

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

НОЯБРЬ, 1981

ВЫПУСК 4

УДК 523.745

К ВОПРОСУ О КОСМИЧЕСКОМ ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ НА ЧАСТИЦАХ ПЫЛИ

Ф. А. АГАРОНЯН, А. С. АМБАРЦУМЯН

Поступила 9 марта 1981

Принята к печати 10 июня 1981

Обсуждается возможный вклад рентгеновского переходного излучения (РПИ), образуемого на частицах пыли, в космическое рентгеновское излучение. Показано, что в области энергий $\omega \lesssim 5$ кэВ интенсивность РПИ может существенно превосходить интенсивность тормозного излучения. Вклад РПИ в диффузный рентгеновский фон и в излучение от компактных рентгеновских источников незначителен. Полученные оценки показывают, что расчетная интенсивность РПИ от протяженных объектов, таких как гигантские молекулярные облака в Галактике, сравнима с наблюдаемой.

1. *Введение.* После рождения рентгеновской астрономии, наряду с внеатмосферными наблюдениями начались интенсивные теоретические исследования с целью выяснения природы космического рентгеновского излучения. Среди возможных механизмов генерации обсуждалось также рентгеновское переходное излучение (РПИ) на частицах космической пыли (см. [1] и приведенную там литературу).

В большинстве этих работ изучался возможный вклад РПИ в диффузное рентгеновское излучение, причем в некоторых из них утверждалось, что этот вклад может оказаться существенным, если не определяющим. Однако полученное при этом большое значение интенсивности потока фотонов из-за РПИ достигалось за счет весьма спорных предположений о плотности как релятивистских электронов, так и космической пыли в межгалактическом пространстве. Между тем, как показано ниже, вклад РПИ в рентгеновский диффузный фон незначителен ($\lesssim 10^{-5}$).

В то же время попытки объяснить рентгеновское излучение от ярких компактных источников, как галактического, так и внегалактического про-

исхождения, с помощью РПИ, встречаются серьезные трудности, характерные, вообще говоря, для всех нетепловых процессов.

Роль нетепловых процессов, в том числе и РПИ, возрастает в более «спокойных» областях, как, например, в гигантских комплексах молекулярных облаков. Поскольку интенсивность, генерируемая в процессе РПИ, пропорциональна как плотности релятивистских электронов, так и плотности пыли, то, зная эти параметры, а также размеры области генерации, можно оценить ожидаемые потоки рентгеновского излучения. С другой стороны, если удастся показать, что излучение от того или иного объекта обусловлено РПИ, то можно судить о распределении и плотности пыли в данном объекте. Если же такой уверенности нет, то можно установить верхний предел на произведение плотностей пыли и релятивистских электронов. В любом случае такой подход может оказаться (наряду с другими традиционными методами) полезным для изучения свойств космической пыли и тесно связанными с ней вопросами динамики и эволюции плотных газовых облаков, звездообразования и т. д.

Такая возможность из-за интенсивного диффузного рентгеновского излучения до последнего времени отсутствовала. Однако после запуска специализированного рентгеновского спутника «Эйнштейн», с высоким угловым разрешением и чувствительностью, проведение такого анализа становится реальным. Ниже мы иллюстрируем эту возможность на двух примерах: в случае радиогалактики Центавр-А и массивных молекулярных облаков в Галактике.

2. Функция генерации РПИ. Рентгеновое переходное излучение, образуемое при взаимодействии ультрарелятивистских заряженных частиц с макроскопическими сферическими объектами (в частности, с частицами космической пыли) наиболее подробно рассматривалось в работе [1]. В работе [2] были получены уточненные выражения для сечения образования РПИ на таких объектах, которые используются ниже.

Как известно [2], сечение РПИ зависит от параметра $Q = \omega r/c$, где ω — частота испускаемого фотона, r — размер объекта. В области значений $1 \ll Q \ll \gamma$ (γ — лоренц-фактор падающей частицы) сечение РПИ можно записать в виде:

$$\frac{d^2_{\text{нп}}}{d\omega} = \frac{2\omega_0^4 r^4}{137\omega^3 c^2} \ln \frac{\gamma^2}{Q}, \quad (1)$$

а для $\gamma \ll Q \ll \gamma^2$

$$\frac{d^2_{\text{нп}}}{d\omega} = \frac{2\omega_0^4 r^4}{137\omega^3 c^2} \left[\ln \frac{\gamma^2}{Q} + \frac{Q}{\gamma^2} - 1 \right], \quad (2)$$

где $\omega_0^2 = 4\pi N e^2/m$ — плазменная частота среды (N — плотность электронов объекта).

