_{\min})] \quad (1.7)$$

Нестационарный компактный источник. При интегрировании вдоль луча зрения вклад в интенсивность рассеянного излучения дают фотоны, излученные источником в различные моменты времени. Поэтому яркость диффузного излучения на расстоянии  $\rho$  от источника определяется мощностью компактного источника, усредненной по промежутку времени  $t_{\text{halo}}(\rho)$ : быстрая переменность компактного источника  $t_{\nu} \ll t_{\text{halo}}(\rho)$  не отражается на яркости диффузного излучения на расстоянии  $\rho$  от источника. Масштаб времени  $t_{\text{halo}}(\rho)$  зависит от геометрии задачи: для изотропного источника  $t_{\text{halo}}(\rho) \sim \rho / \theta_0$ , для узконаправленного источника (1.6)  $t_{\text{halo}}(\rho) \sim \frac{\rho}{\cos \delta} \cdot \frac{\rho}{c}$ . Т.о., минимальное время переменности компактного источника, которое можно обнаружить, наблюдая

рассеянное излучение, равно  $t_{v \min} \cong h/c$  для изотропного и  $t_{v \min} \cong \frac{\theta_0}{\cos \delta} \cdot \frac{h}{c}$  для узконаправленного источника,  $h$  - линейный размер, соответствующий угловому разрешению радиотелескопа.

Удобно определить геометрическое место точек, рассеяния фотонов, для которых время хода источник - точка рассеяния - наблюдатель одинаково. Им является, очевидно, эллипсоид вращения с фокусами в центре скопления и в точке наблюдения (рис.1.5). Для фотонов, рассеянных вне эллипсоида и внутри него, время хода будет больше или меньше, соответственно. Для изотропного источника наиболее интересен случай, когда источник перестает светить в некоторый момент времени  $t_0$ :  $P_\nu(t) = P_\nu \Theta(t_0 - t)$ . Определение интенсивности сводится к интегрированию вдоль луча зрения внутри эллипсоида, соответствующего разности хода  $t - t_0$ :

$$I_\nu^{\text{OFF}}(\rho, t) = \frac{3}{64\pi^2} \cdot \frac{P_\nu \cdot N_e(0) \cdot \sigma_T}{a} \cdot [H(\rho, l_0) - H(\rho, -\infty)] \quad (1.8)$$

где  $l$  - координата точки пересечения луча зрения с эллипсоидом:  
 $l_0 = \frac{\rho^2 - L^2}{2L}$ ,  $L = c(t - t_0)/a$ . Распределение (1.8) (рис.1.6a) характеризуется наличием плато размером  $\rho \leq L$  с яркостной температурой

$$T_b^{\text{plato}} \cong 1.92 \cdot (S_\nu / 10 \text{ Ян}) \cdot (\lambda / 6 \text{ см})^2 \cdot (\tau_0 / 10^{-2}) \cdot (\theta_c / 10')^2 \times$$

$$\times \begin{cases} \frac{3\sqrt{2}+1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{L}, & L \leq 1 \\ 8/L^4, & L \geq 1 \end{cases}$$

Подобным образом можно попытаться объяснить наблюдающиеся в ряде скоплений гало практически постоянной интенсивности в отсутствии мощных компактных источников.

В случае "включения" источника  $P_\nu(t) = P_\nu \Theta(t - t_0)$  интенсивность диффузного излучения (рис. 6) равна:

$$I_\nu^{\text{ON}}(\rho, t) = \frac{3}{64\pi^2} \cdot \frac{P_\nu \cdot N_e(0) \cdot \sigma_T}{a} \cdot [H(\rho, +\infty) - H(\rho, l_0)] \quad (1.9)$$

Для изотропного источника, вспыхнувшего на короткий промежуток времени  $\Delta t$ , интегрирование вдоль луча зрения ведется в узком слое между двумя эллипсоидами, соответствующими моментам времени  $(t - t_0)$  и  $(t - (t_0 + \Delta t))$ . В случае  $\Delta t \ll (t - t_0)$ , что эквивалентно представлению  $P_\nu(t) = P_\nu \cdot \Delta t \cdot \delta(t - t_0)$ :

$$I_\nu(\rho, t) = \frac{3}{16\pi^2} \cdot \frac{P_\nu \cdot N_e(0) \cdot \sigma_T}{a} \cdot \frac{c \cdot \Delta t}{a} \cdot \frac{1}{L^2} \times \\ \times \frac{1 + \rho^2 / L^4}{(1 + \rho^2 / L^2)^3} \cdot \eta \left[ \frac{L}{2} \cdot (1 + \rho^2 / L^2) \right] \quad (1.10)$$

(рис. 1.6, в). Получающееся распределение  $I_\nu(\rho, t)$  не имеет минимума в центре, т.к. фотоны, соответствующие малым  $\rho$ , рассеиваются наиболее близко к центру скопления (рис. 1.5).

Аналогично можно получить простые формулы для различных типов переменности (вспышка, вращение, прецессия) узконаправленного компактного источника (рис. 1.2, 1.3, 1.7).

В) Поляризация. Для поляризованного излучения дифференциальное сечение рассеяния фотонов  $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3}{8\pi} \sigma_T \sin^2 \phi$ , где  $\phi$  - угол между направлением электрического поля и волновым вектором рассеянного фотона. При рассмотрении поляризации рассеянного излучения введем  $I_{\parallel}^{\circ}$  - компоненту интенсивности с вектором

поляризации, лежащим в плоскости рассеяния, и  $I_{\perp}^{\circ}$  - с вектором поляризации, перпендикулярным плоскости рассеяния. При рассеянии  $I_{\perp}$  сохраняется, а  $I_{\parallel}$  сильно зависит от угла рассеяния  $\theta$  и переходит в  $I_{\parallel}^{\circ} \sin^2 \phi = I_{\parallel}^{\circ} \cos^2 \theta$ . Для изотропного источника неполяризованного излучения ( $I_{\parallel}^{\circ} = I_{\perp}^{\circ}$ ) степень поляризации рассеянного излучения  $\rho = (I_{\perp} - I_{\parallel}) / (I_{\perp} + I_{\parallel})$  зависит от расстояния до компактного источника,  $\rho \approx 1/3 \div 2/3$  (Сюняев, 1982). В противоположном случае полностью поляризованного компактного источника рассеянное излучение будет также поляризовано на 100%. Поляризация излучения источника отражается также на распределении яркости диффузного гало. Если вектор поляризации лежит в плоскости XZ (что в рамках синхротронного механизма излучения соответствует магнитному полю направленному вдоль оси Y), то интенсивность рассеянного излучения равна (рис. 1.8)

$$I_{\nu}(x, y) = \frac{3}{16\pi^2} \frac{P_{\nu} N_e(0) \sigma_T}{a} \frac{\rho}{y^2} \left\{ \arcsin \frac{1}{1 + \rho^2} - \frac{\rho}{1 + \rho^2 + x^2/y^2} - \right. \\ \left. - x/y \cdot \frac{1 + x^2/y^2}{(1 + \rho^2 + x^2/y^2)^{3/2}} \cdot \arctg \left[ x/y \cdot \frac{(1 + \rho^2 + x^2/y^2)^{1/2}}{\rho} \right] \right\} \quad (1.11)$$

При рассеянии излучения узконаправленного источника угол рассеяния  $\theta$  одинаков для всех фотонов (в приближении тонкого пучка) и равен  $\theta = \pi/2 + \delta$ . Поэтому  $I_{\perp} = I_{\perp}^{\circ}$ ,  $I_{\parallel} = I_{\parallel}^{\circ} \sin^2 \delta$  и следовательно  $\rho = (I_{\perp}^{\circ} - I_{\parallel}^{\circ} \sin^2 \delta) / (I_{\perp}^{\circ} + I_{\parallel}^{\circ} \sin^2 \delta)$ . Если излучение компактного источника неполяризовано, то  $I_{\parallel}^{\circ} = I_{\perp}^{\circ}$  и  $\rho = \cos^2 \delta / (1 + \sin^2 \delta)$ . Для

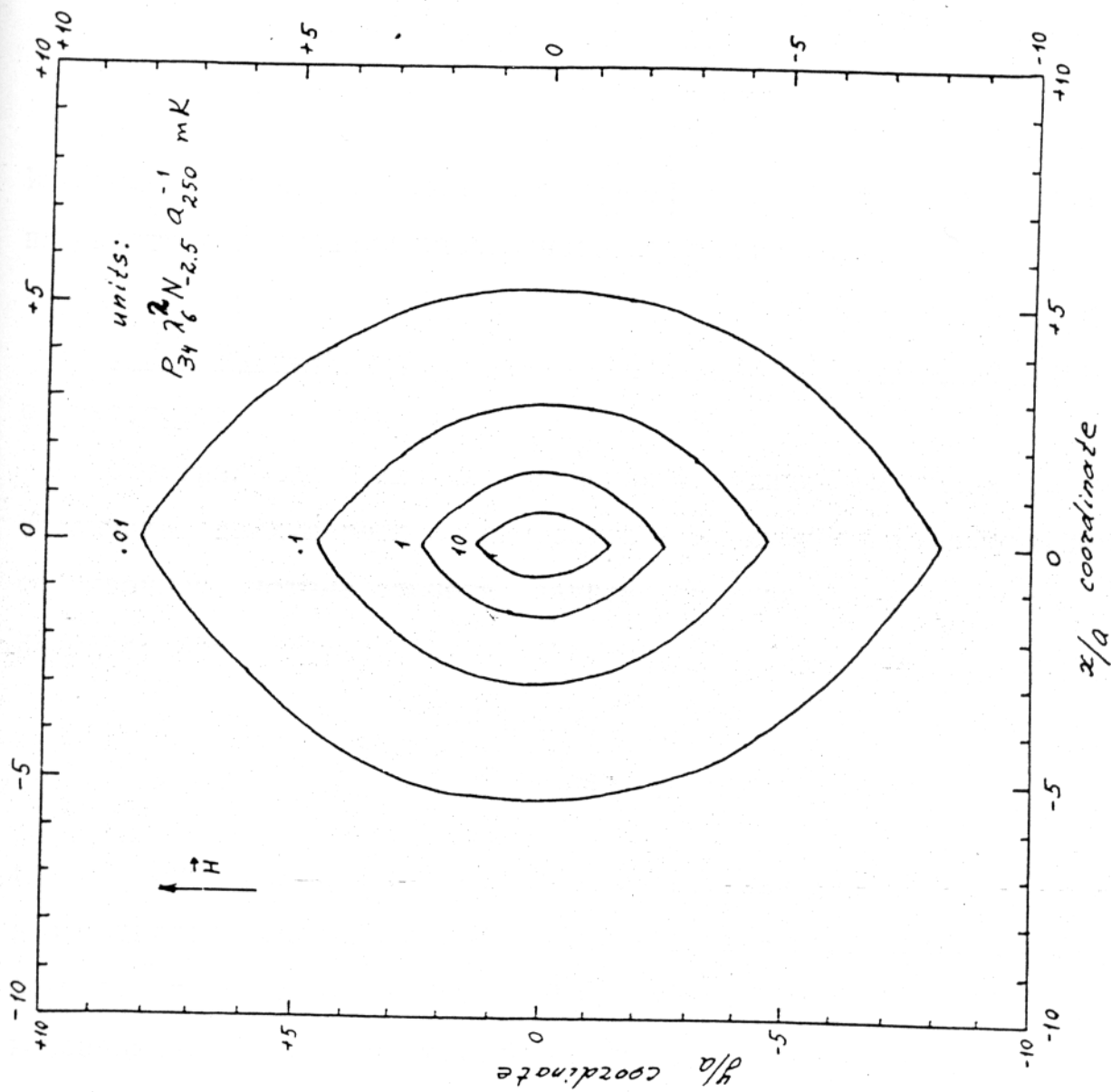


Fig. 1.8

частично поляризованного излучения в простейшем случае, когда вектор поляризации лежит в плоскости рассеяния,  $I_{\parallel}^{\circ} = \frac{1+p}{2} I^{\circ}$ ,  $I_{\perp}^{\circ} = \frac{1-p}{2} I^{\circ}$ , следовательно, (рис.1.4)

$$p' = \frac{\sin^2 \delta - \frac{1-p}{1+p}}{\sin^2 \delta + \frac{1-p}{1+p}}$$

Изменение знака  $p'$  при  $\sin \delta = \left(\frac{1-p}{1+p}\right)^{1/2}$  соответствует повороту плоскости поляризации рассеянного излучения на  $90^{\circ}$ .

### 1.7. Рассеяние излучения облака, движущегося с релятивистской скоростью.

Спектральная мощность излучения (в единичном телесном угле) источника, движущегося со скоростью  $v$  и изотропно излучающего в собственной системе отсчета, зависит от угла между лучом зрения и направлением движения (см., например, Бланфорд и Кенигл, 1979):

$$P_{\nu}(n) = \left[ \frac{\sqrt{1-v^2/c^2}}{1 - \frac{v}{c} \cdot \cos \theta} \right]^{3+\alpha} \cdot P'_{\nu} \quad (1.12)$$

где  $\alpha$  - спектральный индекс,  $P'_{\nu}$  - спектральная мощность источника в собственной системе отсчета. При  $\gamma \geq 1$  ( $\gamma$  - релятивистский Лоренц-фактор) спектральная мощность  $P_{\nu}(n)$  усиливается в  $(2\gamma)^{3+\alpha}$  раз в направлении движения источника и ослабляется в  $\gamma^{3+\alpha}$  раз в перпендикулярном направлении (рис.1.7а, врезка). Основная доля излучения сосредоточена внутри конуса с раствором  $\sim 1/\gamma$ :

$$\frac{\int_{\leq \theta} d\Omega P_\nu(\vec{n})}{\int d\Omega P_\nu(\vec{n})} = 1 - \frac{1}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^{2+\alpha}} \quad \theta \ll 1$$

Рассеяние излучения компактного источника с анизотропной диаграммой направленности (1.12) приведет к появлению на картинной плоскости вытянутой структуры с яркостью, максимальной вдоль направления движения источника.

Пренебрегая зависимостью дифференциального сечения рассеяния  $d\sigma/d\Omega$  от угла, можно оценить яркость рассеянного излучения для неполяризованного источника, движение которого перпендикулярно лучу зрения. Для среды с распределением плотности  $N_e(r) = N_e(0) \cdot \eta(r)$ :

$$I_\nu^0(\rho) \approx \frac{3}{2\pi^{1/2}} \cdot \frac{\Gamma(\alpha+5/2)}{\Gamma(\alpha+3)} \cdot 2^\alpha \cdot P'_\nu \cdot N_e(0) \cdot \sigma_T \cdot \gamma^{2+\alpha} \cdot \frac{\eta(\rho)}{\rho} \quad (1.13)$$

вдоль оси, совпадающей с направлением движения. При отклонении от направления движения на угол  $\varphi$  в картинной плоскости, яркость на том же расстоянии  $\rho$  быстро спадает:

$$I_\nu(\rho, \varphi) = \frac{I_\nu^0(\rho)}{(1 + \gamma^2 \varphi^2)^{3/2 + \alpha}} \quad (1.14)$$

Соотношение (1.14), полученное в предположении  $\varphi \ll 1$ , с точностью до коэффициента  $\sim 2$  описывает  $I_\nu(\rho, \varphi)$  для любых углов  $\varphi$ .

Когда узконаправленный источник светит в сторону от наблюдателя, джетоподобная структура может оказаться ярче, чем излучение самого источника в сторону наблюдателя. Действительно, при наблюдении радиотелескопом с конечным угловым разрешением  $\Delta\theta$

максимальная регистрируемая яркость диффузного источника равна

$$\langle I_{\nu}^j \rangle \sim I_{\nu}^{\circ}(\gamma h) \sim P'_{\nu} \cdot N_e(0) \cdot \sigma_T \cdot \gamma^{1+\alpha} \cdot h^{-1},$$

где  $h$  - линейный размер, соответствующий угловому разрешению радиотелескопа. Наблюдаемая яркость самого компактного источника будет ослаблена в соответствии с (1.12):

$$\langle I_{\nu}^{c.s.} \rangle \sim P'_{\nu} \cdot \gamma^{-3-\alpha} \cdot h^{-2},$$

Отношение  $\langle I_{\nu}^j \rangle / \langle I_{\nu}^{c.s.} \rangle \sim N_e(0) \cdot \sigma_T \cdot \gamma^{4+2\alpha} \cdot h = \tau \cdot \gamma^{4+2\alpha} \cdot \frac{\Delta\theta}{\theta_c}$ , где  $\tau = N_e(0) \cdot \sigma_T \cdot a$ ,  $\theta_c$  - угловой размер радиуса ядра скопления. Т.о., при  $\tau = 10^{-2}$ ,  $\gamma \sim 10$  наблюдаемая яркость рассеянного излучения превышает яркость компактного источника, если  $\Delta\theta \geq 10^{-3} \theta_c$ .



ПОДПИСИ К РИСУНКАМ К ГЛАВЕ I.

Рис. 1.1 Иллюстративный пример. В скопление галактик A2107 помещен узконаправленный компактный источник ( $\theta_0 = 12^\circ$ ) со спектральной мощностью, наблюдаемой у блазара 3C446 (см. п. 1.5). Распределение яркостной температуры рассеянного излучения на длине волны  $\lambda = 21$  см в случае, когда ось конуса излучения лежит в картинной плоскости.

Рис. 1.2 Вспышка узконаправленного неполяризованного источника (гауссова диаграмма направленности с полушириной  $10^\circ$ ). Яркостная температура рассеянного излучения через время  $0.1a/c \cong 8.5 \cdot 10^4 (a/250 \text{ кпк})$  указана в единицах  $(E_\nu / 10^{50} \text{ эрг/Гц}) \cdot (\lambda / 6 \text{ см})^2 \cdot (N_e^{(0)} / 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}) \cdot (a / 250 \text{ кпк})^{-1}$  мК,  $E_\nu$  - энергия, выделившаяся при вспышке. Ось диаграммы направленности лежит в картинной плоскости (а) и составляет угол  $\delta = 30^\circ$  с картинной плоскостью (б).

Рис. 1.3 Иллюстративный пример. Мощный переменный источник узконаправленного излучения ( $P_{\nu} = 5 \cdot 10^{33}$  эрг/сек/Гц на длине волны  $\lambda = 21$  см,  $\theta_0 = 1^\circ$ ,  $\delta = 55^\circ$ ) помещен в галактику M87 с известными параметрами МГГ. Показаны только структуры, возникающие при рассеянии излучения, направленного от наблюдателя. Структуры, связанные с рассеянием излучения, направленного к наблюдателю (для источника, одинаково излучающего в двух противоположных направлениях), будут в  $\frac{1+\sin \delta}{1-\sin \delta} \sim 10$  раз дальше от источника и, соответственно, в 10-100 раз слабее (см. п. 1.4). Видимая скорость собственного движения изображенных джетоподобных деталей досветовая и зависит только от угла  $\delta$ .

Рис. 1.4 Поляризация рассеянного излучения в зависимости от степени поляризации излучения компактного источника и угла  $\delta$  между осью конуса излучения компактного источника и картинной плоскостью. Излучение компактного источника поляризовано в плоскости рассеяния.

Рис. 1.5 Геометрия задачи.  $O$  - компактный источник,  $S$  - точка рассеяния. Показано геометрическое место точек рассеяния, для которых время хода фотонов источник - точка рассеяния - наблюдатель одинаково (равно  $t-t_0$  и  $t-(t_0-\Delta t)$ ).

Рис. 1.6 Отклик на включение (а), выключение (б) и короткую вспышку излучения (в) изотропного неполяризованного источника. Распределение яркостной температуры рассеянного излучения в различные моменты времени. Время указано в единицах  $0.1\alpha/c \cong 8.5 \cdot 10^4 (\alpha/250 \text{ кпк})$  лет. Фронт отклика на рис. (а) и (в) распространяется со сверхсветовой скоростью. На врезке показано распределение яркости, соответствующее узконаправленному источнику, ось конуса излучения которого направлена на наблюдателя,  $\theta_0 \cong 12^\circ$  ( $\gamma=5$ ) и  $\theta_0 \cong 4^\circ$  ( $\gamma=15$ ), см. п. 5.  $P_\nu = P_{34} \cdot 10^{34}$  эрг/сек/Гц,  $\lambda = \lambda_0 \cdot 6$  см,  $N_e(0) = N_{-2.5} \cdot 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ ,  $a = a_{250} \cdot 250$  кпк.

Рис. 1.7 Узконаправленный компактный неполяризованный источник с вращающейся (а) и прецессирующей (б) диаграммой направленности. Диаграмма - в виде однородно заполненного конуса с раствором  $\theta_0 = 10^\circ$  (а) и  $\theta_0 = 5^\circ$  (б). Вращение - в картинной плоскости, с периодом  $3.3\alpha/c$ . Ось прецессии лежит в картинной плоскости, угол прецессии  $20^\circ$ , период прецессии  $10\alpha/c$ . Яркостная температура приведена в единицах  $P_{33.7} \cdot \lambda_0^2 \cdot N_{-2.5} \cdot a_{250}^{-1}$  мК. На врезке приведена диаграмма направленности (1.12) источника, движущегося со скоростью, близкой к  $c$  при различных значениях релятивистского Лоренц-фактора (спектральный индекс  $\alpha = 0.75$ ).

Рис. 1.8 Изотропный, полностью поляризованный компактный источник. Распределение яркости рассеянного излучения. Излучение источника поляризовано в плоскости XZ (ось Z направлена к наблюдателю). Яркостная температура указана в единицах  $P_{34} \cdot \lambda_{6}^2 \cdot N_{-2.5} \cdot \alpha_{250}^{-1}$  МК.

## ГЛАВА II.

### ГРАВИТАЦИОННАЯ СЕПАРАЦИЯ ДЕИТЕРИЯ И ГЕЛИЯ В МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОМ ГАЗЕ БОГАТЫХ СКОПЛЕНИИ ГАЛАКТИК.

Согласно рентгеновским наблюдениям (Гурский и Шварц, 1977), в богатых скоплениях галактик имеется горячий ( $T_e \sim 10^7 - 10^8$  К) и разреженный ( $N_e \sim 10^{-3} - 10^{-2}$  см $^{-3}$ ) межгалактический газ (МГГ). Наблюдаются спектральные линии водорода и гелиеподобных ионов железа (Серлемитсос и др., 1977; Мушотский и др., 1978). Измерение эквивалентных ширин эмиссионных линий позволяет определить относительное содержание тяжелых элементов в МГГ. Оценки, основанные на предположении об однородности химического состава МГГ в пределах скопления, дают обилия тяжелых элементов порядка половины солнечных (Мушотский и др., 1978; Митчелл и др., 1979; Мушотский и др., 1981). Абрамопулос (1981) указал, что это значение может оказаться завышенным (до 10-20 раз) в случае, если МГГ в действительности неоднороден.

В гравитационном поле скопления может действовать механизм гравитационного разделения элементов. Ранее (Фабан и Прингл, 1977; Рефаэли, 1978) этот вопрос обсуждался в приложении к железу. Ниже рассмотрена динамика процесса диффузии и показано, что наиболее эффективно, с характерным временем  $\sim 10^{10}$  сек, механизм разделения элементов действует на легкие элементы: дейтерий, гелий и литий, в то время как распределение элементов с  $Z \geq 16$  меняется в

10-20 раз медленнее. Гравитационное разделение элементов может приводить к обогащению легкими элементами (в первую очередь, гелием) центральной доминирующей галактики скопления. Кроме того, повышение обилия гелия может сказываться на распределении яркости рентгеновского излучения МГГ и на эффекте понижения яркости реликтового излучения в направлениях на скопления галактик.

Большой интерес представляет также возможность обогащения галактик легкими элементами на стадии их образования в протоскоплении галактик.

### 2.1. Гравитационный потенциал в скоплениях галактик.

Распределение галактик в центральной части ( $r \leq (5-6) \cdot a$ , где  $a$  - радиус ядра скопления) богатых скоплений достаточно хорошо описывается эмпирической формулой Кинга  $N_g \propto (1+r^2/a^2)^{-3/2}$ . Примем типичное для богатых скоплений значение радиуса ядра  $a=250$  кпк (Бакал, 1975). Для простоты будем считать, что движение галактик изотропно, дисперсия их скоростей не зависит от расстояния до центра скопления и равна  $\langle V_r^2 \rangle^{1/2} = 10^3$  см/с.

Рассматривая галактики как газ пробных частиц, находящийся в состоянии гидродинамического равновесия в гравитационном потенциале скопления, можно восстановить потенциал (Кавалиери и Фуско-Фемиано, 1976):

$$\varphi(r) = \frac{3}{2} \cdot \langle V_r^2 \rangle \cdot \ln(1+r^2/a^2)$$

### 2.2. Предельные распределения обилия элементов в скоплении.

Будем предполагать, что МГГ представляет собой многокомпонентную изотермическую плазму с температурой  $T=10^8\text{K}$ , центральной плотностью протонов  $N_p(r=0)=3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$  и средней массой одной частицы  $\mu m_p$  ( $\mu=(1+4y)/(2+3y)$ , где  $y=N_{\text{He}}/N_{\text{H}}$  - обилие гелия по числу атомов; обилие остальных элементов  $z \ll 1$ ,  $z \ll y$ ;  $\mu$  не обязательно постоянно по скоплению). Введем безразмерный параметр  $\beta = \frac{3m_p \langle V^2 \rangle}{2kT}$ , характеризующий отношение средней энергии связи частицы в гравитационном поле скопления к ее тепловой энергии.

Рассмотрим распределение элементов в скоплении, выделив два предельных случая.

**1-й случай.** Обилие всех элементов постоянно по скоплению (и, следовательно,  $\mu = \text{const}$ ). Тогда, предполагая гидростатическое равновесие МГГ в гравитационном потенциале скопления, находим

$$N_{\text{МГГ}} = \frac{N_c}{(1+r^2/a^2)^\alpha} \quad (2.1)$$

где  $\alpha = \mu\beta$ .

**2-й случай.** Условия обращения в ноль диффузионного потока каждого элемента МГГ в простейшем случае водородной плазмы с малой примесью иона  $(A_i, Z_i)$  имеют вид:

$$\text{grad } P_s + \rho_s \text{ grad } \varphi - q_s \vec{E} = 0, \quad s = \{p, e, i\} \quad (2.2)$$

где  $P_s, \rho_s, q_s$  - парциальное давление, плотность и объемная плотность заряда данного элемента, соответственно;  $\vec{E} = -\frac{1}{2e} \text{ grad } \varphi$  - электрическое поле, поддерживающее квазинейтральность плазмы. В общем случае поле  $\vec{E}$  находится из уравнения Пуассона, однако проще воспользоваться условием квазинейтральности плазмы  $\sum_s N_s Z_s = 0$  (что неэквивалентно обращению в ноль заряда в правой части уравнения

Пуассона) (Абрамопулос и др., 1981). Решение системы (2.2) имеет вид:

$$N_s = \frac{N_{sc}}{(1+r^2/a^2)^{\alpha_s}} \quad (2.3)$$

где  $\alpha_s = (A_s - Z_s/2)\beta$ . Отметим, что условие малости концентрации иона нарушается для гелия. Поэтому приведенное решение не является точным. Тем не менее, в целях простоты, везде далее будем предполагать  $N_i \ll N_e, N_p$ . Отметим, что  $\alpha_s > \alpha$  для всех элементов, кроме водорода. Из (2.3) следует, в частности:

$$N_{D^+} \propto N_{H^+}^3, \quad N_{He^{+2}} \propto N_{H^+}^6, \quad N_{Fe^{+2}} \propto N_{H^+}^{36}$$

Видно, насколько сильно тяжелые элементы могут концентрироваться к центру скопления по сравнению с водородом.

Решение (2.3) описывает полное равновесие многокомпонентного газа в гравитационном потенциале скопления. Оно аналогично равновесию планетной атмосферы, которое описывается уравнением гидростатики, примененным с учетом закона Дальтона к каждой компоненте газа. Распределение (2.1) соответствует начальному состоянию МГГ или близко к нему. В приближении малой примеси оно будет макроскопически равновесным, и переход к полному равновесию (2.3) будет осуществляться за счет диффузии элементов. Реальное распределение элементов должно находиться где-то между двумя рассмотренными предельными случаями (2.1) и (2.3).

### 2.3. Диффузия элементов. Основные формулы.

Длины свободного пробега ионов МГГ в центре скопления  $l_i \leq 1$  кпк, на расстоянии  $r=5a$  от центра  $l_i \leq 25$  кпк, что много меньше



характерного пространственного масштаба скопления  $a \sim 250$  кпс. Это позволяет рассматривать МГГ как сплошную среду и применить результаты классической теории диффузии (Чепмен и Каулинг, 1970; Бюргерс, 1969). Характерные времена выравнивания крупномасштабных неоднородностей температуры за счет электронной теплопроводности при отсутствии магнитного поля и времена выравнивания температур между отдельными компонентами МГГ много меньше характерного гидродинамического времени  $a/c_s$ , поэтому можно считать МГГ в основной части скопления одотемпературным и изотермическим.

