МЕХАНИЗМЫ КОСМИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Лекция 1 Тема: ОСНОВЫ РАДИОАСТРОФИЗИКИ

В современной астрофизике исследование космических объектов базируется на наблюдения в очень широком диапазоне волн, начиная от высокоэнергичного гамма-излучения (длины волн порядка $\lambda \approx 10^{-14} cm$) до километрового диапазона радиоволн. Хотя оптический дипазон попрежнему играет важную роль в астрофизических исследованиях, он перекрывает всего лишь одну октаву спектра электромагнитного излучения и в принципе не может нести достаточно полной информации об устройстве многих объектов, исследуемых сегодня астрофизиками.

Диапазон радиоастрономических наблюдений охватывает свыше двадцати октав, причем большая его часть может быть перекрыта наблюдениями с поверхности Земли; последнее определяется степенью прозрачности земной атмосферы (тропосферы и ионосферы) для радиоволн. Этим он выгодно отличается от многих других, тоже очень широких диапазонов (таких как рентген, далекий ультрафиолет, значительная часть инфракрасного излучения). Кроме того, в отличие, скажем, от оптических наблюдений, радионаблюдения в значительно меньшей степени зависят от погодных и климатических условий. При исследовании строения галактик и для процессов звездообразования существенно, что радиоволны свободно проникают сквозь облака космической пыли, позволяя заглянуть внутрь их и видеть всю Галактику насквозь.

С другой стороны, для многих объектов исследования частоты радиволн оказываются близкими к характерным чатотам колебаний электронов плазмы ($\omega_\circ$—ленгмюровской и ω_B—лармopовской). В силу этого обстоятельства электромагнитные свойства плазмы проявляются в радиодиапазоне значительно в большей степени, чем в других. Поэтому радиоастрономические исследования оказались особенно важными для диагностики основных парамметров космической плазмы (напряженности магнитных полей особенно). С другой стороны, это означает, что интерпретация радионаблюдений должна существенно базироваться на физике плазмы (собственно плазменных явлений). Если вспомнить, что основная часть материи во вселеной находится в состоянии плазмы, то значимость радиоастрономии для астрофизизических исследований становится очевидной. Это подтверждается всей практикой современной астрофизики, где большая часть наиболее значимых результатов в последние десятилетия получены на основе радиоастрономических наблюдений.

Важной особенностью космического радиоизлучения является также его тесная связь с ускоренными частицами. Их генерация обычно связана с процессами выделения и преобразования энергии, которые определяют одну из центральных проблем современной астрофизики. Дейсвительно, многие из наиболее значимых механизмов генерации космического радиоизлучения имеют своим источником потоки ускоренных частиц: к ним принадлежат, прежде всего, такие широко распространенные в природе механизмы как синхротронный и плзаменный.

Заметим, что в космосе мы редко имеем дело с однородными по своей структуре плазменными образованиями. Таким образом, мы стремимся не просто найти параметры плазмы, но также и их распределение в пространстве. Между тем, ограниченность наших инструментальных возможностей, а часто — и теории приводят к тому, что большей частью наш анализ данных наблюдений позволяет нам найти лишь некие усредненные значения физических параметров плазмы, либо их некие экстремальные значения. В ряде случаев нам удается успешно добавить сюда информацию о простроанственных масштабах исследуемых объектов и таким образом хотя бы частично преодолеть указанные ограничения в диагностике параметров плазмы.

Основы методов анализа космического радиоизлучения, базирующиеся на радиоастрономические наблюдение, и составляют основное содержание нашего курса. Большей частью космическое радиоизлучение действительно генерируется в космической плазме, так что этот курс можно рассматривать как раздел серии курсов для астрономов, посвященных физике космической плазмы. В данном курсе однако есть одно исключение — лекция, посвященная радиоизлучению твердого тела, содержащая сведения, используемые в теории радиоизлучения планет и их спутников.

1.1. Задачи и содержание курса

Наш курс мы могли бы назвать *теоретическая радиоастрофизика*, по аналогии с курсом теоретической астрофизики, который традиционно читается на астрономическом отделении нашего факультета и посвящен преимущественно (хотя и не целиком) методам интерпретации астрономичских наблюдений в оптическом диапазоне с целью выяснения физической природы и строения объектов исследования, а также протекающих в них процессов. Этим же проблемам по существу посвящены и эти лекции, однако с тем существенным отличием, что в них речь идет о радиодиапазоне, то есть электромагнитных волнах, имеющих длину волны $\lambda \geq 1$.

