

ДИФфуЗИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ НА ЧАСТИЦАХ ПЫЛИ

Ж.С.ГЕВОРКЯН¹, В.В.АМБАРЯН², А.А.АКОПЯН²

Поступила 30 марта 1998

Принята к печати 15 мая 1998

Рассмотрено излучение заряженной частицы, движущейся в среде со случайно расположенными частицами пыли. Показано, что в некоторых случаях диффузионный механизм излучения является главным в рентгеновской области. Рассмотрены возможные астрофизические приложения этого механизма. В частности, вычислены спектральные индексы в рентгеновской области. Вычисленные спектральные индексы хорошо согласуются с спектральными индексами активных галактических ядер (AGN).

1. *Введение.* Хорошо известно, что электрический заряд, проходящий через систему со случайно неоднородной диэлектрической проницаемостью, излучает электромагнитные волны [1]. Возникновение этого излучения можно объяснить следующим образом. Двигающийся в среде заряд создает вокруг себя электромагнитное поле (псевдофотон), которое, рассеиваясь на неоднородностях диэлектрической проницаемости, превращается в излучение.

Ранее, рассматривая рассеяние электромагнитного поля, одним из авторов было показано, что в области длин волн $\lambda \ll l \ll L$ (l - длина свободного пробега фотона в среде, L - характерный размер системы) основным механизмом излучения является диффузия псевдофотона [2,3].

При этом имелась в виду, в основном, оптическая область частот. Рентгеновские фотоны слабо взаимодействуют с неоднородностями, из-за чего выполнение условия $l \ll L$ в лабораторных условиях проблематично. Между тем, в астрономии, благодаря огромным масштабам рассматриваемых систем, выполнение условий, при которых возникает диффузионный механизм излучения, возможно и для рентгеновского диапазона частот. Заметим, что в космическом пространстве почти всюду встречаются как неоднородная среда, так и заряженные релятивистские частицы.

Целью настоящей статьи является рассмотрение диффузионного механизма излучения (ДМИ) в рентгеновской области частот и возможности его астрофизического применения, в частности, для объяснения рентгеновского излучения AGN (активные галактические

ядра).

Рентгеновское излучение AGN, обнаруженное во многих независимых исследованиях, хорошо коррелирует с излучением в других диапазонах (IR, радио, оптика) (см., например, [4]). Учитывая существенно разные механизмы возникновения этих излучений, хорошие корреляции между ними, возможно, указывают на общую зависимость от центрального источника энергии. Однако происхождение связи между этими излучениями не совсем понятно.

2. *Постановка задачи.* Рассмотрим однородную систему со случайно разбросанными в ней сферическими частицами пыли. Диэлектрическую проницаемость такой системы можно представить в виде:

$$\varepsilon(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_0(\omega) + \sum_i [b(\omega) - \varepsilon_0(\omega)] \Theta(|\vec{r} - \vec{r}_i| - a) - \Theta(|\vec{r} - \vec{r}_i|), \quad (1)$$

где $\varepsilon_0(\omega)$ - диэлектрическая проницаемость однородной среды, $b(\omega)$ - диэлектрическая проницаемость частицы, a - ее радиус, \vec{r}_i случайные координаты частиц и Θ - кусочно-постоянная функция.

Уравнение Максвелла для напряженности электрического поля в среде с движущимся электрическим зарядом имеет вид:

$$\nabla^2 \vec{E} - \text{grad div } \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\vec{r}, \omega) \vec{E} = \vec{j}(\vec{r}, \omega), \quad (2)$$

где $\vec{j}(\vec{r}, \omega)$ - ток, связанный с движущимся в среде зарядом. Если скорость заряда \vec{v} направлена по координате z , тогда $\vec{j}(\vec{r}, \omega)$ имеет вид:

$$\vec{j}(\vec{r}, \omega) = \frac{4\pi e i \omega \bar{v}}{c^2} \delta(x) \delta(y) e^{i\omega z/v}. \quad (3)$$

Диэлектрическую проницаемость удобно представить в виде суммы средней и флуктуирующей частей:

$$\varepsilon(\vec{r}, \omega) = \varepsilon + \varepsilon_r(\vec{r}, \omega), \quad \langle \varepsilon_r(\vec{r}, \omega) \rangle = 0, \quad (4)$$

где $\varepsilon = \langle \varepsilon(\vec{r}, \omega) \rangle$ и усреднение по случайным координатам частиц определяется следующим образом:

$$\langle f(\vec{r}, \omega) \rangle = \int \prod_i \frac{d\vec{r}_i}{V} f(\vec{r}, \vec{r}_i, \omega), \quad (5)$$

где интегрирование проводится по объему рассеивающей среды.

Чтобы отделить излучение, связанное с флуктуациями, от излучения Черенкова, электрическое поле, аналогично диэлектрической проницаемости, разбиваем на две части $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_r$. Здесь \vec{E}_0 - фоновое поле,

созданное зарядом в однородной среде с диэлектрической постоянной ϵ и \vec{E}_r - поле рассеяния, связанное с флуктуациями этой постоянной.

