

8. G. Ohring, *Icarus*, **5**, № 4, 329 (1966).
 9. А. А. Викторова, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **7**, № 3, 415, 424 (1964).
 10. С. А. Жевакин, А. П. Наумов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **6**, № 4, 674 (1963).
 11. В. И. Мороз, Физика планет, изд. Наука, М., 1967.
 12. L. D. Karlan, G. Münch, H. Spinrad, *Astrophys. J.*, **139**, 237 (1964).
 13. А. М. Обухов, Г. С. Голицын, Космические исследования, **6**, № 5, 757 (1968).
 14. А. Д. Кузьмин, Ю. Н. Ветуховская, Космические исследования, **6**, № 4, 590 (1968).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
20 июля 1967 г.,
после переработки
12 июля 1968 г.

УДК 523.164

МНОГОКРАТНЫЕ «КОМПТОНОВСКИЕ» ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ИХ ВОЗМОЖНАЯ РОЛЬ В РАЗЛИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ

Г. Г. Гетманцев, Ю. В. Токарев

«Комптоновские» потери энергии, возникающие в космических объектах при взаимодействии быстрых электронов с относительно мягкими фотонами отличаются от всех других энергетических потерь тем, что они могут иметь рекуррентный характер. Последнее связано с тем, что «комптоновские» потери пропорциональны плотности энергии электромагнитного поля, которая, в свою очередь, зависит от «комптоновских» потерь всей совокупности электронов источника и является функцией времени.

Будем считать для простоты, что космический объект имеет сферическую форму (радиус сферы L), а плотность быстрых электронов N и плотность электромагнитного излучения ω всюду одинаковы в источнике.

В этих предположениях уравнения баланса плотности энергии записываются следующим образом

$$\frac{d\omega}{dt} = - \left(\frac{dE}{dt} \right)^k N - \frac{3c}{2L} \omega + \frac{3c}{2L} \omega_0 - c \sigma_T N n_{i-1} s_{i-1}; \quad (1a)$$

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)^k = - \frac{4}{3} c \sigma_T \omega \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \beta^2. \quad (1b)$$

В уравнениях (1a), (1b) $\left(\frac{dE}{dt} \right)^k$ — комптоновские потери энергии электрона с энергией E , σ_T — томсоновский поперечник рассеяния; m — масса покоя, $\beta = v/c$, где v — скорость частицы [1]. Второй и третий члены в правой части (1a) учитывают выход излучения через поверхность объекта и увеличение за счет сторонних источников фотонов.

При выводе (1a), (1b) мы считали, что в источнике имеются моноэнергетические электроны с энергией E_0 , а плотность энергии излучения определяется как первоначальноными фотонами с энергией ϵ_0 и концентрацией $n_0 (\omega_0 = n_0 \epsilon_0)$, так и фотонами, образовавшимися в результате последовательного рассеяния на электронах. При этом фотоны сорта j с концентрацией n_j имеют энергию $\epsilon_j = \epsilon_0 [(4/3)(E/mc^2)^2 \beta^2 + 1]^j$. Написанное выше выражение $\left(\frac{dE}{dt} \right)^k$ справедливо при условии $\epsilon_j \ll (mc^2)^2 / 4E$. При нарушении этого неравенства «комптоновские» потери энергии быстрых электронов на фотонах сорта $j \gg i$ становятся пренебрежимо малыми [2]. Значение $j = i$ находится из условия

$$\frac{\epsilon_0}{mc^2} \left[\frac{4}{3} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \beta^2 + 1 \right]^i \frac{E}{mc^2} \geq 1 \quad (2)$$

Таким образом, в уравнениях (1a), (1b) в выражении для ω учтена энергия всех фотонов $\omega = \sum_{j=0}^{i-1} n_j \epsilon_j$ вплоть до $j = i - 1$. Последний член в (1a) учитывает убыль ω

вследствие перехода фотонов (из-за увеличения их энергии благодаря последовательному рассеянию на быстрых электронах) в сорт i , несущественный для дальнейшего рассмотрения.