Если в качестве релятивистских частиц рассматривать электроны с некоторым энергетическим распределением $f(\gamma)$, то количество испускаемых фотонов РПИ в единичном интервале частот вблизи ω , в 1 см^3 за 1 с (функция генерации) равно:

$$\frac{dq}{d\omega} = N_n c \int \frac{d\gamma}{d\omega} f(\gamma) d\gamma, \quad (3)$$

где N_n — концентрация частиц космической пыли.

В дальнейшем мы будем рассматривать степенные спектры электронов:

$$f(\gamma) = K \times \begin{cases} \text{const}, & \gamma < \gamma_0 \\ \gamma^{-\alpha_1}, & \gamma_0 < \gamma < \gamma_1 \\ \gamma^{-\alpha_2}, & \gamma_1 < \gamma. \end{cases} \quad (4)$$

Нормировочный коэффициент K определяется таким образом, чтобы энергетическая плотность электронов w_e равнялась:

$$w_e = \left[\int f(\gamma) \gamma d\gamma \right] mc^2 = 1 \text{ эрг/см}^3. \quad (5)$$

Функция генерации вычислялась для различных значений параметров спектра (4) (α_1 , α_2 , γ_0 , γ_1) и размеров пыли при $N_n = 1$ частиц/см³.

При прохождении релятивистских электронов через вещество рентгеновские фотоны генерируются также и в процессе тормозного излучения. Сечение тормозного излучения определяется хорошо известной формулой Бете—Гайтлера. Однако при рассмотрении процесса в конденсированной среде необходимо учитывать влияние поляризации среды, с учетом которого сечение образования тормозного излучения для пыли имеет вид [3]

$$\frac{d\sigma_{\text{тн}}}{d\omega} = \frac{4Z^2 r_e^2}{137 \omega} \frac{\left(\frac{\omega}{\gamma m_e c^2} \right) + \frac{4}{3} \left(1 - \frac{\omega}{\gamma m_e c^2} \right)}{1 + \frac{\omega_{\text{гр}}^2}{\omega^2}} \ln \left[183 Z^{1/3} \left(1 + \frac{\omega_{\text{гр}}^2}{\omega^2} \right) \right], \quad (6)$$

где Z — атомный номер вещества, r_e и m_e — классический радиус и масса электрона, $\omega_{\text{гр}} = \omega_0 \gamma$.

Отметим, что эффект поляризации приводит к подавлению тормозного излучения в области низких частот ($\omega \leq \omega_{\text{гр}}$). Например при $\gamma = 500$ и $\omega_0 = 20$ эВ получаем, что $\omega_{\text{гр}} = 10$ кэВ. Это значение попадает в интересующую нас область частот и, следовательно, при сравнении вкладов тормозного излучения и РПИ этот эффект необходимо учитывать.

На рисунках приведены функции генерации РПИ и тормозного излучения для различных значений параметров спектра (4). Расчеты проводи-

лись для частиц пыли в предположении, что они состоят преимущественно из углерода, имеют плотность 1 г/см^3 и размер $r = 10^{-6} \text{ см}$, и для двух типов спектров электронов: с «обрезанием» спектра при низких энергиях ($\text{const} = 0$, рис. 1) и без «обрезания» (рис. 2). Как видно из рисунков, в

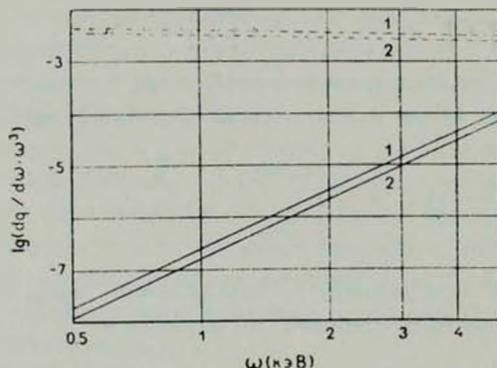


Рис. 1. Функции генерации РПИ — пунктирные кривые — и тормозного излучения — сплошные кривые — для спектра электронов (4) с «обрезанием» и параметрами: $\gamma_0 = 2 \cdot 10^2$, $\gamma_1 = 2 \cdot 10^3$; 1 — $\alpha_1 = \alpha_2 = 3$; 2 — $\alpha_1 = 1.6$, $\alpha_2 = 2.6$.