При интерпретации наблюдений мы можем несколько условно выделить следующие три этапа:
(1) Выбор адекватного *механизма генерации*, ответственного за происхождение данного излучения и анализ возможного влияния на параметры излучения условий распространения радиоволны в космической плазме.
(2) Диагностика *параметров плазмы* в области генерации и области распространения, базирующаяся на теории генерации и распространения космического радиоизлучения и найденных из наблюдений данных об излучении объекта.
(3) Построение математической (и/или физической) *модели объекта*, базируясь как на данных анализа радиоастрономических наблюдений, так и привлекая наблюдения, выполненных в других диапазонах. На этом этапе часто также широко используются другие физические законы, т.е. законы, описывающие не природу его излучения, а относящиеся к строению объетка и протекающим в нем физическим процессам.

При выполнении этой программы на всех её этапах нам приходится считаться с особенностями методики радиоастрономических наблюдений. Эти особенности во многих случаях существенно влияют на правомочное использование наблюдательного материала, а непонимание некотрых особенностей исользуемых данных легко приводит к ошибкам в астрофизической интерпретации. Учитывая это обстоятельство, мы очередной раздел нашей лекции посвятим обсуждению того, какие параметры можно получить из радиоастрономических наблюдений и природы некоторых ограничений определяющих точность и полноту наблюдательных данных.

Далее в нашем курсе мы рассмотрим наиболее важные и относительно хорошо изученные маханизмы генерации радиоволн в космических объектах. Для каждого из механизмов мы обсудим его физическую природу и выведем или прведем с обсуждением наиболее существенные формулы, на основе которых проводится диагностика плазмы. Особое внимание мы должны обратить на подробное обсуждение соображений, используемых при выборе адекватного механизма генерации раидиоизлучения; для каждого механизма рассмотрим методы диагностики плазмы и проиллюстрируем их на примерах.

Диагностика космической плазмы также существенно базируется на анализе влияния, котрое плазма, особенно анизотропная (т.е. с магнитным полем), оказывавет на условия распространения радиоволн. Поэтому несколько лекций мы посвящяем этой проблеме, естественно, с обсуждением соответсвующих методов плазменной диагностики.

Всюду, где это возможно, в современной астрофизике не ограничиваются измерением физических парметров среды исследуемого объекта, а стремятся построить или усовершенствовать его *модель*. Под моделью подразумевают создание логически непротиворечивой картины объекта, включающей в себя трехмерное распределение основных физических параметров (температуры, плотности, магнитного поля и пр.). При этом описанная плазменная структура не должна находиться в противоречии как с данныыми наблюдений, так и с фундаментальными физическими законами. В ряде случаев модель призвана описать не столько состояние, сколько динамику наблюдаемого процесса. Обычно при построении моделей используется информация всех возможных видов наблюдений моделлируемого объекта (или типа объектов), а не только, скажем, радионаблюдений.

Заметим сразу, что степень детальности моделей (в зависимости от уровня исследования проблемы) варьируется в очень широких пределах — от простейшей качественной картинки с несколькими поясняющими фразами, до представления весьма детальных и трудоемких расчетов на самых современных компьютерах. В некотрых случаях, учитывая бесконечно большое множество вариантов счета, под моделью естественно подразумевать саму вычислительную программу (или алгоритм счета), в которые заложены основные логические, физические и прочие предпосылки модели. В этом случае выбор возможных параметров счета может быть переложен на наблюдателя, желающего проверить соответсвие исследуемого объекта возможным вариантам его модельного представления.

1.2. Параметры, описывающие радиоизлучение космического объекта

Задачей радиоастрономических наблюдений обычно являтся изучение распределения радиояркости по космическому объекту и его возможного изменения во времени $I(x, y; t)$. Кроие того исследуются спектр и поляризация радиоизлучения, т.е. зависимость I от длины волны (или чатоты) и типа поляризации излучения. Остановимся на этих основных параметрах электромагнитной волны более подробно.

