

Г л а в а V

ГАЗОВЫЕ ТУМАННОСТИ

Физика газовых туманностей принадлежит к числу наиболее разработанных разделов астрофизики. Объясняется это чрезвычайной простотой физических условий в туманностях: малой плотностью вещества и малой плотностью излучения. При таких условиях многие процессы происходят в «чистом» виде, не подвергаясь посторонним воздействиям.

Свечение газовых туманностей вызывается излучением горячих звезд. Туманность поглощает высокочастотное излучение звезды и перерабатывает его в кванты меньших частот. Так возникают яркие линии в спектрах туманностей. В принципе таким же путем (хотя в некоторых отношениях и более сложным) возникают яркие линии в спектрах звезд типов Ве, Вольфа — Райе, новых и других объектов. Поэтому результаты изучения газовых туманностей широко используются в разных разделах астрофизики.

Идущий в газовых туманностях процесс переработки высокочастотного излучения звезд в кванты меньших частот говорит о сильном отклонении состояния туманностей от термодинамического равновесия. Это резко отличает туманности от звездных атмосфер, для которых предположение о наличии термодинамического равновесия оказывается достаточным как первое приближение к действительности. При изучении туманностей нам уже нельзя будет пользоваться формулами Больцмана и Саха для вычисления количества атомов в разных состояниях и формулой Планка для вычисления интенсивности излучения в разных частотах. В каждом отдельном случае указанные величины придется определять путем рассмотрения тех элементарных процессов, которые протекают в реальных туманностях. Мы обычно будем пользоваться предположением, что туманности стационарны, т. е. распределение атомов по состояниям и поле излучения в туманности не меняются с течением времени. При этом, естественно, нам понадобятся вероятности различных элементарных процессов (т. е. вероятности фотоионизаций, рекомбинаций, столкновений и т. д.), которые вычисляются в теоретической физике.

§ 22. Механизм свечения туманностей

1. Наблюдательные данные. Подробное изложение результатов наблюдений газовых туманностей содержится в ряде монографий ([1] — [3] и др.). Мы сейчас обратим внимание лишь на основные факты.

Газовые туманности в нашей Галактике делятся на две группы. К первой принадлежат так называемые планетарные туманности. При наблюдениях в телескоп они чаще всего представляются в виде круглых или овальных дисков, напоминающих диски планет, а также в виде колец. В центре планетарной туманности находится горячая звезда, называемая обычно ядром туманности. Вторую группу составляют диффузные туманности, не имеющие правильной формы. В самой диффузной туманности или около нее наблюдаются звезды ранних спектральных классов (одна или несколько).

Размеры отдельных планетарных туманностей известны с небольшой точностью вследствие ненадежности параллаксов. Средний диаметр планетарной туманности составляет около 10 000 астрономических единиц. Размеры диффузных туманностей часто гораздо больше.

Спектры газовых туманностей состоят из отдельных ярких линий на слабом непрерывном фоне. Яркие линии принадлежат водороду, гелию, ионизованному гелию, а также ряду других атомов и ионов. Однако наиболее характерными для спектров газовых туманностей являются так называемые главные небулярные линии N_1 и N_2 с длинами волн 5006 и 4959 Å соответственно. Раньше эти линии приписывали неизвестному на Земле элементу «небулию», однако в 1928 г. Боэн показал, что они являются запрещенными линиями дважды ионизованного кислорода. В спектрах газовых туманностей наблюдается также много других запрещенных линий.

Число известных в настоящее время планетарных туманностей составляет несколько сотен. Диски многих из них не видны в телескопы, и заключение об их природе было сделано по виду спектра. Это либо очень маленькие либо очень далекие туманности. Число известных диффузных туманностей значительно возросло благодаря работам Г. А. Шайна и В. Ф. Газе. Делая снимки неба в узком участке спектра, включающем в себя линию H_α , они обнаружили большое количество слабо светящихся диффузных туманностей.

Несмотря на то, что энергия, излучаемая газовыми туманностями, заключена преимущественно в отдельных спектральных линиях, светимости туманностей очень велики. Так, средняя абсолютная фотографическая величина планетарных туманностей равна $M_n = -0,5$. Важно отметить, что планетарные туманности, как правило, значительно ярче своих ядер, т. е. $M_* - M_n > 0$. Иногда эта разность доходит до семи звездных величин. В среднем же $M_* - M_n \approx 3$.

Звезды, вызывающие свечение газовых туманностей, принадлежат к самым ранним спектральным классам. Примерно половина ядер планетарных туманностей обладает спектрами типа WR (однако эти звезды отличаются от обычных звезд Вольфа — Райе гораздо меньшей светимостью). Примерно четверть ядер планетарных туманностей имеет спектры без каких-либо заметных линий.

