

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

ГАЗОВЫЕ ОБОЛОЧКИ ЯДЕР СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

В. И. ПРОНИК

Поступила 5 июля 1976

Пересмотрена 5 ноября 1976

Обращается внимание на то, что запрещенные линии [O III] дают для большинства ядер сейфертовских галактик практически одинаковую газовую плотность $10^4 \div 5 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$, несмотря на то, что диапазон плотности газа в ядрах составляет несколько порядков — от 10^4 до $\geq 10^7$. Попытка совместить эти два обстоятельства привела к модели сферически симметричной оболочки ядра, в которой плотность газа уменьшается наружу по закону $n(r) \sim r^{-2}$. Благодаря зависимости $n(r) \sim r^{-2}$ и существованию критической плотности для запрещенных линий, максимальный вклад в излучение запрещенной линии вносит тот слой газа, плотность которого равна критической для данной линии.

Уже первые определения плотности газа в ядрах сейфертовских галактик [1, 2] показали, что результат сильно зависит от используемых запрещенных линий. Это и послужило основанием рассматривать отдельно зоны свечения [O II] и [O III], отличающиеся по плотности на два порядка. Кроме того, в силу особых физических и кинематических характеристик, в отдельную зону был выделен также плотный газ, излучающий широкие водородные линии (для него оценивается только нижняя граница плотности).

По аналогии с газовыми туманностями принято считать, что стратификация излучения в ядре связана с изменением степени ионизации газа по мере удаления его от ионизирующего источника: плотность газа и степень ионизации растут по направлению к центру ядра. Большое различие плотности в разных зонах привело к большому различию размеров этих зон и массы газа, заключенного в них. Так, основная доля массы находится в зоне [O II], она составляет 10^3 — $10^4 M_{\odot}$; в зоне [O III] находится несколько десятков солнечных масс, а масса газа, излучающего широкие водородные линии, измеряется всего лишь несколькими солнечными массами [3].

Вывод о неравномерной плотности газа в ядрах сейфертовских галактик последнее время подтверждается на более богатом материале [4—6]. К сожалению, остается неясным принципиальный момент, характеризующий степень взаимодействия различных зон и их эволюционную связь, а именно: меняется ли плотность газа в оболочке, при переходе от зоны [O II] к зоне [O III], плавно или скачкообразно? Еще более важным является аналогичный вопрос относительно границы между газом, излучающим широкие водородные линии, и областью, где возникают запрещенные линии. Четкое деление контура водородных линий на широкую компоненту и узкий центральный максимум, равный по ширине запрещенным линиям, свидетельствует о скачкообразном изменении плотности и скорости движения газа на границе плотный газ — область излучения запрещенных линий [6, 7]. Последнее обстоятельство, возможно, следует рассматривать как аргумент в пользу преобладания круговых движений газа в оболочке ядра (заметим, что общий вид контура водородных линий в 3C 390.3 [5]) легко интерпретировать вращением газового кольца или оболочки).

То обстоятельство, что различные запрещенные линии дают разную плотность газа, в принципе, может быть использовано для получения функции распределения плотности газа с радиусом, если будет найдена возможность определять расстояние от центра ядра до зоны свечения данной запрещенной линии. Зная радиус зоны свечения и вытекающую из ширины линий скорость движения газа в ней, мы сможем судить о характере движения газа в оболочке и об изменении скорости с радиусом: в случае радиальных движений в сплошной оболочке, функции распределения плотности и скорости газа связаны законом неразрывности.

В настоящей заметке сделана попытка получить закон распределения плотности газа, в предположении, что газовое образование в ядрах сферически симметрично.

1. *Функция распределения плотности.* Возможность получить функцию распределения плотности газа в ядрах сейфертовских галактик стала очевидной, после того, как было замечено, что, несмотря на большой диапазон плотности газа, имеющий место в каждом ядре, от 10^4 до $\approx 10^7$ см $^{-3}$, линии [O III] для подавляющего большинства сейфертовских галактик указывают на одну и ту же плотность — 10^6 — 5×10^6 см $^{-3}$. В табл. 1 приведены значения электронной плотности в зоне свечения [O III] для разных галактик.

