1966 г. Август *Том 89, вып. 4*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.85

О МОЩНОМ РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ РАДИОГАЛАКТИК *)

В. Л. Гинзбург

1. ВВЕДЕНИЕ

Совсем недавно (в марте 1966 г.) было сообщено [1] о крупном открытии в области рентгеновской астрономии и, в этом нет никаких сомнений, астрономии вообще. Речь идет об обнаружении исключительно мощного рентгеновского излучения от известных радиогалактик Лебедь А и Дева А (галактика NGC 4486 = M 87).

Рентгеновская светимость (мощность излучения) для Лебедя А составляет $L_X \cong 3\cdot10^{46}$ *эрг/сек*, что почти в сто раз больше радиосветимости $L_r \sim 4\cdot10^{44}$ *эрг/сек* этой радиогалактики, принадлежащей к числу самых мощных известных космических радиоисточников (отметим, что для Лебедя А оптическая светимость $L_0 \sim 10^{44}$ *эрг/сек*). Для Девы А светимость $L_X \cong 3\cdot10^{43}$ *эрг/сек*, а $L_r \cong 3\cdot10^{41}$ *эрг/сек*.

Таким образом, Лебедь А и Дева А, а возможно с неменьшим основанием и другие радиогалактики, можно называть рентгеновскими галактиками. Тот факт, что мы сталкиваемся здесь с совсем необычными объектами, ясен из сопоставления с нашей звездной системой — Галактикой. Радиосветимость Галактики $L_r \sim 3\cdot10^{38}$ *эрг/сек*; ее рентгеновская светимость, видимо, того же порядка, в то время как оптическая светимость Галактики $L_0 \sim (3\div5)\cdot10^{43}$ *эрг/сек*. Светимость Солнца (оптическая светимость) $L_\odot = 3{,}86\cdot10^{33}$ *эрг/сек*, что на 10÷11 порядков выше рентгеновской светимости спокойного Солнца $L_{\odot,\,X} \sim 10^{23}$ *эрг/сек*.

Итак, рентгеновская светимость Лебедя А в 10^{13} раз (!) выше полной (практически оптической) светимости Солнца, в несколько сотен раз выше полной (оптической) светимости Галактики и в 10^8 раз больше рентгеновской и радиосветимостей Галактики.

Еще до того, как это открытие было сделано, в литературе высказывались гипотезы о возможности существования мощного рентгеновского излучения радиогалактик и конкретно Лебедя А (см. [2, 3]). Однако соответствующие оценки не могли быть достаточно точными и убедительными. Поэтому именно с обнаружением рентгеновского излучения внегалактических объектов (радиогалактик) рентгеновская астрономия вступает в новый период своего развития. В настоящем докладе мы не можем, конечно, надеяться сделать сколько-нибудь подробный и полный обзор состояния рентгеновской астрономии. Хотелось бы, однако, хотя бы кратко остановиться и на истории вопроса **), и на важнейших результатах наблюдений, и, наконец, на возможных механизмах космического рентгеновского излучения (подробнее см. обзоры [4–6]).

*) Доклад на научной сессии Отделения общей и прикладной физики АН СССР 20 апреля 1966 г.

**) Первый этап развития рентгеновской астрономии в популярной форме освещен в статье Г. Фридмана (УФН 84 (3), 505 (1964)).

2. ВОЗНИКНОВЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОЙ АСТРОНОМИИ

Еще в 1948 г. было обнаружено [7] рентгеновское излучение Солнца. С тех пор изучение Солнца в рентгеновских лучах продвинулось далеко вперед [8,9], и этот метод сейчас играет важную роль в физике Солнца. В спектральном интервале от 1 до 10 Å поток энергии от спокойного Солнца на земле $F_{\odot,\,\mathrm{X}}$ колеблется в пределах от 10^{-4} до 10^{-5} *эрг/см²сек*, что в $10^{10} \div 10^{11}$ раз меньше полного потока солнечного излучения $F_\odot = 1{,}4 \cdot 10^6$ *эрг/см²сек* (бóльшая часть этого потока приходится на видимую часть спектра). В периоды высокой солнечной активности, особенно во время вспышек, рентгеновское излучение Солнца очень сильно возрастает, но все же $F^{\max}_{\odot,\,\mathrm{X}} \leqslant 10^{-6} F_\odot \sim 1$ *эрг/см²сек*.

Ближайшая к нам звезда находится на расстоянии $R \sim 4 \cdot 10^{18}$ *см*, в то время как астрономическая единица (расстояние от Земли до Солнца) равна $1{,}5 \cdot 10^{13}$ *см*. Отсюда ясно, что Солнце, помещенное на расстоянии ближайшей к нам звезды, даже в период самой бурной активности создавало бы на Земле рентгеновское излучение с потоком

$$F \sim \left(\frac{1{,}5 \cdot 10^{13}}{4 \cdot 10^{18}}\right)^2 F^{\max}_{\odot,\,\mathrm{X}} \leqslant 10^{-11} \text{ эрг/см}^2\text{сек}.$$

Такое значение соответствует потоку всего в 10^{-2} *фотона/см²сек* даже для фотонов с энергией $E_{\mathrm{X}} \sim 10^3$ *эв* ($\lambda \sim 10$ Å) *).

Рентгеновское излучение звезд, подобных Солнцу, обнаружить при достигнутой чувствительности аппаратуры еще нельзя; несколько же лет назад этот вывод был еще более категоричен. Оценки рентгеновского излучения от оболочек сверхновых звезд, от «вспыхивающих» звезд и т. п. также приводили к потокам на много порядков более слабым, чем для Солнца. В результате, видимо повсеместно, царило убеждение в том, что внесолнечная рентгеновская астрономия мало перспективна.

Такой прогноз оказался ошибочным. Но вместе с тем становится ясно, почему галактическое рентгеновское излучение было обнаружено в известном отношении случайно. Во всяком случае первые успешные ракетные наблюдения космического рентгеновского излучения [10] были произведены при попытке обнаружить совсем другое излучение — рентгеновское излучение Луны, которое могло возникнуть при попадании на поверхность Луны электронов сравнительно высоких энергий, входящих в состав солнечного ветра, или же под влиянием более жестких солнечных рентгеновских лучей (рентгеновская флуоресценция).