Вычисления показывают, что такими спектрами могут обладать звезды с большими ускорениями силы тяжести на поверхности и высокими температурами (см. § 14). Остальные ядра планетарных туманностей относятся к спектральным классам O и Of.

Диффузные туманности светятся за счет излучения звезд спектральных классов O, WR и B0, находящихся в самой туманности или около нее. Наблюдениями не обнаружены диффузные туманности, свечение которых вызывается звездами спектральных классов, более поздних, чем B0. Объясняется это тем, что высокочастотного излучения таких звезд недостаточно, чтобы вызвать заметное свечение туманности в видимой части спектра.

Как показывают наблюдения, вещество, составляющее планетарные туманности, удаляется от ядра, т. е. туманности расширяются. При этом скорости расширения туманностей равны нескольким десяткам километров в секунду. Первоначально заключение о расширении планетарных туманностей было сделано на основании спектральных наблюдений. Эмиссионные линии в спектрах туманностей оказываются сравнительно узкими на краю туманности и более широкими или даже раздвоенными в ее центре. При предположении о расширении туманностей это объясняется тем, что на краю туманности луч зрения пересекает ту ее часть, которая движется с нулевой лучевой скоростью, а в центре он пересекает области, одна из которых к нам приближается, а другая от нас удаляется. Позднее факт расширения планетарных туманностей был подтвержден непосредственным сравнением фотографий некоторых туманностей, полученных с интервалом в несколько десятков лет. Указанный факт послужил основанием для гипотезы об образовании планетарной туманности в результате выброса вещества из ее ядра.

2. Причина свечения туманностей. Как уже сказано, в газовых туманностях происходит переработка высокочастотного излучения звезд в кванты меньших частот. Мы сейчас должны выяснить, в чем причина этого процесса. Чтобы сделать это, рассмотрим сначала свойства излучения, приходящего от звезды в данное место туманности.

Будем считать, что звезда излучает как абсолютно черное тело температуры T_* . Если бы все небо сплошь было покрыто такими звездами, то плотность излучения в данном месте туманности равнялась бы плотности излучения при термодинамическом равновесии, т. е. выражалась бы формулой Планка

$$\rho_v^* = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT_*} - 1}. \quad (22.1)$$

В действительности плотность излучения в туманности гораздо меньше ρ_v^* . Мы ее представим в виде

$$\rho_v = W\rho_v^*, \quad (22.2)$$

где W — так называемый коэффициент дилюции (ослабления) излучения. Очевидно, что

$$W = \frac{\Omega}{4\pi}, \quad (22.3)$$

где Ω — телесный угол, под которым видна звезда из данной точки туманности (рис. 29). Обозначим через r_* радиус звезды и через r — расстояние рассматриваемой точки от центра звезды. Так как

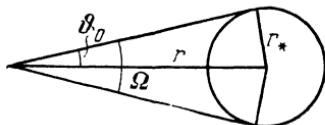


Рис. 29

$$\Omega = 2\pi \int_0^{\vartheta_0} \sin \vartheta d\vartheta = 2\pi (1 - \cos \vartheta_0),$$

$a \sin \vartheta_0 = r_* / r$, то мы получаем

$$W = \frac{1}{2} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r_*}{r} \right)^2} \right]. \quad (22.4)$$

В точку, находящуюся на поверхности звезды, излучение приходит от полусферы. Поэтому в данном случае (т. е. при $r=r_*$) $W=\frac{1}{2}$.

Для точек, находящихся на больших расстояниях от звезды (т. е. при $r \gg r_*$), из формулы (22.4) находим

$$W = \frac{1}{4} \left(\frac{r_*}{r} \right)^2. \quad (22.5)$$

Заметим, что в этом случае коэффициент дилюции может быть представлен как отношение площади диска звезды πr_*^2 к площади сферы радиуса r , т. е. $4\pi r^2$.

Средние радиусы планетарных туманностей оказываются порядка 10^{17} см, а радиусы их ядер — порядка 10^{10} см. Поэтому плотность излучения в планетарной туманности ослаблена приблизительно в 10^{14} раз по сравнению с плотностью излучения на поверхности звезды.

