

А. И. ЛЕБЕДИНСКИЙ

ДИНАМИКА ДИФFUЗНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

(Представлено академиком О. Ю. Шмидтом 5 III 1952)

Толщина слоя диффузной материи как в нашей, так и в других галактиках порядка сотни парсек; слой этот неоднороден, а состоит из отдельных туманностей неправильной формы с поперечниками, достигающими десятков парсек. Мы обсудим эти особенности распределения диффузной материи.

Столкновения пылинок друг с другом и с атомами происходят неупруго — сравнимая с единицей доля кинетической энергии относительного движения каждой частицы, столкнувшейся с пылинкой, превращается в тепло и в конечном итоге излучается. Наоборот, столкновения атомов друг с другом можно считать упругими благодаря малой вероятности возбуждения. Сечение пылинок для столкновения с частицами при приближенных оценках можно приравнять их сечению для квантов света; поэтому кинетическая энергия частицы теряется при пробеге $\lambda = H_1 / \tau$, где H_1 — эквивалентная полутолщина слоя диффузной материи, а τ — его оптическая полутолщина. Потери энергии при столкновениях частиц с пылинками компенсируются турбулизирующим воздействием звезд и звездных облаков, а толщина слоя диффузной материи определяется условием равенства притока и потерь энергии.

В межзвездном газе, как во всякой электропроводной турбулентной среде, могут возникать в результате самовозбуждения магнитные поля с плотностью энергии, достигающей плотности кинетической энергии турбулентности. Джоулево тепло, выделяемое электрическими токами, создающими эти магнитные поля, а также и другие необратимые электромагнитные процессы обуславливают диссипацию энергии диффузной материи. Поэтому, принимая во внимание одни только потери при столкновениях частиц с пылинками, мы оцениваем нижнюю границу возможных потерь энергии.

Условимся обозначать индексом 1 величины, относящиеся к диффузной материи, а индексом 2 — к звездам или звездным облакам; так, H_2 — эквивалентная полутолщина слоя звезд. Примем, что

$$H_2 > H_1. \quad (1)$$

Обозначим через v_1 и v_2 дисперсию скоростей частиц диффузной материи и звезд, а через σ — поверхностную плотность, т. е. массу бесконечного столба единичного сечения, перпендикулярного к плоскости симметрии Галактики. Полная поверхностная плотность всей материи $\sigma_0 = \sigma_1 + \sigma_2$, где σ_1 и σ_2 — парциальные поверхностные плотности диффузной материи и звезд. Так же как в (1), положим

$$v_1^2 \approx 6\pi\beta\gamma H_1 (\sigma_1 + \sigma_2 H_1 / H_2) \quad (2)$$

и

$$v_2^2 \approx 6\pi\beta\gamma H_2 \sigma_0, \quad (3)$$

где $\beta = 0,42$, а γ — постоянная тяготения. В (2) входит поверхностная плотность $\sigma_1 + \sigma_2 H_2 / H_1$, соответствующая общей массе материи внутри слоя диффузной материи, а в (3), в силу (1), полная поверхностная плотность σ_0 .

В нашей Галактике пыль и газ не разделяются на две различных подсистемы; газово-пылевые облака движутся как одно целое; поэтому дисперсию скоростей атомов и пылинок можно считать одинаковыми, приблизительно равными дисперсии скоростей диффузных туманностей. Полагая, что в течение среднего времени между столкновениями частиц с пылинками, равно $\lambda / v_1 = H_1 / \tau v_1$, единица массы диффузной материи теряет свою кинетическую энергию, получим, что потеря энергии единицей массы в единицу времени $\varepsilon = 1/2 \sigma_1^3 \tau / H_1$, или, в силу (2):

$$\varepsilon = 3\pi\beta\gamma\tau v_1 (\sigma_1 + \sigma_2 H_1 / H_2). \quad (4)$$

Таким образом, потери тем больше, чем больше толщина слоя диффузной материи.

При оценке притока энергии будем полагать, что диффузную материю турбулизируют массивные тела с массами M . Они могут быть как отдельными звездами, так и целыми звездными облаками или скоплениями. Из (1) следует, что $v_2 > v_1$, и поэтому при приближенных оценках можно считать, что средняя скорость частиц диффузной материи по отношению к массивным телам приблизительно равна v_2 . В системе координат, связанной с массивным телом, угол отклонения χ частицы, пролетающей на прицельном расстоянии r_0 , определяется, как известно, формулой

$$\sin^2 \frac{\chi}{2} = \left(1 + \frac{r_0^2}{r_0^2}\right)^{-1}, \quad \text{где } r_0 = \gamma M / v_2^2. \quad (5)$$

Изменение кинетической энергии частицы Δe в системе координат, неподвижной по отношению к частице до столкновения, определяется формулой: $\Delta e = 1/2 m v_2^2 \sin^2 \chi$, где m — масса частицы.

