АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15 МАЙ, 1979 ВЫПУСК 2

УДК 523.034.43

О ТЕПЛОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ВЫСВЕЧИВАНИЕМ

Ю. А. ЩЕКИНОВ

Поступила 25 июля 1978
Пересмотрена 24 ноября 1978

Исследуется возможность тепловой неустойчивости за фронтом ударной волны с высвечиванием. Наиболее благоприятны условия для адиабатической моды тепловой неустойчивости. Возможно, именно эта мода тепловой неустойчивости приводит к образованию неоднородностей в окрестности компактных зон H II.

1. *Введение*. Динамика ударных волн в астрофизических условиях в значительной степени определяется возможностью объемных потерь энергии за фронтом ударной волны — ударные волны с высвечиванием. Теория таких ударных волн в настоящее время детально разработана (см., например, [1, 2]). Однако вопрос о тепловой неустойчивости за фронтом ударной волны с высвечиванием долгое время оставался в стороне. Вместе с тем хорошо известно, что в среде с объемными потерями при выполнении определенных критериев может развиваться тепловая неустойчивость, результатом которой может быть, например, образование конденсаций газа [3].

Исследованию этой возможности посвятили свою работу Бурдюжа и Рузмайкина [4], где они показали, что за фронтом ударной волны, распространяющейся перед ионизационным фронтом, ограничивающим зону H II, развивается тепловая неустойчивость, которая приводит к образованию мазерных конденсаций OH и H_2O. Авторы ограничились рассмотрением изобарических и изохорических возмущений, т. е. конденсационной моды тепловой неустойчивости. Оппенгеймер [5] высказал мнение о том, что вблизи компактных зон H II создаются условия, благоприятные для развития колебательной моды тепловой неустойчивости, соответствующей адиабатическим возмущениям. На этом основании Оппенгеймер сделал вывод, что образование мазерных источников OH и H_2O связано именно с этой модой тепловой неустойчивости, в отличие от выводов работы [4]. В этой связи представляется целесообразным исследование критериев тепловой неустойчивости адиабатических возмущений в условиях за фронтом ударной волны с высвечиванием.

2. *О тепловой неустойчивости в стационарных условиях.* Остановимся сначала кратко на тепловой неустойчивости в однородной, неограниченной, стационарной среде. Система гидродинамических уравнений при наличии объемных потерь записывается следующим образом [3]:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho\nabla v = 0, \tag{1}$$

$$\rho\frac{dv}{dt} + \nabla p = 0, \tag{2}$$

$$\frac{1}{\gamma-1}\frac{dp}{dt} - \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{p}{\rho}\frac{d\rho}{dt} + \rho L = 0, \tag{3}$$

$$p = \frac{R}{\mu}\rho T, \tag{4}$$

где $d/dt = \partial/\partial t + v\nabla$, ρ, T, p — плотность, температура и давление газа, v — скорость, γ, μ, R — показатель адиабаты, молекулярный вес и универсальная газовая постоянная, L — обобщенная функция потерь: $L = \Lambda\rho - \Gamma$, $\Lambda\rho$ и Γ — скорость охлаждения и скорость нагрева на 1 г. В уравнении (3) мы пренебрегли эффектами теплопроводности.

Решение задачи для малых возмущений с начальными условиями дает:

$$\begin{aligned}\delta\rho = \sum_{i=1}^{3} d(n_i)[-(n_i + \omega_T)\, n_i\delta\rho_0 + {}\\ + k^2(\gamma-1)\,\delta p_{ad} + ik\,(n_i + \omega_T)\,\rho_0\delta v_0]\, e^{n_i t},\end{aligned} \tag{5}$$