Рассмотрим трехкомпонентную плазму состоящую из протонов, ионов и электронов, предполагая следующее:

1. плазма одотемпературная и изотермическая:  $T_p = T_e = T_i$ ;
2. примесь ионов мала:  $N_i \ll N_p, N_e$ , протоны распределены в соответствии с формулой (2.3);
3. плазма электрически нейтральна:  $N_e = N_p$ ;
4. магнитные поля отсутствуют.

В этом случае, основываясь на результатах классической теории диффузии, можно показать, что:

1. распределение протонов и электронов меняться не будет;
2. для плотности примеси ионов имеет место уравнение непрерывности:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \text{div } N_i W_i = 0 \quad (2.4)$$

где диффузионная скорость ионов

$$W_i = -2D_i \left\{ \text{grad} \ln N_i - (2A_i - Z_i) \text{grad} \ln N_p \right\} \quad (2.5)$$

а коэффициент диффузии равен:

$$D_i = \frac{3}{4(2\pi)^{1/2}} \cdot \frac{(kT)^{3/2}}{e^4 m_p^{1/2} \ln \Lambda} \cdot \frac{1}{N_p} \cdot \frac{(1 + 1/A_i)^{1/2}}{Z_i^2}$$

Значения коэффициентов диффузии для различных элементов приведены в таблице 2.1.

#### 2.4. Решение уравнения диффузии для МГТ в скоплениях галактик.

**А. Первая итерация.** Рассмотрим сферически симметричную задачу. Проведем первую итерацию уравнения диффузии. Для этого подставим во второе слагаемое в (2.4) распределения вида

$$N_i(r) \Big|_{t=0} = \nu_i N_p(r), \quad i = \{D^+, He^{+2}, Li^{+2}, \dots\}$$

где  $N_p(r)$  - равновесное распределение  $H^+$  (2.3),  $\nu_i = \text{const}$  - обилие иона. Как обычно, заменим  $\sum \partial N_i / \partial t$  на  $\Delta N_i / \Delta t$ . Тогда через малое время  $\Delta t$  относительное изменение концентрации или, что в данном случае то же самое, изменение обилия иона с атомным числом  $A_i$  и зарядом  $Z_i$  составит:

$$\frac{\Delta N_i}{N_i} = B_i \cdot \frac{1 + x^{2/3}}{(1 + x^2)^{2 - \beta/2}} \cdot \frac{\Delta t}{t_{dif}}$$

где

$$B_i = \frac{2A_i - Z_i - 1}{Z_i^2} \cdot \left(1 + 1/A_i\right)^{1/2} \cdot \frac{\ln \Lambda_0}{\ln \Lambda_0 - \ln Z_i}$$

$$t_{dif} = \frac{1}{9} \left(\frac{\gamma}{2\pi}\right)^{1/2} \cdot \tau_T \left(\frac{m_e c^2}{kT}\right)^2 \cdot \left(\frac{kT}{m_p \langle V_r^2 \rangle}\right) \cdot \left(\frac{a}{c_s}\right) \cdot \ln \Lambda_0 \approx$$

$$\approx 6.63 \cdot 10^{16} \cdot \left(\frac{a}{250 \text{ кпс}}\right)^2 \cdot \left(\frac{N_e}{3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}}\right) \cdot \left(\frac{T}{10^8 \text{ К}}\right)^{-3/2} \cdot \left(\frac{10^8 \text{ см/с}}{\langle V_r \rangle^2}\right)^2 \text{ с,}$$

$\tau_T = \sigma_T N_e a$  - оптическая толщина по томсоновскому рассеянию,  
 $c_s = (\gamma kT/m_p)^{1/2}$  - скорость звука,  $\ln \Lambda_0$  - кулоновский логарифм для водорода,  $\gamma$  - показатель адиабаты.

В таблице 2.1 приведены значения коэффициента  $B_i$  для различных элементов и времена, в течение которых обилие элементов в центре скопления изменится на 20%.

Интересно поведение функции

$$\eta(x) = \frac{1+x^{2/3}}{(1+x^2)^{2-\beta/2}}$$

в зависимости от значения параметра  $\beta$  (Рис. 2.1). Видно, что изменение обилия примесей может быть как максимальным в центре скопления (малые  $\beta$ , т.е. высокие температуры газа), так и минимальным (при  $\beta \geq 10/3$ ). Интересно наличие минимума  $\eta(x)$  при  $x = \left(\frac{1-3\beta}{\beta-2}\right)^{1/2}$  для  $2 < \beta < 10/3$ . Отметим, что при  $\beta > 2$  важнейшим становится вопрос о внешней границе скопления.

**Б. Результаты численного расчета.** Первая итерация является приближением к решению задачи о диффузии во всем пространстве. Для

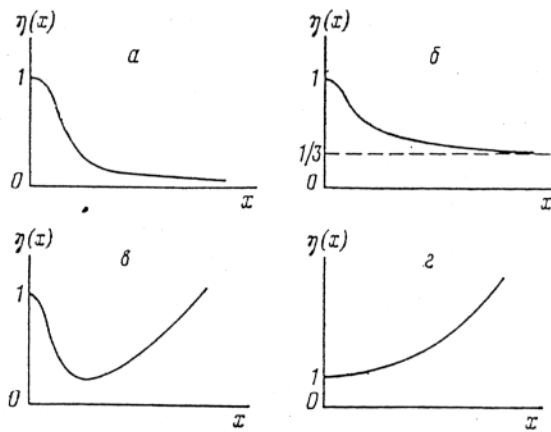


Рис. 1. Поведение функции  $\eta(x)$  в зависимости от значения параметра  $\beta$ :  $\beta < 2$  (а),  $\beta = 2$  (б),  $2 < \beta < 10/3$  (в),  $\beta \geq 10/3$  (г). Скоплению галактик Кома соответствует случай  $\beta = 1.82$

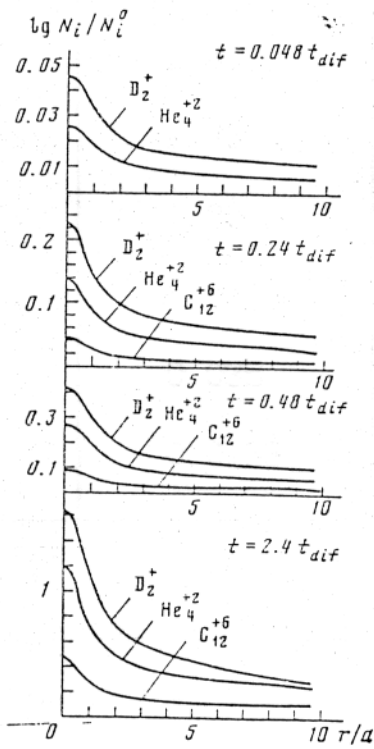


Рис. 2

Рис. 2. Эволюция распределений концентраций различных элементов. Результаты численного расчета. Решения нормированы на распределение концентраций в начальный момент времени

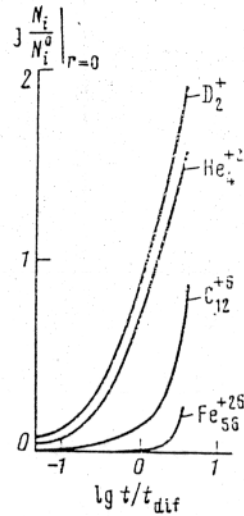


Рис. 3

Рис. 3. Изменение центральных концентраций различных элементов со временем. Результаты численного расчета

газа в скоплениях галактик необходимо решать реальную краевую задачу. Приведем результаты численного решения уравнения диффузии (2.4), полученные для следующих параметров МГГ:  $T=10^8\text{K}$ ,

Таблица 2.1. Значение коэффициента диффузии, коэффициента  $B_i$  и времени  $t_{20\%}$ , за которое происходит 20 %-ное изменение обилия элемента в центре скопления для различных элементов.

Параметры	$D_i, 10^{29} \text{cm}^2/\text{c}$	$B_i$	$t_{20\%}, 10^{10} \text{c}$
$D_2^+$	10.01	2.45	0.54
$\text{He}_3^{+2}$	2.41	0.88	1.50
$\text{He}_4^{+2}$	2.33	1.42	0.93
$\text{Li}_7^{+3}$	1.00	1.22	1.10
$\text{C}_{12}^{+6}$	0.25	0.52	2.6
$\text{S}_{32}^{+16}$	0.035	0.20	6.6
$\text{Fe}_{56}^{+26}$	0.0133	0.14	9.6

$N_p(r=0)=3 \cdot 10^{-3} \text{cm}^{-3}$ ,  $a=250 \text{кпс}$ ,  $\langle V_r \rangle^2=10^8 \text{cm}^2/\text{c}$  (тогда  $\beta=1.82$ ). На Рис.2.2 показаны распределения концентраций элементов МГГ в различные моменты времени. На Рис.2.3 изображены зависимости от времени центральных концентраций элементов. Решения получены при условии постоянства концентраций на внешней границе, за которую принималось значение  $r=20a$ .

Из Рис.2.2 и 2.3 и таблицы 2.1 видно, что диффузия элементов

с большим  $Z$  (начиная примерно с серы,  $Z \sim 16$ ) происходит довольно медленно: за времена, сравнимые с космологическим временем  $H_0^{-1} = 6 \cdot 10^{17}$  с. Диффузия же легких элементов, а именно, дейтерия, гелия и лития, происходит достаточно быстро. Результаты численных расчетов показали, что обилие гелия может сильно возрасти в центре скопления за сравнительно короткое время. В случае точного рассмотрения задачи, необходимо решать уравнения, учитывающие конечное обилие гелия.

2.5. Влияние магнитного поля. Одним из наиболее серьезных возражений против возможности заметного изменения обилий элементов за счет механизма гравитационной сепарации является уменьшение темпа диффузии при наличии магнитного поля. Результат в этом случае будет сильно зависеть от структуры магнитного поля. В случае хаотического поля с масштабом неоднородностей  $\lambda \ll a$  диффузия действительно может существенно замедлиться, как минимум в  $\delta_i$  раз, где

$$\delta_i = \frac{\omega_{H_i}}{\nu_{\text{eff}}} = \frac{D_i}{kT} \cdot \frac{Z_i eH}{c} = \frac{H(\text{Гс})}{10^{-18} \left(\frac{10^8 \text{К}}{T}\right)^{3/2} \left[\frac{N}{3 \cdot 10^{-3} \text{см}^{-3}}\right] \frac{Z_i}{(1+1/A_i)^{1/2}}}$$

Если же предположить, что магнитное поле имеет крупномасштабную структуру  $\lambda \sim a$ , то усреднение коэффициента диффузии по конфигурации поля может уменьшить темп диффузии лишь в конечное число раз ( $\sim \langle \cos^2 \vartheta \rangle$ , где  $\vartheta$  - угол между силовой линией магнитного поля и направлением на центр скопления).

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ К ГЛАВЕ II

Рис. 2.1 Поведение функции  $\eta(x)$  в зависимости от значения параметра  $\beta$ :  $\beta < 2$  (а),  $\beta = 2$  (б),  $2 < \beta < 10/3$  (в),  $\beta > 10/3$  (г). Скоплению галактик Кома соответствует случай  $\beta = 1.82$ .

Рис. 2.2 Эволюция распределений концентраций различных элементов. Результаты численного расчета. Решения нормированы на распределение концентраций в начальный момент времени.

Рис. 2.3 Изменение концентраций различных элементов в центре скопления со временем. Результаты численного расчета.

### ГЛАВА III.

#### НАБЛЮДЕНИЯ БОЛЬШОГО МАГЕЛЛАНОВА ОБЛАКА ПРИБОРОМ

ТМ ОБСЕРВАТОРИИ РЕНТГЕН В 1987-1988 ГГ.

ВЕРХНИЕ ПРЕДЕЛЫ НА РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ

SN1987A В ДИАПАЗОНЕ 2-30 КЭВ.

10 августа 1987 г. прибором ГЕКСЕ, входящим в состав международной обсерватории РЕНТГЕН на модуле КВАНТ космической станции МИР, было зарегистрировано на уровне 10 стандартных отклонений жесткое рентгеновское излучение из области сверхновой 1987А в Большом Магеллановом Облаке в диапазоне 20-100 кэВ (Сюняев и др., 1987 а, б). Одновременно, жесткое рентгеновское излучение от SN1987А наблюдалось обсерваторией на японском спутнике ГИНГА (Дотани и др., 1987). После этого SN1987А стала основным объектом наблюдений обсерватории РЕНТГЕН. С 10 августа по 15 сентября в течение 21 дня наблюдений было осуществлено 115 наведений телескопов обсерватории ТММ, ГЕКСЕ, Пульсар X-1 и ГСПС на область сверхновой. Прибор Пульсар X-1 зафиксировал излучение сверхновой в диапазоне 50-300 кэВ. Анализ данных прибора ГСПС не выявил статистически значимого потока рентгеновского излучения от сверхновой в диапазоне 2-20 кэВ. До открытия жесткого излучения обсерватория РЕНТГЕН наводилась на область SN1987А в ходе наблюдений 8 июня, 16 июля и 1 августа 1987 г.

Для локализации источника жесткого рентгеновского излучения



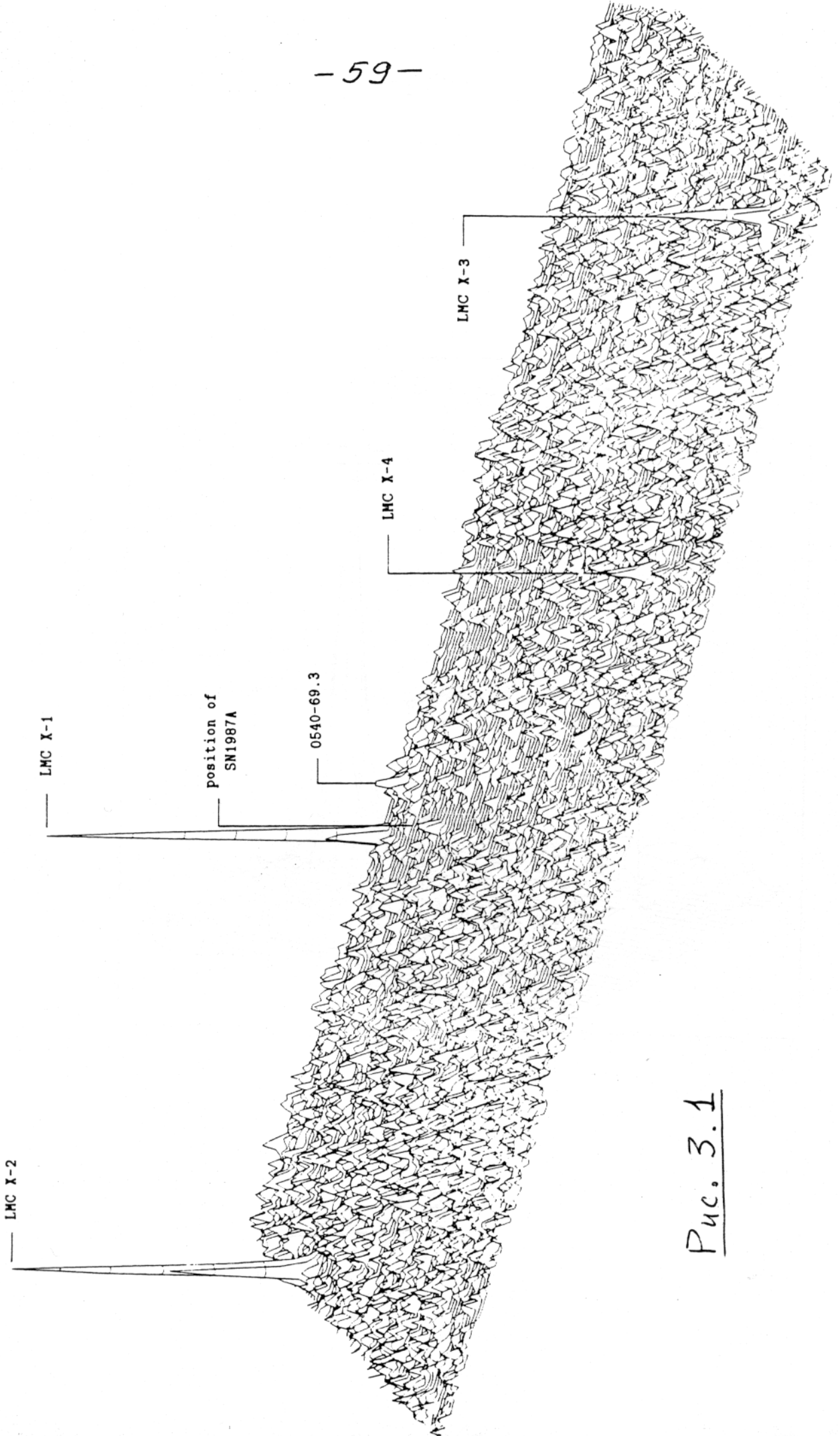
предполагалось в первую очередь использовать телескоп ТТМ (см. раздел IV), позволяющий строить изображение площадки неба  $7.8 \times 7.8$  (FWHM) с разрешением 1.8 угл. мин. Прибор работает в диапазоне 2-30 кэВ, хотя эффективность детектора (пропорциональный счетчик, заполненный ксеноном) максимальна в мягкой части этого диапазона. К сожалению, после первых месяцев работы прибор ТТМ был выключен из-за прогрессирующей неисправности детектора и не участвовал в дальнейших наблюдениях сверхновой. Статистика, накопленная в течение августа 1987 г. оказалась недостаточной для обнаружения значимого потока от SN1987A (Сюняев и др., 1987 а, б). 20 октября 1988 г. была произведена замена детектора телескопа. Начиная с этого момента прибор ТТМ успешно работает на орбите и к настоящему моменту выполнено около 300 сеансов наблюдений различных рентгеновских источников. Одной из первых мишеней обсерватории после замены детектора ТТМ стала сверхновая в БМО. Однако рентгеновский поток от SN1987A к этому моменту упал в несколько раз по сравнению с уровнем, наблюдавшимся в конце 1987 - начале 1988 гг. (Сюняев и др., 1989а; Масаи и др., 1988). Поэтому, несмотря на достаточно большое время экспозиции (около 30000 сек.), накопленное за период с ноября 1988 г. по январь 1989 г., телескоп ТТМ вновь, как и в 1987 г., не обнаружил статистически значимого рентгеновского потока от SN1987A (Сюняев и др., 1989б)

### 3.1. Наблюдения SN1987A в 1987 г.

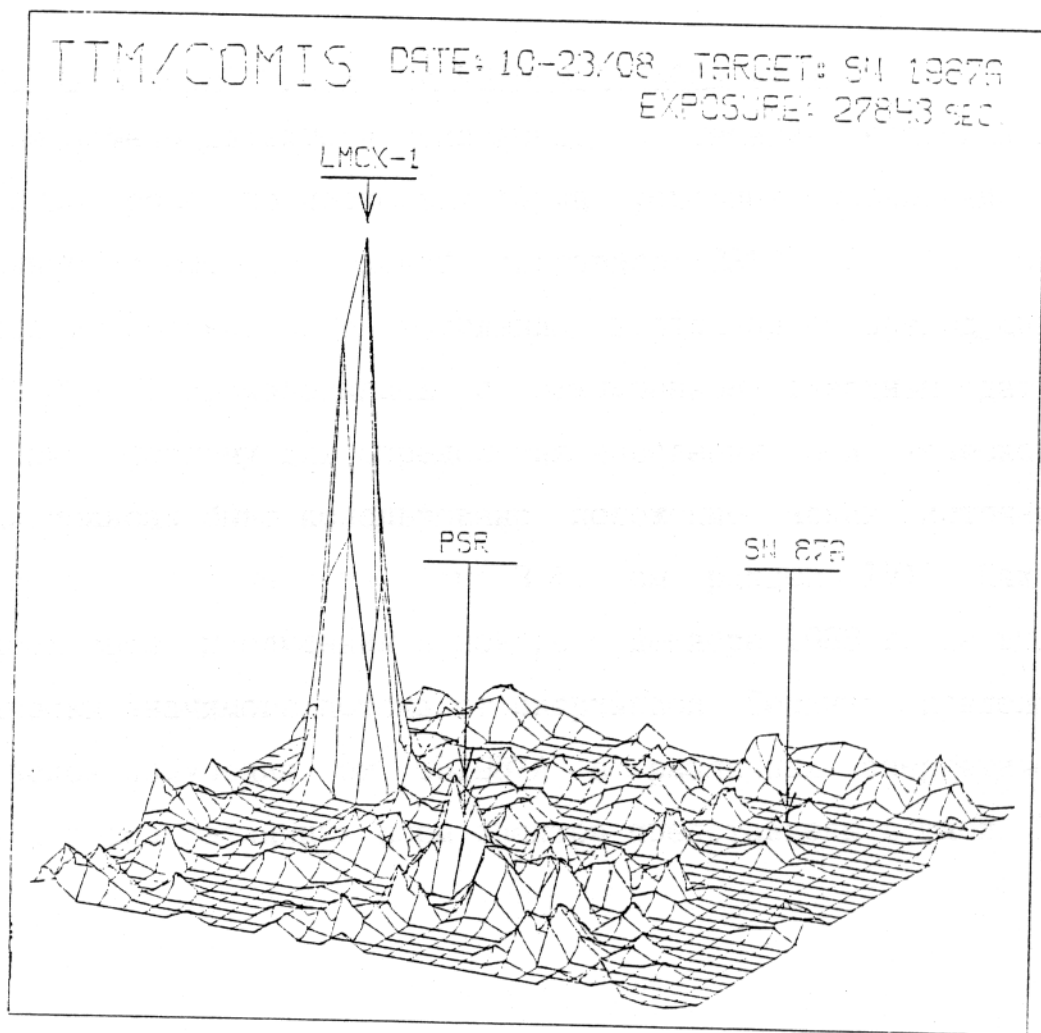
С 10 по 23 августа 1987 г приборы обсерватории РЕНТГЕН около 50 раз наводились на БМО. Средняя продолжительность одного сеанса наблюдений составляла ~1000 сек. Часть сеансов проходила в режиме постоянного наведения на источник, часть - в режиме качаний всего

комплекса МИР-КВАНТ (фон-источник-фон, см. раздел IV). За это время было накоплено 40000 сек. экспозиции (время наблюдения источника). На рис. 3.1 приведено изображение части поля зрения телескопа ( $2.5 \times 8.5$ , диапазон 2-30 кэВ) полученное за 40000 сек. наблюдений. Четко выделяются пики, соответствующие источникам LMC X-1, LMC X-2, LMC X-3, LMC X-4. Рентгеновский поток от этих источников ( $\sim 15-30$  мКр/аб) зафиксирован на достаточно высоком уровне достоверности. Вблизи источника LMC X-1 виден пик, соответствующий излучению пульсара 0540-693 с периодом 50 мс, поток от которого в тысячу с лишним раз меньше потока от Крабовидной Туманности. На рис. 3.2 приведено изображение центральной части рис. 3.1 - участок неба размером  $1^\circ \times 1^\circ$  вблизи сверхновой. На энергиях фотонов от 2 до 30 кэВ обнаруживают себя лишь два близких к SN 1987A источника: LMC X-1 и пульсар 0540-693. Этот результат показал, что если обнаруженный на высоких энергиях поток не связан с этими объектами, то источник жесткого излучения должен обладать весьма необычным спектром.

Первый детектор прибора ТТМ (до замены в 1988 г.) не был откалиброван по наблюдениям Крабовидной Туманности, поэтому для калибровки прибора пришлось использовать данные о пульсаре 0540-693. Согласно Севарду и др., (1984) и Кларку и др. (1982), спектр этого пульсара имеет вид  $F_\nu = 5 \cdot 10^{-3} \cdot E^{-1.8}$  фотонов/см<sup>2</sup>/с/кэВ. Используя 50-миллисекундный пульсар как калибровочный источник, находим верхний предел ( $3\sigma$ ) на поток от SN1987A в предположении спектра, подобного спектру Крабовидной Туманности, равный 1/2000 потока от Крабовидной Туманности в диапазоне 2-30 кэВ. Приведем также верхние пределы на спектральную интенсивность излучения для



Puc. 3.1



Puc. 3.2

плоского спектра (в фотонах) в мягкой и жесткой части энергетического диапазона телескопа:

$$F_{\nu}[3-7 \text{ кэВ}] < 2 \cdot 10^{-4} \text{ фот./сек./см}^2/\text{кэВ},$$

$$F_{\nu}[10-20 \text{ кэВ}] < 1 \cdot 10^{-4} \text{ фот./сек./см}^2/\text{кэВ}.$$

### 3.2. Наблюдения SN1987A в ноябре-декабре 1987 г.

После замены детектора телескопа, в течение ноября-декабря 1989 г. было проведено несколько серий успешных наблюдений поля БМО. Полное время наблюдений составило 23100 с. (в режиме наблюдения источника). Эти наблюдения, в отличие от предыдущих (в августе 1987 г.) производились с отключенным звездным датчиком обсерватории, поэтому для определения наведения оси телескопа в отдельных сеансах было использовано положение ярких источников БМО в поле зрения телескопа (рис.3.1, см раздел IV). Как уже упоминалось выше, наблюдения в ноябре - декабре 1988 г. не выявили статистически значимого потока от сверхновой. Верхние пределы на рентгеновское излучение от SN1987A в различных энергетических диапазонах и для различных форм спектра представлены в табл. 3.1.

Таблица 3.1. Верхние пределы на рентгеновское излучение от SN1987A полученные в ходе наблюдений прибора ТТМ в ноябре-декабре 1988 г.

Диапазон кэВ	$3\sigma$ отсч./с/см <sup>2</sup>	$3\sigma$ мКраб	$3\sigma$ (плоский спектр)		
			фот/с/см <sup>2</sup>	фот/с/см <sup>2</sup> /кэВ	эрг/с/см <sup>2</sup>
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	$4.7 \cdot 10^{-3}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-10}$

Наблюдения телескопа ТТМ позволяют также получить верхний предел на рентгеновский поток от любого источника вблизи ( $\sim 1^\circ$ ) сверхновой. Этот предел для источника с постоянной интенсивностью в диапазоне 2-30 кэВ равен  $\sim 2$  мКраб.

### 3.3 Обсуждения.

При взаимодействии разлетающейся оболочки сверхновой с межзвездным веществом возникает ударная волна. Вещество, сжатое в ударной волне, характеризуется высокой температурой (десятки кэВ) и может иметь достаточно высокую меру эмиссии,  $N_e V \sim 10^{59} - 10^{60}$  см<sup>-3</sup> (Сюняев и др., 1987а, б; Масаи и др., 1988; Чуразов, 1989). Должно наблюдаться тормозное излучение разогретого ударной волной газа. Приводимые верхние пределы на рентгеновское излучение от SN1987A могут быть использованы для нахождения верхних пределов на меру эмиссии горячего газа, плотность газа, окружавшего предсверхновую, и темп потери массы в виде звездного ветра на стадии

предсверхновой всего лишь за несколько десятилетий до гибели звезды (Сюняев и др., 1987б; Чуразов, 1989).

