

причины можно указать расширение оболочек новых и сверхновых звезд. Наибольшую же роль в сообщении движений газу и пыли в межзвездном пространстве играет, по-видимому, расширение зон ионизованного водорода, окружающих звезды класса О.

§ 34. Космическое радиоизлучение

1. Излучение зоны Н II. Излучение межзвездной среды наблюдается как в оптической области спектра, так и в радиодиапазоне. Наблюдения в радиодиапазоне дают ценные сведения не только о физическом состоянии межзвездной среды, но также о ее структуре и движении. Особенно важно то, что мы можем наблюдать радиоизлучение от очень далеких частей Галактики, которые совершенно недоступны для оптических наблюдений. Объясняется это тем, что межзвездная пыль практически прозрачна в радиочастотах.

Сначала остановимся на радиоизлучении, идущем от зон ионизованного водорода. Такое излучение, наблюдаемое в сантиметровом и дециметровом диапазонах, является тепловым (в метровом диапазоне добавляется еще нетепловое излучение, о котором речь будет идти ниже). Так как радиоизлучение спокойного Солнца также имеет тепловую природу, то при рассмотрении теплового радиоизлучения зон Н II мы можем воспользоваться формулами, приведенными в § 18.

Допустим, что радиоизлучение идет к нам от облака ионизованного водорода и на пути от облака до наблюдателя поглощение отсутствует. Обозначим через ϵ_v объемный коэффициент излучения и через α_v объемный коэффициент поглощения в облаке. Если излучение является тепловым, то мы имеем

$$\frac{\epsilon_v}{\alpha_v} = B_v(T_e) = \frac{2v^2}{c^2} kT_e, \quad (34.1)$$

где T_e — температура электронного газа. Выше было установлено, что в зонах Н II величина T_e почти постоянна (и близка к 10 000 К). Поэтому для интенсивности излучения, выходящего из облака, можем написать

$$I_v = B_v(T_e) \left(1 - e^{-\tau_v^0} \right), \quad (34.2)$$

где τ_v^0 — оптический путь луча в облаке. Для вычисления величины τ_v^0 следует воспользоваться формулой (18.9), на основании которой получаем

$$\tau_v^0 = \int_0^{s_0} \alpha_v ds = \frac{2^4 \pi^2 e^6}{3 \sqrt[3]{3c} (2\pi m k T_e)^{3/2}} \frac{g_v}{v^2} \int_0^{s_0} n_e n^+ ds, \quad (34.3)$$

где s_0 — геометрическая «толщина» облака.

Как мы знаем, интенсивность излучения I_v принято выражать

через яркостную температуру T_v посредством соотношения (18.2). Поэтому формулу (34.2) можно переписать в виде

$$T_v = T_e \left(1 - e^{-\tau_v^0} \right). \quad (34.4)$$

Рассмотрим два частных случая формулы (34.4). При $\tau_v^0 \gg 1$ из этой формулы вытекает:

$$T_v \approx T_e, \quad (34.5)$$

а при $\tau_v^0 \ll 1$:

$$T_v \approx T_e \tau_v^0 \sim v^{-2}. \quad (34.6)$$

По наблюдаемой зависимости яркостной температуры T_v от частоты v можно легко отличить один случай от другого. Если наблюдения дают, что T_v не зависит от v , то оптическая толщина облака велика ($\tau_v^0 \gg 1$). В этом случае измеренная яркостная температура просто равна электронной температуре облака, которая таким путем и определяется. Если же согласно наблюдениям $T_v \sim \sim v^{-2}$, то оптическая толщина облака мала ($\tau_v^0 \ll 1$). В данном случае по измеренной яркостной температуре можно определить величину

интеграла $\int_0^{s_0} n_e n^+ ds$ (называемого иногда «мерой эмиссии»). Знание величины этого интеграла и толщины облака s_0 позволяет оценить среднюю концентрацию свободных электронов в облаке (так как приближенно $n^+ = n_e$).

Как видно из формулы (34.3), оптическая толщина туманности убывает с ростом частоты. Поэтому при наблюдениях в радиодиапазоне может оказаться, что яркостная температура в области малых частот будет постоянной, а в области больших — пропорциональной v^{-2} . Иными словами, при некоторой частоте (которую мы обозначим через v_1) может наблюдаться излом в радиоспектре туманности. Очевидно, что частота v_1 определяется из условия

$$v_1^2 = \frac{2^4 \pi^2 e^6 g_{v_1}}{3 \sqrt{3c (2\pi m k T_e)^{3/2}}} \int_0^{s_0} n_e n^+ ds. \quad (34.7)$$

Приближенно (при $T_e \approx 10^4$) вместо (34.7) имеем

$$v_1^2 \approx 10^{-7} \int_0^{s_0} n_e n^+ ds. \quad (34.8)$$

Формула (34.8) позволяет найти меру эмиссии по наблюдаемой частоте v_1 .

Приведенные формулы можно применить лишь к тем туманностям, для которых измерена интенсивность радиоизлучения I_v . Для большинства же туманностей измеряется не интенсивность, а поток H_v . Чтобы получить теоретическое выражение для H_v ,

надо выражение (34.2) для I_v проинтегрировать по координатам в картинной плоскости. При этом обычно предполагается, что туманность имеет сферическую форму.

Указанными способами (или их различными модификациями) были определены значения электронных температур и концентраций для многих диффузных туманностей. В качестве примера можно привести работу Ю. Н. Парийского, который подробно исследовал радиоизлучение туманности Ориона. В частности, для электронной температуры туманности он получил значение 11 750 К. Была также определена масса туманности, оказавшаяся равной $116 M_\odot$.

