

ИЗЛУЧЕНИЕ МЕЖЗВЕЗДНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН

IV. ПРЕДЕЛЫ ПРИМЕНИМОСТИ ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

И. С. Балинская, К. В. Бычков, О. В. Федорова

Рассматривается наиболее часто встречаемая в межзвездной среде ситуация, когда направленные скорости атомов, ионов и электронов можно считать одинаковыми, но необходимо различать две температуры: атомно-ионную и электронную. Путем решения модельной системы уравнений нестационарного охлаждения исследована область применимости «изотермического» приближения — предположения о быстром выравнивании температур.

В диапазоне скоростей газа позади фронта (относительно невозмущенного) $60 < v_0 < 200$ км/с различие между двумя температурами учитывать необходимо, в интервале $200 < v_0 < 300$ км/с ответ зависит от степени ионизации водорода перед фронтом, а при $v_0 > 300$ км/с изотермическое приближение асимптотически справедливо.

A very common in the interstellar medium situation is considered when flow velocities of atoms, ions and electrons may be considered as equal, but it is necessary to distinguish two temperatures: atom—ionic and electronic ones. By solving the model system of non—stationary equations the use of «isothermic» approximation, i. e. an assumption on the rapid equalization of temperatures is investigated.

In the range of gas velocities behind the front (relative to preshock) $60 < v_0 < 200$ km/s the difference between two temperatures should be taken into consideration, in the interval $200 < v_0 < 300$ km/s the answer depends on the degree of hydrogen ionization before the front, and at $v_0 > 300$ km/s the isothermic approximation is asymptotically true.

Мы рассмотрим процесс восстановления теплового равновесия между электронами и атомами (ионами) в условиях нестационарного охлаждения за фронтом ударной волны. В пределах фронта тепловое равновесие может нарушаться, и непосредственно за фронтом устанавливаются некоторые значения температуры электронов T_e^i и тяжелых частиц T_h^i , вообще говоря, не равные друг другу. Дальше идет выравнивание температур T_e и T_h , сопровождающееся потерей энергии при неупругих процессах — ионизации и возбуждении наиболее обильных химических элементов [1].

В последние годы (например, [2, 3]) широкое распространение получило «изотермическое приближение» — решение уравнений ионизации и возбуждения при $T_e = T_h$, т. е. в предположении, что выравнивание температур происходит значительно быстрее неупругих процессов. Справедливость этого предположения, однако, не очевидна из-за сильной температурной зависимости скоростей ионизации и возбуждения: они содержат «пороговые» множители типа $\exp\left(-\frac{10-20 \text{ эВ}}{T_e}\right)$ и быстро растут с увеличением T_e . Например, в межзвездных ударных волнах средней интенсивности [1] при начальных условиях $T_e^i \ll T_h^i$ электронная температура меняется в пределах 0.5—15 эВ, экспоненциальные множители могут увеличиться в $e^{10-20} \approx 10^{4-8}$ раз, и существенные потери энергии могут начаться задолго до наступления изотермичности. При начальных условиях $T_e^i \gg T_h^i$ потери могут оказаться еще выше [4].

Ниже мы выясним пределы применимости изотермического приближения при $T_e^i \ll T_h^i$, рассматривая отношение температур на фронте как свободный параметр.

В разд. 1 и 2 мы выпишем систему уравнений двухтемпературной плазмы для условий межзвездной среды, эти разделы имеют компилятивный характер. В разд. 3 приведена модельная система уравнений, используемая в настоящей работе, в разд. 4 — начальные условия и в разд. 5 — результаты.

1. Уравнения гидродинамики двухтемпературной плазмы. Направленные скорости атомов, ионов и электронов будем считать одинаковыми, так как силы вязкости в условиях межзвездной среды чаще всего достаточно велики [1]. Поэтому уравнения непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \bar{v}) = 0 \quad (1.1)$$

и движения

$$\rho \frac{d\bar{v}}{dt} = -\nabla p + \bar{F} \quad (1.2)$$

имеют такой же вид, как в однокомпонентном газе. Здесь ρ — плотность, p — полное газовое давление, равное сумме электронов p_e и тяжелых частиц p_h ; \bar{F} — внешняя объемная сила;

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{v} \nabla; \quad p_e = n_e T_e; \quad p_h = n_h T_h.$$

