

Г. А. Гурздян

## О СВЕЧЕНИИ КОМЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Кометарные туманности по своей природе существенно отличаются от планетарных и диффузных туманностей. Впервые В. А. Амбарцумян обратил внимание на то, что, в отличие от свечения обычных газовых туманностей, свечение кометарных туманностей не имеет тепловой природы [1]. В. А. Амбарцумян считает, что свечение этих туманностей вызывается путем непосредственного освобождения внутризвездной энергии, которая выносится далеко за пределы звезды, выбрасываемой наружу внутризвездной материей.

Новые наблюдательные данные, полученные в последнее время по фотометрии и поляриметрии, в основном известной кометарной туманности NGC 2261, свидетельствуют о том, что указанным агентом или носителем внутризвездной энергии могут быть релятивистские электроны, о которых также упомянуто в [1]. В настоящей статье делается попытка показать, что гипотеза о релятивистских электронах не противоречит большому числу известных фактов, касающихся формы, структуры и свечения кометарных туманностей.

### § 1. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА КОМЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Ниже перечисляются основные свойства кометарных туманностей. Они относятся, главным образом, к туманности NGC 2261, в отношении которой имеется наибольшее количество наблюдательных данных.

1. Кометарные туманности имеют форму, близкую к форме конуса, на вершине которого расположена ответст-

венная за свечение туманности звезда. Последняя обычно переменная, с эмиссионными линиями и в большинстве случаев типа Т Тельца. В случае NGC 2261 связанная с ней звезда R Моп принадлежит к спектральному типу Аер. Во всяком случае, до сих пор не отмечена связь кометарной туманности с очень горячей звездой типа, скажем, О. Важность этого факта заключается в том, что связанные с кометарными туманностями звезды, будучи относительно низкотемпературными, не могли бы обеспечить достаточно высокую степень ионизации, необходимую для возбуждения эмиссионных линий водорода, если допустить что эти линии возникают в самой туманности.

2. Иногда по другую сторону ядра кометарной туманности наблюдается выступ такой же кометарной формы. Этот выступ едва заметен у туманности NGC 2261\*, но он хорошо заметен у кометарной туманности NGC 2245. Этот любопытный факт свидетельствует о том, что существуют какие-то строгие закономерности в образовании и расположении (в отношении ядра) конусов кометарных туманностей и, в частности, об их биполярной структуре, часто наблюдавшейся у некоторых планетарных туманностей [2].

3. Кометарные туманности принадлежат в большинстве случаев к числу переменных туманностей. Переменность выражается как в изменении общей (интегральной) яркости самой туманности, так и в изменении распределения яркости по туманности. Иногда это явление сопровождается исчезновением или появлением отдельных ярких деталей или сгустков в разных частях туманности. В некоторых случаях отмечается прохождение по туманности какой-то тени, которую некоторые исследователи приписывали прохождению темного облака перед туманностью [3]. Подобное объяснение следует считать мало вероятным, так как относительная скорость темного облака при этом получается очень большой—порядка нескольких десятков и сот тысяч километров в секунду. Предположение о том, что темные экранирующие облака проходят

---

\* Указанный выступ хорошо виден на снимках этой туманности, полученных на телескопах обсерватории Моунт Вилсон и Паломар.

вблизи звезды-ядра и заслоняют туманность, не меняет положения.

4. В некоторых случаях спектр кометарной туманности сходен со спектром связанной с ней звезды. Это имеет место, например, у NGC 2261, когда линии  $H_2$  и  $H_\beta$  как в туманности, так и у звезды (R Моп) наблюдаются в эмиссии, а остальные линии бальмеровской серии водорода—в поглощении. Однако в упомянутом случае есть разница, на которую следовало бы обратить внимание: эквивалентные ширины поглощения в спектре NGC 2261 заметно больше, в особенности для линии  $H_7$ , чем в спектре звезды R Моп [4].

5. Интегральная яркость туманности сравнима, а в некоторых случаях даже превышает яркость связанной с ней звезды. Так, например, согласно [5], интегральная яркость NGC 2261 в синих лучах порядка  $10^{m4}$ , причем эта оценка относится к области туманности, находящейся дальше  $1'$  от звезды, то есть без учета наиболее яркой части туманности. Между тем яркость ядра изменяется в пределах от  $10^m$  до  $14^m$  [6]. На этот факт следует обратить особое внимание, так как он прямо говорит против гипотезы отражения, согласно которой свечение кометарных туманностей, в частности NGC 2261, вызвано отражением света ядра со стороны туманности.

6. Согласно поляриметрическим исследованиям Э. Е. Хачикяна [5] и Н. А. Размадзе [7], свет туманности NGC 2261 поляризован. Интересно отметить, что по характеру поляризация оказалась радиальной (в отношении ядра), что как будто говорит в пользу гипотезы отражения. Однако, как увидим в § 15, радиальная поляризация может получиться и без гипотезы отражения. Что же касается степени поляризации, то она оказалась довольно высокой—порядка 15% по [5] и 19% по [7]. В отдельных точках туманности степень поляризации оказалась даже очень высокой—порядка 30% по [5] и 50—60% по [7]. Эти значения заметно превышают значения степени поляризации типичных отражающих диффузных туманностей.

7. В спектре NGC 2261 отсутствуют запрещенные линии небулярной группы (кроме, по-видимому, линии  $\lambda$  3727). В

спектрах других кометарных туманностей отсутствуют как линии поглощения, так и яркие линии. У них имеется только непрерывный спектр.

## § 2. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ТУМАННОСТИ

Большинство из перечисленных в предыдущем параграфе фактов говорит о том, что свечение кометарных туманностей, в частности NGC 2261, не может быть вызвано простым отражением света ядра со стороны пылевых частиц туманности [4, 8]. Кроме того, сама идея о том, что туманность NGC 2261 состоит в основном из пылевых частиц, во всяком случае в таком количестве, чтобы дать подавляющую часть излучения (около 95%) в непрерывном спектре, кажется нам мало вероятной. Хотя туманность NGC 2261 находится в соседстве с известной газо-пылевой туманностью NGC 2264, но она, судя по паломарским картам, явно расположена вне пределов более или менее плотных пылевых образований. Поскольку форма и общая структура туманности исключают возможность случайной связи R Mon с каким-нибудь пылевым облаком продолговатой формы (и, главное, точно на одном конце этой продолговатости), то приходится допустить возможность истечения пылевой материи (1) из ядра, что столь же неправдоподобно.

Ниже будет показано, что перечисленные в § 1 основные факты могут найти удовлетворительное объяснение при гипотезе тормозного излучения релятивистских электронов, испускаемых ядром, в магнитных полях туманности. Сама форма туманности, а также характер поляризации ее света указывают на какую-то особую форму магнитных полей в ней. Поэтому попытаемся сначала разгадать природу этих полей.

Как было указано выше, у некоторых кометарных туманностей наблюдается более или менее заметный „зеркальный“ выступ, симметрично расположенный в отношении ядра. Благодаря этому, туманность приобретает своего рода характер биполярности, которую не следует отождествлять с биполярностью структуры некоторых планетарных туманностей, но вместе с тем нельзя считать и случайным явлением. Из этого, на первый взгляд незначительного факта.

можно заключить, что кометарная туманность может „упираться“ своей осью не куда угодно на поверхности звезды-ядра, а в определенные области ее поверхности. Скорее всего, этими областями являются магнитные полюсы ядра. Это предположение становится особенно правдоподобным, если иметь в виду следующее соображение. Внешняя форма туманности и характер ее связи со звездой указывают на наличие процесса истечения возбуждающего свечения туманности агента и возможно, газовой материи из ядра. И только в одном случае, а именно, когда это истечение происходит из областей, лежащих над или около оси вращения звезды, оно может иметь направленный характер. Но обычно магнитная ось отклоняется от оси вращения немного—по крайней мере в отношении тех небесных объектов, для которых имеются сведения об их магнитных полях и вращениях.

Нам известно много звезд, которые обладают магнитными полями, иногда достаточно сильными. В некоторых случаях напряженность их магнитных полей измеряется несколькими тысячами гаусс и достигает до десяти тысяч гаусс. Что же касается характера этих полей, то об этом мы пока ничего не знаем. Можно допустить, что характер магнитного поля для большинства звезд сходен с магнитным полем, предполагаемым у Солнца, то есть оно является дипольным. Заметим также, что в этом случае длина диполя, то есть расстояние между полюсами, меньше диаметра звезды. Выражаясь иначе, можно сказать, что в этом случае оба конца диполя находятся внутри звезды. Равным образом мы ничего не знаем и о том, как возникли эти магнитные поля; возможно, как это предполагает Альвен [9], они являются следствием каких-то магнито-гидродинамических явлений внутри звезды.

Не входя пока в подробности процесса тормозного излучения релятивистских электронов (синхротронное излучение), заметим лишь, что интенсивность синхротронного излучения тем больше, чем больше концентрация релятивистских электронов на внешних границах атмосферы звезды и чем больше напряженность магнитного поля в тех же

слоях. Тогда, даже при равномерном испускании релятивистских электронов по всем направлениям из поверхности звезды, интенсивность синхротронного излучения будет больше в областях магнитных полюсов звезды-ядра.

Если звезды обладают дипольным магнитным полем с одинаковым значением напряженности в областях обоих полюсов (на уровне поверхности звезды), то яркость синхротронного излучения будет одинаковой в направлениях обоих полюсов. В этом случае мы должны были иметь во всех отношениях симметричную кометарную туманность — два конусообразных выступа одинаковой длины и одинаковой яркости с обеих сторон ядра. Этого, однако, не наблюдается, по крайней мере, в отношении большинства кометарных туманностей. Приходится допустить, что напряженность магнитного поля на обоих полюсах неодинакова. Это допущение равносильно предположению, например, о несимметричной расположенности магнитного диполя в отношении центра звезды: с одного конца магнитный полюс расположен ближе к поверхности звезды. В этом случае мы будем иметь неодинаковую интенсивность синхротронного излучения в направлениях обоих полюсов; получим несимметричную кометообразную туманность.

Здесь возникает трудность, связанная с очень быстрым затуханием напряженности дипольного магнитного поля с расстоянием (в данном направлении). Если закон изменения напряженности магнитного поля в зависимости от расстояния представить в виде

$$H(r) = H_p \left( \frac{r_0}{r} \right)^n, \quad (1)$$

где  $H_p$  — напряженность поля на полюсе, то в случае классического (точечного) диполя  $n = 3$ . Это значит, что на сравнительно близких к звезде расстояниях (не говоря уже о тех расстояниях, где туманность еще достаточно ярка, то есть на расстояниях  $r \sim 10^{17} - 10^{18}$  см) напряженность магнитного поля будет порядка напряженности общего магнитного поля Галактики ( $\sim 10^{-6}$  гаусс), при допущении, что напряженность поля на полюсе порядка  $H_p \sim 10^4$  гаусс.

Таким образом, классический диполь длиной меньше диаметра звезды не может объяснить наблюдаемую протяженность кометарных туманностей; размер туманности в этом случае не мог бы превышать тысячи радиусов звезды, что значительно—на два-три порядка уступает наблюдаемым размерам кометарных туманностей.

Для объяснения наблюдаемых протяженностей кометарных туманностей необходимо, чтобы напряженность в отдаленных частях туманности заметно превышала напряженность общего магнитного поля Галактики, то есть надо иметь более слабый градиент напряженности от расстояния, чем тот, который получается при  $n = 3$ . Удовлетворить это требование можно, если прибегнуть к следующим предположениям.

1. Мы откажемся от классического диполя и взамен примем некий фиктивный диполь, длина которого значительно превышает диаметр звезды и сравнима с размерами туманности. В этом случае один из полюсов по-прежнему находится около поверхности звезды, а второй полюс—вне звезды (со стороны, противоположной туманности).

В случае, когда длина диполя  $l$  соизмерима с размерами туманности, то есть когда  $g \sim 1$ , напряженность в точке  $(r, \varphi)$  определяется согласно формуле (10):

$$H(r, \varphi) = 2^3 \cdot a x^3 \times \frac{\{(1 + x^2)^2 + 4x^2 \sin^2 \varphi - (1 - x^2) [(1 + x^2)^2 - 4x^2 \sin^2 \varphi]^{1/2}\}^2}{(1 + x^2)^2 - 4x^2 \sin^2 \varphi}, \quad (2)$$

где  $x = l/2r$ ,  $a$  магнитный момент диполя; начало измерения расстояния точки  $(r, \varphi)$  находится на середине отрезка  $l$ , а  $\pi/2 - \varphi$  есть угол, составленный между  $\vec{r}$  и магнитной осью.