Результатом наблюдений космического объекта является измерение его потока, т.е. энергии, падающей на единицу площади в единицу времени. Обычно в радиоастрономии имеют дело со спектральной плотностью потока, т.е. относят его к единичному интервалу частот (часто называя его просто потоком — F). Таким образом, имеем

$$F \equiv \frac{}{\cdot\cdot\ \cdot\cdot\ \cdot\cdot} \tag{1.1}$$

Единицами измерения потока радиоизлучения являются соответсвенно $[F] = \frac{}{2}$ Обычно в радиоастрономии используетя единица, называемая Янский (Jy), составляющая 10^{-26} от этой величины; при исследованиях Солнца так же широк используется солнечная единица потока, сотсавляющая 10^{-22} от $\frac{}{2}$ (s.f.u.).

Полный поток радиоизлучения, регистрируемый от объекта обычно является недостаточной его характеристикой: также как и при оптических наблюдениях мы стараемся найти распределение яркости — построить его радиоизображение. В этом случае исследуемой харктеристикрй является *интенсивность*. Интенсивность I есть поток, отнесnный к единице телесного угла в заданном направлении (его мы характеризуем координатами (x, y) локальной прямоугольной системы с центром внутри направления на объект).

$$I \equiv \frac{\Delta F}{\Delta \Omega}, \tag{1.2}$$

где $\Delta\Omega$ — элемент телесного угла, в котором приходит поток радиоизлучения ΔF.

Итак, в лучшем случае, мы получаем из наблюдений рспределение яркости (интенсмвности) I по объекту исследования на достаточно большом числе длин волн (частот). Если объект переменный, это распределение является также функцией времени $I(x, y; \lambda; t)$. Локальная система координат (x, y) на небесной сфере в пределах ограниченного в пространстве объекта исследований обычно с достаточной для практики точности может рассматриваться как плоская прямоугольная.

В общем случае мы должны включить в рассмотрение также полный анализ поляризации электромагнитной волны. Используется несколько способов описания состояния поляризации, с наиболее употребительными из которых мы будем знакомиться в следующей лекции. Сейчас будем считать, что тип поляризации представлен четырьмя параметрами Стокса (I, Q, U, V), имеющими размерность интенсивности излучения. Их можно рассматривать как некоторый *вектор-параметр Стокса* $\vec{I}(x, y; \lambda; t)$:

$$\vec{I} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix}. \tag{1.3}$$

Разумеется, что все величины, получаемые из наблюдений, имеют ограничения по точности. Естественно, что часть этих ограничений следует из случайных шумовых флюктуаций (аппаратуры или атмосферы). Такие ограничения в большинстве случаев можно ослабить, проводя повторные многократные измерения или совершенствуя аппаратуру. Однако, кроме того присутствуют систематическиек ошибки метода или аппаратуры. Их уровень уменьшается путем тщательного анализа используемых методов и инструментов. Наконец, существуют ограгичения более принципиального харатера. На знакомстве с ними мы сейчас и остановимся. Начнем с проблемы пространственного разрешения при радиоастрономическ наблюдениях. Ограничение в разрешениии построения радиоизображения объекта связано прежде всего с размерами используемой антенной системы по порядку величины оно составляет:

$$\Delta x \approx \frac{\lambda}{D_x},\ \Delta y \approx \frac{\lambda}{D_y}, \tag{1.4}$$

где D_x, D_y являются характерными размерами антенной системы радиотелескопа по двум направлениям. В общем случае величины D_x и D_x могут быть существенно различными.

Если антенная система радиотелескопа обладает так называемой *заполненной апертурой*, то она позволяет сформировать хорошо выделенный основной луч в диаграмме направленности антенны . Сканируя им источник, мы можем построить его радиоизображение, или *карту радиояркости* непосредственно в процессе наблюдений.

Однако, в современной радиоастрономии для этой цели чаще используется метод синтеза апертуры. В этом случае отсутствует единая антенна со сформированным узким лучем. Наблюдения проводятся (параллельно или последовательно) на нескольких антенных конфигурациях. В качестве таких чаще всего используются двухэлементные интерферометры; при этом одна и та же антенна может использоваться в качесве состаавного элемента одновременно в несколькихх интерферометрических парах. Радиоизображение объекта при этом получается в результате математической обработки записей, полученных на всех антенных парах. Современные интерферометры могут иметь очень большие базы — порядка диаметра Земли; в перспективе возможны и еще большие антенные системы с использованием антенн, установленных на космических аппаратах. Таким образом, радиоастрономия породила технику наблюдений, позволяющую исследовать объекты с разрешением тысячные доли секунды дуги и выше, превосходящим возможности современной оптической астрономии. При интерпретации наблюдений следует помнить, однако, что получаемые подобным методом изображения могут быть не вполне корректны; при этом упомянутая некорректность зачастую и не проявляется на анализируемой радиокарте и в конечном счете может прводить к заведомо ложной интерпретации.