В табл. 1 не включены галактики с номерами NGC: 1068, 3227 и 4151, для которых плотности заметно отличаются от значений, приведенных в таблице. Для ядер первых двух галактик $n_e < 10^5$, для NGC 4151 $n_e \approx 3 \cdot 10^5$ [8]. Более поздние наблюдения NGC 4151 дают значение $n_e \sim 10^4$ [5]. Причина столь низкой плотности достоверно известна только для NGC 1068: значение n_e здесь относится к протяженному яркому га-

зовому облаку, в которое погружено ядро [9]. Аналогичные облака, только меньше по размерам и яркости, наблюдаются также и вблизи ядра NGC 4151 [9]. Прежде чем объяснять наблюдаемые одинаковые значения

Таблица 1
ЭЛЕКТРОННЫЕ ПЛОТНОСТИ В ЗОНЕ [O III]
ДЛЯ ЯДЕР СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК
ПО ДАННЫМ [2] И [8]

NGC	n_e [2]	n_e [8]
1275	$3 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^6$
3516	—	$4 \cdot 10^6$
4051	$5 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$
5548	—	10^6
7469	$5 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^6$
3C-390.3	—	10^6 [5]

n_e особенностями строения газовой оболочки ядра, выясним, не является ли причиной единообразия плотности сама методика определения n_e . Наблюдаемое отношение линий $I_{1303}/I_{N_1+N_2}$ [O III] есть функция двух переменных n_e и T_e . Чтобы исключить T_e , необходимо иметь еще одно уравнение, связывающее n_e и T_e . Линии [O III] не позволяют получить второго уравнения, а аналогичные отношения для других ионов (например, [S II] или [Ne III]) либо не имеют общего решения с уравнением для [O III], либо недоступны из-за слабой интенсивности линий, входящих в эти отношения. Поэтому определить n_e без вспомогательного предположения невозможно. В [2] предполагается, что химический состав газа в ядрах близок к нормальному (используется отношение, состоящее из интенсивностей линий разных ионов). В [8] предполагается, что $T_e \approx 20\,000^\circ\text{K}$. Следует заметить, что диапазон наблюдаемых значений n_e существенно увеличится ($10^5 \div 10^6$ вместо $10^4 \div 5 \times 10^6$), если принять T_e равную не $20\,000^\circ\text{K}$, а $200\,000^\circ\text{K}$ или больше. Правда, такое предположение приводит к сильному отклонению химического состава газа в ядрах от нормального, что само по себе маловероятно. Кроме того, недавние детальные наблюдения ядра NGC 4151 показали, что если в определении плотности и существует неопределенность ($n_e \approx 2 \times 10^3 \div 10^4$), то значение температуры определяется уверенно и находится в пределах $11\,000 - 15\,000^\circ\text{K}$ [5]. Таким образом, предположение, что $T_e \approx 10-20$ тысяч градусов в ядрах сейфертовских галактик справедливо, а следовательно, равенство плотностей, полученных по линиям [O III], для большинства ядер — реально.

Попытка объяснить одновременно оба, на первый взгляд противоречащие друг другу, обстоятельства, а именно: 1) что в каждом ядре наблю-

дается широкий диапазон плотности газа от 10^4 до $n_c \geq 10^7$ и 2) что наблюдаемые интенсивности линии [O III] неизменно указывают на одну и ту же плотность $n_c \approx 10^6$ во всех ядрах, привела к модели сферически симметричной газовой оболочки ядра, в которой плотность падает по закону $n(r) \sim r^{-2}$.

Естественно предположить, что феномен одинаковой плотности (см. табл. 1) связан с особенностью самого механизма излучения запрещенных линий. Из теории свечения газовых туманностей известно, что каждой запрещенной линии свойственна, так называемая, критическая плотность, при которой происходит смена зависимости излучательной способности газа в данной линии от плотности:

$$\varepsilon(n) \sim n^2 \quad \text{при } n < n_{\text{кр}},$$

$$\varepsilon(n) \sim n \quad \text{при } n > n_{\text{кр}}.$$

Переход от одной зависимости к другой происходит плавно в пределах одного порядка плотности. Поскольку ядра галактик существенно отличаются друг от друга светимостью, массой газа и, возможно, размерами газовой оболочки, то наблюдаемую одинаковую плотность естественно отождествить с критической плотностью той линии, по которой определялась n_c ; точно так же, полученные для одного и того же ядра по разным линиям разные плотности разумно отождествить с $n_{\text{кр}}$ для этих линий. Однако для того, чтобы основной вклад в излучение запрещенной линии, независимо от размера ядра и его центральной плотности, вносила зона с критической для данной линии плотностью, необходимо, чтобы с ростом плотности, начиная от $n_{\text{кр}}$, количество газа уменьшалось быстрее, чем увеличивается его излучательная способность $\varepsilon(n) \sim n$, а с уменьшением плотности, начиная от $n_{\text{кр}}$, излучательная способность $\varepsilon(n) \sim n^2$ падала быстрее, чем происходит увеличение объема газа. Такая ситуация имеет место в сферически симметричной модели с функцией распределения плотности $n(r) \sim r^{-2}$. Рис. 1 поясняет, почему в оболочке с таким распределением плотности максимум излучения в запрещенной линии приходится на область с критической плотностью. Одинаковую наблюдаемую плотность можно объяснить и при другом законе распределения плотности, например, $n(r) \sim r^{-3}$ или $n(r) \sim r^{-1}$, однако при этом должны быть наложены дополнительные условия, ограничивающие внешний радиус оболочки в случае $n(r) \sim r^{-1}$ (рис. 2b) или внутренний в случае $n(r) \sim r^{-3}$ (рис. 2a). Модель с $n(r) \sim r^{-2}$ чрезвычайно проста: из-за того, что поток излучения и плотность газа обратно пропорциональны квадрату радиуса, ионизация газа в такой оболочке не меняется с радиусом, а, следовательно, не может быть большим и изменение электронной температуры.

В случае расширения оболочки или истечения газа из ядра каждой функции распределения плотности соответствует определенная кинемати-

ка оболочки: так при $n(r) \sim r^{-2}$ радиальная составляющая скорости постоянна, $v(r) = \text{const}$, при $n(r) \sim r^{-3}$ имеет место инерциальный разлет — $v(r) \sim r$. Сопоставление контуров запрещенных линий, возникающих при разных плотностях на разных «глубинах», позволит в дальнейшем установить характер движения и изменения скорости газа с радиусом в оболочке ядра.

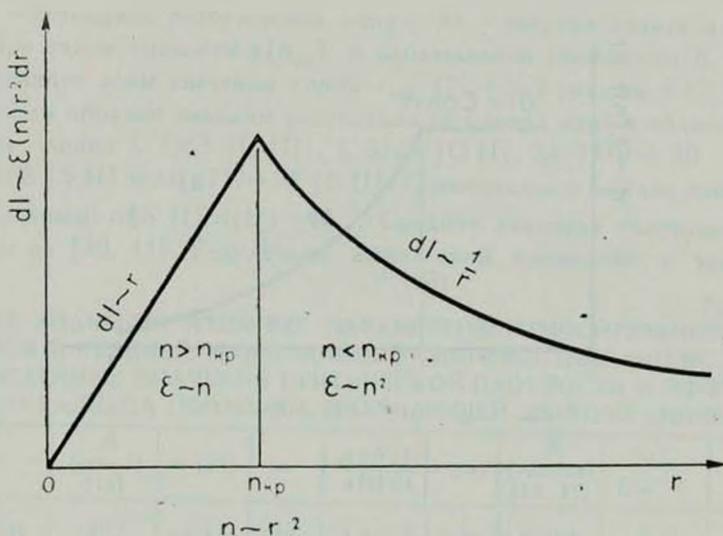


Рис. 1. Рисунок поясняющий, почему при функции распределения плотности $n(r) \sim r^{-2}$ в сферически симметричной модели максимальный вклад в излучение запрещенных линий вносит область с плотностью, равной критической для данной линии, независимо от размеров газового шара и плотности газа в центре.

2. *Размеры газовой оболочки.* Оценим размеры газовой оболочки для «среднего» ядра, считая, что скважность газа отсутствует. Для определения радиуса сферического слоя с плотностью, равной критической для данной линии, необходимо знать критическую плотность и наблюдаемую светимость в линии. Согласно [10] среднее значение светимости в линиях $N_1 + N_2$ [O III] для ядер сейфертовских галактик составляет $\sim 10^{42}$ эрг/сек. С другой стороны, для модели с $n(r) \sim r^{-2}$ полная светимость ядра в линии запишется:

$$\begin{aligned}
 E &= 4\pi \int_0^{\infty} \varepsilon(n) r^2 dr = 4\pi \left\{ \int_0^{r_{\text{eff}}} \varepsilon(n_{\text{cp}}) \frac{r^{-2}}{r_{\text{cp}}^{-2}} r^2 dr + \int_{r_{\text{eff}}}^{\infty} \varepsilon(n_{\text{cp}}) \frac{r^{-4}}{r_{\text{cp}}^{-4}} r^2 dr \right\} = \\
 &= 8\pi\varepsilon(n_{\text{cp}}) r_{\text{eff}}^3(n=n_{\text{cp}})
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где $\varepsilon(n_{кр})$ — излучательная способность единицы объема при $n = n_{кр}$. Критическая плотность для линий $N_1 + N_2$ равна:

$$n_{кр} (N_1 + N_2) = \frac{A_{\omega} T_e^{1/2}}{8.56 \cdot 10^{-6} \Omega} \approx 10^8 \text{ см}^{-3}, \quad (2)$$

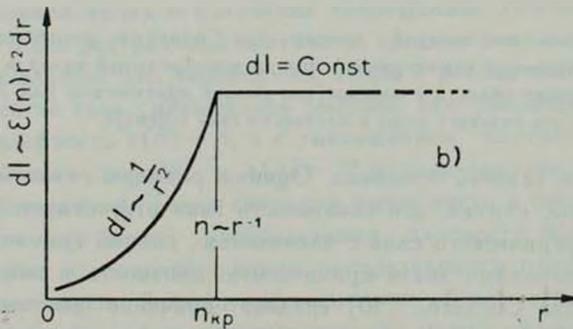
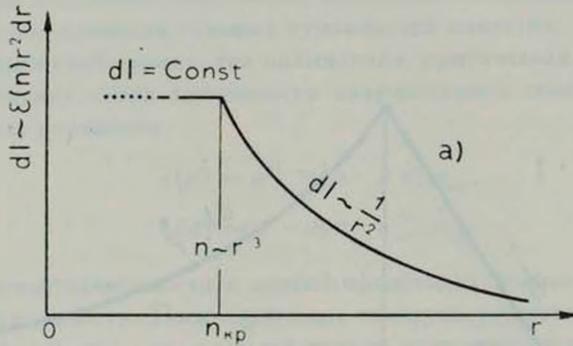


Рис. 2. а) То же, что и на рис. 1 для функции $n(r) \sim r^{-3}$. б) То же, что и на рис. 1 для функции $n(r) \sim r^{-1}$.

где A — вероятность спонтанного перехода, ω — статистический вес верхнего уровня, Ω — параметр возбуждения. Примем нормальное обилие кислорода $n(\text{O})/n(\text{H}) = 8 \cdot 10^{-4}$ и будем считать, что в стадиях [O II] и [O III] находится по 1/3 всех атомов кислорода. Тогда при $T_e = 10^4$ К получим:

$$\varepsilon_{N_1+N_2}(n_{кр}) = \frac{1}{2} \left[8.56 \cdot 10^{-6} \frac{n(\text{O III})}{n(\text{H})} \frac{n_{кр}^2}{\omega T_c^{1/2}} \Omega e^{-\frac{\chi}{kT_c}} h\nu \right] = \tag{3}$$

$$= 7.5 \cdot 10^{-13} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{сек}}$$

Здесь χ — потенциал возбуждения линии, $h\nu$ — энергия кванта в данной линии. При таком значении $\varepsilon(n_{кр})$ и наблюдаемой светимости E из (1) находим радиус зоны свечения линий $r_{\text{eff}}(N_1+N_2)$ равным 3.4×10^{17} см. Аналогичным образом находим расстояния от центра ядра к областям, излучающим линии λ 4363 [O III], λ 3727 [O II], $\lambda\lambda$ 7319 + 30 [O II], $\lambda\lambda$ 4076 + 68 [S II] и $\lambda\lambda$ 6717 + 31 [S II]. Относительное обилие ионов S II принято равным: $n(\text{S II})/n(\text{H}) = 10^{-5}$. Средние значения светимостей линий взяты из [10, 11]. Результаты вычислений приведены в табл. 2 и

Таблица 2

ПРИНЯТЫЕ ЗНАЧЕНИЯ АТОМНЫХ ПАРАМЕТРОВ, ОТНОСИТЕЛЬНОГО ОБИЛИЯ ИОНОВ И СРЕДНЕЙ НАБЛЮДАЕМОЙ СВИМОСТИ В ЛИНИИ, А ТАКЖЕ ВЫЧИСЛЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ КРИТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ И ЭФФЕКТИВНОГО РАДИУСА ОБОЛОЧКИ, ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ДАННУЮ ЛИНИЮ