Поля \vec{E}_0, \vec{E}_r удовлетворяют следующим уравнениям:

$$\nabla^2 \vec{E}_0 - \text{grad div } \vec{E}_0 + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \vec{E}_0 = \vec{j}(\vec{r}), \quad (6)$$

$$\nabla^2 \vec{E}_r - \text{grad div } \vec{E}_r + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \vec{E}_r + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r \vec{E}_r = -\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r \vec{E}_0. \quad (7)$$

Заметим, что ранее член $\sim \epsilon_r \vec{E}_r$ пренебрегался ввиду малости. Однако именно он обуславливает диффузионный механизм излучения.

На больших расстояниях от системы электромагнитная волна может считаться плоской, в которой абсолютные значения электрического и магнитного полей равны друг другу. Поэтому интенсивность излучения определяется следующим образом:

$$d^2 I_{\omega, \vec{n}} = \frac{c}{2} \left| E_r(\vec{R}) \right|^2 R^2 d\Omega d\omega. \quad (8)$$

Здесь \vec{n} - единичный вектор в направлении точки \vec{R} и Ω - соответствующий телесный угол. Как обычно, на больших расстояниях

$R \gg L$, $\left| E_r(\vec{R}) \right|^2$ ведет себя как $1/R^2$, поэтому интенсивность не зависит от R . Выражение (8) нужно усреднить по всем случайным координатам частиц. С этой целью удобно выразить (8) через функцию Грина:

$$\left\langle \left| E_r(\vec{R}) \right|^2 \right\rangle = \frac{\omega^4}{c^4} \int d\vec{r}' d\vec{r} \left\langle G_{ij}(\vec{R}, \vec{r}) G_{ji}(\vec{r}', \vec{R}) \epsilon_r(\vec{r}) \epsilon_r(\vec{r}') \right\rangle E_{of}(\vec{r}) E_{og}(\vec{r}'), \quad (9)$$

где функция Грина удовлетворяет уравнению:

$$\left[\left(\nabla^2 + k^2 \right) \delta_{im} - \frac{\partial^2}{\partial r_i \partial r_m} + \epsilon_r(\vec{r}) \frac{\omega^2}{c^2} \delta_{im} \right] G_{mj}(\vec{r}, \vec{r}') = \delta_{ij} \delta(\vec{r} - \vec{r}'). \quad (10)$$

Здесь $k = \frac{\omega \sqrt{\epsilon}}{c}$ и по всем повторяющимся индексам подразумевается суммирование.

3. *Функция Грина.* Свободная ($\epsilon_r \equiv 0$) функция Грина легко находится из (10)

$$G_{ij}^0(\vec{q}) = \frac{\delta_{ij} - q_i q_j / k^2}{k^2 - q^2 - i\delta}. \quad (11)$$

В координатном представлении, для $R \gg r$, соответственно, имеем:

$$G_{ij}^0(\bar{R}, \bar{r}) \approx \frac{\delta_{ij} - n_i n_j}{4\pi R} \exp[ik(R - \bar{n} \bar{r})]. \quad (12)$$

Усредняя гриновскую функцию в приближении независимых рассеивателей получаем уравнение Дайсона:

$$G_{ij}(\bar{q}) = G_{ij}^0(\bar{q}) + G_{im}^0(\bar{q}) \int \frac{d\bar{p}}{(2\pi)^3} G_{mn}(\bar{q} - \bar{p}) B(p) G_{nj}(\bar{q}). \quad (13)$$

Решая уравнение Дайсона, имеем:

$$G_{ij}(\bar{q}) = \frac{\delta_{ij} - q_i q_j / k^2}{k^2 - q^2 + i \operatorname{Im} \sum(\bar{q})}, \quad (14)$$

где собственно-энергетическая часть $\operatorname{Im} \sum(\bar{q})$ определяется тождеством Уорда:

$$\int \frac{d\bar{p}}{(2\pi)^3} \operatorname{Im} G_{mn}^0(|\bar{p} - \bar{q}|) B(p) = \delta_{mn} \operatorname{Im} \sum(q) + q_m q_n \operatorname{Im} \sum_1(q). \quad (15)$$

Здесь $B(p)$ - корреляционная функция случайного поля частиц:

$$B(\bar{r} - \bar{r}') = \frac{\omega^4}{c^4} \langle \varepsilon_r(\bar{r}) \varepsilon_r(\bar{r}') \rangle. \quad (16)$$

С помощью (1) можно показать, что

$$B(p) = \frac{16\pi^2 n(b - \varepsilon_0)^2}{p^4} \left(\frac{\sin pa}{p} - a \cos pa \right)^2 \frac{\omega^4}{c^4}, \quad (17)$$

где n - концентрация частиц пыли. Длина свободного пробега в приближении независимых рассеивателей определяется следующим образом:

$$i = \frac{k}{\operatorname{Im} \sum(k)}. \quad (18)$$

Приближение независимых рассеивателей применимо при условии малости мнимой части $\operatorname{Im} \sum(k) \ll k^2$. Используя (18), мы получаем условие $kl \gg 1$. При получении уравнения Дайсона (13) мы пренебрегли пересекающимися диаграммами, которые малы по параметру $1/kl$. Диаграммы же с несколькими частицами на одном месте малы при условии выполнения борновского приближения при рассеянии волны на одной частице. Условие применимости борновского приближения имеет вид $|b - \varepsilon_0|ka \ll 1$. Заметим, что все результаты остаются в силе и в общем случае, при условии замены борновской амплитуды рассеяния на