где δa — амплитуда возмущения соответствующей величины (рассматривались возмущения вида $\delta a \exp(ikx)$). $\delta p_{ad} = (1/\gamma - 1)(\delta p_0 - \gamma\,(p/\rho)\,\delta\rho_0)$, индекс „0" относится к начальному состоянию, k — волновое число, $\omega_T = (\mu(\gamma-1)/R)(\partial L/\partial T)_\rho$, n_i являются корнями характеристического уравнения системы линеаризованных уравнений гидродинамики $D(n) = 0$, где [3]

$$\begin{aligned}D(n) = n^3 + n^2\omega_T - nk^2c^2 + \frac{k^2c^2}{\gamma}(\omega_T - \omega_\rho) = \\ = (n - n_1)(n - n_2)(n - n_3).\end{aligned}$$

$$c^2 = \gamma p/\rho, \quad \omega_\rho = \frac{\mu(\gamma-1)}{R}\frac{\rho}{T}\left(\frac{\partial L}{\partial \rho}\right)_T,$$

$$d(n_1) = [(n_1 - n_2)(n_1 - n_3)]^{-1}, \qquad d(n_2) = [(n_2 - n_1)(n_2 - n_3)]^{-1},$$

$$d(n_3) = [(n_3 - n_1)(n_3 - n_2)]^{-1}.$$

Выражения для n_i в различных областях длин волн возмущений приведены в работе Филда [3].

Рассмотрим коротковолновые возмущения: $t_h = (kc)^{-1} \ll t_c$, где t_h — характерное гидродинамическое время, $t_c \sim \omega_\rho^{-1}$ — характерное время охлаждения. Для таких возмущений можно принять $\delta p_{ad} \approx 0$, поскольку в этом случае за характерное время пульсаций t_h температура газа не успевает уменьшиться сколько-нибудь значительно. Подставляя в (5) выражения для n_i, полученные в [3], мы найдем, что основной вклад в $\delta\rho$ в этих условиях дает колебательная мода тепловой неустойчивости с $n_{2,3} \approx \pm ikc - (\omega_\rho + (\gamma - 1)\omega_T)/2\gamma$. Вклад в $\delta\rho$ от конденсационной (изобарической) моды с $n_1 \approx (\omega_\rho - \omega_T)/\gamma$ пропорционален $(\omega_\rho/kc)^2 \ll 1$: здесь мы принимали n_1. $\mathrm{Re}(n_2, n_3) > 0$.

По мере увеличения длины волны, то есть $\omega_\rho/kc \to 1$, вклад в $\delta\rho$ от конденсационной моды растет так, что коэффициенты перед экспонентами в (5) оказываются сравнимыми. Причем на больших временах $t \gg t_c$ (при $n_1 > 0$) преобладающими оказываются члены, соответствующие конденсационной моде, даже если в начальный момент $\delta p_{ad} \approx 0$. Действительно, если $n_1 > 0$, то есть конденсационная мода неустойчива, то $\omega_\rho > \omega_T$, а при этом $n_1 > \mathrm{Re}(n_2, n_3)$.

Перейдем к длинноволновым возмущениям: $t_h \gg t_c$. В этом случае $n_1 \approx -\omega_T$, $n_{2,3} \approx \mp ((\omega_\rho - \omega_T)/\gamma\omega_T)^{1/2} kc$, при условии, что ω_ρ и ω_T одного порядка. В выражении для $\delta\rho$ (5) растущее решение оказывается пропорциональным $\exp(akct)$, где $a = \gamma^{-1/2}(\omega_\rho/\omega_T - 1)^{1/2}$; решение, соответствующее первому корню n_1, дает малый вклад в $\delta\rho$ из-за того, что коэффициенты перед $\delta\rho_0$ и δv_0 в (5) зануляются, а член, пропорциональный δp_{ad}, мал из-за малости k. Таким образом, в этом случае $\delta\rho$ увеличивается с характерным гидродинамическим временем, в то время, как δT, а значит и δp, могут изменяться значительно быстрее — с характерным временем охлаждения t_c. Действительно, решение для δT имеет вид:

$$\delta T = \sum_{i=1}^{3} d(n_i)\left[n_i \left(\frac{\omega_\rho}{\gamma - 1} - n_i\right)\delta\rho_0 + \right.$$

$$\left. + \left(\gamma\frac{n_i^2}{c^2} - k^2\right)\delta p_{ad} - \left(\frac{\omega_\rho}{\gamma - 1} - n_i\right) ik\rho_0\delta v_0 \right] e^{n_i t},$$

так что для длинноволновых возмущений основной вклад в δT дает мода $n_1 \simeq -\omega_T$ (если $n_1 > 0$), с характерным временем нарастания $\omega_T^{-1} \sim t_c$.

