УДК 524.78+524.1

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
С МЕЖГАЛАКТИЧЕСКИМ ГАЗОМ

Н. Я. СОТНИКОВА

Поступила 20 июня 1983

Принята к печати 14 января 1984

Показано, что энергия космических лучей, поступающих в межгалактическую среду из галактик, является эффективным источником ее нагрева. В условиях межгалактической среды возможно формирование немаксвелловского распределения электронного газа с обрезанием «хвоста» распределения, причем взаимодействие электронов с космическими лучами не обеспечивает поддержание этого «хвоста». Характер рентгеновского спектра газа в скоплении А 2142, по-видимому, и отражает отклонение распределения от максвелловского.

1. *Введение.* В настоящее время принято считать, что рентгеновское излучение скоплений галактик в области энергий 2—40 кэВ является тепловым излучением очень горячего газа (с температурой $\sim 10^8$ К), находящегося в пространстве между галактиками скопления (см., например, [1]). В рамках принятого механизма излучения по спектру в интервале энергий 2—10 кэВ определены электронная температура и плотность излучающего газа. Средние температуры и плотности газа скопления равны: $kT \sim 5—10$ кэВ. $n_e \sim 10^{-3}$ см $^{-3}$ (см., например, [1]).

Недавние рентгеновские наблюдения богатых скоплений галактик со спутника «Эйнштейн» [2] позволили разделить скопления на два существенно различных класса. К одному классу относятся скопления с клочковатым распределением рентгеновской яркости, к другому — с плавным. При этом оказалось, что различие в распределении рентгеновского излучения тесно связано с динамическими свойствами скоплений галактик. Скопления первого типа являются непроэволюционировавшими системами, и их излучение обусловлено газом, расположенным вокруг отдельных галактик. Скопления с гладкой картиной рентгеновской яркости относятся к динамически проэволюционировавшим системам и содержат тепловой газ, распределенный по всему скоплению. По крайней мере, часть этого газа выброшена из галактик. На это указывает наблюдаемое содержание тяжелых

элементов в межгалактическом газе [1] и отмеченное выше наличие газовых гало вокруг отдельных галактик в динамически непроэволюционировавших скоплениях. Температура газа, теряемого галактиками, возможно, ниже той, что дают для межгалактической среды рентгеновские наблюдения. Поэтому должен существовать источник нагрева газа.

В работе [3] в качестве возможного источника нагрева была принята энергия релятивистских электронов, о присутствии которых в скоплениях галактик свидетельствуют результаты наблюдений протяженных радиоисточников [4, 5], связанных как с отдельными галактиками, так и со всем скоплением. Наличие в межгалактической среде релятивистских электронов указывает на то, что там должны быть и быстрые протоны. Частицы высоких энергий, движущиеся в плазме, теряют свою энергию не только на излучение, но и при столкновениях (так называемые, ионизационные потери) [6]. Это приводит к нагреву плазмы, а возможно, и к изменению функции распределения частиц теплового газа по скоростям (энергиям).

В данной работе исследуется эффективность нагрева газа протонами высоких энергий, возможность которого отмечалась в работах [7] и [8], а также влияние этих частиц на вид функции распределения тепловых электронов по скоростям и на характер наблюдаемого рентгеновского излучения скоплений галактик.

2. *Условия эффективного нагрева газа в скоплениях частицами высоких энергий.* Будем считать, что распределение электронов межгалактического газа по скоростям является изотропным. Тогда из кинетического уравнения со столкновительным членом в форме Ландау [9, 10], описывающим взаимодействие электронов с моноэнергетическим изотропным пучком частиц высокой энергии, можно получить закон изменения электронной температуры со временем. Если предположить, что начальное распределение электронов по скоростям описывается законом Максвелла с температурой T_0 , то в дальнейшем характер распределения не меняется, оставаясь максвелловским вплоть до скоростей, равных скорости быстрых нетепловых частиц. Электронная температура при этом изменяется со временем следующим образом:

$$T = T_0(1 + t/t_0). \quad (1)$$

Характерное время нагрева газа t_0 равно

$$t_0 = \frac{1}{2} t_M \left(\frac{\epsilon_0}{3/2 k T_0} \right)^{1/2} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{n_e}{n_i}, \quad (2)$$

ϵ_0 — энергия быстрых частиц, m_e , m_i , n_e , n_i — массы и концентрации электронов и быстрых частиц соответственно, t_M — время максвеллизации электронов теплового газа [11]:

$$t_M = \frac{3 \sqrt{3} m_e^{1/2} (kT_0)^{3/2}}{4 \pi e^3 n_e \ln \Lambda} \quad (3)$$

Для электронов межгалактического газа при $T_0 = 10^6$ К, $n_e = 10^{-3}$ см $^{-3}$, $\ln \Lambda = 40$ $t_M = 3 \cdot 10^5$ лет.