Верхние пределы, накладываемые наблюдениями ТТМа на поток рентгеновских лучей с  $E < 20$  кэВ от сверхновой, косвенно свидетельствуют в пользу моделей, в которых жесткие фотоны подвергаются комптонизации и уменьшают свою энергию при диффузии через оболочку, оптически толстую по томсоновскому рассеянию. В таких моделях при  $E < 20$  кэВ поток излучения сильно ослабляется вследствие фотопоглощения в оболочке (см., например, Сюняев и др., 1987а, б)

#### 3.4 Наблюдения ярких источников БМО в ноябре-декабре 1988 г.

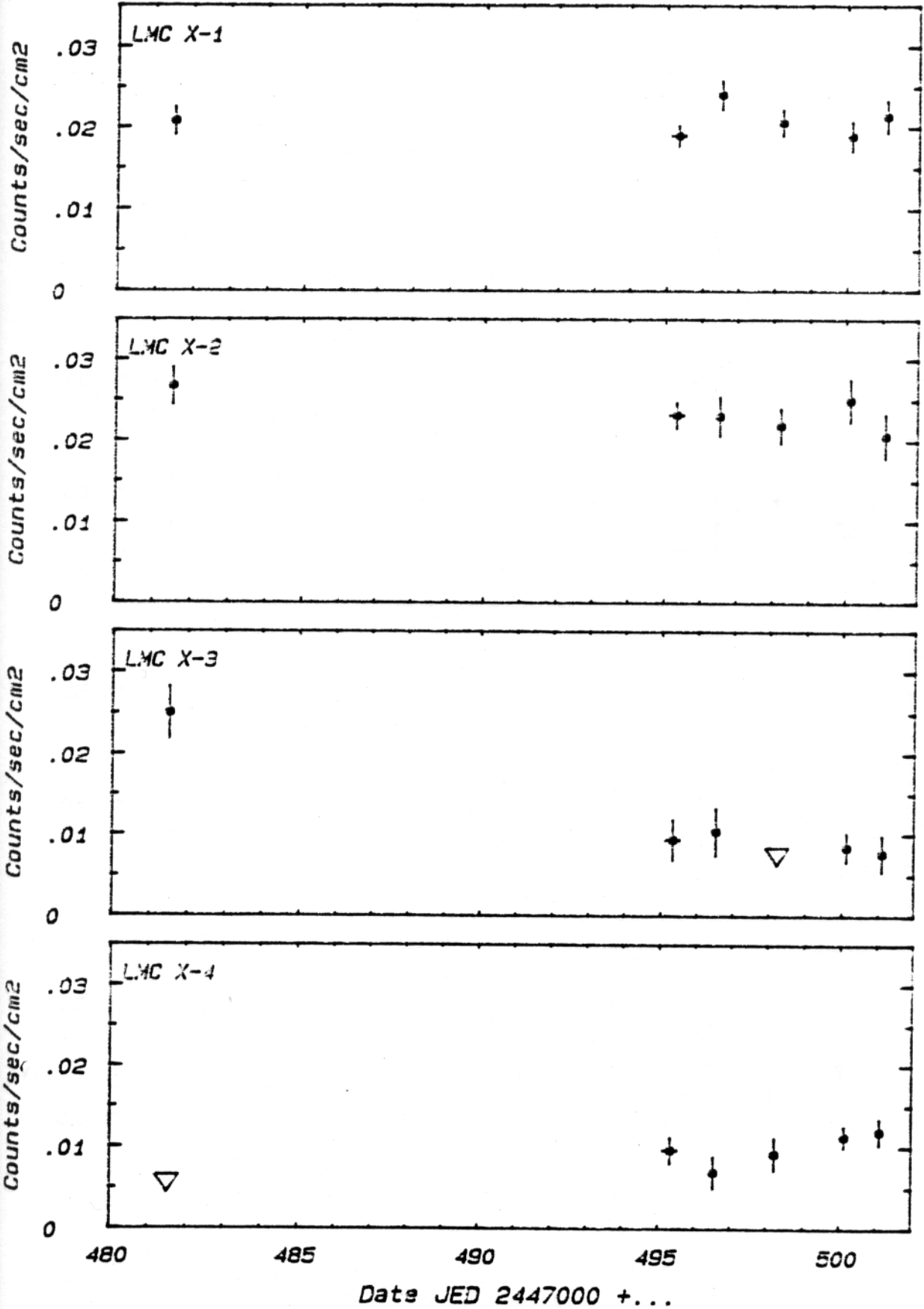
LMC X-1, LMC X-2, LMC X-3, LMC X-4 - яркие двойные рентгеновские источники со светимостью  $L_x \geq 10^{38}$  эрг/сек, дающие более половины рентгеновского потока от Большого Магелланова Облака. Один из них, LMC X-3, является кандидатом в черные дыры (Коули и др., 1983). Более ранние наблюдения (см., например, Скиннер и др., 1979; Уайт и Маршалл, 1984) выявили значительную переменность рентгеновского потока от LMC X-3 и LMC X-4. Наблюдались вспышки излучения от LMC X-4 продолжительностью от 20 сек. до 20 мин., во время которых светимость источника возрастала в 5-10 раз (Скиннер и др., 1979). Вариации потока от LMC X-1 и LMC X-2 несколько меньше (Боннэ-Бидау и др., 1988; см. также рис. 3.3). Рентгеновские спектры источников БМО имеют достаточно сложный вид и не могут быть удовлетворительно описаны простыми моделями с постоянным наклоном во всем диапазоне энергий (Уайт и Маршалл,

1984). В неплохом согласии с наблюдениями находятся модели с комптонизацией излучения (Сюняев и Титарчук, 1980; Тревес и др., 1986).

Широкое поле зрения телескопа и возможность строить изображения в рентгеновском диапазоне позволили одновременно с наблюдениями сверхновой произвести слежение за источниками LMC X-1 ... LMC X-4. На рис. 3.3а и б приведены результаты измерения рентгеновского потока от этих источников в мягком (1.7-7.4 кэВ) и жестком (7.4-30.2 кэВ) поддиапазонах телескопа в отдельных сериях наблюдений в ноябре-декабре 1988 г. Каждая серия наблюдений состояла из 3-6 сеансов, разделенных полуторачасовыми интервалами, с общей продолжительностью от 3000 до 5000 сек. в режиме наведения на источник. Указанные ошибки соответствуют уровню  $1\sigma$ .  $10^{-3}$  отсч./сек./см<sup>2</sup> соответствуют потоку 0.6 мКраб в мягком поддиапазоне и 1.6 мКраб - в жестком. Рис. 3.3 демонстрирует значительные, в 2-3 раза, изменения рентгеновского потока от источников LMC X-3 и LMC X-4, зафиксированные в ходе наблюдений ТТМа. В случае LMC X-4 эти вариации наиболее заметны в жестком поддиапазоне. Интересно отметить, что минимальный поток от LMC X-3,  $\sim 1.5 \cdot 10^{-10}$  эрг/сек/см<sup>2</sup> в мягком поддиапазоне, был в несколько раз ниже потока, наблюдавшегося обсерваторией ЭКЗОСАТ в 1983-1984 гг. -  $\sim 5-7 \cdot 10^{-10}$  эрг/сек/см<sup>2</sup> в диапазоне 1-8 кэВ (Тревес и др., 1986). Средний поток, зафиксированный от источника LMC X-4,  $\sim 10$  мКраб, соответствует спокойному состоянию источника, наблюдавшемуся вне рентгеновских вспышек (Скиннер и др., 1979). Ранее (Уайт и Маршалл, 1984) обсуждался вопрос о возможном наличии жесткого хвоста в рентгеновском излучении LMC X-1. Наблюдения ТТМа

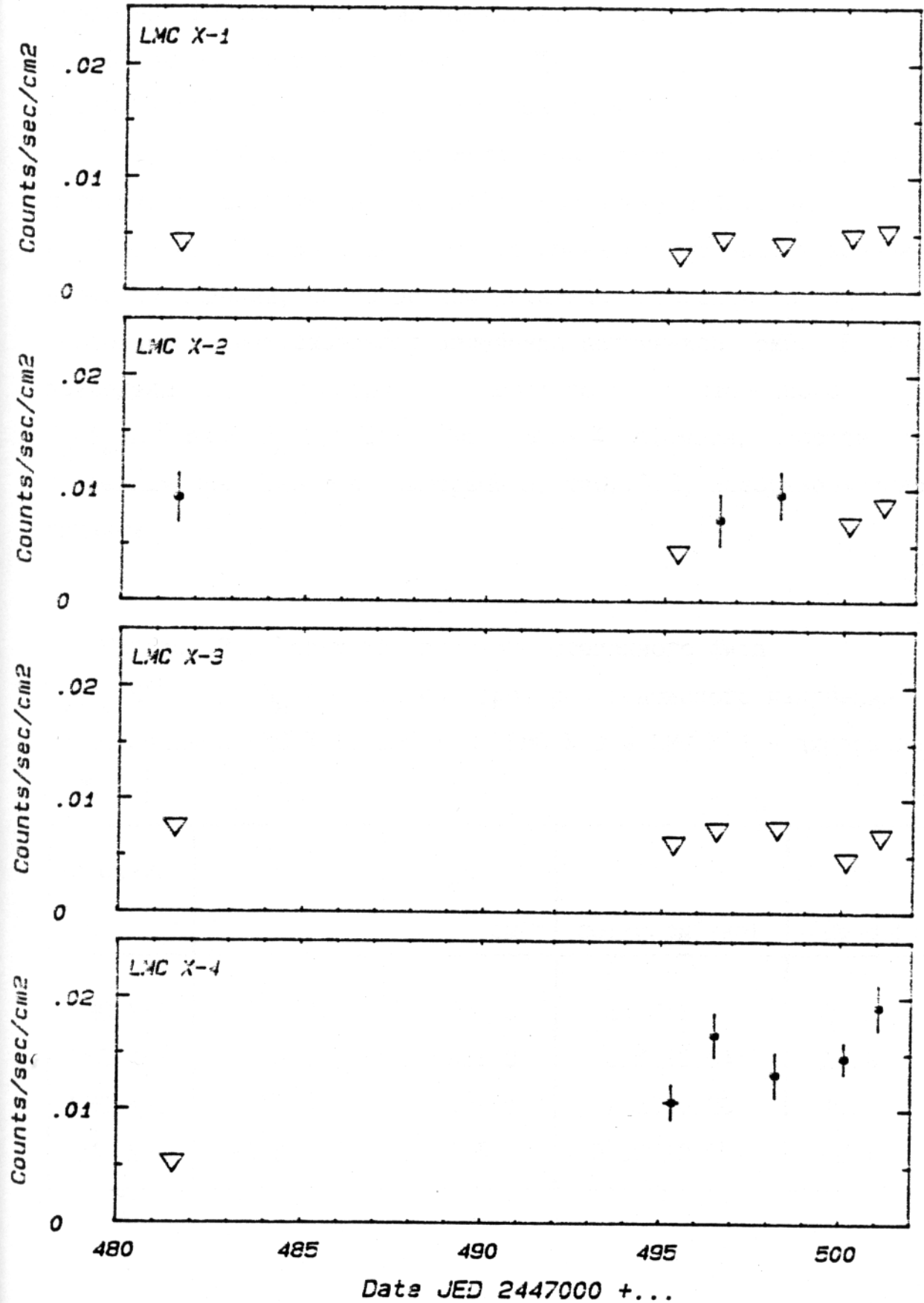


TTM/COMIS; Nov.-Dec., 1988; 1.7-7.4 keV



Puc. 3.3 a

TTM/COMIS; Nov.-Dec., 1988; 7.4-30.2 keV



Puc. 3.3 ♂

позволяют наложить верхний предел на поток от LMC X-1 в диапазоне 10-20 кэВ в период наблюдений КВАНТа:

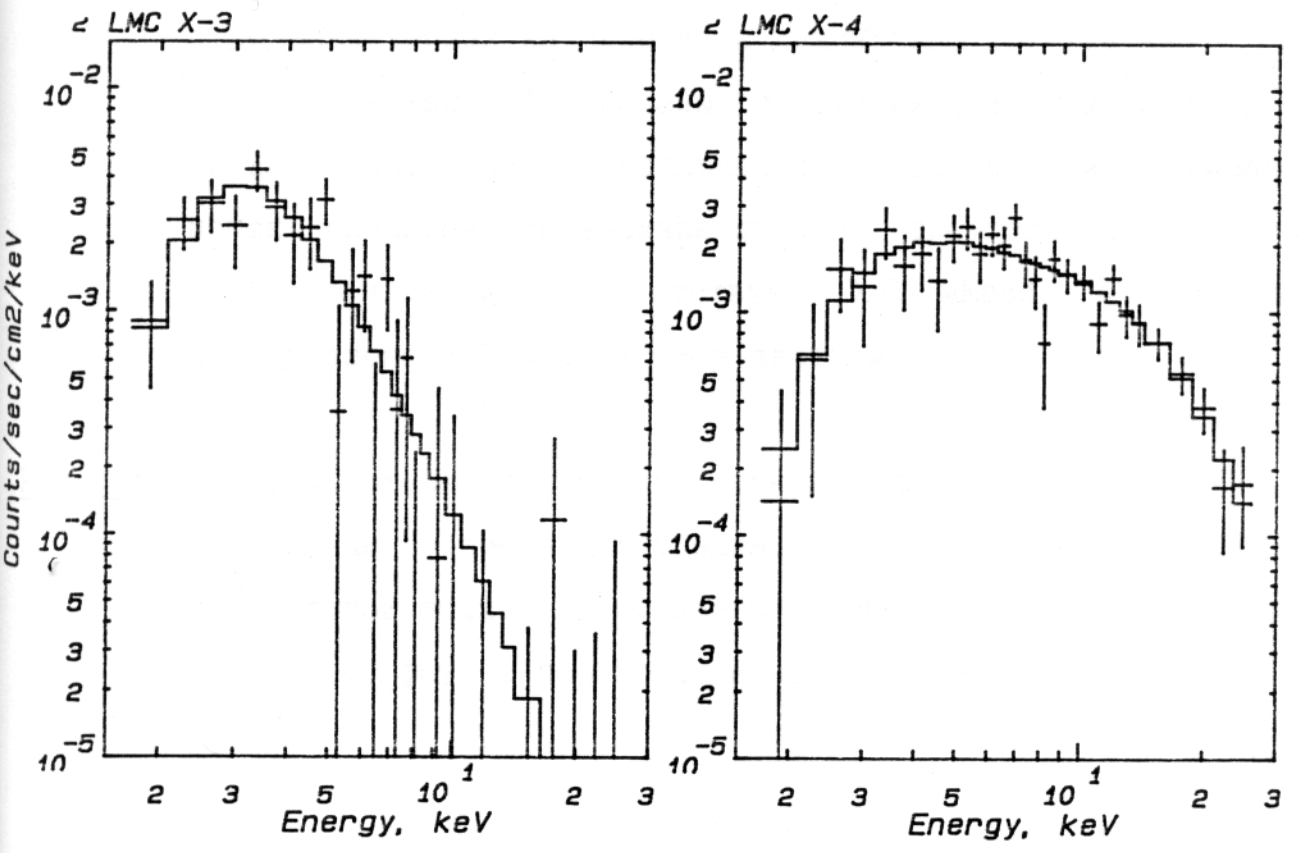
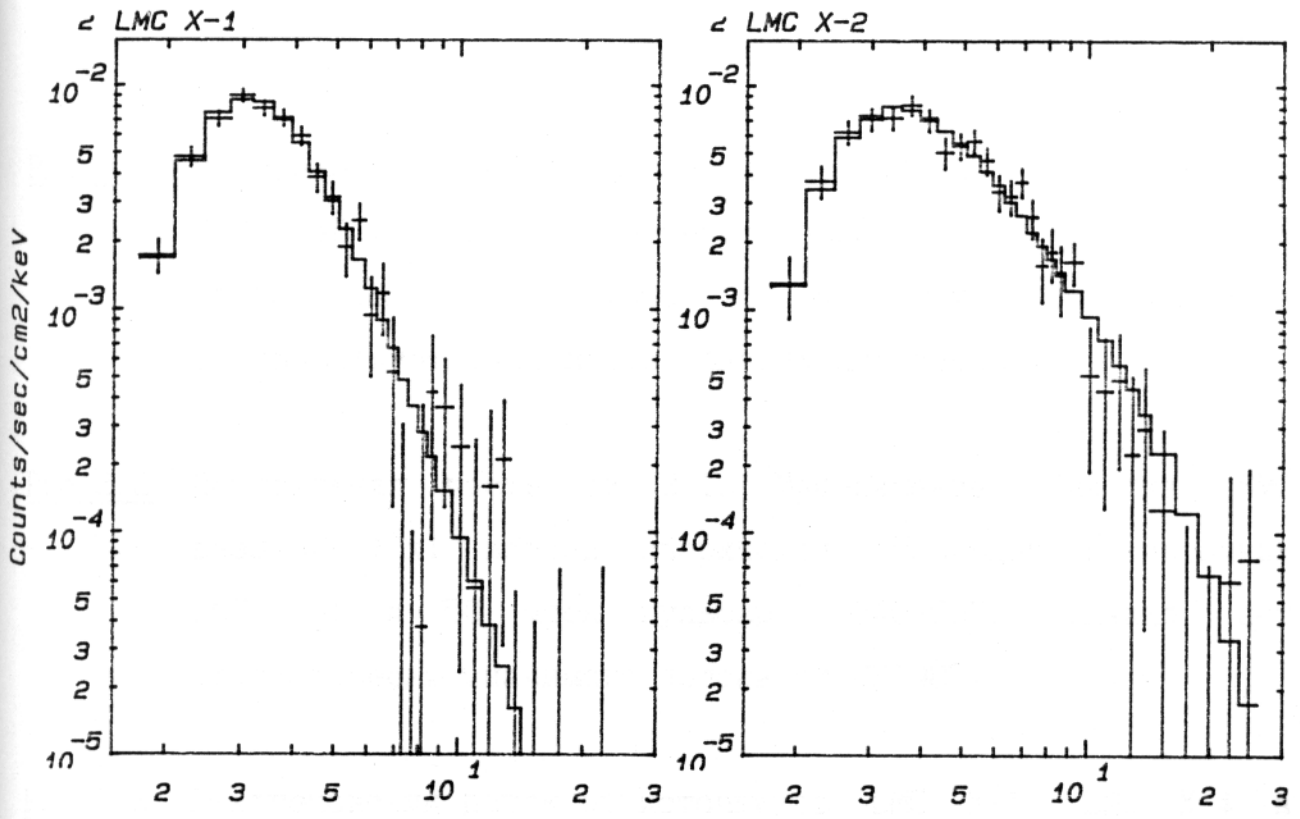
$$F_{\nu}[10-20 \text{ кэВ}] < 1 \cdot 10^{-4} \text{ фот./сек./см}^2/\text{кэВ}.$$

На рис. 3.4 (а-г) представлены спектры отсчетов от этих источников, проинтегрированные за все время наблюдений с 15.11.88 по 05.12.88. К сожалению, недостаточная статистика, накопленная за время наблюдений, не позволила детально исследовать спектральные особенности рентгеновского излучения источников БМО. В табл. 3.2 приведены параметры простого степенного фита  $F_{\nu} = I_0 \cdot E^{-\alpha} \cdot \exp\{-N_H \cdot L \cdot \sigma(E)\}$ . На рис. 3.4 отсчеты, соответствующие степенным спектрам с параметрами из табл. 3.2, изображены сплошными линиями.

Таблица 3.2 Параметры простого степенного фита

$F_{\nu} = I_0 \cdot E^{-\alpha} \cdot \exp\{-N_H \cdot L \cdot \sigma(E)\}$  спектров рентгеновского излучения от источников LMC X-1, LMC X-2, LMC X-3 и LMC X-4 в диапазоне 2-26 кэВ

источник	$\alpha$	$N_H L$ $10^{-21} \text{ см}^{-2}$	$I_0$ фот/с/см <sup>2</sup> /кэВ	$\chi^2$ (26 dof)
LMC X-1	-5.3±0.3	6.5±1.0	20.6±1.0	21.2
LMC X-2	-2.8±0.2	2.3±1.0	0.64±0.04	19.8
LMC X-3	-4.0±0.7	3.4±2.6	1.23±0.20	41.8
LMC X-4	-0.8±0.2	< 0.5	0.009±0.001	22.1



Puc. 3.4

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ К ГЛАВЕ III

Рис. 3.1 Изображение Большого Магелланового Облака в диапазоне 2-32 кэВ ( $2.5 \times 8.5$ ), полученное прибором ТТМ с 10 по 23 августа 1987 г. за 40000 с наблюдений. Высота пиков соответствует значимости обнаружения источников.

Рис. 3.2 Центральная часть рис. 3.1. Изображение участка БМО размером  $1^\circ \times 1^\circ$  вблизи сверхновой. Наблюдаются источник LMC X-1 и 50 мсек пульсар 0540-693, однако нет статистически значимого потока от SN1987A.

Рис. 3.3 Рентгеновский поток от источников LMC X-1...LMC X-4 в отдельных сериях наблюдений в диапазонах 1.7-7.4 кэВ (а) и 7.4-30.2 кэВ (б). Указаны  $1\sigma$  ошибки. В тех случаях, когда от источника не наблюдался статистически значимый поток, приведены  $3\sigma$  верхние пределы (треугольники). Поток  $10^{-3}$  отсч./с/см<sup>2</sup> соответствует 0.6 мкРаб в мягком поддиапазоне и 1.6 мкРаб - в жестком.

Рис. 3.4 Спектры отсчетов от источников LMC X-1...LMC X-4, полученные во время наблюдений БМО в ноябре-декабре 1988 г. Сплошной линией изображены отсчеты, соответствующие степенному фиту с параметрами из табл. 3.2.

## ГЛАВА IV.

### СТАБИЛИЗАЦИЯ КОМПЛЕКСА МИР-КВАНТ

#### ПО ДАННЫМ РЕНТГЕНОВСКОГО ТЕЛЕСКОПА ТТМ

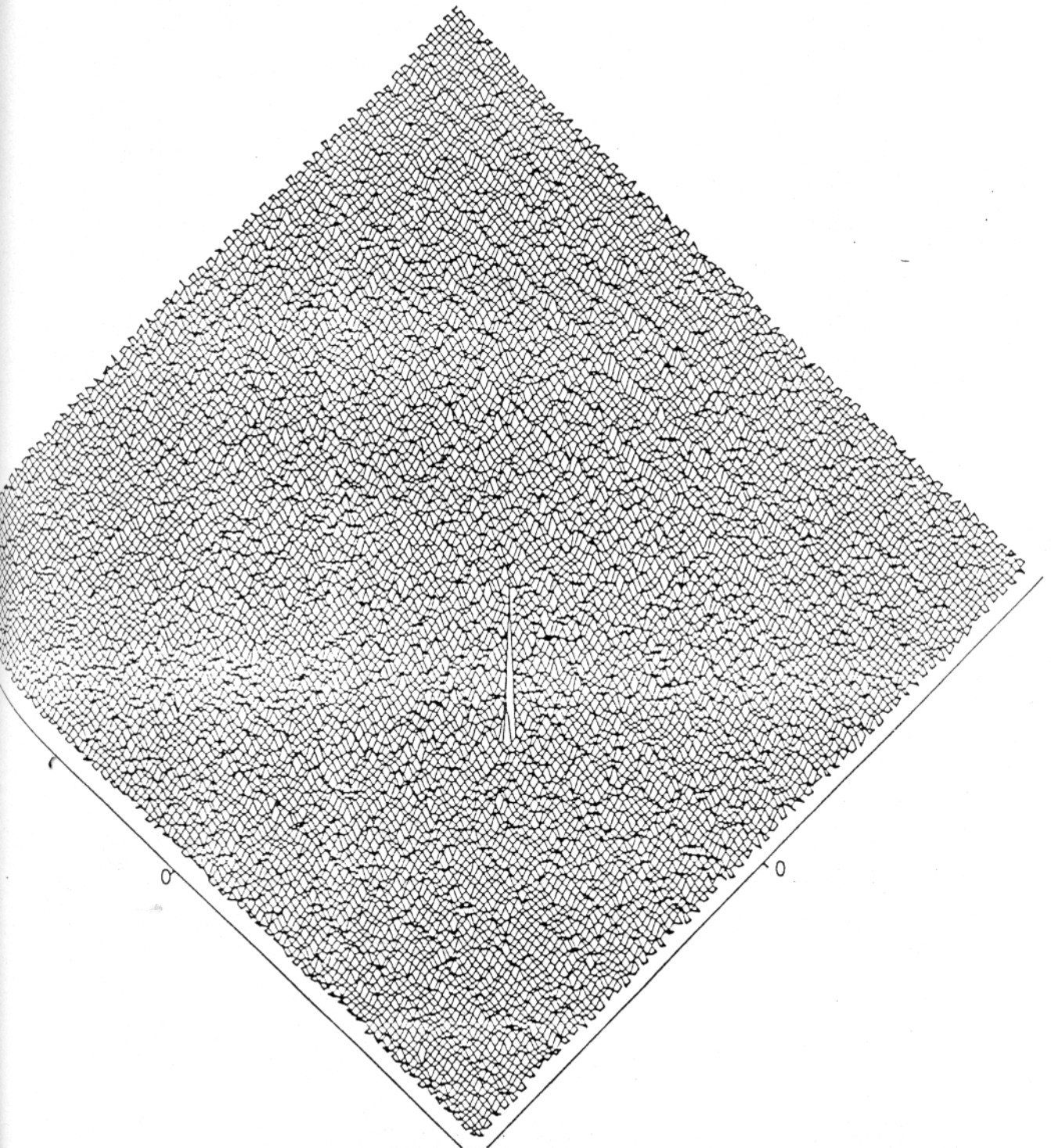
Международная обсерватория Рентген на модуле КВАНТ станции МИР успешно работает на орбите с июня 1987 года. За это время проведено более 1000 сеансов наблюдений различных рентгеновских источников (в том числе SN 1987A в Большом Магеллановом Облаке; см. Сюняев и др., 1987а,б). Сеанс наблюдения представляет собой время, в течение которого источник виден с модуля КВАНТ в ходе его движения на орбите вне радиационных поясов и геомагнитных аномалий. Продолжительность одного сеанса 15-25 мин. Наведение на источник осуществляется разворотом всего комплекса МИР-КВАНТ. Важным параметром, непосредственно влияющим на качество информации, получаемой всеми рентгеновскими приборами обсерватории, является точность стабилизации осей комплекса относительно выбранного направления в течение сеанса наблюдения источника. Стабилизация комплекса осуществляется электромеханическими гироскопами. Данные, полученные прибором ТТМ, позволили непосредственно убедиться в хорошей стабилизации комплекса: за ~20 мин наблюдений направление ориентации осей обсерватории удерживается с точностью ~2 угл. мин.

#### 4.1. Телескоп с теневой маской. Общие принципы.

Телескоп с кодирующей апертурой ТТМ позволяет строить изображение участка неба  $7.8 \times 7.8$  (полная ширина на полувысоте треугольной диаграммы направленности) (см. Рис. 4.1 и 3.1). Энергетический диапазон телескопа 2-32 кэВ. Размер ячейки изображения  $1.86$ . Основным методом восстановления изображений, получаемых телескопом с кодирующей апертурой является метод сбалансированных кроскорреляций (Скиннер и др., 1987). В этом случае изображение точечного источника может занимать не одну, а несколько ячеек (как правило,  $2 \times 2$  или  $3 \times 3$  ячейки), по которым распределяется полная интенсивность источника. Положение источника определяется как центр тяжести распределения интенсивности в этих ячейках. Ошибка в определении положения может быть меньше размера разрешающего элемента изображения ( $1.86$ ) и для ярких источников достигает  $\sim 0.2$ . На Рис. 4.2 показано распределение интенсивности по ячейкам изображения вдоль координаты Z телескопа (значение второй координаты фиксировано) для участка неба, содержащего источник Лебедь X-1 (наблюдения 18 июня 1987 года, экспозиция 877 с). Указан центр тяжести распределения и ошибка ( $3\sigma$ ) его определения.

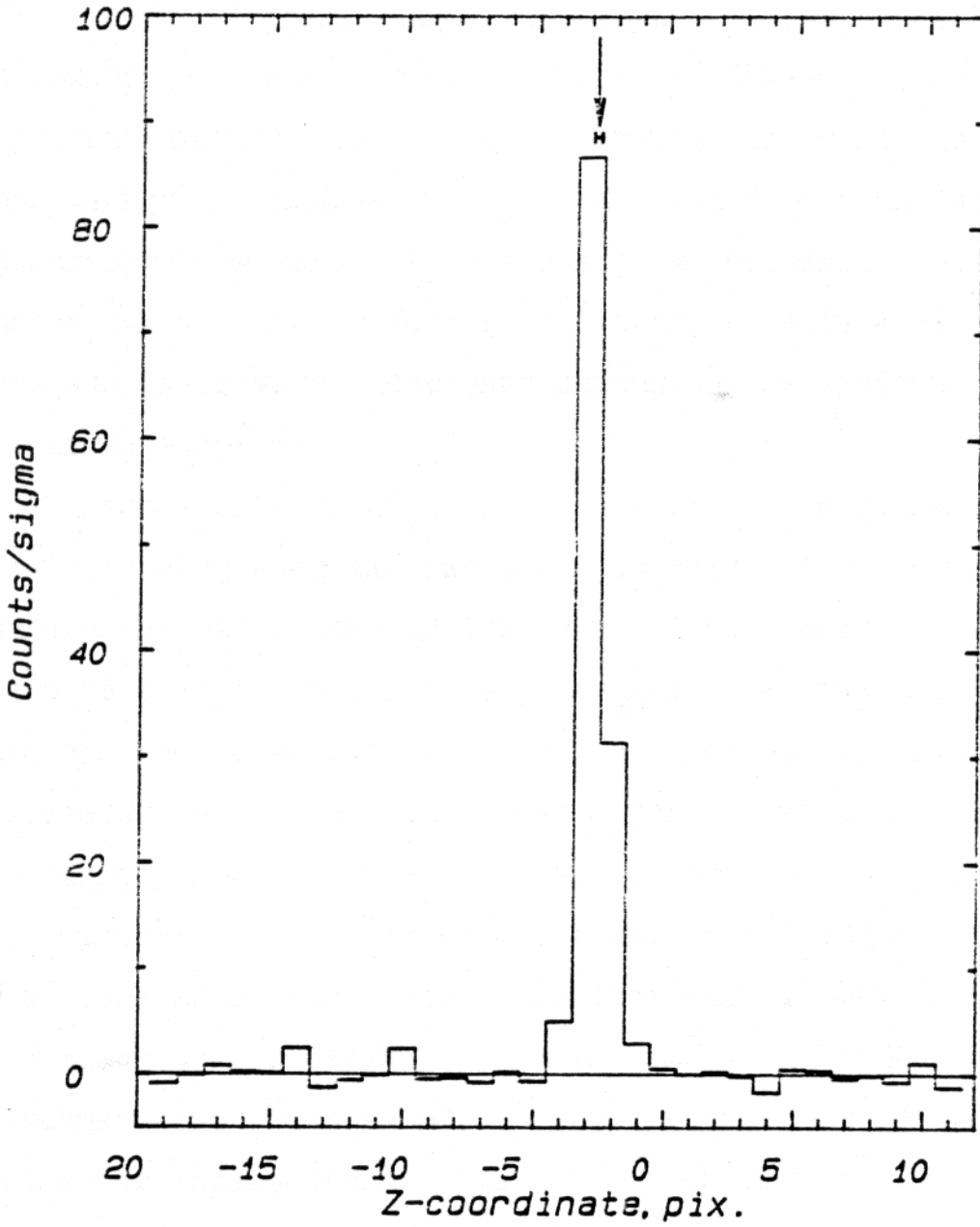
Как известно, большинство компактных рентгеновских источников входит в тесные двойные системы с достаточно яркими оптическими компонентами. Поэтому их местоположение на небе известно с точностью лучшей, чем 1 угл. сек. На Рис. 4.1 приведено изображение рентгеновского источника Лебедь X-1, полученное прибором ТТМ во время сеанса наблюдения 10 июня 1987 (экспозиция 750 с). Картина показывает, что источник находится на расстоянии  $1.6$  от центра поля зрения. Таким образом, зная положение источников в поле зрения телескопа и их истинное положение на небе, можно определить

Рис. 4.1





18.06.87 Cygnus X-1 Row X=1



Puc. 4.2

ориентацию осей телескопа и всего комплекса. В тех случаях, когда мы имеем в одном поле два достаточно ярких источника, наблюдения прибора ТТМ позволяют определить ориентацию комплекса по азимутальному углу  $\varphi$  в плоскости, перпендикулярной оси телескопа.