2. Нетепловое излучение. Из формулы (34.4) видно, что в случае теплового излучения яркостная температура T_v не может превосходить температуру электронного газа T_e . Если же наблюдения дают, что $T_v > T_e$, то надо сделать заключение о наличии нетеплового излучения.

Как мы знаем, электронная температура в зонах Н II составляет примерно 10 000 К. Однако яркостная температура радиоизлучения Галактики в метровом диапазоне оказывается гораздо больше, достигая значений порядка сотен тысяч градусов. Поэтому необходимо считать, что часть галактического радиоизлучения в непрерывном спектре имеет нетепловую природу.

Этот вывод подтверждается найденной из наблюдений зависимостью интенсивности радиоизлучения от частоты. Обычно интенсивность радиоизлучения и его яркостная температура представляются в виде

$$I_v \sim v^{-n}, \quad T_v \sim v^{-n-2}, \quad (34.9)$$

где n — некоторая постоянная. Для теплового излучения $n \leq 0$ (в случае непрозрачности излучающего слоя I_v убывает с ростом длины волны, а в случае его прозрачности $I_v = \text{const}$). Однако для галактического радиоизлучения в метровом диапазоне получено, что $n \approx 0,5$, т. е. интенсивность возрастает с ростом длины волны.

Таким образом, галактическое радиоизлучение состоит из двух частей: теплового и нетеплового. В метровом диапазоне нетепловое излучение преобладает над тепловым. Однако с уменьшением длины волны интенсивность нетеплового излучения падает и в дециметровом диапазоне она оказывается такого же порядка, как и интенсивность теплового излучения. В сантиметровом диапазоне преобладает уже тепловое излучение, идущее, как было выяснено выше, от зон ионизованного водорода.

Следует отметить, что облака ионизованного водорода иногда наблюдаются и в метровом диапазоне, но не по их излучению, а по поглощению. Это происходит тогда, когда облако Н II проектируется на область Галактики, излучающую на метровых волнах с очень большой яркостной температурой.

В результате многочисленных наблюдений были составлены подробные карты радиоизлучения Галактики. Из них видно, что излучение на сантиметровых волнах идет к нам от узкой полосы, расположенной вдоль галактического экватора. Оно возникает в зонах Н II, находящихся в спиральных рукавах. Излучение же на метровых волнах идет как от узкой галактической полосы, так и от очень протяженной области, интенсивность излучения которой медленно убывает с удалением от галактической плоскости. Эта область имеет приблизительно сферическую форму и представляет собой корону Галактики.

Следует считать, что нетепловое радиоизлучение Галактики представляет собой тормозное излучение релятивистских электронов в магнитном поле (т. е. оно обусловлено синхротронным механизмом). Впервые такое представление было выдвинуто в 1950 г. Альвеном и Герлофсоном и независимо от них Киппенхайером. Названные авторы обосновывали его тем, что в галактическом пространстве должно существовать огромное число частиц высоких энергий, которые вызывают наблюдаемое на Земле явление космических лучей.

Основные формулы для определения интенсивности синхротронного излучения были даны в § 31 при рассмотрении радиоизлучения дискретных источников, являющихся остатками сверхновых. Эти формулы можно применять и к нетепловому радиоизлучению Галактики. Так как наблюденная зависимость интенсивности радиоизлучения от частоты выражается формулой (34.9), в которой $n \approx 0,5$, то энергетический спектр релятивистских электронов будет определяться формулой (31.9), в которой $\gamma \approx 2$. Далее, по интенсивности излучения I_v и по длине пути луча в Галактике r_0 при помощи соотношения

$$I_v = \epsilon_v r_0 \quad (34.10)$$

можно найти объемный коэффициент излучения ϵ_v . Сравнение этого значения ϵ_v с его теоретическим значением, даваемым формулой (31.10), позволяет оценить либо концентрацию релятивистских электронов в Галактике, либо напряженность магнитного поля (если задана одна из этих величин, то находится другая). Примем, что число релятивистских электронов составляет примерно 1% от числа частиц с высокой энергией (оцениваемого по наблюдаемому потоку космических лучей). Тогда для напряженности магнитного поля в Галактике получаются значения порядка 10^{-6} — 10^{-5} эрстед. При этом в галактической короне напряженность магнитного поля оказывается в 2—3 раза меньше, чем в диске Галактики.

Если нетепловое радиоизлучение Галактики имеет синхротронное происхождение, то надо объяснить, каким путем появляются в ней релятивистские электроны. Как уже говорилось в § 31, релятивистские электроны могут возникать при вспышках

сверхновых. Однако существуют и другие механизмы образования частиц высоких энергий в Галактике. Одним из них является «статистический механизм», указанный Ферми. Он заключается в ускорении заряженных частиц при столкновении с намагниченным облаком межзвездного газа. Такое столкновение может привести как к ускорению, так и к замедлению частицы, однако подсчеты показывают, что ускорение происходит чаще, причем оно тем эффективнее, чем больше энергия частицы. Возможно, что частицы высоких энергий, образующиеся при вспышках сверхновых, ускоряются еще затем в результате действия механизма Ферми.