точную [5]. Как показано в [3], асимптотики длины свободного пробега имеют вид:

$$l(k) = \begin{cases} 6\pi/B_0, & ak \ll 1 \\ 4\pi a^2 k^2/B_0, & ak \gg 1, \end{cases} \quad (19)$$

где $B_0 = B(p=0)$. Используя (17), из (19) получаем.

$$l(\omega) = \begin{cases} \frac{27c^4}{4\pi\omega^4} \frac{1}{na^6(b-\epsilon_0)^2}, & \frac{a\omega}{c} \ll 1 \\ \frac{9c^2}{4\pi\omega^2} \frac{\epsilon}{na^4(b-\epsilon_0)^2}, & \frac{a\omega}{c} \gg 1 \end{cases} \quad (20)$$

В дальнейшем мы более подробно рассмотрим частотную зависимость длины свободного пробега в рентгеновской области.

4. *Интенсивность излучения.* В приближении $kl \gg 1$, интенсивность излучения состоит из двух основных частей $I = I^0 + I^D$. Здесь I^0 - вклад однократного рассеяния, а I^D - диффузионный вклад.

$$\frac{d^2 I^0}{d\omega d\Omega} = \frac{cR^2}{2} \int d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 G_{ig}^0(\vec{R}, \vec{r}_1) G_{\beta}^{*0}(\vec{r}_2, \vec{R}) B(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) E_{og}(\vec{r}_1) E_{of}^*(\vec{r}_2), \quad (21)$$

$$\frac{d^2 I^D}{d\omega d\Omega} = \frac{cR^2}{2} \int d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 d\vec{r}_3 d\vec{r}_4 d\vec{r}_5 d\vec{r}_6 G_{im}^0(\vec{R}, \vec{r}_3) G_{ni}^{0*}(\vec{r}_4, \vec{R}) P_{mnh}(\vec{r}_3, \vec{r}_4, \vec{r}_5, \vec{r}_6) \times \\ \times G_{ng}(\vec{r}_5, \vec{r}_1) G_{\beta}^*(\vec{r}_2, \vec{r}_6) E_{og}(\vec{r}_1) E_{of}^*(\vec{r}_2) B(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|), \quad (22)$$

где P - диффузионный пропагатор, определяемый суммой лестничных диаграмм:

$$P_{mnh}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4) = \sum \begin{array}{c} m, \vec{r}_1 \\ \hline \square \square \square \square \\ \hline n, \vec{r}_2 \quad s, \vec{r}_4 \\ h, \vec{r}_3 \end{array} \quad (23)$$

Рассмотрим сперва вклад однократного рассеяния I^0 . Подставляя (12) в (21) и перейдя в Фурье-представление, получаем:

$$\frac{d^2 I^D}{d\omega d\Omega} = \frac{c}{32\pi^2} \int \frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3} B(|\vec{q} - k\vec{n}|) \left[|\vec{E}_o(\vec{q})|^2 - |\vec{n}\vec{E}_o(\vec{q})|^2 \right]. \quad (24)$$

Уравнение (6) легко решается относительно E_o . Используя (3), получаем в Фурье-представлении

$$E_{oi}(\vec{q}) = \frac{8\pi^2 e\omega}{ic^2} \left[\frac{v_l}{k^2 - q^2} - \frac{v q_z q_l}{k^2(k^2 - q^2)} \right] \delta(\omega - q_z v). \quad (25)$$

Подставляя (25) в (24) и интегрируя по q_z , находим:

$$\frac{d^2 I^0}{d\omega d\Omega} = \frac{\pi e^2 \omega^2 \delta(0)}{c^3} \int \frac{d\bar{q}_p}{(2\pi)^2} \frac{B\left(\sqrt{(q_p - kn_p)^2 + (k_0 - kn_z)^2}\right)}{(q_p^2 + k_0^2 - k^2)^2} \times$$

$$\times \left[1 - n_z^2 - \frac{2k_0^2}{k^2} + \frac{k_0^2(k_0^2 + q_p^2)}{k^4} - \frac{k_0^2(k_0 n_z + \bar{n}_p \bar{q}_p)^2}{k^4} + \frac{2n_z k_0(k_0 n_z + \bar{n}_p \bar{q}_p)}{k^2} \right] \quad (26)$$