Полная плотность числа тяжелых частиц n_h связана с ρ и молекулярным весом μ :

$$\rho = \mu m_H n_h; \quad \mu = \sum_k A_k z_k,$$

где A_k — атомный вес k -го химического элемента из списка учитываемых; z_k — его содержание по числу частиц; m_H — атомная единица массы. Электронная плотность n_e определяется из условия электронейтральности

$$n_e = n_h \sum_k z \sum_{i=1}^{N_k} i x_{ki}, \quad (1.3)$$

где i — заряд иона (для атома $i=0$); N_k — атомный номер элемента; x_{ki} — относительное содержание i -го состояния ионизации;

$$\sum_{i=0}^{N_k} x_{ki} = 1.$$

Обе части (1.1) можно сократить на μm_H и записать его в форме

$$\frac{\partial n_h}{\partial t} + \operatorname{div}(n_h \bar{v}) = 0. \quad (1.1a)$$

Уравнение типа (1.1a) справедливо и для плотности числа частиц каждого химического элемента в отдельности.

Уравнение энергии распадается на два: для тяжелых частиц и для электронов. Тяжелая компонента:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\mathcal{E}_h + \frac{v^2}{2} \right) \right] + \operatorname{div} \left[\rho \bar{v} \left(\mathcal{E}_h + \frac{v^2}{2} + \frac{p_h}{\rho} \right) \right] = -G + (\bar{F} \cdot \bar{v}), \quad (1.4)$$

где $\mathcal{E}_h = \frac{3}{2} T_h / (\mu m_H)$ — внутренняя энергия тяжелых частиц, рассчитанная на грамм вещества, а слагаемое

$$G = (T_h - T_e) n_h n_e \sum_k z_k \sum_{i=0}^{N_k} \varphi_{ki}^e x_{ki}$$

учитывает обмен энергией с электронами, описываемый коэффициентами φ_{ki}^e ; последнее слагаемое — работа внешних сил.

Уравнение (1.4) с помощью (1.1) можно переписать в виде

$$\rho \frac{d}{dt} \left(\mathcal{E}_h + \frac{v^2}{2} \right) = -\operatorname{div}(p_h \bar{v}) - G + (\bar{F} \cdot \bar{v}), \quad (1.4a)$$

Уравнение энергии для электронов:

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_e \mathcal{E}_e) + \operatorname{div} (n_e \mathcal{E}_e \bar{v} + p_e \bar{v} + \bar{w}) = -Q + G. \quad (1.5)$$

Здесь $\mathcal{E}_e = \frac{3}{2} T_e$ — внутренняя энергия электронов, рассчитанная на один электрон; Q — объемные потери; \bar{w} — поток энергии, обусловленный теплопроводностью. В (1.5) опущены слагаемые типа $(\bar{F} \cdot \bar{v})$ и $v^2/2$ в (1.4). Это непосредственно связано с предположением о равенстве направленных скоростей всех компонент, из которого следует, что энергия направленного движения электрона пренебрежимо мала по сравнению с $m_H v^2/2$. В результате величиной $m_e v^2$ можно пренебречь по сравнению с \mathcal{E}_e , а работой, производимой электронами, — по сравнению с работой тяжелых частиц. Применимость (1.5) ограничена условием $v < \sqrt{T_0/m_e} \approx 3 \cdot 10^7$ см/с, где $T_0 \approx 10^4$ К — температура невозмущенного газа.

Объемные потери энергии складываются из четырех компонент:

$$Q = (\Phi^f + \Phi^p) + \Phi^{\text{ion}} + \Phi^{\text{rec}} - \Phi^{\text{phot}}.$$

Слагаемые в скобках — расходы энергии электронов на возбуждение метастабильных (f) и короткоживущих (p) уровней; Φ^{ion} — потери энергии при ударной ионизации; Φ^{rec} — скорость уменьшения объемной энергии электронов вследствие рекомбинаций; Φ^{phot} — нагрев при фотоионизации;

$$\Phi^a = n_h \sum_k z_k \sum_{i=0}^{N_k} x_{ki} \Phi_{ki}^a,$$

где a обозначает любой из символов: f, p, ion, rec, phot;

$$\Phi_{ki}^f = \sum_{l>n} E_{ln}^{ki} A_{ln}^{ki} y_l^{ki}; \quad \Phi_{ki}^p = n_e \sum_{l>1} q_{ll}^{ki} E_{ll}^{ki};$$

y_l — населенность l -го возбужденного уровня; E_{ln}^{ki} — разность энергий уровней l и n ; A_{ln}^{ki} — вероятность перехода; q_{ll}^{ki} — коэффициент возбуждения электронным ударом с основного уровня;

$$\Phi_{ki}^{\text{ion}} = n_e q_{ki}^{\text{ion}} P_{ki};$$

q_{ki}^{ion} — коэффициент ионизации, а P_{ki} — потенциал ионизации;

$$\Phi_{ki}^{\text{rec}} = R_{ki} \mathcal{E}_e; \quad R_{ki} = n_e (\alpha_{ki} + z_{ki}),$$