области частот $\omega \leq 5 \text{ кэВ}$ вклад РПИ является доминирующим. Поэтому мы в дальнейшем ограничиваемся областью частот ($0.5 \leq \omega \leq 5$) кэВ.

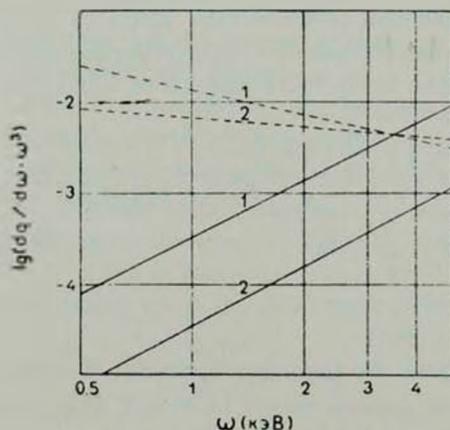


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 для спектра электронов без «обрезания»: $\gamma_0 = 10$, $\gamma_1 = 2 \cdot 10^3$.

Отметим, что именно эта область энергий изучалась с помощью детекторов на спутнике «Эйнштейн».

Разница вкладов РПИ и тормозного излучения становится особенно заметной в случае электронного спектра с «обрезанием» (рис. 1). Это объясняется отсутствием низкоэнергичных электронов, которые вносят вклад в тормозное излучение, в отличие от РПИ.

Таблица 1

Спектр электронов	r			
	$5 \cdot 10^{-7}$ см	10^{-6} см	$5 \cdot 10^{-6}$ см	10^{-5} см
a	$1.55 \cdot 10^{-12}$	$2.02 \cdot 10^{-11}$	$7.29 \cdot 10^{-9}$	$9.06 \cdot 10^{-8}$
	$2.44 \cdot 10^{-14}$	$1.95 \cdot 10^{-13}$	$2.44 \cdot 10^{-11}$	$1.95 \cdot 10^{-10}$
b	$2.66 \cdot 10^{-12}$	$3.19 \cdot 10^{-11}$	$9.01 \cdot 10^{-9}$	$1.00 \cdot 10^{-7}$
	$6.67 \cdot 10^{-14}$	$5.35 \cdot 10^{-13}$	$6.67 \cdot 10^{-11}$	$5.35 \cdot 10^{-10}$
c	$4.79 \cdot 10^{-12}$	$4.85 \cdot 10^{-11}$	$7.06 \cdot 10^{-9}$	$5.65 \cdot 10^{-8}$
	$2.14 \cdot 10^{-13}$	$1.72 \cdot 10^{-12}$	$2.14 \cdot 10^{-10}$	$1.72 \cdot 10^{-9}$

Энергетическая функция генерации РПИ (верхняя строка) и тормозного излучения (нижняя строка в единицах эрг/с·част. для различных значений радиуса частиц пыли r и параметров спектра электронов (4) без «обрезания» с $\gamma_0 = 10$; $\gamma_1 = 2000$ и а) $a_1 = 1.6$; $\pi_2 = 2.6$; б) $a_1 = 2$; $a_2 = 3$; в) $a_1 = 3$; $a_2 = 3$.

Таблица 2

Спектр электронов	r			
	$5 \cdot 10^{-7}$ см	10^{-6} см	$5 \cdot 10^{-6}$ см	10^{-5} см
a	$1.27 \cdot 10^{-12}$	$1.77 \cdot 10^{-11}$	$7.40 \cdot 10^{-9}$	$9.44 \cdot 10^{-8}$
	$6.02 \cdot 10^{-13}$	$8.93 \cdot 10^{-12}$	$4.55 \cdot 10^{-9}$	$6.54 \cdot 10^{-8}$
b	$2.01 \cdot 10^{-12}$	$2.75 \cdot 10^{-11}$	$1.03 \cdot 10^{-8}$	$1.21 \cdot 10^{-7}$
	$6.83 \cdot 10^{-13}$	$1.01 \cdot 10^{-11}$	$5.14 \cdot 10^{-9}$	$7.35 \cdot 10^{-8}$
c	$3.91 \cdot 10^{-12}$	$5.05 \cdot 10^{-11}$	$1.54 \cdot 10^{-8}$	$1.50 \cdot 10^{-7}$
	$8.01 \cdot 10^{-13}$	$1.16 \cdot 10^{-11}$	$5.40 \cdot 10^{-9}$	$7.30 \cdot 10^{-8}$

Энергетическая функция генерации РПИ G для различных спектров электронов с «обрезанием»: верхняя строка ($\gamma_0 = 20$; $\gamma_2 = 2000$); нижняя строка ($\gamma_0 = 200$; $\gamma_1 = 2000$).

