

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

ФЕВРАЛЬ, 1974

ВЫПУСК 1

## О РЕНТГЕНОВСКОМ ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ, ОБРАЗУЕМОМ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКАХ

Г. Г. БАХШЯН, Г. М. ГАРИБЯН, ЯН ШИ

Поступила 6 ноября 1973

Проведено исследование рентгеновского переходного излучения, образуемого ультрарелятивистскими заряженными частицами на отдельных молекулах газа. Сравнение этого излучения с тормозным показывает, что имеется область частот, в которой сечение переходного излучения превосходит сечение тормозного излучения. Вычислено рентгеновское переходное излучение, образуемое космическими электронами, в молекулярном облаке типа Ori-A.

В предыдущей работе [1] были получены формулы для переходного излучения, образуемого на малых частицах, в частности, на отдельных молекулах или атомах. В той же работе был оценен вклад рентгеновского переходного излучения, образуемого быстрыми электронами на частицах космической пыли и межзвездном газе, в диффузный фон рентгеновского космического излучения.

В настоящей работе мы укажем некоторые, не отмеченные ранее свойства рентгеновского переходного излучения, образуемого на отдельных молекулах или атомах газа, а также сравним его с тормозным излучением, образуемым при тех же условиях. Мы покажем, что имеется некоторая область рентгеновских частот, в которой сечение переходного излучения превышает сечение тормозного излучения. В заключение в работе будет вычислено рентгеновское переходное излучение, образуемое быстрыми электронами в молекулярном облаке типа Ori-A.

1. Согласно [1], спектральное распределение числа квантов рентгеновского переходного излучения, образуемого одним ультрарелятивистским зарядом с лоренц-фактором  $\gamma$  на сферической частице (атоме

или молекуле) с радиусом  $r$ , имеет следующий вид в случае центральных и нецентральных столкновений, соответственно,

$$\frac{dn^c(\gamma, r)}{d\omega} \approx \frac{2\omega_0^4 r^2}{137 \pi c^2 \omega^3} \ln \sqrt{\frac{2\pi\omega r}{c}}. \quad (1)$$

$$\frac{dn^{nc}(\gamma, r, \rho_0)}{d\omega} \approx \frac{2\omega_0^4 r^2}{137 \pi c^2 \omega^3} \cdot \frac{r^2}{\rho_0^2}. \quad (2)$$

Здесь  $\rho_0$  есть прицельный параметр, на котором пролетает заряд относительно молекулы в случае нецентрального столкновения,  $\omega_0$  — плазменная частота молекулы,  $\omega$  — частота излученного кванта.

Условия, при выполнении которых имеют место формулы (1) и (2), следующие [1]:

$$\frac{\omega_0^2 r}{\omega c} \ll 1, \quad \frac{\omega \rho_0}{v \gamma} \leq 1, \quad \frac{\omega r}{v \gamma} \ll 1, \quad (3)$$

где  $v$  — скорость быстрого электрона. Формулы (1) и (2) дают число переходных квантов, образуемых одним зарядом на одной молекуле.

Если мы имеем молекулярное облако, то движущийся сквозь него заряд будет образовывать на каждой молекуле, мимо которой или через которую он пролетает, переходные кванты по формулам (1) и (2), только в том случае, если это облако достаточно разреженное. Очевидно, что если сконденсировать рассматриваемые молекулы в жидкое или твердое тело, то переходное излучение будет образовываться только при входе и выходе заряда из вещества. Критичным размером для расстояний между молекулами является зона формирования переходного излучения в вакууме, равная  $c\gamma^2/\omega$ . Действительно, известно (см., например, [2]), что если в стопке пластин расстояния между ними больше чем  $c\gamma^2/\omega$ , то каждая из пластин излучает независимо от другой. Если же это расстояние много меньше указанной величины, то вся стопка излучает всего как одна пластина. Поэтому, совершенно аналогично вышесказанному, если расстояния между молекулами газа  $b$  подчиняются условию

$$b \gg \frac{c}{\omega} \gamma^2, \quad (4)$$

то излучение будет иметь место независимо на каждой молекуле.

2. Сравним теперь сечение образования тормозного излучения на молекуле газа с соответствующей величиной для переходного излучения.

Для сечения образования тормозного излучения имеем [3] в крайнерелятивистском случае и с учетом экранировки заряда ядра электронной оболочкой

$$d\sigma_{br} = \frac{4Z^2 r_0^2}{137} \frac{d\omega}{\omega} \left\{ \frac{4}{3} \ln(183 \cdot Z^{-1/3}) + \frac{1}{9} \right\}, \quad (5)$$

где  $Z$  есть заряд ядра атома,  $r_0$  — классический радиус электрона.

