

УДК 533.951.7/8

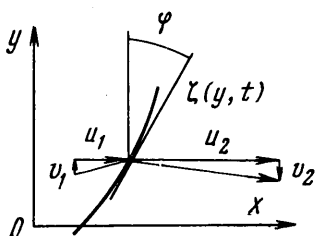
ОБ УСТОЙЧИВОСТИ СЛАБЫХ ИОНИЗАЦИОННЫХ ВОЛН D -ТИПА В СЛУЧАЕ ОПТИЧЕСКИ ТОЛСТОГО СЛОЯ ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА ЗА ФРОНТОМ

К. В. КРАСНОБАЕВ

(Москва)

Рассматривается устойчивость слабых ионизационных волн D -типа в случае слоя плазмы за фронтом, оптически толстого для квантов лаймановского континуума водорода. Показано, что возможны устойчивые колебания. Для характерных параметров межзвездного газа вязкие эффекты могут оказать стабилизирующее влияние лишь на коротковолновые возмущения с длиной волны $L \ll L_0$ (L_0 соответствует нейтральным колебаниям).

Ионизационные фронты в межзвездной среде, характеризующиеся резким переходом от состояния почти полной ионизации водорода до нейтрального атомного состояния, могут возникать при расширении областей $H II$, при вспышках звезд, при движении межзвездного газа относительно источников ионизирующего излучения. Исследование этих разрывов было начато работой Кана [1]. Впоследствии удалось получить ряд автомодельных решений для распространения ионизационных фронтов [2-4] и дать полуколичественный анализ структуры фронта [5]. С распространением ионизационных разрывов связана интерпретация некоторых интересных явлений в межзвездной среде: появление глобул, «слоновых хоботов», римов [6-8].



Фиг. 1

Соотношения, связывающие параметры газа по обе стороны фронта, проанализированы в [1, 2]. Голдсуорси [3] и Аксфордом [5] дана подробная классификация разрывов в зависимости от характера течения газа (дозвуковое или сверхзвуковое) перед фронтом и за ним. Принято различать фронты R - и D -типа. Фронт R -типа распространяется по нейтральному газу со сверхзвуковой скоростью, D -типа — с дозвуковой. Если скорость ионизованного газа за разрывом R -типа сверхзвуковая, а D -типа — дозвуковая, то такие фронты называются слабыми, в противоположном случае — сильными.

В работе [8] рассматривалась задача об устойчивости слабых ионизационных волн D -типа, возникновение которых, согласно [10] и [11], возможно при медленном расширении областей $H II$ или при продвижении ионизационного фронта внутрь плотного облака нейтрального водорода в $H I$. В предположении, что поток ионизирующих квантов не меняется при возмущениях фронта (это имеет место в случае малой оптической толщины плазмы за фронтом), было показано, что слабые волны D -типа неустойчивы при $0 \leq M^2 < 1$ (M^2 — квадрат изотермического числа Маха в ионизованном водороде).

Ниже устойчивость слабых ионизационных волн D -типа исследуется в противоположном предельном случае оптически толстого для квантов с частотой, превышающей частоту ионизации водорода, слоя ионизованного газа.

Пусть невозмущенный ионизационный фронт находится в плоскости $x = 0$ и скорость нейтрального газа u_{01} направлена в положительную сторону оси x (фиг. 1). При переходе через разрыв плотность водорода падает от ρ_{01} до $\rho_{02} = \lambda^{-1}\rho_{01}$, а температура и скорость возрастают от T_1 до T_2 и от u_{01} до $u_{02} = \lambda u_{01}$ ($\lambda > 1$). Степень ионизации за разрывом равна единице. Как и в [9], течение считается изотермическим и число Маха в набегающем нейтральном потоке мало. Рассмотрим возмущения фронта вида $\zeta(y, t) = (D/h)e^{ot} \cos hy$. Тогда для газа перед фронтом

$$u_1 = u_{01} + u_1', \quad v_1 = v_1', \quad \rho_1 = \rho_{01} + \rho_1'$$

где v_1 — составляющая скорости газа по оси y . За фронтом

$$u_2 = \lambda u_{01} + u_2', \quad v_2 = v_2', \quad \rho_2 = \lambda^{-1}\rho_{01} + \rho_2'$$