3. Монохроматическое радиоизлучение. В радиодиапазоне межзвездная среда излучает энергию не только в непрерывном спектре, но и в спектральных линиях. Эти линии возникают при переходах между очень близкими друг к другу дискретными уровнями. Важнейшая из таких линий принадлежит водороду и имеет длину волны $\lambda=21$ см. Она возникает при переходах между подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния атома. На возможность наблюдения этой линии впервые указал ван де Хюлст, а затем она была действительно обнаружена. В дальнейшем исследования галактического радиоизлучения в этой линии производились многими астрофизиками. Следует подчеркнуть, что такие исследования являются главным источником наших сведений о нейтральном водороде в межзвездном пространстве (так как он находится преимущественно в зонах H I, где не дает излучения в видимой части спектра).

Вычисления показали, что эйнштейновский коэффициент спонтанного перехода в линии $\lambda=21$ см равен

$$A = 2,85 \cdot 10^{-15} \text{ с}^{-1}. \quad (34.11)$$

Как видим, он очень мал и поэтому средняя продолжительность жизни атома на возбужденном подуровне основного состояния чрезвычайно велика — около 10^7 лет.

Возбуждение верхнего подуровня происходит при столкновениях между атомами. В условиях межзвездной среды такие столкновения совершаются крайне редко, однако все-таки более часто, чем спонтанные переходы между подуровнями. Поэтому можно считать, что распределение атомов по подуровням дается формулой Больцмана при кинетической температуре газа T_k . В таком случае отношение коэффициента излучения к коэффициенту поглощения в линии $\lambda=21$ см будет равно значению функции Планка при той же температуре, т. е. величине $B_v(T_k)$.

На основании сказанного интенсивность излучения в рассматриваемой линии представляется формулой

$$I'_v = B_v(T_k) \left(1 - e^{-t_v^0} \right) + I''_v, \quad (34.12)$$

где t_v^0 — полный оптический путь луча в частоте v внутри линии для данного направления в Галактике, а I_v'' — интенсивность галактического излучения в непрерывном спектре в частотах линии.

Величина I_v'' (обусловленная в основном нетепловым излучением Галактики) определяется формулой

$$I_v'' = \int_0^\infty \epsilon_v e^{-\sigma_v r} dr = \frac{\epsilon_v}{\sigma_v} \left(1 - e^{-t_v^0} \right), \quad (34.13)$$

где ϵ_v — объемный коэффициент излучения в непрерывном спектре, а σ_v — объемный коэффициент поглощения в линии. Пусть I_v' — интенсивность излучения в непрерывном спектре при отсутствии поглощения в линии. Коэффициент излучения ϵ_v выражается через I_v' при помощи формулы (34.10). Пользуясь также формулой $t_v^0 = \sigma_v r_0$, вместо (34.13) получаем

$$I_v'' = I_v' \frac{1 - e^{-t_v^0}}{t_v^0}. \quad (34.14)$$

Вне пределов линии, т. е. при $t_v^0 \rightarrow 0$, как и должно быть, $I_v' \rightarrow I_v$. Величина I_v' может быть найдена по наблюдениям соседнего с линией участка непрерывного спектра.

Так как коэффициент поглощения в линии $\lambda=21$ см очень мал (он пропорционален малой величине A), то для большинства направлений в Галактике величина t_v^0 оказывается меньше единицы. Лишь в некоторых областях неба (в частности, в направлении на галактический центр) $t_v^0 \gg 1$. В последнем случае по наблюденной интенсивности линии, которая теперь близка к величине $B_v(T_k)$, можно определить температуру газа в областях Н I. Таким путем для этой температуры получается значение $T_k \approx 125$ К.

В случае же, когда $t_v^0 \ll 1$, вместо (34.12) имеем

$$I_v' = I_v = B_v(T_k) t_v^0. \quad (34.15)$$

Пользуясь этой формулой, по наблюденной интенсивности излучения в линии $\lambda=21$ см можно найти величину t_v^0 . Это позволяет сделать заключение о распределении и движении межзвездного водорода. Величина t_v^0 может быть записана в виде

$$t_v^0 = \int_0^\infty n_1(r) k(v - v'_0) dr, \quad (34.16)$$

где $n_1(r)$ — концентрация атомов водорода на расстоянии r в рассматриваемом направлении и $k(v - v'_0)$ — коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом. Здесь под v'_0 понимается центральная частота линии, соответствующая лучевой скорости $v(r)$ данного объема по отношению к наблюдателю, т. е.

$$v'_0 = v_0 + v_0 \frac{v(r)}{c}. \quad (34.17)$$

Допустим, что на некотором расстоянии в рассматриваемом направлении находится облако межзвездного водорода, движущееся по отношению к наблюдателю со скоростью v . Тогда для частот ν , близких к частоте ν_0' , определяемой формулой (34.17), величина t_ν^0 будет иметь максимум и должен наблюдаваться пик в профиле линии. По интенсивности этого пика можно найти число атомов водорода в облаке, а по смещению пика относительно центральной частоты ν_0 — скорость движения облака. Однако в действительности вдоль луча зрения находится большое число облаков, движущихся с разными скоростями. Кроме того, межзвездный газ участвует в галактическом вращении. Поэтому профили данной линии оказываются довольно сложными.

При анализе профилей линии $\lambda=21$ см надо иметь в виду, что излучение в этой линии доходит до нас от очень далеких частей Галактики. Поэтому из всех движений межзвездного газа наибольшее влияние на профиль линии оказывает галактическое вращение. Легко получить, что в таком случае лучевая скорость некоторого объема относительно наблюдателя определяется формулой

$$v(r) = R_0 [\omega(R) - \omega(R_0)] \sin(l - l_0), \quad (34.18)$$

где R и R_0 — расстояния данного объема и Солнца от галактического центра соответственно, $\omega(R)$ — угловая скорость вращения, $l - l_0$ — разность долгот данного объема и центра Галактики (рис. 45). Если функция $\omega(R)$ известна, то, пользуясь формулой (34.15), можно по наблюденным профилям линий найти распределение водорода в Галактике. Такая работа, проделанная Оортом и его сотрудниками, привела к заключению о преимущественном нахождении водорода в спиральных рукавах. В настоящее время существуют подробные карты распределения водорода в галактической плоскости.

