

УДК 621.371 : 523

КРУПНОМАСШТАБНЫЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В АСТРОФИЗИКЕ

С. А. Каплан

Методы теории колебаний могут многое дать для понимания различных и очень разнообразных явлений, происходящих в космических системах. С другой стороны, астрофизика ставит перед общей теорией колебаний в распределенных системах много новых, до сих пор еще совершенно неисследованных проблем. Разумеется, в рамках одной лекции невозможно изложить околько-нибудь подробно даже одну из проблем астрофизических колебаний, и поэтому я ограничусь перечислением и краткой характеристикой некоторых из проблем теории колебаний в астрофизике, которые по тем или иным причинам кажутся мне более интересными.

Периодические колебания в солнечной атмосфере. Солнечная атмосфера представляет собой систему, в которой могут возбуждаться звуковые (акустические) и гравитационные волны, как и в земной атмосфере. В распределении температуры по высоте имеется минимум, что создает в солнечной атмосфере своеобразный волновод, собственная частота которого для звуковых волн близка к пяти минутам. И действительно, в атмосфере Солнца уже давно наблюдаются пятиминутные колебания, хотя точного понимания их природы еще нет.

Если отвлечься от влияния магнитного поля, то дисперсионное уравнение для волн в солнечной атмосфере имеет вид

$$\omega^4 - \omega^2(\Omega_1^2 + k^2 v_s^2) + \Omega_2^2 v_s^2 k_{\perp}^2 = i \chi_r \omega k^2 [\Omega_1^2 - \gamma \omega^2 - v_s^2 k^2], \quad (1)$$

где ω — частота волны, k — ее волновой вектор, k_{\perp} — горизонтальная компонента волнового вектора ($k^2 = k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2$), v_s — скорость звука, γ — показатель адиабаты, χ_r — коэффициент лучистой теплопроводности. Характерные частоты Ω_1 и Ω_2 определяются формулами

$$\Omega_1 = \frac{\gamma g}{2v_s}, \quad \Omega_2 = \frac{g}{v_s} \sqrt{\gamma - 1 - \gamma\beta}, \quad (2)$$

где логарифмический градиент $\beta = \frac{d \ln T}{d \ln p}$ определяется действительным распределением температуры T и давления p в атмосфере. Дисперсионное уравнение (1) соответствует ВКБ-приближению.

Как известно, уравнение (1) описывает акустические волны на высоких частотах ($\omega > \Omega_1$) и гравитационные волны на низких частотах ($\omega < \Omega_2$ при $k_{\perp} \neq 0$) в конвективно устойчивой атмосфере ($\beta < \frac{\gamma - 1}{\gamma}$). Кроме того, это уравнение описывает и так называемые убывающие (evanescent) волны, которые формально соответствуют уравнению (1),

если там принять $k^2 < k_{\perp}^2$ (т. е. считать k_{\parallel} минимой величиной). Это распространяющиеся вдоль горизонтального направления волны, амплитуда которых экспоненциально уменьшается с высотой. До сих пор неясно, к какому из этих трех типов волн приписать наблюдаемые пятиминутные колебания (обсуждение этого вопроса дано, например, в [1, 2]).

Волны в атмосфере Солнца играют определяющую роль в нагреве верхних слоев атмосферы (хромосферы и короны). Но какого типа эти волны — это тоже пока предмет дискуссии. Хромосфера, т. е. более низкие слои с относительно невысокой температурой, может нагреваться акустическими или убывающими волнами. В первом случае сам нагрев связан с нелинейной диссипацией акустических волн при превращении их в ударные волны (см. [3]). Диссипация убывающих волн и соответствующий нагрев хромосферы рассматривались в работе [4] в линейном приближении.

Более высокие и нагретые слои (корона) греются волнами, связанными с магнитными полями — альфвеновскими и магнитно-звуковыми. Качественно картина этого явления выглядит следующим образом. В нижних слоях генерируются идущие вверх волны разных типов. Альфвеновские волны обладают наименьшим затуханием и поэтому проходят дальше других типов волн. Из-за уменьшения плотности амплитуда их растет с высотой, и уже в солнечной короне альфвеновские волны из-за нелинейных процессов трансформируются в магнитно-звуковые, которые в свою очередь диссипируют при образовании ударных волн. Таким образом, здесь нелинейность всех процессов определяет весь эффект нагрева. Однако эта качественная картина (см. [1, 5]) еще очень далека от количественного рассмотрения, и пока приходится ограничиваться лишь самыми примитивными оценками.