Сечение образования переходного излучения мы получим, если умножим формулу (1) на  $\pi r^2$ , формулу (2) на  $\pi r_0^2$  и сложим полученные таким образом величины. В результате будем иметь

$$d\sigma_{tr} = \frac{2\omega_0^4 r^4}{137c^2 \omega^3} \left( 1 + \ln \sqrt{\frac{2\pi\omega r}{c}} \right) d\omega. \quad (6)$$

Последнюю формулу запишем в виде

$$d\sigma_{tr} = \frac{4Z^2 r_0^2}{137} \frac{d\omega}{\omega} \frac{\left( 1 + \ln \sqrt{\frac{2\pi\omega r}{c}} \right) \pi^2}{2} \left( \frac{c}{\omega r} \right)^2. \quad (7)$$

Сравним формулы (5) и (7)

$$\frac{d\sigma_{br}}{d\sigma_{tr}} \simeq \left( \frac{r\omega}{c} \right)^2. \quad (8)$$

Последнее отношение можно записать в виде  $(r\omega/2)^2$ , где  $r$  измеряется в А,  $\omega$  — в кэв-ах.

Если считать  $r \sim 10^{-8}$  см, то видно, что при  $\omega \sim 2$  кэв переходный механизм дает вклад того же порядка, что и тормозной механизм. А при  $\omega \sim 1$  кэв переходный механизм превышает тормозной примерно в четыре раза.

Это имеет место, если рассматривать излучение на одной молекуле. Если же мы имеем газ, то для того, чтобы вообще имел место переходный механизм излучения на каждой молекуле, необходимо еще выполнение условия (4), из которого следует, что частота должна быть больше минимальной частоты

$$\omega_{\min} \simeq \frac{c}{b} \gamma^2. \quad (9)$$

С другой стороны, из соотношения (8) видно, что переходный механизм будет доминировать над тормозным там, где

$$\omega < \omega_{\max} \simeq \frac{c}{r}. \quad (10)$$

Комбинируя это неравенство с неравенством (9), получаем

$$\frac{c}{b} \gamma^2 \ll \omega < \frac{c}{r}. \quad (11)$$

Для того, чтобы эти неравенства имели место, необходимо

$$b \gg r \cdot \gamma^2. \quad (12)$$

Только при выполнении этого условия имеется определяемая неравенствами (11) область частот, в которой переходный механизм излучения существует и превалирует над тормозным.

Так как в твердых и жидких телах  $b \sim r$ , то условие (12) в этих случаях не выполняется. Для газов, находящихся при нормальных условиях, расстояние между атомами  $b \sim 0.3 \cdot 10^{-6}$  см, поэтому условие (12) будет выполняться при  $\gamma < 5$ . Область выполнения условия (12) сильно расширяется в разреженных газах, например, в межзвездных молекулярных облаках (см., например, [4]).

Заметим, что до сих пор мы трактовали релятивистский заряд, генерирующий переходное излучение, классически, приписывая ему вполне определенную траекторию. Однако необходимо оценить, к чему может привести квантовая неопределенность движения заряда. Ясно, что наиболее важной является неопределенность в поперечном направлении. Из соотношения неопределенности имеем  $\Delta r \sim \hbar / \Delta p_{\perp}$ . Для того, чтобы можно было бы говорить об определенной прямолинейной траектории заряда, проходящей через атом или мимо атома, мы должны потребовать, чтобы  $\Delta r < r$ . Из этого следует, что  $\Delta p_{\perp} > \hbar / r$ . Подставив вместо  $r$  радиус атома Бора  $\hbar^2 / mc^2$ , получим, что  $\Delta p_{\perp} > mc / 137$ . В том случае, когда эта неопределенность в импульсе много меньше импульса заряда  $p$ , движение последнего можно рассматривать классически. Для ультрарелятивистского заряда  $p = E/c$ , где  $E$  — полная энергия заряда, и условие  $p \gg \Delta p_{\perp}$  всегда выполняется.

3. Посмотрим, какие вытекают следствия из вышеизложенного для рентгеновской астрономии.

Для этого оценим количество квантов рентгеновского переходного излучения, образуемого быстрыми электронами в молекулярном облаке типа Ori-A.

