

Как следует из выражения (4.5), проводимость полностью ионизованной плазмы не зависит от плотности, пропорциональна  $T^{3/2}$  и для условий МЗС лежит в пределах  $10^{13}-10^{16}$  [с<sup>-1</sup>] (примерно на порядок хуже, чем у меди). Однако из-за больших объемов космической плазмы время затухания магнитного поля оказывается больше характерных времен изменения формы или размеров объекта, пронизываемого полем. Это и означает, что поле ведет себя как замороженное в газ, и поток через замкнутый контур сохраняется. Например, при сжатии облака плазмы поперек поля величина магнитного поля возрастает, а при расширении газа уменьшается. В зависимости от соотношения плотностей энергии магнитного поля  $B^2/8\pi$  и кинетической энергии газа  $\rho v^2/2$ , в условиях замороженности либо поле управляет движением газа (например, в атмосфере Солнца), либо, наоборот, движение газа определяет величину и конфигурацию поля (солнечный ветер, расширяющиеся газовые оболочки).

Вмороженность магнитного поля в плазму является хорошим приближением практически во всех астрофизических ситуациях (даже при динамическом коллапсе ядер звезд — из-за короткого характерного времени последнего). Однако в малых масштабах это приближение может не выполняться, особенно в областях резкого изменения поля. Эти области характеризуются резкими поворотами магнитных силовых линий. Примером может служить нарушение вмороженности поля при солнечных вспышках, возникающих в областях с большим градиентом магнитного поля.

#### 4.4. Объемный нагрев и охлаждение МЗС

Прозрачность отдельных областей МЗС для жесткого электромагнитного излучения и быстрых заряженных частиц (космических лучей) определяет специфику нагрева и охлаждения газа. Энергия, выделившаяся в какой-либо области пространства, уносится электромагнитными квантами на большие расстояния, поэтому МЗС охлаждается по всему объему.

Для характеристики охлаждения используют *объемный коэффициент охлаждения*  $\Lambda(n, T)$  [эрг/(см<sup>3</sup>·с)]. Теплопроводность не способна передать тепло от удаленного источника энергии, поэтому нагрев также определяется процессами, прогревающими среду сразу в больших объемах. Для характеристики нагрева используют *коэффициент объемного нагрева*  $\Gamma(n, T)$  [эрг/(см<sup>3</sup>·с)].

Закон сохранения энергии элемента объема  $dV$  с внутренней энергией  $dE$  и давлением  $P$  записывается в виде:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{dE}{dt} + P \frac{dV}{dt} = \Gamma - \Lambda. \quad (4.7)$$

В тепловом равновесии  $dQ/dt = 0$ , и уравнение теплового баланса для элемента среды есть просто  $\Lambda = \Gamma$ . Из этого уравнения находится равновесная температура среды.

#### 4.4.1. Основные механизмы нагрева газа

Перечислим важнейшие физические процессы, нагревающие межзвездный газ.

**Ультрафиолетовое излучение звезд (фотоионизация).** Квант с энергией  $E = h\nu$  ионизует электрон с уровня  $i$ , при этом кинетическая энергия образующегося свободного электрона  $m_e v^2/2 = h\nu - \xi_i$  ( $\xi_i$  — потенциал ионизации с уровня  $i$ ) при столкновениях переходит в энергию хаотических движений частиц. Газ нагревается.

Хотя межзвездный газ состоит преимущественно из водорода, который можно ионизовать с основного уровня только жестким УФ излучением ( $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$ ), в качестве небольших примесей в нем присутствуют и более легко ионизируемые элементы (элементы-доноры): калий, кремний, сера, железо и некоторые другие. Они перехватывают УФ фотоны звезд, для которых водород остается прозрачным, и поэтому играют очень важную роль в установлении теплового баланса холодного газа.

**Нагрев ударными волнами.** Ударные волны возникают при процессах, происходящих со сверхзвуковыми скоростями (в МЗС скорость звука обычно 1–10 км/с). Это имеет место при сбросе оболочек звезд, при вспышках сверхновых, при столкновениях газовых облаков между собой и т. д. За фронтом ударной волны кинетическая энергия направленного движения частиц переходит в энергию хаотического движения (термализуется),  $mv^2/2 \approx (3/2)kT$ . При этом достигаются огромные температуры (до миллиарда градусов внутри молодых остатков сверхновых), причем основная энергия приходится на движение тяжелых ионов (характеризуется ионной температурой). Температура легкого электронного газа значительно ниже, но постепенно из-за кулоновских взаимодействий происходит выравнивание ионной и электронной температуры.

