

С. А. КАПЛАН

## КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНЦИИ МЕЖЗВЕЗДНОГО ГАЗА

(Представлено академиком Г. А. Шайном 6 II 1953)

1. В работах (1-3) было показано, что движение облаков межзвездного газа имеет турбулентный характер и подчиняется известному закону Колмогорова  $2/3$ . В этих же работах была определена и основная количественная характеристика этой турбулентности — величина энергии турбулентного движения, диссипирующей в 1 г межзвездного газа за 1 сек. По (3):

$$\epsilon \approx 3,2 \cdot 10^{-4} \text{ эрг/г} \cdot \text{сек.} \quad (1)$$

В настоящей заметке рассматриваются другие характеристики турбулентного движения межзвездных облаков, связанные с (1), а также вопрос об источниках энергии этой турбулентности.

Подчеркнем, что как (1), так и все последующие выводы относятся к «средней» турбулентности межзвездного газа в широких окрестностях Солнца. В отдельных областях (например в больших диффузных туманностях) величина  $\epsilon$  может заметно отличаться от (1). По данным Хорнера (4), для туманности Ориона  $\epsilon \approx 2,7 \cdot 10^{-2}$  эрг/г·сек, а в центральных частях этой туманности даже  $\epsilon \approx 0,12$  эрг/г·сек. Случай вроде туманности Ориона нужно рассматривать отдельно, принимая во внимание конкретные условия в каждой такой области. В настоящей заметке мы ограничимся только «средними» характеристиками межзвездной турбулентности.

2. Основной масштаб турбулентности. Под этим термином мы будем понимать наибольшие размеры вихрей, в которых турбулентность может еще рассматриваться как локально-изотропная. Очевидно, что в условиях межзвездного пространства этот масштаб должен определяться как величиной  $\epsilon$ , так и величиной наиболее быстрого изменения гравитационного поля Галактики (в областях вблизи Солнца — изменения по координате  $z$ ), ибо изменение гравитационного поля с расстоянием ограничивает размеры возможного при заданной энергии движения вихрей. В качестве этой последней величины мы примем  $|\partial^2\Phi/\partial z^2|_{z=0}$ , где  $\Phi$  — потенциал гравитационного поля Галактики ( $|\partial\Phi/\partial z| \approx 0$  при  $z \approx 0$ ). По П. П. Паренаго (5):

$$\left| \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} \right|_{z=0} \approx 4\pi G\rho_0 \approx 2,5 \cdot 10^{-30} \text{ сек}^{-2}. \quad (2)$$

Здесь  $\rho_0$  — полная плотность материи в галактической плоскости.

Из (1) и (2) на основании соображений размерностей получаем:  
 а) для размера вихрей основного масштаба:

$$L \approx \varepsilon^{1/2} \left| \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right|^{-1/4} \approx 90 \text{ парсек}; \quad (3')$$

б) для скорости этих вихрей:

$$v_L \approx \varepsilon^{1/2} \left| \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right|^{-1/4} \approx 4,3 \text{ км/сек}; \quad (3'')$$

в) для среднего времени заметного изменения скорости вихрей (примерно равному среднему промежутку времени между столкновениями двух облаков):

$$\tau \approx \left| \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right|^{-1/2} \approx 2 \cdot 10^7 \text{ лет}. \quad (3''')$$

Все эти величины примерно соответствуют данным наблюдений (3). Отсюда, кстати, следует, что численные множители, которые должны, вообще говоря, входить в формулы (3), повидимому, не слишком отличаются от единицы.

3. Влияние вязкости начинает заметно проявляться в вихрях, размеры которых определяются равенством:

$$\lambda \approx \left( \frac{\eta \text{Re}_\lambda}{\rho \varepsilon^{1/2}} \right)^{1/4}. \quad (4)$$

Здесь  $\rho$  — плотность межзвездного газа;  $\eta$  — динамическая вязкость;  $\text{Re}_\lambda$  — число Рейнольдса, при котором затухает турбулентное движение. Для численной оценки можно принять  $\eta \approx 2,8 \cdot 10^{-5} T^{1/2}$ , где для температуры  $T$  имеем  $25^\circ \leq T \leq 10000^\circ$ ;  $\rho \approx (0,1-10) \cdot 10^{-24} \text{ г/см}^3$ ;  $\text{Re}_\lambda \approx 10-100$ . При этих условиях величина  $\lambda$  меняется от 0,003 до 2 пс, т. е. влияние вязкости сказывается в вихрях, заметно меньших, чем размеры газовых облаков.

4. Источники энергии турбулентного движения. Основными источниками турбулентного движения межзвездного газа не могут быть ни флуктуации гравитационного поля Галактики (например, создаваемые звездными облаками), ни неоднородное вращение Галактики. Первое отпадает, так как гравитационное поле может только ограничивать размеры вихрей, а отнюдь не создавать их. Второе отпадает, так как поток импульса, вызванный неоднородным вращением Галактики, пропорционален величине  $d v / d R$  — градиенту круговой скорости, который примерно в 10 раз меньше соответствующей ему по размерности величины  $|\partial^2 \Phi / \partial z^2|^{1/2}$ , определяющей основной масштаб турбулентности.