Этот первый успешный ракетный эксперимент в области внесолнечной рентгеновской астрономии [10], осуществленный 12 июля 1962 г., привел к обнаружению космических рентгеновских лучей, поток которых достигал по порядку величины 10 *фотонов/см²сек* (такой поток, как мы видели, в $10^7 \div 10^8$ раз больше потока от спокойного Солнца, если поместить его на расстоянии ближайшей звезды). Измерения были повторены двумя группами в 1963 г. [11, 12], после чего уже с несомненностью было установлено существование мощного космического (несолнечного) рентгеновского излучения.

С тех пор проведен целый ряд полетов (вращающихся вокруг оси ракет и баллонов) **) и достигнуты существенные успехи в области усовер-

*) Очевидно, длина волны (в Å) связана с энергией фотона E_{X} (в *эв*) соотношением

$$\lambda = \frac{hc \cdot 10^8}{1{,}6 \cdot 10^{-12} E_{\mathrm{X}}\ (\text{эв})} \cong \frac{12\,400}{E_{\mathrm{X}}\ (\text{эв})}.$$

**) В связи с поглощением в воздухе сравнительно мягкие рентгеновские лучи ($E_{\mathrm{X}} < 10 \div 15$ *кэв*) можно исследовать только с помощью ракет и спутников. Более жесткие космические рентгеновские лучи могут изучаться также на высотных баллонах.

шенствования аппаратуры. В результате был получен ряд важных результатов (см. [1,4-6] и указанную там литературу). Ограничимся здесь замечанием, что сейчас удается выделять источники, рентгеновский поток от которых составляет лишь примерно $0{,}2 \div 0{,}3$ *фотона/см²сек*. Угловое разрешение в работе [1] составляло около 1,5°, но в некоторых случаях достигнуто значительно более высокое разрешение. Для достаточно сильных источников уже реально разрешение в 1′ и даже выше с помощью рентгеновских телескопов, коллиматоров и т. п. [4,32]. Еще лучшее разрешение достигается при использовании покрытия источника Луной; это было уже осуществлено [13] в отношении Крабовидной туманности 7 июля 1964 г. *). Очень важные измерения поляризации (см. ниже) еще не осуществлены, но уже вполне возможны. Наиболее реально, видимо, создание поляризационной аппаратуры, использующей рассеяние рентгеновских лучей в LiH или жидком водороде (см. [14]).

3. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РЕНТГЕНОВСКОЙ АСТРОНОМИИ

Перейдем к результатам, полученным в области галактической и внегалактической рентгеновской астрономии.

Установлено существование мощных галактических и внегалактических источников рентгеновских лучей. Самый яркий из них (при наблюдениях на Земле) — это источник Sco XR-1 (Скорпион XR-1) **). До недавнего времени (точнее, если не учитывать работу [1]) было известно еще девять источников, которые указаны в табл. I (данные [15]; см. также [6]); в той же таблице приведены данные [1], касающиеся двух известных ранее источников: Cyg XR-1 и Cyg XR-2, а также трех вновь открытых источников: Cyg A (Лебедь A), Vir A (M 87, Дева A) и Cas A (Кассиопея A). Фактически, однако, во время полета ракеты, состоявшегося в апреле 1965 г. (некоторые результаты этого полета и приведены в [1]), был обнаружен также еще целый ряд новых источников, например источник Leo XR-1 и, видимо, не менее десятка других, подробности о которых пока не сообщены.

Число отсчетов, указанное в табл. I, относится к счетчикам определенного типа, и, таким образом, приведенные данные характеризуют относительную интенсивность источников. Отметим, что в работе [1] сделано еще одно важное открытие (помимо обнаружения рентгеновского излучения радиогалактик), а именно, обнаружена переменность источника Cyg XR-1 (Лебедь XR-1). Действительно, данные [15] были получены в июне 1964 г., и в это время Cyg XR-1 давал 3,6 *отсчета/см²сек*. В апреле 1965 г. этот источник давал уже только 0,9 *отсчета/см²сек*. Кстати сказать, только это обстоятельство и позволило обнаружить источник Cyg A (Cyg XR-3), который очень близок (по направлению) к источнику Cyg XR-1 и раньше, когда этот последний источник был значительно ярче, не мог быть разрешен.

Первым оптически идентифицированным рентгеновским источником явилась Крабовидная туманность (радиоисточник Телец A), которая представляет собой, как это широко известно, оболочку сверхновой

*) При наблюдениях вблизи Земли покрытие источника Луной является очень редким событием. Например, следующее покрытие Крабовидной туманности на Земле и вблизи нее можно будет наблюдать лишь в 1972 г. Ясно, однако, что с помощью ракет, направляемых в соответствующую область пространства, можно наблюдать покрытие Луной любого источника и в любое время.

**) Рентгеновские источники принято обозначать, указывая созвездие и буквы X или XR (X-Rays); в данном созвездии источники нумеруются в порядке уменьшения их яркости. Таким образом, Sco XR-1 — самый яркий рентгеновский источник в созвездии Скорпиона.

Таблица I

Источники рентгеновских лучей

Название	Число отсчетов/см²сек (данные 15)	Название	Число отсчетов/см²сек	
			данные 15	данные 1
Tau XR-1 (Крабовидная туманность)	2,7	Sgr XR-2	1,5	—
		Ser XR-1	0,7	—
Sco XR-1	18,7	Cyg XR-1	3,6	0,9
Sco XR-2	1,4	Cyg XR-2	0,8	1,0
Sco XR-3	1,1			
Oph XR-1	1,3	Cyg A (Cyg XR-3) (Лебедь А)	—	0,4
Sgr XR-1	1,6	Vir A (M 87, Дева А)	—	0,2
		Cas A (Кассиопея А)	—	0,3

звезды 1054 г. (эта сверхновая принадлежит к числу сверхновых I типа или является какой-то очень редкой сверхновой особого типа). Сейчас обнаружено [1] рентгеновское излучение и от самого яркого радиоисточника — Кассиопеи А, который представляет собой оболочку сверхновой II типа, вспыхнувшей в Галактике примерно 250 лет назад. Нет