В табл. 1 и 2 приведены значения энергетической функции генерации, т. е. величины

$$G = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{dq}{d\omega} \omega d\omega \quad (7)$$

для интервала энергии (0.5 ÷ 3.5) кэВ. Из табл. 1 видно, что при выбранной нормировке (5) спектра электронов (4) интенсивность РПИ слабо зависит от вида спектра, в то время как для интенсивности тормозного излучения эта зависимость сильнее. При наиболее «выгодном» для генерации тормозного излучения спектра электронов (без «обрезания») интенсив-

ность РПИ примерно на два порядка превышает интенсивность тормозного излучения. В других случаях это отношение еще больше (10^3 — 10^4).

Поскольку масса пыли в межзвездной среде составляет $1 \div 2\%$ от общей массы газа, то необходимо рассмотреть вклад от тормозного излучения на газе, состоящем преимущественно из атомарного и молекулярного водорода. Для отношения интенсивностей тормозного излучения на частицах пыли и водороде имеем по порядку величины:

$$\left\langle \frac{Z^2}{A} \right\rangle \frac{M_n}{M_r} \approx 3 \cdot 10^{-2}$$

(считается, что для космической пыли средние значения для Z и A составляют соответственно 6 и 12). Следовательно, суммарная интенсивность тормозного излучения на газе и на частицах пыли в лучшем случае (для спектра электронов без «обрезания») может быть только сравнима с интенсивностью переходного излучения (в интересующей нас области частот).

Если нормировать величины, приведенные в таблицах на один грамм вещества, то с увеличением размеров частиц пыли интенсивность РПИ возрастает, причем имеет место слабая зависимость от вида спектра электронов. Например, для частиц пыли с размерами 10^{-6} см и $5 \cdot 10^{-6}$ см отношение интенсивностей РПИ порядка $2 \div 4$ в зависимости от вида спектра. Интенсивность тормозного излучения при такой нормировке не зависит, как и следовало ожидать, от размера пыли.

В работе [4] было получено распределение частиц космической пыли по размерам $f(r) \sim r^{-3.5}$ в интервале ($5 \cdot 10^{-7} - 2.5 \cdot 10^{-5}$) см. Поскольку энергетическая функция генерации РПИ в указанном интервале слабо зависит от размера частицы (при нормировке на 1 грамм пыли), в дальнейшем будем использовать усредненное значение $G \approx 10^7$ эрг/с·г в интервале (0.5 ÷ 3.5) кэВ.

3. Вклад РПИ в диффузное космическое излучение. Известным аргументом в пользу возможного вклада РПИ в космическое рентгеновское излучение является существование как релятивистских электронов, так и космической пыли в астрофизических объектах. Ранее при рассмотрении космического РПИ основное внимание уделялось его вкладу в диффузное (фоновое) излучение. В частности, в ряде работ утверждалось, что диффузный фон можно объяснить с помощью РПИ.

Рассмотрим сначала галактическое диффузное излучение, обусловленное РПИ.

Поток фононов, попадающих в телесный угол $\Delta\Omega$ детектора, равен:

$$\Phi(\omega) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int \left(\frac{dq}{d\omega} \right)_{R, \Omega} \omega_e(R, \Omega) N_n(R, \Omega) dR, \quad (8)$$

где w_e — энергетическая плотность космических релятивистских электронов.

Считая спектр космических электронов одинаковым для всей Галактики и принимая энергетическую плотность электронов постоянной и равной локальному значению w_0 (плотности, наблюдаемой около Земли), имеем:

$$\Phi(\omega) = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{dq}{d\omega} w_0 \langle N_n R \rangle, \quad (9)$$

где $\langle N_n R \rangle$ — количество частиц пыли в столбце единичного сечения в данном направлении.