Если проинтегрировать обе части формулы (34.15) по всем частотам, то мы получим

$$\int_0^\infty (I'_\nu - I_\nu) d\nu = \frac{h\nu_0}{4\pi} A \int_0^\infty n_1(r) dr, \quad (34.19)$$

где A дается формулой (34.11). При получении формулы (34.19) использовано соотношение (8.12) и принято во внимание отрицательное поглощение. Мы видим, что при помощи формулы (34.19) по наблюденной полной интенсивности линии можно определить полное число атомов водорода в столбе с сечением 1 см^2 , располож-

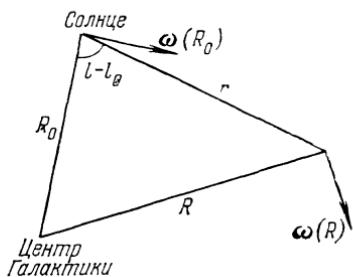


Рис. 45

ложенным вдоль луча зрения. Отсюда, задавая размеры Галактики, можно найти среднюю концентрацию атомов водорода. Для этой величины, как и другими методами, получается значение $n_1 \approx 1 \text{ см}^{-3}$.

По профилям линии $\lambda=21 \text{ см}$ может быть также определена скорость галактического вращения в зависимости от R . Очевидно, что для данного луча наибольшей лучевой скоростью обладает тот объем, который находится на наименьшем расстоянии от центра Галактики, равном $R_0 \sin(l-l_0)$. С другой стороны, скорость этого объема определяется по смещению края линии относительно центральной частоты v_0 . Сопоставление между собой этих величин, полученных при наблюдениях в разных направлениях, дает возможность найти функцию $\omega(R)$.

Таким образом, путем анализа профилей линии $\lambda=21 \text{ см}$ получаются весьма важные результаты. В значительной мере это объясняется наличием больших градиентов скорости в межзвездной среде, обусловленных галактическим вращением. Благодаря эффекту Доплера излучение в линии, идущее от разных частей Галактики, имеет разную частоту и не поглощается на пути до наблюдателя. Поэтому каждый элемент профиля линии характеризует излучение, пришедшее от определенной части Галактики. Этим в сильной степени облегчается анализ профиля линии.

Кроме линии $\lambda=21 \text{ см}$, межзвездная среда излучает и другие линии в радиодиапазоне. В частности, водород дает такие линии при переходах между уровнями тонкой структуры. Например, при переходе $2^2P_{3/2} - 2^2S_{1/2}$ возникает линия с длиной волны 3 см. Однако интенсивность этой линии мала. Водород излучает также линии в радиодиапазоне при переходах между высокими уровнями с близкими главными квантовыми числами. Легко убедиться, что при переходах $n \rightarrow n-1$ образуются линии с длиной волны $\lambda > > 1 \text{ см}$, если $n > 60$. Как показали расчеты Н. С. Кардашева, интенсивности этих линий довольно велики и их можно обнаружить. Впоследствии они действительно наблюдались, и это позволило судить о населенности высоких уровней атома водорода.

Наряду с линиями водорода, в радиоспектре межзвездной среды присутствуют эмиссионные линии многих молекул: гидроксила OH, аммиака NH₃, воды H₂O, формальдегида H₂CO и др. Вопрос о возникновении некоторых из этих линий будет подробно рассмотрен ниже.

Наличие в межзвездном пространстве разного типа молекул (в частности, органической молекулы формальдегида) свидетельствует о весьма сложной химической эволюции межзвездной среды.

4. Линии поглощения в радиодиапазоне. Межзвездный водород на волне $\lambda=21 \text{ см}$ может давать не только линию излучения, но и линию поглощения. Последняя образуется тогда, когда на луче зрения оказывается сильный источник радиоизлучения в непре-

рывном спектре. Вообще говоря, интенсивность излучения в линии определяется формулой

$$I'_v = B_v(T_k) \left(1 - e^{-t_v^0} \right) + I''_v + I_v^0 e^{-t_v^0}, \quad (34.20)$$

где I_v^0 — интенсивность излучения источника, а t_v^0 — оптическое расстояние от источника до наблюдателя. Если источник отсутствует, то формула (34.20) переходит в ранее рассмотренную формулу (34.12). Если же источник очень сильный, то вместо (34.20) получаем

$$I'_v = I_v^0 e^{-t_v^0}. \quad (34.21)$$

Формулой (34.21) и определяется профиль линии поглощения.

Линия поглощения $\lambda=21$ см наблюдалась в спектрах очень ярких галактических источников радиоизлучения: Кассиопея А, Телец А и Стрелец А. На рис. 46 изображена схема расположения этих источников и спиральных рукавов, в которых преимущественно находится водород. По наблюденным профилям и интенсивностям линии при помощи формулы (34.21) была определена концентрация атомов водорода в рукахах, а также кинетическая температура межзвездного газа.

Особенно интересно то, что по линии поглощения $\lambda=21$ см можно определить напряженность магнитного поля в Галактике.