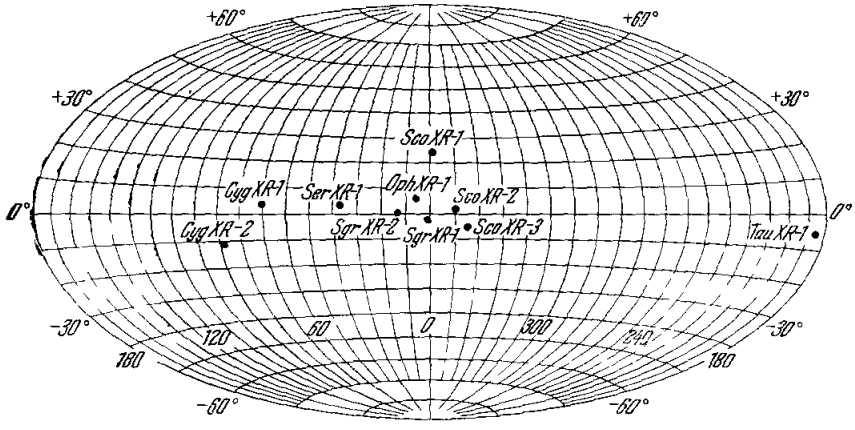

Рис. 1. Положение рентгеновских источников (указаны только первые 10 источников из табл. I) на небесной сфере (линия 0°—0° отвечает галактическому экватору).

сомнений в том, что большинство других обнаруженных рентгеновских источников также находится в пределах Галактики. Это ясно из рис. 1, на котором показано положение первых 10 источников из табл. I. Источники явно концентрируются вблизи галактического экватора, т. е. в области галактического диска. Между тем, внегалактические источники должны были бы быть распределены по небу более или менее равномерно.

Весьма многозначителен тот факт, что на месте ярчайшего рентгеновского источника Sco XR-1 пока не удалось заметить никакого оптического или радиоисточника (угловой размер Sco XR-1 в направлении, параллельном галактическому экватору, меньше 7′, а по последним данным [32] меньше 20″; см. примечание в конце статьи).

В случае Крабовидной туманности удалось установить (методом лунного покрытия [13]), что рентгеновский источник Tau XR-1 лежит в пределах туманности и имеет размер около 1′, что составляет примерно 1/5 от оптического и радиоразмеров Краба (подробнее см. [16]). Положение рентгеновского источника показано кружком на рис. 2. Поскольку Краб находится на расстоянии в 3300 световых лет $= 3{,}3 \cdot 10^{21}$ *см*, диаметр рентгеновского источника составляет около 1 св. года $= 10^{18}$ *см* $\cong$ $\cong 10^5$ а. ед. Для трех других источников, идентифицированных с известными объектами (Кассиопея А, Лебедь А, Дева А), о размерах и положении рентгеновских источников ничего неизвестно. Считая, однако, что сама идентификация надежна (здесь, разумеется, нужно еще получить подтверждение), мы сразу получаем расстояние до источников (табл. II) *).

Таблица II

Идентифицированные рентгеновские источники

Название	Поток у Земли в области 1—10 Å, в 10^{-8} *эрг/см²сек*	Расстояние, св. лет	Светимость, *эрг/сек*		
			рентген	радио	оптика
Лебедь А (Cyg XR-3)	0,5	$660 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^{46}$	$4{,}4 \cdot 10^{44}$	$\sim 10^{44}$
Дева А (M 87≡NGC 4486, Vir XR-1)	0,2	$33 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^{43}$	$3 \cdot 10^{41}$	$\sim 10^{44}$ *)
Крабовидная туманность (Телец А, Tau XR-1)	3,2	$3{,}3 \cdot 10^3$	$4{,}5 \cdot 10^{36}$	$8 \cdot 10^{33}$	$10^{36} \div 10^{37}$**)
Кассиопея А (Cas XR-1)	0,4	$10 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^{36}$	$2{,}6 \cdot 10^{35}$	$10^{35} \div 10^{36}$

*) На долю магнитотормозного излучения приходится $10^{42} \div 10^{43}$.
**) В основном магнитотормозное излучение.

Что касается потоков рентгеновских лучей у Земли и рентгеновских светимостей источников L_X, то результат зависит от спектра излучения, о котором имеются лишь весьма приближенные данные. В общем они не противоречат предположению, что рентгеновский спектр (в пределах 1—10 Å) совпадает со спектром прозрачного (оптически тонкого) слоя

*) Заметим, что в последнее время для Краба чаще принимают расстояние в $5 \cdot 10^3$ св. лет. Расстояние до Лебедя А определяется по красному смещению и равно $6{,}6 \cdot 10^8$ св. лет (220 *Мпс*), если считать постоянную Хеббла $H = 75$ *км/сек·Мпс*. Сейчас считается более вероятным значение $H = 100$ *км/сек·Мпс*, что приводит для Лебедя А к расстоянию 165 *Мпс*. Поскольку подобные уточнения в рамках настоящего доклада несущественны, в основу табл. II положены значения, приведенные в [1], и лишь оптическая светимость указана на основе данных, сообщенных нам И. С. Шкловским. Для радиосветимостей в [17] приводятся близкие данные.

газа с температурой $T \geqslant 5 \cdot 10^7$ °K $\cong 5$ *кэв*. Значения, указанные в табл. I, отвечают такому тепловому излучению с $T = 5 \cdot 10^7$ °K. Если считать излучение магнитотормозным со спектральным индексом $\alpha = 1$ (интенсивность $I \sim \nu^{-\alpha}$, где ν — частота), то поток изменяется незначительно (например, для Лебедя А в этом случае $L_X = 2 \cdot 10^{46}$; см. [1]).

Вопрос о спектре рентгеновских источников имеет первостепенное значение для установления механизма, ответственного за излучение. К сожалению, до настоящего времени измерения с монохроматорами еще не осуществлены и некоторые сведения о спектре получены лишь в результате использования разных фильтров, а также сцинтилляционных и пропорциональных счетчиков (см. [4, 6, 18]). В связи с недостаточностью данных поступают таким образом: сравнивают данные наблюдений с тремя теоретическими спектрами. Именно, для черного тела интенсивность

$$I_{\text{вв},\nu} = \text{const} \cdot \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1},$$

в случае тормозного излучения оптически тонкого слоя газа с температурой T интенсивность

$$I_{\text{в},\nu} = \text{const} \cdot e^{-h\nu/kT}$$

(см. ниже), и для магнитотормозного излучения электронов со спектром $I_e = KE^{-\gamma}$ рентгеновский спектр

$$I_{m,\nu} = \text{const} \cdot \nu^{-\alpha}, \qquad \alpha = \frac{\gamma - 1}{2}$$

(см. [17, 18]).