Считая возмущения малыми и линеаризуя уравнение неразрывности и два уравнения движения для изотермического течения, получим для газа перед фронтом соотношения

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1'}{\partial t} + \rho_{01} \frac{\partial u_1'}{\partial x} + u_{01} \frac{\partial \rho_1'}{\partial x} + \rho_{01} \frac{\partial v_1'}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial u_1'}{\partial t} + u_{01} \frac{\partial u_1'}{\partial x} &= -\frac{RT_1}{\rho_{01}} \frac{\partial \rho_1'}{\partial x} \\ \frac{\partial v_1'}{\partial t} + u_{01} \frac{\partial v_1'}{\partial x} &= -\frac{RT_1}{\rho_{01}} \frac{\partial \rho_1'}{\partial y} \end{aligned}$$

где R — газовая постоянная.

Три аналогичных уравнения имеют место для газа за фронтом. Решение подчиняется следующим краевым условиям: при $x = \pm\infty$ возмущения ограничены и возмущенный поток удовлетворяет на фронте условиям перехода через разрыв. Если U_1 и U_2 — проекции скоростей газа относительно ионизационного фронта на нормаль к нему, то последние условия для скоростей и давления в случае малых φ имеют вид [12]

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = u_1 - U_1, \quad \frac{\partial \zeta}{\partial t} = u_2 - U_2$$

$$v_1 + u_{01} \sin \varphi = v_2 + u_{02} \sin \varphi, \quad 2\rho_2 RT_2 - \rho_1 RT_1 = -\rho_1 U_1 (u_2 - u_1)$$

Кроме того, должен сохраняться суммарный поток через разрыв ионизованных атомов водорода и квантов лаймановского континуума. В невозмущенном фронте $\rho_{01}u_{01} = \rho_{02}u_{02} = I_0 m_H$ (I_0 — поток ионизирующих квантов через разрыв, m_H — масса атома водорода). В случае большой оптической толщины газа за фронтом поток ионизирующих квантов через разрыв I связан с параметрами газа соотношением (см., например, [1])

$$I = I_0 + \int_{-\infty}^{\zeta} \alpha(T_2) (\rho_2/m_H)^2 dx - \int_{\infty}^0 \alpha(T_2) (\rho_{02}/m_H)^2 dx$$

Здесь $\alpha(T_2)$ — коэффициент рекомбинации водорода на все уровни, кроме первого. Это выражение для I является следствием того, что количество квантов, приходящих в данную точку от источника излучения и поглощаемых в единичном объеме в единицу времени, равно числу рекомбинаций на все уровни атома водорода, кроме основного (акты ионизации под действием излучения самого газа в случае его большой оптической толщины уравновешиваются актами рекомбинации на первый уровень). Предполагается также, что внешнее излучение падает перпендикулярно плоскости $x = 0$. Таким образом, последнее граничное условие примет вид

$$\rho_1 U_1 = \rho_2 U_2 = \text{Im}_n$$

Решение задачи ищем в форме

$$\begin{aligned} u_1' / u_{01} &= A \exp(\delta t + k_1 x) \cos hy, & v_1' / u_{01} &= -A \exp(\delta t + k_1 x) \sin hy \\ \rho_1' / \rho_{01} &= -A(u_{01} / RT_1) (\delta / k_1 + u_{01}) \exp(\delta t + k_1 x) \cos hy \\ u_2' / u_{02} &= B \exp(\delta t - k_2 x) \cos hy + C \exp(\delta t - \delta x / u_{02}) \cos hy \\ v_2' / u_{02} &= h / k_2 B \exp(\delta t - k_2 x) \sin hy + \delta / hu_{02} C \exp(\delta t - \delta x / u_{02}) \sin hy \\ \rho_2' / \rho_{02} &= BM^2(\xi - 1) \exp(\delta t - k_2 x) \cos hy \end{aligned}$$

