

ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ СПЕКТРОВ КОСМИЧЕСКИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ

Ю.Н.Гнедин, А.З.Долгинов, А.И.Цыган

В настоящее время имеется довольно много экспериментальных данных относительно спектров рентгеновских источников [1-4]. Для объяснения этих спектров предлагаются различные модели [2, 5, 6]. Однако предложенные модели встречаются с рядом трудностей. Если считать, что рентгеновские спектры возникают в результате тормозного излучения плазмы, то приходится предполагать наличие нескольких слоев плазмы с различной высокой температурой (40-100) 10^6 °К. Предположение о магнитотормозной природе излучения не объясняет всей совокупности имеющихся экспериментальных данных (например, спектр Sco-XR-1). В рамках этих моделей трудно единым образом объяснить оптические и рентгеновские спектры этих источников [3, 5, 6]. Отсутствие излучения в отдельных линиях также противоречит тепловым моделям [4].

По существу во всех предложенных моделях предполагается, что спектр излучения есть равновесный спектр в среде. Мы хотим обратить

внимание на то обстоятельство, что например, спектр $Sc\alpha$ -XR-1 удивительно похож на неравновесный спектр жесткого γ -излучения с энергией порядка нескольких Мегаэлектронвольт, возникающий в результате замедления γ -квантов в среде (см. рисунок). Как известно [7], спектр замедления γ -квантов имеет вид:

$$dI(E) = AE^{-1} r^{-3/2}(E) \exp[-x^2(4r(E))^{-1}] dE \quad (1)$$

Здесь $I(E)$ – поток энергии, x – оптическая толщина среды по отношению к чисто томсоновскому рассеянию, $r(E)$ – так называемая длина замедления, которая имеет вид:

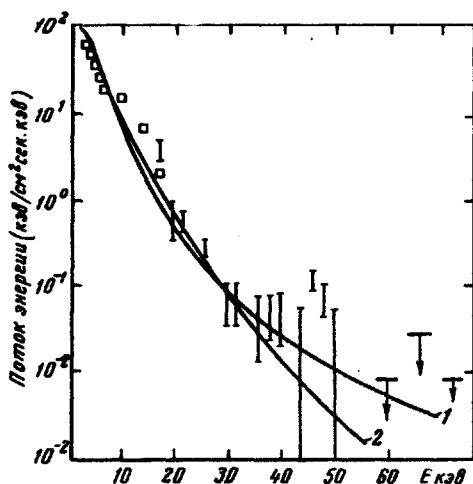
$$r(E) = \frac{1}{3} \int_{\lambda_0}^{\lambda} \left[\frac{\sigma_0}{\sigma(\lambda)} \right]^2 \frac{d\lambda}{[1 - \mu(\lambda)]^2} \quad (2)$$

λ_0 и λ – длины волн падающего и рассеянного γ -кванта соответственно в единицах комптоновской длины электрона, $\sigma(\lambda)$ и σ_0 – комптоновское и томсоновское сечения рассеяния, $\mu(\lambda)$ – средний косинус угла рассеяния. Пусть энергия начальных квантов $\sim 5 \text{ Мэв}$, что соответствует $\lambda_0 \sim 0,1$. Тогда в области мягкого рентгена (энергия порядка нескольких килоэлектронвольт) $\lambda \gg 1$, $\sigma(\lambda) = \sigma_0$ и $r = (\lambda - \lambda_0)/3 = \lambda/3$. Из формулы (1) легко видно, что спектр в этом случае будет иметь экспоненциальный характер. Начиная с энергий 20–30 кэв, комптоновское сечение быстро падает и r соответственно возрастает. Поэтому спектр квантов "смягчается" и принимает вид, представленный на рисунке. В рамках данной модели из сравнения с экспериментальным спектром легко определить оптическую толщину среды и начальную энергию квантов.