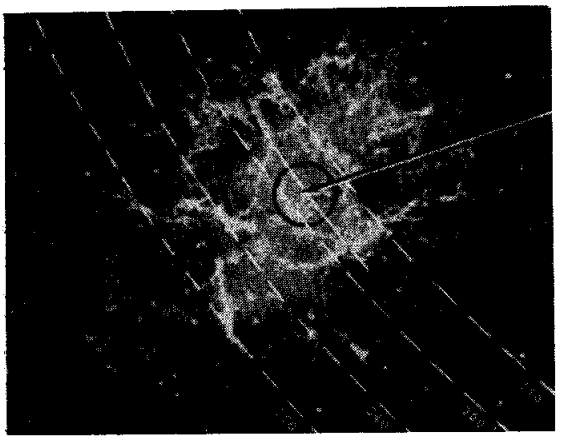

Рис. 2. Крабовидная туманность (оптическая фотография в лучах одной из спектральных линий). Кружком показано положение рентгеновского источника. Пунктирные линии — положение лунного края (цифры указывают время в секундах с момента запуска ракеты).

Для Краба (Tau XR-1) данные, видимо, совместимы и с магнитотормозным $I_{m,\nu}$ и тормозным $I_{\text{в},\nu}$ спектрами, но в обоих случаях индекс α или температуру T нужно несколько изменять для разных участков спектра (такая ситуация могла бы иметь место для неоднородного источника). В случае Sco XR-1 последние данные [19] свидетельствуют против спектра черного тела и вполне совместимы с тормозным спектром $I_{\text{в},\nu}$ при $T = 5{,}8 \cdot 10^7$ °K. Поток излучения от Sco XR-1 на Земле в интервале энергий фотонов 2—20 *кэв* составляет 74,6 *фотона/см²сек*, или $4{,}8 \cdot 10^{-7}$ *эрг/см²сек* (см. [19]). Согласно [4] поток от Sco XR-1 несколько меньше: в интервале $1 < E_X < 10$ *кэв* $F_X = (1{,}6 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-7}$ *эрг/см²сек* (по тем же данным для Краба $F_X = 2 \cdot 10^{-8}$). Если Sco XR-1 находится от нас на расстоянии в 10^3 св. лет, то его светимость $L_X = 4\pi R^2 F_X \sim 3 \cdot 10^{36}$ *эрг/сек*.

Заметим, наконец, что помимо дискретных рентгеновских источников обнаружен также диффузный космический рентгеновский фон. В интервале $2\ \text{Å} \leqslant \lambda \leqslant 8\ \text{Å}$ интенсивность фона $I_\Phi \cong 10$ *фотонов/см²сек·стерад*. Согласно [4] еще нет полной уверенности в том, что наблюдаемый фон имеет космическую природу, хотя это и очень вероятно. Поскольку фон изотропен, он должен иметь внегалактическое происхождение (если, конечно, фон является космическим, т. е. внеземным). Возможно, что фон представляет собой не разрешенное аппаратурой совокупное рентгеновское излучение галактик (см. [1]). Фон мог бы,

однако, создаваться в результате тормозного излучения горячего межгалактического газа или представлять собой рентгеновское излучение, образующееся при рассеянии тепловых фотонов на релятивистских электронах. С вопросом о рентгеновском фоне, а также поглощением рентгеновских лучей в межгалактическом пространстве связаны важные проблемы, на которых мы здесь останавливаться не будем (см. [5, 6, 20–25]).

4. О ПРИРОДЕ КОСМИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Важнейший вопрос, перед которым ставят нас наблюдения, состоит в выяснении характера источников и природы испускаемого ими космического рентгеновского излучения. Существенно при этом, что речь идет об очень мощном излучении, конкурирующем с оптическим и радиоизлучением. Именно эта сторона дела оказалась неожиданной, ибо слабого космического рентгеновского излучения можно было, конечно, ожидать уже на основании данных о солнечном рентгеновском излучении. Интересно, что в точности аналогичная ситуация имела место лет 15—20 назад, когда было открыто мощное радиоизлучение от оболочек сверхновых звезд и радиогалактик.

Выше мы упомянули о характере источников и природе их рентгеновского излучения. Нужно уточнить, что же здесь имеется в виду.

По своему характеру источники удобно разделить прежде всего на «компактные» и «протяженные». Классическим примером компактного источника является звезда; если речь идет о рентгеновском диапазоне, то особенно интересны нейтронные звезды. Дело в том, что «обычные» звезды, вообще говоря, являются относительно слабыми рентгеновскими излучателями. Нейтронные же звезды могут быть столь горячими ($T \geqslant 10^7$ °K), что несмотря на свой маленький размер (радиус $r \sim 10$ *км*), будут мощными рентгеновскими источниками (см. обзоры [5, 26] и указанную там литературу). Другой возможный пример компактных рентгеновских источников — это магнитосферы ядер квазаров и аналогичные образования (см. [5, 26, 27, 28]).

Протяженными источниками являются большие облака горячего газа и, например, заключенное в какой-то протяженной области скопление релятивистских электронов. Именно такими протяженными источниками радиоизлучения являются радиогалактики и оболочки сверхновых звезд. Говоря о природе источника, будем подразумевать те механизмы и процессы, которые ответственны за его рентгеновское излучение. Очевидно, как компактные, так и протяженные источники могут иметь совершенно различную природу.

Действительно, рентгеновские лучи могут возникать в результате целого ряда процессов, из которых наиболее важны следующие:

1. Тормозное излучение, возникающее при соударениях электронов с ядрами. По астрофизической (и одновременно квантовой) терминологии речь здесь идет о свободно-свободных переходах, т. е. переходах электрона с уровня на уровень в непрерывном спектре с испусканием фотона.

2. Характеристическое рентгеновское излучение, образующееся при переходах в атомах с дискретного уровня на дискретный уровень (связанно-связанные переходы); сюда же можно отнести рекомбинационное излучение (свободно-связанные переходы). Разумеется, в собственно рентгеновской области лежат лишь линии элементов не легче азота и кислорода (для водородоподобного иона с зарядом Z потенциал ионизации из основного состояния равен $13{,}6\ Z^2$ *в*; для иона C VI это отвечает примерно 500 *в*, или длине волны $\lambda \cong 25$ Å).

3. Магнитотормозное (синхротронное) излучение релятивистских электронов, возникающее при их движении в магнитных полях.