Здесь \bar{q}_p поперечная компонента $k_0 = \omega/\nu$. δ - образная особенность связана с бесконечностью пути, пройденного заряженной частицей в среде. В случае конечного пути $\delta(0)$ заменяется на $d/2\pi$, где d - длина пути, пройденного заряженной частицей в среде. Самым интересным является предел релятивистских энергий $k_0 \rightarrow k$. Как видно, в этом случае главный вклад в интеграле по q_p дают значения, близкие к нулю. Учитывая это обстоятельство и вычисляя интеграл, получим из (26):

$$\frac{d^2 I^0}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 d}{16\pi c\epsilon} B\left(\sqrt{k^2 \sin^2\theta + (k_0 - k \cos\theta)^2}\right) \times$$

$$\times \left[2\sin^2\theta \left(\frac{k_0^2}{k^2} - 1\right) + \frac{k_0^2(1 + \cos^2\theta)}{k^2} \left(2\ln \frac{v\gamma}{a\omega} - 1\right) \right], \quad (27)$$

где $\gamma = (1 - v^2\epsilon/c^2)^{-1/2}$ Лоренц-фактор релятивистской частицы в среде. Учитывая вид корреляционной функции (17), легко убедиться, что максимум излучения попадает в область углов $\theta \approx 0$. Ширина пика порядка $1/ka$. Рассмотрим диффузионный вклад в интенсивность излучения. Наше рассмотрение аналогично рассмотрению в [3].

Как следует из диаграммы (23), диффузионный пропагатор можно представить в виде:

$$P_{mnhs}(\bar{r}_1, \bar{r}_2, \bar{r}_3, \bar{r}_4) = B(\bar{r}_1 - \bar{r}_2) B(\bar{r}_3 - \bar{r}_4) P_{mnhs}(\bar{R}', \bar{r}_1 - \bar{r}_2, \bar{r}_3 - \bar{r}_4), \quad (28)$$

где $\bar{R}' = \frac{1}{2}(\bar{r}_3 + \bar{r}_4 - \bar{r}_1 - \bar{r}_2)$. Подставляя (28) в (22) и произведя замену

переменных в (22) по формулам $\bar{R}' = \frac{1}{2}(\bar{r}_3 + \bar{r}_4 - \bar{r}_1 - \bar{r}_2)$,

$\bar{\rho}_1 = \bar{r}_3 - \bar{r}_4$, $\bar{\rho}_2 = \bar{r}_5 - \bar{r}_6$, $\bar{r}_6 \equiv \bar{r}_6$, получаем:

$$\frac{d^2 I^D}{d\omega d\Omega} = \frac{(\delta_{mn} - n_m n_n) c}{32\pi^2} \int d\bar{R}' d\bar{\rho}_1 d\bar{\rho}_2 d\bar{r}_1 d\bar{r}_2 d\bar{r}_6 \exp(-ik\bar{n}\bar{\rho}_1) B(\rho_1) B(\rho_2) \times \\ \times P_{mnh}(\bar{R}', \bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2) G_{ng}(\bar{\rho}_2 + \bar{r}_6 - \bar{r}_1) G_{sf}^*(\bar{r}_6 - \bar{r}_2) E_{og}(\bar{r}_1) E_{of}^*(\bar{r}_2) B(|\bar{r}_1 - \bar{r}_2|). \quad (29)$$

Из (29) в Фурье-представлении имеем

$$\frac{d^2 I^D(\bar{n}, \omega)}{d\omega d\Omega} = \frac{(\delta_{mn} - n_m n_n) c}{32\pi^2} \int \frac{d\bar{q}_1 d\bar{q}_2 d\bar{q}_3 d\bar{q}_4}{(2\pi)^{12}} B(q_1) B(q_2) \times \\ \times P_{mnh}(\bar{K} = 0, k\bar{n} - \bar{q}_1, \bar{q}_2 + \bar{q}_3) G_{ng}(\bar{q}_3) G_{sf}^*(\bar{q}_3) B(|\bar{q}_4 - \bar{q}_3|) E_{og}(\bar{q}_4) E_{of}^*(\bar{q}_4). \quad (30)$$

Как было показано в [3], Фурье-образ диффузионного пропагатора при $K \rightarrow 0$ в приближении $kl \gg 1$ имеет вид:

$$(\bar{K}, \bar{p}, \bar{q}) = \frac{6\pi}{k} \frac{1}{K^2 l^2} \frac{\text{Im} G_{mn}(\bar{p}) \text{Im} G_{ns}(\bar{q})}{\text{Im} \sum(q)}. \quad (31)$$

Как следует из (30) и (31), интенсивность излучения расходится. Как отмечено в [3], эта расходимость связана с диффузией псевдофотона и с тем, что интегрирование по системе проводится в бесконечных пределах. В системах конечных размеров минимально возможный импульс в системе будет $K_{\min} \approx 1/L$. Подставляя (31), (14) и (25) в (30) и последовательно интегрируя с помощью тождества Уорда (15), в релятивистском пределе $k_0 \rightarrow k$, $\gamma^2 \gg ak$ получаем (более детально см. [3]).

$$\frac{d^2 I^D}{d\omega d\Omega} = \frac{3e^2}{2c\epsilon} \frac{L^2}{l^3(\omega)} d \left(2 \ln \frac{v\gamma}{a\omega} - 1 \right). \quad (32)$$