Таким образом, при выполнении определенных критериев в области коротких длин волн ($l_h \ll l_c$) нарастают возмущения, соответствующие адиабатической моде (в предположении $\delta p_{ad} \simeq 0$). Для больших длин волн ($l_h \sim l_c$) преобладающий вклад в нарастание $\delta\rho$ вносит конденсационная (изобарическая) мода; наконец, нарастание $\delta\rho$ для длинноволновых возмущений ($l_h \gg l_c$) соответствует изохорической моде.

3. *Условия за фронтом ударной волны с высвечиванием.* Первую попытку получения критериев тепловой неустойчивости для произвольного течения газа предприняли Хантер и Софиа [6], однако их результаты неприменимы для течения газа за фронтом ударной волны с высвечиванием. Это связано с тем, что их рассмотрение ограничено предположением о малости длины волны λ по сравнению с характерным размером неоднородности l: $\lambda \ll l$. Вместе с тем, поскольку в этой работе речь идет о конденсационной моде тепловой неустойчивости, которой соответствуют, как следует из предыдущего раздела, возмущения с длинами волн $\lambda \gtrsim c \cdot t_c$, то в условиях за фронтом ударной волны с высвечиванием это предположение несправедливо. Причина этого состоит в следующем. Из-за высвечивания температура газа за фронтом уменьшается, а плотность увеличивается таким образом, что давление газа остается примерно постоянным и близким к значению $p \simeq \rho_0 v_0^2$, здесь ρ_0 и v_0 — плотность и скорость газа перед фронтом ударной волны (в системе, связанной с фронтом) [1]. Характерное время изменения ρ и T есть время охлаждения газа t_c, соответствующий масштаб неоднородности ρ и T равен $l \sim v \cdot t_c$, где v — скорость течения газа за фронтом (в системе, связанной с фронтом). Имея в виду неравенство $v < c$, мы приходим к выводу, что характерный размер неоднородности ρ и T за фронтом ударной волны с высвечиванием, по крайней мере, не превышает длину волны возмущения, соответствующего конденсационной моде.

В этих условиях для длинноволновых возмущений ($\lambda \gtrsim ct_c$) с волновым вектором, направленным параллельно фронту (в случае плоской ударной волны), можно воспользоваться критериями, полученными в работах [4, 7]. Тот факт, что давление за фронтом ударной волны остается постоянным, $p \simeq \rho_0 v_0^2$, благоприятствует образованию облаков из длинноволновых возмущений, в отличие от охлаждающейся среды с постоянной плотностью, где длинноволновые возмущения «растворяются» в окружающем газе из-за быстрого охлаждения последнего [8].

4. *Коротковолновые возмущения.* Для возмущений с $kl \gg 1$ удается получить критерий неустойчивости в условиях за фронтом ударной волны с высвечиванием. Мы ограничимся рассмотрением плоской ударной волны. В этом случае удобно перейти к лагранжевой переменной (см., например, [9]):

$$m = \int_{x_1}^{x} \rho(x', t)\, dx',$$

где x_1 — координата некоторой фиксированной точки за фронтом волны. Уравнение непрерывности записывается при этом следующим образом:

$$\frac{\partial v}{\partial m} = -\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial \rho}{\partial t},$$

уравнение Эйлера:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial m}.$$

Используя также уравнение теплового баланса (3) и уравнение состояния (4), для малых возмущений вида $\delta a \propto \exp(i\varkappa m)$, где $\varkappa$ — волновое число, соответствующее переменной m, при $\varkappa m \gg 1$ найдем:

$$\dddot{\delta \nu} - \Lambda_T \ddot{\delta \nu} + \frac{k^2c^2}{\omega_0^2}\dot{\delta \nu} - \frac{k^2c^2}{\omega_0^2}\Lambda_\rho \delta \nu = 0, \tag{6}$$