Повидимому, основным источником энергии турбулентного движения газовых облаков являются флуктуации лучевого давления горячих звезд. Действие этого механизма можно описать следующим образом. Ультрафиолетовое излучение горячей звезды поглощается в окружающей ее области ионизированного водорода, где превращается в поток  $L_\alpha$  квантов, который, выходя из этой области в крыльях линии  $L_\alpha$ , оказывает сильное лучевое давление на газовые облака с соответствующими лучевыми скоростями (т. е. облака, линии  $L_\alpha$  которых смещены вследствие их лучевой скорости на крылья линии  $L_\alpha$  ионизированной области). Поскольку турбулентция возникает в основном вследствие флуктуации лучевого давления, действием последнего на межзвездную пыль можно, повидимому, пренебречь благодаря малости флуктуаций в видимой области спектра.

Исходя из изложенных соображений о механизме возникновения турбулентции, получаем для  $\varepsilon$ :

$$\varepsilon \approx \frac{\sqrt{(\Delta p)^2}}{p} \frac{n_e n_p x h \nu_\alpha}{2\rho} \sum_{i=2}^{\infty} C_i(T). \quad (5)$$

Здесь  $\frac{\sqrt{(\Delta p)^2}}{p}$  — относительная флуктуация лучевого давления;  $h\nu_\alpha$  — энергия  $L_\alpha$  кванта;  $n_e n_p \sum_{i=2}^{\infty} C_i(T)$  — число электронных захватов на второй и высшие уровни атомов водорода в 1 сек. в 1 см<sup>3</sup> (в соответствии с теорией планетарных туманностей, применимой и в данном случае, эта величина равна количеству испущенных  $L_\alpha$  квантов за 1 сек. в 1 см<sup>3</sup>);  $x$  — доля межзвездного пространства, занятая областями ионизированного водорода. Множитель  $1/2$  вызван тем, что лучевое давление равно  $1/3$  плотности энергии, а газовое давление  $2/3$  плотности энергии. Для относительной флуктуации лучевого давления можно принять  $\frac{\sqrt{(\Delta p)^2}}{p} \approx \frac{1}{\sqrt{N}}$ , где  $N$  — число горячих звезд в области с размерами порядка основного масштаба. Обозначая через  $N_0$  число горячих звезд в единице объема, получаем из (5) и (3):

$$\varepsilon \approx \frac{\left| \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right|^{9/14}}{N_0^{3/7}} \left( \frac{n_e x h \nu_\alpha}{2m_H} \sum_{i=2}^{\infty} C_i(T) \right)^{4/7}. \quad (6)$$

Для численной оценки примем  $N_0 \approx 5 \cdot 10^{-4}$  пс<sup>-3</sup> (число звезд типов О и В в 1 пс<sup>3</sup>),  $x \approx 0,05$ ,  $n_e \approx 1$ ,  $\sum_{i=2}^{\infty} C_i(T) \approx 2,5 \cdot 10^{-13}$  см<sup>-3</sup> · сек<sup>-1</sup>. Находим

$$\varepsilon \approx 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/г} \cdot \text{сек}, \quad (7)$$

в хорошем согласии с (1). Таким образом, действительно, лучевое давление горячих звезд (типов О и В) является основным источником энергии турбулентного движения межзвездного газа. Это заключение было также высказано Г. А. Гурздяном (6)\* и В. С. Сафроновым (7). Об авторе не учитывали, однако, флуктуаций лучевого давления.

5. Важным вопросом в проблеме турбулентции в межзвездном пространстве является учет сжимаемости газа. Эта задача осложняется также и тем, что межзвездная турбулентция происходит в среде весьма неравномерной плотности и температуры со скоростями, намного превышающими скорости звука. Поскольку сейчас не существует ясных представлений о сверхзвуковой турбулентции, мы здесь останавливаться на этом вопросе не будем. Отметим только, что, согласно Вейцзакеру (8), в случае турбулентции в сжимаемом газе показатель степени корреляции скоростей должен несколько ( $\sim 0,10$ — $0,20$ ) превышать значение Колмогорова  $2/3$ . Действительно, по результатам работы (3), наблюдаемый показатель степени на  $0,04$ — $0,10$  превышает  $2/3$ .

6. Численные значения, приведенные выше, получены для средних характеристик турбулентции межзвездного газа в широких окрестно-

\* В работе (6) допущена численная ошибка, приведшая Г. А. Гурздяна к неверному заключению, что для турбулентции существенно лучевое давление всех звезд более раннего типа, чем G5.

стях Солнца. Очевидно, что выведенными формулами можно воспользоваться и для изучения турбулентии в других условиях (в центральной части Галактики, в других звездных системах и т. п.).

Львовский государственный университет  
им. Ив. Франко

Поступило  
13 I 1953

### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> С. А. Каплан, Циркуляр Львовск. астроном. obs., № 23 (1952). <sup>2</sup> С. А. Каплан, В. И. Проник, там же, № 24 (1952). <sup>3</sup> С. А. Каплан, В. И. Проник, ДАН, 89, № 4 (1953). <sup>4</sup> S. von Hörner, Z. Astroph., 30, 17 (1951). <sup>5</sup> П. П. Паренаго, Астр. журн., 27, 329 (1950). <sup>6</sup> Г. А. Гурзадян, там же, 26, 104 (1949). <sup>7</sup> В. В. Сафронов, там же, 23, 501 (1952). <sup>8</sup> C. F. von Weizsäcker, Ap. J., 114, 165 (1951).