Эти функции удовлетворяют газодинамическим уравнениям до и после фронта, только если

$$\begin{aligned} k_1 &= h, & \xi &= \delta / u_{02} k_2 = M^2 \eta^2 / (1 + M^2 \eta^2) \pm \\ & & & \pm [(M^2 \eta^2 / 1 + M^2 \eta^2)^2 - (M^2 - 1) \eta^2 / (1 + M^2 \eta^2)]^{1/2} \end{aligned}$$

Здесь $\eta = \delta / hu_{02}$, $M^2 = u_{02}^2 / 2RT_2$ — квадрат изотермического числа Маха. Учтено также, что обычно $u_{01}^2 / RT_1 \ll 1$. Поскольку $\sin \varphi \approx \partial \zeta / \partial y$, то из условий на фронте (линеаризуя и формулу для I) получаем

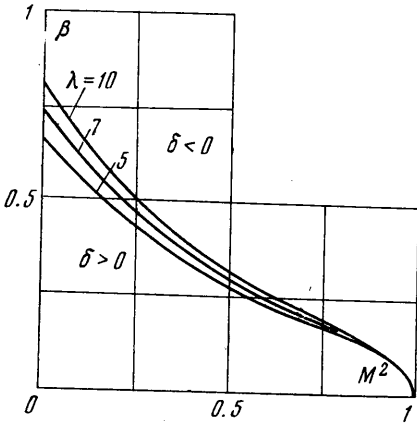
$$\begin{aligned} D(\eta + \beta \lambda^{-1}) &= A \lambda^{-1} + B 2\beta^{5/7} M^2 (\xi - 1) \lambda^{-1} \\ D(\eta + \beta) &= B[1 + M^2(\xi - 1) + 2\xi^{5/7} M^2 (\xi - 1)] + C \\ &\quad - (A + D) \lambda^{-1} = B^{5/7} \eta + C \eta - D \\ A \lambda^{-1} (1 + \lambda \eta) + B[(\xi - 1)(1 - M^2) - 2\beta^{5/7} M^2 (\xi - 1)(1 - \lambda^{-1})] + \\ &\quad + D \beta (1 - \lambda^{-1}) = 0 \end{aligned}$$

Через β обозначена величина $\gamma \rho_{02} / hu_{02}$, пропорциональная длине волны возмущений L , а $\gamma = \alpha(T_2) / m_n$. Система линейных алгебраических уравнений для амплитуд возмущений имеет нетривиальное решение, если ее детерминант равен нулю. Нейтральная кривая $\beta = \beta(M^2)$ получается, если положить $\eta = 0$. При этом надо иметь в виду, что для $\eta \rightarrow 0$ при любом фиксированном $M^2 \neq 1$ $\xi = \eta \sqrt{1 - M^2}$. Легко видеть, что тогда уравнение нейтральной кривой будет

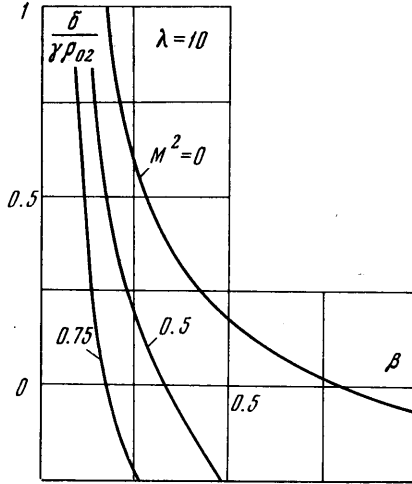
$$\beta = (\lambda - 1) \sqrt{1 - M^2} [\lambda + 2M^2(\lambda - 1) + \sqrt{1 - M^2}]^{-1}$$

График этой функции представлен на фиг. 2. В отличие от случая оптически тонкого слоя ионизованного газа за фронтом здесь при каждом M^2 имеется область длин волн возмущений, относительно которых ионизационный фронт устойчив. Зависимость инкремента нарастания от β дается фиг. 3 (характеристическое уравнение решалось численно).