В виду важности этой проблемы рассмотрим кратко некотрые её аспекты. Начнем с того, что напомним, что каждая пара антенн позволяет регистрировать (на фиксированный момент) одну пространственную Фурье-гармонику в рраспределении яркости по объекту. В самом деле, диаграмма направленности двухэлементного интерферометра с хорошей точностью (точечные антенны, узкая полоса приема сигнала, ограниченный участок на небе) описывается синусоидой, а регистрируемый сигнал на выходе интерферометрической системы есть свертка д.н. с распределением яркости по объекту:

$$T_A(x, y; \alpha, \beta) = \int T_B(x - x', y - y') \exp i(\alpha x' + \beta y') dx' dy' \qquad (1.5)$$

Таким образом, регистрируемый интерферометрический сигнал является Фурье-компонентой распределения яркости по источнику. Если мы имеем достаточный набор баз интерферометров, то произведя обратное преобразование Фурье, мы по крайней мере в принципе, можем построить радиокарту источника. Двумерное множество пространственных частот называют обычно u, v-плоскостью, а указанный процесс построения радиоизображения источника через измерение компонент Фурье-преобразования распределения яркости — синтезом апертуры. Иенно этот метод позволяет сегодня на крупнейших радиотелескопах мира (таких, например, как VLA в США) строить радио изображения небесных объектов с недоступным прежним методам пространственным разрешением.

В реальных ситуациях однако редко удается обеспечить достаточное количество баз интерферометрических измерений (при этом говорят о степени заполнения (u, v)-плоскости). Восстановление изображение в таких случаях является некорректной математичевакой опреацией и выполняется с использованием некоторых априорных предположениях об источнике излучения. Так, при получении радиокарт с очень высоким разрешением обычно пренебрегают отсутствием данных на низких гармониках, опуская тем самым крупные пространственные структуры.

Отметим, что синтез двумерных изображений, использующий суточное вращение неба с источником, возможен не только на основе интерферометрической технике. Он также используется и на антенных системах, имеющих существенно разные размеры (и соответственно — разрешение) по двум координатам. Пример таког синтеза приведен на Рисунке A.

Данные о спектрах при наблюдениях обеспечиваются либо набором приемников, либо специальной измерительной спектральной аппаратурой. В первом случае спектральное разрешение определяется с одной стороны шириной полосы приемника δf а с другой расстоянием между соседними каналами по частоте Δf. Важным параметром также является полный диапазон чяастот, перекрываемых всем комплексом аппаратуры.

Временное разрешение определяется чаще всего выбором времени накопления сигнала τ системы регистрации. При этом увеличение τ равно как и последующее накопление и усреднение сигнала является действенным способом увеличения чувствительности аппаратуры, поскольку среднеквадратичные флуктуации регистрируемого сигнала опрделяются формулой

$$\delta T = \frac{\alpha T_\Sigma}{\sqrt{\delta f \tau}}, \tag{1.6}$$

где T_Σ — приведенная по величине ко входу суммарная шумовая температура системы, а α — коэффициент порядка единцы, зависящий от используемой схемы регистрации сигнала.

В случае солнечных наблюдений мы часто встречакемся с ситуацией, когда входной шум приемника T_Σ определятся преимущественно сигналом от Солнца:

$$T_\Sigma \approx T_a^\odot \tag{1.7}$$

При этом реализуется относительно высокая шумовая чувствительность, которая может оказаться весьма полезной при решении ряда специфических задач солнечной радиоастрономии; к ним относятся:
— (1) Измерение слабых степеней поляризации ($P \leq 0.01\%$).
— (2) Обнаружение и исследование малоконтрастных деталей на диске Солнца (таких, например как радиогрануляция).
— (3) Обнаружение спектральных линий (например, атомных или молекулярных).