Асимптотические выражения формулы (2) легко представить (для данного направления) формой (1). В случае, когда  $g > 2l$ , будем иметь  $n = 3/2$ . В случае же, когда  $g < 2l$ , имеем  $n = 2$ . И только при  $g \gg 2l$  получается классический (точечный) диполь с  $n = 3$ .

Таким образом, когда длина диполя соизмерима с размерами туманности, градиент напряженности магнитного поля в пределах туманности может быть значительно, на один-полтора порядка слабее, чем в случае, когда его длина существенно меньше размеров туманности.

Один из полюсов фиктивного диполя в самом деле фиктивен—он находится вне пределов звезды. Следовательно, при сделанных предположениях звезда должна иметь только один магнитный полюс. Мы приходим к несколько неожиданному выводу: кометарные туманности связаны со звездами, обладающими *униполярными* магнитными полями.

Подобный вывод—вывод о существовании в Галактике звезд с униполярными магнитными полями—как будто трудно совместить с нашими, хотя и неуверенными, но все-таки более или менее правдоподобными представлениями о магнитных свойствах звезд. Этот вывод противоречит также известным фактам из физики—до сих пор не было установлено существование магнитного заряда. Вместе с тем, не следует забывать, что мы пока ничего не знаем о причинах возникновения магнитных полей в звездах и поэтому нам трудно судить о том, не содержится ли в природе звезд возможностей возникновения общих магнитных полей только с одной полярностью? Заметим, кстати, что в отношении объектов сравнительно малых размеров (в сравнении с размерами звезд) существование униполярных магнитных полей в какой-то мере доказано наблюдениями. Речь идет о некоторых типах солнечных пятен, обладающих одним знаком полярности магнитного поля.

Возможно, что возникновение униполярных магнитных полей в звездах связано с существованием в их недрах определенных физических условий, отличных от условий, определяющих внутреннее строение обычных звезд, обладающих биполярными магнитными полями. Если это так, то на ядра кометарных туманностей следует смотреть как на звезды, существенно отличающиеся от обычных звезд по своей природе, по внутреннему строению и, возможно, по механизму выделения внутризвездной энергии.

2. Известно, что в определенных случаях выброшенная из звезд ионизованная материя (плазма) может унести с собой магнитное поле. Аналогичное явление, по-видимому, имеет место в солнечной короне, а также при вспышках Новых [11]. Тогда, возвращаясь к предположению о существовании обычного дипольного поля внутри звезды, но расположенного несимметрично относительно ее центра, мы будем иметь магнитное поле в туманности со значительно меньшим градиентом (в направлении магнитной оси), чем тот, который получается при  $n = 3$ . Таким образом, предполагается, что явление переноса магнитного поля с дрейфующей материей приводит к своего рода вытягиванию всей системы магнитных силовых линий в направлении дрейфа, сохраняя вместе с тем общую структуру дипольного магнитного поля.

С точками зрения дальнейшего изложения не существенно, которое из этих предположений соответствует действительности. Но второе предположение, по-видимому, ближе к современным представлениям о природе магнетизма космических объектов.

Единственный полюс—в случае униполярного поля, или один из полюсов—в случае несимметричного дипольного поля, как было указано выше, находится очень близко к поверхности звезды. Сама область магнитного полюса представляет собой нечто вроде гигантского пятна, откуда происходит истечение релятивистских электронов и, вполне возможно, также газовой материи. Последнее является причиной возникновения эмиссионных линий в спектре туманности, в то время как первые—причиной возникновения непрерывного спектра.

### § 3. ГИПОТЕЗА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Релятивистские электроны, распространяющиеся вдоль магнитных силовых линий, не могут испытывать торможение, а, следовательно, дать синхротронное излучение. Только электроны, движения которых образуют значительные углы с магнитными силовыми линиями и которые вслед-

ствии этого описывают спиральные траектории, навивающиеся на силовые линии поля, могут дать синхротронное излучение. Это излучение будет крайне неизотропным; излучение релятивистского электрона в основном сосредоточено в пределах конуса с очень маленьким углом раствора.

В отношении же спектрального распределения это излучение непрерывно, но имеет максимум около частоты  $\nu_{\max}$ , причем  $\nu_{\max}$  определяется из соотношения [12]:

$$\nu_{\max} = \frac{1}{4\pi} \frac{eH}{mc} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 = 1,4 \cdot 10^6 H \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \text{ сек}^{-1}, \quad (3)$$

где  $H$  есть компонента магнитного поля, перпендикулярная направлению движения, то есть вектору скорости электрона.

Если энергетический спектр релятивистских электронов непрерывен, то, как следует из (3), всегда найдутся электроны с некоторой энергией  $E$ , которые при данном значении напряженности магнитного поля  $H$ , то есть на данном расстоянии от ядра, будут излучать как частоты видимого диапазона, так и ультрафиолетового. Спектр этого излучения также будет непрерывным. Интенсивность же излучения будет зависеть, в частности, от концентрации релятивистских электронов, а также от протяженности области, где напряженность магнитного поля придерживается данного значения.

Важно отметить, что в пределах самой туманности, наряду с видимым светом, вырабатывается также синхротронное ультрафиолетовое излучение, за счет которого атомы газа, в частности водорода, могут ионизоваться.

В последующих параграфах будет дано количественное обоснование всему сказанному, а также ряд последствий, вытекающих из выдвинутой гипотезы.

#### § 4. КОНЦЕНТРАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Примем для простоты, что туманность имеет конусообразную форму, с осью, расположенной перпендикулярно к лучу зрения, и углом раствора на вершине, равным  $\psi$ .

На этой же вершине находится испускающая релятивистские электроны звезда (ядро).

Обозначим через  $N_e$  концентрацию релятивистских электронов на расстоянии  $r$  от ядра, напряженность магнитного поля через  $H = H(r)$ , а протяженность туманности по лучу зрения—через  $s$ . При  $\psi \sim 60^\circ$  имеем приблизительно  $s \sim r$ . Примем далее, что  $N_e$  и  $H$  постоянны вдоль  $s$ .

Интенсивность синхротронного излучения  $I_\nu$  в частоте  $\nu$ , отнесенная к единичному спектральному интервалу и единичной площади туманности, перпендикулярной направлению распространения излучения (наблюдателя), дается соотношением (см., например, [13]):

$$I_\nu = \frac{3}{2} (2\pi)^{\frac{1-\gamma}{2}} \frac{e^3 N}{mc^2} \left[ \frac{2eH}{m^2 c^3} \right]^{\frac{\gamma-1}{2}} U(\gamma) K s \nu^{\frac{1-\gamma}{2}} \quad (4)$$

для того случая, когда энергетический спектр релятивистских электронов представлен в виде:

$$N_e(E, r) = KE^{-\gamma}. \quad (5)$$

Соотношение (4) написано для случая хаотического магнитного поля, а следовательно, при допущении, что излучение релятивистских электронов изотропно. В нашем же случае предполагается существование регулярного магнитного поля в туманности и поэтому излучение электронов с заданной энергией будет, строго говоря, неизотропным и сосредоточенным в пределах очень узкого угла (порядка  $mc^2/E$ ) в направлении плоскости движения электронов. Однако если энергетический спектр электронов непрерывен, то всегда найдутся электроны, которые хотя и движутся на разных плоскостях, составляющих самые разные углы с магнитной силовой линией  $H$ , но имеют одинаковую компоненту энергии в направлении, перпендикулярном к  $H$ , а следовательно, все они излучают одну и ту же частоту  $\nu$ . Таким образом, и в случае регулярного магнитного поля можно иметь изотропное или почти изотропное поле излучения при условии, что энергетический спектр релятивистских электронов непрерывен.

Напишем (4) в виде:

$$I = C(\gamma) K H^{\frac{\gamma+1}{2}} s v^{\frac{1-\gamma}{2}}, \quad (6)$$

где

$$C(\gamma) = \frac{3}{\pi} \left( \frac{e^3}{mc} \right) \left( \frac{2e}{2\pi m^3 c^3} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} U(\gamma) \approx 1,3 \cdot 10^{-22} (5,4 \cdot 10^{18})^2 U(\gamma). \quad (7)$$

Величина функции  $C(\gamma)$  для некоторых значений  $\gamma$  приведена в табл. 1 [функция  $U(\gamma)$  при  $\gamma = 1, 2, 3$  и  $7$  равна соответственно:  $0,37$ ;  $0,125$ ;  $0,087$  и  $0,153$ ].

Таблица 1

Величина функции $C(\gamma)$				
$\gamma$	2	3	4	5
$C(\gamma)$	$0,47 \cdot 10^{-13}$	$0,95 \cdot 10^{-4}$	$2,85 \cdot 10^5$	$8,70 \cdot 10^{14}$

Заметим, что соотношение (6) справедливо для всех частот, кроме спектральных линий, видимого и фотографического диапазона непрерывного излучения независимо от концентрации нейтральных водородных атомов, то есть независимо от оптической толщи туманности в частотах  $L_c$  излучения, при условии, что в туманности отсутствует пыль.

Зависимость концентрации релятивистских электронов от расстояния при конусообразной форме туманности, очевидно, будет иметь вид:

$$N_e(E, r) \sim (r_0/r)^2, \quad (8)$$

где  $r_0$  есть радиус звезды или расстояние от центра звезды до того слоя на внешних слоях звезды, откуда происходит истечение релятивистских электронов. Что же касается закона изменения напряженности магнитного поля, то об этом пока трудно сказать больше того, что было сказано выше, в § 2. Поэтому дальнейший количественный анализ целесо-

образно провести для некоторых осредненных величин как в отношении  $N_e$ , так и  $N$  для основного объема туманности средний размер которой примем равным  $R$ .

Яркость кометарных туманностей, как было указано выше, не постоянна и меняется с течением времени. Обозначим через  $m_{PK}$  среднее значение интегральной фотографической звездной величины туманности. Тогда на Земле мы будем иметь приблизительно для потока излучения туманности  $F_\gamma$  (без внесения болометрической поправки):

$$F_\gamma = F_\odot 10^{-0.4(m_{PK} - m_\odot)}, \quad (9)$$

где  $m_\odot$  и  $F_\odot$  — болометрическая видимая величина и полный поток излучения Солнца. Поскольку нам неизвестна величина отношения болометрического потока излучения туманности к ее потоку в фотографическом интервале, то примем приблизительно, что (9) есть поток излучения туманности в фотографическом диапазоне.

Если видимая поверхность туманности в стерadianах равна  $\Omega$ , то для наблюдаемой интенсивности излучения туманности в фотографических лучах будем иметь из (9):

$$I_\nu = \frac{F_\odot}{\Omega \cdot \Delta\nu_{PK}} 10^{-0.4(m_{PK} - m_\odot)} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{гц} \cdot \text{стерадиан}, \quad (10)$$

где  $\Delta\nu_{PK}$  — ширина спектрального диапазона фотографической области спектра в единицах частот.

Из (6) и (10) найдем:

$$C(\gamma) K N^{\frac{\gamma+1}{2}} = \frac{F_\odot}{\Omega \cdot \Delta\nu_{PK}} \frac{1}{R} 10^{-0.4(m_{PK} - m_\odot)} \nu^{-\frac{\gamma-1}{2}}, \quad (11)$$

где  $\nu$  — средняя частота фотографической области. Это соотношение позволяет определить численную величину  $K$  при данном значении  $N$ , нужную для определения средней концентрации релятивистских электронов, обладающих энергией больше  $E_0$ , в туманности, с помощью следующего выражения:

$$N_e(E > E_0) = \int_{E_0}^{\infty} N_e(E) dE = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{K}{E_0^{\gamma-1}}. \quad (12)$$

Наконец, подставляя найденное из (11) значение  $K$  в (6), мы можем определить численное значение интенсивности выходящего из туманности синхротронного излучения для любой частоты видимой и фотографической области спектра при любых значениях оптической толщи туманности  $\tau_c$  (в частотах  $L_c$ -излучения). Этой же формулой (6), впрочем, мы можем вычислить интенсивность  $L_c$ -излучения, если  $\tau_c$  меньше единицы. Однако присутствие линий поглощения водорода в спектрах некоторых кометарных туманностей указывает на то, что оптическая толщина этих туманностей в частотах бальмеровской серии водорода порядка единицы, а, следовательно,  $\tau_c$  значительно больше единицы. Иначе говоря, кометарные туманности, в спектрах которых присутствуют линии поглощения, являются непрозрачными в частотах ультрафиолетового излучения ( $\tau_c \gg 1$ ), будучи прозрачными в частотах непрерывного излучения видимой области спектра.