Линия	A (сек ⁻¹) [13]	Ω [13]	ω	$\frac{n(N_i)}{n(\text{H II})}$	χ (эВ)	E (эрг/сек) [10, 11]	$n_{кр}$ (см ⁻³)	r_{eff} (см)
3727 [O II]	10^{-4}	0.5	10	$3 \cdot 10^{-4}$	3.33	$2 \cdot 10^{41}$	10^4	$6 \cdot 10^{18}$
7320 + 30 [O II]	0.1	0.5	6	$3 \cdot 10^{-4}$	5.0	$7 \cdot 10^{40}$	$1.4 \cdot 10^7$	$1.2 \cdot 10^{17}$
$N_1 + N_2$ [O III]	0.03	1.59	5	$3 \cdot 10^{-4}$	2.49	10^{42}	10^6	$3.4 \cdot 10^{17}$
4363 [O III]	1.6	0.64	1	$3 \cdot 10^{-4}$	5.33	10^{41}	$3 \cdot 10^7$	$4.3 \cdot 10^{16}$
6730 + 16 [S II]	10^{-3}	2	10	10^{-5}	1.84	$2 \cdot 10^{41}$	$1.8 \cdot 10^4$	$4.4 \cdot 10^{18}$
4068 + 76 [S II]	0.3	0.38	6	10^{-5}	3.04	$4 \cdot 10^{40}$	$6 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^{16}$

на рис. 3. Следует подчеркнуть, что наклон прямых на рис. 3 не зависит от обилия ионов данного сорта, т. е. ни от принятого химического состава, ни от степени ионизации данного элемента. Обе эти величины влияют только на положение прямых в вертикальном направлении. Так, сдвиг прямых для линий [O II] и [O III] относительно друг друга по вертикали указывает на то, что принятая ионизация кислорода $n(\text{O III})/n(\text{O II}) = 1$ завышена; обе прямые хорошо совмещаются при ионизации $n(\text{O III})/n(\text{O II}) = 0.25$ (рис. 4).

Оценим также плотность и размеры плотной H II-зоны. Для этого воспользуемся тем обстоятельством, что в ядрах сейфертовских галактик, как и в квазарах, имеет место примерное (с точностью до множителя 2) равенство бальмеровских квантов, найденных по светимости широкой линии $H\beta$, и L_c -квантов, полученных путем экстраполяции наблюдаемого кон-

тинуума в видимой области спектра до частот лаймановского континуума. Согласно [10] светимость в линии $H\beta$ такая же, как и в линии $N_1 + N_2$ и равна 10^{12} эрг/сек или $2.5 \cdot 10^{13}$ квантов/сек.

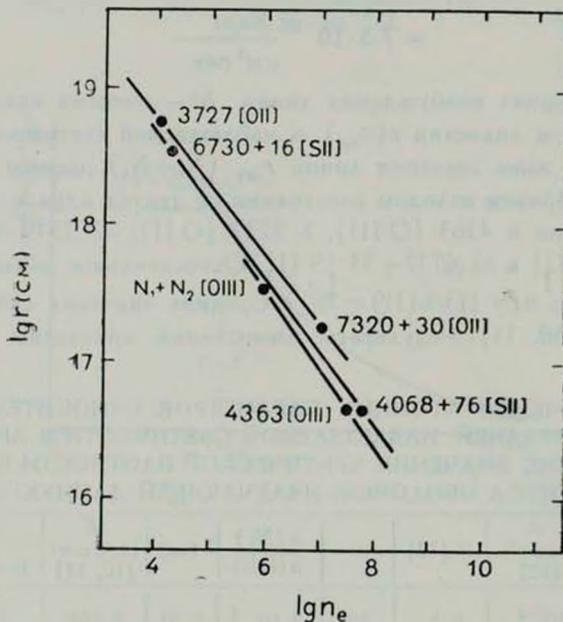


Рис. 3. Зависимость между радиусом оболочки, эффективно излучающей данную запрещенную линию, и плотностью газа в ней для разных ионов. Вычисления сделаны при

$$\frac{n(\text{O III})}{n(\text{H II})} = \frac{n(\text{O II})}{n(\text{H II})} = 3 \cdot 10^{-4}, \quad \frac{n(\text{S II})}{n(\text{H II})} = 10^{-5}.$$