Отметим, что величина γ^2/k есть когерентная длина (зона формирования излучения) [6]. Тогда условие $\gamma^2 \gg ak$ означает, что когерентная длина или зона формирования излучения должна быть намного больше радиуса частицы пыли. Сравнивая с (27), мы видим $P/P^0 \sim L^2/l^2 \gg 1$. Это означает, что в области длин волн $\lambda \ll l(\lambda)$ диффузия псевдофотона является главным механизмом излучения. Как видно из (32), диффузионный вклад, в отличие от вклада однократного рассеяния, является изотропным. Из (32) следует также, что спектр излучения обрезается на частотах $\omega > \omega_0 = v\gamma/a$. При получении выражения (32) не было учтено поглощение псевдофотонов. Слабое поглощение $l \ll l_n$ (где l_n - длина свободного пробега относительно поглощения) можно учитывать следующим образом. При диффузионном распространении траектории фотона обрезаются на величине $(l_n)^{1/2}$ вместо L . Поэтому величина $(l_n)^{1/2}$ становится эффективным размером системы [7]. Таким образом, при условии $L > (l_n)^{1/2}$, L^2 в (32) заменяется на l_n .

$$\frac{d^2 I^D}{d\omega d\Omega} = \frac{3e^2 l_m(\omega) d}{2c\varepsilon l^2(\omega)} \left(2 \ln \frac{c\gamma}{a\omega} - 1 \right). \quad (33)$$

Учет поглощения приводит к изменению частотной зависимости излучения. Заметим, что в этом случае $I^D/I^0 \sim l_m/l$.

5. *Рентгеновский диапазон.* При релятивистских энергиях заряженной частицы $\gamma > 10^3$ и характерных размерах неоднородностей $a \sim 10^{-5} + 10^{-6}$ см, характерная частота $\omega_0 \sim c\gamma/a$ попадает в рентгеновскую область частот. Если условия $\lambda \ll l(\lambda) \ll L$, $l_m(\lambda)$ выполняются в рентгеновской области, что весьма вероятно в астрофизических объектах, то все формулы можно применить к данной области, сделав некоторые упрощения. В частности, примем $\varepsilon \approx \varepsilon_0 \approx 1$ и $b = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, где ω_p - плазменная частота частицы пыли. Диффузионный вклад излучения, интегрированный по углам, равен

$$\frac{dI^D}{d\omega} = \frac{6\pi e^2 l_m(\omega) d}{c l^2(\omega)} \left(2 \ln \frac{c\gamma}{a\omega} - 1 \right). \quad (34)$$

При условии $2\pi a/\lambda \gg 1$ (что имеет место в рентгеновской области) и учитывая (19), для интегрированного по углам излучения, обусловленного однократным рассеянием можно получить

$$\frac{dI^0}{d\omega} \approx \frac{2\pi e^2}{c} \frac{d}{l(\omega)} \left(2 \ln \frac{c\gamma}{a\omega} - 1 \right). \quad (35)$$

Используя способ, предложенный Амбарцумяном [9], можно показать, что для интегрированных по углам интенсивностей диффузионный вклад равен произведению вклада однократного рассеяния на среднее число рассеяний псевдофотонов, рождающих данное излучение. При выполнении условий $2\pi a/\lambda |b(\lambda) - 1| \ll 1$, $2\pi a/\lambda \gg 1$ в рассеянии фотона отдельной частицей применимо борновское приближение, и длина свободного пробега определяется выражением (20). При малых концентрациях пылевых частиц $na^3 \ll 1$ длина свободного пробега фотона относительно поглощения определяется следующим образом:

$$l_m = \frac{1}{n\sigma_a}, \quad (36)$$

где $\sigma_a(\omega)$ - сечение поглощения фотона отдельной частицей. В рентгеновском диапазоне основным механизмом поглощения является фотоэффект. Следовательно, l_m можно представить в виде:

$$I_{in}(\omega) = \frac{1}{4/3\pi a^3 n N \sigma_{ph}(\omega)}, \quad (37)$$

где N - концентрация пылевых частиц, а $\sigma_{ph}(\omega)$ - сечение фотоэффекта отдельного атома. Если в среде, наряду с частицами пыли, присутствуют поглощающие газы, то в знаменателе выражения (37) появятся аддитивные члены типа $n_i \sigma_i$, где n_i - концентрация газа, σ_i - сечение фотоэффекта одного атома поглощающего газа. В астрофизике в общем случае удобно представить $I_{in}(\omega)$ в следующей форме:

$$I_{in} = \frac{1}{n_H \left(\sigma_H + \sum \frac{n_i \sigma_i}{n_H} \right)}, \quad (38)$$