где приняты обозначения:

$$\delta\nu = \delta\rho/\rho,$$

$$\Lambda_T = \frac{1}{\omega_0}\left\{4\frac{d\ln\rho}{dt} + \frac{d\ln T}{dt} - (\gamma-1)\frac{\mu}{R}\left[\left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_\rho - \frac{L}{T}\right]\right\},$$

$$\Lambda_\rho = \frac{1}{\omega_0}\frac{\gamma-1}{\gamma}\frac{\mu}{R}\left[\frac{\rho}{T}\left(\frac{\partial L}{\partial \rho}\right)_T - \left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_\rho + \frac{L}{T}\right],$$

$$k = \varkappa\rho, \quad \omega_0 = \frac{1}{T}\left|\frac{dT}{dt}\right|_{t=0} = (\gamma-1)\frac{\mu}{R}\frac{L}{T}\Big|_{t=0} \neq 0$$

(последнее есть следствие того, что за фронтом ударной волны потери энергии преобладают над нагревом, поэтому $L > 0$), точка означает дифференцирование по безразмерному времени $t^* = \omega_0 t$. Наличие двух масштабов времен — „медленного“ ω_0^{-1} (характерного времени изменения невозмущенных параметров среды ρ и T) и „быстрого" $(kc)^{-1}$ (времени осцилляций) — позволяет воспользоваться при решении уравнения (6) методом двухмасштабных разложений (см. [10], гл. 3). Аналогичное уравнение для δv было получено в [8] для случая охлаждающейся среды $(dT/dt \neq 0)$ с постоянной плотностью. Отличие состоит лишь в добавлении в Λ_T в (6) члена $4d\ln\rho/dt$. Это обстоятельство позволяет сразу выписать критерий неустойчивости коротковолноных возмущений в виде

$$\frac{1}{\gamma-1}\frac{\rho}{T}\left(\frac{\partial L}{\partial\rho}\right)_T+\left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_\rho-\frac{L}{T}<\frac{\gamma}{(\gamma-1)^2}\frac{R}{\mu}\left(4\frac{d\ln\rho}{dt}-\frac{1}{2}\frac{d\ln T}{dt}\right) \tag{7}$$

это условие нарастания амплитуды колебаний (подробности вычислений см. в [8]). В условиях за фронтом ударной волны из-за высвечивания температура газа уменьшается, а плотность, благодаря тому, что давление остается примерно постоянным, увеличивается с характерным временем, близким ко времени охлаждения. Таким образом, в правой части неравенства (7) стоит положительная величина, вследствие чего условия для тепловой неустойчивости коротковолновых возмущений за фронтом ударной волны с высвечиванием оказываются более благоприятными, чем в охлаждающейся среде с постоянной плотностью и, тем более, в стационарной среде.

В частности, если пренебречь нагревом, то есть $L=\Lambda\rho$, и принять $\left|\frac{d\ln\rho}{dt}\right|\approx\left|\frac{d\ln T}{dt}\right|\approx(\gamma-1)\frac{\mu}{R}\frac{\Lambda_\rho}{T}=t_c^{-1}$, то при $\gamma=5/3$ неравенство (7) дает $d\ln\Lambda/d\ln T<43/4$ — условие, которое заведомо выполняется в межзвездной среде. Это означает, что колебательная мода в условиях за фронтом ударных волн высвечиванием может играть значительную роль.

Рассмотрим в качестве примера возможность тепловой неустойчивости за фронтом ударной волны в окрестности компактной зоны H II. Согласно разделу 2, адиабатическая мода тепловой неустойчивости может реализоваться для длин волн $\lambda \lesssim l_c \sim ct_c$. Однако для того, чтобы такие возмущения оказались неустойчивыми, недостаточно выполнения соответствующего критерия (7)—длина волны должна превышать некоторое критическое значение λ_T, определяемое теплопроводностью [3]. В противном случае возмущения затухают. Согласно [3] критическая длина волны равна

$$\lambda_T\approx\left(\frac{\varkappa T}{\rho m_H n L}\right)^{1/2}.$$

где χ — коэффициент теплопроводности, m_H — масса атома водорода. Таким образом, дополнительным условием тепловой неустойчивости является $\lambda > \lambda_T$. При $\lambda < \lambda_T$ эффектами теплопроводности можно пренебречь.