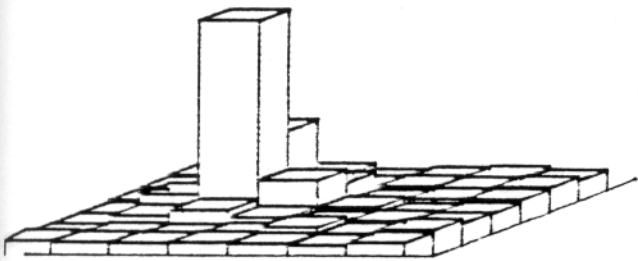
В том же поле, что и Лебедь X-1, прибор ТТМ зафиксировал источник 4U1954+31. Этот источник в  $\sim 10$  раз слабее, чем Лебедь X-1. На Рис. 4.3 а, б видно, насколько источник Лебедь X-1 сильнее возвышается над фоном, чем 4U1954+31. Для повышения чувствительности телескопа производилось сложение изображений, полученных в отдельных сеансах. На Рис. 4.3 показано возрастание значимости сигнала в ячейках изображения, соответствующих положению источников Лебедь X-1 (а) и 4U1954+31 (б) по мере увеличения времени наблюдения источника. Значимость источника при сложении возрастает  $\propto t_{\text{набл}}^{1/2}$ .

Рентгеновское изображение Большого Магелланового Облака (БМО), приведенное на Рис. 3.1, получено в результате 40000 с наблюдений БМО в августе 1987 года. Такое время наблюдения было накоплено за 12 дней работы телескопа, в течение которых было произведено 50 наведений на БМО. В среднем производилось восемь наведений в сутки. Во время этих сеансов ось обсерватории наводилась на различные точки в БМО. На Рис. 4.4 приведены восстановленные по экспериментальным данным направления наведения оси телескопа ТТМ. При этом источником информации являлось положение рентгеновских источников БМО X-1, БМО X-2 и БМО X-3 - ярчайших источников в БМО, поток от которых в 6-70 раз меньше, чем поток от Крабовидной Туманности. Видно, что последовательные сеансы наблюдений в течение одной ночи лежат на Рис. 4.4 достаточно

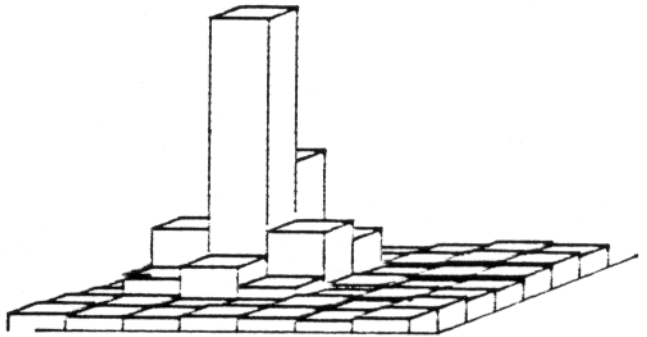
CYGNUS X-1

Puc. 4.3a

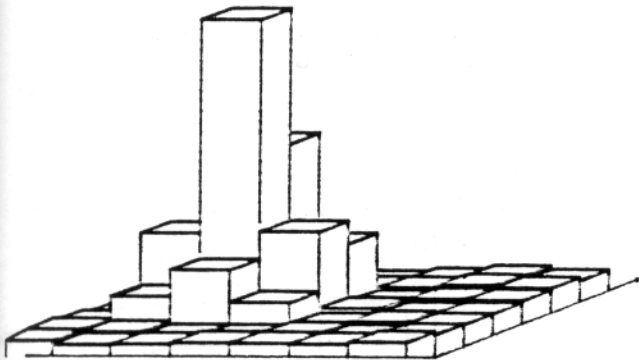
1 pixel = 1.86 arc min



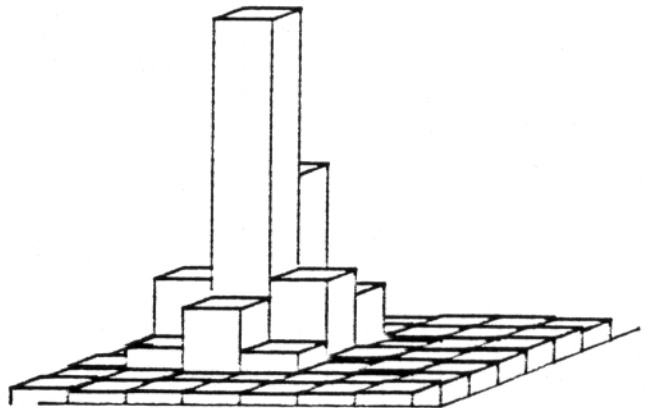
Exposure 863 sec.



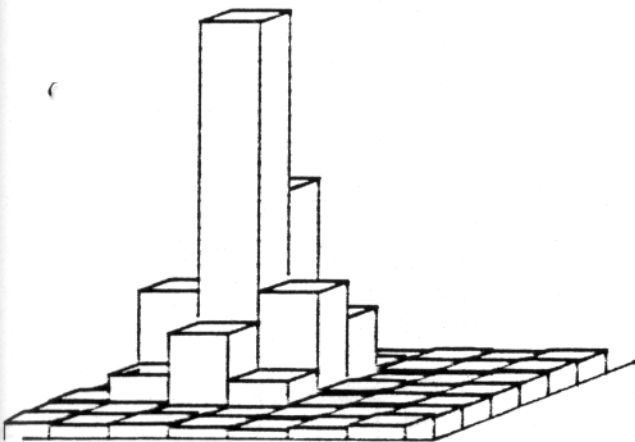
Exposure 1742 sec.



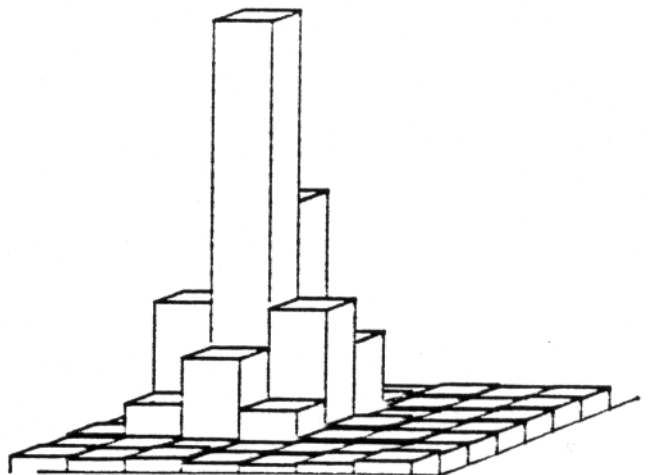
Exposure 2619 sec.



Exposure 3495 sec.



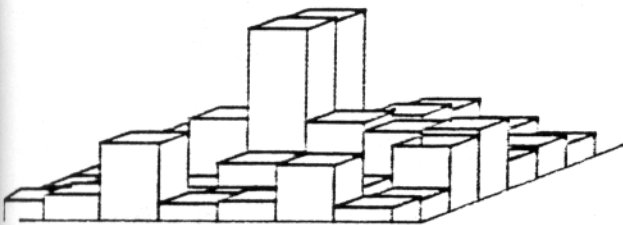
Exposure 4370 sec.



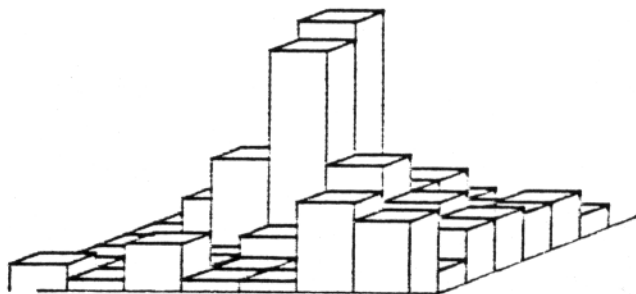
Exposure 5248 sec.

*Puc. 4.3a*

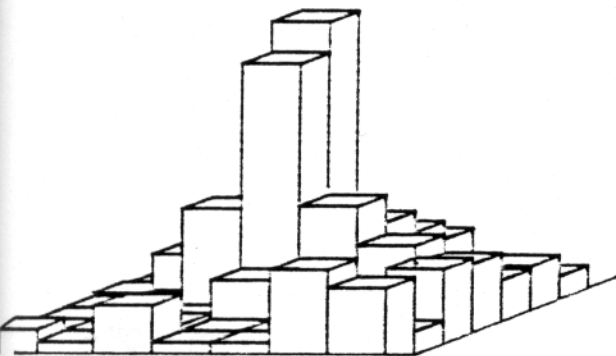
1 pixel = 1.86 arc min



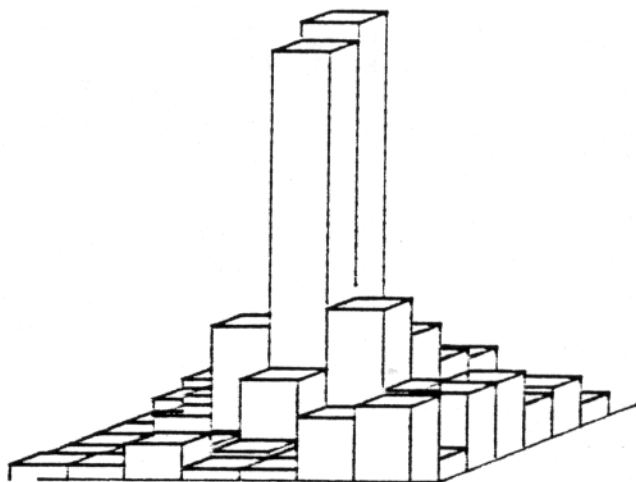
Exposure 863 sec.



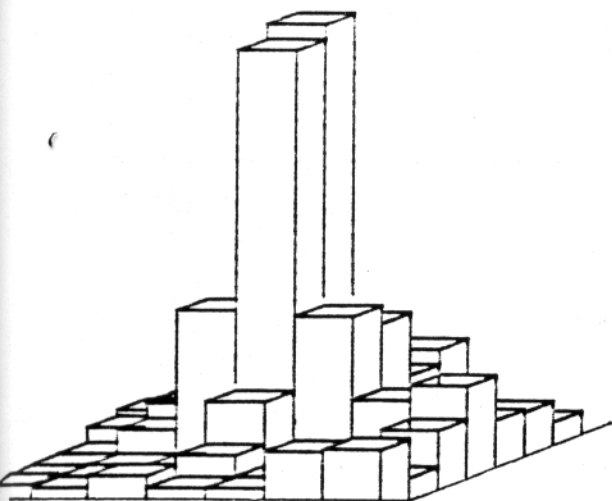
Exposure 1742 sec.



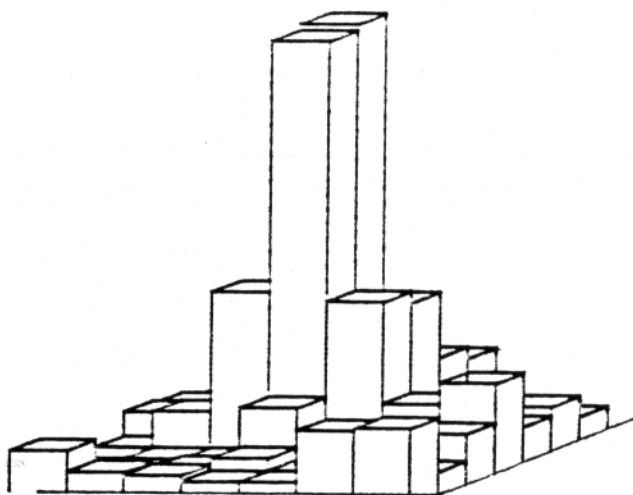
Exposure 2619 sec.



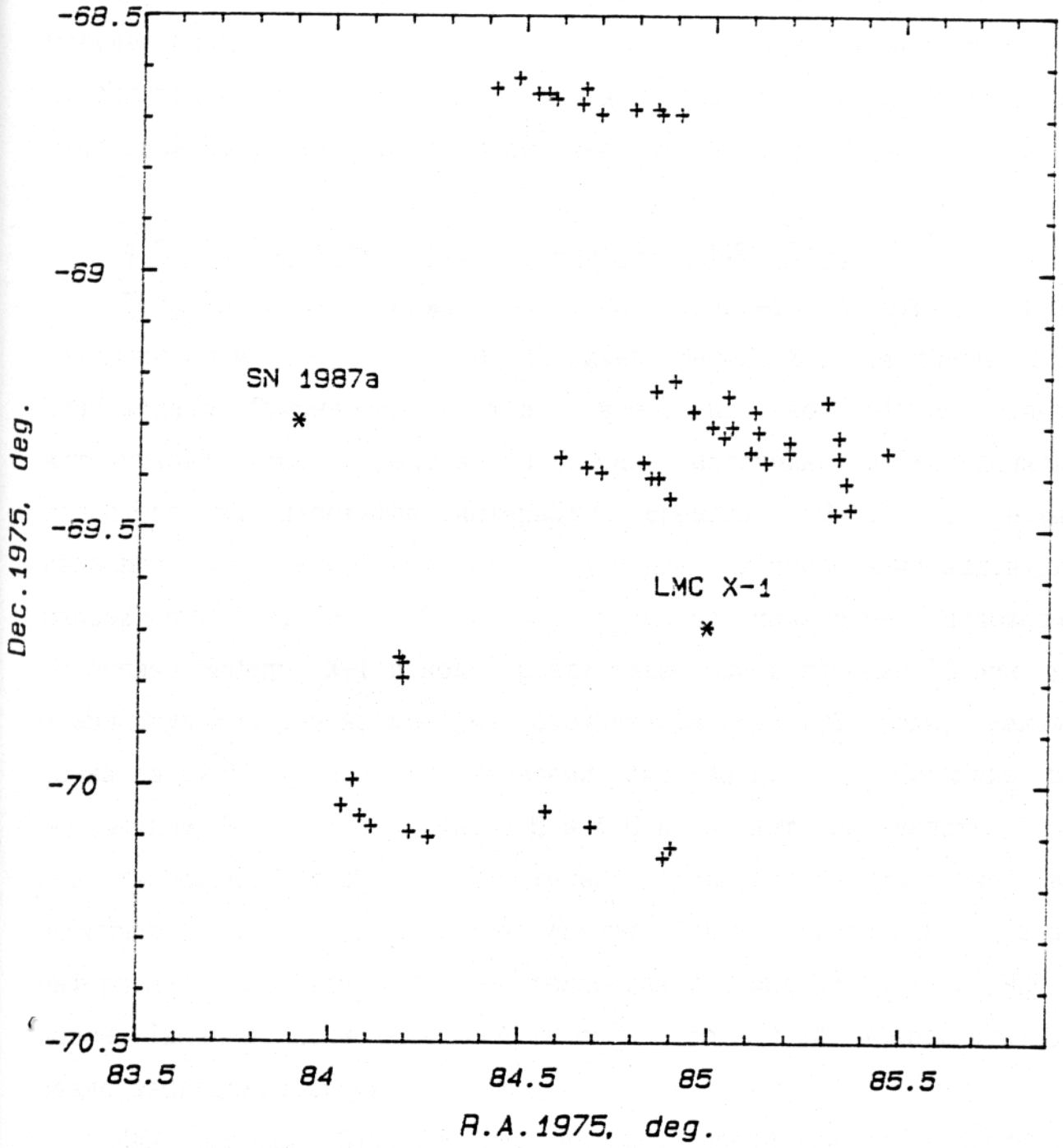
Exposure 3495 sec.



Exposure 4370 sec.



Exposure 5248 sec.



Puc. 4.4

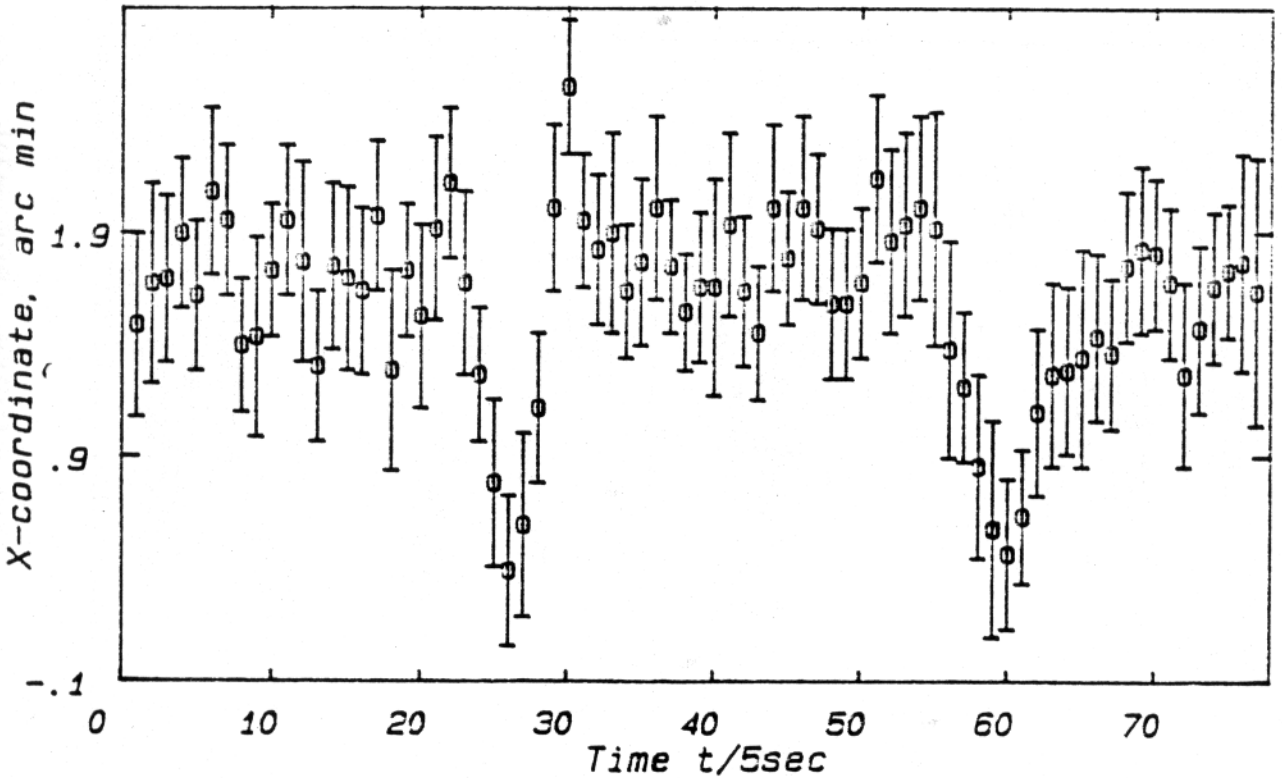
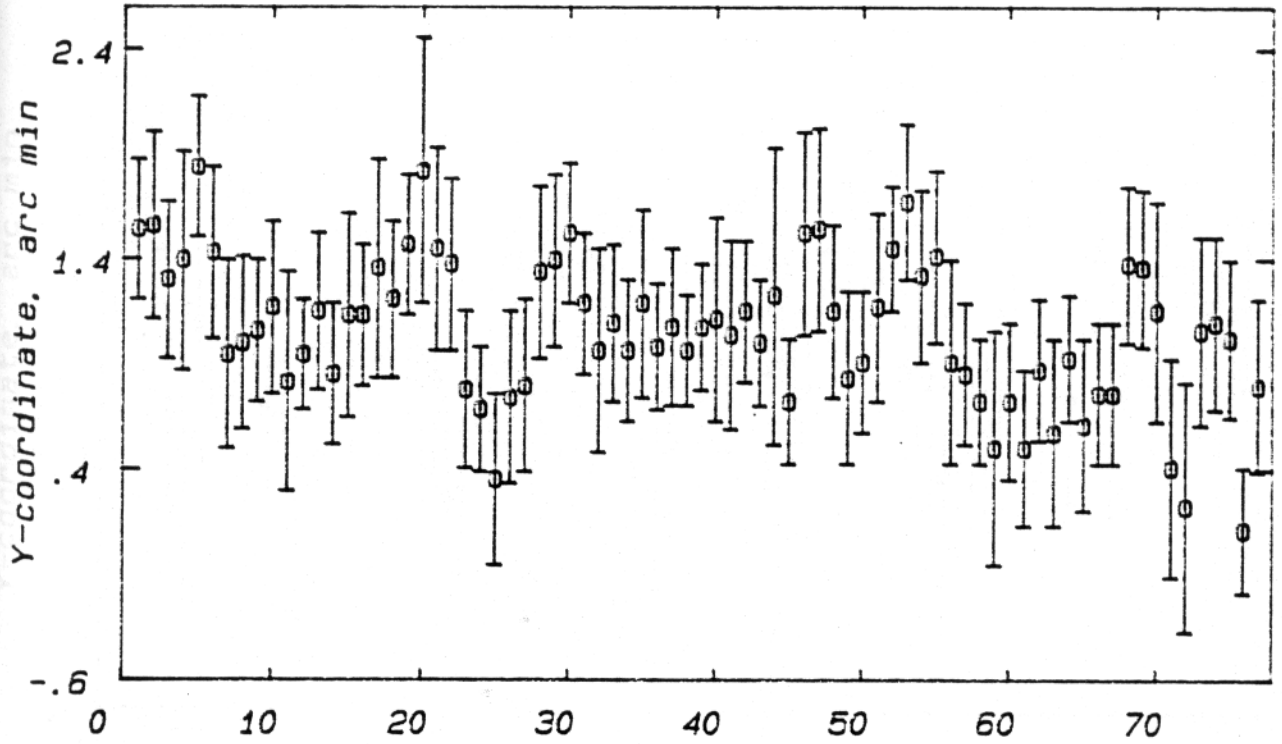
кучно, в пределах 20 угл. мин. Эта цифра близка к гарантированной международному коллективу рентгеновских астрономов в ходе первых переговоров по созданию международной обсерватории Рентген на модуле КВАНТ в начале 80-х годов. В то же время точность стабилизации осей телескопа в течение одного сеанса наблюдения оказалась почти на порядок выше, чем было обещано.

#### 4.2. Точность стабилизации комплекса МИР-КВАНТ.

Если в поле зрения телескопа попадает достаточно яркий источник (ярче 100-200 мКраб, например, Лебедь X-1, Скорпион X-1, Крабовидная Туманность и т.д.; всего на небе ~10-20 таких источников), то, определяя положение источника в координатах телескопа за небольшие интервалы времени ~5-10 с, можно непосредственно контролировать отклонение оси прибора от заданного направления. На Рис. 4.5 и 4.6 показано изменение положения источника Лебедь X-1 в поле зрения телескопа в течение 15 мин во время двух сеансов наблюдения источника 18 июня 1987 года. Каждая точка на рисунках получена за время экспозиции 5с. Слежение за источником Лебедь X-1 на Рис. 4.5 и 4.6 позволяет определить, как ось телескопа "ходит" относительно точного направления на источник. Таким образом, наблюдение ярких источников дает информацию о стабилизации осей телескопа и комплекса станции МИР в целом. Типичные колебания осей телескопа по каждой координате за сеанс наблюдения составляют  $\pm 1'$ .

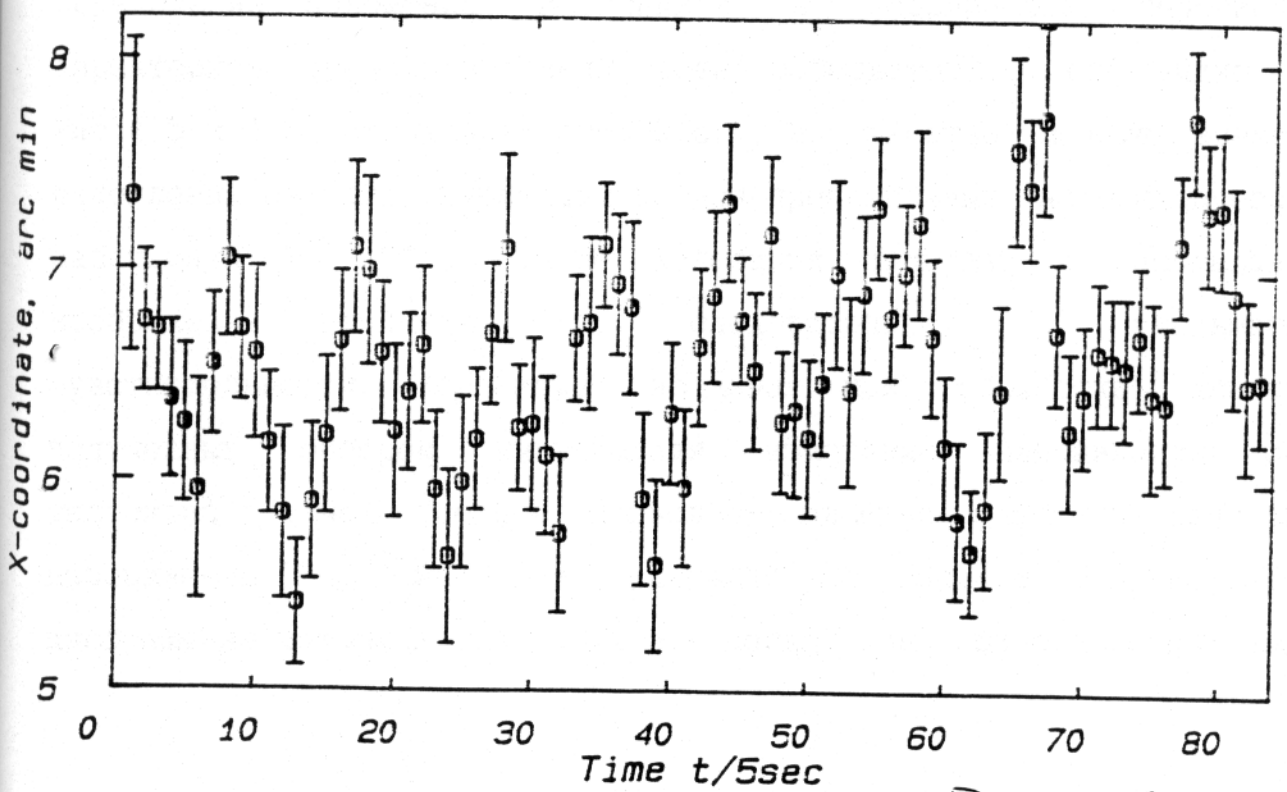
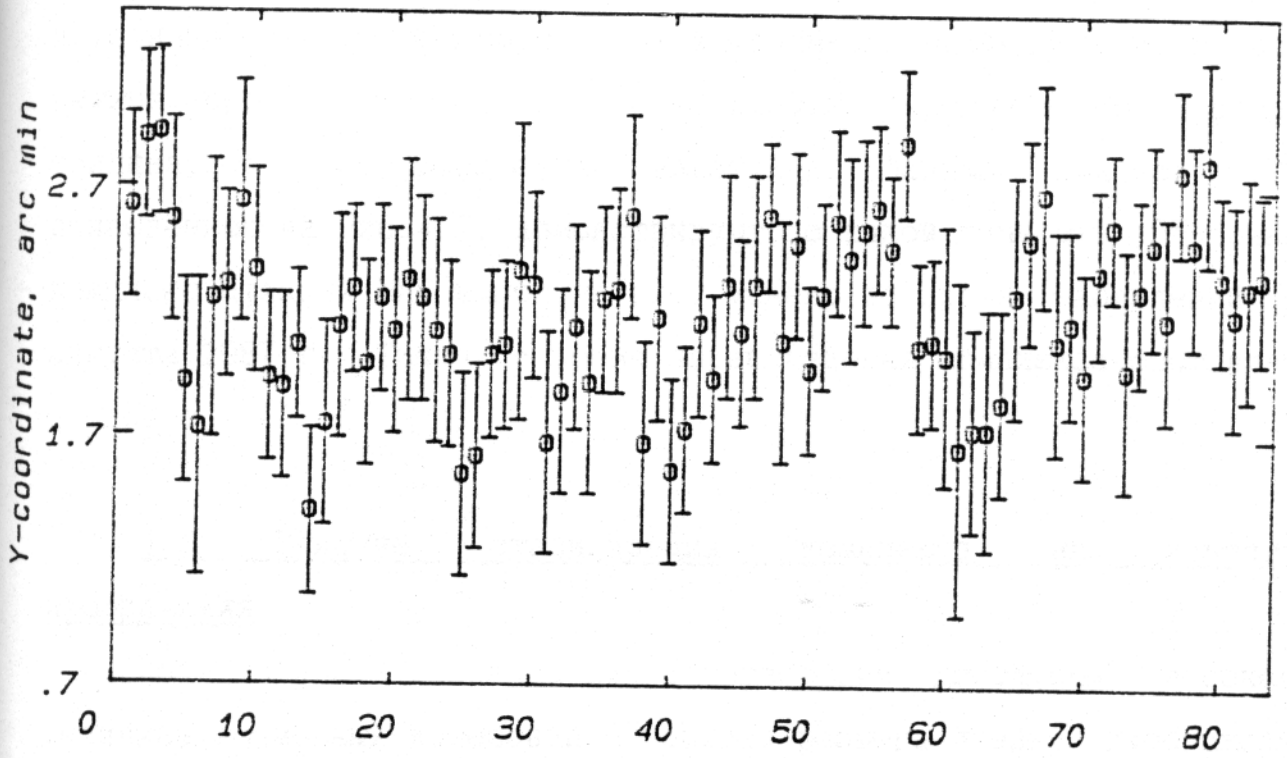
Для приборов Пульсар X-1 и ГСПС прецизионные наблюдения спектров от рентгеновских источников возможны лишь при сравнении потока, приходящего от источника (источник+фон) и потока от

