

О ПРОИСХОЖДЕНИИ ФОНОВОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

М.С. Лонгейр¹⁾, Р.А. Стялес²⁾

Наблюдения изотропного фонового рентгеновского излучения обнаружили ряд существенных особенностей его спектра [1,2]. Этот спектр (рисунок а) нельзя описать единым степенным законом $I(\epsilon) \sim \epsilon^{-\alpha}$, но для фотонов с энергией $\epsilon \gg 1 \text{ кэВ}$ имеют место два закона: $\alpha \approx 0,7$ при малых энергиях и $\alpha \approx 1,2$ при больших, излом приходится на область $\epsilon \sim 20 + 40 \text{ кэВ}$. Ниже 1 кэВ точный поток неизвестен, так как неизвестно, как сильно он поглощается межзвездным газом в нашей Галактике, но и без учета поправок на поглощение наблюдения показали превышение мягкого рентгеновского излучения с $\epsilon \sim 280 \text{ эВ}$ над тем значением, которое ожидалось по экстраполяции из области энергий $1,5 < \epsilon < 20 \text{ кэВ}$. Если спектр в этой области степенной, то его наклон должен превышать $\alpha \geq 1,2$.

Ниже будет предложена модель, объясняющая спектральные свойства рентгеновского фонового излучения.

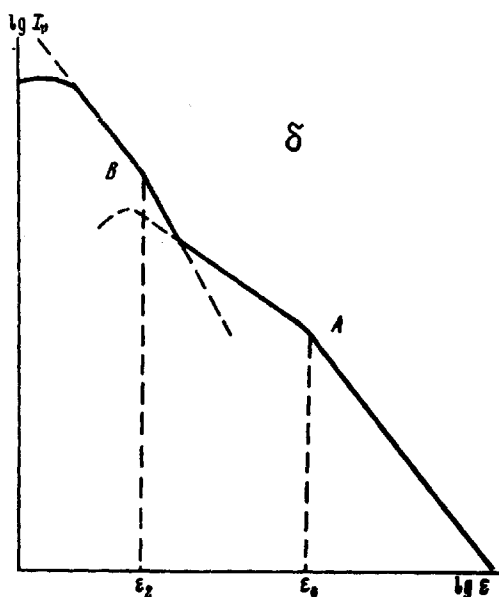
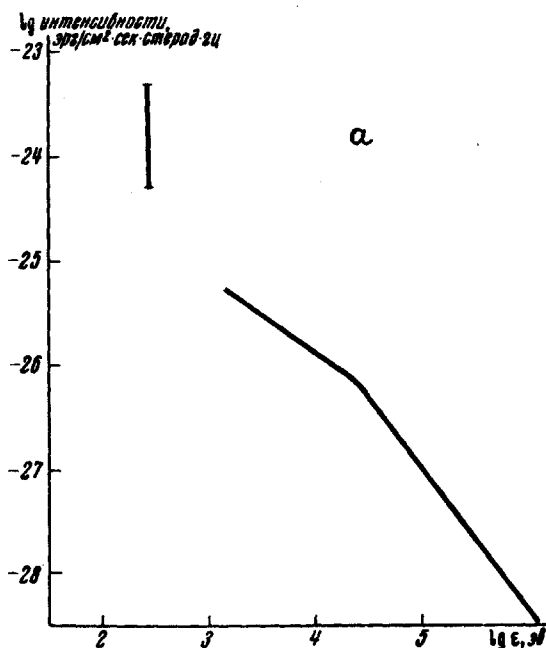
Предполагается, что рентгеновские кванты возникают при комптоновском рассеянии радио, инфракрасных и оптических квантов на релятивистских электронах, рождающихся со степенным спектром $N(E) \sim E^{-\gamma}$. Известно, что в этом процессе потери энергии $dE/dt \sim -E^2$, при этом если электроны теряют при рассеяниях лишь малую часть своей энергии, то спектральный индекс рентгеновского излучения $\alpha = (\gamma - 1)/2$, если же они теряют большую часть — $\alpha = \gamma/2$.

В последнее время обнаружено интенсивное инфракрасное излучение от квазаров, ядер сейфертовских, N - и нормальных галактик [3]. Если эти объекты являются также и источниками релятивистских электронов, то рассеяние инфракрасных квантов на последних приведет к рентгеновскому излучению. При этом электроны с энергией, большей E_0 (определяемой инфракрасной светимостью и размерами объекта, а также условиями диффузии), будут терять большую часть своей энергии вблизи объекта, а электроны с меньшей энергией — инжектироваться в межгалактическое пространство с первоначальным спектром, теряя лишь малую часть своей энергии на рентгеновское излучение. В результате в рентгеновском спектре появится излом при $\epsilon_0 = 4/3 (E_0/m_e c^2)^2 (\hbar\nu)_i$, где $(\hbar\nu)_i$ — средняя энергия инфракрасных квантов (см. кривую А на рисунке б).