Для определения интенсивности  $L_c$ -излучения синхротронного происхождения в некоторой точке туманности мы имеем:

$$I_c = \frac{\epsilon_v}{\alpha_c} (1 - e^{-\tau_c}), \quad (13)$$

где  $\alpha_c$  — объемный коэффициент поглощения в частотах  $L_c$ -излучения;  $\epsilon_v$  — объемный коэффициент излучения, который равен:

$$\epsilon_v = C(\gamma) K H^{\frac{\gamma+1}{2}} v^{\frac{1-\gamma}{2}}. \quad (14)$$

Подставляя в (13)  $\alpha_c = n_1 x_c$ , где  $n_1$  — концентрация нейтральных водородных атомов,  $x_c$  — средний коэффициент поглощения  $L_c$ -квантов, рассчитанный на один водородный атом, а также имея в виду, что  $\tau_c \gg 1$ , найдем:

$$I_c = \frac{A(\gamma)}{n_1 x_c} v^{\frac{1-\gamma}{2}}, \quad (15)$$

где обозначено через  $A(\gamma)$ :

$$A(\gamma) = C(\gamma) K H^{\frac{\gamma+1}{2}}. \quad (16)$$

Выражение (15) отличается от (6) только тем, что во

втором случае, то есть для частот видимой области спектра, интенсивность излучения в данной точке туманности зависит от линейной протяженности туманности  $R$ , в то время как интенсивность  $L_c$ -излучения в той же точке не зависит от размеров туманности.

Вычислим потерю энергии релятивистских электронов на излучение в пределах туманности.

Для потери энергии, обусловленной тормозным излучением релятивистских электронов в магнитном поле туманности, имеем (для случая  $E^2 \gg mc^2$ ) [14]:

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{2e^4 H^2}{3m^4 c^7} E^2 \text{ эрг/сек.}$$

Отсюда

$$\frac{1}{E} - \frac{1}{E_0} = \frac{2e^4 H^2}{3m^4 c^7} t,$$

где  $E_0$  — начальная энергия электронов (в момент  $t=0$ ).

Время  $t_0$ , необходимое для уменьшения первоначальной энергии в два раза, будет:

$$t_0 = \frac{3m^4 c^7}{2e^4 H^2 E_0}. \quad (17)$$

При  $E_0 \sim 10^{11}$  эв и  $H \sim 10^{-3}$  гаусс  $t_0$  получается ста лет.

Для того, чтобы релятивистские электроны покидали туманность, потребуется, следует думать, значительно меньше, в сравнении с  $t_0$ , времени. Отсюда можно заключить, что релятивистский электрон теряет, вследствие тормозного излучения в магнитных полях туманности, совсем небольшую долю своей энергии, и что электрон попадает в межзвездное пространство, практически не теряя своей первоначальной огромной энергии. Если это так, то кометарные туманности, вернее их ядра, должны являться своеобразными источниками космических лучей.

В приведенных рассуждениях не учтен факт наличия градиента напряженности магнитного поля в туманности. На близких расстояниях — ближе к ядру, напряженность магнитного поля высока и поэтому электроны в этих областях

могут терять. путем излучения, существенную часть своей энергии (потеря энергии пропорциональна квадрату напряженности магнитного поля).

Однако подобная экстраполяция нам кажется несколько необоснованной, хотя бы потому, что в настоящее время трудно описать, даже качественно, поведение электрона в сильных магнитных полях в области полюса. Мы также ничего не можем сказать о структуре магнитного поля в области полюса.

Что же касается остальных типов потерь, в частности ионизационных потерь релятивистских электронов в пределах туманности, то, следует думать, они незначительны.

### § 5. КОНЦЕНТРАЦИЯ ТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Атомы водорода на больших расстояниях от ядра (звезды) могут ионизоваться под влиянием ультрафиолетового синхротронного излучения, которое вырабатывается тут же, в туманности. С течением времени ионы водорода должны рекомбинироваться и получившиеся атомы должны возвращаться в нормальное состояние путем самопроизвольных каскадных переходов, давая эмиссионный спектр.

Однако присутствие линий поглощения в спектре некоторых кометарных туманностей указывает на то, что, начиная с некоторой линии бальмеровской серии водорода, переходы с нижнего уровня на верхний под влиянием излучения преобладают над рекомбинациями с того же верхнего уровня на данный нижний уровень. При значительном преобладании каскадных переходов над переходами снизу вверх мы будем иметь эмиссионную линию, но ее интенсивность будет уже меньше того значения, которое мы имеем в случае полной флуоресценции (планетарные туманности). В обратном случае будем иметь линию поглощения.

Судя по спектрограмме, например кометарной туманности NGC 2261, полученной Гринстейном [4], бальмеровская серия водорода наблюдается в эмиссии только в двух линиях— $H_\alpha$  и  $H_\beta$ ; в остальных линиях, начиная с  $H_\gamma$ , она наблюдается в поглощении. Отношение интенсивностей

$N_\alpha/N_\beta$  для NGC 2261 порядка десяти (весьма грубая оценка), то есть более чем в три раза больше, чем то значение, которое мы имеем в случае полной флуоресценции. Это свидетельствует о том, что указанная кометарная туманность непрозрачна в линиях бальмеровской серии водорода. Допустив теперь, что  $H_\alpha$  представляет собой чистую эмиссионную линию, мы тем самым получим возможность определить концентрацию обычных (тепловых) электронов в туманности.

В действительности картина будет осложнена тем, что оптическая толщина туманности в частотах бальмеровской серии водорода есть величина порядка единицы. Нетрудно понять, что в этом случае интенсивность  $H_\alpha$  линии будет больше той, что мы имеем в оптически прозрачной туманности, так как  $H_\alpha$ -кванты не могут в условиях туманности превращаться в кванты других частот, между тем кванты  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  и др. после каждого акта поглощения будут возвращаться в исходное положение путем каскадных переходов, давая тем самым по одному дополнительному кванту в частоте линии  $H_\alpha$ . Поэтому определенная указанным ниже способом концентрация тепловых электронов будет скорее верхней границей ее значения.

Энергия, излучаемая туманностью в единицу времени в частоте линии  $H_\alpha$  внутри столба с основанием в  $1 \text{ см}^2$  и длиной  $R$  (вдоль луча зрения), равна, при отсутствии поглощения:

$$z_3 A_{32} h \nu_\alpha n^+ n_e R, \quad (18)$$

где  $z_3 = n_3 / (n^+ + n_e)$ ,  $n^+$  и  $n_e$  — концентрация ионов водорода и свободных электронов в туманности соответственно.

Пусть нам известна из наблюдений эквивалентная ширина рассматриваемой линии  $W_\alpha$ , то есть ширина области в непрерывном спектре синхротронного излучения около линии  $H_\alpha$ , интенсивность которой равна интенсивности линии  $H_\alpha$ . Тогда мы можем написать для наблюдаемой интенсивности линии  $H_\alpha$ :

$$I_\alpha W_\alpha = C (\gamma) K H^{\frac{1+\gamma}{2}} \nu_\alpha^{\frac{1-\gamma}{2}} R W_\alpha. \quad (19)$$

В предельном случае имеем:

$$z_3 A_{32} h \nu_\alpha n^+ n_e = C(\gamma) K H^{\frac{\gamma+1}{2}} \nu_\alpha^{\frac{1-\gamma}{2}} W_\alpha. \quad (20)$$

Приняв  $n_e \approx n^+$ , найдем, имея в виду также (17):

$$n_e^2 = \frac{W_\alpha A(\gamma)}{z_3 A_{32} h} \nu_\alpha^{-\frac{1+\gamma}{2}}, \quad (21)$$

где  $\nu_\alpha$  есть частота линии  $H_\alpha$ .

### § 6. ИОНИЗАЦИЯ ВОДОРОДНЫХ АТОМОВ

Ионизация водородных атомов вызывается под влиянием ультрафиолетового излучения релятивистских электронов, выработанного в туманности, а не под влиянием разреженного излучения связанной с ней звезды (ядра). Выведем формулу ионизации для этого случая.

Считая, что ионизация водорода в туманности происходит только из основного состояния, будем иметь для числа ионизаций в единице объема за единицу времени:

$$n_1 \int_{\nu_0}^{\infty} k_{1\nu} \frac{I_c}{h\nu} d\nu, \quad (22)$$

где  $I_c$  — интенсивность  $L_c$ -излучения в данной точке туманности и определяется формулой (15) (для случая  $\tau_c \gg 1$ ). Поэтому будем иметь вместо (22):

$$\frac{A(\gamma)}{\nu_c h} \int_{\nu_0}^{\infty} k_{1\nu} \nu^{-\frac{1+\gamma}{2}} d\nu, \quad (23)$$

где  $n_1$  — число атомов водорода, находящихся в основном состоянии в единице объема,  $k_{1\nu}$  — коэффициент непрерывного поглощения, рассчитанный на один атом,  $\nu_0$  — частота ионизации.

Рекомбинации из ионизованного состояния происходят на все уровни, причем их общее число в единицу времени равно:

$$n^+ n_e \sum_1^{\infty} C_1(T_e) = \frac{n^+ n_e}{\delta} C_1(T_e), \quad (24)$$

где  $\delta$ —отношение числа рекомбинаций на первый уровень к полному числу рекомбинаций.

В стационарном случае число актов ионизации должно равняться числу рекомбинаций. Поэтому, приравняв (23) к (24), подставляя также значение  $C_1(T_e)$  (см., например, [15]),

$$C_1(T_e) = 4\pi \frac{g_1}{g^+} \frac{\mu h^2}{c^2 (2\pi\mu k T_e)^{3/2}} \int_0^{\infty} k_{1v} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT_e}} v dv, \quad (25)$$

получим:

$$\begin{aligned} \frac{A(\gamma)}{h\nu_c} \int_{\nu_0}^{\infty} k_{1v} v^{-\frac{1+\gamma}{2}} dv &= 4\pi \cdot n^+ n_e \frac{g_1}{g^+} \times \\ &\times \frac{\mu h^2}{c^2 (2\pi\mu k T_e)^{3/2}} \int_0^{\infty} k_{1v} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT_e}} v dv. \end{aligned} \quad (26)$$

Выражение в левой части этого равенства легко интегрируется, но интеграл в правой части берется в конечном виде лишь при допущении  $k_{1v} \approx v^{-2}$ . Приняв в обоих интегралах  $k_{1v} \sim v^{-2}$ , найдем:

$$\frac{n^+}{n_1} n_e = \frac{2\delta}{4\pi} \frac{g^+ A(\gamma)}{g_1 \gamma + 3} \frac{c^2 (2\pi\mu)^{3/2} (kT_e)^{1/2}}{n_1 \nu_c h^3} \nu_0^{-\frac{\gamma+3}{2}}$$

Имея в виду, что  $2\delta \approx 1$  и  $g^+/g_1 \sim 1$ , можем написать окончательно:

$$\frac{n^+}{n_1} n_e = \frac{1}{4\pi} \frac{A(\gamma) c^2 (2\pi\mu)^{3/2} (kT_e)^{1/2}}{\gamma + 3} \nu_0^{-\frac{\gamma+3}{2}}. \quad (27)$$

Это формула ионизации при синхротронном излучении, когда  $\tau_c \gg 1$ . Степень ионизации, как следует из этой формулы, обратно пропорциональна концентрации нейтральных атомов в ней. Последнее обстоятельство делает фор-

малу (27) тождественной с формулой (21), то есть обе они дают возможность определить только электронную (ионную) концентрацию в туманности.