Оценим время нагрева теплового газа t_0 . Если под частицами высоких энергий подразумевать электроны, то согласно формуле (2) при $\epsilon_0/kT_0 = 10^2$, $n_e = 10^{-3}$ см $^{-3}$ получаем, что t_0 меньше хаббловского времени для $n_i > 10^{-7}$ см $^{-3}$. Поскольку нет никаких теоретических и наблюдательных оснований полагать, что в межгалактической среде присутствует столь большое количество релятивистских электронов, то для принятых значений параметров время t_0 оказывается слишком большим, и существенного нагрева поэтому не будет.

Рассматривая взаимодействие тепловых электронов с быстрыми протонами из формулы (2) получаем, что для $n_i/n_e \simeq 2 \cdot 10^{-6}$ $t_0 \simeq 10^{10}$ лет. Это значение n_i/n_e представляется более близким к возможной величине отношения концентрации релятивистских частиц к тепловым. Таким образом, столкновения с быстрыми протонами — космическими лучами — при достаточно большой их концентрации может быть эффективным механизмом нагрева газа скопления.

3. Столкновения электронов межгалактического газа в области больших энергий. При интерпретации рентгеновских спектров скоплений галактик считается, что излучение горячего газа скопления тормозное, а распределение электронов по скоростям (энергиям) является изотропным и описывается законом Максвелла. Газ, излучающий в рентгеновском диапазоне, имеет очень высокую температуру и малую плотность и уже не может считаться полностью столкновительным.

Длину свободного пробега L электрона (или протона) с энергией ϵ в водородной плазме с концентрацией частиц n можно оценить из следующей формулы, справедливой в борновском приближении:

$$L = \frac{1}{e^4} \frac{\epsilon^3}{n \ln \Lambda} \quad (4)$$

Хотя длина свободного пробега L для большей части тепловых электронов остается меньше характерного размера системы a , существует некоторая доля электронов со столь большими скоростями, что для этих частиц $L > a$. Если положить $L = a$, то можно найти такое значение энергии ϵ_a , что для частиц с энергией $> \epsilon_a$, L будет больше a . Из формулы (4), принимая $\ln \Lambda = 40$, $n = 10^{-3}$ см $^{-3}$, имеем:

$$\epsilon_a \text{ (кэВ)} \simeq \sqrt{2.5 a \text{ (кпс)}} \quad (5)$$

Характерный размер a_r области рентгеновского излучения для многих скоплений составляет несколько сот килопарсек. Например, для скоплений в Персее и Волосах Вероники a_r соответственно равно ~ 170 кпс и ~ 430 кпс ($H_0 = 75$ км/с Мпс [12, 2]).

Таким образом, если положить $a = a_r = 170$ кпс, то $\varepsilon_a \simeq 21$ кэВ. Для скопления в Персее $kT \simeq 7$ кэВ [13], и поэтому $\varepsilon_a \simeq 3 kT$, а для скопления в Волосах Вероники $\varepsilon_a \simeq 33$ кэВ $\simeq 3.5 kT$ ($kT \simeq 9$ кэВ, [14]).

Итак, оценка ε_a (правда, довольно грубая) приводит к величине $\varepsilon_a \simeq (3-4) kT$. Доля частиц с энергией $> \varepsilon_a$ в максвелловском распределении составляет 5—10 %.

Частицы с энергией больше ε_a не испытывают столкновений с частицами плазмы, и если они не удерживаются в скоплении с помощью какого-либо механизма (например, магнитным полем), то такие частицы должны уходить из скопления.