С другой стороны, обеспечение высокой чувствительности за счет накопления сигнала временным интегрированием часто ограничивается методикой наблюдений (например, методом наблюдений “на прохождение”) или переменностью источникеа во времени.

Предел чувстсительномти, опрделяемый собственными шумовыми флуктуациями объекта исследования, есть (в некоторых специфических задачах он определяет точность, с которой мы можем говорить о величине сигнала)

$$\delta T = \frac{\alpha T_a^{\odot}}{\sqrt{\delta f \cdot \tau}} \tag{1.8}$$

1.3. Классификация механизмов генерации космического излучения

По сравнению с оптическими методами диагностики космической плазмы радиоастрномия имеет дело с гораздо большим числом механизмов генерации электромагнитных волн. В соответсвии с этим первой и зачастую наиболее сложной задачей при интерпретации наблюдений оказывается здесь выбор адекватного механизма генерации радиоизлучения. Этот выбор базируется на анализе основных параметров исследуемого объекта, такие как спектр, поляризация. изменения во времени, характерные яркостные температуры и т.п. С другой стороны, в арсенале наблюдателя имеются результаты теоретических исследований, описывающие ожидаемые свойства объекта, генерирующего свой радиопоток тем или иным из весьма обширного набора способов. В ряде случаев достаточно убедительный вывод удается сделать, только привлекая другие данные об исследуемом объекте — заимствованные либо из наблюдений в других диапазонах волн, либо базирующиеся на ограничения, следующие из неких физических законов.

Для общей ориентации в последующем изложении мы приведем для начала некую общую классификацию механизмов, ответственных за генерацию радиоволн в космосе.

Генерация электромагнитных волн всегда обязана некоторому процессу ускорения заряженных частиц. В радиоастрономии мы большей частью имеем дело с ускорением электронов, что связано с тем, что их масса значительно меньше массы ионов и потому ускорение при тех же электрических силах выше и именно они играют решающую роль в генерации радиоизлучения. Источником ускорения служат как электрическое, так и магнитное поле, макроскопической или микроскопической природы. Величина ускорения определяется силой Лоренца:

$$\vec{f} = Ze\vec{E} + \frac{Ze}{c}\vec{v} \times \vec{B} \tag{1.9}$$

Основным источником электрических полей плазмы (которая в целом является — по определению — электрически нейтральной) являются положительные ионы, чаще всего протоны. Соответствующий тип излучения электронов плазмы, ускоряемых в электрическом поле окружающих их ионов, носит названия *тормозного*, — в западной литературе *bremsstrhlung*. В астрофизике этот тип излучения получил название излучение при свовбодно-свободных переходах (*f-f transitions*); при этом имеется в виду, что этот процесс обусловлен последовательностью парных столкновений электронов с ионами.

Основным источником магнитных полей в космосе являются макроскопические токи, текущие в плазме. Излучение, возникающее при ускорении в этих полях, называется магнитнотормозным (*magnetic bremsstrahlung*). Характер этого излучения сильно зависит от энергии излучающих электронов и включает, как два предельных случая циклотронное и синхротронное излучения; широко также используется термин *гирорезонансное излучение*.

Приводящее к излучению электромагнитное ускорение электронов имеет место также и в атомах и молекулах. В этом случае, однако, движенияе и излучение частиц определяются законами квантовой механики. Соответсвенно квантованной энергетической структурой атомов или молекул опредеяются и фиксированные частоты излучаемых радиолиний.

Отдельная группа механизмов излучения связана с трансформацией одного типа генерируемых волн в другой посредством рассеяния или других процессов. Здесь наиболее известным является так называемый *плазменный* механизм. Некий движущийся агент в плазме (например, пучек быстрых частиц или ударная волна в солнечной короне) генерирует плазменные (ленгмюровские) волны, которые затем частично трансформируются в радиоизлучение.

В некоторых случаях (особенно при генерации плазменных волн) большую роль играет механизм Черенкова. Он оказывается возможным, когда частица или группа частиц движется через плазму с фазовой близко к скорости волны. Это определяет сильное взаимодействие частиц с волной и, стало быть, обмен энергией между волной и частицей. Необхолимым условием действия этого механизма является возможность частицы двигаться вместе с волной, что возможно только, если фазовая скорость волны меньше скорости света. Как мы скоро увидим, поперечные электромагнитные волны в плазме имеют фазовые скорости больше скорости света c, что делает непосредственное их излучение механизмом Черенкова невозможным.