Формула ионизации в случае  $\tau_c \ll 1$  имеет следующий вид:

$$\frac{n^+}{n_1} n_e = \frac{R A(\gamma)}{4\pi \gamma + 3} \frac{c^2 (2\pi\mu)^{3/2} (kT_e)^{1/2} v_0^{-1/2}}{h^3}. \quad (28)$$

Эта формула отличается от (27) в частности тем, что в ее правой части отсутствует  $n_1$ .

### § 7. ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОДОРОДНЫХ АТОМОВ

В условиях кометарных туманностей, вообще говоря, следует ожидать такую же малую степень возбуждения водородных атомов в субординатных уровнях, какую мы имеем в планетарных туманностях. Однако в отношении резонансного уровня дело обстоит несколько иначе.

Как известно, в планетарных туманностях населенность атомов во втором энергетическом состоянии относительно велика, так как она определяется плотностью  $L_\alpha$ -излучения  $\rho_\alpha$ , которая, в свою очередь, определяется плотностью  $L_c$ -излучения  $\rho_c$ . В общем случае зависимость  $\rho_\alpha$  от  $\rho_c$  можно представить в виде:

$$\rho_\alpha \approx 3\omega\tau_1\rho_c, \quad (29)$$

где  $\omega$  — отношение коэффициента поглощения в линии  $L_\alpha$  к коэффициенту непрерывного поглощения в частотах  $L_c$ -излучения;  $\tau_1$  — полная оптическая толщина кометарной туманности в частотах  $L_c$ -излучения. Примем соотношение (29) и в нашем случае с той лишь разницей, что  $\omega$  в этом случае будет определяться специфическими условиями переноса лучистой энергии синхротронного происхождения в кометарных туманностях.

Однако есть одна существенная разница, которая с точки зрения задачи переноса излучения отличает планетарные туманности от кометарных. Дело в том, что в первом случае  $L_c$ -излучение падает (от центральной звезды) на туманность только с ее одной, внутренней стороны, и в об-

ласти, где  $\tau_c > 1$ , мы  $L_c$ -квантов практически не имеем, в то время как во втором случае  $L_c$ -излучение возникает во всех точках туманности независимо от величины  $\tau_c$ . Иначе говоря, в случае кометарных туманностей „источников“  $L_c$ -излучения имеется в большем, а именно в  $\tau_1$  раз большем количестве, чем в случае планетарных туманностей. Поэтому, с учетом эффекта „источников“  $L_c$ -излучения, выражение (29) переписывается в виде:

$$\rho_c = 3\omega\tau_1^2\rho_c, \quad (30)$$

где  $\rho_c$  — плотность  $L_c$ -излучения в данной точке внутри туманности, соответствующая интенсивность которой дается формулой (15).

Для определения плотности  $L_c$ -излучения сначала определим число  $L_c$ -квантов,  $N_c$ , из (15). Имеем:

$$N_c = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{I_\nu}{h\nu} d\nu = \frac{2}{\pi n_1 z_c} \frac{A(\gamma)}{\gamma - 1} \nu_0^{-\frac{\gamma-1}{2}}. \quad (31)$$

Отсюда имеем для  $\rho_c$ :

$$\rho_c = \frac{2\nu_c}{\pi n_1 z_c} \frac{A(\gamma)}{\gamma - 1} \nu_0^{-\frac{\gamma-1}{2}}, \quad (32)$$

где  $\nu_c$  — средняя частота  $L_c$ -квантов\*.

Число переходов атомов водорода в единицу времени в единице объема из основного состояния во второе под влиянием  $L_c$ -излучения, очевидно, будет:

$$n_1 S_1 \frac{\rho_c c}{h\nu_c},$$

\* Собственно говоря, мы могли бы написать проще:

$$\rho_c = \frac{1}{c} \int_{\nu_0}^{\infty} I_\nu d\nu.$$

Но получаемое отсюда выражение для  $\rho_c$  будет обладать тем неудобством, что его нельзя будет применять для значений  $\gamma$  меньше трех.

где  $s_1$  — коэффициент селективного поглощения в центре линии  $L_2$ ,  $\rho_2$  — плотность излучения внутри линии  $L_2$ .

Число же самопроизвольных переходов со второго уровня на первый в единицу времени в единице объема будет  $n_2 A_{21}$ , где  $n_2$  — число водородных атомов в единице объема во втором уровне.

В стационарном состоянии должно быть, учитывая также (30):

$$3\omega\tau_1^2 n_1 s_1 \frac{\rho_c S}{h\nu_c} = n_2 A_{21}. \quad (33)$$

Отсюда найдем, подставляя значение  $\rho_c$  из (32), а также  $\tau_1 = n_1 z_c R$ :

$$\frac{n_2}{n_1^2} = 6\omega R^2 \frac{z_c s_1}{h A_{21}} \frac{\nu_c}{\nu_a} \frac{A(\gamma)}{\gamma - 1} \nu_0^{\frac{\gamma-1}{2}}, \quad (34)$$

или, после постановки значений универсальных постоянных, получим окончательно из (34):

$$\frac{n_2}{n_1^2} = 8,7 \cdot \omega s_1 R^2 \frac{A(\gamma)}{\gamma - 1} \nu_0^{\frac{\gamma-1}{2}}. \quad (35)$$

Это фактически наша формула степени возбуждения резонансного уровня в условиях кометарных туманностей. Особенность этой формулы заключается в том, что  $n_1$  присутствует (в знаменателе) в квадрате.

Что же касается  $s_1$ , входящего в (35), то в дальнейших вычислениях мы будем пользоваться его выражением, соответствующим случаю доплеровского уширения спектральных линий.

При пользовании формулой (35) следует знать величину  $\omega$ . В случае стационарных планетарных туманностей обычно  $\omega = 10^4 - 10^5$ . Однако учет градиента скорости движения между отдельными поглощающими слоями, а также учет перераспределения излучения по частотам приводит к уменьшению  $\omega$ . В нашем случае указанную величину следует определить путем решения уравнения переноса синхротронного излучения для той или другой модели туманности.

Есть основание полагать, однако, что найденная таким путем величина  $\omega$  будет мало отличаться от того, что имеем в планетарных туманностях.

#### § 8. КОНЦЕНТРАЦИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ ВОДОРОДА

Как было указано выше, в некоторых случаях кометарная туманность может быть непрозрачной в частотах линий бальмеровской серии водорода; на это указывает присутствие линий поглощения водорода в их спектрах. Вместе с тем туманность должна дать эмиссионные линии в частотах той же серии водорода. Поэтому наблюдаемые линии поглощения не будут „чистыми“; они будут „залиты“ эмиссионными линиями. То обстоятельство, что первые линии серии наблюдаются в эмиссии, а остальные — в поглощении, указывает, что эффект „заливания“ уменьшается по мере перехода от первых линий серии к последним. Если, теперь, допустить, что последняя линия поглощения, которую еще можно наблюдать в спектре данной кометарной туманности, не искажена эффектом „заливания“, то есть является чистой линией поглощения, то тем самым мы получим возможность определить концентрацию, вернее, нижнее значение концентрации водородных атомов во втором уровне. Далее, воспользуясь формулой (35) мы можем определить концентрацию нейтральных атомов водорода в туманности.

Чтобы решить первую часть задачи — определение концентрации водородных атомов во втором уровне,  $n_2$ , нужно иметь зависимость  $n_2$  от эквивалентной ширины линии поглощения  $W_\lambda$ . В интересующем нас случае эту зависимость следует вывести путем решения уравнения переноса излучения в частотах линий, учитывая специфические условия возникновения непрерывного спектра в условиях кометарной туманности. Однако можно задачу упростить, уподобив в первом приближении кометарную туманность с обращаемым слоем Солнца (звезд). Тогда мы можем воспользоваться уже готовыми выражениями для упомянутой зависимости между  $n_2$  и  $W_\lambda$ . Так, например, в случае элементарной теории кривой роста имеем (см., например [15], стр. 172):

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} = 2X_0 \frac{\Delta\nu_D}{\lambda} \int_0^{\infty} (e^{p^2} + X_0)^{-1} dp. \quad (36)$$

где

$$X_0 = n_2 s_2 R, \quad (37)$$

а  $s_2$  есть коэффициент селективного поглощения в центре данной линии бальмеровской серии водорода.

Наблюдения обычно дают величину  $W_\lambda$  в ангстремах. Тогда из (36) можно определить  $X_0$ , а затем из (37, —  $n_2$  при данном  $R$ . Концентрацию же нейтральных атомов  $n_1$  можно определить непосредственно из (35) и (37):

$$n_1^2 = 0,115 \frac{X_0}{R^2 n_2 s_1 s_2} \frac{\gamma - 1}{RA(\gamma)} \nu_0^{\frac{\gamma-1}{2}}. \quad (38)$$

#### § 9. ПРИМЕНЕНИЕ К ТУМАННОСТИ NGC 2261

Яркость переменной кометарной туманности NGC 2261 меняется в довольно широких пределах. Поэтому в дальнейших вычислениях мы будем исходить из приблизительной оценки средней величины потока излучения туманности в фотографических лучах.

Приняв для интегральной яркости этой туманности  $m_{PK} \approx 10^m$ , найдем из (11) приблизительно:

$$I, \approx 0,4 \cdot 10^{-17} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек гц стерадиан},$$

причем было принято для ширины спектрального диапазона  $\Delta\nu_{PK} = 2,4 \cdot 10^{14}$  гц (от 3600 до 5000 Å).

Далее, имея в виду (12) и (17), найдем величину функции  $A(\gamma) = C(\gamma) K N^{\frac{\gamma+1}{2}}$ . Что же касается среднего размера туманности  $R$ , то, не имея определенных данных на этот счет, примем ориентировочно  $R = 10^{18}$  см. В табл. 2 приведены значения  $A(\gamma)$ , а также  $K N^{\frac{\gamma+1}{2}}$  для ряда значений  $\gamma$  ( $C(\gamma)$  берется из табл. 1).

Определим среднюю концентрацию релятивистских электронов в пределах туманности в случае  $\gamma = 3$ . Для этого

нужно сначала определить, воспользуясь табл. 2, величину  $K$  для данного значения напряженности магнитного поля в туманности  $H$ , а затем  $N_e(E > E_0)$  из (13). Результаты приведены в табл. 3 ( $N_e$  вычислено для значений  $E_0$ , равных  $10^{11}$  и  $10^{12}$  эв).

Таблица 2

Значения функции $A(\gamma)$ и $KH^{\frac{\gamma+1}{2}}$ ( $R = 10^{18}$ см)				
$\gamma$	2	3	4	5
$A(\gamma)$	$1,06 \cdot 10^{-28}$	$2,80 \cdot 10^{-21}$	$7,42 \cdot 10^{-14}$	$1,96 \cdot 10^{-6}$
$KH^{\frac{\gamma+1}{2}}$	$2,25 \cdot 10^{-15}$	$2,94 \cdot 10^{-17}$	$2,60 \cdot 10^{-19}$	$2,25 \cdot 10^{-21}$

Как следует из данных этой таблицы, концентрация релятивистских электронов в туманности в среднем порядка  $10^{-10}$  см<sup>3</sup>, если считать, что напряженность магнитного поля порядка  $H \sim 10^{-3}$  гаусс. Приведенное значение  $N_e$  заметно превышает предполагаемую концентрацию релятивистских электронов в межзвездном пространстве.

Таблица 3

Концентрация релятивистских электронов (см<sup>-3</sup>)

$H$	$10^{-2}$	$10^{-3}$	$10^{-4}$
$K$	$3 \cdot 10^{-13}$	$3 \cdot 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{-9}$
$N_e(> 10^{11})$	$6 \cdot 10^{-12}$	$6 \cdot 10^{-10}$	$6 \cdot 10^{-8}$
$N_e(> 10^{12})$	$6 \cdot 10^{-14}$	$6 \cdot 10^{-12}$	$6 \cdot 10^{-10}$

Приняв для радиуса ядра (звезды)  $r_0 = 10^{12}$  см, найдем для концентрации инжектирующего потока электронов  $N_e(r_0) \approx 10^2$  см<sup>-3</sup> сравнительно высокое значение, если иметь в виду, что эта оценка относится не к какой-нибудь локальной области, а ко всей поверхности ядра. Этот результат свидетельствует о достаточно высокой мощности ядра кометарной туманности NGC 2261 в отношении испускания релятивистских электронов.