Пульсации звезд как автоколебания. Хорошо известно явление звездных пульсаций. Определенные типы звезд испытывают периодические сжатия и расширения. Амплитуда колебаний поверхности звезд сравнительно невелика, порядка 5%, и скорости их движений порядка десятка км/с. Физические основы теории пульсации одного из типов звезд, так называемых цефеид, были выяснены Жевакиным (см. [1]). Дело здесь в том, что во внешних слоях этих звезд постоянный поток излучения, идущий снизу, из недр звезд, раскачивает колебания благодаря действию своеобразного клапанного механизма. При сжатии и разряжении этих слоев меняется коэффициент непрозрачности, а если это изменение таково, что κ увеличивается при сжатии слоев, то возникает раскачка колебаний. В самом деле, при увеличении κ сжатый слой больше поглощает поток энергии, в нем накапливается тепло, что и приводит к более быстрому расширению слоя. При этом коэффициент непрозрачности уменьшается, пульсирующий слой опять становится прозрачным и процесс повторяется. Таким образом, эти колебания существенно зависят от характера поведения коэффициента непрозрачности и наличия потока излучения через пульсирующие слои.

Как правило, пульсации звезд сейчас исследуются численными методами. Но для анализа явления представляет интерес и приближенное рассмотрение с помощью аналитического дисперсионного соотношения. Это соотношение, полученное и исследованное нами совместно с Н. С. Петрухиным, приводится ниже. Метод вывода дисперсионного уравнения обычный, но используются уравнения гидростатического и лучистого равновесия в лагранжевых координатах. Уравнения линеаризуются, и возмущения считаются пропорциональными:

$$\exp \{i(\omega t - m\rho)\}, \quad (3)$$

где p — давление, играющее здесь роль координаты, а m — аналог волнового числа. Рассматриваются лишь радиальные или вертикальные колебания.

Если пренебречь кривизной слоев, то дисперсионное уравнение вертикальных колебаний в неоднородной атмосфере, пронизываемой потоком излучения F , имеет вид

$$\begin{aligned} & \omega \left\{ \omega^2 - \Omega_s^2 \left[\left(k^2 + \frac{\gamma-1}{\gamma} - 2\beta \right) + ik \left(\frac{1}{\gamma} + 2\beta \right) \right] \right\} = \\ & = \gamma(\gamma-1)(4-x_p-x_T) \frac{gFk}{p v_s^2} \left\{ \omega^2 \left(1 - \frac{ik}{\beta(4-x_p-x_T)} \right) - \right. \\ & \quad \left. - \Omega_s^2 \left[\frac{1-\beta(x_T-5)}{4-x_p-x_T} \frac{k^2}{\beta^2} + \frac{x_T-4}{4-x_p-x_T} - \right. \right. \\ & \quad \left. \left. - \frac{ik}{4-x_p-x_T} \left(\frac{k^2}{\beta^2} + \frac{x_T-5}{\beta} + x_T-4 \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь использованы следующие обозначения. Если задана зависимость коэффициента непрозрачности κ от давления и температуры, то

$$x_p = \frac{d \ln \kappa}{d \ln p}, \quad x_T = \frac{d \ln \kappa}{d \ln T}. \quad (5)$$

По-прежнему β определяет связь между давлением и температурой в атмосфере, но теперь свойства атмосферы определяются коэффициентом непрозрачности. Поэтому

$$\beta = \frac{d \ln T}{d \ln p} = \frac{x_p + 1}{4 - x_T}. \quad (6)$$

Характерная частота Ω_s зависит от глубины h ,

$$\Omega_s^2 = \gamma \beta \frac{g^2}{v_s^2} = \frac{g}{h}. \quad (7)$$

Величина k есть по существу фаза колебаний,

$$k = pm. \quad (8)$$

В дисперсионном уравнении (4) gF считается постоянной и при выводе уравнения опять использовалось приближение ВКБ.

Трудность исследования (1) связана не только с провоздкостью этого уравнения, но и определяется своеобразным поведением коэффициента непрозрачности. На рис. 1 дана зависимость коэффициента непрозрачности κ от плотности ρ и температуры T , по которой можно определить x_p , x_T , а следовательно, и

$$x_p = \frac{x_p x_T}{x_p + x_T}. \quad (9)$$

Видно, что x_T меняет знак — при низких температурах $x_T > 0$, при более высоких $-x_T < 0$, при очень высоких $-x_T \approx 0$. Величина x_p , как правило, положительна и близка к единице.