SESSION 19 Cyg X-1 5 sec. portions



Puc. 4.5

SESSION 20    Cyg X-1    5 sec. portions



Puc. 4.6

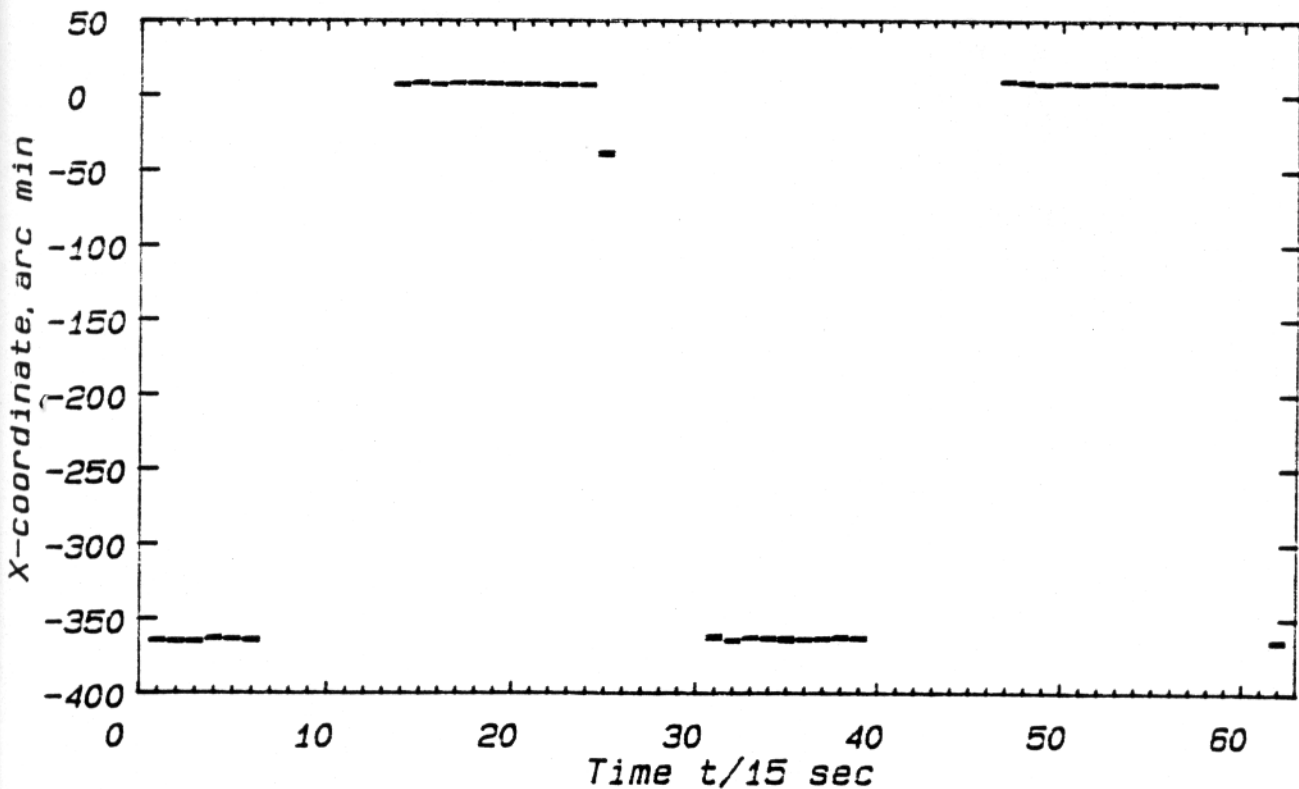
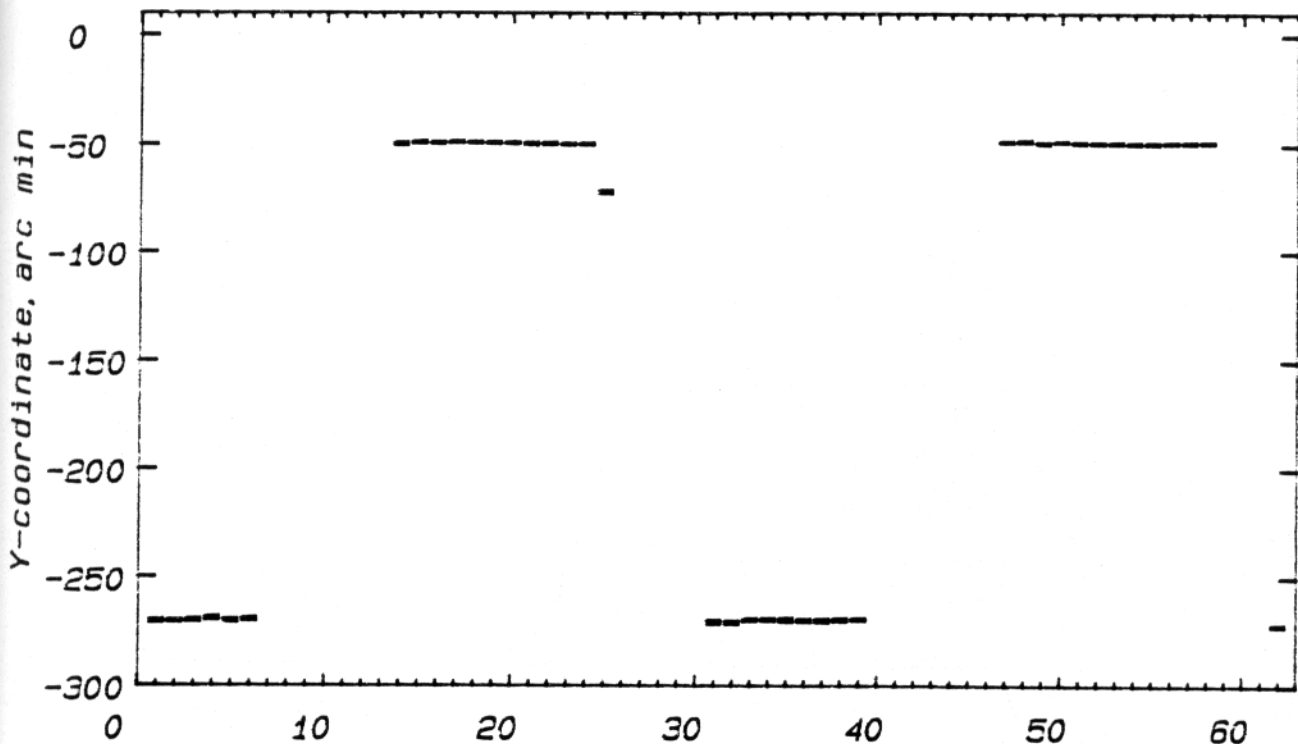


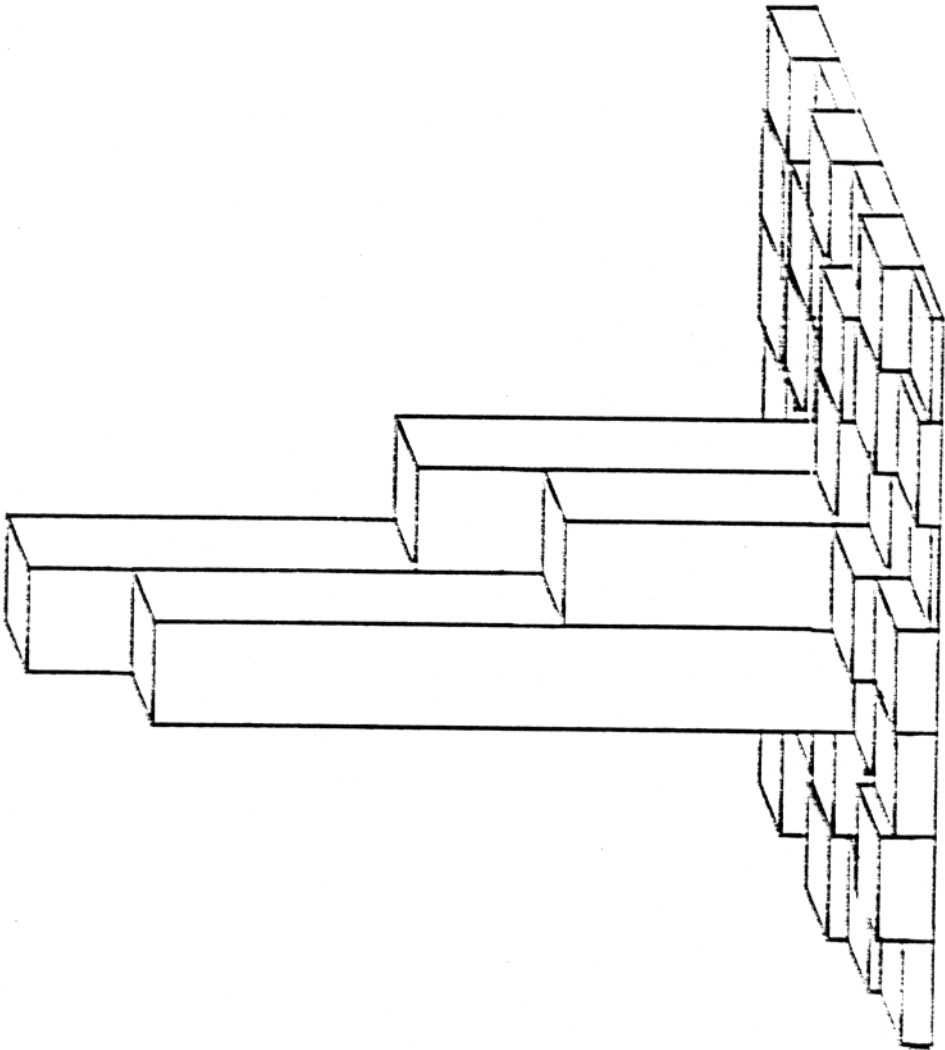
фоновой площадки (фон). Поэтому значительная часть наблюдений проходила в режиме попеременного наведения на источник и на фоновую площадку, находившуюся на угловом расстоянии в  $4^{\circ}$ - $12^{\circ}$  от источника и не содержащую ярких источников. Перенаведение в таком режиме производилось также при помощи гироскопов без затрат топлива, т.е. без включения двигателей. Данные прибора ТТМ, приведенные на Рис. 4.7, демонстрируют, с какой точностью 55-тонный комплекс станции МИР выполнял этот маневр во время наблюдений 17 августа 1987 г. Типичное время перенаведения комплекса составляет 90-100 с.

#### 4.3. Влияние стабилизации комплекса на качество изображения.

Хотя точность стабилизации обсерватории достаточно высокая, величина возможных колебаний - порядка размера ячейки изображения - в несколько раз превышает принципиально возможную точность определения положения источников в координатах телескопа. Характерное время колебаний осей обсерватории, как видно из Рис. 4.5 и 4.6, составляет 60-100 с, т.е. заметно меньше времени накопления сигнала, необходимого для прецизионных астрофизических наблюдений ( $10^3$ - $10^4$  с). Такие колебания приводят к расплыванию изображения источника и, следовательно, к уменьшению чувствительности. Коррекция, вводимая при обработке данных, полученных прибором, учитывающая изменение направления оси телескопа в течение сеанса, позволяет заметно улучшить качество изображения (Рис. 4.8а). Для сравнения на Рис. 4.8 б, в показано изображение источника в случае, когда ось прибора испытывает

SESSION 119 Cyg X-1 15 sec. portions





Pic. 4.8a

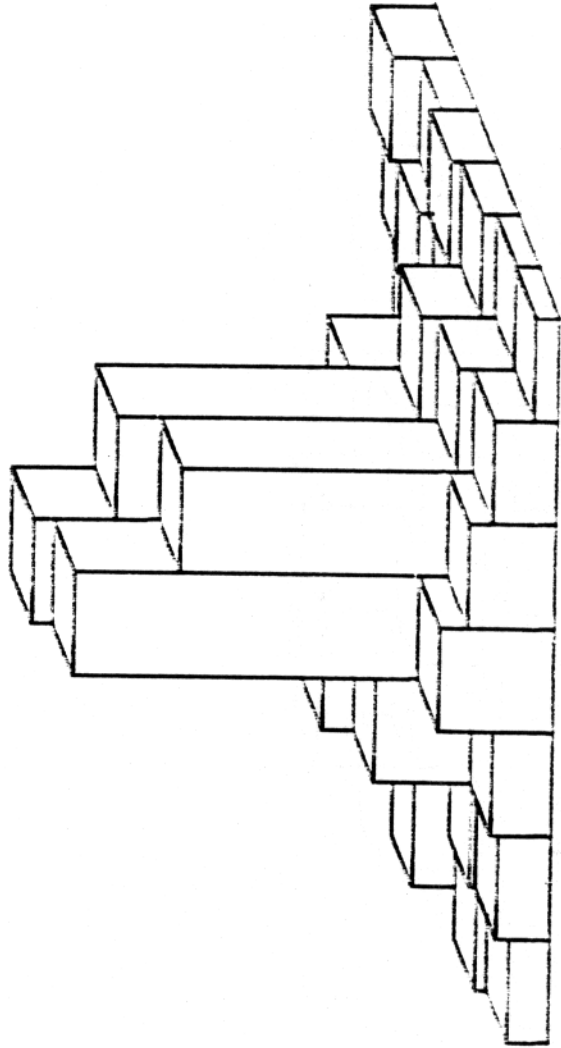


Рис. 4.8д

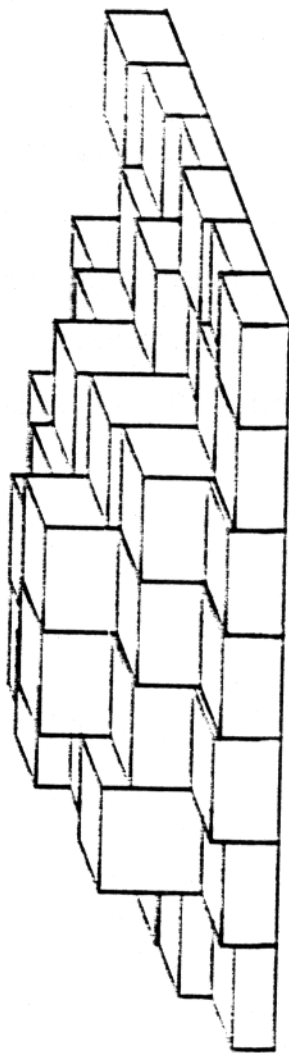


Рис. 4.88

случайные колебания около среднего положения с амплитудой 2' и 4' (результаты численного моделирования). Видно, что такие колебания, если их не учитывать при восстановлении изображения, приводят к расплыванию изображения источника в 1.5-2.5 раза и к падению чувствительности прибора в 2-6 раз.

Высокая точность стабилизации гигантского комплекса станция МИР - модуль КВАНТ - транспортный корабль Прогресс суммарной массой ~55 т явилась приятным сюрпризом для астрофизиков и дала возможность международной орбитальной обсерватории РЕНТГЕН на модуле КВАНТ значительно повысить чувствительность рентгеновских приборов.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ К ГЛАВЕ IV

Рис. 4.1 Изображение участка неба  $7.5 \times 7.5$  в диапазоне 2-32 кэВ вблизи источника Лебедь X-1, полученное прибором ТТМ 10 июня 1987 за 750 с наблюдений.

Рис. 4.2 Распределение интенсивности по ячейкам изображения вдоль координаты  $Z$  телескопа (значение второй координаты фиксировано) для участка неба, содержащего источник Лебедь X-1 (наблюдения 18 июня 1987 года, экспозиция 877 с.). Стрелкой указан центр тяжести распределения и ошибка ( $3\sigma$ ) его определения.

Рис. 4.3 Возрастание значимости сигнала в ячейках изображения, соответствующих положению источника Лебедь X-1 (а) и 4U1954+31 (б) по мере сложения изображений, полученных в отдельных сеансах наблюдений 18 июня 1987 г. Изображена площадка размером  $13 \times 13$  угл. мин. Масштаб по вертикальной оси на отдельных фрагментах рисунков одинаков (но различ. на рис. а и б).

Рис. 4.4 Ориентация комплекса во время наблюдения сверхновой 1987А в августе 1987 г. Кружками показаны наведения оси телескопа ТТМ.

Рис. 4.5 Изменение положения источника Лебедь X-1 в поле зрения телескопа ТТМ в течение 7 мин наблюдений 18 июня 1987 г. Каждая точка получена за время экспозиции 5 с. Положение источника указано в координатах телескопа, точка  $x=0$ ,  $y=0$  соответствует центру поля зрения. Приведена ошибка ( $1\sigma$ ) определения положения источника.

Рис. 4.6 То же, что и на Рис. 4.5, для другого сеанса наблюдений 18 июня 1987 г.

Рис. 4.7 То же, что и на Рис. 4.5, для сеанса 17 августа 1987 г. В течение сеанса было проведено два цикла перенаведения комплекса с площадки фона на площадку источника. Ошибки в определении положения источника не видны из-за большого масштаба по оси ординат.

Рис. 4.8 Изображение источника Лебедь X-1, полученное телескопом ТТМ во время сеанса наблюдений 18 июня 1987 г. за 880 с, откорректированное с учетом колебаний оси прибора (а). Размывание изображения источника при случайных колебаниях оси телескопа с амплитудой 2' (б) и 4' (в) (результат численного моделирования). Высота пиков пропорциональна количеству фотонов, попавших в данную ячейку изображения. Масштаб на всех трех рисунках одинаков.



## ГЛАВА V.

### УСКОРЕНИЕ ВРАЩЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ПУЛЬСАРА ГЕРКУЛЕС X-1.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИИ МОДУЛЯ "КВАНТ"

В АВГУСТЕ 1987 - ОКТЯБРЕ 1988 ГГ.

Наблюдения международной обсерватории РЕНТГЕН на модуле КВАНТ в августе 1987 г. обнаружили значительное уменьшение периода пульсаций рентгеновского источника Геркулес X-1 (Вогес и др., 1988). Дальнейшие наблюдения в 1988 г. подтвердили этот результат и позволили определить средний темп изменения периода  $P/P = (-5.8 \pm 1) \cdot 10^{-8} \text{ год}^{-1}$ . Сравнение данных КВАНТА с предыдущими наблюдениями показало, что 1984-1988 гг. Геркулес X-1 находился в режиме квазистационарного ускорения, подобного наблюдавшемуся в 1972-1978 гг.

#### 5.1. Наблюдения.

В августе 1987 - октябре 1988 гг. обсерватория РЕНТГЕН на модуле "Квант" провела несколько серий наблюдений рентгеновского пульсара Геркулес X-1. 13-15 августа 1987 г. было проведено 18 сеансов наблюдений общей продолжительностью 6600 с в режиме наведения на источник. Время наблюдения фона было в два раза больше. Циклограмма наблюдений состояла в наведении на точку фона в течение 4 мин, затем 4 мин наблюдался источник и повторялась процедура наведения на точку фона (см. гл. IV). Продолжительность сеанса составляла 12-15 мин. При перенаведениях осуществлялся

маневр всего комплекса станции "Мир". Переход от точки фона на источник продолжался около одной минуты. 21 мая 1988 г. было проведено два сеанса, 25 июля 1988 г. пять сеансов, а 7-9 октября - девять сеансов общей продолжительностью соответственно 500, 1140 и с в режиме наведения на источник (табл. 5.1).

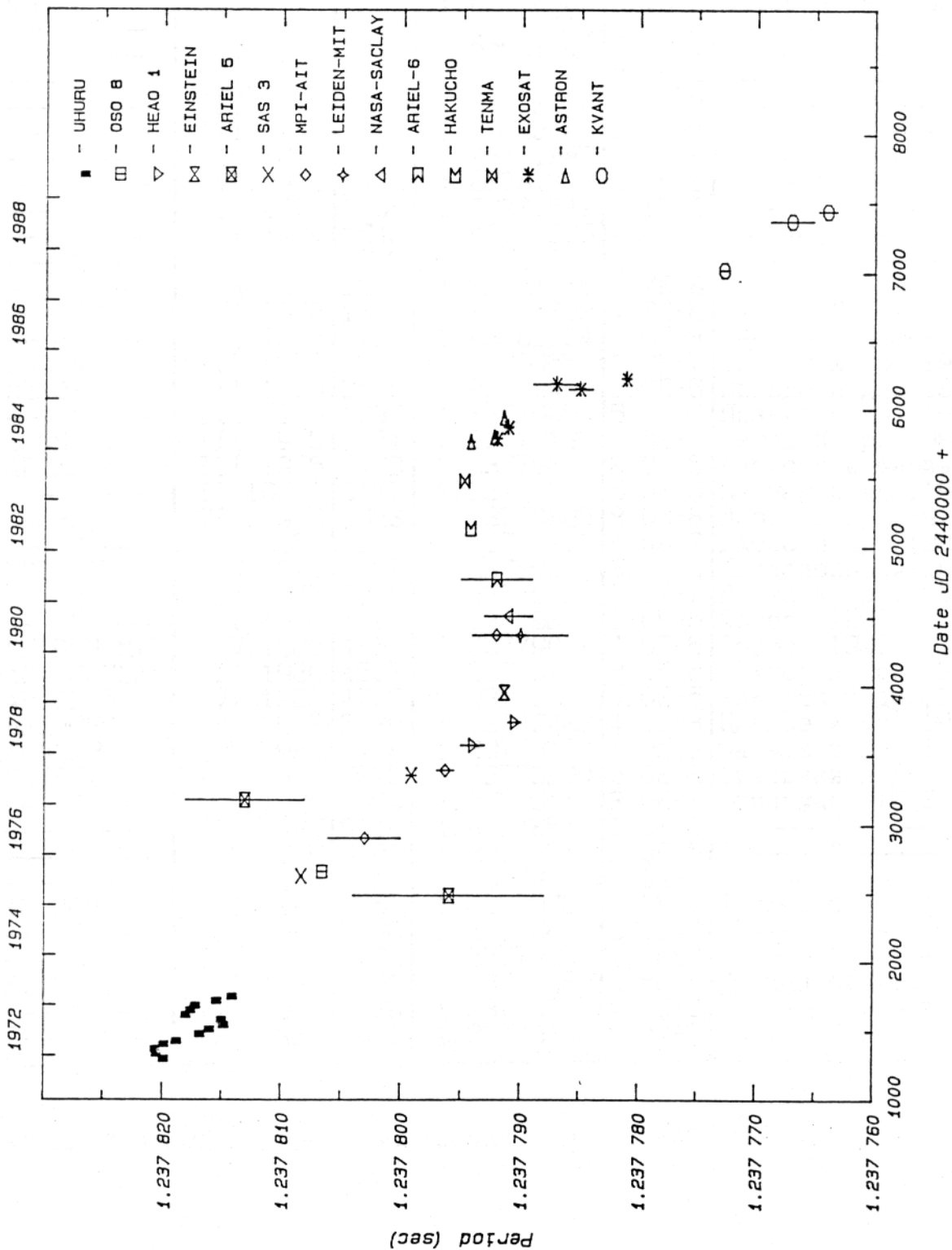
Таблица 5.1. Измерение периода пульсара Геркулес X-1 приборами обсерватории РЕНТГЕН в августе 1987 - октябре 1988 гг. Юлианские даты соответствуют дню начала наблюдений. Ошибки определения периода -  $3\sigma$  (уровень достоверности 99.8%)

Дата	JED	$\psi_{3\sigma}$	$T_{\text{набл.}}$ с.	Период (с)	
				ГЕКСЕ	ГСПС
13-15.08.87	2447021	0.3	6600	1.237 772 6 $\pm 0.000\ 000\ 8$	1.237 772 8 $\pm 0.000\ 000\ 5$
21.05.88	2447303	0.39	500	1.237 77 $\pm 0.000\ 04$	1.237 77 $\pm 0.000\ 06$
25.07.88	2447367	0.25	1140	1.237 767 0 $\pm 0.000\ 003\ 5$	1.237 767 $\pm 0.000\ 010$
7-9.10.88	2447441	0.27	1290	1.237 764 3 $\pm 0.000\ 000\ 6$	—————

### 5.2. Определение периода.

Для временного анализа использовались данные приборов ГЕКСЕ и ГСПС. Прибор ГЕКСЕ состоит из четырех детекторов типа "Фосвич" общей площадью 800 см<sup>2</sup> и диапазоном чувствительности 15-200 кэВ. В ходе наблюдений пульсара Геркулес X-1 прибор ГЕКСЕ работал в режиме с временным разрешением 25 мс. Газовый пропорциональный

сцинтилляционный счетчик ГСПС имеет площадь  $314 \text{ см}^2$ , он чувствителен в диапазоне 4-50 кэВ. Его временное разрешение составляло  $\sim 2.5$  мс в сеансах в августе 1987 г. и  $1.25$  мс - в мае-июле 1988 г. Результаты определения периода пульсара Геркулес X-1 приведены в табл. 5.1. При определении периода пульсаций использовались орбитальные параметры двойной системы из работы Дитера и др. (1981). Фаза 35-дневного цикла ( $\Psi_{35}$ ), приведенная в Табл. 5.1 приближенно определена по данным наблюдений обсерватории РЕНТГЕН. Ошибка в определении фазы составляет  $\sim \pm 0.05$ . Расчет фазы 35-дневного цикла с использованием периода  $P_{35} = 34^d.875$  и эпохи "включения" источника JD 2445753.0 (Огельман и др., 1985) дает значения фаз, отличающиеся на  $\sim +0.05$  от приведенных в Табл. 5.1. Полученные значения периода пульсара свидетельствуют о значительном ускорении вращения нейтронной звезды (рис. 5.1, табл. 5.2). Этот факт был отмечен нами ранее на основе наблюдений в августе 1987 г. (Огельман и др., 1988). Отметим, что полученные значения (Табл. 5.1) резко отличаются от периода  $P = 1.23593 \pm 0.00018$  с, определенного по наблюдениям в диапазоне сверхэнергичных лучей в 1986 г. (Ресванис и др., 1988). Наличие двух измерений периода, проведенных с достаточной точностью и разнесенных по времени более чем на год (Табл. 5.1), позволяет оценить скорость изменения периода пульсара:  $\dot{P}_0/P_0 = (-5.8 \pm 1) \cdot 10^{-9} \text{ год}^{-1}$ . Для сравнения приведем результат определения среднего  $\dot{P}_0$  по данным наблюдений, проведенных в 1972-1978 гг.:  $\dot{P}_0/P_0 = (-3.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-9} \text{ год}^{-1}$  (Дитер и др. 1981). В ходе 18 сеансов наблюдений в течении трех дней с 13 по 15 августа 1987 г. не было обнаружено заметных кратковременных изменений периода:  $\dot{P}_0/P_0 \leq 5 \cdot 10^{-9} \text{ год}^{-1}$ .



Puc. 5.1

Таблица 5.2. Результаты измерений периода рентгеновских пульсаций источника Геркулес X-1 в 1971-1988гг.