Если в плазме есть магнитное поле (а это практически всегда так), основную роль в выравнивании электронной и ионной температуры играют процессы плазменной турбулентности, возникающей из-за многочисленных неустойчивостей, и коллективные процессы (бесстолкновительные ударные волны). При этом электронная и ионная температуры могут сравняться за время много короче времени кулоновских взаимодействий электронов и ионов.

**Нагрев газа проникающей радиацией и космическими лучами.**

Анализ прохождения радиоимпульсов пульсаров сквозь МЗС дает среднюю концентрацию электронов в ней  $n_e \sim 0.03-0.1 \text{ см}^{-3}$ , что значительно выше, чем можно было бы ожидать, исходя из плотности УФ излучения, способного ионизовать газ, даже если принять во внимание существование элементов-доноров. Выяснилось, что основным источником ионизации среды с температурой ниже 10 тысяч градусов может быть диффузное рентгеновское излучение, рождаемое горячим газом, и космические лучи. Особенно эффективно нагрев осуществляется частицами мягких космических лучей. Нагрев происходит при кулоновском взаимодействии заряженных частиц со средой, а также через вторичные свободные электроны, образующиеся при ионизации среды быстрыми частицами.

**Нагрев газа жестким электромагнитным излучением (рентгеновскими и гамма-квантами).** Осуществляется в основном вторичными электронами при фотоионизации и при комптоновском рассеянии. Передача энергии покоящемуся электрону при комптоновском рассеянии фотона с энергией  $h\nu$  на угол  $\theta$  равна

$$\Delta E = h\nu \left( \frac{h\nu}{m_e c^2} \right) (1 - \cos \theta), \quad (4.8)$$

для  $h\nu \ll m_e c^2$  сечение рассеяния равно томсоновскому:  $\sigma_T \simeq 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ . Усредненная по углам скорость объемного нагрева плазмы в поле электромагнитного излучения с плотностью энергии  $u_\nu$  пропорциональна числу рассеяний в единицу времени  $n_e \sigma_T c$  и равна

$$\Gamma_c = n_e \sigma_T c \int_0^\infty \left( \frac{h\nu}{m_e c^2} \right) u_\nu d\nu. \quad (4.9)$$

*Замечание:* Скорости процессов объемного нагрева среды пропорциональны плотности частиц и потоку ионизирующего излучения, поэтому суммарную скорость объемного нагрева можно представить

в виде  $\Gamma(n, T) = nG(T)$ . Функция  $G(T)$  [эрг/с] (называемая *эффективностью нагрева*) зависит от нагревающего потока, температуры и других свойств среды и рассчитывается через элементарные процессы взаимодействия излучения и вещества.

#### 4.4.2. Основные механизмы охлаждения

Почти во всех случаях объемное охлаждение МЗС происходит за счет уноса энергии фотонами, для которых среда прозрачна. Теплопроводность неэффективна из-за малости градиентов температур в больших объемах (исключение — фронты ударных волн и границы фаз с резко различающимися температурами). Испускание квантов электромагнитного излучения связано с бинарными процессами взаимодействия (частица–частица) и поэтому всегда пропорционально квадрату концентрации. Охлаждение возникает, когда излучение рождается за счет тепловой энергии частиц и кванты света уходят из рассматриваемого объема МЗС, унося энергию. Это происходит при излучении фотонов как в спектральных линиях (разрешенных или запрещенных), так и в непрерывном спектре.

**Свободно–свободное (тормозное) излучение.** Возникает при движении электрона в поле иона и имеет непрерывный спектр. Для чисто водородной плазмы с равной концентрацией протонов и электронов объемный коэффициент охлаждения

$$\Lambda_{ff}(H) = \int_0^{\infty} \epsilon_{ff}(\nu) d\nu \simeq 1.43 \cdot 10^{-27} n_e^2 \sqrt{T} \quad [\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})] \quad (4.10)$$

(температура выражена в К). Добавление тяжелых ионов, обладающих более высоким электрическим зарядом, увеличивает эффективность охлаждения. Для полностью ионизованной среды с нормальным космическим содержанием элементов  $\Lambda_{ff} \approx 1.7\Lambda_{ff}(H)$ . Этот механизм особенно эффективен для очень горячей плазмы с  $T > 10^5$  К, когда практически все атомы ионизованы.