Для совместного решения (1а) и (16) необходимо найти зависимость $n_{i-1}(t)$. Последняя легко получается из рассмотрения условий баланса фотонов различного индекса j :

$$n_j = n_0 A^j f_j(T) e^{-AT}, \quad (3)$$

где $A = 2\sigma_T LN/3$, $T = 3ct/2L$, $f_j(T) = 1 - e^{-T} \sum_{m=0}^j [T^{j-m}/(j-m)!]$. Подставляя n_j при $j =$

$i-1$ в (1а) и решая совместно с (16), получим

$$w = w_0 I^{-AT} \left[1 + \sum_{\pi=1}^{i-1} \sum_{m=0}^{\pi} B^{\pi} \frac{T^{j-m}}{(j-m)!} \right], \quad (4)$$

где $B = 2\sigma_T LN/3 [(4/3)(E/mc^2)^2 \beta^2 + 1]$. Из (4) следует, что условием существенного роста w со временем являются неравенства $B \gg 1$ и $i \gg 1$, при выполнении которых сумма в квадратных скобках при не слишком больших T растет быстрее, чем убывает e^{-AT} . Например, для объекта с $L \simeq 10^{23}$ см, $N \simeq 20$ см $^{-3}$, $E/mc^2 \simeq 3,5$, заполненного тепловыми фотонами реликтового фона с $\epsilon_0 \simeq 2,5 \cdot 10^{-15}$ эрг, $B = 17$, $i = 7^*$. При этом w возрастает до максимальной величины w_0 за время $\sim 7 \cdot 10^{12}$ сек.

Из формул (16), (4) можно вычислить время существенной убыли энергии излучения электронов t_e . Так, для принятых выше значений параметров и $w_0 \simeq 10^{-12}$ эрг·см $^{-1}$ что соответствует плотности энергии теплового реликтового излучения в настоящую эпоху, энергия электрона уменьшается на величину $\Delta E \simeq E/3$ за время $t_e \simeq 10^{13}$ сек. При этом энерговыделение из источника за время высвечивания электронов определяется соотношением $w = \Delta EN(4/3) \pi L^3/t_e$ и составляет $\sim 10^{53}$ эрг сек $^{-1}$. Надо заметить, что фактическая плотность энергии излучения может значительно превосходить значение, находимое из (4), поскольку в (4) учитываются лишь фотоны до $(i-1)$ сорта включительно. Наибольшая доля энергии излучения, как можно установить из сказанного выше, заключена в фотонах i -го сорта, которые, тем не менее, вследствие малости эффективного сечения рассеяния, не влияют заметно на время существенной убыли энергии частиц E . Поэтому основная доля энергии излучается из источника в виде γ -лучей с энергией квантов $\epsilon_i \simeq mc^2(mc^2/E) \sim mc^2$.

Таким образом, многократные «комптоновские» потери могут иметь непосредственное отношение к космическим источникам рентгеновского и γ -излучения. Рассмотренный механизм может оказаться существенным во время конденсации газо-пылевых облаков, когда общее количество быстрых электронов N_{tot} в облаке является заданным, а размер облака L уменьшается, так что $N = N_{tot}/L^3$ растет.

Отметим, в заключение, что рассмотренный здесь механизм многократных «комптоновских» потерь для моноэнергетических электронов является, естественно, нестационарным. Стационарный же случай последовательной трансформации фотонов из-за «комптоновских» потерь для электронов, распределенных по степенному энергетическому спектру, был рассмотрен в недавно опубликованной работе [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, изд Наука, М., 1967.
2. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, АИ' СССР, 1963.
3. M. J. Rees, Mont. Not. Roy. Astr. Soc., 137, 429 (1967).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
5 июля 1968 г.

* Объект с подобными параметрами является, в известной мере, гипотетическим, однако соответствующие условия могут реализоваться при конденсациях газо-пылевых облаков, взрывах галактических ядер и т. д. Предполагается, что ионизационные и синхротронные потери энергии релятивистских электронов в рассматриваемом объекте играют второстепенную роль.