Если излучающие частицы имеют Больцмановское распределение по энергиям (для электронов — Максвелловское распределение в пространстве скоростей), то мы говорим о *тепловом* иеханизме генерации излучения — независимо от того, какой конкретно механизм ускоряет излучающие частицы. В случае теплового механизма параметр распределения частиц по энергиям — температура T определяет многие общие свойства генируемого радиоизлучения:

(1) Коэффициенты излучения ϵ и поглощения κ связаны между собой для теплового излучения законом Кирхгоффа:

$$\frac{\epsilon}{\kappa} = B(T), \tag{1.10}$$

где $B(T)$ — функция Планка Это важное обстоятельство позволяет в случак теплового механизма генерации излучения обойтись вычислением лишь одной из величин ϵ и κ. При этом для радиоволн функция Планка имеет более простой вид закона Релея-Джинса:

$$B(T) = \frac{2kT}{\lambda^2} = \frac{2k \cdot f^2}{c^2}, \tag{1.11}$$

(2) Ярокостная температура, как мы скоро увидим, анализруя уравнение переноса теплового радиоизлучения, удовлетворяет условию

$$T_B \leq T \tag{1.12}$$

и может таким образом использоваться для нижней оценки кинетической температуры (как правило, электронов) излучающей плазмы.

Если, однако, не существует такого парметра T, который мог бы описать (тепловое, то есть больцмановское) распределение частиц по энергиям, то мы имеем дело с *нетепловым* излучением. В этом случае могут встретиться два различных случая: когерентного и некогерентного механизмов генерации излучения. В случае некогерентного механизма все частицы излучают независимо друг от друга и интенсивности отдельных излучателей складываются. В случае когерентного механизма излучающие частицы движутся и излучают синфазно, так что суммируются амплитуды (поля) волн. Интенсивности в этом случае растут гораздо быстрее (но не во всех направлениях). Такая ситуация возможна, например, когда излучение стимулируется самой падающей волной. Это требует, однако, перенаселенностей уровня энергии, с котрого возникает излучение. Процесс нарастания излучегния в том случае может происходить по закону $N_B \propto \|\tau|$ (оптическая толщина τ рассматривается в этом случае как отрицательная величина). Характерными особенностями когерентного излучения являются: высокая яркостная температура, узкоплосность, переменность во времени, малые угловые размеры.

4. Уравнение переноса радиоизлучения и диагностика плазмы

Следующим шагом при интерппретации радиоастрономических наблюдений является диагностика космической плазмы. При этом критическим моментом интерпретации явдяется выбор адекватного механизма, ответсвенного за генерацию наблюдаемого радиоилучения. Найденная из наблюдений яркостная ткмпература определяется уравнением переноса излучения в объекте исследования:

$$T_b = \int \epsilon\, e^{-\tau}\, dl, \tag{1.13}$$

где ϵ это излучательная способность (мощность излучения, генерируемого единичным объемом в единичном телесном угле) и τ — оптическая глубина:

$$\tau = \int \kappa\, dl, \tag{1.14}$$

где κ — коэффициент поглощения радиоволн в плазме.

Величины ϵ и κ являются функциями параметров плазмы, таких как
— концентрация электронов N_e и/или других частиц N_i (ионов или нейтралтьных атомов);
— температура электронов T_e и/или ионов/атомов; в присутствии нетепловых частиц нам следует учесть их число, энергию, равно как и распределение частиц по энергиям (например спектральный индекс при степенном законе распределения).
— магнитное поле $\mathbf{B}$, его напряженность и направление.
— в некоторых случаях в уравнения также входят характерные пространственные масштабы физческих парметров области генерации/распространения волны.

Как излучение так и поглощение радиоволн зависят также от их частоты f. При этом многие физические параметры входят в уравнения в следующих комбинациях, имеющих специальные обозначения:

$$\begin{aligned} X &= \tfrac{f_0^2}{f^2} = \tfrac{\omega_0^2}{\omega^2}, \\ Y &= \tfrac{f_B}{f} = \tfrac{\omega_B}{\omega}, \\ Z &= \tfrac{\nu_{ei}}{\omega} = \tfrac{\nu_{ei}}{2\pi f}. \end{aligned} \tag{1.15}$$

Здесь X и Y являются безразмерными значениями электронной плотности ($\omega_0^2 = 4\pi N_e^2/m$) и напряженности магнитного поля ($\omega_B = eB/mc$), в то время как частота столкновений зависит как от температуры, так и плотности плазмы.

