

Заметки про радиоизлучение в космосе, в особенности от сверхновых

Илья Заворохин, П.В. Бакланов

30 апреля 2025 г.

Содержание

1	Введение	2
2	Механизмы возникновения радиоизлучения в космосе	2
2.1	Тепловое излучение	2
2.2	Магнитотормозное излучение	2
2.3	Синхотронное излучение	2
2.4	Реликтовое излучение	4
2.5	Излучение плазмы	4
3	Синхротронное излучение (из "Essential Radio Astronomy")	4
4	Синхротронное радиоизлучение	5
4.1	Основные предположения	5
4.2	Мощность излучения одного электрона	5
4.3	Коэффициент излучения	6
4.4	Самопоглощение	6
4.5	Применимость	6
5	Задача Седова: Аналитическое решение точечного взрыва	6
5.1	Основные предположения	6
5.2	Законы сохранения	7
5.3	Самоподобие	7
5.4	Граничные условия на ударной волне	8
5.5	Решения для плотности, скорости и давления	8

1 Введение

Цель работы - знакомство с механизмами радиоизлучения в космосе, указание механизмов реализующихся в сверхновых и их остатках. Детально рассмотреть последние, описать основные (фундаментальные) процессы, ответственных за их возникновение, а также часто используемые в расчетных работах соотношения для времени, интенсивности излучения и других параметров радиоизлучения. В разделе 2 описан список всех известных механизмов радиоизлучения (**IZ: сделал в прошлом году**).

2 Механизмы возникновения радиоизлучения в космосе

В данной работе основным рассматриваемым диапазоном электромагнитных волн является радиодиапазон. К нему относятся ЭМ волны с λ более 1 мм (или ν до 220 ГГц), но земная атмосфера пропускает лишь волны от 1 мм до 30 м. [elementyRadioMicro Levin2009] **IZ: Здесь немного перечислены механизмы, более менее подробно описан синхротронный, в работу вставил только его описание, все остальные перечислил** Как известно, неподвижные и движущиеся с постоянной скоростью в вакууме электрические заряды не излучают. Однако если заряды движутся с переменной скоростью, то они генерируют переменные электромагнитные поля - излучают электромагнитные волны. Существуют различные физические причины, по которым заряды начинают двигаться с ускорением. [1; 2]

Основными механизмами радиоизлучения, связанными с эффектом ускоренного движения, зарядов являются тепловое тормозное и магнитотормозное излучение, а также некоторые коллективные механизмы, например, связанные с неустойчивостью плазмы или когерентное сложение излучения от нескольких элементарных излучателей. Помимо упомянутых механизмов, имеются также и другие. Например, излучение при переходе электронов с возбужденных уровней на основной в атоме. Далее описывается каждый случай.

2.1 Тепловое излучение

Неполяризованное тепловое излучение, возникающее за счет хаотического движения заряженных частиц, позволяет обнаружить очень холодные космические газовые облака, в основном состоящие из нейтральных молекул водорода и моноокси углерода. Их размеры достигают тысяч световых лет, а масса — миллионов солнечных масс. При типичной температуре 10 К максимум их теплового излучения приходится на длину волны 0,5 мм.

2.2 Магнитотормозное излучение

Поляризованное магнитотормозное излучение обусловлено спиральным движением свободных ионов, протонов и электронов в магнитных полях космического пространства. Если скорости частиц много меньше световой, такое излучение называют циклотронным, если близки к световой — синхротронным. Циклотронное излучение направлено во все стороны, а синхротронное распространяется узким пучком вдоль мгновенной скорости частицы. Яркость теплового излучения уменьшается по мере увеличения длины волны, в то время как яркость синхротронного возрастает.

2.3 Синхротронное излучение

Основным механизмом возникновения радиоизлучения в остатках сверхновых является синхротронное излучение.

Оно имеет магнитотормозную природу, но отличается от циклотронного тем, что частицы здесь являются релятивистскими, соответственно их энергии много больше. Для описания движения таких частиц используются законы теории относительности. Далее приводятся некоторые основные формулы и характеристики, описывающие данный тип излучения.