Эта возможность обусловлена тем, что верхний подуровень основного состояния атома водорода является тройным и линия $\lambda=21$ см расщепляется в магнитном поле на три компоненты (эффект Зеемана). Однако вследствие слабости галактического магнитного поля расстояние между крайними компонентами оказывается очень малым (при $H \approx 10^{-5}$ эрстед оно порядка 30 герц, в то время как доплерова ширина линии порядка 10^4 герц). Все же можно попытаться измерить величину расщепления, используя для этого поляризацию крайних компонент. Такая попытка была сделана в английской радиоастрономической обсерватории Джодрелл Бэнк. В результате было найдено, что в областях Галактики, лежащих в направлениях трех упомянутых выше источников радиоизлучения, напряженность магнитного поля составляет 10^{-6} — 10^{-5} эрстед.

Кроме линии поглощения $\lambda=21$ см, в радиодиапазоне наблюдаются также межзвездные линии поглощения некоторых молекул. Первыми из них были обнаружены линии молекулы ОН. Измере-

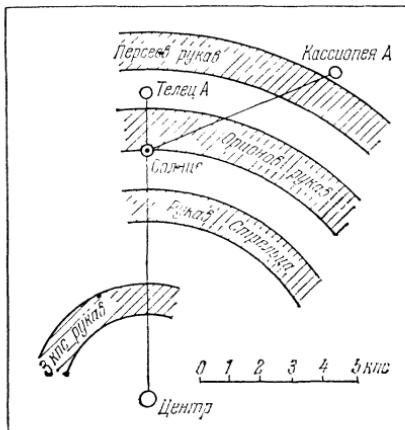


Рис. 46

ние профилей и интенсивностей этих линий в направлении галактического центра позволило определить скорости движения облаков межзвездного газа и концентрацию молекул OH в облаках.

5. Космические мазеры. Обратимся опять к эмиссионным линиям молекул в спектре межзвездной среды. Как показывают наблюдения в радиодиапазоне, излучение в линиях некоторых молекул идет от очень небольших участков неба и характеризуется чрезвычайно высокой яркостной температурой (доходящей до 10^{12} — 10^{15} K). Вместе с тем ширины линий очень малы. Эти линии принадлежат в основном гидроксиду OH и воде H₂O.

Для объяснения происхождения таких линий принимается, что в межзвездных облаках действует мазерный эффект, заключающийся в усилении линий вследствие отрицательного поглощения (иначе называемого индуцированным излучением). Как уже говорилось выше (в § 8), отрицательное поглощение состоит в том, что падающее на атом (или молекулу) излучение вызывает переход с верхнего уровня на нижний, при котором вместо одного падающего кванта появляются два кванта, летящие в том же направлении. Чтобы отрицательное поглощении преобладало над обычным поглощением, необходимо выполнение неравенства $n_1 < \frac{g_1}{g_2} n_2$ (если считать, что линия возникает при переходе $2 \rightarrow 1$). В таком случае происходит не уменьшение, а увеличение интенсивности излучения вдоль луча.

Для выполнения же приведенного неравенства должен существовать механизм накачки, обеспечивающий достаточно большое число молекул на втором уровне (превосходящее их число при бальмеровском распределении, соответствующем бесконечно большой температуре). Таким механизмом может быть возбуждение более высоких уровней излучением в других линиях с последующим спонтанным переходом на второй уровень.

Напишем выражение для интенсивности излучения, выходящего в частотах линии из межзвездного облака. Пусть на облако падает излучение интенсивности I_v^0 и по пути происходит поглощение и испускание лучистой энергии с соответствующими объемными коэффициентами σ_v и ϵ_v . Тогда интенсивность выходящего из облака излучения будет равна

$$I_v = I_v^0 e^{-t_v^0} + \frac{\epsilon_v}{\sigma_v} (1 - e^{-t_v^0}), \quad (34.22)$$

где $t_v^0 = \sigma_v s_0$ — оптический путь луча в облаке и s_0 — его геометрический путь.

При учете индуцированного излучения для объемного коэффициента поглощения имеем

$$\sigma_v = \left(n_1 - \frac{g_1}{g_2} n_2 \right) k_v, \quad (34.23)$$

где k_v — коэффициент поглощения, рассчитанный на одну молекулу. Мы примем, что коэффициент излучения ϵ_v также пропорционален величине k_v . Тогда, пользуясь формулой

$$4\pi \int \frac{\epsilon_v}{hv} dv = n_2 A_{21}$$

и соотношением (8.12), находим

$$\epsilon_v = n_2 A_{21} \frac{ck_v}{4\pi B_{12}}. \quad (34.24)$$

Подстановка выражений (34.23) и (34.24) в формулу (34.22) дает

$$I_v = I_v^0 e^{-t_v^0} + \frac{2hv_0^3}{c^2} \frac{g_1}{g_2} \frac{n_2}{n_1 - \frac{g_1}{g_2} n_2} \left(1 - e^{-t_v^0}\right), \quad (34.25)$$

где принята во внимание зависимость (8.5) между эйнштейновскими коэффициентами A_{21} и B_{12} и обозначена через v_0 центральная частота линии.

Выражая интенсивности излучения I_v и I_v^0 через соответствующие яркостные температуры T_v и T_v^0 согласно формуле (18.2), а отношение n_2/n_1 — через температуру возбуждения T_1 по формуле

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{hv_0}{kT_1}}, \quad (34.26)$$

мы вместо соотношения (34.25) получаем

$$T_v = T_v^0 e^{-t_v^0} + T_1 \left(1 - e^{-t_v^0}\right). \quad (34.27)$$

Соотношение (34.27) справедливо как при малой, так и при большой роли индуцированного излучения. Если эта роль велика, т. е. $\frac{g_1}{g_2} n_2 > n_1$, то величины T_1 и t_v^0 оказываются отрицательными. В этом случае при условии, что $|t_v^0| \gg 1$, соотношение (34.27) может быть переписано в виде

$$T_v \approx |T_1| e^{|t_v^0|}. \quad (34.28)$$

Из формулы (34.28) видно, что при $|t_v^0| \approx 20-30$ яркостная температура достигает тех огромных значений, которые получаются из наблюдений.