Если принять такой механизм образования спектра, то возникает вопрос об источнике γ -излучения. Таким источником может быть, например, магнитотормозное излучение релятивистских электронов. Это предположение кажется естественным, поскольку сейчас считается, что магнитотормозное излучение может быть причиной возникновения жесткого рентгена со степенным спектром. С другой стороны оно не требует слишком большой плотности релятивистских электронов. Задаваясь экспериментально определенным потоком рентгеновского излучения для $Sc\alpha$ -XR-1 и используя известные формулы для магнитотормозного излучения, мы оценили плотность и энергию релятивистских элект-

ронов со степенным спектром, приводящих к излучению γ -квантов с энергией ~ 1 Мэв для двух моделей: 1) нейтронная звезда с магнитным полем $H \sim 10^9$ эс [8] и 2) звезда с радиусом $\sim 10^{11}$ см и полем $H \sim 10^4$ эс. В первом случае получаем для плотности электронов с энергией ϵ величину $n(\epsilon) \leq 10^{-2}$ см $^{-3}$ при $\epsilon \sim 150$ Мэв, а во втором, $n(\epsilon) \leq 10^{-4}$ см $^{-3}$ при $\epsilon \sim 10$ Гэв. В качестве расстояния до источника была взята величина 100 лс. Отметим, что верхняя граница плотности релятивистских электронов для второй модели всего лишь на два порядка больше, чем соответствующая плотность электронов с энергией свыше 1 Гэв для солнечной вспышки и на много порядков меньше, чем та плотность, которая была бы необходима для объяснения экспоненциальной части спектра Sco-XR-1 путем тормозного излучения [3].

Таким образом, мы предлагаем в качестве модели рентгеновского источника Sco-XR-1 источник релятивистских электронов в магнитном поле, окруженный оптически толстой оболочкой холодной плазмы с температурой $T \sim 10^4$ °К. Из сравнения экспериментального спектра с рассчитанным находим (рисунок), что оптическая толщина холодной плазмы $x = 32$, а начальная энергия γ -квантов $E_0 = 5$ Мэв. Отсюда получаем



Экспериментальный и теоретический спектры рентгеновского источника Sco - XR - 1:
 1 - $x = 32$, $\lambda_0 = 0,1$; 2 - $x = 19$,
 $\lambda_0 = 1$

для концентрации холодной плазмы вблизи источника с радиусом 10^{11} см величину $N_e = 5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$. Что касается источников со степенным характером спектра, то и они находят свое объяснение в рамках нашей модели: следует просто предположить, что они имеют оптически тонкую оболочку. Теоретический и экспериментальный [3] потоки в оптической области легко согласовать, если принять во внимание мягкую часть синхротронного спектра, которая перерабатывается в оптическое излу-

чение. Действительно, как следует из (2), длина замедления оптических квантов, для которых $\lambda \gg 1$, не зависит от начальной энергии λ_0^{-1} и равна $\lambda/3$. Поэтому поток (1) в оптической области пропорционален полной площади спектра начального γ -излучения. В рентгеновской области ($\lambda \lesssim 10$) длина замедления существенно зависит от нижнего предела λ_0 , а, следовательно, от жесткой части начального спектра. Количественное согласие в рамках нашей модели получается, если потребовать, чтобы спектр γ -квантов резко обрывался в жесткой области при $E > 5 \text{ Мэв}$ и чтобы поток квантов с энергией $\gtrsim 1 \text{ Мэв}$ примерно в 30 раз был бы меньше полного потока. В частности такое согласие можно получить при спектре начального γ -излучения E^{-1} в интервале $0,1-5 \text{ Мэв}$, который могут создать релятивистские электроны с энергией $10+100 \text{ Гэв}$ в магнитном поле $H \sim 10^4 \text{ эс}$, если показатель степенного спектра электронов в этом интервале равен 3.

Авторы благодарят Д.А.Варшалоича и Н.А.Силантьева за полезное обсуждение работы.

Физико-технический институт

им. А.Ф.Иоффе

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

9 сентября 1969 г.

Литература

- [1] L.E.Peterson, A.S.Jacobson, *Astrophys. J.*, 145, 962, 1966.
- [2] P.Gorenstein, H.Gursky, G.Garmire. *Astrophys. J.*, 153, 885, 1965.
- [3] G.Neugebauer, J.B.Oke, E.Becklin, G.Garmire. *Astrophys. J.*, 155, 1, 1969.
- [4] S.S.Holt, E.A.Boldt, P.J.Serlemitsos. *Astrophys. J.Lett.*, 154, 137, 1969.
- [5] И.С.Шкловский. *Астрономический журнал*, 44, 930, 1967; *Astrophys. J. Lett.*, 148, 1, 1967.
- [6] Я.Б.Зельдович, Н.И.Шакура. *Астрономический журнал*, 46, 225, 1969.
- [7] Б.В.Новожилов. *ЖЭТФ*, 33, 1287, 1957.
- [8] H.Y. Chiu, V.Canuto. *Phys. Rev., Lett.*, 22, 415, 1969.