Спектр электронной компоненты космических лучей в межзвездной среде, рассчитанный по радиоизлучению, аппроксимируется функцией

$$f(E_e) = \begin{cases} 10^{-2} E^{-1.6}, & E_e \leq 2 \text{ ГэВ} \\ 2 \cdot 10^{-2} E^{-2.6}, & E_e > 2 \text{ ГэВ} \end{cases} \quad \text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{стер}^{-1} \text{ГэВ}^{-1} \quad (10)$$

где E_e — энергия электрона в ГэВ.

В области энергий больше нескольких сот МэВ спектр (10) хорошо согласуется с непосредственными измерениями около Земли, что оправдывает приближение (9). Вид спектра при более низких энергиях известен хуже, однако, поскольку при нормировке (5) функция генерации РПИ слабо зависит от вида спектра электронов, то для оценок достаточно знание лишь средней энергетической плотности электронов в Галактике, равной $w_0 \approx 10^{-2}$ эВ/см³.

Другим параметром, необходимым для оценок, является величина $\langle N_n R \rangle$, которую можно выразить через известную наблюдаемую величину $\langle N_n R \rangle$ — количество водорода (атомарного и молекулярного) в столбце единичного сечения в данном направлении: $\langle N_n R \rangle = \langle N_n R \rangle (m_n/m_n) x$, где m_n и m_n — масса частиц пыли и водорода соответственно, а x — доля общей массы пыли в межзвездной среде ($\sim 10^{-2}$ в Галактике). Для оценок в качестве характерного среднего размера частиц пыли взята величина $5 \cdot 10^{-6}$ см. Используя наблюдаемую величину $\langle N_n R \rangle$, усредненную по Галактике, ($3 \cdot 10^{21}$ см⁻²), получаем для пыли следующую оценку: $\langle N_n R \rangle \approx 10^{11}$ см⁻². Тогда интенсивность диффузного РПИ в Галактике равна: $\Phi_{\text{диф}}((0.5 + 3.5) \text{ кэВ}) = 5 \cdot 10^{-13}$ эрг/см²·с·стер, что более чем на четыре порядка меньше интенсивности наблюдаемого диффузного излучения в этой области энергий [5]. Этот результат представляется вполне понятным, поскольку диффузное рентгеновское космическое излучение имеет, несомненно, внегалактическое происхождение [5, 6]. Оно может форми-

роваться в межгалактическом пространстве или является суперпозицией вкладов от разных галактик.

Покажем, что РПИ, образованное в межгалактическом пространстве при взаимодействии релятивистских электронов с частицами, вносит незначительный вклад в диффузный фон. Действительно, так как величина $\langle N_n R \rangle$ в Метагалактике составляет $\leq 10^{23} \text{ см}^{-12}$, и по-прежнему считая $\chi = 10^{-2}$, имеем: $\langle N_n R \rangle \simeq 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-12}$. С другой стороны, плотность релятивистских электронов в межгалактическом пространстве примерно на четыре порядка ниже, чем в Галактике [7], т. е. $w_e \simeq 10^{-6} \text{ эВ/см}^3$. Следовательно, $\Phi((0.5 + 3.5) \text{ кэВ}) \simeq 10^{-15} \text{ эрг/см}^2 \times \chi$ с-стер, что уже на шесть порядков меньше наблюдаемого значения.

В мягкое диффузное рентгеновское излучение достаточно большой вклад может дать суммарное излучение сейфертовских галактик [5, 6] и, особенно, квазаров [8, 9].

Обозначим суммарную энергию релятивистских электронов через $W_e = w_e V$, где V — объем области генерации. Светимость газового облака, обусловленная РПИ, равна:

$$L_x = N_n w_e V G \equiv M_n w_e G \equiv W_e N_n G, \quad (11)$$

где M_n — общая масса пыли в облаке.

Хотя светимость и пропорциональна общей массе пыли, но из-за поглощения рентгеновских лучей неограниченное увеличение массы пыли не приведет к увеличению светимости, поскольку эффективно «работает» лишь внешняя оболочка газа, прозрачная для излучения, с массой

$$M_{\text{эфф}} = 4\pi R^2 \mu \chi,$$

где R — радиус оболочки, μ — длина свободного пробега фотонов.

По-прежнему считая $\chi = 10^{-2}$ и принимая, что химический состав газа в оболочке незначительно отличается от межзвездного, получаем:

$$M_{\text{эфф}} \simeq 10 M_{\odot} (R/1 \text{ пс})^2. \quad (12)$$

Для μ взята величина $\sim 3 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^2$, характерная для газа межзвездной среды при энергии фотона $\sim 2 \text{ кэВ}$ [10].