Проинтегрировав соотношение (22.2) по всем частотам и воспользовавшись формулой Стефана — Больцмана для интегральной плотности излучения при термодинамическом равновесии, получаем следующее выражение для интегральной плотности излучения в туманности

$$\rho = WaT_*^4. \quad (22.6)$$

Представив величину ρ в виде $\rho = aT_1^4$, находим

$$T_1 = W^{1/4} T_*. \quad (22.7)$$

Так как температуры звезд, вызывающих свечение туманностей, порядка нескольких десятков тысяч кельвинов, а значения W в

туманностях, как мы только что определили, порядка 10^{-14} , то значения температуры T_1 , соответствующей интегральной плотности излучения в туманностях, оказываются всего порядка нескольких десятков кельвинов.

Итак, интегральная плотность излучения, приходящего от звезды в туманность, чрезвычайно мала. Между тем, как видно из формулы (22.2), относительное распределение этого излучения по частотам оказывается таким же, как при выходе из звезды, т. е. соответствующим очень высокой температуре T_* . Таким образом, излучение, приходящее от звезды в туманность, характеризуется громадным несоответствием между интегральной плотностью и спектральным составом.

Если излучение, обладающее указанным свойством, взаимодействует с веществом, то, как известно из термодинамики, происходит перераспределение излучения по частотам в направлении установления наиболее вероятного распределения. Иными словами, в таком случае должна происходить переработка квантов больших частот в кванты меньших частот. Этим дается качественное объяснение процесса переработки излучения в газовых туманностях.

3. Теорема Росселанда. Переходя к рассмотрению процесса свечения туманностей с количественной стороны, мы сначала допустим, что атомы обладают только тремя уровнями энергии (1, 2 и 3). Из различных переходов, происходящих под действием излучения звезды, мы рассмотрим два взаимно противоположных циклических процесса:

$$\text{I. } 1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1, \quad \text{II. } 1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1.$$

Первый из этих процессов связан с поглощением одного кванта частоты ν_{13} и с излучением двух квантов меньших частот ν_{12} и ν_{23} , а второй — с поглощением двух квантов частот ν_{12} и ν_{23} , и последующим излучением одного кванта большей частоты ν_{13} .

Найдем число процессов первого и второго рода, происходящих в единице объема туманности за 1 с. Для этого воспользуемся эйнштейновскими коэффициентами переходов A_{ki} , B_{ik} и B_{ki} и обозначим через ρ_{ik} плотность излучения частоты ν_{ik} .

Если n_1 — число атомов в первом состоянии в 1 см³, то число переходов из первого состояния в третье, происходящих в 1 см³ за 1 с, будет равно $n_1 B_{13} \rho_{13}$. Из третьего состояния возможны переходы (спонтанные и индуцированные) как в первое состояние, так и во второе. Доля интересующих нас переходов во второе состояние равна

$$\frac{A_{32} + B_{32} \rho_{23}}{A_{31} + B_{31} \rho_{13} + A_{32} + B_{32} \rho_{23}}.$$

Из атомов, оказавшихся во втором состоянии, часть перейдет обратно в третье состояние, поглотив излучение, а часть перейдет

в первое состояние (спонтанно или под действием излучения). Отношение числа переходов из второго состояния в первое к общему числу переходов из второго состояния равно

$$\frac{A_{21} + B_{21}\rho_{12}}{B_{23}\rho_{23} + A_{21} + B_{21}\rho_{12}}.$$

Таким образом, для искомого числа процессов первого рода получаем

$$N_1 = n_1 B_{13}\rho_{13} \frac{A_{32} + B_{32}\rho_{23}}{A_{31} + B_{31}\rho_{13} + A_{32} + B_{32}\rho_{23}} \frac{A_{21} + B_{21}\rho_{12}}{B_{23}\rho_{23} + A_{21} + B_{21}\rho_{12}}. \quad (22.8)$$

Аналогично находится число процессов второго рода. Оно оказывается равным

$$N_{II} = n_1 B_{12}\rho_{12} \frac{B_{23}\rho_{23}}{A_{21} + B_{21}\rho_{12} + B_{23}\rho_{23}} \frac{A_{31} + B_{31}\rho_{13}}{A_{31} + B_{31}\rho_{13} + A_{32} + B_{32}\rho_{23}}. \quad (22.9)$$

Из соотношений (22.8) и (22.9) вытекает следующая формула для отношения числа процессов второго рода к числу процессов первого рода:

$$\frac{N_{II}}{N_1} = \frac{B_{12}\rho_{12}B_{23}\rho_{23}(A_{31} + B_{31}\rho_{13})}{B_{13}\rho_{13}(A_{32} + B_{32}\rho_{23})(A_{21} + B_{21}\rho_{12})}. \quad (22.10)$$

Чтобы упростить полученную формулу, введем соотношения Эйнштейна:

$$A_{ki} = B_{ik} \frac{g_i}{g_k} \sigma_{ik}, \quad B_{ki} = \frac{g_i}{g_k} B_{ik}, \quad (22.11)$$

