

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЯРКОСТИ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ НЕКОТОРЫХ ГАЗОВЫХ ТУМАННОСТЕЙ*

(Поступило 22 октября 1932)

Измерены абсолютные поверхностные яркости монохроматических изображений некоторых газовых туманностей. Эти поверхностные яркости позволяют определить количество возбужденных атомов на квадратный сантиметр диска туманности.

Известно, что поверхностная яркость объекта при отсутствии межзвездного поглощения не зависит от расстояния между наблюдателем и объектом. В этом случае поверхностная яркость зависит только от одной величины, а именно, от количества энергии, излучаемой 1 см^2 диска в одну секунду в единице телесного угла.

Настоящая работа представляет собой попытку определения поверхностных яркостей отдельных монохроматических изображений некоторых газовых туманностей. В качестве конечного результата получают значения количеств энергии E_λ , излучаемых в заданной спектральной линии одним квадратным сантиметром диска туманности в одну секунду в единице телесного угла.

Многочисленные факты делают вероятным предположение, что газовые туманности прозрачны для излучения в спектральных линиях, возникающих при переходах между двумя возбужденными состояниями (но не при переходе между возбужденным состоянием и основным). При таких обстоятельствах возможно по данной энергии E_λ , излучаемой одним квадратным сантиметром диска туманности в единице телесного угла в одну секунду, определить число световых квантов, излучаемых атомами, находящимися в цилиндре, ось которого совпадает с лучом зрения, с поперечным сечением в 1 см^2 . Последняя величина является важной физической характеристикой, которая тесно связана с условиями возбуждения в газовых туманностях. Теоретические выводы из результатов этой работы появятся

* Die Flächenhelligkeiten der monochromatischen Bilder einiger Gasnebel. Z. f. Ap., 6, 107, 1933.

позже в Пулковских сообщениях. Здесь мы ограничимся только несколькими замечаниями.

Описание метода. Наши наблюдения произведены с однопризменным спектрографом метрового рефлектора Симеизской обсерватории. Была использована короткофокусная камера с $F = 340$ мм. Щель спектрографа была раскрыта настолько широко (от 0.5 до 0.7 мм), что постоянно покрывалась заметная доля диска туманности.

На той же самой пластинке одновременно со спектром туманности фотографировался спектр звезды сравнения. В качестве звезды сравнения всегда выбирался карлик типа G0. Для получения спектра звезды также использовалась широкая щель, и все изображение звезды помещалось внутри щели. Гидрирование было особенно тщательным, чтобы получить равномерное почернение спектра звезды. Продолжительности экспозиций для туманности и соответствующей звезды сравнения были одинаковыми. Для исключения поглощения земной атмосферы оба объекта фотографировались примерно на одинаковых зенитных расстояниях.

Кроме того, на другой части каждой пластинки получался с различной шириной щели ряд снимков искусственного источника света с непрерывным спектром. Эти снимки использовались как шкала для фотометрической калибровки пластинок в каждой длине волны.

Все снимки обработаны на микрофотометре Коха Симеизской обсерватории; с помощью упомянутой шкалы все почернения монохроматических изображений туманности и соответствующих мест спектра звезды были переведены в интенсивности. Эти интенсивности были выражены в произвольных единицах.

Интегрированием интенсивностей на монохроматических изображениях туманности внутри поверхности, соответствующей одной квадратной секунде дуги, были определены выраженные в произвольных единицах яркости одной квадратной секунды дуги соответствующего монохроматического изображения $i_{n\lambda}$. С другой стороны, интегрированием интенсивностей в той же самой области спектра звезды внутри 1А вдоль спектра и по всей ее высоте были получены интенсивности 1А соответствующей области непрерывного спектра звезды сравнения, выраженные в тех же единицах. Мы обозначаем эти интенсивности через $i_{*\lambda}$. Отношение

$$P_{\lambda} = \frac{i_{n\lambda}}{i_{*\lambda}} \quad (1)$$

не зависит от выбранных единиц интенсивности.

Использованный метод в известной степени аналогичен методу, использованному Занстра. Различие лишь в звезде сравнения. У Занстра в качестве звезды сравнения всегда выбиралась центральная звезда туманности, а не какая-либо иная. С другой стороны, интегрирование у Занстра распространяется на все монохроматическое изображение, в то время как у нас интегрирование распространено на одну квадратную секунду дуги.

Далее было принято, что распределение энергии в спектре карлика типа G0 тождественно распределению ее в спектре Солнца. Отсюда следует: если $i_{\odot\lambda}$ интенсивность 1А непрерывного спектра Солнца в той же области, то мы имеем:

$$\lg \frac{i_{\odot\lambda}}{i_{*\lambda}} = 0.4 (m_* - m_{\odot}), \quad (2)$$

где m_* и m_{\odot} — видимые визуальные величины звезды и Солнца. Это уравнение относится к любой спектральной области.