4. Комптоновское (или, как иногда говорят, обратное комптоновское) рентгеновское излучение, которое генерируется при рассеянии релятивистских электронов на оптических или радиофотонах.

Сколько-нибудь подробное обсуждение этих механизмов здесь невозможно, и мы ограничимся лишь несколькими замечаниями, касающимися процессов 1, 2 и 3 (подробнее см. [5, 6]; характеристическое излучение обсуждается в [6] и указанных там источниках).

Спектр магнитотормозного излучения электрона с энергией E имеет максимум на частоте *)

$$\nu_m = 0{,}07\,\frac{eH_\perp}{mc}\left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 = 1{,}2\cdot 10^6 H_\perp \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 = 4{,}6\cdot 10^{-6} H_\perp\,[E\ (эв)]^2\ гц, \quad (1)$$

где $H_\perp$ — перпендикулярная лучу зрения проекция магнитного поля.

В оболочках сверхновых звезд и радиогалактиках, если не говорить о небольших областях, поле $H \leqslant 10^{-3}$ $э$; поэтому за магнитотормозное рентгеновское излучение с $\nu \sim 10^{18}$ ($\lambda = \frac{c}{\nu} \sim 3$ Å, $E_X = h\nu \sim 4$ $кэв$) были бы ответственны в основном электроны с энергией $E \geqslant 10^{13}$ $эв$.

Характерное время магнитотормозных потерь (время, за которое энергия электрона уменьшается вдвое)

$$T_m = \frac{5{,}1\cdot 10^8}{H_\perp^2}\,\frac{mc^2}{E}\ сек. \quad (2)$$

При $H_\perp \sim 10^{-3}$ $э$ и $E \geqslant 10^{13}$ $эв$ время $T_m \leqslant 3\cdot 10^7$ $сек \cong 1$ год. Между тем возраст Крабовидной туманности (оболочки сверхновой 1054 г.) составляет более 900 лет, активная фаза для радиогалактик — порядка 10^6 лет и выше. Уже отсюда ясно, что рентгеновское излучение оболочек сверхновых звезд и радиогалактик могло бы иметь магнитотормозную природу лишь при непрерывной «подкачке» электронов с очень высокой энергией. Для Краба и Девы А, где, несомненно, наблюдается оптическое магнитотормозное излучение, вопрос о необходимости подкачки энергии все равно возникает. Поэтому магнитотормозная природа рентгеновского излучения этих источников (особенно Краба) возможна. Наиболее убедительным доказательством этой гипотезы было бы обнаружение поляризации рентгеновского излучения. При магнитотормозном механизме можно ожидать поляризации рентгеновского излучения Краба, достигающей 15%. Ни один другой механизм излучения дать такой поляризации, если говорить о реальных условиях, никак не может.

Для ярчайшего источника Sco XR-1, а также всех других галактических источников, кроме Краба, предположение о магнитотормозной природе представляется очень маловероятным. Достаточно сказать, что эти источники не дают заметного магнитотормозного оптического излучения, а за исключением Кассиопеи А, и заметного радиоизлучения. В таких условиях считать рентгеновское излучение магнитотормозным можно лишь ценой далеко идущих дополнительных предположений **).

При рассеянии электронов с энергией

$$E \ll \frac{mc^2}{\varepsilon}\,mc^2 \quad (3)$$

---

*) Все формулы, касающиеся магнитотормозного излучения, приведены, например, в [18].

**) Мы предполагали здесь, что речь идет о протяженных источниках. Для компактных источников положение изменяется (см. примечание в конце статьи).

на фотонах с энергией ε образуются фотоны с энергией

$$E_{\mathrm{X}} = h\nu \sim \varepsilon \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2. \tag{4}$$

Для тепловых оптических фотонов ($\varepsilon \sim 1$ *эв*) условие (3) имеет вид $E \ll 3\cdot 10^{11}$ *эв* и $E_{\mathrm{X}} \sim 10^3 \div 10^4$ *эв* при $E \sim 2 \div 5\cdot 10^7$ *эв*. Для реликтовых метагалактических фотонов (см. [21]) $\varepsilon \sim 10^{-3}$ *эв* ($T \cong 3^\circ$ K) и $E_{\mathrm{X}} \sim 10^3 \div 10^4$ *эв* при $E \sim 5\cdot 10^8 \div 2\cdot 10^9$ *эв*. В области (3) комптоновские потери отличаются от магнитотормозных потерь в изотропном поле с напряженностью H заменой $\frac{H^2}{8\pi}$ на w_{ph} — плотность энергии тепловых (рассеивающих) фотонов (этот результат имеет простой физический смысл; см. [4, 17]).

Для протяженных источников $w_{\mathrm{ph}} \leqslant 5\cdot 10^{-12}$ *эрг/см*^{3} (имеем в виду плотность теплового излучения в оптической и радиообластях; плотность энергии черного излучения с $T = 3^\circ$ K составляет $w_{\mathrm{ph}} \cong \cong 0{,}6\cdot 10^{-12}$ *эрг/см*^{3}). Таким образом, комптоновские потери меньше магнитотормозных потерь, пока $w_{\mathrm{ph}} \leqslant 5\cdot 10^{-12} < \frac{H^2}{8\pi}$ или $H > 10^{-5}$ *э*. В радиогалактиках и оболочках сверхновых звезд это неравенство обычно соблюдается; уже отсюда ясно, что рентгеновское комптоновское излучение, вообще говоря, слабее полного магнитотормозного излучения от источника. Развивая подобные соображения, можно видеть, что комптоновский механизм, как и магнитотормозной, очень маловероятен в качестве механизма рентгеновского излучения Кассиопеи А, Лебедя А и ряда других рентгеновских источников, если только они являются протяженными.

Для протяженных источников большого внимания заслуживает тормозной механизм и, точнее, тормозное излучение квазиравновесной горячей плазмы, т. е. плазмы с распределением электронов по скоростям, близким или практически совпадающим с максвелловским.