N	эксперимент	дата	JD <sup>a</sup>	Период, с	Ошибка	Ссылки
1	UHURU — " — — " — — " — — " — — " — — " — — " — — " — — " — — " —	XI. 1971	1261	1.23782064	5.1E-8	Дитер и др., 1981
		XII. 1971	1297	1.23782010	4.4E-8	— " —
		XII. 1971	1314	1.2378195	3.4E-7	— " —
		I. 1972	1331	1.23782058	7.0E-9	— " —
		II. 1972	1367	1.23782059	1.0E-8	— " —
		III. 1972	1402	1.23782000	8.0E-9	— " —
		IV. 1972	1436	1.23781887	3.0E-8	— " —
		VI. 1972	1472	1.23781702	2.1E-8	— " —
		VII. 1972	1506	1.23781547	1.1E-8	— " —
		VIII. 1972	1542	1.23781505	9.0E-9	— " —
		IX. 1972	1576	1.23781512	1.3E-8	— " —
2	OSO-8 HEAO-1 — " — EINSTEIN ARIEL-5 — " — SAS-3 — " — MPI-AIT — " — — " — LEIDEN-MIT NASA-SACLAY	VIII. 1975	2656	1.2378065	1.0E-7	Беккер и др., 1977
		II. 1978	3570	1.237794	1.0E-6	Правдо и др., 1978
		VIII. 1978	3737	1.2377905	5.1E-7	Правдо и др., 1979
		III. 1979	3951	1.23779133	1.0E-7	Дитер и др., 1981
		III. 1975	2483	1.237796	8.0E-6	Дависон и Фабиан, 77
		II. 1977	3177	1.237813	5.0E-6	Пармар и др., 1980
		VII. 1975	2623	1.23780825	8.0E-8	Джосс и др., 1977
		VII. 1977	3357	1.2377991	4.0E-7	Джосс и др., 1980
		V. 1976	2902	1.237803	3.0E-6	Кендзиорра и др., 77
		IX. 1977	3390	1.2377963	7.0E-7	Вогес и др., 1982
		V. 1980	4370	1.237792	1.0E-6	Вогес, 1985
8	ARIEL-6 HAKUCHO TENMA EXOSAT — " — — " — — " — — " — ASTRON — " — — " —	V. 1980	4368	1.237790	4.0E-6	Вогес, 1985
		IX. 1980	4507	1.237791	2.0E-6	Туллер и др., 1984
		VI. 1981	4767	1.237792	3.0E-6	Рикеттс и др., 1982
		VI. 1982	5136	1.23779422	4.0E-8	Нагазе и др., 1984
		V. 1983	5478	1.23779479	1.0E-8	Нагазе и др., 1984
		III. 1984	5779	1.23779200	5.0E-8	Огельман и др., 1985
		I. 1985	5864	1.2377911	3.0E-7	Огельман, 1988
		III. 1985	6145	1.237785	1.0E-6	— " —
		IV. 1985	6180	1.237787	2.0E-6	— " —
		V. 1985	6218	1.2377811	2.0E-7	— " —
		III. 1984	5761	1.2377973	3.0E-7	Шеффер и др., 1987
14	— " — — " — — " — — " —	IV. 1984	5798	1.2377923	2.0E-7	— " —
		VIII. 1984	5938	1.2377915	1.7E-7	— " —
		VIII. 1987	7021	1.2377728	2.5E-7	Данная работа
		VII. 1988	7368	1.237767	1.8E-6	— " —
15	— " — — " —	X. 1988	7441	1.2377643	6.0E-7	— " —

<sup>a)</sup> юлианская дата проведения наблюдений JD - 2 440 000

### 5.3. Профиль импульса

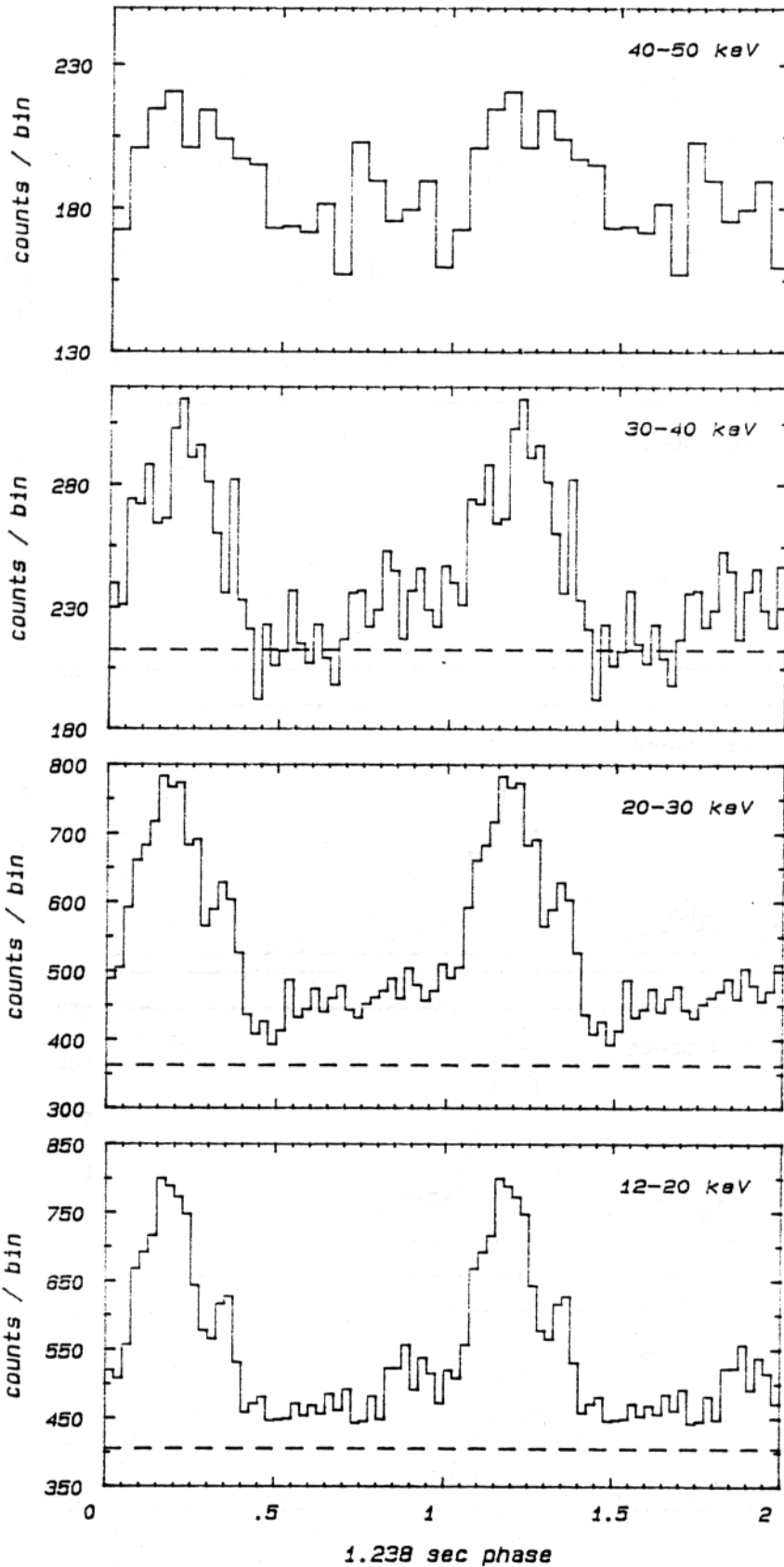
На рис. 5.2, 5.3 приведены профили импульса в различных энергетических диапазонах, построенные по данным прибора ГЕКСЕ, полученным 14-15 августа 1987 г. и 25 июля 1988 г. Отметим, что, несмотря на меньшую статистику, данные, полученные в июле 1988 г., фиксируют заметную пульсирующую компоненту на гораздо более высоких энергиях, чем измерения, проведенные в августе 1987 г. На рис. 5.4 показан профиль импульса излучения пульсара, полученный прибором ГСПС 25 июля 1988 г. Каналы 13-50 приблизительно соответствуют энергетическому диапазону 4-22 кэВ. Уровень фона, указанный на рис. 5.2-5.4, определялся как среднее значение фона в сеансах наблюдения источника, использованных для построения профиля импульса. Из-за систематического повышения уровня фона в конце каждого сеанса наблюдения определенное таким образом значение фона может отличаться от истинного уровня фона во время наблюдения источника на  $\sim \pm 30\%$ . Поэтому приведенные значения фона являются ориентировочными. Это особенно сильно сказывается на энергиях  $\geq 40$  кэВ, поэтому для этих энергий уровень фона не приведен.

### 5.4. Квазистационарные режимы ускорения и замедления.

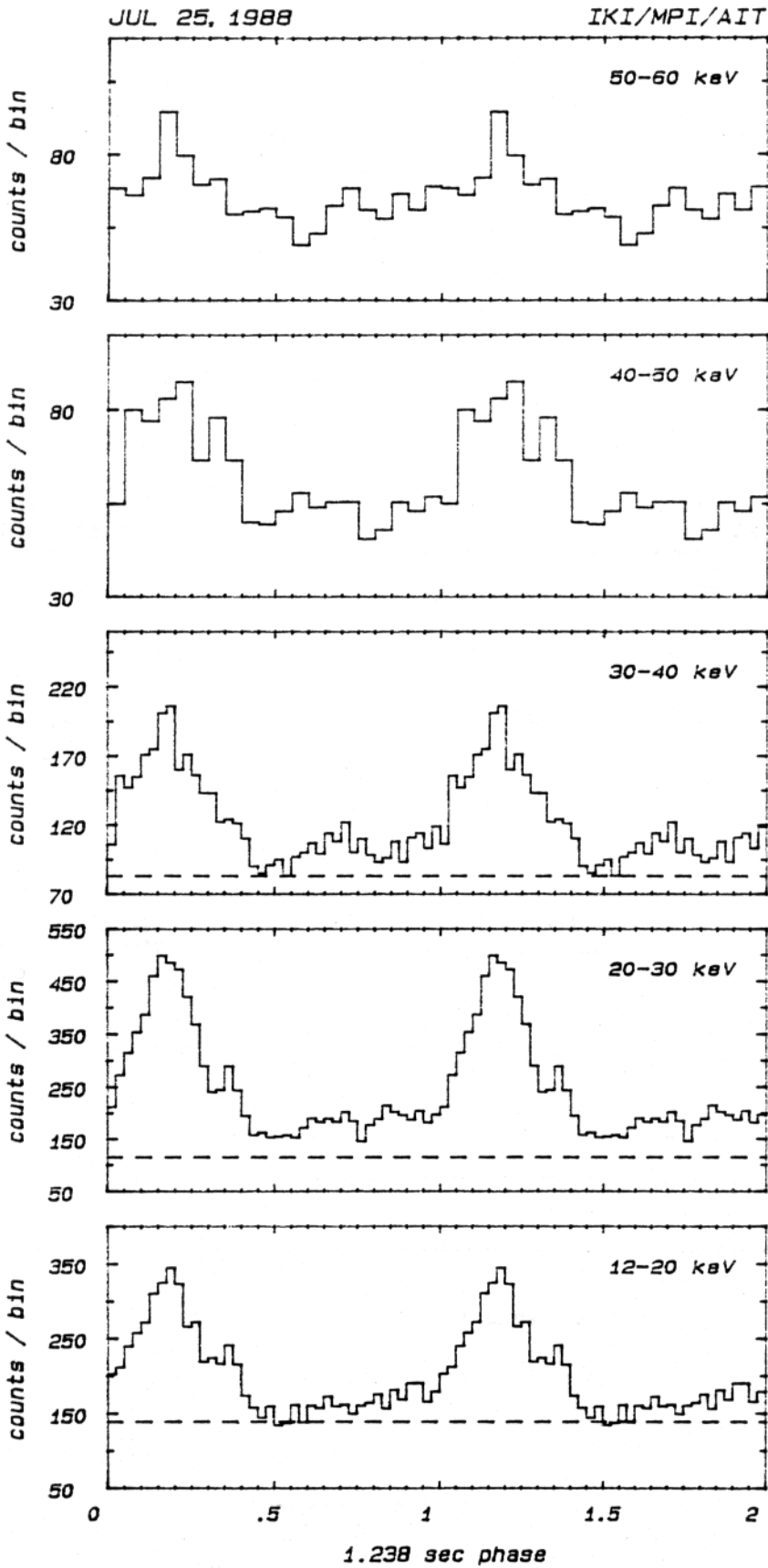
Полученное значение  $\dot{P}_0$  хорошо согласуется с результатами наблюдений обсерватории ЭКЗОСАТ в 1984 г.:  $\dot{P}_0/P_0 = (-5.1 \pm 2.5) \cdot 10^{-9}$  год<sup>-1</sup> (Огельман и др., 1985), полученными для временной базы 35 дней. Временная база данных "Кванта" близка к одному году, а время прошедшее с момента наблюдений ЭКЗОСАТА превышает 3 года.

AUG. 13-15, 1987

IKI/MPI/AIT

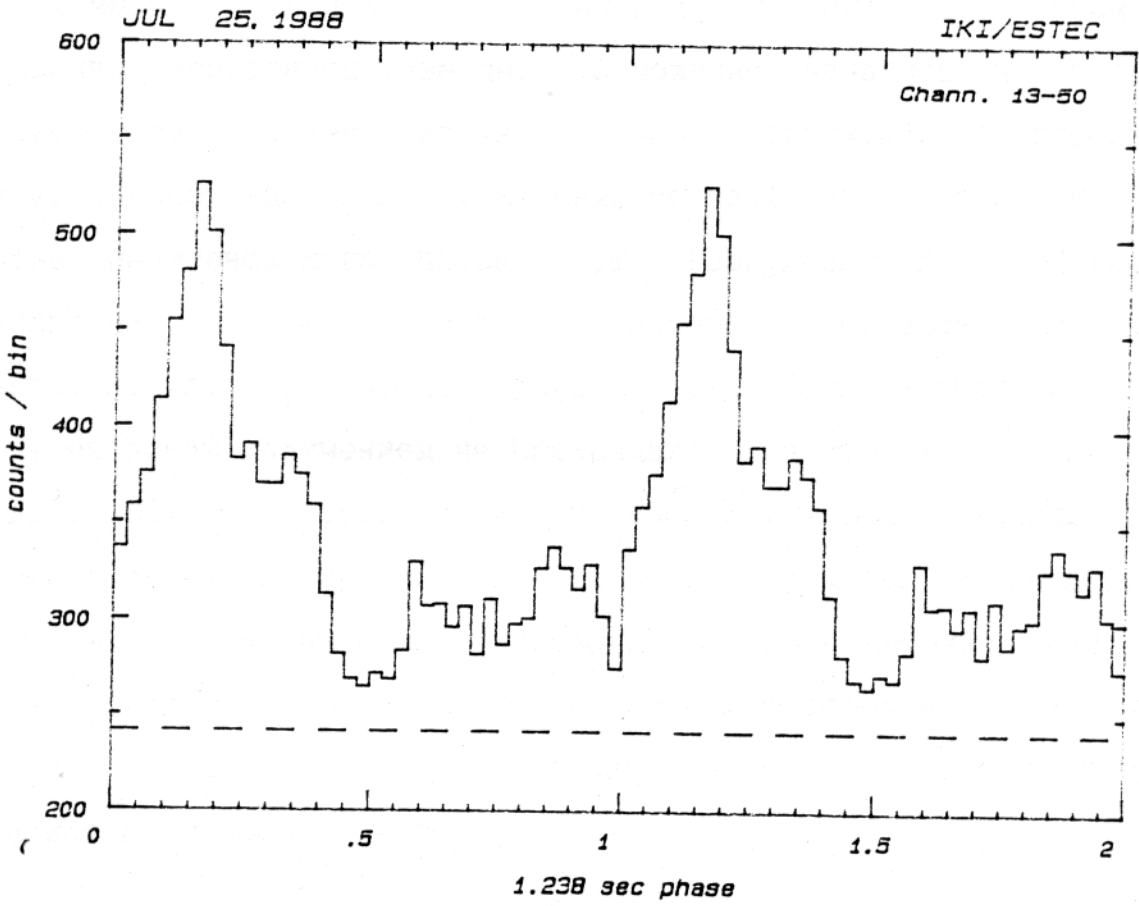


Puc. 5.2



Puc. 5.3





Puc. 5.4

Постоянство темпа ускорения вращения нейтронной звезды Геркулес X-1 за столь продолжительный период времени показывает, что в последние четыре года установился квазистационарный режим ускорения вращения, подобный режиму, имевшему место в 1972-1978 гг. Этот режим принципиально отличен от режима торможения вращения нейтронной звезды, имевшего место с 1978 по 1984 годы. Отметим, что выключение рентгеновского потока Геркулеса X-1 с июня 1983 г. по февраль 1984 г. (Циркуляр МАС N 3841; Шеффер и др., 1987), по-видимому, не являлось ни причиной, ни следствием торможения вращения нейтронной звезды. Торможение началось на пять лет раньше. Тем не менее, окончание режима торможения и переход на режим квазистационарного ускорения совпали с моментом появления вновь рентгеновского потока от Геркулеса X-1. Оптические наблюдения Hz Neg в период низкого рентгеновского потока свидетельствуют о том, что прогрев поверхности нормальной звезды рентгеновским излучением не прекращался (Делгадо и др., 1983; Томас и др., 1983), т.е. светимость Геркулеса X-1 и темп аккреции  $\dot{M}$ , если и менялись, то незначительно. Это может означать, что сравнительно небольшие изменения  $\dot{M}$  могут приводить к изменению геометрии диска и, как следствие, к исчезновению для нас рентгеновского источника, а также к переходу от квазистационарного режима торможения к квазистационарному ускорению.

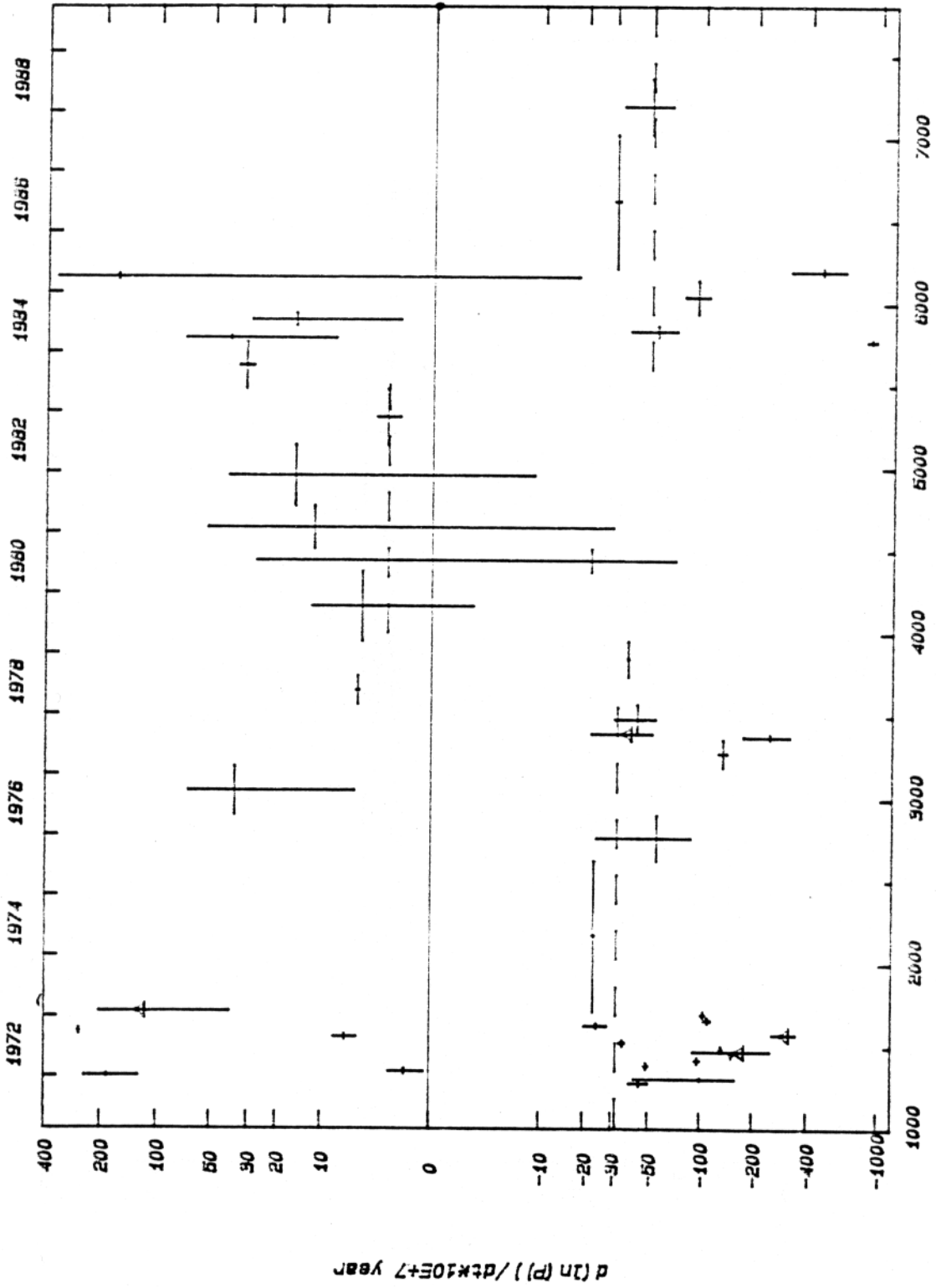
#### 5.5. Короткие этапы ускорения и замедления вращения.

Данные наблюдений со спутника Uhuru продемонстрировали немотонность изменения периода пульсара Геркулес X-1 в шкале порядка нескольких месяцев. Этот факт, на основе более полных

данных, отображен на рис. 5.5 и 5.6. Эти рисунки построены с использованием всей доступной информации об измерениях периода пульсара Геркулес X-1 за 1972-1988 гг. (таблица 5.2). Ускорение вращения определялось как отношение разности периодов в двух наблюдениях к интервалу времени между ними.

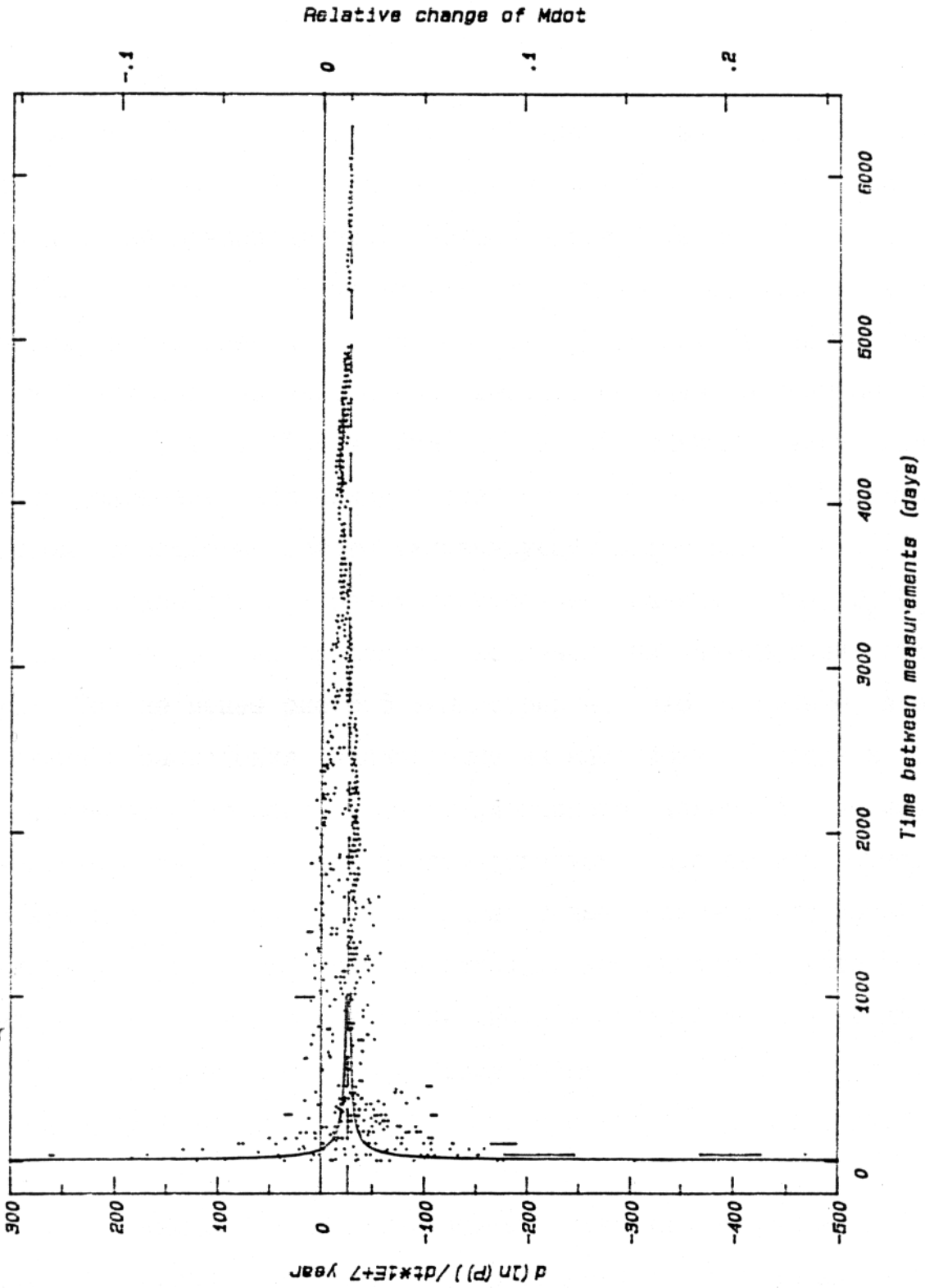
Масштаб оси ординат рис. 5.5 выбран следующим образом: при положительных  $\dot{P}/P$  откладывалась величина  $\lg(1+\tau_1 \cdot \dot{P}/P)$ , а при отрицательных  $\dot{P}/P$  откладывался  $-\lg(1-\tau_1 \cdot \dot{P}/P)$ , где  $\tau_1 = 3 \cdot 10^8$  лет. Такой выбор шкалы позволил существенно сжать рисунок. На рис. 5.6 представлена зависимость величины  $\frac{1}{P} \cdot \frac{\delta P}{\delta t}$  от  $\delta t$ , где  $\delta P$  - изменение периода между двумя измерениями, отстоящими на время  $\delta t$  друг от друга. График построен по совокупности всех пар точек, включенных в табл. 5.2 и результатам определения  $\frac{P}{\dot{P}}$  в отдельных наблюдениях со спутников UNURU, OSO-8, HEAO-1 и EINSTEIN (Дитер и др., 1981). Расстояние между двумя сплошными кривыми, проведенными на рис. 5.6 характеризует предсказываемую ошибку в определении  $\frac{1}{P} \cdot \frac{\delta P}{\delta t}$ , связанную со средней ошибкой в определении периода  $\langle \sigma(P) \rangle \sim 4 \cdot 10^{-7}$  с для индивидуальных наблюдений. Для некоторых точек показаны реальные ошибки в определении  $\frac{1}{P} \cdot \frac{\delta P}{\delta t}$ . Видно, что значительные флуктуации не являются результатом ошибок измерений.

Согласно рис. 5.5 и 5.6 наиболее короткие характерные времена изменения периода  $(\dot{P}/P)^{-1}$ , наблюдавшиеся в течение 1972-1978 гг., близки к  $3 \cdot 10^4$  лет. Как уже отмечалось выше, в течении трех дней в августе 1987 г. с КВАНТА также не было замечено быстрых изменений периода с характерными временами короче  $2 \cdot 10^4$  лет. В то же время отметим, что сравнение данных наблюдений спутников АСТРОН (Шеффер и др., 1987) и EXOSAT (Огельман и др., 1985) в марте 1984 г.



Date JD 2440000 + ...

Puc. 5.5



Plc. 5.6

приводит к рекордному значению темпа ускорения пульсара с характерным временем  $1.2 \cdot 10^4$  лет.

### 5.6. Обсуждение.

Как уже было замечено ранее (Сюняев и Шакура, 1977; Гош и Лэмб, 1979; Хенрикс, 1983), характерные времена квазистационарного ускорения нейтронной звезды, наблюдавшиеся в 1972-1978 и 1984-1988 гг. (~200-300 тыс. лет) более чем на порядок превышают времена ускорения и замедления, ожидаемые в простейшем варианте теории дисковой аккреции на нейтронные звезды с сильным магнитным полем (Прингл и Рис, 1972; Гош и Лэмб, 1979). В рамках такой простой картины ускорение нейтронной звезды  $\dot{P}/P \sim (10 \text{ тыс. лет})^{-1}$  связано с моментом, сообщаемым звезде аккрецирующим веществом  $T_0 \sim \dot{M} \cdot R_0^2 \cdot \Omega_K(R_0)$  ( $\dot{M}$  - темп аккреции,  $R_0$  - радиус внутренней границы диска,  $\Omega_K(R_0)$  - угловая скорость кеплеровского вращения на внутренней границе диска). Тем не менее рис. 5.5 демонстрирует что типичные времена ускорения и замедления, наблюдаемые на масштабах  $\leq 1$  года в 10-20 раз превышают времена квазистационарного изменения периода и оказываются близкими к предсказываемым простейшей теорией. Замечательно при этом, что характерные времена ускорения и замедления периода оказываются близкими друг к другу, хотя физика замедления требует сильной связи диска и магнитосферы и включения механизмов отвода момента веществом диска.

На основе анализа рис. 5.1, 5.5 и 5.6 можно сделать следующие выводы:

1) В каждый отдельный момент времени величина  $\dot{P}/P$  не находится вблизи значения соответствующего квазистационарному

режиму, а испытывает случайные колебания, принимая положительные и отрицательные значения, близкие по порядку абсолютной величины к  $\dot{P}/P \sim (10^4 \text{ лет})^{-1}$ .

