

## ИЗЛУЧЕНИЕ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ КУЛОНОВСКОМ РАССЕЯНИИ В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

С.Р.Кельнер, Ю.Д.Котов

Исследовано магнитокулоновское излучение (МКИ), обусловленное возбуждением по-перечных уровней Ландау ультраквантитативистских электронов и последующим радиационным переходом в основное состояние. Показано, что в магнитных полях, имеющихся у компактных астрофизических объектов, МКИ является одним из основных источников фотонов высоких энергий.

Регистрация циклотронной линии от локальных источников рентгеновского излучения<sup>1</sup> и в  $\gamma$ -всплесках<sup>2</sup> доказывает, что излучение формируется в областях с магнитными полями  $10^{11} - 10^{13}$  Гс. Быстрое вращение компактных объектов, имеющих поля такой напряженности, приводит к ускорению электронов и позитронов индуцированными электрическими полями до ультраквантитативистских энергий в направлении магнитного поля (см., например,<sup>3</sup>). В моделях пульсаров рассматривается излучение, обусловленное взаимодействием быстрых частиц с магнитным полем (синхротронное излучение<sup>4</sup> и изгибное излучение<sup>5</sup>) и с веществом (тормозное излучение). В данной работе показано, что совместное действие магнитного поля и вещества приводит к возникновению излучения при первоначальном движении частиц вдоль силовых линий.

В отсутствие вещества электрон в сильном однородном магнитном поле быстро переходит на основной уровень Ландау, после чего излучение прекращается. Наличие вещества приводит к переходу движущихся частиц на возбужденные уровни Ландау (аналог многократ-

ного рассеяния в плазме без магнитного поля) с последующим их возвращением на более низкие уровни, сопровождающимся излучением фотонов. В системе покоя электрона ( $e$ -системе) энергия фотона  $\hbar\omega_B = \hbar eB/mc$ . В лабораторной системе (л-системе) излученная энергия будет порядка  $\hbar\omega_B \gamma$ , где  $\gamma = E_e/mc^2$ . В полях  $B \lesssim B_0 = m^2 c^3 / \hbar e = 4,4 \cdot 10^{13} \text{ Гс}$  энергия испущенного фотона сравнима с начальной энергией частицы и для ультрапрелиативистских электронов простирается в область жесткого  $\gamma$ -излучения.

Столкновения электронов и ионов в квантующих магнитных полях рассматривались в работах <sup>6-10</sup>. В предположении, что в  $e$ -системе электрон до и после столкновения является нерелятивистским (что приводит к ограничению  $B \lesssim 0,1 B_0$ ), а в л-системе его движение вдоль магнитного поля считается ультрапрелиативистским ( $\gamma \gg 1$ ), для сечения перехода с уровня  $n$  на уровень  $n'$  можно получить формулы значительно более простые, чем в <sup>9,10</sup>, и, кроме того, учесть экранирование:

$$\sigma_{nn'} = 2\pi Z^2 r_e^2 \frac{B_0}{B} W_{nn'}(x_{nn'}). \quad (1)$$

Здесь  $r_e$  — классический радиус электрона,  $Z$  — заряд ядра,

$$W_{nn'}(\xi) = \frac{n!}{n'!} \int_0^\infty dx \frac{x^{n'-n} e^{-x}}{(x + \xi)^2} (L_n^{n'-n}(x))^2 - \quad (2)$$

функция, введенная в работе <sup>8</sup>,  $L_n^m$  — полином Лагерра,

$$x_{nn'} = \frac{B}{2\gamma^2 B_0} (n - n')^2 + \frac{\hbar c}{2eB\rho_D}, \quad (3)$$

$\rho_D$  — дебаевский радиус экранирования.

Будем считать, что гирорадиус  $(\hbar c/eB)^{1/2}$  частицы мал по сравнению с  $\rho_D$ . Это условие дает ограничение снизу на величину напряженности магнитного поля, которое для электронно-протонной плазмы принимает вид

$$\frac{B}{B_0} \gg 4\pi n_p r_e \left( \frac{\hbar}{mc} \right)^2 \frac{mc^2}{kT} = 5,3 \cdot 10^{-33} n_p \frac{mc^2}{kT}, \quad (4)$$