где α_{ki} и z_{ki} — коэффициенты радиативной и диэлектронной рекомбинации:

$$\Phi_{ki}^{\text{phot}} = \sum_{E_m > P_{ki}} \frac{I_m \sigma_m^{ki}}{E_m} (E_m - P_{ki}); \quad (1.6)$$

I_m — интенсивность ионизирующих квантов с энергией $E_m > P_{ki}$; σ_m^{ki} — сечение фотоионизации.

В условиях разреженного газа межзвездной среды основной вклад в ионизирующее излучение дает возбуждение дискретных переходов ионов и атомов; суммирование в (1.6) ведется по переходам, энергия которых превышает P_{ki} .

Компиляция сечений и анализ основных физических процессов, определяющих величины Φ^p , Φ^f и Φ^{ion} , вместе с деталями расчетов опубликованы в [5]. С целью ускорения машинного счета уравнения стационарности 5-уровневых систем решались предварительно отдельно, а затем модифицировались к 3-уровневому с последующей коррекцией. В результате определение населенностей метастабильных уровней во всех случаях можно свести к 3-уровневой схеме. Ошибка, привносимая этой процедурой, невелика — она в несколько раз меньше ошибок расчета сечений.

Скорости упругих столкновений собраны в приложении.

Перепишем (1.5) через субстанциональную производную d/dt :

$$n_e \frac{d\mathcal{E}_e}{dt} + \mathcal{E}_e U_e = -\operatorname{div}(p_e \bar{v} + \bar{w}) - Q + G. \quad (1.5a)$$

Изменение числа электронов в единичном объеме за единицу времени вследствие процессов ионизации и рекомбинации U_e получается дифференцированием (1.3) по времени:

$$U_e = n_h \sum_k z_k \sum_i x_{ki} (C_{ki} - R_{ki}). \quad (1.7)$$

Мы использовали уравнения (1.9) нестационарной ионизации, где

$$C_{ki} = n_e q_{ki}^{\text{ion}} + \sum_{E_m > P_{ki}} \frac{I_m \sigma_{ki}^{k_i}}{E_m}.$$

Для нейтральных атомов надо положить равной нулю величину R_{ki} , а для последней стадии ионизации — C_{ki} .

Используя (1.7), получим уравнение для внутренней энергии на один электрон

$$n_e \frac{d\mathcal{E}_e}{dt} = -\operatorname{div}(p_e \bar{v} + \bar{w}) + G - (\Phi^f + \Phi^p) - \Phi_1^{\text{ion}} + \Phi_1^{\text{phot}}. \quad (1.8)$$

Здесь Φ_1^{ion} и Φ_1^{phot} отличаются от Φ^{ion} и Φ^{phot} заменой P_{ki} на $P_{ki} + \mathcal{E}_e$ в формулах для Φ_{ki}^{ion} и Φ_{ki}^{phot} .

Уравнения нестационарной ионизации описывают процессы фото- и ударной ионизации, радиативной и диэлектронной рекомбинации и перезарядки: $\frac{dx_i}{dt} = C_{i-1}x_{i-1} - (C_i + R_i)x_i + R_{i+1}x_{i+1} + \beta_{\mp}x_{i\pm 1}n_e - \beta_{\pm}x_i n_{e\pm 1}$, $i = 0, 1, 2, \dots, N_k$, (1.9) причем $C_{-1} = R_{N_k+1} = 0$ (индекс k в x , C и R подразумевается по аналогии с предыдущими формулами). Здесь β_- — коэффициент канала нейтрализации; β_+ — канала ионизации; n_e — плотность числа частиц состояния ионизации e элемента, участвующего в перезарядке.

Интенсивность I_m , уравнения для которой выписаны ниже, определяется процессами излучения и поглощения ионизирующих квантов.