Нетрудно убедиться также в том, что с помощью формулы (34.28) может быть объяснен и другой важный наблюдательный факт — чрезвычайная узость спектральных линий. Допустим, что коэффициент поглощения имеет додлеровский профиль, т. е.

$$k_v = k_0 e^{-x^2}, \quad (34.29)$$

где $x = (v - v_0)/\Delta v_D$ и $\Delta v_D = \frac{v_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{M}}$ — доплеровская полуширина (M — масса молекулы и T — кинетическая температура облака). Учитывая (34.29), вместо (34.28) находим

$$T_v \approx |T_1| e^{t_0 e^{-x^2}}, \quad (34.30)$$

где обозначено $t_0 = k_b s_0 \left(\frac{g_1}{g_2} n_2 - n_1 \right)$. Пусть Δv — полуширина спектральной линии, т. е. то расстояние от центра линии, на котором интенсивность (или заменяющая ее яркостная температура) приблизительно в два раза меньше ее центрального значения. Пользуясь формулой (34.30), для полуширины линии получаем

$$\Delta v \approx \frac{\Delta v_D}{\sqrt{t_0}}. \quad (34.31)$$

Так как доплеровская полуширина Δv_D мала вследствие малости кинетической температуры, а величина t_0 велика (скажем, порядка 25), то полуширина линии Δv действительно должна быть исключительно малой.

При применении формулы (34.28) следует иметь в виду, что она справедлива лишь тогда, когда населенность второго уровня определяется в основном механизмом накачки. Однако когда интенсивность излучения в линии становится достаточно большой, это излучение начинает сильно влиять на населенности уровней. Для такого мазера (его называют насыщенным) рост яркостной температуры с оптической толщиной происходит более медленно, чем по формуле (34.28) (подробнее см. [8]).

Наблюдения космических мазеров показывают, что они расположены во внешних частях огромных газово-пылевых туманностей. По мазерному излучению сделано заключение, что оно идет от небольших и сравнительно плотных облаков (протяженностью порядка 10^{16} см и плотностью порядка 10^{-18} г/см³). Предполагают, что эти облака являются зарождающимися звездами.

6. Радиоизлучение Метагалактики. До сих пор мы говорили только о межзвездной среде в нашей Галактике. Однако для понимания природы межзвездной среды очень большое значение имеют также результаты изучения других галактик. Эти результаты основываются на наблюдениях галактик как в оптической области спектра, так и в радиодиапазоне (см. [9]).

Самыми близкими к нам галактиками являются Магеллановы Облака. В них обнаружено много газовых туманностей и вызывающих их свечение горячих звезд. Особенно велика туманность S Золотой Рыбы, масса которой составляет, по-видимому, около миллиона масс Солнца. От этой туманности идет сильное радиоизлучение в непрерывном спектре, имеющее тепловое происхождение. Основная же часть радиоизлучения Магеллановых Облаков

в непрерывном спектре имеет нетепловую (вероятно, синхротронную) природу. Важные результаты дали наблюдения излучения Магеллановых Облаков в радиолинии с длиной волны 21 см. В частности, по интенсивности этого излучения удалось определить массу находящегося в них межзвездного водорода (приблизительно $6 \cdot 10^8 M_{\odot}$ в Большом Магеллановом Облаке и $4 \cdot 10^8 M_{\odot}$ — в Малом).

Очень близка к нам также галактика М 31 («туманность Андромеды»), во многих отношениях похожая на Млечный Путь. Изучение ее свечения в линии $\lambda=21$ см позволило определить скорость вращения на разных расстояниях от центра и распределение межзвездного водорода. Радиоизлучение галактики в непрерывном спектре идет от более протяженной области, чем оптическое излучение. Это свидетельствует о наличии короны, подобной короне нашей Галактики. Интенсивность излучения меняется с частотой по закону $v^{-0.7}$, что может быть объяснено синхротронным характером излучения.

Разными наблюдателями были измерены также потоки радиоизлучения, идущие от многих других галактик. Определенное по потоку излучения в линии $\lambda=21$ см количество межзвездного водорода в галактике оказалось сильно зависящим от ее структуры. Этот факт представляет значительный интерес с точки зрения теории развития галактик.

Подавляющее большинство галактик излучает в радиодиапазоне примерно такое же количество энергии, как и Млечный Путь. К ним, в частности, относятся Магеллановы Облака и туманность Андромеды. Однако количество энергии, излучаемое в радиочастотах некоторыми галактиками, оказывается на несколько порядков больше. Такие галактики принято называть радиогалактиками. Характерным примером радиогалактики является радиоисточник Лебедь А, излучающий в радиодиапазоне примерно в миллион раз больше энергии, чем наша Галактика. На фотографиях этот источник представляет собой весьма необычную галактику с двойным ядром. Ее излучение в видимой части спектра сосредоточено в ярких запрещенных линиях (O I, O II, O III, Ne II, Ne III и др.). Ширина этих линий свидетельствует о внутренних движениях со скоростями порядка 400 км/с. Бааде и Минковский, подробно изучившие источник Лебедь А, высказали гипотезу, что в данном случае мы имеем дело со столкновением между собой двух галактик. В дальнейшем такая гипотеза применялась и к другим радиогалактикам, однако В. А. Амбарцумян выдвинул убедительные возражения против нее. Согласно его взглядам галактики с двойными ядрами находятся в процессе деления и этот процесс на определенном этапе сопровождается сильным радиоизлучением и образованием эмиссии в видимой области спектра.