Для частиц движущихся со скоростями v близкими к скорости света c энергия задается формулой:

$$E = m_0 c^2 \cdot \gamma,$$

где $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ - фактор Лоренца, m_0 -масса неподвижной частицы. Также при движении тела его размер в направлении движения сокращается в γ раз и во столько же раз замедляется ход времени в нем. Как и в случае циклотронного излучения электрон в магнитном поле движется по окружности или по спирали. Но теперь его труднее "закручивать" ведь масса электрона увеличилась в $(E/0.51)$ раз, следовательно во столько же раз увеличится и радиус окружности, описываемой электроном, и во столько же раз будет меньше частота его обращения. Для релятивистского электрона:

$$\tilde{f}_H = 18 \frac{H_{\perp}}{E} \text{кГц},$$

здесь $H_{\perp} = H \cos \theta$ - компонента магнитного поля, перпендикулярная скорости электрона. Таким образом, основная частота обращения релятивистского электрона мала; поэтому велика длина волны и "основного тона" его радиоизлучения. Но релятивистский электрон значительно больше энергии излучает на высоких обертонах (гармониках). Дело здесь в следующем. Неподвижный электрон создает вокруг себя электрическое поле, одинаковое по всем направлениям, а если он движется с ускорением, но медленно, то вместе с ним движется и это сферически симметричное поле. Поэтому медленный электрон излучает более или менее одинаково во всех направлениях. Если же электрон движется очень быстро, то его электрическое поле как бы сплющивается в направлении движения из-за сокращения масштабов. Это означает, что поле особенно сильно меняется в направлении вдоль скорости электрона; отсюда также следует, что релятивистский электрон излучает электромагнитные волны главным образом вперед, по направлению своего движения. Угол раствора конуса, в который излучает релятивистский электрон, по порядку величины (в радианах) равен тому же универсальному отношению $0.51/E$ (МэВ).

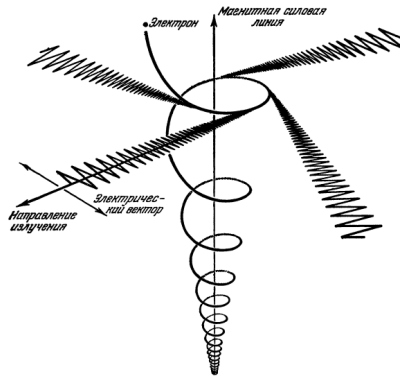


Рис. 1: К объяснению синхротронного механизма радиоизлучения.

2.4 Реликтовое излучение

Реликтовое микроволновое излучение, пронизывающее весь Космос и несущее информацию о Большом взрыве. В нашу эпоху его спектр соответствует излучению абсолютно черного тела с температурой 2,725 К, так что (в соответствии с формулой Планка) максимум спектральной интенсивности приходится на длину волны 1,9 мм.

2.5 Излучение плазмы

Излучение плазменных волн, рожденных в атмосферах звезд и планет (обычно при участии магнитных полей). К примеру, Юпитер помимо теплового радиоизлучения выдает всплески поляризованных радиоволн, генерируемых движением заряженных частиц в верхних слоях атмосферы. Их источником служит и солнечная плазма.

3 Синхротронное излучение (из "Essential Radio Astronomy")

(Формулы в системе СГС)

На заряженную частицу (движущейся со скоростью: $v \ll c$) в магнитном поле действует сила Лоренца:

$$\mathbf{F} = \frac{q[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]}{c}$$

В этом случае частица начинает двигаться по спирали вокруг магнитных линий, сила Лоренца действует перпендикулярно скорости, поэтому значение компонента скорости v_{\parallel} параллельного линии магнитного поля остается постоянным, при этом модуль всей скорости $|\mathbf{v}|$ также остается постоянной. Следовательно, значение скорости v_{\perp} , перпендикулярной магнитным линиям, также остаётся постоянной.