где n_H - концентрация атомов водорода H , σ_H - сечение фотоэффекта одного атома, H , $n_i \sigma_i$ - концентрация и сечение i -того элемента соответственно. Из приведенных выражений следует, что частотная зависимость I_{in} определяется частотной зависимостью соответствующих сечений фотоэффекта. Для длины свободного пробега относительно рассеяния, учитывая, что $(b-1)^2 \approx \omega_p^4/\omega^4$, из (20) находим:

$$I(\omega) = \frac{9\omega^2 c^2}{4\pi n a \omega_p^4}. \quad (39)$$

Теперь рассмотрим вопрос, в каких пределах частот корректны полученные выражения? Подставляя $b = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ в условие борновского приближения $|b-1|ka \ll 1$, получим:

$$\omega \gg \frac{\omega_p^2 a}{c}. \quad (40)$$

Подставляя (37) и (39) в условие слабого поглощения $I \ll I_{in}$ имеем:

$$\frac{12\omega^2 c^2 \sigma_{ph}(\omega) N}{4a\omega_p^4} \ll 1. \quad (41)$$

Поскольку $\sigma_{ph}(\omega) \sim \omega^{-3} - \omega^{-7/2}$, то условие (41) ограничивает частоту снизу. Верхний предел для частот следует из условия $\omega \ll c/a$. Другое ограничение на частоту сверху получаем из условия $I(\omega) \ll L$. Отметим, что в рентгеновской области оно сильнее условия $\omega \ll c/a$.

6. *Сравнение с переходным излучением.* Известно, что переходное излучение возникает при прохождении заряженной частицы через границу двух сред с разными диэлектрическими проницаемостями. Переходное излучение было предсказано Гинзбургом и Франком [9].

Впоследствии теория переходного излучения, в частности рентгеновского переходного излучения, была развита в работах Гарибяна и др. [10-12].

Ясно, что рассматриваемые в данной работе диффузионное излучение и переходное излучение имеют одинаковую природу. В некотором смысле диффузионное излучение включает в себя переходное излучение, и можно было ожидать в нем появление члена, соответствующего переходному излучению. Легко увидеть, что таким является член, соответствующий вкладу однократного рассеяния (35). Действительно, сечение формирования рентгеновского переходного излучения при прохождении релятивистской заряженной частицы через сферическую частицу пыли наиболее аккуратно вычислено Амбарцумяном и др. [12]:

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{4\pi e^2 \omega^4 a^4}{h\omega^3 c^3} \ln \frac{\gamma^2 c}{\omega a}. \quad (42)$$

С другой стороны, из уравнений (35) и (39) следует, что сечение формирования излучения, обусловленного однократным рассеянием, равно:

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{16\pi^3 e^2 a^4 \omega^4}{9 h\omega^3 c^3} \left(2 \ln \frac{\gamma c}{\omega a} - 1 \right). \quad (43)$$

Сравнение (42) и (43) показывает, что член, соответствующий однократному рассеянию, пропорционален переходному. В астрофизике переходное излучение много раз рассматривалось в качестве возможного источника рентгеновского излучения [13-19]. В ранних работах [13], [14] было предположено, что переходное излучение является важным источником диффузного рентгеновского излучения Галактики. Однако в последующих работах [15-17, 19], авторы, используя более точные выражения, показали, что переходное излучение дает незначительный вклад в рентгеновский фон Галактики и может быть важным механизмом лишь в очень специальных условиях.

Результаты, полученные в данной работе, показывают, что излучение, возникающее при прохождении заряженных релятивистских частиц через пылевое облако, может быть во много раз (порядка $10 l_w / l$) больше при учете диффузионного члена излучения.

Перейдем к рассмотрению возможности формирования диффузионного рентгеновского излучения в астрофизических объектах. Но сначала необходимо отметить специфические особенности данного излучения, по которым можно распознавать или заподозрить его присутствие в астрофизических объектах.

7. Специфические особенности диффузионного рентгеновского излучения. Выше было отмечено, что диффузионное излучение может формироваться при условии $l(\omega) \ll L$, что означает, что размеры

излучающих областей должны быть очень большими. Данное излучение тесно связано с наличием пыли и релятивистских заряженных частиц. Следовательно, можно ожидать корреляций между IR/радио и рентгеновским излучениями и морфологическую связь между областями соответствующих излучений. Если $\omega a/c \ll \gamma$, то спектральный индекс диффузионного излучения, как следует из (34), (37) и (39), определяется из выражения:

$$I(\omega) \sim \omega^{-4} \frac{1}{\sigma_{ph}(\omega)}.$$

В рентгеновской области сечение фотоионизации отдельного типа атома имеет следующую частотную зависимость [20]: $\sigma_{ph} \sim \omega^{-3/2}$ около края K-оболочки и $\sigma_{ph} \sim \omega^{-7/2}$ - вдали от нее. Очевидно, что спектральные индексы диффузионного излучения, в случае одного типа поглощающего элемента, лежат в интервале -0.5 - -1.3 .

При наличии нескольких поглощающих элементов индекс может принимать разные значения в зависимости от типа и распространенности этих элементов.

