

С. Б. ПИКЕЛЬНЕР и академик Г. А. ШАЙН

ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ТУМАННОСТИ ОРИОНА ПО ФЛУКТУАЦИЯМ ЯРКОСТИ

Для вопросов эволюции газовых туманностей, исследования возможности гравитационного сжатия их в звезды и захвата вещества туманностей звездами нужно знать характер внутренних движений в туманностях. При больших числах Рейнольдса в межзвездной среде эти движения, по видимому, должны быть турбулентными. Для подтверждения этого и для определения параметров турбулентности нужны специальные наблюдения. Наиболее прямым путем является непосредственное измерение ширины и положения спектральных линий, говорящих о дисперсии скоростей и о средней скорости вдоль луча зрения. Такие измерения, которые можно было провести для центральной части самой яркой туманности Ориона (^{1,2}), показали, что температура в туманности порядка 12000°, средняя дисперсия скоростей макроскопических движений (различная в разных точках) порядка 10—12 км/сек, а средняя лучевая скорость отличается в разных точках на 2—3 км/сек. Хёрнер (³), используя (²), показал, что зависимость среднего квадрата разности скоростей в двух точках от расстояния между точками близка к той, которую следует ожидать при наличии в туманности локально-изотропной турбулентности. Измерения лучевых скоростей для менее ярких туманностей пока практически почти неосуществимы, поэтому желательно использовать для изучения турбулентности вызванные ею неоднородности плотности, видимые как флуктуации яркости.

Из наблюдений мы можем получить статистическую функцию, характеризующую флуктуации поверхностной яркости туманности:

$$G(r) = \frac{[I(M_i) - I(M'_i)]^2}{\bar{I}^2}, \quad (1)$$

где r — расстояние между точками M_i и M'_i .

Для сравнения рассчитаем аналогичную теоретическую функцию $F(r)$, предполагая, что в туманности имеется локально-изотропная турбулентность со скоростями меньше скорости звука. Интенсивность излучения, выходящего из прозрачной туманности толщины L и из непрозрачной газовой-пылевой туманности, в которой линейная глубина слоя единичной оптической толщи равна l , можно записать в виде

$$I(x) = K \int_0^L p^2(x, y) dy; \quad I(x) = K \int_0^\infty e^{-y/l} p^2(x, y) dy, \quad (2)$$

где $p(x, y)$ — давление. Подставляя (2) в (1), делая ряд математических преобразований и предполагая, что относительные флуктуации давления невелики (это связано с условием, что скорости движений меньше скорости звука), заменяем сумму давлений в двух точках ее средним значением и выносим за знак интеграла, оставив под интегралом разность. Среднюю величину последней в локально-изотропной турбулентности определяет структурная функция (4,5):

$$\overline{(p_1 - p_2)^2} = C^2 \rho^2 \varepsilon^{1/3} r^{5/3}; \quad (3)$$

$$\overline{(v_{1l} - v_{2l})^2} = C \varepsilon^{1/3} r^{2/3}, \quad (4)$$

где C — постоянная порядка единицы, ε — диссипация турбулентной энергии в теплоту в эргах на грамм в секунду. (4) определяет структурную функцию скоростей (6), которая понадобится нам позже. После ряда обычных в теории турбулентности преобразований приводим функции $F(r)$ к виду

$$F(r) = C^2 \frac{m_H^2}{(kT)^2} (\varepsilon r)^{1/3} \varphi\left(\frac{r}{l}\right), \quad (5)$$

где

$$\varphi\left(\frac{r}{l}\right) = \frac{r}{l} \int_0^\infty e^{-\frac{r}{l} u} [(1+u^2)^{1/2} - u^{*2}] du \quad (6)$$

и аналогичное выражение для $\varphi\left(\frac{r}{L}\right)$.

$\varphi\left(\frac{r}{L}\right)$ и $\varphi'\left(\frac{r}{L}\right)$ вычислялись численно. При значении аргумента больше 0,5 функции $\varphi\left(\frac{r}{L}\right)$ и $\varphi'\left(\frac{r}{L}\right)$ больше 0,5 и асимптотически стремятся к 1, так что зависимость $\lg F(r)$ от $\lg r$ при больших r почти совпадает с прямой, имеющей наклон $4/3$, а при малых r наклон несколько увеличивается.