2) При увеличении рассматриваемого масштаба времени до  $\sim 5-10$  лет диапазон возможных значений  $\dot{P}/P$  уменьшается: в среднем нейтронная звезда испытывает квазистационарное ускорение с характерным временем  $\sim 200-300$  тыс. лет.

Такое поведение  $\dot{P}/P$  нейтронной звезды можно объяснить в рамках предположений, выдвинутых в ряде работ (см., например, Сюняев и Шакура, 1977; Лэмб и др., 1978; Гош и Лэмб, 1979): для звезды с заданными значениями периода вращения и магнитного момента существует такое значение темпа аккреции  $\dot{M} = \dot{M}_0$ , при котором угловой момент приносимый падающим веществом, компенсируется отводом момента диском (например за счет взаимодействия магнитосферы звезды с аккреционным диском, см. Гош и Лэмб, 1979). Отклонение  $\dot{M}$  от  $\dot{M}_0$  приводит к ускорению или замедлению вращения нейтронной звезды. Другими словами, нейтронная звезда скорее всего вращается с частотой коротации, т.е. с частотой близкой к кеплеровской на границе диска и магнитосферы. Местоположение границы между диском и магнитосферой зависит от темпа аккреции  $\dot{M}$ . Отклонение темпа аккреции от среднего  $\dot{M}_0$  приводит к сдвигу границы, изменению частоты коротации и ускорению или замедлению вращения нейтронной звезды. Тем не менее при постоянном в среднем темпе аккреции в среднем звезда находится вблизи периода коротации. В линейной теории, вблизи точки равновесия,  $\frac{\dot{P}}{P} = -\frac{\dot{M} - \dot{M}_0}{\tau \dot{M}_0}$ , где  $\tau \sim \frac{2\pi \cdot I_{NS}}{T_0 \cdot \dot{P}}$ ,  $I_{NS}$  - момент инерции

нейтронной звезды. В этом случае, зная величину  $\dot{P}/P$  можно оценить типичные относительные отклонения  $\dot{M}$  от равновесного значения (рис. 5.6, правая шкала; при расчете использовались параметры нейтронной звезды из работы Гоша и Лэмба, 1979).

Рис. 5.6 демонстрирует, что в среднем за 10-15 лет  $\dot{M}$  отклоняется от равновесного значения на  $\sim 1\%$ . Это отклонение может быть результатом долгопериодических флуктуаций  $\dot{M}$ . Альтернативная возможность заключается в том, что квазистационарное ускорение нейтронной звезды отражает эволюцию нормальной звезды Hz Her двойной системы, включающей пульсар (Сюняев и Шакура, 1977; см. также Савонье 1978, 1979; Хенрикс, 1983). В рамках этой гипотезы большой интерес представляют дальнейшие наблюдения Геркулеса X-1, которые позволят установить, не является ли переход к режиму длительного торможения повторяющимся явлением. Важно отметить, что торможение было гораздо менее эффективным чем длительное ускорение и не смогло вывести период на уровень 1972 г. За 16 лет наблюдений период рентгеновского пульсара заметно уменьшился.

Из рис. 5.6 видно также, что величина  $\delta\dot{M}/\dot{M}$  максимальна на минимальных временных масштабах, присутствующих на рисунке ( $\sim 1$  дня) и достигает  $\delta\dot{M}/\dot{M} \sim 20-40\%$ . Отметим, что из-за вариаций в течение 35-дневного цикла и сильной переменности оптической кривой блеска невозможно заметить отлчия в светимости, связанные с  $\delta\dot{M}$ . В то же время изменения толщины диска, связанные с  $\delta\dot{M}$  могут заметно изменить поведение оптической кривой блеска вблизи минимума, где большую роль играет переизлучение диском. Большой интерес представляет поведение  $\delta\dot{M}/\dot{M}$  на масштабах  $\leq 1$  дня. Важнейшей задачей дальнейших наблюдений является продолжение поиска



экстремумов характерных времен  $(\dot{P}/P)^{-1}$  ускорения и замедления нейтронной звезды. Особенно важно проследить изменения периода в течение 35-дневного цикла.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ К ГЛАВЕ V

Рис. 5.1 Результаты наблюдений периода рентгеновских пульсаций источника Геркулес X-1 в 1972-1988 гг. Указанные ошибки соответствуют уровню  $1\sigma$ . Обозначения и ссылки приведены в табл. 5.2.

Рис. 5.2 Профили импульса рентгеновского излучения источника Геркулес X-1 в различных энергетических диапазонах. Штриховой линией указан приближенный уровень фона ?см. замечание в тексте%. Данные наблюдений прибора ГЕКСЕ 14-15 августа 1987 года.

Рис. 5.3 То же, что и на Рис. 5.2 для наблюдений прибора ГЕКСЕ 25 июля 1988 года.

Рис. 5.4 То же, что и на Рис. 5.2 для наблюдений прибора ГСПС 25 июля 1988 года.

Рис. 5.5 Темп ускорения нейтронной звезды, вычисленный по парам последовательных наблюдений из табл. 5.2. Треугольниками показаны значения  $\dot{P}/P$ , определенные спутниками UNURU и OSO-8 за единичные наблюдения (Дитер и др., 1981). Штриховой линией показаны темпы квазистационарного ускорения и замедления на отдельных участках рис. 5.1.

Рис. 5.6 Темп изменения периода  $\frac{1}{P} \cdot \frac{\delta P}{\delta t}$  в зависимости от интервала времени между измерениями. Используются всевозможные пары точек из табл. 5.2, а также значения  $\dot{P}/P$ , определенные за единичные наблюдения спутниками UNURU, OSO-8, HEAO-1 и EINSTEIN (Дитер и др., 1981). За пределы рисунка выпала точка  $\frac{1}{P} \cdot \frac{\delta P}{\delta t} = -889 \pm 51$ ,  $\delta t = 17.4$  дня, полученная по результатам определения периода спутниками ASTRON и EXOSAT в марте 1984 г. Штриховой линией показано среднее значение  $\frac{1}{P} \cdot \frac{\delta P}{\delta t}$ . Расстояние между сплошными линиями равно ошибке вычисления  $\frac{1}{P} \cdot \frac{\delta P}{\delta t}$ , связанной со средней ошибкой в определении  $P$ . На правой шкале отложены относительные отклонения  $M$  от равновесного значения, полученные в рамках линейной теории (см. в тексте).

## ГЛАВА VI

### НАБЛЮДЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ПУЛЬСАРА СЕН X-3 ПРИБОРАМИ ОБСЕРВАТОРИИ РЕНТГЕН.

Пульсирующее, с периодом  $\sim 4.8$  сек., рентгеновское излучение от источника Сен X-3 было открыто в 1971 году при наблюдениях со спутника UNURU (Джаконни и др., 1971). Это был первый рентгеновский пульсар, обнаруженный в двойной звездной системе. Синусоидальные, 2.1 дня, вариации периода рентгеновских пульсаций, связанные с эффектом Доплера, вследствие орбитального движения нейтронной звезды вокруг нормальной компоненты, убедительно продемонстрировали двойную природу источника (Шрейер и др., 1972). Анализ кривых блеска в оптическом и рентгеновском диапазоне позволил определить массы компонент двойной системы (Авни и Бакал, 1974):  $m_{\text{optical}} = 16.5-18.5 M_{\odot}$  (звезда спектрального класса O, Кржеминский, 1974) и  $m_x = 0.6-1.1 M_{\odot}$ . В настоящее время пульсар Сен X-3, наряду с Нег X-1, является одним из наиболее изученных рентгеновских пульсаров. Рентгеновский поток от источника сильно варьируется в зависимости от орбитальной фазы (Паундс и др., 1975). Наблюдаются затмения рентгеновского излучения нормальной компонентой (Шрейер и др., 1972; Паундс и др., 1975) продолжительностью  $\pm 0.11$  по фазе. Помимо этого наблюдается чередование высоких (с потоком  $\sim 250$  ед. ухуру) и низких (с потоком  $\sim 10$  ед. ухуру) состояний источника с возможной периодичностью  $\sim 27^d$  (Честер, 1977).

Ниже приведены результаты наблюдений пульсара Сен X-3 телескопом ТТМ на модуле КВАНТ в январе-феврале 1989 года.

### 6.1 Определение периода.

В начале 1989 года обсерватория РЕНТГЕН провела четыре серии наблюдений рентгеновского пульсара Cen X-3. Даты наблюдений приведены в таблице 6.2. Наблюдения 24 января проводились в режиме качаний станции (см. раздел 4), в остальные дни - в режиме постоянного наведения на источник. Общее время наблюдения источника составило  $\sim 10000$  с. Во время одного из сеансов наблюдения 5 февраля источник находился в состоянии затмения, поток от него не превышал 2 мкРаб (3 $\sigma$  верхний предел). Для временного анализа были использованы данные телескопа ТТМ. Временное разрешение телескопа равно 1 с. Во время наблюдений источник находился в высоком состоянии, поток от него в  $\sim 5$  раз превышал уровень фона на детекторе прибора, поэтому для определения периода использовалась полная скорость счета, регистрируемая телескопом в диапазоне 5-30 кэВ. Период определялся методом наложения эпох (Лехи, 1979). Достоверность определения периода в отдельных сеансах наблюдений варьировалась от 50 до 200 стандартных отклонений. Наилучшее значение периода пульсаций  $P = 4.822583 \pm 0.000014$  с, полученное в ходе наблюдения 5-6 февраля, приведено в табл. 6.1 и на рис. 6.1, там же приведены результаты измерения периода в 1971-1983 гг. Орбитальные параметры, использованные для приведения периода пульсаций к барицентру двойной системы, приведены в табл. 6.3.

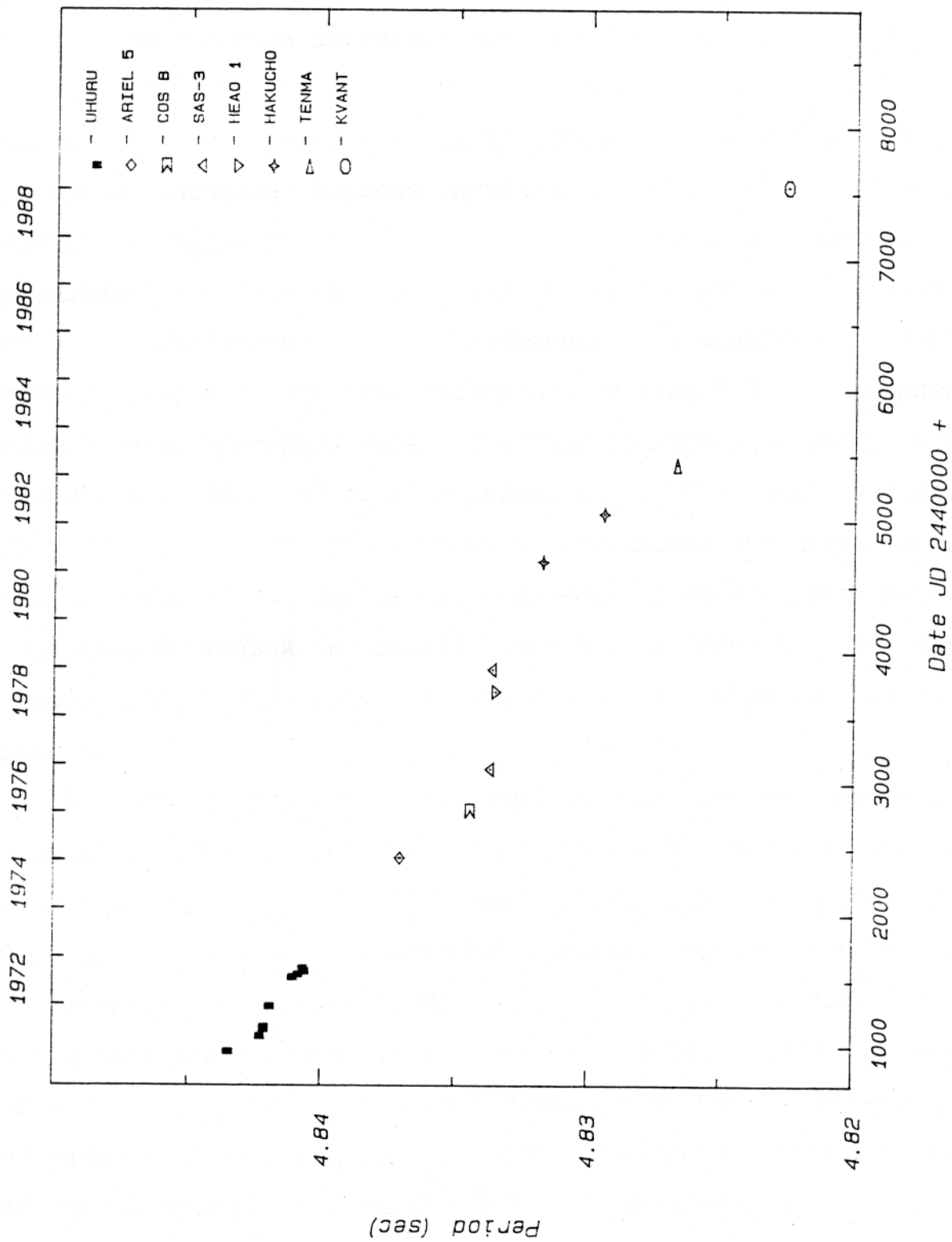
### 6.2 Орбитальное движение нейтронной звезды в двойной системе.

Достаточно большая скорость движения нейтронной звезды в двойной системе Cen X-3 ( $K_x = 24$  км/с, Нагазе, 1988) позволяет легко

**Таблица 6.1** Результаты измерений периода рентгеновских пульсаций источника Центавр X-3 в 1971-1989 гг.

N	эксперимент	дата	JD <sup>a</sup>	Период, с	Ошибка	Ссылки
1	UHURU	I. 1971	961	4.8435210	7.0E-7	Фаббиано и др., 1977
	— " —	IV. 1971	1078	4.8423232	7.0E-7	Фаббиано и др., 1977
	— " —	V. 1971	1131	4.8421908	3.1E-6	Фаббиано и др., 1977
	— " —	VI. 1971	1149	4.8421853	7.0E-7	Фаббиано и др., 1977
	— " —	XII. 1971	1305	4.8419712	1.2E-6	Фаббиано и др., 1977
	— " —	I. 1972	1529	4.8411053	1.3E-6	Фаббиано и др., 1977
	— " —	VII. 1972	1550	4.8408988	1.2E-6	Фаббиано и др., 1977
	— " —	VIII. 1972	1573	4.8406784	6.0E-7	Фаббиано и др., 1977
	— " —	IX. 1972	1599	4.8407359	1.0E-6	Фаббиано и др., 1977
2	ARIEL-5	I. 1975	2435	4.83704	4.0E-5	Туохи и др., 1976
3	COS B	I. 1976	2792	4.834407	2.0E-6	ван дер Клис и др. 80
4	SAS 3	XII. 1976	3112	4.8336641	1.6E-6	Келли и др., 1983
	— " —	XII. 1978	3870	4.8335959	1.0E-7	Келли и др., 1983
5	HEAO-1	VII. 1978	3699	4.833477	2.0E-6	Хое и др., 1983
6	NAKUCHO	III. 1981	4685	4.8317261	1.0E-7	Нагазе и др., 1984
	— " —	III. 1982	5054	4.8294492	4.0E-7	Нагазе и др., 1984
7	TENMA	IV. 1983	5430	4.8267224	5.0E-7	Нагазе и др., 1984
8	KVANT	II. 1989	7562	4.822583	1.4E-5	Данная работа

<sup>a)</sup> юлианская дата проведения наблюдений JD - 2 440 000



Puc. 6.1

наблюдать доплеровское смещение периода пульсаций вследствие этого движения (Рис. 6.2; табл. 6.2). Соответствующее смещение периода пульсаций составляет  $\Delta P/P \sim 10^{-4}$ , в то время как точность определения периода достигает величины  $\Delta P/P \sim 10^{-9} - 10^{-7}$ . Наблюдение доплеровских смещений периода является наиболее убедительным доказательством двойной природы источника. На рис. 6.2 и в табл. 6.2 приведены значения периода пульсаций, полученные в отдельных сеансах наблюдений, без коррекции на двойную систему (но приведенные к барицентру солнечной системы). Сплошной кривой на рис. 6.2 изображено предсказываемое изменение периода, соответствующее орбитальным параметрам из табл. 6.2. К сожалению, недостаточная временная база наблюдений (фактически, она равняется 2 дням), т.к. 24.01.89 было проведено всего 2 сеанса наблюдений (см. табл. 6.2) не позволила уточнить орбитальные параметры двойной системы. Орбитальные параметры, полученные в результате подгонки доплеровской кривой к данным табл. 6.2 в пределах  $1\sigma$  ошибок согласуются со значениями из табл. 6.3, и, поэтому, здесь не приводятся.

Как известно, Cen X-3- единственная двойная система, в которой обнаружены изменения орбитального периода конечной амплитуды,  $\dot{P}_{orb}/P_{orb} = -1.8 \cdot 10^{-6}$  год<sup>-1</sup> (Келли и др., 1982; Мураками и др., 1983). Значение орбитального периода, приведенное в табл. 6.3, относится к апрелю 1983 года. Если за прошедшие 6 лет орбитальный период уменьшался с тем же темпом, полное изменение составило  $\Delta P_{orb} \sim 10^{-5}$  дня. Это приведет к неопределенности в орбитальной фазе  $\Delta\phi/\phi \sim 10^{-2}$ . Соответствующая неопределенность нахождения периода пульсаций  $\Delta P/P \sim 10^{-6}$  включена в  $1\sigma$  ошибки, приведенные в табл. 6.1 и 6.2.



**Таблица 6.2.** Значения периода пульсаций рентгеновского излучения полученные в отдельных сеансах наблюдений.

N	Дата	JD-2447500	a) $\varphi_{orb}$	б) P, с	в) P, с
1	24. 01. 89	51. 5012-51. 5139	0. 746-0. 752	4. 8257±0. 0016	] 4. 82259± 0. 00018
2	25. 01. 89	51. 5647-51. 5774	0. 777-0. 783	4. 8294±0. 0026	
3	4. 02. 89	62. 1883-62. 2018	0. 867-0. 873	4. 8275±0. 0020	
4	5. 02. 89	62. 3793-62. 3928	0. 898-0. 904	затмение	
5	5. 02. 89	63. 2072-63. 2207	0. 355-0. 362	4. 8160±0. 0010	] 4. 82263± 0. 00007
6	5. 02. 89	63. 3345-63. 3478	0. 416-0. 422	4. 8192±0. 0010	
7	6. 02. 89	63. 3981-63. 4116	0. 447-0. 453	4. 8205±0. 0010	
8	6. 02. 89	64. 0345-64. 0478	0. 751-0. 758	4. 8303±0. 0020	] 4. 82241± 0. 00010
9	6. 02. 89	64. 0981-64. 1116	0. 782-0. 788	4. 8286±0. 0015	
10	6. 02. 89	64. 1618-64. 1751	0. 812-0. 819	4. 8309±0. 0015	

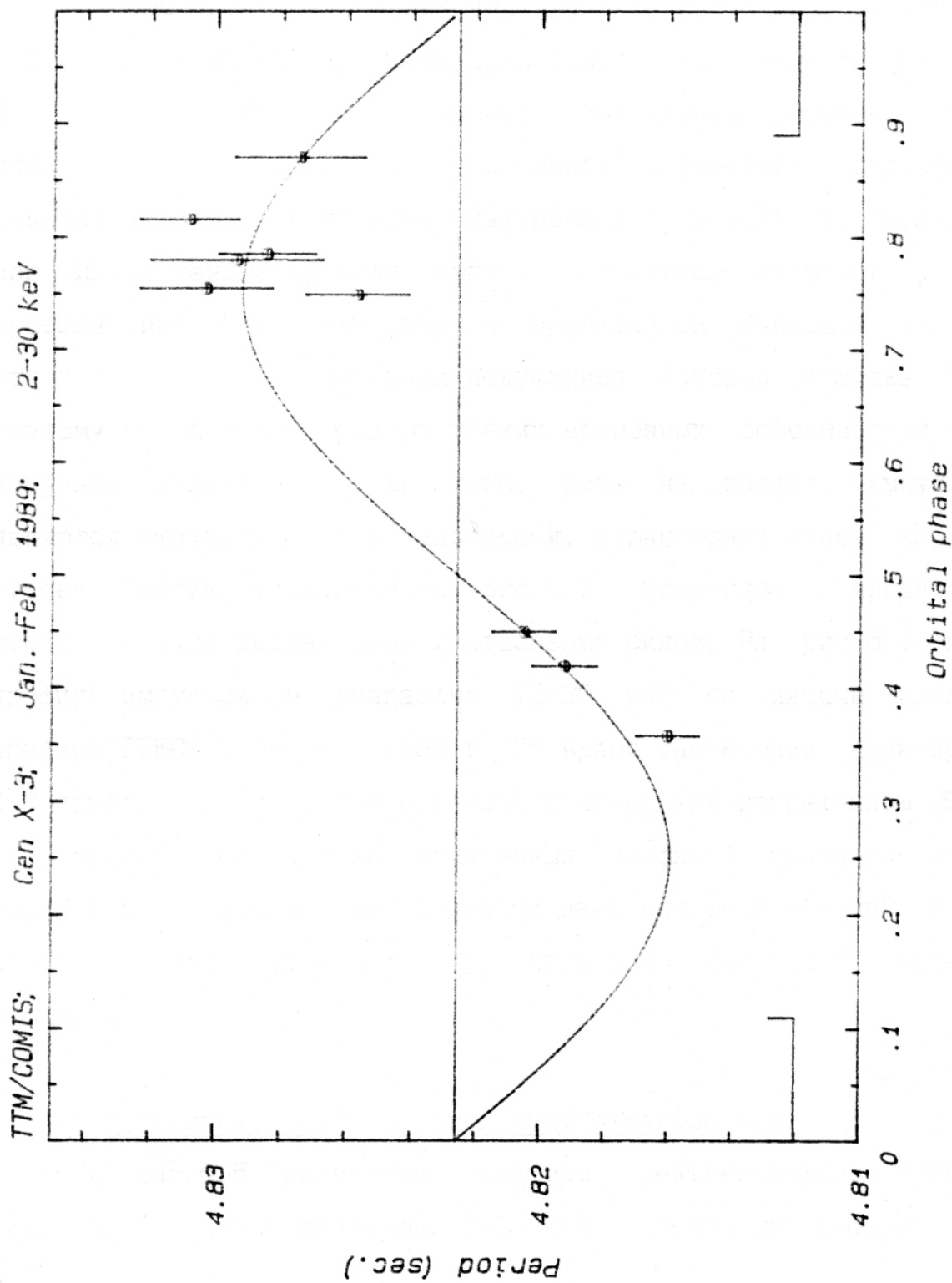
а) орбитальная фаза относительно центра затмения;

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

в) значение периода приведенное к барицентру двойной системы.

**Таблица 6.3.** Параметры орбиты двойной системы использованные при определении периода (Нагазе и др., 1983; Нагазе и др., 1984; Келли и др., 1983)

Параметр	Значение
Орбитальный период	$P_{orb} \dots \dots \dots 2.087096 \pm 0.000002^d$
Эпоха центра затмения	$\tau \dots \dots \dots \text{JD } 2,445,429.45421 \pm 0.00005$
Радиус орбиты	$a_x \sin i \dots \dots 39.636 \pm 0.003 \text{ свет. с}$



Puc. 6.2

### 6.3 Профиль импульса излучения.

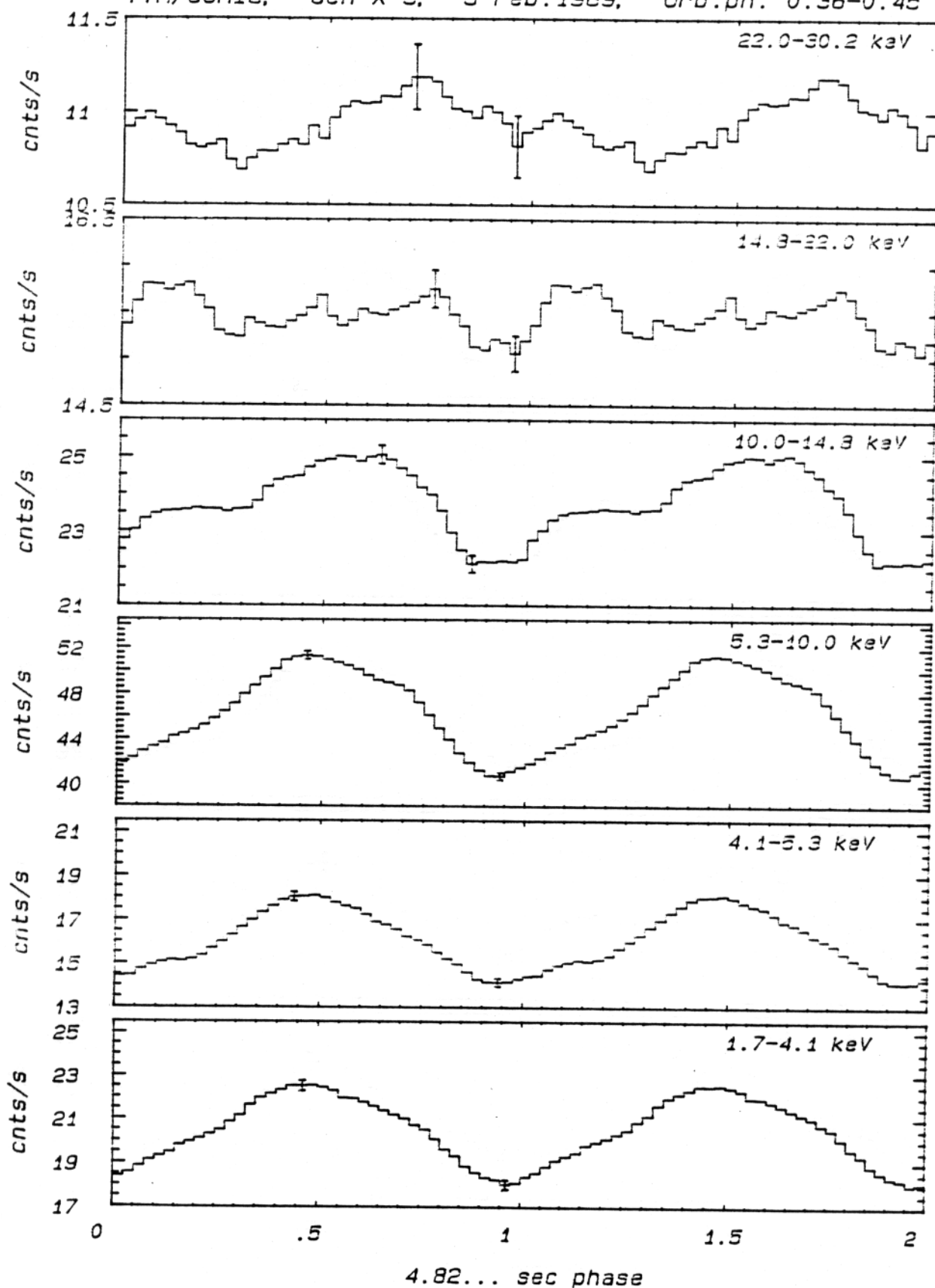
На рис 6.3 показаны профили импульса излучения пульсара Cen X-3 в различных спектральных диапазонах, полученные телескопом ТТМ 5 и 6 февраля 1989 г. При анализе приведенных профилей импульса следует иметь ввиду, что временное разрешение прибора ТТМ равняется 1 сек., в то время как период пульсаций составляет 4.8 сек. Изображенные профили импульса являются сверткой реального профиля импульса излучения с эффективной функцией временного отклика прибора, характерная полуширина которой порядка 1 сек. Поэтому рис. 6.3 не отражает тонких временных особенностей профиля импульса пульсара. Кроме того, бины на профиле импульса не являются статистически независимыми, характерная длина корреляции  $\sim 1$  сек. Ошибки, указанные на рис. 6.3, получены в предположении статистической независимости отдельных бинов. На рис. 6.4 показан профиль импульса в диапазоне 13-30 кэВ по данным наблюдений прибора ГЕКСЕ 5 февраля 1989 г. Во время наблюдений пульсара Cen X-3 прибор ГЕКСЕ работал в режиме с временным разрешением 25 мсек.

Важной особенностью полученных профилей импульса является возникновение второго максимума на энергиях выше  $\sim 10$  кэВ. Подобная форма импульса излучения у пульсара Cen X-3 ранее не наблюдалась.