При расчете пульсации звезд рассматриваются слои, расположенные не на самой поверхности, а на некоторой глубине, где наиболее резко меняются свойства коэффициента непрозрачности и где имеет место существенная ионизация наиболее обильных элементов, водорода и гелия. Этому слою соответствует некоторое определенное значение Ω_s , определяющее частоту колебаний. После этого можно найти из (1)

характерную частоту пульсаций слоев, изменение фазы (т. е. k) между слоями, коэффициенты затухания или раскочки волн. Для этого следует определить знак мнимой части ω . В зависимости от значений x_p и x_T этот знак может быть различным. Формула (4) описывает и звуковые волны, распространяющиеся вертикально. Приравняв нулю левую часть (1), найдем свойства этих волн на больших глубинах (здесь мал множитель gFk/pv_s^2). Для анализа свойств этих волн в приповерхностных слоях можно в первом приближении приравнять нулю правую часть уравнения (4). Более подробный анализ дисперсионного уравнения (4) будет дан в другой работе.

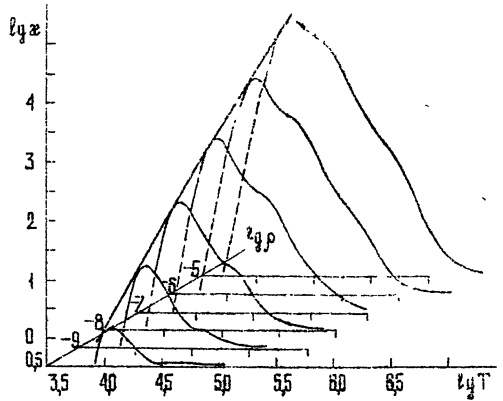


Рис. 1.

Волны плотности в газовом диске галактик. По-видимому, самые крупномасштабные наблюдаемые волны во Вселенной — это спиральные волны плотности, создающие видимый спиральный узор нашей Галактики и других спиральных галактик. Характерная частота этих волн порядка 10^{-14} с^{-1} и характерная длина волны $\sim 10^{22} \text{ см}$. В дисперсионном соотношении для таких волн следует учесть изменение гравитационного потенциала, т. е. рассматривать так называемый тяжелый звук. Иными словами, здесь собственная гравитация уплотнений оказывает существенное влияние на распространение таких волн.

Дисперсионное уравнение для спиральной волны плотности, распространяющейся в газовом диске, толщина которого меньше длины волны, имеет вид (см. [7, 8])

$$(\omega - n\Omega(r))^2 = \frac{1}{r^3} \frac{d}{dr} (r^2 \Omega(r))^2 - \frac{1}{2} \left\{ 2\pi G \sigma |k| - v_s^2 k^2 \pm \sqrt{(2\pi G \sigma - v_s^2 k^2)^2 + 8\pi G \sigma_s |k| v_s^2 k^2} \right\}. \quad (10)$$

В этом уравнении $\Omega(r)$ — угловая скорость вращения газового диска, на расстоянии r от его оси, n — число ветвей спиральной картины, v_s — по-прежнему скорость звука, σ — полная поверхностная плотность вещества в диске, т. е. $\sigma = \sigma_g + \sigma_s$, где σ_g — поверхностная (расчитанная на единицу площади диска) плотность газового вещества, σ_s — поверхностная плотность звезд, которые тоже влияют на гравитационный потенциал, т. е. также испытывают сгущения и разрежения по мере прохождения волн. Знак волнового числа определяется направлением движения волны, которая может закручиваться ($k > 0$) или раскручиваться ($k < 0$).

Изучение спиральных волн плотности в газовых дисках с собственным тяготением представляет большой интерес, например, для решения проблемы образования звезд — наблюдения наглядно показывают, что самые молодые из известных звезд расположены в области уплотнений спиральных волн. Между тем к изучению этих волн еще не были применены методы современной теории волн в распределенных системах и, в частности, методы исследования нелинейных волн.

Заметим, что амплитуда наблюдаемых волн плотности в реальных галактиках относительно велика. Правда, гравитационный потенциал в волне меняется на 5—10%, но плотность газа меняется на порядок величины.

Этими краткими замечаниями мы и вынуждены пока ограничиться.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. A. Kaplan, S. B. Pikel'ner, V. N. Tsytovich, *Physics Reports*, **15C**, № 1 (1974).
2. R. F. Stein, J. Leiba'cher, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.*, **12**, 407 (1974).
3. С. А. Каплан, Л. А. Островский, Н. С. Петрухин, Н. Е. Фридман, *Астрон. ж.*, **49**, 1267 (1972).
4. Yu. D. Zhugzhda, *Sol. Phys.*, **25**, 329 (1970).
5. С. Б. Пикельнер, М. А. Лифшиц, *Астрон. ж.*, **41**, 1007 (1964).
6. С. А. Жевакин, в сб. *Пульсирующие звезды*, изд. Наука, М., 1970.
7. S. A. Kaplan, S. B. Pikel'ner, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.*, **12**, 113 (1974).
8. C. Hunter, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **4**, 219 (1972).

Научно-исследовательский радиофизический институт