Предположим, что S — поверхность диска Солнца в квадратных секундах дуги. Легко видеть, что для интенсивности излучения k_{λ} квадратной секунды дуги солнечного диска в участке длин волн в 1А данной области спектра имеем:

$$\lg \frac{k_{\lambda}}{i_{*\lambda}} = 0.4 (m_* - m_{\odot}) - \lg S. \quad (3)$$

Из (1) и (3) находим:

$$\lg \frac{i_{n\lambda}}{k_{\lambda}} = \lg P_{\lambda} - 0.4 (m_* - m_{\odot}) + \lg S. \quad (4)$$

Величины P_{λ} известны из измерений. Следовательно, мы можем вычислить левую часть уравнения (4), т. е. отношение яркости квадратной секунды дуги монохроматического изображения туманности к яркости квадратной секунды дуги диска Солнца внутри 1А, в той же спектральной области.

По закону независимости поверхностной яркости от расстояния это отношение равно отношению количества энергии E_{λ} , излучаемой 1 см² диска туманности, к энергии, излучаемой 1 см² диска Солнца внутри 1А той же спектральной области в пределах единичного телесного угла.

Последняя величина нам известна и отсюда мы можем вычислить величину E_{λ} энергии, излучаемой в соответствующей длине волны 1 см² диска туманности в одну секунду в единице телесного угла.

Результаты измерений. Всего получено три спектрограммы туманностей: две спектрограммы ярчайших планетарных туманностей и одна спектрограмма части туманности Ориона, расположенной на расстоянии $10''$ в направлении к юго-востоку от главной звезды Трапеции. В первом столбце табл. 1 приведен номер туманности по *NGC*, во втором — дата наблюдения, в третьем — название звезды сравнения и в четвертом — ее визуальная величина.

Таблица 1

Туманность	Дата	Звезда сравнения	
<i>NGC</i> 6572	16 августа 1932	15 Sagitta	5.89^m
7027	31 августа	Lal. 37120	6.6
1976	11 сентября	112 Piscium	5.84

В табл. 2 приведены вычисленные по формуле (4) величины $\log i_{nl}/k_\lambda$ для различных спектральных линий. При этом принято: $m_\odot = -26.72^m$.

Таблица 2

Туманность	Л и н и я			
	H_β	1686	H_γ	H_δ
<i>NGC</i> 6572	-7.30	—	-7.72	-8.11
7027	-7.47	-7.94	-7.83	—
1976	-7.95	—	-8.27	—

Далее, описанным методом вычислены значения E_λ для каждой спектральной линии, т. е. количества энергии, излучаемые 1 см^2 диска туманности в одну секунду и в единице телесного угла. В эти вычисления входит величина k_λ . Величины k_λ для различных длин волн вычислены при предположении, что эффективная температура карлика типа G0 равна 6000° . Значения $\log E_\lambda$, где E_λ выражены в $\text{эрг. сек}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$, приведены в табл. 3. Умножением этих величин на 4π мы можем получить количества энергии, которые излучаются в соответствующей спектральной линии в одну секунду атомами, находящимися в цилиндре, ось которого совпадает с лучом зрения, и поперечное сечение которого 1 см^2 .

Таблица 3

Туманность	Л и н и я			
	$H\beta$	4686	$H\gamma$	$H\delta$
NGC 6572	-1.00	—	-1.46	-1.87
7027	-1.17	-1.68	-1.57	—
1976	-1.65	—	-2.01	—

Точность приведенных в табл. 3 значений не должна переоцениваться. По всей вероятности ошибка порядка 0.1 ($= 0.25^m$). Особенно трудно определение яркости изображения в линии $H\beta$, так как, с одной стороны, в этой области очень резко меняется чувствительность фотопластинки с длиной волны (необходимо, однако, сравнивать точно с тем же местом звездного спектра) и, с другой, в том же месте спектра звезды имеется широкая линия $H\beta$.

Сравнение с результатами Бермана [1] об относительных яркостях монохроматических изображений планетарных туманностей NGC 6572 и 7027 показывает хорошее совпадение для последней и большие различия для первой. Не следует забывать, что Берман привел в качестве конечного результата полные яркости, в то время как мы ограничиваемся поверхностными яркостями центральных частей туманностей. Мы сопоставили полные яркости по Берману с нашими поверхностными яркостями (в звездных величинах); при этом в обоих случаях мы приняли для H величину 0.0^m .

Таблица 4

Туманность	Наблюдатель	Л и н и я			
		$H\beta$	4686	$H\gamma$	$H\delta$
NGC 6572	Берман	0.00^m	—	0.60^m	1.16^m
	Амбарцумян	0.00	—	1.05	2.02
7027	Берман	0.00	1.03	1.02	—
	Амбарцумян	0.00	1.27	1.00	—

Если соответствующая спектральная линия связана с квантовым переходом $k \rightarrow l$, то мы имеем:

$$4\pi E_\lambda = n_k h \nu A_l^k, \tag{5}$$

где n_k — число атомов в k -том состоянии, заключенных в упомянутом цилиндре, а A_i^k — эйнштейновский коэффициент вероятности для соответствующего спонтанного излучения. Мы использовали следующие значения коэффициентов вероятности:

Линия	$H\beta$	4686	$H\gamma$	$H\delta$
А	$0.84 \cdot 10^7$	$14.5 \cdot 10^7$	$0.25 \cdot 10^7$	$1.00 \cdot 10^6$

Вероятности переходов для водородных линий взяты из работы Слакка [2], а для линии 4686 — из формулы автора [3].