Учитывая, что основная доля рентгеновского излучения активных галактик и квазаров выходит из компактной области с характерным размером $R \leq 10^{17} \text{ см}$ [11], а их светимость изменяется в пределах $L_x \sim 10^{42} + 10^{47} \text{ эрг/с}$, из формул (11) и (12) получим ограничение на нижний предел плотности релятивистских электронов: $w_e \geq 10^1 - 10^9 \text{ эрг/см}^3$. При таких значениях w_e окружающий газ ионизируется со скоростью $\xi \sim 10^{-1} - 10^1 \text{ с}^{-1}/\text{атом}$ водорода. Используя результаты [12], получаем, что время разрушения частиц пыли $\leq 10 - 10^6 \text{ с}$, что однознач-

но исключает возможность объяснения рентгеновского излучения активных галактик и квазаров с помощью РПИ.

Аналогичные оценки справедливы и для компактных галактических источников рентгеновского излучения (типа Sco X-1).

Значение механизма РПИ возрастает в более «спокойных» областях и, в первую очередь, в протяженных массивных газо-пылевых комплексах.

4. РПИ от протяженных источников. а) Молекулярные облака. Молекулярные облака обычно делят на две категории: плотные небольшие холодные образования, так называемые темные (из-за наличия в них пыли) туманности или глобулы, с характерными размерами ≤ 1 пс и массой $\sim 0.1 - 10 M_{\odot}$; гигантские молекулярные облака, со средними размерами ~ 10 пс и массой, достигающей до $10^5 M_{\odot}$. Инфракрасные наблюдения указывают на присутствие в этих облаках пыли, которая играет существенную роль в образовании молекул, в частности H_2 . Распространенность пыли по отношению к газу, по-видимому, не отличается от межоблачного значения, т. е. $x \sim 10^{-2}$. Тогда, пользуясь формулами (11) и (12), легко оценить ожидаемую светимость этих объектов, обусловленную РПИ, образуемым при бомбардировке частиц пыли релятивистскими электронами: $L_x \sim (10^{23} - 10^{24})$ эрг/с для темных туманностей и на два-три порядка больше для гигантских молекулярных облаков.

Эта оценка может быть увеличена, так как плотность космических лучей в облаках, возможно, существенно больше локального значения. Так, например, анализ условий генерации жесткого γ -излучения в темном облаке $\rho_{\text{оп}}$ показывает, что для обеспечения наблюдаемой интенсивности γ -лучей ($\sim 10^{-6}$ фотон/см²·с) от γ -источника CG 353+16, надежного с $\rho_{\text{оп}}$ [13], необходима плотность космических лучей внутри облака, превышающая локальную в 5—10 раз.

Анализ показывает, что крупномасштабное распределение галактического γ -излучения с энергией > 50 МэВ коррелирует с распределением гигантских молекулярных облаков [14]. В то же время, как было показано в [15], в области локализации дискретных γ -источников COS B [13] ($\sim 1^\circ \times 1^\circ$) попадают ОБ-ассоциации и, что примечательно, чаще всего в паре со Сверхновыми. Эти объекты названы SNOB-ами (Сверхновая + ОБ-ассоциации). На основании этого наблюдательного факта была построена модель галактических γ -источников [15, 16]: надтепловые, субрелятивистские частицы (электроны, ядра), генерируемые во вспышках молодых звезд ассоциации, ускоряясь в дальнейшем на фронте ударной волны близлежащей Сверхновой до релятивистских скоростей, попадают в плотные молекулярные облака, генетически связанные с ОБ-ассоциациями, и образуют жесткое γ -излучение. Таким образом, наличие «инжекто-

ра» (вспыхивающие звезды ОВ-ассоциаций), «ускорителя» (Сверхновая) и «мишени» (молекулярные облака) создает благоприятные условия (высокие плотности газа и релятивистских частиц) для интенсивной генерации γ -излучения. Насколько реальна эта модель — вопрос, выходящий за рамки данной работы. Для нас же существенно наличие наблюдательных свидетельств о большой концентрации газа $\sim 10^2 - 10^3 \text{ см}^{-2}$ (по СО наблюдениям) и релятивистских электронов $w_e \geq 10^2 \div 10^3 w_0$ (по нетепловому радиоизлучению) в области локализации γ -источников. В [16] приводятся аргументы в пользу тормозного происхождения γ -излучения этих источников. При этом для оценок берутся параметры: $W_e \approx 10^{49} - 10^{50}$ эрг (такое энерговыделение в электронах вполне может обеспечить Сверхновая) и $N_H \sim 10^2 \text{ см}^{-2}$.