Другим примером радиогалактики может служить радиоисточник Дева А, представляющий собой в видимых лучах гигантскую

галактику почти сферической формы. В спектре ядра галактики обнаружена сильная эмиссионная линия $\lambda 3727$ [O III], возникающая, как надо думать, в газовых туманностях с небольшой плотностью. Удивительная особенность этой галактики состоит в том, что из ее ядра выходит яркий выброс голубого цвета. Излучение выброса оказывается поляризованным (со степенью поляризации около 30%), а его спектр — чисто непрерывным. Можно предполагать, что свечение выброса в видимой области спектра подобно свечению Крабовидной туманности, т. е. имеет синхротронную природу.

Подробное изучение радиогалактик показывает, что возникновение их радиоизлучения, по-видимому, связано с бурной активностью их ядер. Такая активность состоит в выбрасывании вещества из ядра, приводящего к появлению в галактике релятивистских электронов, газовых облаков и нестационарных звезд. В результате наблюдается сильное радиоизлучение, свечение голубых выбросов и эмиссионные линии в спектрах галактик.

Из наблюдений следует, что, кроме радиоизлучения от отдельных галактик, к нам приходит радиоизлучение от всей Метагалактики. Характерная черта этого излучения — независимость его интенсивности от направления: Упомянутое излучение было открыто случайно в 1965 г., хотя существование его предсказывалось двадцатью годами раньше. Наблюдения, выполненные на разных длинах волн, показали, что данное излучение хорошо описывается планковской кривой с температурой около 3 К. Интенсивность его максимальна на длине волны 0,15 см. Обычно это излучение называют реликтовым, так как считается, что оно сохранилось от той стадии развития Вселенной, когда она была плотнее и горячее. По мере же расширения Вселенной температура ее излучения уменьшалась, достигнув трех градусов к настоящему времени.

7. Квазары. В 1963 г. среди источников космического радиоизлучения были обнаружены объекты, которые в визуальных лучах оказались похожими на звезды. Их назвали квазизвездными объектами или сокращенно — квазарами. Наблюдения квазаров в видимой области спектра и в радиодиапазоне привели к чрезвычайно интересным результатам (см. [10], [11] и др.).

Особенно неожиданными оказались оптические спектры квазаров, состоящие из ярких линий на непрерывном фоне. В течение некоторого времени эти линии не удавалось отождествить, но потом М. Шмидт показал, что они принадлежат известным атомам (H, Mg II, O III и др.), однако сильно смещены в красную сторону спектра. Если λ_0 — длина волны линии в лабораторной системе, а $\Delta\lambda$ — смещение линии, то величина $z = \Delta\lambda/\lambda_0$ получается для квазаров порядка единицы. Для самого яркого квазара ЗС 273 (с видимой величиной 12^m,8) $z=0,16$. Для многих квазаров величина z достигает 2 и больше. В спектрах таких квазаров линия L_α с длиной волны $\lambda_0=1216$ Å переходит в визуальную область.

Как известно, в спектрах галактик линии также смещены в красную сторону и это смещение объясняется удалением галактик от нас с огромными скоростями. Такое же объяснение смещения линий естественно принять и для квазаров. Поскольку смещение очень велико, то для определения скорости удаления v необходимо пользоваться следующей формулой, даваемой теорией относительности:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{c+v}{c-v}} - 1, \quad (34.32)$$

где c — скорость света. Для квазара 3С 273 по этой формуле находим, что $v=45\,000$ км/с. Для квазара с $z=2$ получаем $v=240\,000$ км/с.

Согласно закону Хаббла, скорости удаления галактик пропорциональны их расстояниям. Считая, что этот закон справедлив и для квазаров, мы получаем возможность определить расстояние до квазаров по смещениям линий в их спектрах. К настоящему времени таким способом найдены расстояния приблизительно до тысячи квазаров. Эти расстояния (называемые космологическими) очень велики — свет от квазаров идет к нам миллиарды лет. В среднем квазары находятся от нас дальше галактик.

Знание расстояний до квазаров и их видимых звездных величин позволяет определить светимости квазаров. Для этих величин получаются громадные значения — порядка 10^{45} — 10^{47} эрг/с, т. е. на несколько порядков превосходящие светимости галактик.

По известным расстояниям до квазаров и их угловым диаметрам можно найти линейные размеры квазаров. Для многих квазаров были измерены угловые диаметры в радиочастотах. Это дало возможность установить, что поперечники областей, от которых идет радиоизлучение, порядка 100 парсек.

Более сложным путем определяются размеры оболочек, в которых возникают спектральные линии. Так как линейчатые спектры квазаров похожи на спектры газовых туманностей, то для выяснения физических условий в оболочках можно применить методы, изложенные в главе V. По относительным интенсивностям эмиссионных линий было получено, что в оболочках квазаров $T_e \approx 20\,000$ К и $n_e \approx 10^7$ см⁻³. Найденные значения T_e и n_e можно подставить в формулу (24.14), выражющую энергию, излучаемую оболочкой в бальмеровских линиях. Так как эта энергия известна из наблюдений, то с помощью указанной формулы определяется объем оболочки V . Для поперечника оболочки таким путем были получены значения порядка нескольких парсек.