где

$$\sigma_{ik} = \frac{8\pi h v_{ik}^3}{c^3}, \quad (22.12)$$

а g_i — статистический вес i -го состояния (см. § 8). Кроме того, запишем величину ρ_{ik} в виде

$$\rho_{ik} = W \sigma_{ik} \bar{\rho}_{ik}, \quad (22.13)$$

где

$$\bar{\rho}_{ik} = \frac{1}{e^{\frac{hv_{ik}}{kT_*}} - 1}. \quad (22.14)$$

В результате формула (22.10) преобразуется к виду

$$\frac{N_{II}}{N_1} = W \frac{\bar{\rho}_{12}\bar{\rho}_{23}(1 + W\bar{\rho}_{13})}{\bar{\rho}_{13}(1 + W\bar{\rho}_{12})(1 + W\bar{\rho}_{23})}. \quad (22.15)$$

Когда $W=1$, формула (22.15) дает

$$\frac{N_{II}}{N_1} = \frac{\frac{1}{\bar{\rho}_{13}} + 1}{\left(\frac{1}{\bar{\rho}_{12}} + 1\right)\left(\frac{1}{\bar{\rho}_{23}} + 1\right)} = \frac{e^{\frac{hv_{13}}{kT_*}}}{e^{\frac{hv_{12}}{kT_*}} \cdot e^{\frac{hv_{23}}{kT_*}}}. \quad (22.16)$$

Но $v_{12} + v_{23} = v_{13}$. Поэтому в данном случае $N_{11}/N_1 = 1$, как и следовало ожидать.

Если $W \ll 1$, то, учитывая, что множитель $\bar{\rho}_{12}\bar{\rho}_{23}/\bar{\rho}_{13}$ имеет значения порядка единицы, получаем

$$\frac{N_{11}}{N_1} \approx W. \quad (22.17)$$

Таким образом, отношение числа процессов второго рода к числу процессов первого рода оказывается порядка W . Этот результат обычно называют теоремой Росселанда.

В планетарных туманностях $W \approx 10^{-14}$. Поэтому в данном случае числом процессов второго рода можно совершенно пренебречь по сравнению с числом процессов первого рода. Иначе говоря, процессы превращения квантов больших частот в кванты меньших частот происходят в туманностях несравненно чаще, чем обратные процессы.

4. Определение температур звезд по линиям водорода. Выше мы считали, что туманность состоит из атомов, обладающих только тремя уровнями энергии. Теперь рассмотрим свечение реальной туманности, состоящей из атомов водорода.

Вследствие чрезвычайно малой плотности излучения в туманностях подавляющее большинство атомов находится в основном состоянии. Поэтому туманности оказываются непрозрачными для излучения в лаймановской серии и совершенно прозрачными для излучения в бальмеровской, пашеновской и других субординатных сериях. Таким образом, туманность поглощает энергию звезды в частотах лаймановской серии и излучает вместо нее кванты в субординатных сериях (и, в частности, в наблюдаемой нами бальмеровской серии), которые беспрепятственно выходят из туманности. При достаточно большой оптической толщине туманности за границей лаймановской серии она будет светиться в водородных линиях в основном за счет энергии звезды за границей этой серии (так как энергия, поглощаемая туманностью в лаймановских линиях, будет гораздо меньше).

Точнее говоря, процесс свечения водородной туманности происходит следующим образом. Под действием излучения звезды за границей лаймановской серии происходит ионизация водородного атома, т. е. возникают протон и свободный электрон. Через некоторое время свободный электрон захватывается каким-нибудь протоном. Допустим, что захват произошел на один из высоких уровней. Возникший при этом квант за границей соответствующей субординатной серии уходит из туманности. Далее следует цепь «каскадных» переходов электрона с уровня на уровень. Вследствие чрезвычайно малой плотности излучения и вещества в туманностях эта цепь переходов в огромном большинстве случаев не прерывается. Образующиеся при указанных переходах кванты

в линиях субординатных серий также уходят из туманности. Однако если электрон совершил переход на первый уровень, то возникший при этом квант в лаймановской линии поглощается в туманности и электрон опять оказывается на прежнем уровне. Поэтому с данного уровня (если он только не второй) электрон рано или поздно совершил переход не на первый уровень. Легко понять, что указанная цепь переходов должна закончиться переходом на второй уровень с образованием бальмеровского кванта и последующим переходом со второго уровня на первый с образованием кванта в линии L_α .

Бальмеровский квант беспрепятственно уходит из туманности. Что же касается L_α -кванта, то он также уходит из туманности, однако после длительного процесса диффузии.