Используя эти параметры, характеризующие γ -источники, получим для их светимости, обусловленной РПИ в диапазоне $(0.5 + 3.5) \text{ кэВ}$ оценку: $L_x \sim 10^{32} + 10^{33}$ эрг/с. Поскольку характерные размеры источника $\sim 30 \text{ пс}$ [15], то образуемое рентгеновское излучение выходит из области генерации без заметного ослабления ($\mu / \langle N_H R \rangle \geq 1$).

Недавно с помощью специализированного рентгеновского спутника «Эйнштейн» была исследована туманность Ориона. От области $(1^\circ \times 1^\circ)$ вокруг Трапеции была обнаружена диффузная компонента мягкого рентгеновского излучения со светимостью $L_x \sim 10^{33}$ эрг/с [17], сравнимой с вышеприведенной оценкой. Примечательно, что в этом же направлении был зарегистрирован конечный поток γ -излучения [18].

К сожалению, отсутствие информации о спектре электронов в области $< 500 \text{ МэВ}$ (из-за межзвездного «обрезания» спектра радиоизлучения при 10 МГц) не позволяет точнее определить отношения потоков РПИ и тормозного γ -излучения от γ -источников. В то же время наличие скоррелированных данных о спектрах излучения в рентгеновском и γ -диапазонах, в принципе, позволило бы восстановить спектр релятивистских электронов в источнике.

б) *Центавр-А*. Ближайшая радиогалактика Центавр-А наблюдается во всем диапазоне электромагнитных волн — от радиоизлучения до жесткого γ -излучения. Исследования этого объекта в рентгеновском диапазоне $(0.3 \div 3) \text{ кэВ}$ показали, что основная доля излучения со светимостью $L_x \sim 2.8 \cdot 10^{42}$ эрг/с генерируется в компактной области, совпадающей с инфракрасным ядром галактики [19]. Светимость этого объекта в том же диапазоне энергий от протяженной области с радиусом 3 кпс вокруг ядра примерно на два порядка ниже: $2 \cdot 10^{40}$ эрг/с [19]. Светимость области с радиусом $R \sim 10 \text{ кпс}$, как следует из результатов [19], ненамного превосходит это значение — конечный поток был обнаружен только от внутренних радиооблаков со слабой светимостью $L_x \sim 2 \cdot 10^{39}$ эрг/с. Возможных

объяснений рентгеновского излучения этих компонентов Центавр-А = NGC 5128 несколько, и в настоящее время представляется преждевременным делать какие-либо определенные выводы. В то же время мы можем ограничить некоторые параметры, характеризующие область генерации, а именно, произведение массы пыли χM_T на плотность релятивистских электронов w_e , сравнивая предсказываемую по РПИ светимость с наблюдаемой. Предполагая, что электроны более или менее равномерно распределены в области с $R \sim 10$ кпс, получаем $4\pi R^2 \chi w_e (i \lesssim L_x$ или $(M_T/3 \cdot 10^{10} M_\odot) (w_e/2 \cdot 10^{-11} \text{ эрг/см}^3) \chi \lesssim 1$.

В работах [20, 21] была оценена масса галактики NGC 5128 в области $R \lesssim 10$ кпс: $M \sim (2 \div 3) \cdot 10^{11} M_\odot$. Допуская, что примерно 10% массы галактики приходится на межзвездный газ (аргументы в пользу большого содержания газа, преимущественно в виде молекул H_2 , приводятся в [22]), получаем $\chi w_e \lesssim 2 \cdot 10^{-11} \text{ эрг/см}^3$. Отметим, что в дальнейшем, когда удастся выделить истинно диффузный компонент галактики (в светимость $L_x \sim 2 \cdot 10^{40} \text{ эрг/с}$ большой вклад могут дать неразрешенные дискретные источники), можно установить еще более жесткое ограничение на w_e .