4. Влияние космических лучей на вид функции распределения электронов межгалактического газа по скоростям. Согласно работе [11] при релаксации системы частиц с первоначально немаксвелловским распределением время t_0 формирования «хвоста» распределения вплоть до значений скорости v по порядку величины равно времени столкновения для частиц, обладающих скоростью v (энергией ε)

$$t_0 = \frac{m^2 v^3}{12 \pi e^4 n \ln \Lambda} = \frac{1}{3} \frac{1}{2 \pi} \frac{m^{1/2} \varepsilon^{3/2}}{e^4} \frac{1}{n \ln \Lambda} \quad (6)$$

Таким образом, в условиях межгалактической среды время пересечения скопления частицей с энергией больше ε_a оказывается меньше времени t_0 образования частицы с данной энергией в результате столкновений. Следовательно, в распределении электронов межгалактического газа по энергиям должны отсутствовать частицы с энергиями больше $\varepsilon_a \simeq (3-4) kT \simeq (20-30)$ кэВ. Это обстоятельство должно быть отражено в рентгеновском спектре скоплений в области энергий $\sim 10-15$ кэВ (при столкновениях теплового электрона с ионом электрон примерно половину своей энергии теряет на излучение рентгеновского кванта). Однако рентгеновские спектры многих скоплений хорошо представляются экспоненциальным законом вплоть до энергий $\sim 20-30$ кэВ [15]. В этом случае тепловой характер спектра в указанной области возможен лишь при наличии внешнего фактора, способствующего непрерывному образованию «хвоста» распределения электронов. В качестве такого источника рассмотрим частицы высоких энергий, присутствующие в газе скопления.

Характерное время t_0 образования «хвоста» максвелловского распределения можно оценить из формулы (1). Если окажется, что это время

превосходит величину t_0 , определяемую формулой (6), то столкновения частиц высоких энергий с тепловыми не обеспечивают образования «хвоста». Если же $t_* > t_0$, то в принципе возможно образование «хвоста» при столкновениях.

Примем во внимание, что в «хвосте» максвелловского распределения (начиная с энергии $\sim 4kT$) содержится около 15% полной энергии частиц. При увеличении температуры электронов на одну треть полная энергия частиц «хвоста» увеличивается примерно в два раза. Таким образом, время t_* , за которое температура электронов увеличивается на одну треть, и будет характерным временем образования «хвоста» в области энергий $> 4kT$:

$$t_* = 0.3 t_0 = 0.2 t_0 \left(\frac{kT_0}{\varepsilon} \right)^{3/2} \left(\frac{\varepsilon_0}{kT_0} \right)^{1/2} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{n_e}{n_i} \quad (7)$$

Если в качестве быстрых частиц рассматривать протоны, то для $\varepsilon \sim 4 \times kT_0$, $\varepsilon_0/kT_0 = 10^2$, $t_* < t_0$ при $n_i/n_e > 7 \cdot 10^{-3}$. Данные по наблюдению радиоизлучения от скоплений галактик не дают оснований считать, что в межгалактической среде содержится такое большое количество релятивистских частиц. Следовательно, $t_* > t_0$ и образование «хвоста» с помощью предложенного механизма объяснить не удастся.

Заметим, что при наличии в скоплениях крупномасштабного магнитного поля с напряженностью $H \geq 10^{-9}$ Гс говорить о бесстолкновительном характере плазмы не приходится. Однако пока никаких данных о присутствии и величине магнитных полей в скоплениях (кроме хвостов радиогалактик) нет.

В качестве примера скопления, в котором, возможно, имеет место отклонение наблюдаемого излучения межгалактического газа от теплового, рассмотрим скопление А 2142. Это скопление наблюдалось как протяженный источник рентгеновского излучения [16]. По спектру была определена температура газа $kT \approx 33$ кэВ. Излучение этого источника в области > 40 кэВ не было обнаружено. Возможно, что рентгеновского излучения в области больших энергий нет из-за отсутствия «хвоста» в распределении тепловых электронов, излучающих в рентгеновском диапазоне. В этом же скоплении имеется протяженный источник радиоизлучения со степенным спектром ($F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$, $\alpha = 1.52$ [4]). Радиоизлучение на частотах $\nu < 26.3$ МГц не обнаружено. Считая, что частота $\nu_m = 26.3$ МГц определяет минимальную энергию в энергетическом спектре релятивистских электронов, по потоку на этой частоте можно оценить концентрацию релятивистских электронов, излучающих в радиодиапазоне: $n = 4 \cdot 10^{-11} q^{2.7} \times (R/50 \text{ кпс})^{-15/7} \text{ см}^{-3}$, где q — отношение полной энергии релятивист-