Условие баланса центростремительной и магнитной сил:

$$m|\dot{\mathbf{v}}| = m\omega^2 r = \frac{q}{c}|\mathbf{v} \times \mathbf{B}| = \frac{q}{c}\omega r B$$

Из него получается значение угловой частоты, с которой частица вращается вокруг линий магнитного поля в инерциальной системе отсчета движущейся со скоростью v_{\parallel} :

$$\omega = \frac{qB}{mc}$$

Численно, для случая электрона ($m_e \approx 9.1 \times 10^{-28}$ гр, $|e| = 4.8 \times 10^{-10}$ статкулон[statC, esu](также франклин - Fr)) эта формула даёт соотношение угловой частоты от магнитного поля (B [Gauss = 10^{-5} T]):

$$\left(\frac{\omega}{rad/s}\right) \approx 17.6 \times 10^6 \cdot \left(\frac{B}{gauss}\right)$$

В терминах циклической частоты ($\nu = \omega/2\pi$):

$$\left(\frac{\nu}{MHz}\right) \approx 2.8 \cdot \left(\frac{B}{gauss}\right)$$

Типичная напряженность магнитного поля межзвездного вещества (в спиральной галактике) равна $B \approx 10[\mu G]$ (мГаусс). В этом случае частота равна: $\nu \approx 28[Hz]$.

Магнитное поле нейтронной звезды $B \approx 10^{12}[G]$, что соответствует рентгеновской частоте

4 Синхротронное радиоизлучение

Синхротронное излучение является одним из основных механизмов радиоизлучения в астрофизических объектах, таких как остатки сверхновых, активные ядра галактик и джеты. Оно возникает, когда релятивистские электроны движутся в магнитном поле, испытывая ускорение и излучая электромагнитные волны. В данном разделе представлена теоретическая основа для расчета синхротронного излучения в предположении, что этот механизм является доминирующим.

4.1 Основные предположения

Для упрощения расчета делаются следующие предположения:

1. Механизм излучения является исключительно синхротронным. Другие механизмы, такие как тепловое излучение, обратный комптон-эффект и т.д., не рассматриваются.
2. Функция распределения электронов по энергиям является степенной:

$$n_e(\gamma) = K\gamma^{-p}, \quad (1)$$

где $n_e(\gamma)d\gamma$ - концентрация электронов с фактором Лоренца от γ до $\gamma+d\gamma$, K - константа, определяющая концентрацию электронов, и p - спектральный индекс.

3. Магнитное поле считается однородным в пределах рассматриваемого объема, хотя его напряженность может меняться в зависимости от координат.

4.2 Мощность излучения одного электрона

Мощность, излучаемая одним электроном с фактором Лоренца γ в магнитном поле B , перпендикулярном направлению его движения, на частоте ν , определяется как:

$$P(\nu) = \frac{\sqrt{3}q_e^3 B \sin \alpha}{m_e c^2} F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right), \quad (2)$$

где:

- q_e - элементарный заряд,
- m_e - масса электрона,
- c - скорость света,
- α - угол между направлением скорости электрона и магнитным полем (угол тангажа),
- $F(x)$ - функция, описывающая спектральное распределение синхротронного излучения (часто используется приближение в виде интеграла Макдональда),
- ν_c - критическая частота:

$$\nu_c = \frac{3\gamma^2 q_e B \sin \alpha}{4\pi m_e c}. \quad (3)$$

4.3 Коэффициент излучения

Коэффициент излучения j_ν представляет собой мощность, излучаемую единицей объема в единицу времени в единичном телесном угле на частоте ν . Он получается интегрированием мощности излучения одного электрона по функции распределения электронов:

$$j_\nu = \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} P(\nu) n_e(\gamma) d\gamma, \quad (4)$$

где γ_{min} и γ_{max} - минимальный и максимальный фактор Лоренца электронов соответственно.

Подставляя выражение для $P(\nu)$ и $n_e(\gamma)$, получаем:

$$j_\nu = \frac{\sqrt{3} q_e^3 B \sin \alpha K}{m_e c^2} \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \gamma^{-p} d\gamma \quad (5)$$

Вычисление этого интеграла может быть выполнено численно или с использованием приближений для функции $F(x)$.

4.4 Самопоглощение

В некоторых случаях необходимо учитывать эффект самопоглощения синхротронного излучения в источнике. Это особенно важно при низких частотах и высокой концентрации электронов.

4.5 Применимость

Представленный расчет радиоизлучения справедлив при сделанных предположениях. В реальных астрофизических объектах могут быть важны другие механизмы излучения, неоднородности магнитного поля, а также эффекты распространения излучения.