Электрон с энергией E создает тормозное излучение, лежащее во всем интервале частот, меньших частоты $\nu_{\max} = \frac{E}{h}$. Спектр тормозного излучения плазмы зависит вместе с тем не только от спектра излучения одного электрона, но и от функции распределения электронов по скоростям. Если это распределение является максвелловским с температурой T, то из единицы объема полностью ионизованной водородной плазмы в единицу времени излучается энергия

$$\varepsilon = \frac{64\sqrt{2\pi}e^6 n^2}{3mc^3 h}\left(\frac{kT}{m}\right)^{1/2} \cong 1{,}6\cdot 10^{-27} n^2 \sqrt{T}\ \ эрг/см^3 сек, \tag{5}$$

где n — концентрация электронов (и протонов), и в последнем выражении, а также везде ниже температура T измеряется в абсолютных градусах; если бы газ состоял из ионов с зарядом Z (или, точнее, eZ), то в (5) нужно было бы заменить n^2 на $nn_Z Z^2 = n^2 Z$, где n — электронная концентрация и в силу квазинейтральности концентрация ионов $n_Z = \frac{n}{Z}$. Формула (5) справедлива в борновском приближении, когда $\frac{e^2 Z}{\hbar v} \ll 1$; для водородной плазмы это значит, что скорость электронов $v \gg 3\cdot 10^8$ *см/сек* или

$$T \sim \frac{mv^2}{3k} \gg \frac{e^4 m}{3k\hbar^2} \sim 10^5\ ^\circ\mathrm{K}. \tag{6}$$

В области частот $\frac{h\nu}{kT} \gtrsim 1$ спектральная плотность тормозного излучения *определяется формулой*

$$\varepsilon_\nu \cong \varepsilon \frac{h}{kT} e^{-h\nu/kT} = 7{,}7 \cdot 10^{-38} \frac{n^2}{\sqrt{T}} e^{-h\nu/kT} \ эрг/см^3 сек \cdot гц, \qquad (7)$$

где ε дается выражением (5). Если проинтегрировать выражение (7) по спектру $\int_0^\infty \varepsilon_\nu d\nu$, то результат совпадет с выражением (5), хотя формула (7) является приближенной. Дело в том, что формула (5) тоже является приближенной. Это приближение является хорошим по той причине, что область малых частот $h\nu/kT \ll 1$ вносит лишь небольшой вклад в ε (в этой области для ε_ν справедливо выражение (7), умноженное на $\frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \frac{4\,kT}{1{,}781\,h\nu}$). Выражения (5) и (7) получены без учета реабсорбции, т. е. относятся к случаю оптически тонкого (прозрачного) слоя газа. При учете поглощения (реабсорбции) излучение уменьшается и для толстого слоя становится черным. В силу теоремы Кирхгофа $\varepsilon_\nu = \varepsilon_{0,\nu} \cdot \mu_\nu$, где μ_ν — коэффициент поглощения излучения и $\varepsilon_{0,\nu}$ — спектральная плотность излучения черного тела:

$$\varepsilon_{0,\nu} = \frac{8\pi}{c^2} \frac{h\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1}. \qquad (8)$$

Поэтому из (5), (7), (8) получаем

$$\mu_\nu = \frac{\varepsilon_\nu}{\varepsilon_{0,\nu}} = \frac{8\sqrt{2}e^6 n^2}{3\sqrt{\pi} m^{3/2} ch\,(kT)^{1/2} \nu^3} (1 - e^{-h\nu/kT}) = \frac{4 \cdot 10^8 n^2}{\sqrt{T}\nu^2} (1 - e^{-h\nu/kT}). \qquad (9)$$

Слой можно считать тонким, пока его оптическая толща $\tau_\nu = \int_0^L \mu_\nu dl \ll 1$ или, для однородного слоя с толщиной L, пока $\mu_\nu L \ll 1$. С единицы поверхности черного тела (в частности, с поверхности оптически толстого слоя равновесной плазмы) излучается поток

$$F = \sigma T^4, \qquad \sigma = \frac{\pi^2 k^2}{60\hbar^3 c^2} = 5{,}67 \cdot 10^{-5} \ эрг/см^2 сек \cdot град^4.$$

Оценки показывают (см. [29]), что в обсуждаемых ниже случаях реабсорбция еще очень мала.

Облако равновесной плазмы с объемом V в силу сказанного обладает светимостью

$$L_X = \varepsilon V = 1{,}6 \cdot 10^{-27} n^2 \sqrt{T}\, V \ эрг/сек, \qquad (10)$$

причем плазма считается однородной (так же для определенности поступаем ниже, когда для получения средней концентрации газа n будем полагать $n \sim \sqrt{n^2}$); индекс X у L указывает на то, что мы интересуемся случаем, когда $h\nu \sim kT \gtrsim 10^3$ *эв* ($T \gtrsim 10^7$ °K) и основная часть излучения лежит в рентгеновской области спектра.

Из (6) ясно, что, зная светимость L_X и температуру T, мы можем выразить n^2, массу газа M и его внутреннюю энергию W_T через V:

$$n^2 = \frac{L_X}{1{,}6 \cdot 10^{-27} \sqrt{T} V}, \qquad M \sim 2 \cdot 10^{-24} \sqrt{n^2}\, V \sim \frac{(L_X V)^{1/2}}{2 \cdot 10^{10} T^{1/4}} \ г, \qquad (11)$$

$$W_T \sim \sqrt{n^2} kTV \sim 3 \cdot 10^{-3} (L_X V)^{1/2} T^{3/4} \ эрг.$$

В случае Краба $L_X \sim 5\cdot10^{36}$ *эрг*, а объем V известен и составляет примерно $V \sim \frac{4\pi}{3} r^3 \sim 5\cdot10^{53}$ *см*^{3}. Отсюда при $T \sim 10^8$ имеем $n^2 \sim 10^6$, $M \lesssim M_\odot$ и $W_T \sim 5\cdot10^{48}$ *эрг*. Насколько можно судить, нельзя отрицать такую возможность, которая неоднократно обсуждалась в литературе (см., например, [6]). Внутренняя энергия газа $W_T \sim W_{\text{кг}}$, где $W_{\text{кг}}$ — энергия космических лучей в источнике. Такое соотношение не только непротиворечиво, но даже естественно (см. [20, 22, 29]). Возможное возражение против предположения о существовании большого количества горячего газа в Крабе состоит в том, что в результате наблюдалась бы сильная деполяризация магнитотормозного санти- и дециметрового излучения Краба. Однако это возражение не кажется нам убедительным, поскольку объем рентгеновского источника в Крабе на порядок меньше объема источника, ответственного за поляризованные оптическое и радиоизлучение (см. [16, 29]).

В силу сказанного вопрос о природе рентгеновского излучения Краба представляется сейчас открытым. Как магнитотормозной, так и тормозной механизмы излучения этого источника возможны, хотя магнитотормозной механизм, видимо, несколько более вероятен. Решающими здесь будут, по-видимому, только поляризационные измерения.