Для сравнения с наблюдениями была сфотографирована центральная часть туманности Ориона на камере 640 мм, $F: 1,4$, с фильтрами, выделяющими области у H_α , $N_1 + N_2$ [O III] и $\lambda 3727$ [O II]. Измерения проводились на фотоэлектрическом микрофотометре Цейсса через 0,067 мм, с таким же расстоянием между рядами, так что точки располагались, как клетки шахматной доски. Почернения переводились в интенсивности при помощи впечатанных трубчатых стандартизатором марок.

Если бы флуктуации яркости обуславливались неоднородностью межзвездного поглощения, они были бы в зеленых лучах заметнее, чем в красных, а в синих сильнее, чем в зеленых. Наблюдения показывают, что в целом этого, повидимому, нет. Для вычисления брались всевозможные сочетания точек, разделенных расстоянием 1, $\sqrt{2}$, 2, $\sqrt{5}$, $\sqrt{8}$, 3, $\sqrt{10}$, $\sqrt{13}$, 4, $\sqrt{17}$, $\sqrt{18}$, $\sqrt{20}$ единиц (0,067 мм, или 16", или 0,04 пс). Вычисления проводились как для основной, наиболее компактной части туманности размерами $3' \times 2'$, так и для основной и дополнительной, несколько выступающей небольшой части туманности, вместе. Края с их весьма неоднородной структурой не использовались.

Значения $G(r)$ в логарифмическом масштабе представлены на рис. 1 для трех областей спектра, отдельно для основной части и для основной вместе с дополнительной (верхний ряд). На всех графиках проведена прямая с наклоном $4/3$. Точки в общем удовлетворительно ложатся на прямые, если не считать больших значений r и $\lambda 3727$, где кривые идут более полого. Об этом будет сказано ниже.

Кривые почти нигде не идут круче, чем прямые, так что $\frac{r}{l}$ не слишком мало, и $\varphi' \left(\frac{r}{l} \right)$ должно быть близко к 1. Полагая $\lg G(\varepsilon r) = \bar{2},55$ для $r = 1$ единицы ($1,23 \cdot 10^{17}$ см), $T = 12000^\circ$, $\varphi' \left(\frac{r}{l} \right) \cong \frac{1}{l}$, находим, что $C^2(\varepsilon r)^{1/2} = 7 \cdot 10^{22}$ и $\varepsilon \approx 1$ эрг/г·сек, что близко к значению, полученному совсем независимым методом Хорнером (0,5 эрг/г·сек) для

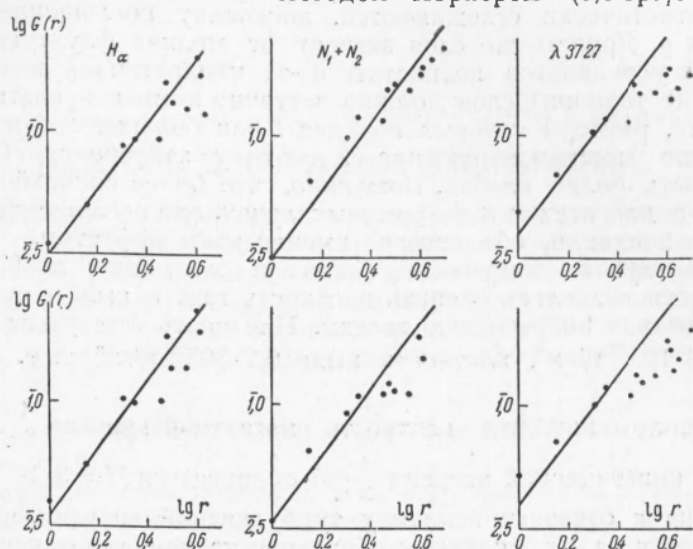


Рис. 1

центральной части туманности. Средняя дисперсия скоростей в нашей области по ⁽¹⁾ близка к 10 км/сек, что соответствует средней квадратичной лучевой скорости 6,2 км/сек. При помощи (4), зная ε , находим, что такой дисперсии соответствует расстояние между центрами тяжести излучающих слоев $\approx 1,8$ единиц, так что толщину всего излучающего слоя можно принять равной 3 единицам, или 0,12 пс. Диаметр центральной части туманности $\approx 0,45$ пс и l , повидимому, ограничено поглощением, которое в таком случае равно $\approx 9^m$ на парсек. Столь большая величина поглощения подтверждается наличием вблизи центра туманности скопления слабых инфракрасных звезд ⁽⁷⁾. Покраснение θ' Ориона дает для A_v значение $\approx 2^m$ ⁽⁸⁾, так что звезда, повидимому, близка к центру туманности (0,2 пс от переднего края), что весьма вероятно.