2. Уравнения одномерного плоского течения. В дальнейшем мы будем интересоваться только одномерным течением, считая, что движение происходит вдоль оси y , причем $d/dx = d/dz = 0$. Тогда уравнение неразрывности (1.1a) сводится к

$$\frac{\partial n_h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y}(n_h v) = 0,$$

где обозначено $v = v_y$, а уравнение движения (1.2) — к

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial y} + F,$$

где $d/dt = \partial/\partial t + v\partial/\partial y$, а $F = F_y$. Уравнения (1.4) и (1.4a) принимают вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\mathcal{E}_h + \frac{v^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho v \left(\mathcal{E}_h + \frac{v^2}{2} + \frac{p_h}{\rho} \right) \right] = -G + Fv$$

и

$$\rho \frac{d}{dt} \left(\mathcal{E}_h + \frac{v^2}{2} \right) = -\frac{\partial}{\partial y} (p_h v) - G + Fv,$$

а уравнения (5) и (8) — соответственно

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_e \mathcal{E}_e) + \frac{\partial}{\partial y} (n_e \mathcal{E}_e v + p_e v + w) = -Q + G$$

и

$$n_e \frac{d\mathcal{E}_e}{dt} = -\frac{\partial}{\partial y} (p_e v + w) + G - \Phi^f - \Phi^p - \Phi_1^{\text{ion}} + \Phi_1^{\text{phot}}.$$

Здесь $w = w_y$.

Уравнения для интенсивности излучения в одномерном случае сильно упрощаются: зависимость I от угловых переменных сводится к интенсивностям «слева направо» I^R и «справа налево» I^L .

Считая, что фронт движется слева направо и помещая в него начало координат, напишем уравнения для обеих интенсивностей:

$$I_m^R(y) = \frac{1}{2} \int_y^L \varepsilon_m(\eta) \exp \left[- \int_y^\eta k_m(\xi) d\xi \right] d\eta;$$

$$I_m^L(y) = \frac{1}{2} \int_0^y \varepsilon_m(\eta) \exp \left[- \int_\eta^y k_m(\xi) d\xi \right] d\eta,$$

где L — координата границы возмущенного газа позади фронта.

Суммарная интенсивность, входящая в (1.6), равна

$$I^m = I_m^R + I_m^L.$$

Коэффициент излучения для перехода m чаще всего с достаточной точностью можно получить простым умножением числа возбуждений в единице объема на энергию кванта:

$$\varepsilon_m = q_{ki}^m z_k x_{ki} n_e n_h E_{ki}. \quad (2.1)$$

Возможность пренебрегать каскадами через промежуточные уровни (если переход нерезонансный) связана с тем, что вероятность спонтанного перехода пропорциональна произведению $E^2 f$, и при сравнимых значениях сил осцилляторов f вероятность ультрафиолетовых (ионизирующих) переходов в $(E_m/E_p)^2$ раз больше вероятности перехода A_p через промежуточные уровни E_p , энергия которых, как правило, приходится на оптический диапазон спектра. Например, прямой распад уровня $1s3p$ HeI происходит с вероятностью $5.66 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$, а промежуточный переход $3p-2s$ — с вероятностью $1.81 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ — в 30 раз меньшей [6]. Такое соотношение между вероятностями является типичным. Если же величина A_p не мала, то простая формула (2.1) несправедлива и необходимо вычислять каскадную матрицу.

Вкладом рекомбинаций в ионизирующее излучение можно пренебречь в силу малого сечения радиативной рекомбинации.

Оптическая толща для L_c -квантов вблизи порога ионизации водорода и гелия превышает единицу, и возникает рассеянное L_c -излучение. Его учет проводится обычным путем отбрасывания рекомбинаций на первый уровень.

Коэффициент поглощения, рассчитанный на единицу пути, равен

$$k_m = n_h \sum_k z_k \sum_i x_{ki} \sigma_{ki}^m,$$

где суммирование ведется по тем ионам, которые могут дать вклад в поглощение квантов с энергией E_m .