Отсюда находим, что $N_{\text{Bal}} \approx 11.2 \times N_{H\beta} = 2.8 \cdot 10^{54}$ кв сек $\approx N_{L\alpha}$. Для того, чтобы плотный газ перехватывал практически все $L\alpha$ -кванты, излучаемые ядром, он должен образовывать некую оболочку. Предположим, что толщина оболочки сравнима с ее внутренним радиусом. Сравнивая число рекомбинаций в оболочке с количеством $L\alpha$ -квантов, находим оценку внешнего радиуса оболочки, излучающей широкую линию $H\beta$:

$$r(\text{H II}) \approx \left(\frac{1.9 \cdot 10^{50}}{n^2} \right)^{1/3} \text{ см.}$$

Плотность газа в этой оболочке не может быть много меньше 10^8 , потому что тогда контуры линий $\lambda 4363$ [O III] и $H\beta$ были бы одинаковыми. С другой стороны, она не может быть существенно больше 10^{10} , так как при этом размеры оболочки, излучающей $H\beta$, получаются меньше 10^{13} см—

размеров области, в которой генерируется переменный континуум*). Отсюда, приняв $n(\text{H II}) \sim 10^6$, получим $r(\text{H II}) \sim 1.2 \times 10^{16}$ см. Эти значения плотности и радиуса H II-зоны также нанесены на рис. 4.

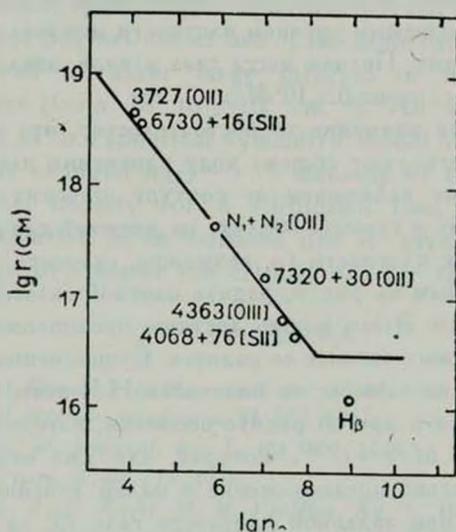


Рис. 4. То же, что и на рис. 3 при $\frac{n(\text{O III})}{n(\text{H II})} = 1.2 \cdot 10^{-4}$; $\frac{n(\text{O II})}{n(\text{H II})} = 4.8 \cdot 10^{-4}$.

Относительное обилие ионов S II то же, что и на рис. 3. Сплошной линией проведена зависимость $n \sim r^{-2}$.

Дискуссия. Диапазон значений вероятностей перехода для запрещенных линий [O II], [O III] и [S II] составляет четыре порядка, диапазон значений остальных параметров (E , Ω , ω , $\exp(1/kT_e)$) не превышает и полутора порядков. Поэтому, как следует из (1)—(3), эмпирически полученная функция распределения плотности (рис. 4) обязана быть близкой к $n(r) \sim r^{-3.2}$. И хотя поэтому рис. 4 не может считаться надежным подтверждением принятой нами модели, он все же является хорошим свидетельством в ее пользу, поскольку все три пары линий [O II], [O III] и [S II] строго указывают на зависимость $n(r) \sim r^{-2}$. Дополнительным аргументом в пользу функции $n(r) \sim r^{-2}$ можно было бы считать одинаковую наблю-

* Размер области, излучающей континуум, 10^{15} см, получен из наблюдаемой переменности блеска ядер. Согласно наблюдениям В. М. Лютого [12] время, протекающее от начала вспышки ядра до ее максимума, равно 10-и дням; оно не зависит от амплитуды вспышки и примерно одинаковое для всех ядер. Скорость передвижения возбуждающего агента или скорость расширения нагретой плазмы принята равной 1/30 скорости света или 10 000 км/сек.

даемую ширину всех запрещенных линий; к сожалению, имеющиеся оценки истинных ширины запрещенных линий приближены.