Итак, для адиабатических возмущений $\lambda = \beta c t_c$, $\beta < 1$. С другой стороны, из условия $\lambda > \lambda_T$ следует:

$$\beta > \frac{1}{c}\left(\frac{\chi}{knt_c}\right)^{1/2}, \tag{8}$$

где k — постоянная Больцмана. Если принять для параметров невозмущенного газа, окружающего компактную зону H II, значения $T \approx 10^2$ K и $n \approx 10 - 10^2$ $см^{-3}$, то за фронтом ударной волны, предшествующей ионизационному фронту, следует ожидать значений $T \approx 10^3 - 10^4$ K и $n \approx 10^2 - 10^4$ $см^{-3}$ [9, 11]. В этих условиях, из-за отсутствия ионизующих квантов перед ионизационным фронтом, степень ионизации водорода x не будет, по-видимому, превышать значения $10^{-[illegible]}$ [4]. Подставляя эти значения в (8) и используя для времени охлаждения оценку $t_c \approx (10^{10}T/n)\cdot c$ [4], получим $\beta > 3\cdot 10^{-[illegible]} - 5\cdot 10^{-[illegible]}$. Здесь мы считали, что теплопроводность обусловлена нейтральными атомами — вклад от электронной теплопроводности в этих условиях пренебрежимо мал; второе значение β соответствует температуре $T \approx 10^4$ K. Это неравенство совместимо с неравенством $\beta \ll 1$. В частности, при $\beta \sim 3\cdot 10^{-[illegible]}$ и температуре в невозмущенном газе $T = 10^2$ K длина волны $\lambda \ll ct_c$ и в то же время превышает значение критической длины λ_T, так что адиабатическая мода будет неустойчивой. Конденсационная мода, согласно разделу 2, может давать вклад в тепловую неустойчивость возмущений с длинами волн $\lambda \ll \lambda_c$ лишь в том случае, если в начальный момент $\delta p_0 \approx 0$, что маловероятно для рассматриваемых λ.

С этой точки зрения более предпочтительным представляется связывать образование мазерных источников OH и H_2O в окрестности компактных зон H II с адиабатической модой тепловой неустойчивости, как это предложил Оппенгеймер [5].

Институт физики
Ростовского государственного
университета

ON THE THERMAL INSTABILITY BEHIND THE RADIATIVE SHOCK

Yu. A. SHCHEKINOV

The possibility of thermal instability behind the radiative shock is investigated. The conditions for the instability of the adiabatical mode are more favourable. It is possible that the inhomogeneities near the compact H II zones are the result of this mode of thermal instabilities.

ЛИТЕРАТУРА

1. *С. А. Каплан.* Космическая газодинамика, Физматгиз, М., 1958.
2. *С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер,* Межзвездная среда, Наука, М., 1963.
3. *G. B. Field,* Ap. J., 142, 531, 1955.
4. *В. В. Бурдюжа, Т. В. Рузмайкина.* Астрон. ж., 51, 346, 1974
5. *M. Oppenheimer,* Ap. J., 211, 400, 1977
6. *J. H. Hunter, Jr., S. Sofia,* M. N., 154, 393, 1971.
7. *J. H. Hunter, Jr.,* Ap. J., 139, 570, 1964.
8. *Ю. А. Щекинов,* Астрон. ж., 55, 311, 1978.
9. *В. Г. Горбацкий.* Космическая газодинамика, Наука, М., 1977.
10. *Дж. Коул.* Методы возмущений в прикладной математике, Мир, М., 1972.
11. *Дж. Филд,* в кн. «Космическая газодинамика», Мир, М., 1972, стр. 64.