3. Модельная система уравнений. Написанная выше система сложна и не может быть использована для массовых расчетов, необходимых при оценке роли отдельных физических процессов. С целью исследования неизотермичности решалась значительно более простая система тепловых уравнений

$$\frac{3}{2} n_h \frac{dT_h}{dt} = -G; \quad \frac{3}{2} n_e \frac{dT_e}{dt} = G - \Phi^f - \Phi^v - \Phi_{i\text{он}} \quad (3.1)$$

и система уравнений нестационарной ионизации (1.9) без учета перезарядки и фотоионизации. В (3.1) опущены слагаемые, описывающие дополнительный нагрев, вызванный медленным (адиабатическим) сжатием высвечивающихся слоев под действием горячего газа, а также слагаемые, описывающие фотоионизацию. Эти упрощения могут существенно сказаться на ионизационной и тепловой структуре газа, в особенности при $v_0 > 200 \text{ км/с}$, и для детальных расчетов уравнения (3.1) неприменимы. Но для оценки роли неизотермичности

такое приближение весьма полезно, так как учитывает основные в данном случае процессы: обмен энергией и высвечивание, а также позволяет вести массовые расчеты при многих значениях параметров.

Связь между текущими значениями плотности и температуры задавалась условием однородности полного давления, равного сумме p_h , p_e , и давления магнитного поля p_m :

$$p_h + p_e + p_m = \text{const.}$$

Это условие представляет собой математическую форму предположения, что время, за которое высветившиеся слои газа сжимаются под действием упругости соседних более горячих слоев до одинакового с ними давления, значительно меньше времени высвечивания, — предположения, оправдавшего себя на практике [1].

4. **Начальные условия.** Величины $T_h^f + T_e^f$ вычисляются с помощью параметра

$$T_f = \frac{1}{3} \mu m_H v_0^2,$$

где v_0 — скорость возмущенного газа непосредственно позади фронта. Численно T_f равна температуре, которую приобрела бы тяжелая компонента при полном отсутствии электронов. Отклонения от теплового равновесия задаются введением безразмерного параметра $b > 0$:

$$T_h^f = \max \left\{ T_f \left(1 + b \frac{n_{e0}}{n_{h0}} \right), T_0 \right\};$$

$$T_e^f = \max \{ b T_h^f, T_0 \},$$

где T_0 — температура невозмущенного газа; n_{e0} , n_{h0} — начальные значения n_e и n_h . Преимущественному нагреву электронов отвечает $b \gg 1$, а нагреву тяжелых частиц — $b \ll 1$. Ниже мы подробно исследуем случай $T_e^f \ll T_h^f$, для чего в расчетах положим $b = 0.03$.

При определении функции охлаждения Φ учитывался вклад от химических элементов, приведенных в таблице.

Логарифмы содержания химических элементов по числу частиц

H	He	C	N	O	Ne	Mg	Si	S	Ar	Ca
12.0	11.16	8.48	7.96	8.83	8.44	7.46	7.47	7.22	6.62	6.22

Числа во второй строке таблицы равны $12.06 + \lg z_k$.

Начальная концентрация (относительное число частиц) нейтрального водорода задавалась в интервале

$$0.1 \leq x_1 \leq 0.99.$$

Ионы и атомы с потенциалами ионизации, меньшими, чем у водорода, в расчет не принимались, так как они ионизованы фоновым галактическим излучением [1]. Поэтому мы приняли

$$x_{\text{CI}} = x_{\text{MgI}} = x_{\text{SiI}} = x_{\text{SI}} = x_{\text{CaI}} = x_{\text{CaII}} = 0$$

и

$$x_{\text{CII}} = x_{\text{MgII}} = x_{\text{SiII}} = x_{\text{SII}} = x_{\text{CaIII}} = 1.$$

Состояния ионизации азота и кислорода должны быть близки к водородному в силу малого различия между потенциалами ионизации их атомов; это отражено в начальных условиях:

$$x_{\text{NI}} = x_{\text{OI}} = x_1; \quad x_{\text{NII}} = x_{\text{OII}} = 1 - x_1.$$

Для атомов с большими потенциалами ионизации мы приняли

$$x_{\text{АП}} = 0.1(1 - x_1); \quad x_{\text{AI}} = 1 - x_{\text{АП}},$$

где А обозначает элементы He, Ne и Ar.