ских частиц к энергии магнитного поля источника, R — размер радиосточника. При $q \sim 1$, $R = 50$ кпс $n = 4 \cdot 10^{-11}$ см $^{-3}$. Отношение концентрации релятивистских электронов к средней концентрации тепловых электронов в плазме скопления: $n/n_e = 4 \cdot 10^{-7}$. Это отношение слишком мало для того, чтобы взаимодействие быстрых частиц с тепловыми приводило к образованию „хвоста“ распределения тепловых электронов, что, возможно, и находит свое отражение в характере наблюдаемого рентгеновского спектра.

5. *Заключение.* В пространстве между галактиками скоплений должны находиться источники нагрева газа, поступающего в межгалактическую среду из галактик. Как показано, таким источником могут быть космические лучи, присутствие которых в межгалактическом газе в довольно большом количестве можно ожидать как от обычных, так и от радиогалактик.

Условия в межгалактической среде таковы, что газ, излучающий в рентгеновском диапазоне, не является полностью столкновительным. Это обстоятельство должно отражаться в характере распределения электронов по скоростям, а следовательно, и в рентгеновском спектре скоплений.

Автор выражает глубокую благодарность В. Г. Горбацкому за полезные советы и обсуждение.

Ленинградский государственный
университет

THE INTERACTION OF HIGH-ENERGY PARTICLES WITH INTERGALACTIC GAS

N. YA. SOTNIKOVA

It is shown that the energy of cosmic rays emitted from galaxies into intracluster medium may be the substantial source of its heating. The formation of non-Maxwellian distribution with cut-off "tail" is emphasized to be possible. The interaction of electrons with cosmic rays cannot provide the existence of this "tail". The X-ray spectrum peculiarities of gas in A 2142 cluster in high energy region may be attributed to the deviations from Maxwellian distribution.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. F. Mushotzky, P. J. Serlemittos, B. W. Smith, E. A. Boldt, S. S. Holt, *Ap. J.*, 225, 21, 1978.
2. C. Jones, E. Mandel, J. Schwarz, W. Forman, S. S. Murray, F. R. Harnden, *Ap. J.*, 234, L21, 1979.

3. *S. M. Lea, M. D. Holman, Ap. J., 222, 29, 1978.*
4. *W. C. Erikson, T. A. Matthews, M. R. Viner, Ap. J., 222, 761, 1978.*
5. *W. J. Jaffe, G. C. Perola, E. A. Valentijn, Astron. Astrophys., 49, 179, 1976.*
6. *В. А. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, М., 1963.*
7. *B. Dettlison, Ap. J., 239, L93, 1980.*
8. *W. T. Vestrand, Astron. Astrophys., 87, 1266, 1982.*
9. *А. Д. Ландау, ЖЭТФ, 7, 203, 1937.*
10. *В. С. Кудрявцев, ЖЭТФ, 34, 1558, 1958.*
11. *W. M. MacDonald, M. N. Rosenbluth, C. Wong, Phys. Rev., 107, 350, 1957.*
12. *W. Forman, C. Jones, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 20, 547, 1982.*
13. *F. A. Primint, E. Bastnska, S. K. Howe, F. Lang, A. M. Levins, W. H. G. Lewin, R. Rotschild, W. A. Batty, D. E. Gruber, F. K. Knigt, J. L. Matteson, S. M. Lea, G. A. Reichert, Ap. J., 243, L13, 1981.*
14. *B. Smith, R. Mushotzky, P. Serlemitsos, Ap. J., 227, 37, 1979.*
15. *A. Davidsen, S. Bowyer, M. Lampton, R. Cruddass, Ap. J., 198, 1, 1975.*
16. *S. M. Lea, G. A. Reichert, R. F. Mushotzky, W. A. Batty, D. E. Gruber, R. Rotschild, F. A. Primint, Ap. J., 246, 369, 1981.*