Из сказанного вытекает, что из каждого поглощенного и переработанного туманностью кванта лаймановского континуума обязательно образуется один бальмеровский квант и один квант в линии L_α (а также может образоваться некоторое количество квантов в других субординатных сериях).

Мы сейчас будем считать, что оптическая толщина туманности за пределом серии Лаймана значительно больше единицы. В таком случае туманность будет поглощать и перерабатывать все L_c -кванты звезды. Поэтому в данном случае число излучаемых звездой L_c -квантов будет равно числу излучаемых туманностью бальмеровских квантов.

Таким образом, по свечению туманности в бальмеровской серии можно судить о свечении звезды за границей лаймановской серии. Сравнивая свечение туманности в бальмеровской серии со свечением звезды в видимой части спектра, мы, по существу, сравниваем свечение звезды в двух далеких друг от друга областях спектра (ультрафиолетовой и видимой). Поэтому из указанного сравнения может быть определена температура звезды.

Обозначим через I_v^* среднюю интенсивность излучения, выходящего из звезды. Тогда число квантов, излучаемых звездой в интервале частот от v до $v+dv$, будет равно

$$4\pi r_*^2 \frac{\pi I_v^*}{hv} dv,$$

а значит, полное число испускаемых звездой L_c -квантов будет определяться формулой

$$N_{L_c}^* = 4\pi r_*^2 \int_{v_0}^{\infty} \frac{\pi I_v^*}{hv} dv, \quad (22.18)$$

где v_0 — частота границы лаймановской серии.

С другой стороны, число бальмеровских квантов, излучаемых туманностью, равно

$$N_{\text{Ba}} = \sum_{\text{Ba}} \frac{E_i}{h\nu_i}, \quad (22.19)$$

где E_i — полная энергия, излучаемая туманностью в i -й бальмеровской линии, а $h\nu_i$ — энергия соответствующего кванта. Обозначим через E_i^* энергию, излучаемую звездой в единичном интервале частот вблизи i -й бальмеровской линии, и составим безразмерные отношения

$$A_i = \frac{E_i}{\nu_i E_i^*}, \quad (22.20)$$

которые могут быть определены из наблюдений. Подставляя (22.20) в (22.19) и учитывая, что

$$E_i^* = 4\pi r_*^2 \pi I_{\nu_i}^*, \quad (22.21)$$

получаем

$$N_{\text{Ba}} = 4\pi r_*^2 \sum_{\text{Ba}} A_i \frac{\pi I_{\nu_i}^*}{h}. \quad (22.22)$$

В том случае, когда оптическая толщина туманности за границей серии Лаймана значительно превосходит единицу,

$$N_{\text{Ba}} = N_{Lc}^*. \quad (22.23)$$

Поэтому при помощи формул (22.18) и (22.22) имеем

$$\int_{\nu_0}^{\infty} I_{\nu}^* \frac{d\nu}{\nu} = \sum_{\text{Ba}} A_i I_{\nu_i}^*. \quad (22.24)$$

Будем считать, что интенсивность излучения I_{ν}^* дается формулой Планка с температурой T_* . Тогда вместо (22.24) находим

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu^2 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1} = \sum_{\text{Ba}} A_i \frac{\nu_i^3}{e^{\frac{h\nu_i}{kT_*}} - 1}. \quad (22.25)$$

Сделав здесь подстановку

$$\frac{h\nu}{kT_*} = x, \quad \frac{h\nu_i}{kT_*} = x_i, \quad \frac{h\nu_0}{kT_*} = x_0, \quad (22.26)$$

окончательно получаем

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = \sum_{\text{Ba}} A_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1}. \quad (22.27)$$

Суммирование в правой части этой формулы распространяется на все линии бальмеровской серии и на бальмеровский континуум.

Как уже сказано, величины A_i должны быть найдены из наблюдений. После этого из формулы (22.27) может быть определена температура звезды T_* .

Изложенный метод определения температур звезд был предложен Занстра. Он также применил этот метод к определению температур трех ядер планетарных туманностей (NGC 6543, 6572, 7009). Оказалось, что температуры этих звезд весьма высоки (39 000, 40 000 и 55 000 К соответственно).