Число частиц диффузной материи в единице объема $\beta \sigma_1 / m H_1$. Массивное тело, пролетая по прямолинейной траектории, образующей угол ψ с перпендикуляром к плоскости симметрии слоя диффузной материи, проходит внутри слоя путь $2H_1 \sec \psi$ и сообщает всем частицам слоя энергию:

$$e = \frac{4\pi\beta\sigma_1}{mH_1} \sec \psi \int_0^{H_1 \operatorname{cosec} \psi} \Delta e r dr = \pi\beta\sigma_1 v_2^2 r_0^2 \sec \psi \left[1 + 8 \ln \left(\frac{H_1 \operatorname{cosec} \psi}{r_0}\right)\right]. \quad (6)$$

Переменный верхний предел (6) заменен его средним значением $H_1 \operatorname{cosec} \psi$. Интегрирование выполнено приближенно, принимая, что $\Delta e = \text{const}$ при $r < r_0$ и $\Delta e \sim r^{-2}$ при $r > r_0$. Время пролетания массивного тела через слой $t = 2H_1 \sec \psi / v_2$, а энергия, сообщаемая в единицу времени одним массивным телом всей диффузной материи, равна $\Delta e / t$. Умножая эту величину на число массивных тел в столбе единичного сечения $2\beta\sigma_2 H_1 / MH_2$ и деля на σ_1 , получим приток энергии в единицу времени на единицу массы диффузной материи, который, так же как и потери, обозначим ε . Итак,

$$\varepsilon = \frac{\pi\beta^2 v_2^2 r_0^2 \sigma_2}{2MH_2} \left[1 + 8 \ln \left(\frac{\pi}{2} \frac{H_1}{r_0}\right)\right], \quad (7)$$

где $\text{cosec } \psi$ заменен его средним значением $\pi/2$. Приравнивая правые части (4) и (7), принимая во внимание (5) и вводя новое переменное

$$x = r_0 / H_1 = \gamma M / H_1 v_2^2, \quad (8)$$

получим:

$$x \left(1 + 8 \ln \frac{\pi}{2} - 8 \ln x \right) = \frac{6\tau}{\beta} \frac{v_1}{v_2} \left(1 + \frac{\sigma_1 H_2}{\sigma_2 H_1} \right) = A. \quad (9)$$

Полагая $v_1 = 0,5 v_2$, $\tau = 0,25$, $\beta = 0,42$ и $\sigma_1 \ll \sigma_2$, получим $A \approx 1$. При $A = 1$, решая трансцендентное уравнение, найдем наименьший его корень $x = 0,03$. Подставляя это значение в (8) и полагая $H_1 = 3 \cdot 10^{20}$ см и $v_2 = 10^6$ см/сек, получим $M = 5,4 \cdot 10^{38} \text{ г} = 3 \cdot 10^5 M_\odot$. Подставляя же в (8) при тех же данных массу отдельной звезды, мы получим $x \approx 10^{-7}$. Изменения v_1/v_2 и σ_1/σ_2 в разумных пределах не изменяют порядка величины корня уравнения (9).

Поясним теперь физический смысл полученного результата. Согласно (7), заменяя r_0 его выражением по (5), $\varepsilon \sim \sigma_2 M$; поэтому турбулизирующее действие массивных тел при заданном σ_2 возрастает пропорционально их массам. Другими словами, количество энергии, передаваемое диффузной материи одним массивным телом, пропорционально квадрату его массы. Приток энергии вследствие турбулизации диффузной материи отдельными звездами совершенно ничтожен по сравнению с теми потерями энергии, которые в ней фактически происходят. Тем более не могут быть достаточной причиной турбулентности диффузной материи такие силы, как лучевое давление или электромагнитные взаимодействия звезд с межзвездной средой. Эти силы, в отличие от гравитационных, создают не всеми звездами, а редкими экземплярами, принадлежащими к особым физическим типам звезд. Наблюдаемую турбулентность диффузной материи могут создавать только звездные облака.

Пыль, высоко поднятая звездными облаками над плоскостью симметрии Галактики, свидетельствует об их существовании и в то же время затрудняет непосредственное их наблюдение. Этот результат естественно сопоставить с заключением, полученным нами в (2), о том, что в плоско-параллельном слое должна происходить гравитационная конденсация звездного газа, объединяющая в облака значительную часть звезд.