Концентрацию обычных (тепловых) электронов можно определить с помощью формулы (21). Подставляя в ней  $z_3 = 0,23 \cdot 10^{-20} \frac{1}{\text{г}}$  [16],  $A_{32} = 4,39 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$  [14], а также  $W_\alpha = 126 \text{ \AA} = 0,88 \cdot 10^{13} \text{ сек}^{-1}$  [4], найдем:

$$n_e^2 = 1,32 \cdot 10^{32} \cdot A(\gamma) \nu_\alpha^{-\frac{1+\gamma}{2}}. \quad (39)$$

Беря значения  $A(\gamma)$  из табл. 2, были определены этой формулой величины  $n_e$  для ряда значений  $\gamma$ . Результаты приведены в табл. 4.

Таблица 4  
Электронная концентрация  $n_e$  (см<sup>-3</sup>)  
в NGC 2261

$\gamma$	2	3	4	5
$n_e$	12	13	15	17

Из приведенных в табл. 4 данных следует, что, во-первых, электронная концентрация почти не зависит от  $\gamma$  и, во-вторых, она значительно — на один два порядка — меньше электронной концентрации планетарных туманностей.

Такие же по порядку величины результаты получаются и при использовании для определения электронной концентрации формулы (27).

По измерениям Гринстейна [4], эквивалентная ширина линии поглощения  $H\gamma$  порядка  $3 \text{ \AA}$ . Приняв эту линию за чистую линию поглощения, то есть не искаженную эффектом заливания эмиссионной линии  $H\gamma$ , можно определить из (36) и (37) концентрацию водородных атомов во втором уровне.

Имеем для  $s_2$ :

$$s_2 = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{\mu c} \frac{f_{ik}}{\Delta\nu_D}. \quad (40)$$

Приняв для линии  $H\gamma$ :  $\Delta\nu_D \approx 10^{11} \text{ сек}^{-1}$  (при  $T_e = 10000^\circ$ ),  $f_{ik} = 0,0221$ , найдем:  $s_2 = 0,33 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ . Из решения (36) найдем ( $W_\lambda/\lambda = 0,73 \cdot 10^{-3}$ ):  $X_0 \approx 10$ . Поэтому имеем из (37), при  $R = 10^{18} \text{ см}$ :

$$n_2 = 6,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}. \quad (41)$$

Совершенно так же найдем концентрацию нейтральных атомов из (36) для некоторых значений  $\gamma$ . Результаты приведены в табл. 5 ( $\omega = 5 \cdot 10^4$ ,  $s_1 = 6,2 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ ). Там же приведены отношения  $n_2/n_1$ , то есть степень возбуждения резонансного уровня.

Таблица 5  
Концентрация нейтральных атомов  $n_1$  ( $\text{см}^{-3}$ ) и степень возбуждения  $n_2/n_1$  в NGC 2261

$\gamma$	2	3	4	5
$n_1$	114	170	250	360
$n_2/n_1$	$6 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$

Сравнение данных, приведенных в табл. 5 и 4, позволяет сделать весьма интересный вывод о том, что в отличие от обычных газовых туманностей, в туманности NGC 2261 подавляющая часть водородных атомов находится в нейтральном состоянии; степень ионизации,  $n^+/n_1$ , порядка 0,1. Хотя этот вывод относится к туманности NGC 2261, он, по-видимому, верен и для остальных кометарных туманностей, свечение которых имеет синхротронное происхождение.

Оптическая толща туманности в частотах ультрафиолетового излучения при этих условиях получается, как и следовало ожидать, очень высокой — порядка  $10^3$  (при  $R = 10^{18} \text{ см}$ ).

Оптическая толща туманности в частотах бальмеровской серии водорода, вычисленная по формуле

$$t_1 = n_2 s_1 R = 1,5 \cdot 10^{-2} \frac{f_{1k}}{\Delta \nu_1} n_2 R, \quad (42)$$

для различных линий (при  $R = 10^{18} \text{ см}$ ) приведена в табл. 6.

То обстоятельство, что для  $H_\alpha$  получается очень высокое значение  $t_\alpha$ , нас не должно смущать; это лишь указывает на то, что  $H_\alpha$ -кванты перед тем, как выйти из туманности, должны испытывать многократное рассеяние. Поток же  $H_\alpha$ -излучения остается таким же, как если бы туман-

ность была прозрачной в этой частоте, так как в условиях туманностей кванты  $H_{\alpha}$  не могут превращаться в кванты других частот (см. § 10).

Таблица 6  
Оптическая толща NGC 2261  
в частотах бальмеровской се-  
рии водорода ( $R=10^{15}$  с.м)

	$t_1$
$H_{\alpha}$	28
$H_{\beta}$	4
$H_{\gamma}$	1.3
$H_{\delta}$	0.6
$H_{\epsilon}$	0.3

В остальных же линиях бальмеровской серии водорода оптическая толща туманности NGC 2261 порядка единицы.

#### § 10. ВОЗНИКНОВЕНИЕ КОМБИНИРОВАННОГО СПЕКТРА

В предыдущем параграфе был сделан важный вывод о том, что оптическая толща кометарной туманности NGC 2261 в частотах линий бальмеровской серии водорода порядка единицы и, следовательно, туманность в значительной своей части непрозрачна в частотах этих линий.

Последствия, вытекающие из этого вывода, напрашиваются сами собой. Если кометарная туманность, излучая относительно сильный непрерывный спектр, прозрачна в частотах непрерывного излучения, но непрозрачна в частотах линий, то этим она до некоторой степени отождествляется с обращающим слоем звезд: в этом случае неизбежно будет появление линий поглощения.

Но поскольку мы имеем дело с туманностью, то наряду с процессами рассеяния квантов непрерывного спектра в частотах линий в ней должны идти также процессы флуоресценции, при которых возбуждаются эмиссионные линии в тех же частотах. Крутизна бальмеровского декремента линий поглощения в общем случае будет отличаться от крутизны бальмеровского декремента эмиссионных линий.

Поэтому результирующий спектр в своем одном конце должен состоять из эмиссионных линий, а в другом конце — из линий поглощения. Так может возникнуть комбинированный спектр у некоторых кометарных туманностей. Например, у NGC 2261 линии  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  наблюдаются в эмиссии, а остальные — в поглощении.

В настоящем параграфе мы попытаемся проанализировать задачу возникновения комбинированного спектра кометарных туманностей пока в качественном отношении.

Начинаем с эмиссионных линий. Классическая теория бальмеровского декремента эмиссионных линий предполагает, что туманность прозрачна для всех линий бальмеровской серии водорода. В нашем же случае туманность непрозрачна к этим линиям, причем оптическая толщина  $t_1$  быстро падает с переходом от первых линий серии к последним (табл. 6). Вследствие этого обычный декремент (выведенный для случая  $t_1 = 0$ ) будет сильно искажен из-за эффекта самопоглощения. Нетрудно понять, что этот эффект должен привести к возрастанию относительных интенсивностей всех бальмеровских линий вследствие того, что наибольшее поглощение испытывает линия  $H_\beta$ . Можно, впрочем, дать приблизительную количественную оценку влияния указанного эффекта.

Обозначая через  $E_1$  энергию, выходящую из кометарной туманности в  $i$ -й линии бальмеровской серии, можем написать, аналогично (13), для всех линий этой серии, кроме  $H_\alpha$ ;

$$E_1 = E_1^0 \frac{1 - e^{-t_1}}{\alpha_1}, \quad (43)$$

где  $E_1^0$  — энергия, излучаемая единицей объема туманности в линии,  $\alpha_1$  — объемный коэффициент селективного поглощения.

Для линии  $H_\alpha$  выходящая энергия просто пропорциональна линейной протяженности туманности  $R$ :

$$E_\alpha = E_\alpha^0 R. \quad (44)$$

Из (43) можно написать для *наблюдаемого* бальмеровского декремента:

$$D_i = \frac{E_i}{E_\beta} = D_i^0 \frac{1 - e^{-t_i}}{1 - e^{-t_\beta}} \frac{t_\beta}{t_i}, \quad (45)$$

где  $D_i^0 = E_i^0/E_\beta^0$  есть, очевидно, теоретический бальмеровский декремент прозрачной туманности ( $t_\beta = 0$ ).

Для относительной интенсивности линии  $H_\alpha$  имеем из (44) и (43):

$$D_\alpha = D_\alpha^0 \frac{t_\beta}{1 - e^{-t_\beta}}. \quad (46)$$

В табл. 7 приведены вычисленные по (45) и (46) значения наблюдаемых бальмеровских декрементов для случаев  $t_\beta = 2$  и  $t_\beta = 4$ .

Как видно из приведенных в табл. 7 данных, эффект самопоглощения приводит к сильному возрастанию относительной интенсивности линии  $H_\alpha$ .

Это возрастание будет еще сильнее, если учесть, что часть энергии линии  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  и т. д. идет, при процессах поглощения и излучения энергии из непрерывного спектра, на образование новых  $H_\alpha$ -квантов. По измерениям Гринстейна [4], эквивалентные ширины линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  в спектре NGC 2261 равны 126 и 13 Å соответственно. Хотя эти данные не исправлены за спектральную чувствительность фотопластики, тем

не менее они свидетельствуют о высокой относительной интенсивности линии  $H_\alpha$ .

При достаточно больших значениях  $t_\beta$  может наступить такой момент, когда в спектре туманности будет присутствовать только одна эмиссионная линия —  $H_\alpha$ .

Что же касается остальных линий серии, то, как следует из табл. 7, самопоглощение приводит к уменьшению крутизны бальмеровского декремента (начиная с  $H_\beta$ ).

Таблица 7

Наблюдаемый бальмеровский декремент  $D_i$  при различных значениях  $t_\beta$

	$D_i$		
	$t_\beta=0$	$t_\beta=2$	$t_\beta=4$
$H_\alpha$	2,78	6,5	11
$H_\beta$	1	1	1
$H_\gamma$	0,50	0,85	1,30
$H_\delta$	0,29	0,58	0,89
$H_\epsilon$	0,18	0,39	0,64

Этот возрастание будет еще сильнее, если учесть, что часть энергии линии  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  и т. д. идет, при процессах поглощения и излучения энергии из непрерывного спектра, на образование новых  $H_\alpha$ -квантов. По измерениям Гринстейна [4], эквивалентные ширины линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  в спектре NGC 2261 равны 126 и 13 Å соответственно. Хотя эти данные не исправлены за спектральную чувствительность фотопластики, тем

Переходим к линиям поглощения. Они возникают, как обычно, в результате рассеяния квантов непрерывного спектра в частотах линий. Крутизна бальмеровского декремента линий поглощения обычно значительно меньше крутизны декремента эмиссионных линий. В частности, относительная интенсивность линии  $H_\alpha$  даже не доходит до двух. Эта разница в декрементах приводит к тому, что линии поглощения в начале серии будут залиты эмиссионными линиями с избытком, а в конце — с недостатком. В результате получим спектр, первые линии которого будут присутствовать в эмиссии, остальные — в поглощении. Подобная картина наблюдается, как было указано выше, в отношении туманности NGC 2261.

При выводе теоретического декремента линий поглощения следует учесть следующее обстоятельство. Дело в том, что если при трактовке задачи возникновения линий поглощения в условиях звездных атмосфер принимается, например, что количество поглощенных квантов в линиях равно количеству излученных квантов, то в условиях туманностей такое равенство больше не может иметь места. В этом случае из поглощенных квантов, например, в частоте линии  $H_\beta$ , только некоторая часть  $\varepsilon_\beta$ , опять переизлучается в частоте линии  $H_\gamma$  при переходах  $4 \rightarrow 2$ . Остальная же часть,  $1 - \varepsilon_\beta$ , в условиях туманностей должна идти каскадным путем  $4 \rightarrow 3 \rightarrow 2$ , излучая линии  $P_\alpha$  и  $H_\alpha$ . Таким образом, в условиях кометарных туманностей может иметь место своеобразное „истинное“ поглощение, когда в результате флуоресценции часть энергии квантов  $H_\beta$  превращается в энергию других квантов.