5 Задача Седова: Аналитическое решение точечного взрыва

Задача Седова предоставляет аналитическое решение для сферически симметричного пространства ударной волны, вызванной мгновенным выделением энергии (точечным взрывом) в идеальном газе. Решение основано на законах сохранения и самоподобности.

5.1 Основные предположения

- Сферическая симметрия.
- Идеальный газ с постоянным показателем адиабаты γ .
- Мгновенное выделение энергии E_0 в точке.
- Однородная плотность окружающей среды ρ_0 до взрыва.
- Пренебрежение силой тяжести.

5.2 Законы сохранения

Законы сохранения импульса, энергии и массы выражаются в интегральной форме. Для сферической симметрии:

- **Сохранение массы:**

$$\int_0^{R_{sh}(t)} \rho(r, t) 4\pi r^2 dr = \frac{4}{3}\pi R_{sh}(t)^3 \rho_0 \quad (6)$$

- **Сохранение импульса:** (Не используется напрямую в решении Седова, но важно для понимания)

$$\int_0^{R_{sh}(t)} \rho(r, t) u(r, t) 4\pi r^2 dr = 0 \quad (7)$$

- **Сохранение энергии:**

$$\int_0^{R_{sh}(t)} \left(\frac{1}{2} \rho(r, t) u(r, t)^2 + \frac{p(r, t)}{\gamma - 1} \right) 4\pi r^2 dr = E_0 \quad (8)$$

где:

- $R_{sh}(t)$ - радиус ударной волны в момент времени t .
- $\rho(r, t)$ - плотность.
- $u(r, t)$ - радиальная скорость.
- $p(r, t)$ - давление.

5.3 Самоподобие

Решение задачи Седова основано на принципе самоподобия. В задаче нет характерного масштаба длины. Единственный масштаб, который можно составить из параметров задачи, - это:

$$R_{sh}(t) = \xi_0 \left(\frac{E_0}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5} \quad (9)$$

где:

- ξ_0 - безразмерный коэффициент, определяемый из решения ($\xi_0 \approx 1.17$ для $\gamma = 1.4$).

Вводим безразмерный радиальный параметр $\eta = r/R_{sh}(t)$. Решения для плотности, скорости и давления зависят только от η :

- $\rho(r, t) = \rho_0 \rho(\eta)$
- $u(r, t) = \frac{r}{t} U(\eta)$
- $p(r, t) = \rho_0 \left(\frac{R_{sh}}{t} \right)^2 P(\eta) = \rho_0 \frac{E_0}{\rho_0} \frac{1}{t^3} \frac{\xi_0^2}{(\gamma+1)^2} P(\eta)$

Подставляя эти выражения в уравнения гидродинамики и используя граничные условия на ударной волне, можно найти профили $\rho(\eta)$, $U(\eta)$, и $P(\eta)$.

5.4 Граничные условия на ударной волне

На фронте ударной волны (при $r = R_{sh}$ или $\eta = 1$):

- $\rho(R_{sh}^-, t) = \rho_0 \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$
- $u(R_{sh}^-, t) = \frac{2}{\gamma+1} \frac{R_{sh}}{t}$
- $p(R_{sh}^-, t) = \frac{2}{\gamma+1} \rho_0 \left(\frac{dR_{sh}}{dt} \right)^2 = \frac{2}{\gamma+1} \rho_0 \left(\frac{2}{5} \frac{R_{sh}}{t} \right)^2$

Где R_{sh}^- - значение справа от фронта ударной волны.

5.5 Решения для плотности, скорости и давления

Для $\gamma = 1.4$:

- $\rho(\eta) = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} = 6$ для $\eta < 1$, и $\rho(\eta) = 1$ для $\eta > 1$
- $u(\eta) = \frac{2}{\gamma+1} \frac{r}{t} = \frac{2}{\gamma+1} \eta \frac{R_{sh}}{t}$
- $P(\eta) = 1 - \eta^2$ для $\eta < 1$, и $P(\eta) = 0$ для $\eta > 1$

Список литературы

1. *Каплан С.* Элементарная радиоастрономия. — 1966. — (Цит. на с. [2](#)).
2. *Губанов В. С., Финкельштейн А. М., Фридман П. А.* Введение в радиоастрометрию. — Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1983. — (Цит. на с. [2](#)).