Браун и Гулд [20] рассчитали сечение фотоионизации для газа с космическим распространением элементов от H до Ag. Используя их расчеты, мы построили теоретический спектр диффузионного рентгеновского излучения в относительных единицах (рис.1), из которого

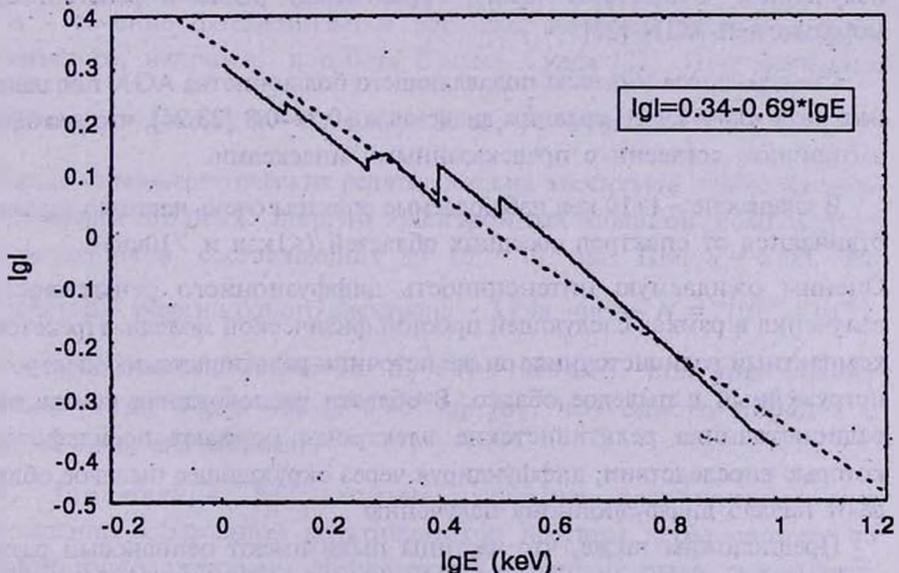


Рис.1. Спектр диффузионного излучения в рентгеновской области в относительных единицах.

следует, что ожидаемый индекс в интервале 2+10 кэв равен -0.8 и -0.7 в интервале 1-10 кэв.

Другой специфической особенностью излучения является обрезание на высоких частотах согласно условиям $l(\omega) \ll L$ и $\omega < c\gamma/a$. Ожидаемая спектральная область диффузионного излучения начинается от 1-2 кэв и может простирается до 10 кэв и выше.

Принимая во внимание рассмотренные выше особенности, мы выбрали в качестве возможных кандидатов рентгеновского диффузионного излучения, в первую очередь, активные галактические ядра (AGN):

8. *Рентгеновское диффузионное излучение в AGN.* Обзор наблюдательных данных, полученных в диапазоне 1-10 кэв с помощью рентгеновских обсерваторий (Ginga, Einstein, ASCA и др.), позволяет выделить AGN как возможные источники диффузионного рентгеновского излучения. Наблюдательные факты, подтверждающие этот выбор, следующие:

Диффузионное рентгеновское излучение обнаружено вокруг ядер AGN. Излучающие области имеют размеры до 1 кпк и вытянуты вокруг радиоосей [21].

В ядрах AGN существуют все необходимые условия для возникновения диффузионного рентгеновского излучения (пыль, релятивистские заряженные частицы). Многие AGN являются мощными источниками IR и радиоизлучений. Есть корреляции между IR/радио и рентгеновским излучением. Существует тесная связь между радио и рентгеновской морфологией AGN [22].

Спектральные индексы подавляющего большинства AGN попадают в интервал -0.4 ± 1.1 со средним значением -0.7 ± 0.8 [23,24], что находится в отличном согласии с предсказанными индексами.

В диапазоне $\sim 1-10$ кэв наблюдаемые спектры очень часто по характеру отличаются от спектров соседних областей (<1 кэв и >10 кэв).

Оценим ожидаемую интенсивность диффузионного рентгеновского излучения в рамках следующей простой физической модели. Представим компактный радиоисточник, он же источник релятивистских электронов, погруженный в пылевое облако. В области расположения компактного радиоисточника релятивистские электроны рождают псевдофотоны, которые впоследствии, диффундируя через окружающее пылевое облако, дают начало диффузионному излучению.

Предположим также, что частицы пыли имеют одинаковый размер, а электроны моноэнергетичны. В этом случае рентгеновская светимость такой системы в единичном интервале энергии, как следует из (34), равна:

$$\frac{dI^D}{d(h\omega)} = \frac{6\pi\alpha l_m c}{l^2(\omega)} \left(2 \ln \frac{\gamma c}{\omega a} - 1 \right) N_e = 6.6 N_e \frac{l_m}{l} \left(2 \ln \frac{\gamma c}{\omega a} - 1 \right) \text{ эрг/секзв} \quad (44)$$

где $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ - постоянная тонкой структуры, $c \approx d$ - расстояние, проходимое релятивистским электроном за секунду, N_e - количество релятивистских электронов. Величины l и l_m корректнее привязать к количеству вещества. Концентрация сферических пылевых частиц равна:

$$n = \frac{n_H m_H k}{\frac{4\pi a^3}{3} \rho}$$

где n_H , m_H - концентрация и масса атома H, соответственно, k - доля пыли в веществе, ρ - плотность вещества пылевой частицы. Тогда из (39) имеем:

$$l(\omega) = \frac{\rho}{n_H m_H k a} \frac{3c^2 \omega^2}{\omega^4 \rho}$$

Соответственно, отношение l_m/l равно:

$$\frac{l_m}{l} = \frac{m_H k a}{3\sigma \rho} \frac{\omega^4}{\omega^2 c^2}$$

где σ - сечение фотоионизации вещества на один атом водорода, рассчитанное, например, в работе Брауна, Гулда [20]. При значениях

$a = 10^{-5}$ см, $\rho = 1$ г/см³, $k = 0.1$ и $\omega_p = 30$ эв, $\frac{l_m}{l} = 25$ на 4 кэв.