При получении формулы (22.27) предполагалось, что вся энергия звезды в лаймановском континууме поглощается туманностью. Если это не так, то вместо формулы (22.27), мы, очевидно, имеем

$$\int_{x_0}^{\infty} \left[1 - e^{-\tau_0 \left(\frac{x_0}{x} \right)^3} \right] \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = \sum_{\text{Ba}} A_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1}, \quad (22.28)$$

где τ_0 — оптическая толщина туманности непосредственно за границей серии Лаймана. Здесь принято во внимание, что коэффициент поглощения водорода обратно пропорционален кубу частоты. При $\tau_0 = \infty$ формула (22.28) переходит в формулу (22.27). Если для данной туманности $\tau_0 \ll 1$, а при определении температуры звезды мы пользуемся все-таки формулой (22.27), то, как легко видеть, значение температуры получается ниже истинного.

Нахождение температуры звезды из уравнения (22.28) требует предварительного определения оптической толщины туманности τ_0 , что представляет собой довольно трудную задачу. Иногда уравнение (22.28) применяют для определения величины τ_0 , приняв для температуры звезды значение, полученное каким-либо другим способом.

5. Излучение звезд в ультрафиолетовой области спектра. Свечение газовых туманностей в линиях многих атомов (однако, как увидим ниже, не всех) происходит так же, как свечение в линиях водорода в результате фотоионизации и последующих рекомбинаций. Эти атомы поглощают энергию звезды за границами своих основных серий и излучают ее частично в видимой области спектра. Так, в частности, светятся туманности в линиях гелия и ионизованного гелия.

На рисунке 30 схематически изображено распределение энергии в спектре звезды и указаны те области спектра, за счет энергии которых туманность светится в линиях водорода, гелия и ионизованного гелия. Напомним, что энергии ионизации H, He I и He II равны соответственно 13,6, 24,6 и 54,4 эВ, в то время как энергия квантов в видимой части спектра порядка 2—3 эВ. Следовательно, свечение туманностей в линиях рассматриваемых атомов происходит за счет энергии звезды в далекой ультрафиолетовой области спектра.

По интенсивностям линий разных атомов, возникающих в результате фотоионизаций и рекомбинаций, можно определять температуры звезд, как и по интенсивностям водородных линий. Будем считать, что туманность поглощает все кванты звезды за границей основной серии данного атома. Тогда число этих квантов (как и в случае атома водорода) будет равно числу квантов, излучаемых

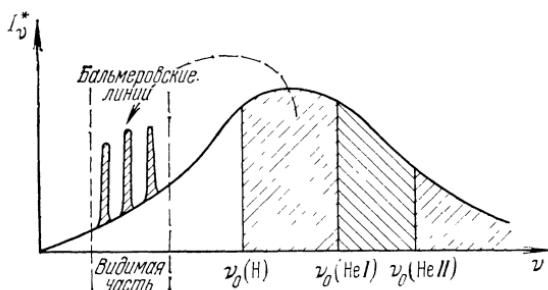


Рис. 30

туманностью во второй серии. Поэтому для определения температуры звезды получаем следующее уравнение, являющееся обобщением уравнения (22.27):

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = Q \sum A_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1}. \quad (22.29)$$

Здесь $x_0 = h\nu_0/kT_*$, а ν_0 — частота ионизации из основного состояния рассматриваемого атома. Суммирование в правой части уравнения (22.29) ведется по линиям этого атома в видимой части спектра, а множитель Q представляет собой отношение числа квантов во второй серии к числу квантов в наблюдаемых линиях. Для водорода $Q=1$, если наблюдаются все линии бальмеровской серии. Для других атомов величину Q можно оценить на основании теоретических определений интенсивностей эмиссионных линий (см. § 24). Следует отметить, что в точном знании величины Q нет необходимости, так как большое изменение интеграла в левой части уравнения (22.29) соответствует небольшим изменениям температуры.

Определение температуры звезды по линиям разных атомов приводит, вообще говоря, к различным результатам. Например, для ядра туманности NGC 7009 получена температура 55 000 К по линиям водорода и 70 000 К по линиям ионизованного гелия. В некоторых случаях расхождение между температурами еще больше.

Для объяснения таких результатов мы должны считать, что интенсивность излучения звезды не может быть представлена формулой Планка с одной и той же температурой во всех участках спектра. Кроме того, различия в температурах, определенных

по линиям разных атомов, могут быть вызваны неполным поглощением туманностью излучения звезды за границами основных серий некоторых атомов. В последнем случае, как было выяснено выше, уравнение (22.29) дает заниженные значения температуры.

При практическом применении изложенного метода определения температур звезд большая трудность состоит в нахождении величин A_i из сравнения спектров туманности и звезды. Поэтому значительный интерес представляет возможность определения T_* по отношению интенсивностей линий двух каких-либо атомов в спектре туманности. Очевидно, что в этом случае величина T_* , по существу, находится из сравнения между собой участков спектра звезды за границами основных серий этих атомов.