**Рекомбинационное излучение.** При *радиативной рекомбинации* (т. е. сопровождающейся рождением кванта) кинетическая энергия рекомбинирующего электрона  $m_e v^2/2$  обычно составляет малую долю энергии испускаемого фотона  $h\nu = \xi_i + m_e v^2/2$  ( $\xi_i$  — потенциал ионизации уровня, на который рекомбинирует электрон), так как почти всегда  $\xi_i \gg m_e v^2/2$  и большая часть энергии фотона выделяется за счет внутренней энергии образующегося иона, а не тепловой

энергии. Поэтому радиативная рекомбинация малоэффективна для уменьшения тепловой энергии среды. Тем не менее, как показывают детальные расчеты, мощность излучения единицы объема из-за радиативной рекомбинации для равновесной среды с  $T < 10^5$  К превосходит потери на тормозное излучение:  $\Lambda_r \approx 4\Lambda_{ff}$ .

При  $T \sim 10^5$  К и выше в механизме охлаждения становится существенной *дизэлектронная рекомбинация*. Дизэлектронная рекомбинация иона происходит в два этапа — сначала рекомбинирующий энергичный электрон возбуждает атом (ион) так, что образуется неустойчивый ион с двумя возбужденными электронами и положительной полной энергией. Это состояние неустойчиво: либо процесс идет в обратном направлении с испусканием свободного электрона и образованием невозбужденного иона (т. н. автоионизация), либо происходит излучение фотона (обычно с энергией, близкой к энергии резонансных переходов), и полная энергия иона оказывается отрицательной. Скорость дизэлектронной рекомбинации начинает преобладать над радиативной при высоких температурах  $T > 10^5$  К. Подчеркнем, что в отличие от радиативной рекомбинации, при каждой дизэлектронной рекомбинации из среды уносится энергия порядка потенциала ионизации соответствующего иона. В процессе радиативной рекомбинации захватываются преимущественно медленные электроны с энергией меньше средней энергии при данной температуре (среда при этом не охлаждается, а нагревается), в то время как для дизэлектронной рекомбинации электрон сначала должен возбудить атом (т. е. передать ему энергию порядка потенциала ионизации), поэтому дизэлектронная рекомбинация осуществляется преимущественно самыми быстрыми электронами с энергией выше средней. В этом физическая причина охлаждения среды.

**Двухфотонное излучение.** Возникает при запрещенных переходах с резонансных уровней  $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$  с излучением двух фотонов в водороде и водородоподобных ионах и с  $2^1S_0$  уровня в гелии и гелиеподобных ионах (распад других метастабильных уровней происходит преимущественно с испусканием одного фотона). Суммарная энергия фотонов соответствует разности энергии между двумя уровнями, но каждый из фотонов не имеет фиксированной энергии и (в случае водорода) образуется непрерывное излучение с длиной волны больше, чем у линии Лайман-альфа ( $> 1216\text{Å}$ ). Такие кванты не способны возбудить водород из основного состояния и свободно уходят из среды. Возбуждение метастабильных уровней происходит

в основном за счет электронных ударов. Двухфотонное излучение важно при формировании непрерывных спектров зон III. Оно играет особенно большую роль при охлаждении горячей космической плазмы с температурой  $T = 10^6 - 10^8$  К (например, в молодых остатках сверхновых).

**Обратное комптоновское рассеяние.** Этот процесс существует для охлаждения плазмы, в которой могут находиться очень быстрые релятивистские электроны. Если рассеяние фотона с энергией  $\epsilon$  происходит на быстром электроне с энергией  $E = \gamma m_e c^2$ ,  $\gamma \gg 1$ , важным становится передача энергии и импульса от электрона фотону. Это легко понять, перейдя в систему отсчета, в которой релятивистский электрон покоится. При больших лоренц-факторах  $\gamma$  из-за эффекта релятивистской абберации направление падающего фотона близко к направлению рассеянного. Лоренц-преобразование энергии фотона в системе электрона приводит к соотношению  $\epsilon' \approx \epsilon \gamma$ . Воспользовавшись формулой эффекта Комптона в системе электрона  $\epsilon'_1 \approx \epsilon'(1 - \frac{\epsilon'}{m_e c^2}(1 - \cos \Theta))$  (здесь  $\epsilon'_1$  – энергия рассеянного кванта,  $\Theta$  – угол между направлением падающего и рассеянного фотона в системе покоя электрона)<sup>3</sup>, а затем выполнив лоренц-преобразование энергии рассеянного фотона к лабораторной системе отсчета, получаем  $\epsilon_1 \approx \gamma \epsilon'_1$ . Отсюда видно, что энергия рассеянного фотона  $\epsilon_1 \sim \gamma^2 \epsilon \gg \epsilon$ , и, таким образом, низкочастотные кванты превращаются в кванты жесткого излучения. Усредненная по углам скорость потерь энергии одного электрона с лоренц-фактором  $\gamma$  из-за обратного комптон-эффекта в поле изотропного излучения с плотностью  $u_\nu$  дается формулой:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{compt}} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 \int_0^\infty u_\nu d\nu, \quad (4.11)$$