Число моноэнергетических релятивистских электронов можно оценить из значений полных энергий электронных облаков компактных радиоисточников, составляющих до 10^{55} - 10^{58} эрг. При $\gamma = 6000$, что соответствует энергии одного электрона ~ 3 Гэв, число $N_e = 2(10^{57} + 10^{60})$.

При концентрации вещества $n_H = 10 + 1000$ см⁻³, получим оценку светимости на 4 кэв $\sim 7(10^{38} + 10^{44}$ эрг/с), что одного порядка с наблюдаемыми значениями.

9. *Заключение.* Рассмотрение излучения, возникающего при прохождении заряженной релятивистской частицы через систему со случайно расположенными сферическими частицами пыли, показывает, что многократное рассеяние электромагнитного поля играет большую роль. Значительный вклад диффузионного излучения в рентгеновском диапазоне может быть обеспечен при выполнении условий $\lambda \ll l \ll L$ в диапазоне $\sim 1-10$ кэв. Индексы наблюдаемых спектров AGN совпадают

с предсказанными.

Характерные особенности наблюдаемых рентгеновских спектров AGN схожи с характерными особенностями диффузионного излучения. Оценки интенсивности диффузионного рентгеновского излучения находятся в хорошем согласии с наблюдаемыми значениями.

¹ Институт радиофизики и электроники,
Армения

² Бюраканская астрофизическая
обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения

DIFFUSION MECHANISM OF RADIATION OF THE CHARGED PARTICLE ON A DUST GRAINS

Zh.S.GEVORKIAN, B.B.HAMBARIAN, A.A.AKOPIAN

Radiation of a charged particle moving in a medium with randomly spaced dust grains is considered. It is shown that in some cases the diffusion mechanism of radiation is the main one in the X-ray region. Possible astrophysical applications of this mechanism are considered. In particular, we have calculated the spectral indices in the X-ray region. The calculated spectral indices are well agreed with observed spectral indices of active galactic nuclei (AGN).

ЛИТЕРАТУРА

1. С.П.Капица, ж. теор. и эксперим. физ., 39, 1367, 1960.
2. Zh.S.Gevorkian, S.R.Atayan, Phys. Lett., A144, 273, 1990, Sov. Phys. J., 71, (5) 862, 1990.
3. Zh.S.Gevorkian, Phys. Lett., A162, 187, 1992; Radiofizika, 36, 36, 1993.
4. R.F.Mushotsky, C.Done, K.A.Pounds, ARAA., 31, 717, 1993.
5. A.A.Abrikosov, L.P.Gor'kov, I.E.Dzyloshinskii, Methods of Quantum Field Theory in Statistical Physics, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1969.
6. Zh.S.Gevorkian (in press) 1998.
7. R.W.Anderson, Phil. Mag., B52, 505, 1985.
8. В.А.Амбарцумян, Докл.АН Арм. ССР, 8, 107, 1948.

9. В.Л.Гинзбург, И.М.Франк, ж. теор. и эксперим. физ., 26, 15, 1946.
10. Г.М.Гарибян, ж. теор. и эксперим. физ., 33, 1403, 37, 527, 1959.
11. Г.Г.Бахшян, Г.М.Гарибян, Ян Ши, Астрофизика, 9, 371, 1973.
12. А.С.Амбарцумян, Г.М.Гарибян, Ян Ши, Изв. АН Арм. ССР, Физика, 6, 9, 1974.
13. S.A.E.Johanson, Astrophys. J. Lett., 9, 143, 1971.
14. I.Lerche, Astrophys. J., 175, 373, 1972.
15. R.Ramaty, R.D.Bleach, Astrophys. J. Lett., 11, 35, 1972.
16. G.V.Yodh, X.Artru, R.Ramaty, Astrophys. J., 181, 725, 1973.
17. L.Durand, Astrophys. J., 182, 417, 1973.
18. Г.А.Гурзадян, Астрофизика, 11, 535, 1975.
19. Ф.А.Агаронян, А.С.Амбарцумян, Астрофизика, 17, 807, 1981.
20. R.L.Brown, R.J.Gould, Phys. Rev., D1, 2252, 1970.
21. A.S.Wilson, J.A.Morse, M.Elvis, J.S.Mulchaey, K.A.Weaver, G.N.Cecil, J.Gaillimore, Röntgenstrahlung from the Universe, MPE Report 263, 529, 1996
22. J.C.Baker, R.W.Hunstead, W.Brinkmann, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 277, 553, 1995.
23. M.Matsouka, M.Sappi, Röntgenstrahlung from the Universe, MPE Report 263, 477, 1996.
24. C.S.Reynolds, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 286, 513, 1997.