Впервые указанная возможность была использована В. А. Амбарцумяном, предложившим определять температуру звезды по отношению интенсивностей линий H_β водорода и $\lambda 4686 \text{ \AA}$ ионизованного гелия в спектре туманности. Чтобы связать это отношение с величиной T_* , мы можем воспользоваться уравнением (22.29), написав его сначала для водорода, а затем для ионизованного гелия. При этом в правой части уравнения (22.29) в первом случае ограничимся линией H_β , а во втором — линией $\lambda 4686 \text{ \AA}$. Соответствующие значения величины Q в обоих случаях будут близки между собой, так как атомы H и He^+ подобны друг другу, а эйнштейновские коэффициенты вероятностей переходов $4 \rightarrow 2$ и $4 \rightarrow 3$ (при которых излучаются рассматриваемые линии) почти одинаковы. Поэтому, разделив одно из упомянутых уравнений на другое, мы приближенно (с точностью до множителя, близкого к единице) получаем

$$\frac{\int_{x_0}^{4x_0} \frac{x^2 dx}{e^x - 1}}{\int_x^{4x_0} \frac{x^2 dx}{e^x - 1}} = \frac{E_{H\beta}}{E_{\lambda 4686}}, \quad (22.30)$$

где x_0 — величина, определенная формулой (22.26) для водорода.

Температуры звезд, определенные при помощи уравнения (22.30), оказываются весьма высокими. Например, для ядра туманности NGC 7009 была получена температура 115 000 К. По-видимому, столь высокие значения температур объясняются в основном неполным поглощением туманностью излучения звезды за границей лаймановской серии. Такое объяснение кажется вероятным потому, что в туманностях, в которых дважды ионизован гелий, должен быть в сильной степени ионизован водород. Вследствие этого оптическая толщина туманности за границей серии Лаймана может быть меньше единицы.

Для определения температур звезд по эмиссионным линиям в спектрах туманностей могут быть использованы линии не только

водорода, гелия и ионизованного гелия, но и других атомов ($N\ III$, $C\ IV$ и т. д.). Вместо температур можно также определять просто числа квантов, излучаемых звездой за границами основных серий атомов. При этом для атомов с небольшими потенциалами ионизации (H , He) необходимо учитывать возможность не-полного поглощения туманностью таких квантов. Кванты за границами основных серий атомов с большими потенциалами ионизации обычно поглощаются туманностью полностью. Таким образом, по интенсивностям эмиссионных линий разных атомов в видимой части спектра туманности мы можем найти распределение энергии в далекой ультрафиолетовой области спектра звезды.

6. Определение температур звезд по линиям «небулия». Как уже упоминалось, рассмотренный выше механизм свечения газовых туманностей (фотоионизации с последующими рекомбинациями) не является единственным. Наряду с ним в туманностях действует другой механизм, вызывающий свечение в главных небуллярных линиях N_1 и N_2 , а также в других линиях «небулия».

Тот факт, что свечение туманностей в линиях N_1 и N_2 происходит не в результате фотоионизаций, доказывается следующими соображениями:

1. Если бы кванты в линиях N_1 и N_2 возникали за счет излучения звезды за границей основной серии дважды ионизованного кислорода, то температуры звезд были бы чрезвычайно высоки, в некоторых случаях свыше миллиона кельвинов.

2. Имеется ряд планетарных туманностей, в спектрах которых нет линий ионизованного гелия, что объясняется слабостью излучения ядер за границей основной серии этого иона. Если бы линии N_1 и N_2 возникали вследствие фотоионизации, то в данном случае они также отсутствовали бы, так как потенциалы ионизации He^+ и O^{++} почти совпадают. Однако линии N_1 и N_2 в спектрах всех планетарных туманностей являются наиболее интенсивными.

В действительности свечение газовых туманностей в линиях «небулия» вызывается возбуждением атомов при столкновениях со свободными электронами. Потенциалы возбуждения состояний, при переходах из которых излучаются кванты в рассматриваемых линиях, очень невелики (например, 2,5 В для линий N_1 и N_2). Поэтому в туманностях имеется большое количество свободных электронов, энергия которых достаточна для возбуждения указанных состояний. Разумеется, в конечном счете свечение туманностей в линиях «небулия» происходит за счет излучения звезды, так как свободные электроны приобретают свою энергию при фотоионизациях.

По свечению туманностей в линиях «небулия» могут определяться температуры звезд, как и по свечению в линиях, имеющих рекомбинационное происхождение. Соответствующие формулы были также получены Занстра. При этом были сделаны следующие предположения: 1) большинство свободных электронов возникает

при фотоионизации водородных атомов, 2) все L_c -кванты звезды поглощаются туманностью, 3) вся энергия, получаемая электронами при ионизации, идет на возбуждение линий «небулия».