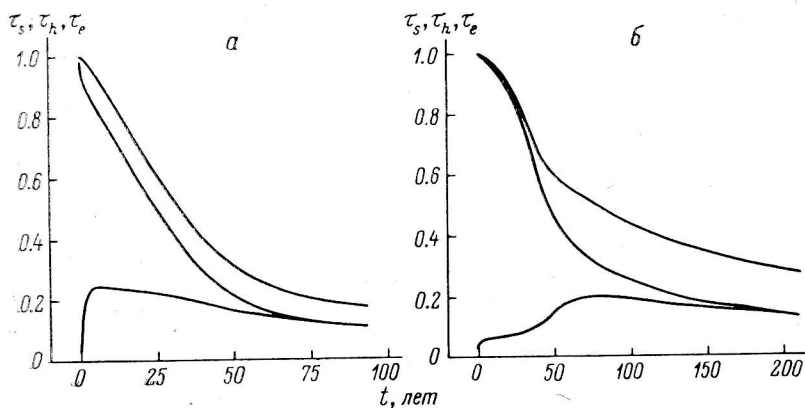


Рис. 1. Типичные зависимости температур от лагранжевой координаты — времени, протекающего с момента пересечения фронта.

$a - v_0 = 60 \text{ км/с}, x_1 = 0.5; b - v_0 = 140 \text{ км/с}, x_1 = 0.8.$

Начальные значения плотности газа и компоненты B_f магнитного поля, параллельной фронту, вычислялись по формулам для сильной ударной волны

$$n_{h0} = 4n_0; \quad B_f = 4B_0.$$

Невозмущенные значения плотности n_0 и магнитного поля B_0 мы положили равными 0.25 см^{-3} и $5 \cdot 10^{-6} \text{ Гс}$.

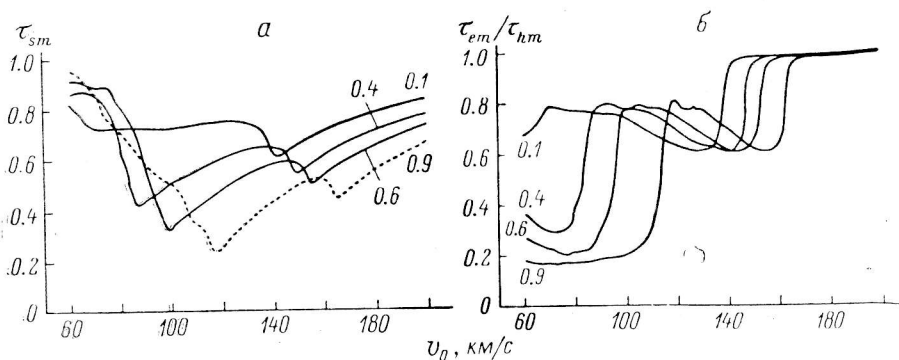


Рис. 2. Значения переменных в момент максимума электронной температуры.

a — остаточная энергия τ_s ; b — отношение τ_{em}/τ_{hm} . Величина x_1 приведена рядом с каждой кривой.

Система уравнений, описанная в разд. 3, с приведенными начальными условиями решалась методом Кутта-Мерсона с автоматическим выбором шага.

5. Результаты. На рис. 1 приведены примеры зависимости от времени безразмерных величин τ_s , τ_h и τ_e , равных соответственно $\frac{T_s}{T_f}$, $\frac{T_h}{T_f}$ и $\frac{T_e}{T_f}$,

где $T_s = T_h + \frac{n_e}{n_h} T_e$. Время t отсчитывается от момента прохождения через фронт данной массы газа. При отсутствии упругих потерь величина τ_s оставалась бы постоянной, равной единице. Поэтому зависимость $\tau_s(t)$ отражает потери энергии газа в целом. Отметим наиболее важные свойства решения.

Тяжелые частицы все время охлаждаются, передавая свою энергию электронам. Температура электронов меняется немонотонно. Вначале она быстро поднимается благодаря упругим столкновениям с ионами и атомами. По мере ее

роста ускоряются потери электронов на ионизацию и возбуждение тяжелых частиц. В результате T_e достигает максимума, а затем падает вместе с T_h . Разность $T_h - T_e$ монотонно уменьшается и в конце концов становится пренебрежимо малой. С этого момента эволюция слоя газа может быть описана в рамках изотермического приближения $T_h = T_e$. Очевидно, что выход на изотермический режим возможен не раньше момента t_m максимума электронной температуры.