Величину коэффициента  $\varepsilon_1$  для некоторой бальмеровской линии, очевидно, можно определить из соотношения:

$$\varepsilon_1 = \frac{A_{12}}{\sum_{j=2}^{i-1} A_{1j}}. \quad (47)$$

Строго говоря, при написании условия лучистого равновесия следовало бы учесть также ту энергию, которая излучается доп. нительно в частоте рассматриваемой линии за счет переходов, осуществляемых из вышележащих

уровней в данный уровень. При этом  $\epsilon_1$  будет несколько больше того, что дает (47). Однако вычисления по точной формуле, которую нетрудно написать, показывают, что эта поправка незначительна; для линии  $H_\alpha$  разница составляет всего 6% (получается 1,06 вместо 1).

В табл. 8 приведены значения  $\epsilon_1$ , вычисленные по (47) для некоторых линий. Как следует из данных этой таблицы, только в линии  $H_\alpha$  количество излучаемой энергии равно количеству поглощенной энергии (чистое рассеяние), в то время как в линии, например,  $H_\gamma$  излучается только около одной четвертой части первоначально поглощенной энергии.

Таблица 8

	$\epsilon_1$
$H_\alpha$	1
$H_\beta$	0,483
$H_\gamma$	0,340
$H_\delta$	0,274
$H_\epsilon$	0,236

Учет указанного эффекта, очевидно, приводит к тому, что относительная интенсивность линии поглощения будет увеличиваться—по сравнению с тем, что имеем в случае чистого рассеяния, и тем больше увеличивается, чем дальше уходим от начала серии. Иначе говоря, при этом еще слабее будет крутизна бальмеровского декремента линий поглощения и еще больше будет вероятность того, что после слияния с эмиссионными линиями, результирующий спектр в своем конце будет содержать только линии поглощения.

#### § 11. О ПРИЧИНАХ ОТСУТСТВИЯ ЗАПРЕЩЕННЫХ ЛИНИЙ

В спектре туманности NGC 2261 и, по-видимому, у большинства кометарных туманностей отсутствуют запрещенные линии  $N_1$ ,  $N_2$ . В отношении фиолетового дублета  $\lambda 3727$  нам не удалось в литературе найти каких-нибудь сведений.

Если химический состав планетарных туманностей таковой же, что и химический состав планетарных туманностей, то независимо от природы ионизирующего излучения отношение концентрации ионов водорода к концентрации однажды ионизованных атомов кислорода должно быть в обоих случаях одним и тем же, так как потенциалы ионизации водорода и нейтрального кислорода практически одинаковы.

Поэтому в спектрах кометарных туманностей линия  $\lambda 3727$  должна присутствовать наряду с линией  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ .

Иначе обстоит дело с линиями  $N_1$  и  $N_2$ , а также  $\lambda 4363$  [OIII]. Здесь уже может играть роль распределение ионизирующего излучения по частоте. В данном случае, оказывается, могут быть разные варианты. Например, если энергетический спектр релятивистских электронов непрерывен, то есть закон  $J_{\nu} \sim \nu^{\frac{1-\gamma}{2}}$  нигде не прерывается, доля энергии (при  $\gamma = 4$ ), идущая на ионизацию водорода,  $E(H^+)$ , равна по порядку величине энергии, идущей на вторую ионизацию кислорода,  $E(O^{++})$ . Между тем в случае планетарных туманностей это отношение порядка 0,1, то есть  $E(H^+)/E(O^{++}) \sim 0,1$  (при температуре ядра  $T_* = = 50000$ ). Отсюда следует, что в случае синхротронного из-

лучения по закону  $J_{\nu} \sim \nu^{\frac{1-\gamma}{2}}$  относительное число дважды ионизованных атомов кислорода должно быть значительно больше по сравнению с тем, что мы имеем в случае планетарных туманностей. Следовательно, в этом случае линии  $N_1$  и  $N_2$  не только должны присутствовать в кометарных туманностях, но и обладать большой яркостью. Но ничего подобного не наблюдается.

Совсем другой результат получается, когда рассматриваем монохроматический пучок релятивистских электронов. В этом случае, как известно, интенсивность излучения в сторону ультрафиолетовых частот падает значительно сильнее (по экспоненциальному закону). Вычисления показывают, что в этом случае отношение  $E(H^+)/E(O^{++})$  может быть на один-два порядка больше, чем в случае планетарных туманностей. Ясно, что при таких условиях линии  $N_1$ ,  $N_2$ , в равной мере и  $\lambda 4365$ , не могли быть наблюдаемы в кометарных туманностях.

Однако есть другое обстоятельство, которое, по-видимому, также препятствует появлению указанных линий в кометарных туманностях. Дело в том, что относительное количество нейтральных водородных атомов ( $n_1/n^+$ ) в кометарных туманностях значительно — в несколько десятков

тысяч раз—больше, чем в планетарных туманностях. Это значит, что в кометарных туманностях имеются в достаточном количестве нейтральные водородные атомы, которые могли бы поглощать не только волны короче  $912 \text{ \AA}$ , но и волны короче  $352 \text{ \AA}$  (граница ионизации  $O^+$ ). Если это так, то дважды ионизованные атомы в кометарных туманностях практически не должны присутствовать.

## § 12. ВОЗМОЖНОСТЬ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

До сих пор ни у одной кометарной туманности, в том числе и у NGC 2261, не был установлен факт радиоизлучения. Представляет поэтому интерес обсуждение вопроса о радиоизлучательной способности кометарной туманности, в особенности после того, когда ее свечение в оптическом диапазоне целиком связывается с релятивистскими электронами.

В настоящее время мы имеем по крайней мере один пример — Крабовидная туманность, свечение которой, как показал И. С. Шкловский [17], в оптическом и радиодиапазонах обусловлено излучением релятивистских электронов. Однако тут есть одно обстоятельство, на которое следовало бы обратить внимание. Ответственными за радиоизлучение являются электроны с энергией  $E < 10^9 \text{ эв}$  (при  $H \sim 10^{-4} \text{ гаусс}$ ), в то время как ответственными за оптическое излучение являются более жесткие электроны с энергией  $E \sim 10^{11} - 10^{12} \text{ эв}$ . И хотя при определении концентрации релятивистских электронов для последних применяется спектр типа  $N_e = KE^{-\gamma}$ , но отнюдь не предполагается, что значения  $K$  и  $\gamma$  остаются постоянными во всем диапазоне от  $E = 10^9 \text{ эв}$  до  $E = 10^{12} \text{ эв}$ . Как раз наоборот, считается, что спектр типа  $N_e = KE^{-\gamma}$  справедлив только в пределах данного диапазона (оптического или радио) и что параметры этого спектра —  $K$  и  $\gamma$ , имеют разные значения в этих диапазонах. Так, например, согласно [17], имеем для оптического диапазона:  $N_e(E > 3 \cdot 10^{11}) = 2,4 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ , а для радиодиапазона:  $N_e(E > 2 \cdot 10^7) \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}$ . Между тем, допустив, что излучение в обоих диапазонах обусловлено электронами,

имеющими единый спектр, мы должны были бы иметь  $N_e(E > 2 \cdot 10^7) \approx 1 \text{ см}^{-3}(1)$ .

Для того, чтобы кометарная туманность излучала радиоволны, нужно, чтобы в ее средних частях существовали релятивистские электроны с энергией порядка  $10^8 - 10^9 \text{ эв}$ , а в близких к ядру областях, где напряженность магнитного поля больше, энергия электронов должна быть еще меньше. Поэтому отсутствие заметного радиоизлучения у кометарных туманностей следует объяснить просто отсутствием или недостаточным количеством электронов с энергией  $E \sim 10^9 \text{ эв}$ .

Релятивистские электроны в Крабовидной туманности, как предполагают, появились в основном в результате взрыва в центральной звезде, хотя есть признаки, говорящие о том, что ее ядро и сейчас испускает их. В кометарных же туманностях они непрерывно пополняются за счет инжекции из полярных областей ядра. По-видимому, условия в близких к полюсу областях таковы, что электроны со сравнительно низкой энергией не могут вырываться и добираться до средних частей туманности, где они могли бы генерировать радиоволны.

### § 13. КОЛЕБАНИЯ ЯРКОСТИ ТУМАННОСТИ

Одной из характерных особенностей туманности NGC 2261 является неравномерность распределения яркости по ее видимой поверхности и неравномерность изменения блеска и структуры. Чаще всего туманность имеет пятнистую структуру, когда яркие области различных размеров чередуются с более или менее темными прогалинами. Иногда области максимальной яркости расположены непосредственно около ядра, иногда они находятся далеко от ядра, где-то в центральных частях туманности. Отмечается также независимость изменения блеска туманности от изменений блеска звезды; нет определенной корреляции между амплитудой изменения яркости звезды и амплитудой изменения яркости туманности. Хорошее представление об изменениях формы, структуры и яркости этой туманности дают известные фотографии Лампланда [3].

В рамках гипотезы о синхротронной природе свечения кометарных туманностей эти особенности распределения и поведения яркости, а также изменчивости их формы, получают простое объяснение.

Для большей наглядности допустим, что из области магнитного полюса ядра выбрасывается строго однородный пучок релятивистских электронов, то есть все электроны этого лучка имеют одинаковую энергию. Тогда, согласно (3), интенсивное излучение указанных электронов в оптическом диапазоне возможно только в определенном интервале напряженности магнитного поля  $H$ . Так, например, при  $E = 10^{11}$  эв оптический диапазон от  $\lambda = 3200 \text{ \AA}$  до  $\lambda = 7000 \text{ \AA}$  будет излучаться в интервале напряженности от  $H = 2,2 \cdot 10^{-2}$  гаусс до  $H = 5 \cdot 10^{-3}$  гаусс. Но напряженность магнитного поля неодинакова во всех точках туманности; она уменьшается с удалением от ядра. Поэтому до расстояния  $r_1$ , где  $H = 2,2 \cdot 10^{-2}$  гаусс, туманность должна выглядеть темной. В действительности она излучает волны более короткие, чем  $\lambda 3200 \text{ \AA}$  (вакуумный ультрафиолет и ультракороткие волны). Начиная с расстояния  $r_1$  до расстояния  $r_2$ , где  $H = 5 \cdot 10^{-3}$  гаусс, туманность должна быть светлой, переходя от синего цвета около границы  $r_1$ , до красного около границы  $r_2$ . Дальше  $r_2$  туманность опять должна быть темной; в действительности она излучает волны длиннее  $\lambda 7000 \text{ \AA}$  (инфракрасные и радиоволны).

На рис. 1 приведен график зависимости  $H$  от  $\lambda$  для различных значений  $E$ . Пунктирными линиями обозначены границы оптического диапазона. Приведенный график одновременно дает зависимость  $E$  от  $H$ .

Таким образом, в зависимости от состава и однородности пучка релятивистских электронов, максимум яркости может получиться на любом расстоянии от ядра. При наличии сразу нескольких пучков, более или менее однородных, но с различными значениями  $E$ , мы будем иметь сразу несколько максимумов различной яркости и на различных расстояниях от ядра; получается то, что выше было названо

„пятнистой структурой“ туманности. Теперь достаточно небольшого колебания в составе пучков, чтобы пятна перемещались с одного места на другое (дрейф пятен), а то и совсем исчезли. Если, наконец, энергетический спектр релятивистских электронов будет непрерывным, то вместо пятен мы будем иметь сплошную туманность с монотонно падающей яркостью с удалением от ядра.

Динамичность структуры туманности, в частности изменчивость распределения ее яркости, еще больше уси-

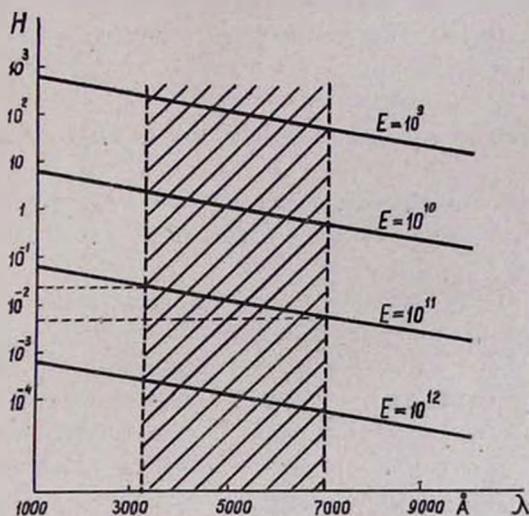


Рис. 1.