Как известно, при ионизации атома излучением частоты v кинетическая энергия оторванного электрона оказывается равной

$$\frac{1}{2}mv^2 = hv - hv_0,$$

где v_0 — частота ионизации атома (в данном случае водорода). Если туманность поглощает все излучение звезды за границей лаймановской серии, то энергия, приобретаемая свободными электронами за 1 с, будет равна

$$4\pi r_*^2 \int_{v_0}^{\infty} \frac{\pi I_v^*}{hv} (hv - hv_0) dv.$$

С другой стороны, энергия, излучаемая туманностью в линиях «небулия» за 1 с, может быть представлена в виде

$$4\pi r_*^2 \sum_{\text{Neb}} A_i \pi I_{v_i}^* v_i,$$

где A_i — величины, определенные формулой (22.20), а суммирование ведется по всем линиям «небулия», возбуждаемым электронным ударом.

При сделанных предположениях два последних количества должны быть равны друг другу, т. е. должно быть

$$\int_{v_0}^{\infty} I_v^* (v - v_0) \frac{dv}{v} = \sum_{\text{Neb}} A_i I_{v_i}^* v_i. \quad (22.31)$$

Заменяя здесь величину I_v^* планковской интенсивностью, получаем

$$\int_{v_0}^{\infty} \frac{v^2 (v - v_0)}{e^{\frac{hv}{kT_*}} - 1} dv = \sum_{\text{Neb}} A_i \frac{\frac{v_i^4}{hv_i}}{e^{\frac{hv_i}{kT_*}} - 1}, \quad (22.32)$$

или, воспользовавшись обозначениями (22.26),

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 (x - x_0)}{e^x - 1} dx = \sum_{\text{Neb}} A_i \frac{x_i^4}{e^{x_i} - 1} \quad (22.33)$$

Формула (22.33) дает возможность определить температуру звезды T_* , если известны из наблюдений величины A_i для линий «небулия».

Применив данный метод к определению температур ядер планетарных туманностей, Занстра получил температуру 39 000 К для

NGC 6543, 38000 К для NGC 6552 и 50 000 К для NGC 7009. Мы видим, что эти значения температур весьма близки к приведенным выше значениям T_* , найденным по линиям водорода.

Для грубой оценки температур звезд Занстра применил изложенный метод в упрощенном виде. Пользуясь формулой (22.33) и тем фактом, что линии N_1 и N_2 определяют собой главную часть визуальной светимости туманности, он получил зависимость между температурой звезды T_* и разностью звездных величин ядра и туманности $m_* - m_n$. Очевидно, что чем больше эта разность, тем выше температура звезды. По наблюденным значениям разности $m_* - m_n$ были определены температуры большого числа ядер туманностей. Оказалось, что в некоторых случаях эти температуры достигают 100 000 К. Высокие температуры звезд, получаемые этим способом, подтверждаются, как правило, и другими признаками, в частности, большой интенсивностью линий Не II в спектрах туманностей.

Изложенные в этом параграфе методы определения температур звезд широко применяются в астрофизике. При помощи этих методов определяют не только температуры ядер туманностей, но и температуры звезд с яркими линиями в спектрах: звезд классов Be, Вольфа — Райе, новых и др.

§ 23. Ионизация атомов

1. Число рекомбинаций. Как было выяснено, в газовых туманностях происходит ионизация атомов под действием излучения горячих звезд. Вместе с тем в туманностях происходят и обратные процессы — захваты ионами свободных электронов, т. е. рекомбинации атомов. Число ионизаций может быть определено при помощи коэффициента поглощения в непрерывном спектре, введенного в § 5. Теперь мы получим формулы для определения числа рекомбинаций.

Пусть n^+ и n_e — число ионов и число свободных электронов в 1 см³ соответственно, а $f(v) dv$ — доля электронов со скоростями от v до $v+dv$. Обозначим через $\beta_i(v)$ эффективное поперечное сечение для захвата электрона со скоростью v на i -й уровень. Тогда число захватов электронов со скоростями от v до $v+dv$, происходящих в 1 см³ за 1 с, будет равно

$$n^+ n_e \beta_i(v) f(v) v dv.$$

Полное число рекомбинаций в 1 см³ за 1 с на i -уровень мы представим в виде $n_e n^+ C_i(T_e)$, где T_e — температура электронного газа. Очевидно, что

$$C_i(T_e) = \int_0^\infty \beta_i(v) f(v) v dv. \quad (23.1)$$