Непосредственно в нашей Галактике звездные облака уверенно не обнаружены; это значит, что их плотность не более, чем в 2—3 раза превышает плотность звезд, не объединенных в облака. При такой плотности эффективным методом поисков звездных облаков может быть исследование z -компонент скоростей звезд, а не прямая статистика распределения звезд на небесной сфере. Звездные облака должны быть динамически устойчивыми по отношению к приливным силам основной массы Галактики; для этого средняя плотность материи внутри облаков должна удовлетворять неравенству

$$\rho = \frac{3M}{4\pi R^3} > \frac{M_g}{R_g} = \rho_0, \quad (10)$$

где M_g — масса Галактики, а R_g — расстояние от ее центра.

В окрестностях Солнца правая часть (10) порядка 10^{-23} г/см³, т. е. близка к фактически наблюдаемой средней плотности материи. Полагая $R = 100$ ps и $\rho = 2\rho_0 = 2 \cdot 10^{-23}$ г/см³, получим $M = 2 \cdot 10^{39}$ г = $10^6 M_\odot$, что согласуется с оценкой по формулам (8) и (9).

Туманности с плотностью $\rho > M/R^3 \approx 8\rho_0 \approx 10^{-23}$ г/см³ не разрушаются приливными силами ни звездных облаков, ни, тем более, Галактики; такие туманности теряют энергию вследствие необратимых

процессов и сжимаются до тех пор, пока не превратятся в звезды. Заметим, что при достаточно большой массе туманность, в силу установленного нами критерия ограничения звездных масс⁽³⁾, превращается не в одну звезду, а в группу звезд — в звездное скопление. Туманности с плотностью $\rho < 8\rho_0$ разрушаются приливными силами, и их вещество, рассеиваясь, равномерно заполняет плоско-параллельный слой.

Диффузная материя расходуется на образование звезд, но этот расход компенсируется истечением из звезд, так как, согласно нашей гипотезе⁽⁴⁾, значительная доля первоначальной массы каждой звезды теряется в процессе ее эволюции, возвращаясь в диффузное состояние. В таких условиях автоматически поддерживается некоторая средняя плотность диффузной материи, которую мы назовем критической. Действительно, если бы диффузной материи было слишком много, то приливные силы не могли бы воспрепятствовать ее быстрой гравитационной конденсации, и «приток» не компенсировал бы «расход» диффузной материи. В противоположном случае приливные силы рассеивали бы возникающие уплотнения, исключая возможность возникновения молодых звезд, и тем обуславливали бы накопление диффузной материи.

Диффузные туманности принимают правильную форму только тогда, когда внутренние силы значительно превысят приливные силы внешних тел, т. е. в период, непосредственно предшествующий превращению туманности в звезды. Ясно, что при сохранении критической плотности, т. е. в условиях, когда скорость превращения диффузной материи в звезды равна скорости ее накопления, туманностей правильной формы должно наблюдаться очень мало и плотность 10^{-22} г/см³ должна быть практически верхней границей наблюдаемых плотностей. Этот вывод теории в пределах точности измерений согласуется с результатами определения масс туманностей, произведенных Г. А. Шайном и В. Ф. Газе⁽⁵⁾. Этому выводу не противоречит и средняя плотность пыли в туманностях, равная, согласно П. П. Паренаго⁽⁶⁾, $5 \cdot 10^{-24}$ г/см³, ибо весьма вероятно, что пыль составляет 5—10% общей массы диффузных туманностей, а каждая пылинка представляет собой небольшое тугоплавкое ядро, на котором намерзло значительное количество летучих веществ.

Итак, при критической плотности не может быть значительного количества туманностей правильной формы с плотностью, превышающей 10^{-22} г/см³, и не может быть равномерного рассеяния диффузной материи внутри плоско-параллельного слоя. Диффузная материя может быть распределена только в виде туманностей более или менее неправильной формы. Труднее определить, в какой мере должна быть клочковата диффузная материя, т. е. каково отношение средней плотности внутри туманностей к плотности в промежутках между ними. Решение этого вопроса возможно лишь на основании соответствующей количественной теории.

Отдельные диффузные туманности, разрываемые приливными силами звездных облаков, должны иметь размеры, существенно меньшие, чем звездные облака. Наблюдения показывают, что в действительности размеры туманностей примерно на порядок меньше размеров облаков в

Ленинградский государственный педагогический институт
им. А. И. Герцена

Поступило
3 III 1952

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Л. Э. Гуревич и А. И. Лебединский, Изв. АН СССР, сер. физ., 14, № 6, 765 (1950). ² А. И. Лебединский, ДАН, 84, № 1 (1952). ³ А. И. Лебединский, ДАН, 79, № 3, 415 (1951). ⁴ А. И. Лебединский, ДАН, 79, № 1, 41 (1951). ⁵ Г. А. Шайн и В. Ф. Газе, Изв. Крымск. астрофиз. obs., 6, 3 (1951); 7, 87 (1951). ⁶ П. П. Паренаго, Усп. астроном. наук, 4, 113 (1948).