В работе [23] на основании анализа нетеплового радиоизлучения NGC 5128 была оценена минимальная суммарная энергия релятивистских электронов в области с угловым размером $1.5'$ вокруг ядра. Взяв расстояние до NGC 5128 равным 5 Мпс вместо 2.5 Мпс, используемого в [23], для нижнего предела суммарной энергии электронов в области с объемом $V \sim 10^{66} \text{ см}^3$ получаем $W_e < 2 \cdot 10^{56} \text{ эрг}$. Верхний же предел на энергию электронов в этой области, получаемый из анализа РПИ, будет $W_e \lesssim 2 \cdot 10^{55} \chi^{-1} \text{ эрг}$. Взяв $\chi \sim 10^{-2}$ (на самом деле в NGC 5128 это значение может быть больше, на что указывает темная пылевая полоса по экватору), получаем

$$2 \cdot 10^{56} \text{ эрг} \lesssim W_e \lesssim 2 \cdot 10^{57} \text{ эрг}.$$

Для сравнения укажем, что суммарная энергия релятивистских электронов в центральной области этой галактики с радиусом $R < 120$ пс оценивается от $5 \cdot 10^{57} \text{ эрг}$ до $5 \cdot 10^{61} \text{ эрг}$ [24], во внутренних радиооблаках $W_e > 10^{60} \text{ эрг}$ [25].

В заключение авторы выражают благодарность Г. М. Гарибяну и Ян Ши за постоянное внимание и интерес к работе.

ON THE PROBLEM OF COSMIC TRANSITION RADIATION ON DUST GRAINS

F. A. AHARONIAN. A. S. ANBARTSUMIAN

The possible contribution of X-ray transition radiation (XTR), from dust grains to cosmic X-rays is considered. It is shown that in the energy range ≤ 5 keV the production rate of XTR may essentially exceed the bremsstrahlung one. The contribution of XTR in the diffuse (isotropic) X-ray background as well as in the radiation from compact X-ray sources appears negligible. Estimated luminosity due to XTR from extended sources such as giant molecular clouds in the Galaxy, in several cases is comparable with the observed one.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Г. Бахсян, Г. М. Гарибян, Ян Ши, *Астрофизика*, 9, 371, 1973.
2. А. С. Амбарцумян, Г. М. Гарибян, Ян Ши, *Изв. АН Арм. ССР, Физика*, 6, 9, 1974.
3. М. А. Тер-Микаелян, Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Изд-во АН Арм. ССР, Ереван, 1969.
4. P. Bierman, M. Harvit, *Ap. J.*, 241, L 105, 1980.
5. D. Schwartz, H. Gursky, *Gamma Ray Astrophysics*, NASA, SP-339, Washington, D. C. 15, 1973.
6. J. Silk, *Space Sci. Rev.*, 11, 671, 1970.
7. R. Dantel, S. Stephens, *Space Sci. Rev.*, 10, 599, 1970.
8. R. Giacconi et al., *Ap. J.*, 234, L 1, 1979.
9. H. Tananbaum et al., *Ap. J.*, 234, L 9, 1979.
10. R. L. Brown, R. J. Gould, *Phys. Rev.*, D 1, 2252, 1970.
11. A. C. Fabian, M. J. Rees, *Proc. IAU/COSPAR Symp. on X-ray Astronomy Innsbruck*, 1978.
12. B. T. Draine, E. E. Salpeter, *Ap. J.*, 231, 77, 1979.
13. B. N. Swanenburg et al., *Nature*, 275, 299, 1978.
14. F. W. Stecker, *Ap. J.*, 212, 60, 1977.
15. T. Montmerle, *Ap. J.*, 231, 95, 1979; *Proc. 16-th Inter. Cosmic Ray Conf., Kyoto*, vol. 1, 1979, p. 191.
16. T. Montmerle, C. Cesarsky, *Proc. 16-th Inter. Cosmic Ray Conf., Kyoto*, vol. 1, 1975, p. 101.
17. W. H. M. Ku, C. A. Chanan, *Ap. J.*, 234, L 59, 1979.
18. P. A. Caraveo et al., *Astron. Astrophys.*, 91, L 3, 1980.
19. E. J. Schreier et al., *Ap. J.*, 234, L 39, 1979.
20. J. Graham, *Ap. J.*, 232, 60, 1979.
21. S. van der Bergh, J. Hesser, G. L. H. Harris, *Dominion Astrophysical Observatory, Preprint*, 1980—33.
22. R. F. Mushotzky et al., *Ap. J.*, 220, 790, 1978.
23. G. R. Burbidge, *Ap. J.*, 125, 1, 1957.
24. G. H. Beall et al., *Ap. J.*, 219, 836, 1978.
25. K. I. Kellerman, *Physica Scripta*, 17, 257, 1978.