здесь  $\beta = v/c$ . В случае теплового распределения электронов с плотностью  $n_e$  и температурой  $T$  имеем:  $\langle \beta^2 \rangle = \langle v/c \rangle^2 = 3kT/m_e c^2$ ,  $\gamma \approx 1$ , и объемное охлаждение такой среды за счет обратного эффекта Комптона составляет:

$$\Lambda_c = -\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{compt}} n_e = \left(\frac{4kT}{m_e c^2}\right) c \sigma_T n_e \int_0^\infty u_\nu d\nu. \quad (4.12)$$

<sup>3</sup>Томсоновское приближение для комптоновского рассеяния применимо для энергий фотонов  $\epsilon' < m_e c^2$ .

Выражение в скобках в правой части дает значение доли энергии, приобретаемой фотоном при каждом рассеянии при выполнении условия  $\epsilon \ll 4kT$ . Полученная формула имеет простой физический смысл: при каждом рассеянии на электроне с тепловой скоростью  $\sim \sqrt{kT/m_e}$  частота фотона смещается на  $|\delta\nu/\nu| = v/c \sim \sqrt{kT/m_e c^2}$ . Лобовые столкновения пары фотон–электрон, при которых энергия фотона увеличивается, происходят чаще, чем столкновения «вдогонку», при которых энергия фотона уменьшается, в отношении  $\sim v/c$ . Поэтому среднее уменьшение энергии одного электрона при столкновении с фотонами будет порядка  $kT/m_e c^2$ .

Комптоновское охлаждение обычно доминирует в очень сильно ионизованной высокотемпературной плазме вблизи источников мощного рентгеновского излучения. Этот механизм взаимодействия излучения с веществом преобладал в ранней Вселенной до рекомбинации. Для обычных условий в МЗС им можно пренебречь.

Заметим, что из-за обратного комптоновского охлаждения тепловую нерелятивистскую плазму нельзя нагреть одним лишь излучением до температуры выше  $kT \sim \epsilon/4$ .

**Излучение в спектральных линиях.** Охлаждение происходит при излучении квантов с уровней, заселенных при возбуждении *электронным ударом*. При рекомбинационном заселении уровней, как мы поясняли выше, температура среды не уменьшается, т. к. рекомбинационными квантами уносится лишь внутренняя энергия ионов. Спектральный диапазон, в котором происходит основное охлаждение в линиях, определяется температурой — чем энергичнее фотон, тем больше энергии он уносит, но тем больше должна быть температура газа, чтобы возбудить соответствующий переход (см. таблицу 4.2). Излучение при ударном возбуждении атомных уровней — это основной механизм охлаждения МЗС с  $T < 10^5$  К.

**Ионизация электронным ударом.** Это специфический для разреженной среды безызлучательный процесс охлаждения. Тепловая энергия расходуется на отрыв электрона и запасается в виде внутренней (не тепловой) энергии связи ион–электрон, а затем высвечивается при рекомбинациях. В стационарном случае затраты энергии на ударную ионизацию равны внутренней энергии системы ион–электрон, высвечиваемой при рекомбинациях.

Как подчеркивалось выше, процессы объемного охлаждения среды пропорциональны квадрату плотности частиц, так как для рождения фотона требуется взаимодействие двух частиц, поэтому сум-

Таблица 4.2. Основные линии охлаждения МЗС

Температура, К	Охлаждение в линиях
$> 10^6$	Рентгеновские линии H- и He-подобных ионов тяжелых элементов Остатки сверхновых – O VII (21.6 А), O VIII (18.96 А) Межгалактический горячий газ – Si, Fe ( $E \sim 7$ кэВ)
$2 \cdot 10^4 - 10^6$	Резонансные УФ-линии He и тяжелых элементов до Fe
$(1 - 2) \cdot 10^4$	Линии H (в основном Ly $_{\alpha}$ )
$(5 - 10) \cdot 10^3$	Запрещенные линии тяжелых элементов
$30 - 10^4$	Далекые ИК-линии при переходах между уровнями тонкой структуры основных термов
$< (1 - 2) \cdot 10^3$	Возбуждение и высвечивание молекулярных уровней (в основном молекулы H $_2$ )
$< 30$	Вращательные переходы молекул CO и воды H $_2$ O