Любопытно, что экстраполяция зависимости $n(r)$, показанной на рис. 4, на расстояние порядка 100 пс от центра ядра галактики приводит к значению плотности газа на таком расстоянии около 1 атома в см^{-3} . Это весьма близко к наблюдаемым оценкам плотности межзвездного газа в центральном диске галактик. Полная масса газа в ядре, заключенного внутри сферы радиусом 100 пс, равна $5 \times 10^6 M_{\odot}$.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что параметры плотной H II-зоны удовлетворяют общему ходу изменения плотности с радиусом. Это противоречит наблюдаемому контуру широких водородных линий, согласно которому в газовой оболочке на внешней границе плотной зоны имеет место скачок плотности (и, возможно, скорости). Для того, чтобы скачок был заметным на рис. 4, радиус плотной газовой оболочки должен превышать 10^{18} см. Этого можно достичь, предположив, что толщина плотной оболочки намного меньше ее радиуса. Существенным здесь является то, что результат не зависит от плотности H II-зоны: приняв другую плотность, мы получим и другой радиус оболочки, которые вместе удовлетворяют зависимости $n(r) \sim r^{-3/2}$, которая, как уже отмечалось, весьма близка к $n \sim r^{-2}$. Только предположение о малой линейной толщине оболочки ($d \approx 0.001 r$), при заданной плотности газа 10^9 см^{-3} , увеличивает ее радиус и, тем самым, приводит к скачку плотности в общем ходе изменения плотности с радиусом подобно тому, как показано на рис. 4 пунктиром. Совершенно очевидно, что радиус плотной оболочки ограничен сверху: он не может превышать радиус зоны свечения в линии $\lambda 4363$ [O III]. Заметим, что идея существования тонкой светящейся газовой оболочки в объектах подобного рода, высказывалась Шкловским [13] при анализе физических условий в квазаре 3С 273. Она явилась неизбежным результатом сравнения количества L_{α} -квантов, полученных путем экстраполяции оптического спектра в область лаймановского континуума, с наблюдаемым количеством бальмеровских квантов, если эффективный объем газа и его плотность оценивать соответственно по потоку в линии H α и запрещенным линиям. В [13] предполагается, что светящаяся тонкая оболочка является внутренней H II-зоной обширной газовой оболочки, большая часть которой ($\approx 99\%$) осталась снаружи нейтральной и не наблюдается. Такая картина представляется вполне правдоподобной. В нашем случае тонкую, плотную, слабо ионизованную и непрозрачную для L_{α} -квантов оболочку, излучающую 90% всех квантов в линии H α , окружает сильно ионизованный газ меньшей плотности. Развитие такой модели в первую очередь будет зависеть от того, удастся ли ее согласовать с существующими представлениями об источниках ионизации в ядрах галактик.

GASEOUS ENVELOPES OF SEYFERT NUCLEI

V. I. PRONIK

It is pointed out that the gas densities derived from the [O III] lines for the majority of Seyfert nuclei are of the same order (10^6 — $5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$) whereas there is of a rather large interval of densities as obtained using other lines (from 10^4 to $\gtrsim 10^7 \text{ cm}^{-3}$). An attempt to interpret this fact has led us to a spherical symmetric model of a nucleus, in which the gas density is changed $n(r) \sim r^{-2}$. Because of this and of the existence of a critical density for a forbidden line, the maximal contribution to the radiation in an emission line is given by the spherical layer with the density nearer the critical one for this line.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. А. Дубай, В. И. Проник, Изв. Крымской обл., 35, 87, 1966.
2. Э. А. Дубай, В. И. Проник, Астрон. ж., 44, 952, 1967.
3. J. B. Oke, W. L. W. Sargent, Ap. J., 151, 807, 1968.
4. И. И. Проник, Астрон. ж., 53, 251, 1976.
5. D. E. Osterbrock, A. T. Koski, M. M. Phillips, Ap. J., 197, L41, 1975.
6. A. Boksenberg, K. Shortridge, D. A. Allen, R. A. E. Fosbury, M. V. Penston, A. Savage, M. N., 173, 381, 1975.
7. В. И. Проник, Изв. Крымской обл., 54, 165, 1976.
8. D. E. Osterbrock, Nuclei of Galaxies, Ed. D. O'Connell, Study Week, Pontifical Acad. Sci., 1971.
9. M. F. Walker, Ap. J., 151, 71, 1968.
10. T. F. Adams, D. W. Weedman, Ap. J., 199, 19, 1975.
11. K. S. Anderson, Ap. J., 162, 743, 1970.
12. В. М. Любый, Астрон. ж. (в печати).
13. И. С. Шкловский, Астрон. ж., 41, 801, 1964.