Некоторое представление о размерах квазаров дало открытие очень важного явления — переменности их блеска. Как показал анализ старых наблюдений, блеск квазара 3С 273 заметно меняется с приблизительным периодом в 10 лет. Это означает, что размеры квазара не могут быть больше 10 световых лет. Такое заклю-

чение следует из того, что излучение, выходящее из разных частей протяженного объекта одновременно, до нас доходит в разные моменты времени, т. е. оно «размазывается». Наблюдениями также обнаружены кратковременные изменения блеска квазаров (как в оптическом, так и в радиодиапазоне). По-видимому, их можно объяснить взрывами в отдельных частях квазаров.

На основании сказанного считается, что квазар состоит из небольшого ядра, окруженного оболочкой (с поперечником порядка 10^{18} см), в которой возникают эмиссионные линии, и протяженной областью (с поперечником порядка 10^{21} см), излучающей энергию в радиочастотах. Механизмами возникновения эмиссионных линий являются фотоионизация и столкновения, а радиоизлучение вызывается движением релятивистских частиц в магнитном поле. Из наблюдений следует, что распределение радиоизлучения по спектру дается формулой (34.9), где в среднем $n \approx 0.7$.

Масса оболочки квазара определяется весьма просто, поскольку нам известен объем оболочки V и электронная концентрация n_e . Эта масса оказывается порядка 10^6 — 10^7 масс Солнца. Гораздо труднее найти массу ядра квазара. Согласно различным физическим соображениям, она должна быть на два-три порядка больше массы оболочки.

Если считать, что масса квазара порядка 10^8 массы Солнца, то энергия, соответствующая этой массе (т. е. найденная по формуле $E = Mc^2$), будет порядка 10^{62} эрг. Интересно сравнить эту величину с энергией, излучаемой квазаром за время его жизни. Продолжительность существования квазаров может быть оценена на основании наличия вблизи некоторых из квазаров сгустков вещества, выброшенных когда-то из них. Если даже допустить, что сгусток удаляется от квазара со скоростью света, то время, прошедшее от момента выброса, оказывается не менее миллиона лет. Этот промежуток времени и можно принять в качестве возраста квазара. Так как светимость квазара порядка 10^{47} эрг/с, то за время своей жизни квазар должен излучать энергию порядка 10^{60} эрг. Мы видим, что эта величина является не очень малой долей энергии, эквивалентной массе покоя квазара.

Попытки объяснить строение квазаров и происхождение источников их огромной энергии делалось в многочисленных работах. В некоторых из них предполагалось, что квазар представляет собой компактное звездное скопление, в котором энергия выделяется либо при столкновениях звезд между собой, либо при вспышках сверхновых звезд. Однако такая точка зрения не может быть принята хотя бы потому, что она не может объяснить квазипериодические изменения блеска квазаров.

Более естественным кажется взгляд на квазары как на одиночные массивные тела (иногда называемые «сверхзвездами»). Такие тела могут находиться в более или менее устойчивом равновесии под действием тяготения, светового давления, вращения и магнит-

ных сил. Одним из источников излучения квазаров может быть гравитационная энергия, освобождающаяся при сжатии. Другое предположение состоит в том, что в центре квазара находится массивная «черная дыра», аккреция газа на которую и вызывает наблюдаемое излучение квазара.

Для понимания природы квазаров очень важен тот факт, что по многим характеристикам они похожи на ядра активных галактик (так называемых сейфертовских и N-галактик), хотя и сильно пре- восходят их по мощности излучения. Поэтому можно думать, что квазары представляют собой некоторый кратковременный этап в развитии ядер галактик.

Как уже говорилось, квазары, вследствие их огромных светимостей, наблюдаются на чрезвычайно больших расстояниях. Свет от квазаров идет на нас миллиарды лет, причем в среднем дольше, чем от обычных галактик. Следовательно, квазары являются свидетелями очень далекого прошлого Вселенной.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ VII

1. Амбарцумян В. А., Научные труды, т. I.— Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1960.
2. van de Hulst H. C. Light Scattering by small particles, 1957 (русск. перевод: ван де Хулст Г. Рассеяние света малыми частицами.— М.: Изд-во иностр. лит., 1961).
3. Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Межзвездная среда.— М.: Физматгиз, 1963.
4. Greenberg J. M. Interstellar grains.— 1968 (русский перевод: Гринберг М. Межзвездная пыль.— М.: Мир, 1970).
5. Долгинов А. З., Гнедин Ю. Н., Силантьев Н. А. Распространение и поляризация излучения в космической среде.— М.: Наука, 1979.
6. Spitzer L. Yr., Physical Processes in the Interstellar Medium, 1978 (русский перевод: Спитецер Л. мл. Физические процессы в межзвездной среде.— М.: Мир, 1981).
7. Горбацик В. Г. Космическая газодинамика.— М.: Наука, 1977.
8. Frontiers of Astrophysics/E. Avrett, ed., 1976 (русский перевод: На переднем крае астрофизики/Под ред. Ю. Эвретта.— М.: Мир, 1979).
9. Racholcuk A. G., Radiogalaxies, 1977 (русский перевод: Рачолкус А. Радиогалактики.— М.: Мир, 1980).
10. Weekes T. C. High-Energy Astrophysics, 1969 (русский перевод: Уикс Т. К. Астрофизика высоких энергий.— М.: Мир, 1972).
11. Hey J. S. The Radio Universe, 1975 (русский перевод: Хей Дж. Радиовселенная.— М.: Мир, 1978).