лится, если ко всему этому прибавить эффект вращения звезды. В этом случае сами пучки релятивистских электронов должны производить колебательные движения (в проекции на небесной сфере) с периодом, равным периоду вращения звезды вокруг оси, и с угловой амплитудой, равной удвоенной величине угла, составленного магнитной осью и осью вращения. При этом можно ожидать перемещения (дрейф) ярких или темных пятен не только вдоль, но и поперек туманности. Это относится также к движению известных „теней“, о которых говорилось выше, в § 1. Вычисления показывают, что при продолжительности периода обращения

звезды вокруг своей оси, равной 30 дням, и при угле между магнитной осью и осью вращения, равном  $15^\circ$ , скорость перемещения „теней“, проходящих по туманности на расстоянии от ядра, равном  $5 \cdot 10^{18}$  см, будет порядка 200000 км/сек, или  $1/4''$  в день, то есть такой, какой получен из наблюдений в некоторых случаях (при расстоянии NGC 2261 от нас порядка 500 парсек).

Таким образом, в настоящее время можно указать, по крайней мере, три причины, вызывающие изменение в свечениях кометарных туманностей:

1. Колебание энергетического спектра релятивистских электронов.
2. Вращение звезды.
3. Колебания напряженности магнитного поля в туманности.

Роль последнего фактора будет особо эффективной в том случае, когда связанная с туманностью звезда обладает переменным магнитным полем.

Указанные выше причины, вызывающие изменения блеска кометарной туманности, могут действовать одновременно в одни моменты жизни туманности и неодновременно — в другие моменты. Наряду с этим, не все из перечисленных факторов могут влиять на блеск звезды-ядра. Отсюда становится понятным, почему колебания блеска звезды и туманности происходят в общем случае независимо друг от друга

#### § 14. ПОКАЗАТЕЛЬ ЦВЕТА

Посмотрим теперь, каким будет цвет туманности, свечение которой имеет синхротронную природу?

Переходя от шкалы частот к шкале длин волн, можем написать вместо (6):

$$I_\lambda = C' \lambda^{\frac{1}{2}} \quad (48)$$

Для определения теоретического значения показателя цвета (в интернациональной системе) имеем следующее выражение, с учетом (48):

$$CI = -2.51g \frac{\int P_{\lambda} \lambda^{\frac{\gamma-5}{2}} d\lambda}{\int V_{\lambda} \lambda^{\frac{\gamma-5}{2}} d\lambda} + 1.04, \quad (49)$$

где  $P_{\lambda}$  и  $V_{\lambda}$  — коэффициенты спектральной чувствительности приемника в фотографических и фотовизуальных лучах соответственно и берутся из [18].

В табл. 9 приведены величины  $CI$ , вычисленные по (49), для ряда значений  $\gamma$ .

Таблица 9

Теоретические значения показателя цвета при синхротронном излучении

$\gamma$	2	3	4	5
$CI$	+0.29	+0.38	+0.52	+0.64

Как следует из приведенных данных, туманность должна иметь красный цвет, если ее свечение имеет синхротронное происхождение. Как нам любезно сообщил Д. А. Рожковский, туманность NGC 2261 имеет, по предварительным определениям, положительный показатель цвета\*.

Теоретические возможности спектра синхротронного излучения, однако, не исчерпываются приведенными результатами. Как показано М. Тер-Микаэляном [19], в определенных случаях, а именно, когда выполняется условие

$$\nu < \sqrt{\frac{4\pi e^2 N}{m_e}} \cdot \frac{E}{mc^2}, \quad (50)$$

$N$  — концентрация тепловых электронов в среде, где происходит торможение релятивистских электронов, излучение последних будет обладать спектром с более сильным (экспоненциальным) падением интенсивности излучения в сторону длинных волн, чем то, которое мы имели выше (степенная зависимость от  $\nu$ ). В этом случае общее излуче-

\* Приведенную в [5] оценку показателя цвета, основанную на одном наблюдении этой туманности, следует считать неправильной.

ние может характеризоваться также отрицательным показателем цвета. Но, как показывают конкретные вычисления, отрицательный показатель цвета может дать электрон с энергией порядка  $10^{18} - 10^{19}$  эв при его движении в магнитном поле с напряженностью  $10^{-9} - 10^{-10}$  гаусс (!).

Однородный пучок релятивистских электронов в близких к ядру областях должен излучать более короткие волны, а на далеких — более длинные. Отсюда следует, что с удалением от ядра туманность, вообще говоря, должна краснеть. Поскольку иметь строго однородный пучок мало вероятно, то в действительности указанная закономерность должна быть выявлена не очень сильно. Тем не менее, эффект покраснения туманности NGC 2261 с удалением от ядра, по-видимому, был обнаружен в [7]. Вообще было бы интересно провести детальное колориметрическое исследование отдельных кометарных туманностей при различных фазах их переменности.

Свечение кометарной туманности, а также ее цвет, согласно изложенной концепции, обусловлены исключительно релятивистскими электронами. Свечение же ядра-звезды, а также ее цвет, обусловлены совсем другими причинами, хотя в данном случае роль релятивистских электронов и очевидна (см. § 16). Отсюда вытекает, что в общем случае не следует ожидать существования строгой корреляции между цветом туманности и колебаниями цвета звезды. Этот вывод подкрепляется наблюдениями [4], согласно которым цвет туманности не следует за изменениями цвета звезды.

#### § 15. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Убедительное доказательство в пользу синхротронной природы свечения кометарных туманностей могут дать результаты их поляриметрических исследований.

Почти все излучение релятивистского электрона, как известно, сосредоточено в пределах очень узкого угла около плоскости движения электрона. Поэтому синхротронное излучение должно быть поляризовано, причем плоскость поляризации должна быть перпендикулярна магнитной силовой линии в данной точке. Что же касается степени поляризации, то она обычно очень высокая и зависит от показателя

$\gamma$  энергетического спектра релятивистских электронов. Однако эта зависимость слаба; при  $\gamma = 2$ , например, степень поляризации равна 71%, а при  $\gamma = 3$  — 76% [20].

Магнитные силовые линии униполярного поля в области кометарной туманности в первом приближении можно представить в виде прямых лучей, исходящих из ядра. Поэтому по своему характеру синхротронное излучение должно показать радиальную поляризацию, то есть такую же, какую мы имели бы, если свечение туманности было обусловлено простым отражением света ядра пылевыми частицами туманности. Однако магнитные силовые линии униполярного поля не представляют собой идеальных прямых лучей и поэтому следовало бы ожидать некоторое отклонение от чисто радиальной поляризации, в особенности на краях туманности.

Уже в полученной в [5] картине поляризации света туманности NGC 2261 такое отклонение замечено. Наноса на одну из карт распределения поляризации по этой туманности силовые линии униполярного поля (ориентировочно), увидим, что направления плоскости поляризации лучше согласуются с униполярными силовыми линиями, чем с прямыми лучами. Иначе говоря, условие перпендикулярности плоскости поляризации (магнитного вектора) к магнитной силовой линии выполняется лучше в случае униполярного поля, чем условие перпендикулярности той же плоскости к прямым лучам в случае отражения.

Что же касается степени поляризации света в данной точке изображения туманности, то тут сказывается эффект проекции, приводящий к уменьшению абсолютного значения степени поляризации в сравнении с ее теоретической величиной. Влияние этого эффекта должно быть относительно малым на краях туманности, вследствие чего в этих частях туманности степень поляризации должна быть несколько больше, чем ее среднее по всей туманности значение. Полученные Э. Е. Хачикяном и, в особенности, Н. А. Размадзе [7], результаты, по-видимому, подтверждают этот вывод.

В особо благоприятных случаях влияние эффекта проекции может быть незначительным для отдельных ярких, локализованных частей туманности, вследствие чего в этих местах можно ожидать очень высокую степень поляризации, сравнимую с ее теоретическим значением. Этот вывод также подтверждается наблюдениями, согласно которым степень поляризации в отдельных точках туманности NGC 2261 достигает 30% [5], а в некоторых случаях до 50 — 60% [7] (во втором случае диафрагма в микрофотометре, вырезающая на фотопластинке область для фотометрирования, имела в три раза меньшие размеры, чем в случае [5]).

#### § 16. ЯДРО КОМЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Звезда R Моп, являющаяся ядром туманности NGC 2261, безусловно обладает газовой оболочкой. Мы полагаем, что условия свечения этой оболочки аналогичны с условиями, определяющими свечение самой туманности. Ионизирующее излучение, необходимое для возбуждения эмиссионных линий водорода, имеет синхротронное происхождение и поступает в оболочку или из верхних слоев атмосферы звезды, или же генерируется непосредственно в оболочке.

Не исключена возможность того, что релятивистские электроны выбрасываются не только из активного полюса (в сторону туманности), но и со всех сторон радиально от звезды, в том числе и из ее экваториальных областей. Однако, в отличие от релятивистских электронов, вылетающих из полярных областей, которые, навиваясь вокруг магнитных силовых линий, могут уйти от ядра очень далеко, релятивистские электроны, вылетающие радиально из экваториальных областей звезды, пересекают магнитные силовые линии почти под прямым углом и поэтому будут захвачены этими полями, образуя вокруг звезды облако из релятивистских электронов.

Более вероятно, однако, что указанное светящееся облако состоит в основном не из таких радиально-вылетающих электронов, а из „эвакуированных“ из главного очага, то есть из полюса релятивистских электронов; в этом случае электроны будут навиваться вокруг силовых линий, кото-

рые проходят почти параллельно поверхности звезды из областей полюса до экватора. Форма этого облака, а следовательно ядра туманности, определится в основном структурой магнитных силовых линий на внешних границах звезды и в общем случае она может отличаться от сферической.

Интересно заметить, что в случае звезды с униполярным полем или с эксцентрично расположенным дипольным полем второй, но небольшой максимум напряженности магнитного поля мы будем иметь в противоположной стороне, в отношении полюса звезды. Поэтому попавшие туда электроны будут, при всех равных условиях, светиться несколько сильнее, чем в остальных частях ядра; получится небольшой светлый выступ с противоположной стороны кометарной туманности, симметрично ядру, что и наблюдается у некоторых кометарных туманностей, в том числе и у NGC 2261.

Если униполярность поля или эксцентричность в расположении диполя будут выражены не слишком резко, то напряженность магнитного поля с противоположной стороны ядра (условно — „южный полюс“) может достигнуть заметных значений; в этом случае противоположный выступ будет развит более сильно. По-видимому, этот случай имеет место у кометарной туманности NGC 2245, а также IC 446.

Что же касается природы эмиссионных линий и линий поглощения в оболочке, то они имеют такое же происхождение, что и в самой туманности. Некоторые отличия в условиях туманности и оболочки вокруг звезды могут привести к некоторой разнице в их интенсивностях и ширине, что и наблюдается в действительности.

#### § 17. ДРУГИЕ ТИПЫ КОМЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Обычно кометарными называют только те диффузные туманности, у которых внешняя форма имеет вид кометарных хвостов. Между тем из всего вышеизложенного следует, что кометарные туманности отличаются от обычных диффузных и планетарных туманностей не одним своим видом, а прежде всего физической природой протекающих в

них процессов. Поэтому вопрос о том, будет ли данная, в самом деле кометарная, туманность иметь для наблюдателя вид кометы, является делом пространственной ориентации в отношении наблюдателя. В тех случаях, когда ось вращения звезды или магнитная ось туманности будет направлена в сторону наблюдателя, никакой кометарной формы мы, конечно, не увидим. Приведем несколько примеров.

Недалеко от туманности NGC 2261 имеются три интересных диффузных объекта: NGC 2245, IC 446 и NGC 2247. Н. А. Размадзе любезно представил нам снимки, а также спектрограммы этих туманностей, полученные им на 70-сантиметровом менисковом телескопе Абастуманской астрофизической обсерватории. Судя по этим снимкам, NGC 2245 является типичной кометарной туманностью, с хорошо развитым противоположным выступом („южный“ выступ). IC446 также является кометарной туманностью, но уже не такой типичной — у нее почти одинаково хорошо развиты (правда, не в длину, а вширь) оба выступа. Что же касается NGC 2247, то этот объект совершенно не имеет вида кометарной туманности: он имеет вид довольно симметричного диска, в центре которого расположено ядро. Между тем, все эти три объекта имеют, в фотовизуальной области, спектры (полученные с помощью объективной призмы), почти идентичные во всех отношениях друг с другом (данных о фотографической области пока не имеется). Отсюда можно заключить, что NGC 2247 также, по всей вероятности, является кометарной туманностью, с той лишь разницей, что ее магнитная ось направлена в сторону наблюдателя. Было бы интересно провести специальное колориметрическое и поляриметрическое исследования в отношении этой туманности. В частности, поляризация для нее должна быть радиальной, а степень поляризации должна возрастать с удалением от ядра.