Значения $\log_{10} n_k$ для различных туманностей и линий, вычисленные по формуле (5), приведены в табл. 5.

Таблица 5

Туманность	Л и н и я			
	$H\beta$	4686	$H\gamma$	$H\delta$
<i>NGC</i> 6572	4.56	—	4.58	4.54
7027	4.39	2.63	4.47	—
1976	3.91	—	4.03	—

Значения, приведенные в табл. 5, получены при предположении, что туманности прозрачны в этих линиях. Если это не так, то необходимо учитывать самообращение. Предположение о прозрачности туманности основано на том факте, что при присутствии поглощения в спектрах центральных звезд должны появиться соответствующие линии поглощения. До сих пор линии поглощения, обусловленные туманностями, никогда не наблюдались.

Приведенные в табл. 5 значения могут показаться на первый взгляд слишком малыми, но легко показать, что эти числа находятся в согласии с теоретическими значениями, по крайней мере по порядку величины. Далее, не следует забывать, что мы здесь исследовали только ярчайшие газовые туманности. По данным Кертиса об отношении экспозиций различных планетарных туманностей у большей части этих небесных тел фотографические поверхностные яркости в несколько десятков раз меньше, чем у упомянутых выше планетарных туманностей. Поэтому величины n_k для этих объектов должны быть в несколько десятков раз меньше, чем эти же величины для *NGC* 6572 и 7027.

Некоторые теоретические замечания. Подробное теоретическое исследование, связанное с предметом настоящей работы, как упоминалось выше, появится позже. Здесь мы ограничимся лишь следующими замечаниями. Если мы рассматриваем атом, который может находиться только в двух квантовых состояниях, то легко видеть, что отношение чисел n_2 и n_1 атомов в возбужденном и основном состояниях выражается формулой:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} W \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 + W}. \quad (6)$$

Так как W для планетарных туманностей очень мало (порядка 10^{-13}), мы можем написать вместо (6)

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} W \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \quad (7)$$

где $h\nu$ — разность энергий между двумя состояниями, g_2 и g_1 — статистические веса состояний, $4\pi W$ — телесный угол, под которым видна центральная звезда из рассматриваемой точки туманности, а T — температура этой звезды.

Конечно, формула (6) не может быть применена к реальным атомам. Но она дает правильный порядок величины, если только рассматриваемое возбужденное состояние не метастабильно и если под n_1 понимать число атомов в основном состоянии (а не в нижнем состоянии, соответствующем данному переходу).

Рассмотрим, например, пятый уровень атома водорода в туманности NGC 6572. В этом случае $g_5/g_1 = 25$ и $T = 43\,000^\circ$. Примем, далее, для этой туманности $W = 10^{-13}$, и для ν частоту возбуждающего излучения, т. е. частоту коротковолнового конца серии Лаймана. Тогда мы найдем, что по порядку величины

$$\frac{n_5}{n_1} \approx 10^{-13}.$$

Для того, чтобы найти приближенные значения n_5 , необходимо знать n_1 , т. е. число водородных атомов в нормальном состоянии, находящихся в цилиндре, ось которого совпадает с лучом зрения и поперечное сечение которого равно 1 см^2 . Так как по Шугиура коэффициент поглощения, рассчитанный на атом, на границе серии Лаймана равен для водорода $0.5 \cdot 10^{-17}$, то почти полное поглощение (пропуска-

5 Труды

ние доли $1/e$) требует $2 \cdot 10^{17}$ водородных атомов на квадратный сантиметр. Из исследования Занстра известно, что поглощение ультрафиолетового излучения звезды в туманности почти полное. Поэтому мы должны принять, что по порядку величин $n_1 \geq 2 \cdot 10^{17}$. Но так как возбуждение атомов происходит только в той части туманности, где излучение звезды не очень ослаблено, то мы можем принять $n_1 = 2 \cdot 10^{17}$. Отсюда следует:

$$n_3 = 2 \cdot 10^4,$$

что по порядку величины совпадает с результатами наблюдений. Так как при высоких температурах экспонента в (7) мало меняется, то мы можем по наблюдаемым значениям n_3 судить о величине W .

Я хотел бы выразить свою глубокую благодарность профессору Г. А. Шайну за многочисленные советы и помощь при проведении работы.

Пулково, Обсерватория.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Veigman, Lick Observatory Bulletin, **15**, 99, 1931.
2. Slack, Phys. Rev., **31**, 527, 1928.
3. В. А. Амбарцумян, Цирк. Пулк. обс., № 4, 11, 1932.