В случае Девы А также конкурируют в основном тормозной и магнитотормозной механизмы, но положение здесь сложнее, поскольку размер рентгеновского источника неизвестен. Чем этот источник больше, тем более вероятна тормозная природа источника. Это предположение встречается с трудностями, которые связаны в основном с необходимостью иметь большой запас горячего газа (см. [29, 30]).

Для Кассиопеи А и Лебедя А наиболее вероятным нам представляется именно тормозной механизм. Альтернативное предположение состоит в том, что соответствующие рентгеновские источники, в отличие от радиоисточников, очень малы (компактные источники). Хотя на существование таких компактных источников в Лебеде А и Кассиопее А никаких указаний нет, но все же это не исключено. Если считать рентгеновское излучение Лебедя А тормозным с $T \cong 5\cdot10^7$ ° К, то из (11) получаем:

$$n^2 \sim \frac{3\cdot10^{69}}{V}, \quad M \sim 10^{11}\sqrt{V}, \quad W_T \sim 3\cdot10^{26}\sqrt{V} \tag{12}$$

или при $V = 3\cdot10^{68}$ *см*^{3} (радиус $r \sim 5\cdot10^{22}$ *см*) и $V = 10^{62}$ *см*^{3} ($r \sim 3\cdot10^{20}$ *см*) имеем:

$$V \sim 3\cdot10^{68}\ \text{см}^3, \quad n \sim 3, \quad M \sim 10^{45}\ \text{г} \sim 5\cdot10^{11} M_\odot, \quad W_T \sim 5\cdot10^{60}\ \text{эрг},$$

$$V \sim 10^{62}\ \text{см}^3, \quad n \sim 5\cdot10^3, \quad M \sim 10^9 M_\odot, \quad W_T \sim 3\cdot10^{57}\ \text{эрг}.$$

Даже во втором варианте, не говоря уже о первом, масса газа велика. С другой стороны, даже для первого варианта энергия $W_T \sim W_{\text{кг}}$ — энергия космических лучей в Лебеде А (см. [17]); поэтому к дополнительным трудностям энергетического характера тормозной механизм мощного рентгеновского излучения Лебедя А не приводит (см. [29]).

Итак, по сути дела, как нам кажется, в случае Лебедя А сейчас вероятны только две возможности:

а) наличие большого количества горячего газа, приводящего к образованию тормозного рентгеновского излучения,

б) существование в Лебеде А какого-то не замеченного в радио- и оптической областях компактного рентгеновского источника (активного галактического ядра, рентгеновского квазара и т. п.); такой источник мог бы давать рентгеновское излучение в результате действия целого ряда механизмов.

Только наблюдения смогут решить вопрос о том, реализуется ли одна из этих возможностей и какая именно. Несколько более естественной и вероятной нам все же представляется первая из них. Однако в любом случае мы сталкиваемся с совершенно новой в астрофизике ситуацией: до сих пор не было никаких указаний на наличие в радиогалактиках огромных масс горячего газа, как и не было веских оснований в пользу гипотезы о рентгеновских квазарах, «сидящих» в радиогалактиках.

5. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Дальнейший прогресс в области рентгеновской астрономии невозможен без усовершенствования аппаратуры. Нужно иметь ориентированные спутники, поскольку наблюдения с помощью ракет весьма непродолжительны. Между тем длительные наблюдения нужны, в частности, для выявления переменности источников. Такая переменность интересна не только сама по себе, она позволяет оценить максимальные размеры источника $\left(\text{ясно, что рентгеновский источник с размерами } r \text{ не может сильно изменить свою яркость за время } t < \frac{r}{c}\right)$. Разумеется, переменность источников может быть выявлена и в результате повторных запусков ракет, как это уже имело место в отношении источника Cyg XR-1.

Другой путь для определения размеров источника состоит, конечно, в повышении угловой разрешающей силы. Высокое угловое разрешение (угловые секунды) проще всего осуществить, используя покрытие источника Луной. Впрочем, имеются немалые возможности и в области усовершенствования рентгеновских «телескопов» разных типов (в том числе и квазиоптических систем). Увеличение светосилы (площади) рентгеновских «телескопов», несомненно, позволит продвинуться вперед в отношении изучения спектра источников. Наконец, совершенно необходимы измерения поляризации, поскольку они наилучшим образом могут выявить наличие магнитотормозного рентгеновского излучения. Правда, отсутствие заметной поляризации еще не закрывает магнитотормозной механизм; однако ее наличие практически доказывает магнитотормозную природу источника *).

Развитие рентгеновской астрономии, как мы уже подчеркивали, поразительным образом схоже с развитием радиоастрономии.

Еще в конце XIX века искали космическое радиоизлучение. В его существовании нельзя было сомневаться (если иметь в виду, например, тепловое радиоизлучение Солнца). Можно было полагать, однако, что это излучение слабо и, скажем, для Солнца оно отвечает излучению черного тела с температурой $T \cong 6000°$. На деле же оказалось, что даже «спокойное» Солнце является источником радиоизлучения с температурой $T \sim 10^6$, а спорадическое солнечное радиоизлучение бывает еще на много порядков сильнее. Такая же ситуация имеет место в рентгеновской области.

Открытие мощного радиоизлучения оболочек сверхновых звезд и галактик (в частности, радиогалактик) было неожиданным и внесло в астрономию вклад непреходящего значения. То же можно сказать об обнаружении мощного рентгеновского излучения галактических источников и радиогалактик (кстати, Лебедь А был первым обнаруженным

*) Разумеется, для выяснения природы рентгеновских источников очень важны и оптические наблюдения (речь идет, например, об обладающем непрерывным спектром оптическом излучении горячего газа [29, 31]). Существенную роль сыграло бы также обнаружение линейчатого рентгеновского спектра (особый интерес с этой точки зрения представляют атомы высокоионизованного железа; см. [30, 31]).

дискретным источником космического радиоизлучения). Сейчас ясно тем самым, что рентгеновская астрономия — это не просто перспективное направление, на котором можно найти нечто новое. Нечто новое уже найдено и по своему значению превзошло все ожидания *). Не приходится поэтому сомневаться в том, что рентгеновской астрономии будет в ближайшие годы уделено исключительное внимание и она по своему удельному весу в астрономии вскоре займет место в одном ряду с оптической и радиоастрономией. Тем самым будет в основном завершена происходящая сейчас астрономическая революция, содержание которой состоит в превращении астрономии из оптической во «всеволновую».