¹⁾ Кембриджский университет, ФИАН.

²⁾ Институт Прикладной Математики.

Межгалактическое пространство заполнено реликтовым радиоизлучением с температурой $2,7^\circ \text{K}$. Средняя энергия реликтового кванта $(\bar{h\nu})_r$ в десятки раз меньше, чем средняя энергия инфракрасного кванта,



Спектр рентгеновского фонового излучения :
a – наблюдаемый, *b* – ожидаемый согласно модели,
 изложенной в данной работе

поэтому излучение, возникающее при рассеянии электронов с энергией меньше E_0 на реликтовом излучении, приходится на мягкую рентгеновскую

область $\epsilon < 1 \text{ кэВ}$. При этом все электроны с $E > E_1 = 150 \text{ мэВ}$, (что соответствует $\epsilon_1 = 100 \text{ эВ}$) теряют свою энергию за время, меньше космологического. В результате в области $\epsilon_1 < \epsilon < \epsilon_2$ [$\epsilon_2 = 4/3 (E_0/m_e c^2)^2 (\hbar\nu)_p$] наклон спектра будет равен $\gamma/2$, а при $\epsilon > \epsilon_2$ спектр будет еще более крутой (см. кривую В рисунка б). Наблюдаемый спектр представляет собой сумму кривых А и В, суммарное излучение электронов вблизи источника и в межгалактической среде.

Плотность энергии и числа квантов
в различных спектральных диапазонах
фоновой γ излучения Вселенной

Диапазон частот, ν	Плотность энергии излучения, $\text{эВ}/\text{см}^3$	Плотность квантов, см^{-3}
1.А. Дискретные радиоисточники $10^6 < \nu < 10^{10} \text{ чз}$	10^{-7}	1
1.Б. Реликтовое излучение $10^9 < \nu < 10^{12} \text{ чз}$	0,25	400
2. Инфракрасное излучение объектов [4] $10^{12} < \nu < 10^{14} \text{ чз}$	$\sim 10^{-2}$	~ 1
3. Оптическое излучение $10^{14} < \nu < 3 \cdot 10^{15} \text{ чз}$	$\sim 3 \cdot 10^{-3}$	$\sim 10^{-3}$
4.А. Мягкое рентгеновское излучение $\epsilon \leq 1 \text{ кэВ}$	$10^{-4} + 10^{-5}$	$3 \cdot (10^{-7} + 10^{-8})$
4.Б. Жесткое рентгеновское излучение $\epsilon \geq 1 \text{ кэВ}$	10^{-4}	$3 \cdot 10^{-9}$

Отметим, что ортодоксальная точка зрения, согласно которой главными источниками рентгеновского излучения являются радиогалактики, плохо согласуется с данными прилагаемой таблицы: необходимо, чтобы радиогалактики излучали в рентгеновской области в 1000 раз больше энергии, чем в радиодиапазоне. Этой трудности не существует для инфракрасных объектов.

Совокупность инфракрасных объектов может обеспечить наблюдаемое рентгеновское излучение, если: а) один процент излучаемой ими

энергии уходит на инжекцию релятивистских электронов, б) мало магнитное поле ($H \lesssim 10^{-6}$ эс) в окружающих ядра областях, чтобы можно было пренебрегать их вкладом в ради фон Вселенной, в) существует узкий класс источников инфракрасного излучения со свойствами, обеспечивающими разброс в величине ϵ_0 не более, чем на порядок величины.

Институт прикладной математики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 июня 1969 г.

Литература

- [1] R.C.Henry, G.Fritz, J.E.Meekins, H.Friedman, E.T.Byram. Ap. J., 153, L11, 1968.
 - [2] Л.А.Вайнштейн, Р.А.Соняев. Космические исследования, 6, 635, 1968.
 - [3] Proceedings of the Conference on Seyfert Galaxies and Related Objects, eds. A.G.Pacholczyk and R.Weymann. University of Arizona, February 1968.
 - [4] F.J.Low, W.H.Tucker. Phys. Rev. Lett., 21, 1538, 1968.
-