марную скорость объемного охлаждения можно представить в виде  $\Lambda(n, T) = n^2 \lambda(T)$ . Функция  $\lambda(T)$  [эрг·см $^3$ /с] (называемая *эффективностью охлаждения* или *функцией охлаждения*) зависит только от температуры и химического состава и рассчитывается через элементарные процессы взаимодействия излучения и вещества. Функция  $\lambda(T)$  для разреженной космической плазмы с  $T > 10^4$  К, в которой возбуждение атомов осуществляется электронными ударами, показана на рис. 4.3 для различного содержания тяжелых элементов. Наличие тяжелых элементов значительно увеличивает эффективность охлаждения плазмы в диапазоне температур от  $10^4$  до  $10^7$  К. При  $T > 10^7$  К эффективность охлаждения асимптотически стремится к зависимости  $\lambda(T) \sim \sqrt{T}$ , поскольку преобладает охлаждение тормозным излучением, зависящим от относительной (тепловой) скорости частиц. Следует отметить, что во многих ситуациях (особенно вблизи источников мощного жесткого излучения, например вблизи ядер активных галактик) существенным процессом является фотоионизация. В таких случаях функция охлаждения плазмы несколько отличается от приведенной на рис. 4.3, хотя качественная зависимость от температуры сохраняется.

Уравнение теплового баланса (см. (4.7))  $\Gamma = \Lambda$  приобретает вид  $nG(T) = n^2 \lambda(T)$ , откуда находится равновесная зависимость  $T(n)$ ; а также уравнение состояния межзвездной среды  $P(n, T)$ , которое



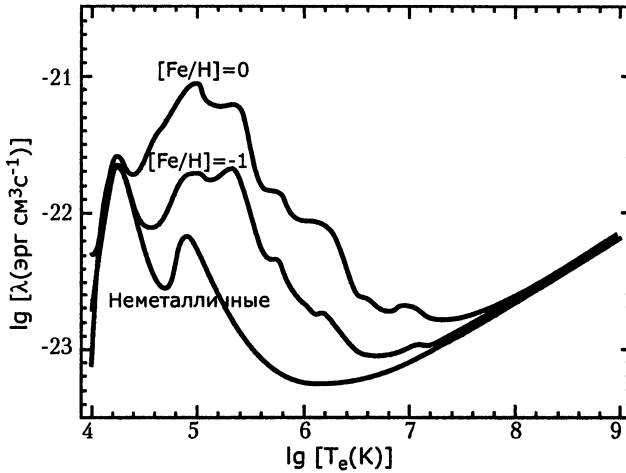


Рис. 4.3. Эффективность охлаждения разреженной космической плазмы  $\lambda(T)$  [эрг·см<sup>3</sup>/с] со столкновительным возбуждением и ионизацией. Приведены кривые для плазмы солнечного химического состава (верхняя кривая), с обедненным в 10 раз содержанием металлов (средняя кривая) и водородно-гелиевой плазмы (75% H, 25% He) без тяжелых элементов (нижняя кривая). Резкий скачок вблизи  $T \sim 10^4$  К связан с ударным возбуждением второго (резонансного) уровня атомов водорода. На нижней кривой максимумы соответствуют водороду (слева) и гелию (справа).

объясняет наблюдаемую стратификацию областей HI на холодные облака, более теплую межоблачную среду и горячий корональный газ (см. ниже).

Отметим, что в большинстве перечисленных процессов нагрева и охлаждения требуется знать населенность уровней атомов и ионов МЗС, поэтому для нахождения равновесной температуры среды требуется совместно решать уравнения ионизационного баланса.

#### 4.5. Облака нейтрального водорода HI и тепловая неустойчивость межзвездной среды

Наблюдения показывают, что нейтральный водород не заполняет равномерно межзвездную среду, а находится преимущественно в одной из двух фаз — относительно плотных ( $n \sim 10^1\text{--}10^2$  см<sup>-3</sup>) холодных ( $T \sim 100$  К) облаков и разреженной межоблачной среды ( $n \sim 0.1\text{--}1$  см<sup>-3</sup>,  $T \sim 10^3\text{--}10^4$  К). Это в значительной степени обу-