Полезно отметить, что обычно $T_2 \sim 10^4$ °К, концентрация ионизованного водорода 10 см^{-3} , скорость за фронтом 10^6 см/сек , температура нейтрального газа $T_1 \sim 10^3$ °К (из условий на разрыве при $\lambda = 10$ его концентрация 10^2 см^{-3} , скорость 10^5 см/сек), коэффициент рекомбинации $\alpha(T_2) \sim 10^{-13} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$. Пусть длина волны L_0 соответствует $\delta = 0$. Тогда из фиг. 2 $L_0 \sim 10^{18} \text{ см}$. Числа Рейнольдса в нейтральном и ионизованном газах (если коэффициенты вязкости оценить по [13] и L_0 принять за характерный размер) будут соответственно 10^4 и 10^7 . Поэтому возможное стабилизирующее влияние вязкости, по-видимому, будет проявляться лишь для коротковолновых возмущений с $L \ll L_0$.



Фиг. 2



Фиг. 3

Наконец, важно, что в [9] и в данной работе устойчивость слабых ионизационных волн D -типа рассматривается в широком диапазоне чисел Маха за фронтом, в то время как Каном [14] была исследована устойчивость лишь критического фронта D -типа, удовлетворяющего условию Чепмена — Жуге. Кроме того, в [14] неустойчивость вызывалась изменением потока ионизирующих квантов, которое следовало задать, а не определять из уравнений движения газа. В [15] неустойчивость слабых ионизационных волн D -типа обнаружена лишь при больших λ и вариации потока ультрафиолетовой радиации вследствие изменения оптической толщины ионизованного газа не учитывались. Поэтому зависимость постоянной нарастания от M^2 , полученная в [15], является предельным случаем [9] при $\lambda \rightarrow \infty$.

Поступило 22 II 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Kahn F. D. The acceleration of interstellar clouds. Bull. Astron. Inst. Netherl., 1954, vol. 12, No. 457.
2. Каплан С. А. Межзвездная газодинамика. М., Физматгиз, 1958.
3. Goldsworthy F. A. Ionization fronts in interstellar gas and expansion of III regions. Philos. Trans. Roy. Soc. London, 1961, A253, No. 1028, p. 278.
4. Зелдович Я. Б., Сюняев Р. А. Движение ионизационного фронта с учетом оттока ионизованного газа. ЖЭТФ, 1969, т. 56, вып. 6.
5. Axford W. J. Ionization fronts in interstellar gas: the structure of ionization fronts. Philos. Trans. Roy. Soc., 1961, A253, No. 1029, p. 301.
6. Дибай Э. А. Эволюция глобул в окрестностях горячих звезд. Астрон. ж., 1958, т. 35, вып. 3.

7. Гершберг Р. Е. Расширение областей *HII* и образование гравитационно-устойчивых протозвезд. Астрон. ж., 1961, т. 38, вып. 5.
 8. Marsh M. C. Ionization front interactions in interstellar gas. Month. Notic. Roy. Astron. Soc., 1970, vol. 147, No. 1.
 9. Краснобаев К. В. Неустойчивость слабых ионизационных волн *D*-типа. Докл. АН СССР, 1974, т. 196, № 6.
 10. Savedoff M. P., Greene J. Expanding *HII* region. Astrophys. J., 1955, vol. 122, No. 3.
 11. Hjellming R. M. Physical processes in *HII* regions. Astrophys. J., 1966, vol. 143, No. 2.
 12. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика, ч. 2, Изд. 4. М., Физматгиз, 1963.
 13. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме. Сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 1. М., Атомиздат, 1963, стр. 183.
 14. Кан Ф. Об устойчивости ионизационных фронтов. Сб. «Третий Кембридж. симпозиум по космической газодинамике», М., Изд-во иностр. лит., 1960, стр. 245.
 15. Vandervoort P. O. On the stability of ionization fronts. Astrophys. J., 1962, vol. 135, No. 1.
-