Судя по интенсивности линии  $H_{\alpha}$  (в сравнении с интенсивностью непрерывного спектра), относительная обильность водорода в указанных трех туманностях такая же, что и в

NGC 2261; в этом отношении все они идентичны друг с другом.

Во многих отношениях, и прежде всего по своей внешней форме, кометарная туманность NGC 6729 сходна с NGC 2261. Данными о цвете этой туманности мы не располагаем, но о поляризации имеется исследование Уитнея и Уэстона [21]. Свет от этой туманности оказывается радиально поляризованным (в отношении ядра - звезды RGrA) со средним значением степени поляризации, равным 15%. В некоторых точках туманности степень поляризации доходит до 35%. Интересна структура этой туманности; некоторые детали в ней могут являться признаком присутствия в туманности регулярных полей с криволинейными траекториями (см. фотоснимок этой туманности в [21]).

Наряду с перечисленными объектами, имеются также кометарные туманности с чисто непрерывным спектром (NGC 1555), или с присутствием очень слабой, в сравнении с интенсивностью непрерывного спектра, эмиссионной линией  $H_{\alpha}$  (туманность B10[22]). Отсутствие или крайнюю слабость водородных линий в спектрах этих туманностей следует объяснить просто незначительностью количества водорода в них.

### З а к л ю ч е н и е

В настоящей работе сделана попытка показать, что многие факты, относящиеся к кометарным туманностям, могут получить удовлетворительное объяснение при гипотезе, что в кометарных туманностях имеются магнитные поля, а их ядра испускают релятивистские электроны. Кометарные туманности отличаются от обычных диффузных туманностей, по всей вероятности, не только одной своей формой, а прежде всего самой природой протекающих в них физических процессов и особым характером их связи со звездами. Ниже перечисляются основные результаты, полученные в рамках упомянутой гипотезы:

1. Свечение в непрерывном спектре кометарных туманностей и, в частности NGC 2261, обусловлено синхротрон-

ным излучением релятивистских электронов в магнитных полях туманности. Структура магнитного поля и величина его напряженности контролируются магнитным полем звезды-ядра. Появление же релятивистских электронов в туманности является следствием их инжекции из области магнитного полюса звезды.

2. Ядро кометарной туманности представляет собой звезду или с униполярным общим магнитным полем, или же с эксцентрично расположенным дипольным полем. Отмечается роль переноса магнитного поля вместе с дрейфующей материей

3. Ионизация водородных атомов осуществляется за счет ультрафиолетового синхротронного излучения, генерируемого в пределах самой туманности. Кометарные туманности, по-видимому, характеризуются малой степенью ионизации: степень ионизации порядка 0,1 (то есть  $\frac{n^+}{n_1} \sim 0,1$ ).

4. Электронная концентрация в туманности NGC 2261 порядка  $n_e \approx 15 \text{ см}^{-3}$ . Концентрация нейтральных атомов порядка  $n_1 \approx 200 \text{ см}^{-3}$ .

5. Кометарные туманности в некоторых случаях могут быть непрозрачными в линиях бальмеровской серии водорода, в результате чего в их спектрах могут появляться линии поглощения.

6. В спектрах кометарных туманностей должна наблюдаться линия  $\lambda 3727$  [OIII], наряду с эмиссионными линиями водорода.

7. Колебания яркости, дрейф ярких пятен по туманности, распределение яркости и цвета по туманности и пр. вызваны несколькими причинами; а) колебаниями энергетического спектра релятивистских электронов; б) вращением звезды-ядра; в) возможными колебаниями напряженности магнитного поля в туманности (а также звезды).

8. Теоретический показатель цвета туманности при синхротронном излучении имеет положительный знак и порядка  $+0^m50$ .

9. Непрерывное излучение кометарных туманностей должно быть радиально поляризованным. Максимальная степень поляризации должна наблюдаться на краях туманности. В отдельных локализованных областях туманности степень поляризации может быть очень высокой, до 50—60%.

10. Ядро кометарных туманностей представляет собой звезду с газовой оболочкой, где одновременно вырабатывается синхротронное излучение исходящими из полюса релятивистскими электронами. Условия возникновения эмиссионных линий и линий поглощения как в ядре, так и в туманности сходны.

11. Некоторые из кометарных туманностей, из-за неблагоприятной ориентации в отношении наблюдателя, могут казаться не кометарными. Поэтому следует искать такие туманности и среди некоторых диффузных туманностей, далеко не имеющих кометарную форму (например, NGC 2245).

Выражаю глубокую благодарность акад. В. А. Амбарцумяну за обсуждение настоящей работы и за ряд ценных критических замечаний.

Գ. Ա. ԳՈՒՐԶԱԴԵԱՆ

ԿՈՄԵՏԱՐ ՄԻԳՎԱՄԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԼՈՒՍԱՐՁԱԿՄԱՆ ՄԱՍԻՆ.

Ա մ փ ո փ ու մ

Կոմետար միգամածութիւնները հետ կապված շատ երևութ-  
ներ և փաստեր կարող են ստանալ իրենց բացատրութիւնը եթե  
ընդունենք, որ նրանցում առկա են մագնիսական դաշտեր և որ  
նրանց միջուկներն արձակում են ուլտրափոստական էլեկտրոններ:  
Կոմետար միգամածութիւնները տարբերվում են սովորական դիֆ-  
ֆուզ միգամածութիւններից ոչ միայն իրենց ձևով, այլ ամենից  
առաջ նրանցում տեղի ունեցող ֆիզիկական երևութիւներով, ինչ-  
պես նաև ստորերի հետ ունեցած իրենց կապի առանձնահատուկ  
ընդլայնում: Ստորե բերվում են այն արդյունքները, որոնք ստացվել  
են ներկա աշխատանքում՝ վերը հիշված հիպոթեզի շրջանակներում:

1. Կոմետար միգամածութիւնների և առանձնապես NGC  
2261-ի լուսավորվածութիւնը անընդհատ սպեկտրում սլալմանա-

վորված է ուլլատիվիստական էլեկտրոնների սինխրոտրոն ճառագայթմամբ՝ միզամածութիւն մագնիսական դաշտում: Մագնիսական դաշտի բնութիւնը և լարվածութիւնը մեծութիւնը կանոնավորվում է կենտրոնական աստղի կողմից: Այդ նույն աստղը հանդիսանում է միևնույն ժամանակ ուլլատիվիստական էլեկտրոնների առաջման աղբյուր:

2. Կոմետար միզամածութիւնների միջուկը հալվանորին իրենից ներկայացնում է կամ այն է մեկ բեռուանի մագնիսական դաշտով աստղ և կամ արտակենտրոն տեղակայված գիպոլային դաշտով աստղ: Մագնիսական դաշտը կարող է անդամօրթիվել նաև գրեյֆող գազային նյութի միջոցով:

3. Զրածնային ատոմների իոնացումը կատարվում է սինխրոտրոն կարճալիք ճառագայթման հաշիւին, որը գններացվում է հենց միզամածութիւն ներսում: Կոմետար միզամածութիւնների հատուկ է իոնացման շատ ցածր աստիճանը ( $n^2/n_1 \sim 0,1$ ):

4. Ազատ էլեկտրոնների քանակը NGC 2361 միզամածութիւնում կազմում է մոտ 15 էլեկտրոն մեկ սմ<sup>3</sup>-ում, իսկ չեզոք ատոմների քանակը՝ մոտ 200 ատոմ մեկ սմ<sup>3</sup>-ում:

5. Կոմետար միզամածութիւնները որոշ դեպքերում կարող են լինել անթափանց ջրածնի բալմբիւն սերիալի գծերում, որի հետեանքով նրանց սպեկտրներում կարող են երևալ կլանման գծեր:

6. Կոմետար միզամածութիւններում պետք է դիտվի  $\lambda$  3727 [OII] արգելված գիծը՝ ջրածնի առաջման գծերի հետ համահաձայնար:

7. Միզամածութիւն պայծառութիւն տատանումները, պայծառ տիրույթների գրեյֆը միզամածութիւնով, պայծառութիւն և դուչնի բաշխումը և այլն պայմանավորված են մի շարք գործոններով. ա) ուլլատիվիստական էլեկտրոնների էներգետիկ սպեկտրների տատանումներով, բ) կենտրոնական աստղի առանցքային պտտմամբ, գ) մագնիսական դաշտի լարվածութիւն հնարավոր տատանումներով:

8. Կոմետար միզամածութիւնների դուչնի ցուցիչը, եթև նրա ճառագայթումը իրոք ունի սինխրոտրոն բնութիւն, պետք է լինի դրական և ունենա  $+ 0^m 50$  կարգի մեծութիւն:

9. Կոմետար միզամածութիւնների ճառագայթումը անընդհատ սպեկտրում պետք է լինի բեռուացված: Առանձին կետերում բեռուացման աստիճանը կարող է կազմել 50—60%: Այս հանգամանքը հաստատվում է դիտողական տվյալներով:

10. Կոմետար միգամածութիւնների միջուկները իրենցից ներկայացնում են դազալին թալանթ ունեցող աստղեր, որակի նույնպես տեղի կարող է ունենալ սինխրոտրոն բնույթի ճառագայթման առաջացում: Առաքման և կլանման դժերի առաջացման պայմաններն ինչպես միջուկում, այնպես էլ միգամածութիւններում նման են իրար:

11. Որոշ կոմետար միգամածութիւններ՝ դիտողի կողմից ունեցած անբարենպաստ կողմնորոշման հետևանքով՝ կարող են թվալ ոչ կոմետար: Ուստի անհրաժեշտ է փնտրել արդարիք նաև սովորական դիֆֆուզ միգամածութիւնների մեջ, որոնք բնավ չունենալով հանդերձ կոմետար տեսք, կարող են լինել կոմետար միգամածութիւններ (օրինակ NGC 2245 միգամածութիւնը):

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обсерв., 13, 1954; Труды пятого совещания по вопросам космогонии.
2. Г. А. Гурзаян, ДАН СССР, 120, 4, 734, 1958.
3. I. Duncan, PASP, 68, 517, 1956.
4. I. Greenstein, Ap. J., 107, 375, 1948.
5. Э. Е. Хачикян, Сообщ. Бюраканской обсерв., 25, 1958.
6. Б. В. Кукаркин и П. П. Парнаго, Общий каталог переменных звезд, М. (1948).
7. Н. А. Размадзе, Бюлл. Абастуманской обсерв., 25, 1959.
8. Сборник «Нестационарные звезды», стр. 86, Ереван (1958).
9. Х. Альвен, Вопросы космогонии, VI, стр. 78, 1958.
10. Г. А. Гурзаян, Сообщ. Бюраканской обсерв., 24, 1958.
11. Э. Р. Мустель, Астрономический журнал, 32, 5, 1955.
12. В. В. Владмировский, ЖЭТФ, 18, 393, 1948.
13. В. Л. Гинзбург, УФН, 62, 393, 1948.
14. Л. Ландау и Е. Лифшиц, Теория поля, стр. 230, М.—Л. (1948).
15. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный и В. В. Соболев, Теоретическая астрофизика, стр. 431, М.—Л. (1952).
16. G. Cillie, M. N., 96, 771, 1936.
17. И. С. Шкловский, Космическое радионизлучение, М.—Л. (1956).
18. L. Johnson and W. Morgan, Ap. J., 114, 522, 1951.
19. М. Тер-Микаелян, Изв. АН АрмССР\*, сер. физ.-мат. наук, XII, № 3, 95, 1959.
20. Г. М. Гарибян и И. И. Гольдман, Изв. АН АрмССР\*, серия ФМЕТ наук, VII, 31, 1954.
21. W. Whitney and E. Weston, Ap. J., 107, 371, 1948.
22. O. Struve and P. Swings, PASP, 60, 61, 1948.