где  $n_p$  — концентрация протонов,  $T$  — температура плазмы. В этом случае величина  $x_{nn'} \ll 1$ . Для перехода  $0 \rightarrow 1$  из (1) с учетом малости  $x_{01}$  получаем

$$\sigma_{01} = 4\pi Z^2 r_e^2 \frac{B_0}{B} \Lambda, \quad \Lambda = \frac{1}{2} \ln \frac{0,207}{x_{01}}. \quad (5)$$

Сечения перехода на остальные возбужденные уровни не содержат большого логарифма. Суммарное сечение перехода на уровни с  $n' \geq 2$  равно

$$\sum_{n' \geq 2} \sigma_{0n'} = \sum_{n' \geq 2} 2\pi Z^2 r_e^2 \frac{B_0}{B} \frac{1}{n'(n'-1)} = 2\pi Z^2 r_e^2 \frac{B_0}{B}. \quad (6)$$

Таким образом, достаточно учитывать только переходы  $0 \rightarrow 1$ .

Предположим, что концентрация ионов  $n_i$  плазмы, такова, что электрон с уровня  $n=1$  успевает перейти в основное состояние до следующего столкновения, т. е. выполнено условие  $c\sigma_{01}n_i \ll 1/\gamma\tau$ , где  $\tau$  — время жизни состояния  $n=1$  в  $e$ -системе <sup>9</sup>. Это неравенство можно представить в виде (для  $\Lambda=10$ )

$$Z^2 n_i \left( \frac{B_0}{B} \right)^3 \gamma \ll 3 \cdot 10^{31}. \quad (7)$$

Столкновительный переход  $0 \rightarrow 1$  и последующий радиационный переход  $1 \rightarrow 0$  удобно рассматривать как единый процесс, который мы будем называть магнитокулоновским излуче-

нием (МКИ). Сечение МКИ после интегрирования по углам вылета фотона имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{3\sigma_{01}}{2\omega_m} \left( 1 - 2 \frac{\omega}{\omega_m} + 2 \left( \frac{\omega}{\omega_m} \right)^2 \right), \quad (8)$$

где  $\omega_m = 2\gamma\omega_B$  – максимальная частота фотона.

Энергетические потери электронов, обусловленные МКИ, составляют

$$-\left( \frac{dE_e}{dx} \right)_{MK} = n_i \int \hbar\omega \frac{d\sigma}{d\omega} d\omega = 4\pi Z^2 r_e^2 E_e n_i \Lambda. \quad (9)$$

Энергетические потери (9), как и радиационные потери, зависят в основном линейно от энергии электрона. Отношение магнитокулоновских и радиационных потерь равно

$$\frac{(dE_e/dx)_{MK}}{(dE_e/dx)_{rad}} \approx \frac{\pi}{\alpha} = 137\pi. \quad (10)$$

В (10) пренебрежено отличием  $\Lambda$  от логарифма, входящего в радиационные потери. Для МКИ аналогом радиационной длины является величина

$$l_{MK} = 1/4\pi Z^2 r_e^2 n_i \Lambda \approx \frac{\alpha}{\pi} l_{rad}. \quad (11)$$

Таким образом, МКИ является одним из основных механизмов генерации наблюдаемого  $\gamma$ -излучения больших энергий от компактных астрофизических объектов, обладающих сильными магнитными полями.

В заключение авторы выражают благодарность С.В.Боговалову и В.В.Усову за полезные обсуждения работы.

#### Литература

1. Trumper J., Pietch W., Reppin C., Woges W. *Astrophys. J. Lett.*, 1978, **219**, L105.
2. Мазеи Е.П., Голенецкий С.В., Аптекарь Р.Л., Гурьян Ю.А., Ильинский В.Н. Письма в Астрон. ж., 1980, **6**, 706.
3. Sturrock P.A. *Astrophys J.*, 1971, **164**, 529.
4. Lominadze G.J., Machabeli G.Z., Usov V.V. *Astrophys. Space Sci.*, 1983, **90**, 19.
5. Ruderman M.A., Sutherland P.G. *Astrophys. J.*, 1975, **196**, 51.
6. Баско М.М. Сюняев Р.А. ЖЭТФ, 1975, **68**, 105.
7. Ventura J. *Phys. Rev.*, 1973, A **8**, 3021.
8. Павлов Г.Г., Яковлев Д.Г. ЖЭТФ, 1976, **70**, 753.
9. Bussard R.W. *Astrophys J.*, 1980, **273**, 970.
10. Langer S.H. *Phys. Rev.*, 1981, D**23**, 328.

Поступила в редакцию

26 ноября 1984 г.

22 января 1985 г.