Теперь мы можем заключить, что наблюдаемая функция частоты $T_b(f)$ является также функцией плотности, температуры, напряженности и направления магнитного поля, а также и других параметров плазмы в области излучения и/или распространения волны (в частности, присутствия нетепловых частиц). Целью диагностики плазмы является нахождение этих параметров из наблюдаемых спектров радиоизлучения. При этом речь идет о решении уравнений, подобных следующим:

$$F(X,Y,Z,...) = T_b(f) \tag{1.14}$$

Величины N,H,T,... , которые нам улается получить в этой процедуре, представляют некоторые средние значения, относящиеся к какому-то определенному (часто весьма неуверенно) месту в области исследуемого источника.

1.4. Структурность и проблемы томографии космической плазмы

Диагностика плазмы в космических объектах, как мы её описали выше, имеет целью определение неких средних параметров исследуемого объекта (сраедней электронной плотности, средней напряженности магнитного поля и т.п.). Об этих величинах мы можем говорить как о неких “характерных” параметрах объекта. Правда, иногда среди этих параметров встречаются и некие характерные длины, определяющие масштабы каких-то его физических структур.

Однако, такое изучение исследуемых в астрофизике объектов в настоящее время не является достаточным. Мы знаем, что характернейшим свойсвом материи во вселенной является её стуруктуризация. Плазма (впрочем равно как и непроводящая ток материя) имеют четкую тенденцию к образованию структур, которые собственно и являются объектами исследования астрофизики. Структуры, по-видимому, в большинстве случаев возникают как результат развития неустойчивостей на их нелинейной стадии; анализ их образования таким образом относится к области решения нелинейных задач. Само существование структры в плазме часто является и результатом развития некого нелинейного процесса, наблюдаемого астрономами и тем самым необходимым условием его протекания. Такие процессы и связанные с ними структуры являются стоят в центре интересов современной астрофизики для широкого круга самых разнообразных объектов, от солнечных и звездных вспышек, до проблем эволюции Вселенной.

Поэтому, очевидно, что анализ (диагностика) только средних параметров в отдельных структурах космической плазмы является недостаточным (хотя часто — вынужденным подходом) к решению проблемы. То, к чему мы стремимся, – это найти распределение парметров плазмы (или иной космической среды) в трехмерном пространстве, а в ряде случаев — существенно и во времени.

Один очевидный путь в решении этой проблемы определяется повышением разрешения и качества изображений исследуемых объектов. При этом существенно:
— повыщение рзрешающей способности инструментов по обоим координатам при достаточно хорошем заполнении (u, v)-плоскости;
— расширение динамического дипазона изображений, то есть максимального отношения яркостей, для которых надежно работает процедура построения изображения;
— построения карт (изображений) на возможно большем числе длин волн (совмещение картографирования и спектарльного анализа).
— полнота анализа поляризации и высокая поляризациооная чувствительность (анализ слабо поляризованных объектов).

В этих направлениях в настояще время достигнут значительный прогресс, причем улучшение параметров современых инструментов благодаря новым технологиям и развитию вычислительной техники продолжается.

Однако, сколь ни совершенны современные радиокарты космических источников их наличие само по себе — в силу их двумерности — недостаточно для анализа **трехмерной** струкутры объетка. Для получения распределения параметров в третьем измерении известны два подхода: методы стереоскопичеких наблюдений и решение *обратной задачи* уравнения переноса радиоизлучения.

Методы стереоскопии подразумевают, что мы наблюдаем объект исследовния под разными углами, что он при этом прозрачен и механизмы генерации его излучения не обладают слишком большой направленностью. При исследовании Солнца подобный метод оказывается возможным применить, используя его вращение, естественно только для достстаточно доллго живущих объектов (либо сравнивая подобные объекты). Анализ подобных объектов, наблюдаемых под разными углами, естественно, применим и к другим космическим структурам. Для одновременного анализа одного и того же объекта “с разных сторон” приме-