Интересную зависимость, не замеченную авторами, можно получить из рис. 10 и 11 ⁽¹⁾, на которых изображены дисперсия скоростей и яркость вдоль двух разрезов в туманности. Оказывается, что эти величины связаны обратной зависимостью — с увеличением дисперсии скоростей уменьшается яркость, и наоборот. Если бы флуктуации яркости были следствием формы туманности или неоднородного поглощения внутри нее, т. е. если бы более яркому месту соответствовала большая толщина слоя, мы должны были бы ожидать и большую дисперсию скоростей. Отмеченный факт естественно объясняется в предположении, что флуктуации яркости связаны с колебаниями плотности газа. Действительно, если в каком-то месте плотность газа увеличивается, должна увеличиваться и плотность пыли, так как газ и пыль, повидимому, движутся вместе. При этом увеличивается поглощение, и соответственно, уменьшается толщина излучающего слоя. Поскольку излучение газа пропорционально ρ^2 , а тол-

щина слоя обратно пропорциональна ρ , яркость такого более тонкого слоя будет больше, а дисперсия скоростей в нем меньше, в соответствии с наблюдениями. Это является дополнительным подтверждением того, что в туманности имеются движения всех масштабов, как это должно быть при наличии развитой турбулентности. Рассмотренный эффект существенен для таких флуктуаций, размеры которых порядка l или больше, так как флуктуации поглощения малых размеров статистически сглаживаются, поскольку поглощение линейно зависит от ρ . Яркость же слоя зависит от мелких флуктуаций плотности и не усредняется полностью из-за квадратичной зависимости. Уменьшение толщины слоя должно частично компенсировать яркость флуктуаций, размеры которых порядка l или больше, и тем сильнее, чем больше изменение плотности, поэтому зависимость $G(r)$ от r должна быть более слабой. Возможно, что более пологий ход $G(r)$ для $r > 2$ и для всех r в фиолетовых лучах, где поглощение больше и $l \approx 1,5 - 2$ единиц, объясняется именно этим эффектом.

Оценка глубины излучающего слоя и расстояния до θ' Ориона в туманности позволяет оценить плотность газа и пыли в туманности по ее яркости и покраснению звезды. Плотность газа равна приблизительно $6 \cdot 10^{-21}$ г/см³, плотность пыли $0,7 \cdot 10^{-22}$ г/см³, т. е. в 100 раз меньше.

В предположении, что плотность магнитной энергии $\frac{1}{8\pi} H^2$ равна плотности кинетической энергии $\frac{1}{2} \rho v^2$, оценивается $H \approx 3 \cdot 10^{-4}$ эрстед.

Величина ϵ означает величину турбулентной энергии, переходящей в теплоту на 1 г в секунду. Кинетическая энергия одного грамма ($\frac{1}{2} \rho v^2$) в значительной части перейдет в теплоту примерно за 20000 лет, если турбулентность ничем не поддерживается. Поскольку туманность существует, по всей вероятности, больше 20000 лет, турбулентность должна чем-то поддерживаться. Возможно, что она поддерживается излучением θ' Ориона. Звезда излучает поток энергии $4\pi R^2 \tau^4$, который почти весь поглощается газом и пылью. Легко рассчитать, что величина этого потока в 100 000 раз больше, чем общая энергия, превращающаяся в теплоту, так что если даже небольшая часть поглощаемой энергии переходит в энергию движения газа, турбулентность может быть стационарной.

Поступило
15 IV 1953

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ W. Baade, F. Goos, P. Koch, R. Minkowsky, *Zs. f. Astrophys.*, **6**, 355 (1933). ² W. Campbell, J. Moore, *Publ. Lick. Obs.*, **13**, 168 (1918). ³ S. Hoerner, *Z. f. Astrophys.*, **30**, 17 (1951). ⁴ А. М. Обухов, *ДАН*, **66**, 17 (1949). ⁵ А. М. Обухов, А. М. Яглом, *Прикл. матем. и мех.*, **15**, 3 (1951). ⁶ А. Н. Колмогоров, *ДАН*, **32**, 19 (1941). ⁷ W. Baade, R. Minkowsky, *Ap. J.*, **86**, 119 (1937). ⁸ J. Stebbins, C. Huffer, A. Whitford, *Ap. J.*, **91**, 20 (1940).