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. E. T. Byram, T. A. Chubb, H. Friedman, Cosmic X-Ray Sources, Galactic and Extragalactic, Preprint (1966), Science **152**, 66 (1966).
2. K. Aizu, Y. Fujimoto, H. Hasegawa, K. Kawabata, M. Taketani, The Sixth COSPAR Symposium at Mar del Plata (1965).
3. И. С. Шкловский, Астрон. ж. **43** (1966).
4. B. Rossi, Experimental X-Ray Astronomy, Preprint (1966).
5. В. Л. Гинзбург и С. И. Сыроватский, УФН **84**, 201 (1964); Space Sci. Rev. **4**, 267 (1965).
6. S. Hayakawa, M. Matsuoka, D. Sugimoto, Space Sci. Rev. **5**, 109 (1966).
7. T. R. Burnight, Phys. Rev. **76**, 165 (1949).
8. H. Friedman, Annual Rev. Astron. and Astrophys. **1**, 59 (1963).
9. С. Л. Мандельштам, Space Sci. Rev. **4**, 587 (1965).
10. R. Giacconi, H. Gursky, F. Paolini, B. Rossi, Phys. Rev. Letts. **9**, 439 (1962).
11. H. Gursky, R. Giacconi, F. Poalini, B. Rossi, Phys. Rev. Letts. **11**, 530 (1963); см. также Space Sci. Rev. **4**, 151 (1965).
12. H. Friedman, Space Research, vol. 4, North Holland Phubl., Amsterdam (1964), p. 966.
13. S. Bowyer, E. T. Byram, T. A. Chubb, H. Friedman, Science **146**, 912 (1964).
14. R. Isler, A. Lurio, R. Novick, R. Schmieder, T. Wing, A Proposed Experiment for the Determination of the Polarization of the Galactic X-Ray Sources, Preprint (1965).
15. S. Bowyer, E. T. Byram, T. A. Chubb, H. Friedman, Science **147**, 394 (1965).
16. Л. И. Матвеенко, Астрон. циркуляр № 358, 359 (1966).
17. В. Л. Гинзбург и С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, М., Изд-во АН СССР (1963); дополненное издание Pergamon Press (1964).
18. В. Л. Гинзбург и С. И. Сыроватский, УФН **87**, 65 (1965); Annual Rev. Astron. and Astrophys. **3**, 297 (1965).
19. G. Chodil, R. C. Jopson, H. Mark, F. D. Seward, C. D. Swift, Phys. Rev. Letts. **15**, 605 (1965).
20. В. Л. Гинзбург и Л. М. Озерной, Астрон. ж. **42**, 943 (1965).
21. Я. Б. Зельдович, см. настоящий выпуск УФН, стр. 647.
22. В. Л. Гинзбург и С. И. Сыроватский, УФН **88**, 485 (1966).
23. J. E. Felton, Phys. Rev. Letts. **15**, 1003 (1965).
24. И. Л. Розенталь, Астрон. ж. **43**, 332 (1966).

*) Роль «просто перспективного» направления, которое может оказаться (но, в принципе, может и не оказаться) весьма плодотворным, сохраняется за гамма-астрономией. Разумеется, гамма-астрономия непосредственно примыкает к рентгеновской астрономии, но отличается от нее как диапазоном частот (условно можно считать γ-лучами фотоны с энергией $E_\gamma > 10^5$ *эв*), так и в известной мере источниками излучения. Если мощное γ-излучение квазаров [28] и радиогалактик [29] будет обнаружено, то, конечно, и гамма-астрономия окажется в центре внимания (см. примечание в конце статьи).

25. J. A. M. Bleeker, J. J. Burger, A. Scheepmaker, B. N. Swanenburg, Y. Tanaka, Balloon Observation of the Isotropic Component of Celectial X-Rays up to 90 kev, Preprint (1966).
26. Я. Б. Зельдович и И. Д. Новиков, УФН **86**, 447 (1965).
27. В. Л. Гинзбург, ДАН СССР **156**, 43 (1964); Quasi-Stellar Sources and Gravitational Collapse, Chicago (1965), p. 283; см. также ДАН СССР **158**, 808 (1964).
28. В. Л. Гинзбург, Л. М. Озерной и С. И. Сыроватский, ДАН СССР **154**, 557 (1964); Астрон. циркуляр № 267 (1963); Quasi-Stellar Sources and Gravitational Collapse, Chicago (1965), p. 277; см. также ЖЭТФ **47**, 1030 (1964).
29. В. Л. Гинзбург, Астрон. ж. **43**, № 5 (1966).
30. И. С. Шкловский, Астрон. ж. **43** (1966).
31. W. H. Tucker, Cosmic X-Ray Sources, Dissertation (University of California, Preprint, 1966).
32. H. Gursky, R. Giacconi, P. Gorenstein, J. R. Waters, M. Oda, H. Bradt, G. Garmire and B. V. Sree Kantan, Preprint (1966).
33. O. B. Manley, Preprint (1966).
34. Sky and Telescope **31**, 339 (1966).

Дополнение при корректуре. По последним данным [32] угловой размер источника ScoXR-1 меньше 20″. Это обстоятельство делает маловероятным предположение о том, что Sco XR-1 *является протяженным объектом типа оболочки сверхновой*. Скорее всего мы имеем здесь дело либо с горячей нейтронной звездой, либо со сжимающейся магнитной звездой [27, 33], излучающей магнитотормозные рентгеновские лучи. Возражение против отождествления ScoXR-1 с горячей нейтронной звездой, основанное на том, что спектр этого источника не есть спектр черного тела, не представляется еще убедительным в связи с недостаточным количеством сведений о спектре и возможностью искажения этого спектра за счет процессов в оболочке нейтронной звезды. *Вместе с тем гипотеза о квазизвездном магнитотормозном рентгеновском источнике* [27, 33] представляется нам не менее вероятной. Получено также сообщение [34] об обнаружении дискретного источника γ-лучей в созвездии Лебедя. Если речь идет о Лебеде А, то γ-излучение могло бы возникнуть в результате рассеяния релятивистских электронов на рентгеновских фотонах, испускаемых тем же источником Лебедь А CygXR-3 (см. [29]).