Согласно [4], расстояние между молекулами в таких облаках  $b \sim 0.7 \cdot 10^{-1}$  см. Вычислим спектр наблюдения переходного излучения, воспользовавшись формулой (40) работы [1]. При этом мы должны заменить в указанной формуле  $G^c(\omega)$  на  $G^c(\omega) + G^{nc}(\omega)$ . Нетрудно

убедиться, что благодаря падающему характеру спектра космических электронов [5], мы можем воспользоваться для  $G^c(\omega)$  и  $G^{nc}(\omega)$  формулами (35) и (38) работы [1]. Если считать, что размеры облака Ori-A достигают порядка 10 световых лет [4], то для числа квантов с энергией порядка 1 кэв, образованных космическими электронами в этом облаке в результате как центральных, так и нецентральных столкновений с молекулами водорода и дошедших до солнечной системы, получается цифра  $\sim 1$ . Эта цифра находится в хорошем согласии по порядку величины с наблюдательными данными, приведенными в [6].

С точки зрения переходного механизма образования рентгеновских квантов представляет интерес обнаружение, по крайней мере, одного или двух объектов, рентгеновские спектры которых находятся только в области энергий меньше 1 кэв [7]. Действительно, если тормозные кванты с энергией больше 1 кэв генерируются в таком малом количестве, что не доходят до солнечной системы из-за поглощения в межзвездном пространстве, то переходные кванты, в области энергий 1 кэв и меньше, благодаря тому, что их сечение образования больше соответствующего сечения для тормозного излучения, могут генерироваться в значительно большем количестве, и мы будем их наблюдать.

Небезынтересно также то, что согласно [8] большинство наблюдений показывает, что диффузный поток малоэнергичных рентгеновских квантов ( $\sim 0.25$  кэв) по меньшей мере в несколько раз превышает величину, которую надо было бы ожидать в результате экстраполяции степенного спектра рентгеновских квантов, наблюдаемых в области энергий больше 2 кэв. Природа этого мягкого избыточного потока неизвестна. Кроме того [8], те области неба, где интенсивность этого потока выше, являются вместе с тем областями малой плотности нейтрального межзвездного водорода. Если теперь допустить, что этот избыток обусловлен переходным излучением, то из (4) следует, что указанный механизм будет действительно иметь место там, где плотность газа, генерирующего переходное излучение, меньше.

В заключение мы хотели бы отметить, что условие (4) или, что то же самое, наличие минимальной частоты, определяемой формулой (9), указывает на возможность изменения спектра переходного излучения с течением времени. Действительно, если предположить, что по каким-то причинам изменяется со временем плотность газа молекул и, в частности, если она пульсирует, то будет изменяться и величина  $b$ , в результате чего, согласно (9), будет меняться  $\omega_{min}$ . Если интервал изменения  $\omega_{min}$  находится в рентгеновском диапазоне частот,

то это должно привести к временным вариациям и, в частности, пульсациям спектра рентгеновского переходного излучения. Аналогичная связь между плотностью газа и интенсивностью излучения в случае переходного механизма может существовать и в других диапазонах частот.

Авторы выражают глубокую благодарность В. А. Амбарцумяну за ценные замечания и советы при обсуждении настоящей работы.

Институт радиофизики и электроники  
АН Арм.ССР  
Ереванский физический институт

## X-RAY TRANSITION RADIATION FORMED IN THE MOLECULAR CLOUDS

G. G. BAKHSHIAN, G. M. GARIBIAN, C. YANG

The X-ray transition radiation formed by ultrarelativistic charged particles on gas molecules is investigated. A comparison of this radiation with the bremsstrahlung shows that there is a frequency region in which the cross-section of transition radiation is larger than the one of bremsstrahlung. The X-ray transition radiation formed by cosmic electrons in molecular cloud of the type of Ori-A is calculated.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. Г. Бахшян, Г. М. Гарибян, Ян Ши, *Астрофизика*, 9, 371, 1973.
2. Г. М. Гарибян, *Научные сообщения ЕФИ*, 27, 1973.
3. А. И. Ахизер, В. Б. Берестецкий, *Квантовая электродинамика*, Наука, М., 1969.
4. P. M. Solomon, *Physics Today*, 26 (3), 32, 1973.
5. M. L. Goldstein *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, 24, 1193, 1972.
6. R. D. Bleach *et al.*, *Ap. J.*, 174, L101, 1972.
7. R. Giacconi, *Physics Today*, 26 (5), 38, 1973.
8. A. N. Bunner *et al.*, *Ap. J.*, 179, 781, 1973.