### 6.4 Спектры рентгеновского излучения Cen X-3.

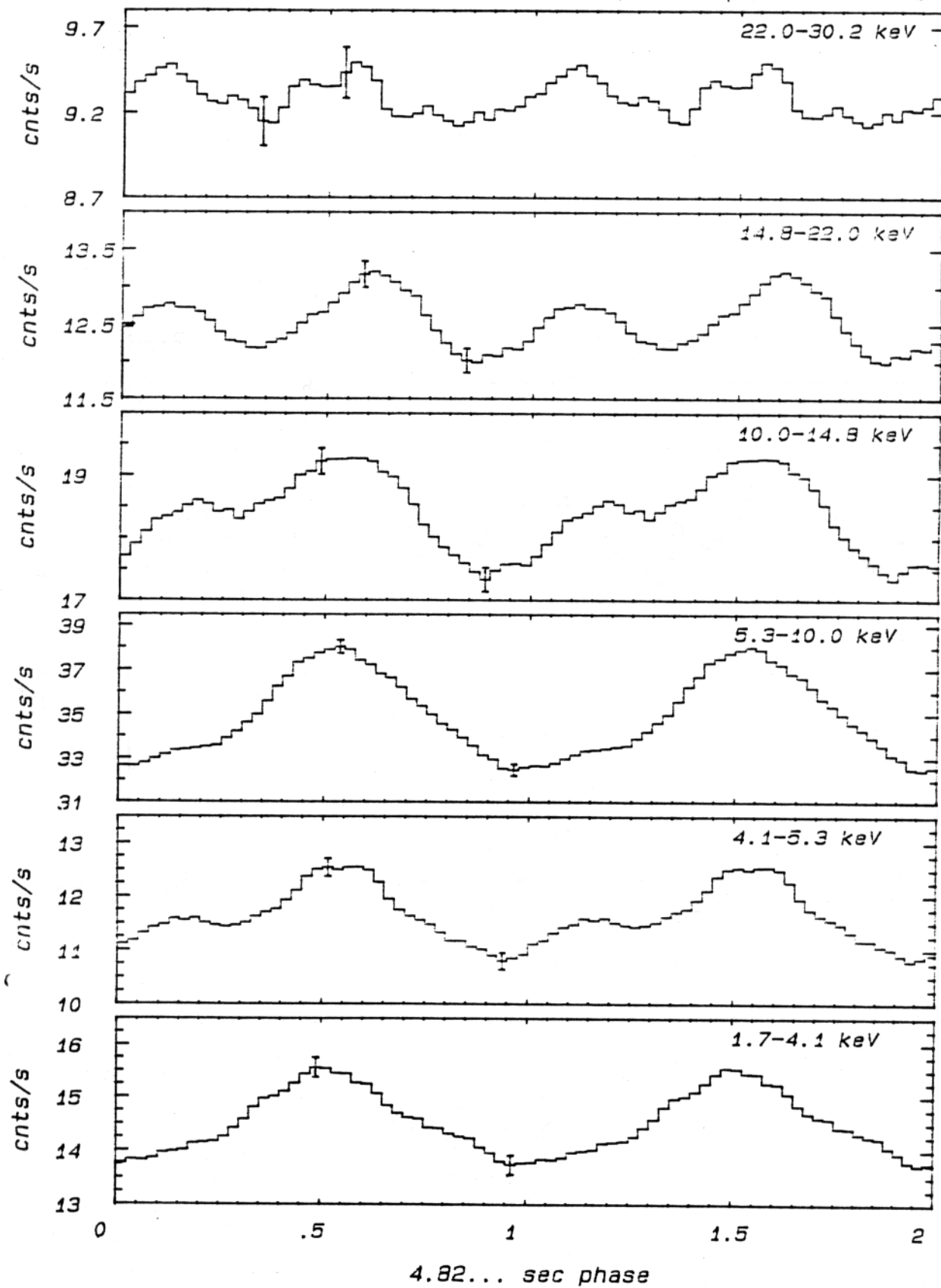
На рис. 6.5 приведены спектры рентгеновского излучения пульсара Cen X-3 в диапазоне 2-26 кэВ, полученные прибором ТТМ 5 и 6 февраля 1989 г.

TTM/COMIS; Cen X-3; 5 Feb. 1989; Orb.ph. 0.36-0.45



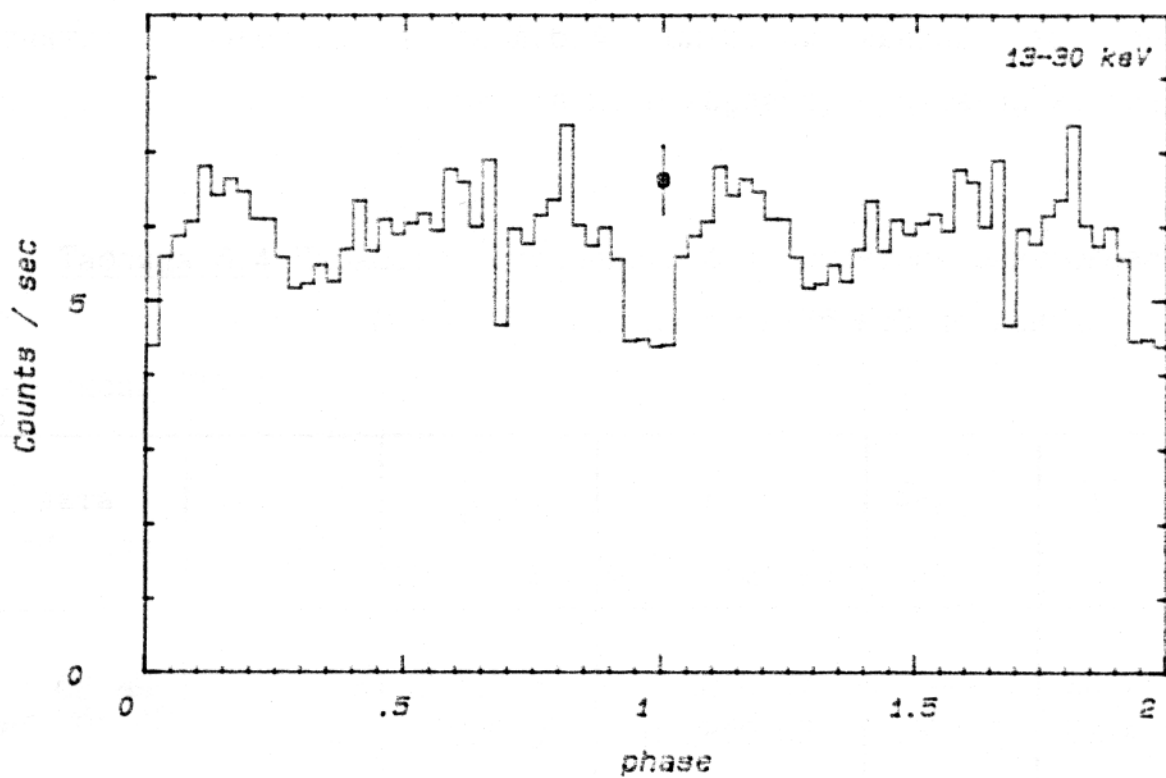
Puc. 6.3a

TTM/COMIS; Cen X-3; 6 Feb. 1989; Orb.ph. 0.75-0.82



Puc. 6.38

HEXE; Cen X-3; 5.02.89; Orb.phase 0.36-0.45



Puc. 6.4

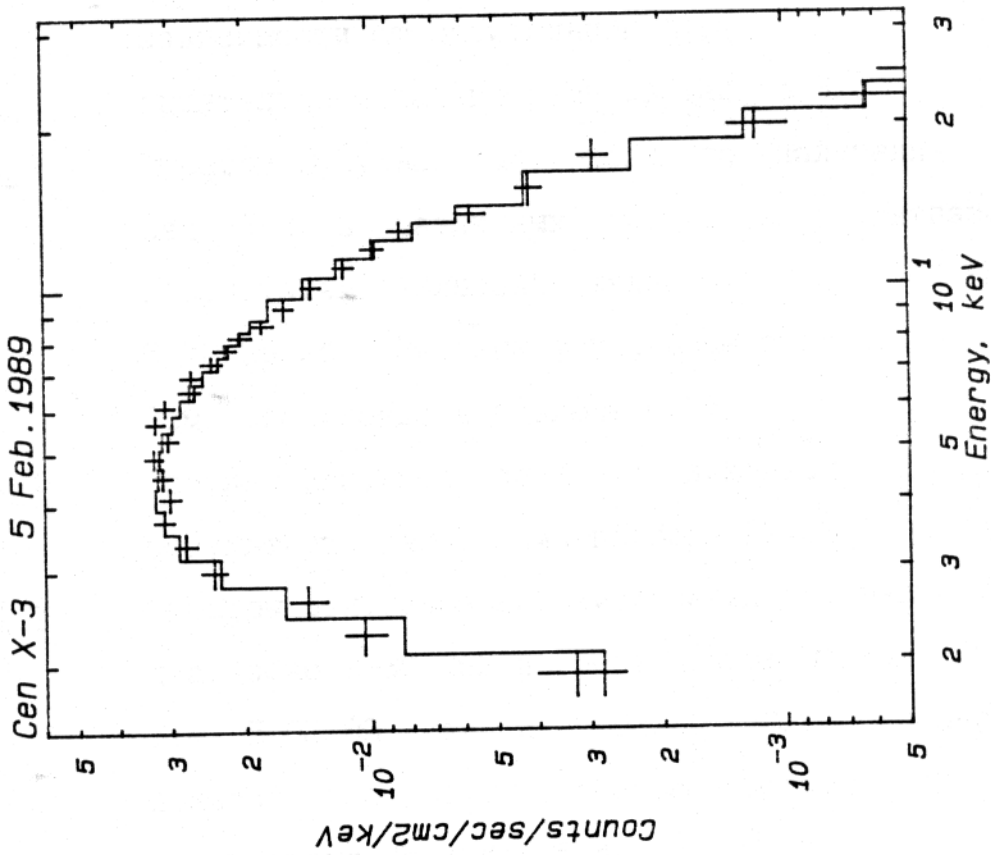
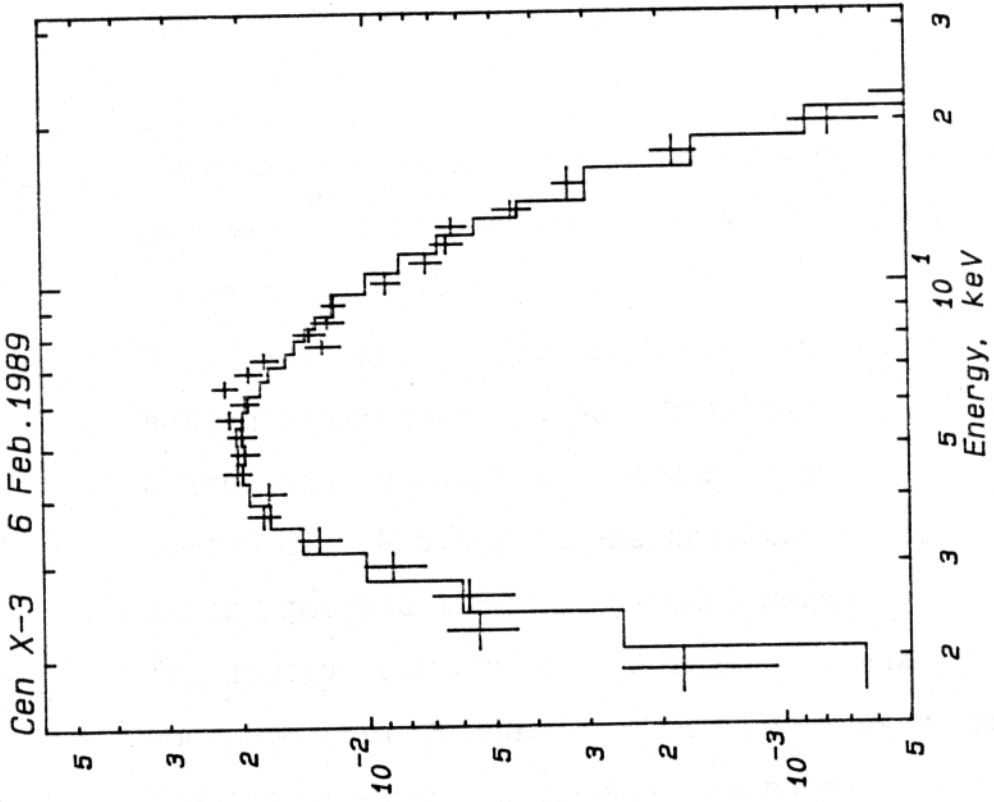
Каждый из полученных спектров отсчетов фитировался степенным спектром с экспоненциальным завалом на энергиях  $E > 9$  кэВ:  
 $F_{\nu} = I_0 \cdot E^{-\alpha} \cdot \exp\{-N_H L \sigma(E)\} \cdot f(E)$ . Функция  $f(E)$ , описывающая экспоненциальный завал имеет вид:  $f(E) = 1$  при  $E < E_c$ ,  $f(E) = \exp\{-(E - E_c)/E_f\}$  при  $E > E_c$ . При подгонке значения  $E_c$  и  $E_f$  были фиксированы и равны 9 кэВ и 12 кэВ, соответственно (Нагазе, 1988). Для каждого спектра отсчетов проводилось два варианта фитирования - с линией железа и без нее. Положение линии железа при фитировании было фиксировано:  $E_{Fe} = 6.4$  кэВ. Параметры полученных спектров приведены в табл. 6.4. Сплошной линией на рис. 6.5 изображены отсчеты, соответствующие варианту без линии железа.

Таблица 6.4 Параметры степенного фита спектров рентгеновского излучения источника Cen X-3 в диапазоне 2-26 кэВ по данным телескопа TTM

дата орб. фазы	$\alpha$	$N_H L$ $10^{-21} \text{ см}^{-2}$	$I_0$ фот/с/см <sup>2</sup> /кэВ	$EW_{Fe}$ Эв	$\chi^2$
5.02.89 $\varphi = .36 - .43$	$-1.28 \pm .05$	$2.2 \pm 0.5$	$0.32 \pm 0.07$	—	30.7 а
	$-1.23 \pm .07$	$1.6 \pm 0.5$	$0.28 \pm 0.08$	187±70	23.4 б
6.02.89 $\varphi = .75 - .82$	$-1.32 \pm .08$	$6.0 \pm 1.2$	$0.26 \pm 0.08$	—	43.5 а
	$-1.16 \pm .09$	$3.9 \pm 1.2$	$0.17 \pm 0.07$	390±100	29.2 б

а) 26 степеней свободы

б) 25 степеней свободы



Puc. 6.5



ПОДПИСИ К РИСУНКАМ К ГЛАВЕ VI.

Рис. 6.1 История измерения периода пульсаций рентгеновского излучения источника Сеп X-3 в 1971-1989 гг. (см. также табл. 6.1)

Рис. 6.2 Изменение периода пульсаций рентгеновского излучения вследствие эффекта Доплера, связанного с движением нейтронной звезды в двойной системе (см. также табл. 6.2). Результаты наблюдений телескопа ТТМ в январе-феврале 1989 г. Значения периода приведены к барицентру Солнечной системы. Указанные ошибки соответствуют уровню  $1\sigma$ . Сплошной кривой изображено предсказываемое изменение периода пульсаций в зависимости от орбитальной фазы (в соответствии с орбитальными параметрами из таб. 6.3).

Рис. 6.3 Профили импульса рентгеновского излучения источника Сеп X-3 в различных спектральных диапазонах по результатам наблюдений телескопа ТТМ 5.02.89 /а/ и 6.02.89 /б/. Указаны формальные статистические ошибки (см. обсуждение в разделе 6.3).

Рис. 6.4 Профиль импульса Сеп X-3 в диапазоне 13-30 кэВ по результатам наблюдений прибора ГЕКСЕ 5.02.89.

Рис. 6.5 Спектры рентгеновского излучения источника Сеп X-3 в диапазоне 2-30 кэВ по результатам наблюдений прибора ТТМ 5.02.89 /а/ и 6.02.89 /б/. Сплошной линией показаны отсчеты, соответствующие спектрам с параметрами из табл. 6.4.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

В заключение, кратко суммируем основные результаты диссертационной работы.

1. Предсказано, что томсоновское рассеяние излучения компактных радиоисточников в скоплениях галактик на свободных электронах МГГ приводит к возникновению новой популяции диффузных источников радиоизлучения. Возникающие диффузные источники содержат информацию о предистории компактного источника на протяжении последних  $\approx 10^8$  лет. Предложен наблюдательный тест для проверки этой гипотезы. Наблюдения диффузного радиоизлучения, связанного с рассеянием на электронах МГГ, может служить тестом для проверки гипотезы блазаров и экспериментальной оценки релятивистского Лоренц-фактора  $\gamma$  облаков релятивистских электронов.

2. Предсказано, что диффузия химических элементов в МГГ под действием гравитационного потенциала скопления может приводить к обогащению центральных областей скоплений галактик легкими элементами, в первую очередь дейтерием, гелием и литием.

3. Разработаны алгоритмы для восстановления изображений и спектров, получаемых телескопом с кодирующей апертурой ТТМ на модуле КВАНТ.

4. Обработаны наблюдения БМО телескопом ТТМ в 1987-1989 гг. Получены верхние пределы на поток от SN1987A в БМО в мягком

5. Исследовано качество стабилизации комплекса МИР-КВАНТ по данным рентгеновского телескопа ТТМ.

6. Разработаны алгоритмы для временного анализа рентгеновских данных.

7. Выполнен временной и спектральный анализ данных наблюдений рентгеновского пульсара Cen X-3 обсерваторией РЕНТГЕН. Обнаружено изменение формы профиля импульса излучения пульсара Cen X-3 на энергиях  $E > 10$  кэВ. Выполнен временной анализ данных наблюдений источника Геркулес X-1. Показано, что в 1984-1988 гг. источник Геркулес X-1 перешел в режим квазистационарного ускорения, подобный наблюдавшемуся в 1972-1978 гг.

Автор считает своим приятным долгом поблагодарить Р. А. Сюняева за общее руководство работой, постановку многих задач, рассмотренных в диссертационной работе и обсуждение результатов, Е. Чуразова, совместно с которым была получена большая часть результатов, приведенных выше, Ю. Любарского и С. Гребенева за продолжительные и полезные дискуссии по многим вопросам, обсуждаемым в диссертации. Вся обработка экспериментальных данных была проведена в вычислительном центре ИКИ АН СССР. Автор благодарен В. Благову, А. Прудкогляду, В. Родину, коллективу Центра управления полетами, пунктов приема научной информации за управление работой обсерватории РЕНТГЕН, космонавтам Ю. Романенко, А. Лавейкину, А. Александрову, М. Манарову, В. Титову - за помощь в работе обсерватории и большую работу по замене детектора прибора ТТМ, сотрудникам ВЦ ИКИ АН СССР, Е. Гавриловой, Т. Леончик - за

большую работу по первичной обработке информации, М. Боярскому, А. Тихонову - за навигационное обеспечение, В. Лозникову - за планирование наблюдений обсерватории РЕНТГЕН. Хотелось бы также поблагодарить Н. Ямбуренко и Н. Паппе за предполетную подготовку телескопа ТТМ и большую помощь в понимании технических особенностей работы детектора и электроники телескопа. Автор благодарен коллегам из Лаборатории космических исследований (Утрехт, Нидерланды), Бирмингемского ун-та (Великобритания), Астрономического ин-та Тюбнгемского ун-та (ФРГ), ин-та внеатмосферной физики Общества Макса Планка (ФРГ), а также А. С. Мелиоранскому за полезные дискуссии и обсуждения экспериментальных результатов.

Автор выражает глубокую признательность Л. А. Теучеж, И. И. Зарубиной и А. Ф. Рыбаковой за большую помощь при подготовке диссертации.

ЛИТЕРАТУРА.

Абрамопулос и др. (Abramopoulos F.A., Chahan G.A., Ku W.H.M.)//Astrophys J. 1981. V.248. P.429.

Авни и Бакал (Avni Y. and Bahcall J.N.)//Astrophys. J. 1974. V.192. L134.

Бакал (Bahcall N.A.)//Astrophys. J. 1975. V.198, P.249.

Бегельман и др. (Begelman M.C., Blandford R.D., Rees M.J.)//Rev. Modern Phys. 1984. V.56. P.255.

Беккер и др. (Becker R.H., Boldt E.A., Holt S.S. et al.)//Astrophys. J. 1977. V.214. P.879.

Бландфорд и Кенигл (Blandford R.D., Konigl A.)//Astrophys. J. 1979. V.232. P.34.

Бонне-Бидау и др. (Bonnet-Bidaud J.J.M. et al.)//EXOSAT preprint No.83. 1988.

Бридл и Перли (Bridle A.H., Perley R.A.)//Annual Rev. Astron. and Astrophys. 1984. V.22. P.319.

Бургерс (Burgers J.M.)//Flow Equation For Composite Gases. New York: Academic Press. 1969.

ван дер Клис и др. (van der Klis M et al.)//Astron. Astrophys. 1980. V.88. P.8.

Вогес и др. (Voges W., Pietsch W., Reppin C. et al.)//Astrophys. J. 1982. V.263. P.803.

Вогес (Voges W.)// MPE Report 191. 1985.

Гош и Лэмб (Gohsh P. and Lamb F.K.)//Astrophys. J. 1979. V.234. P.296.

Гурский и Шварц (Gursky H., Schwartz D.)//Annual Rev. Astron. and Astrophys. 1977. V.15. P.541.

Дависон и Фабиан (Davison P.J.N and Fabian A.C.)// Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 1977. V.178. P1.

Делгадо и др. (Delgado A.J., Schmidt H.U., Thomas H.C.)// Astron. and Astrophys. 1983. V.127. L15.

Джакони и др. (Giacconi R. et al.)//Astrophys.J. 1971. V.167. L67.

Джонс и Форман (Jones C., Forman W.)//Astrophys.J. 1984. V.276. P.38.

Джонсон и др. (Jonson et al.)//Astrophys. J. 1983. V.266. P.425.

Джосс и др. (Joss P.C., Li F.K., Wang Y.M., Hearn D.R.)// Astrophys.J. 1977. V.214. P.874.

Джосс и др. (Joss P.C., Li F.K., Nelson J., Middleditch J.)// Astrophys.J. 1980. V.235. P.592.

Дитер и др. (Deeter J.E., Boynton P.E., Pravdo S.H.)//Astrophys.J. 1981. V.247. P.1003.

Дотани и др. (Dotani T. et al.)//Nature. 1987. V.330. P.233.

Exosat Observatory Team // IAU Circular 3841. 1983

Илларионов и Сюняев (Illarionov A.F. and Sunyaev R.A.)//Astr. Astrophys. 1975. V.39. P.185.

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

Келли и др. (Kelley. R. L. et al.)//Astrophys.J. 1983. V.268. P.790.

Кендзиорра и др. (Kendziorra E., Staubert R., Pietsch W. et al.)// Astrophys.J.(Letters). 1977. V.217. L93.

- Коули и др. (Cowley A.P. et al.)//Astrophys. J. 1983. V.272. P.118.
- Кржеминский (Krzeminski W.)//Astrophys. J. 1974. V.192. L135.
- Лэмб и др.(Lamb F.K., Pines D., Shaham J.)// Astrophys. J. 1978. V.224. P.969
- Мараски и др. (Maraschi L., Ghisellini G., Tanzi E.G., Treves A.)//Astrophys. J. 1986. V.310. P.325.
- Масаи и др. (Masai K. et al.)//Nature. 1988. V.335. P.804.
- Митчелл и др. (Mitchell et al.)//Astrophys. J. 1979. V.189. P.329.
- Мушотский и др. (Mushotzky et al.)//Astrophys. J. 1978. V.225. P.21.
- Мушотский и др. (Myshotsky R.F. et al. )//Astrophys. J. 1981. V.244. L47.
- Нагасае и др. (Nagase F., Hayakawa S. et al.)//Publ. Astron. Soc. Japan. 1984. V.36. P.667.
- Нагасае (Nagase F.)//Publ. Astron. Soc. Japan. 1988. V.40. Nov. issue.
- Огельман и др. (Ogelman H., Kahabka P., Pietsch W., et al.)// Space Sci. Rev. 1985. V.40. P.347.
- Огельман и др. (Ogelman H., Voges W., Pietsch W., Truemper J., Reppin C., Kendziorra E., Staubert R., Churazov E., Gilfanov M., Loznikov V., Efremov V., Kaniovskiy A., Sunyaev R., Kuznetsov A.)// Astron. and Astrophys. 1988. (in press)
- Оуэн и др. (Owen F.N., Hardee P.E., Bignell R.C.)//Astrophys. J. Letters. 1980. V.239. L11.
- Пармар и др. (Paramar A.N., Sanford P.W., Fabian A.C.)// Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 1980. V.192. P.311.

- Паундс и др. (Pounds K. A. et al.)//Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 1975. V.172. P.473.
- Правдо и др. (Pravdo S. H., Bussard R. W., Becker R. H. et al.)//Astrophys. J. 1978. V.225. P.988.
- Правдо и др. (Pravdo S. H., Bussard R. W., White N. E.)//Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 1979. V.188. P.5.
- Прингл и Рис (Pringle J. E., Rees M. J.)//Astron. and Astrophys. 1972. V.21. P.1.
- Ресванис и др. (Resvanis L. K., Szentgyorgyi A., Hudson J. et al.)//Astrophys. J. (Letters). 1988. V.328. L9.
- Рефаэли (Rephaeli Y.)//Astrophys. J. 1978. V.225. P.335.
- Рикеттс и др. (Ricketts M. J., Stanger V., Page C. G.)// In Accreting Neutron Stars, ed. W. P. Brinkmann and J. Truemper, MPE Report 177. 1982. P.100.
- Савонье (Savonije G. J.)//Astron. and Astrophys. 1978. V.62. P.317.
- Савонье (Savonije G. J.)//Astron. and Astrophys. 1979. V.71. P.352.
- Серлемитсос и др. (Serlemitsos P. J., Smith B. W., Boldt E. A., Holt S. S., Swank J. H.)//Astrophys. J. Letters. 1977. V.211. L63.
- Скиннер и др. (Skinner G. K. et al.)//NRL preprint. 1979.
- Скиннер и др. (Skinner G. K. et al.)//Astrophis. and Space Sci. 1987. V.136. P.337.
- Стюарт и др. (Stewart G. C., Canizares C. R., Fabian A. C., Nulsen P. E. J.)//Astrophys. J. 1984. V.278. P.536.
- Сюняев Р. А. и Шакура Н. И. // Письма в Астрон. журн. 1977. Т. 3. N. 5. С. 216.
- Сюняев и Титарчук (Sunyaev R. A. and Titarchuk L. G.)//Astron.



and Astrophys. 1980. V.86. P.121.

Сюняев Р. А. // Письма в Астрон. журн. 1982. Т.8. С.323.

Сюняев и др. (Sunyev R., Kaniovsky A., Efremov V. et al.) // Nature. 1987a. V.330. N.6145. P.227.

Сюняев Р., Каниовский А., Ефремов В. и др. // Письма в Астрон. журн. 1987б. Т.13. С.1027.

Сюняев Р. А. и др. // Письма в Астрон. Журн. 1988. Т.14. С.771.

Сюняев Р. А. и др. // Письма в Астрон. Журн. 1989а. Т.15. С.291.

Сюняев Р. А. и др. // Письма в Астрон. Журн. 1989б. в печати.

Томас (Thomas J.C.) // Orange Aid Preprint series. OAP-503. 1977.

Томас и др. (Thomas H.C., Africano J., Delgado A.J.) // Astrophys. J. 1983. V.126. P.45.

Тревес и др. (Treves et al.) // X-Ray Astronomy '84. ed. by M.Oda and R.Giacconi. 1984. P.259.

Туллер (Tueller J., Cline T.L., Teegarden B.J. et al.) // Astrophys. J. 1984. V.279. P.177.

Туохи (Tuohy I.R.) // Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 1976. V.174. 45p.

Уайт и Маршалл (White N.E. and Marshall F.E.) // Astrophys. J. 1984. V.281. P.354.

Фаббиано и др. (Fabbiano G., Schreier E.J.) // Astrophys. J. 1977. V.214. P.235.

Фабан и Прингл (Fabian A.C., Pringle J.T.) // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1977. V.181. 5p.

Форман и др. (Forman W., Jones C., Tucker W.) // Astrophys. J. Letters. 1985. V.293. P.102.

Хенрикс (Henrichs H.F.) // "Accretion Driven Stellar X-ray

Sources", eds. W.H.G. Lewin, E.P.J. van den Heuvel (Cambridge Univ. press) 1983.

Хинцен и Романишин (Hintzen P., Romanishin W.)//Astrophys. J. Letters. 1986. V.311. L1.

Хое и др. (Howe S.K. et al.)//Astrophys. J. 1983. V.272. P.678.

Чепмен и Каулинг (Chapman S., Cowling T.G.)//The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases. Cambridge Univ. Press. 1970.

Чуразов Е. М. //Кандидатская диссертация. 1989.

Шакура и Сюняев (Shakura N.I. and Sunyaev R.A.)//Astron. Astrophys. 1973. V.24. P.337.

Шеффер Е. К., Копаева И. Ф., Аверинцев М. Б. и др. // препринт ИКИ АН СССР. 1987. N 1252.

Шрейер и др. (Schreier E. et al.)// Astrophys J. 1972. V.172. L79.

Энджел и Стокман (Angel J.R.P., Stockman H.S.)//Annual Rev. Astron. and Astrophys. 1980. V.18. P.321.