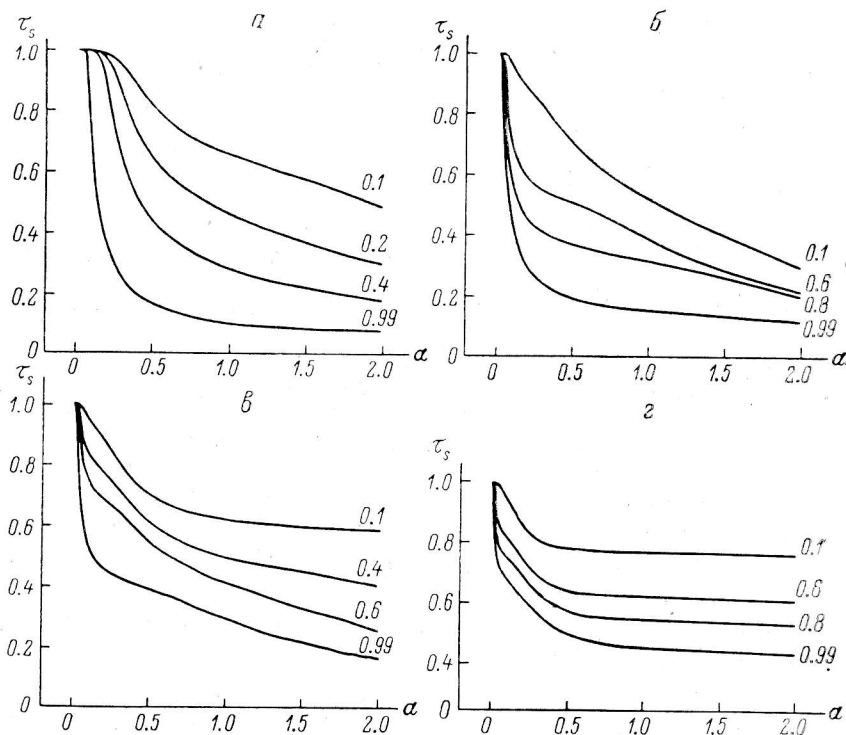


Рис. 3. Зависимость остаточной энергии от показателя изотермичности.

Скорость v_0 , км/с: а — 60; б — 120; в — 140; г — 170. Каждая кривая на рисунке помечена соответствующим значением параметра x_1 .

На рис. 2 приведены графики переменных в момент t_m : остаточной энергии τ_{sm} и отношения τ_{em} / τ_{hm} как функций скорости $60 < v_0 < 200$ км/с и x_1 . Хорошо видно, что к моменту t_m теряется, вообще говоря, значительная доля первоначальной энергии ($\tau_{sm} < 1$), в особенности при $x_1 > 0.4$. Каждая кривая рис. 2, а имеет два минимума, обусловленных особенно высоким темпом охлаждения на водороде (левый минимум) и на гелии (правый). При более высоких скоростях охлаждение вблизи максимума T_e определяется многозарядными ионами легких элементов. Чем больше скорость, тем выше степень ионизации плазмы в момент t_m и тем меньше темп охлаждения, что и определяет асимптотическое поведение τ_{sm} в области $v_0 > 180$ км/с.

Кривые рис. 2, б показывают, что при достаточно высоких значениях v_0 изотермический режим наступает сразу в момент максимума T_e . Переходный диапазон скоростей достаточно узок, его ширина составляет около $0.07 v_0$. Этот факт позволяет ввести понятие «предельной изотермической скорости» v_{is} как скорости газа, выше которой изотермическое приближение становится справедливым в момент максимума электронной температуры. Для скоростей $v_0 > v_{is}$ вычисления можно проводить сразу по формулам изотермического приближения, приняв момент t_m за начало отсчета времени (при этом, конечно, теряется информация о промежутке времени от момента прохождения фронта до t_m). Потери энергии до момента t_m можно учесть введением поправочного множителя, вычисляемого в полной, неизотермической, постановке задачи; зависимость этого множителя от v_0 и x_1 мы надеемся исследовать в другой работе. Следует отметить, что диапазон скоростей $70 < v_0 < 120$ км/с, интересный

с точки зрения физики межзвездных ударных волн в нашей Галактике, лежит на рис. 2, б левее v_{is} . Следовательно, он не может быть описан в рамках изотермического приближения даже с коррекцией, и требуется постановка задачи в полном объеме.

Процесс выхода на изотермический режим после максимума T_e удобно изучать, рассматривая τ_s как функцию переменной $\alpha = -\lg(1 - T_e/T_h)$, характеризующей отклонение от изотермичности. Зависимость $\tau_s(\alpha)$ для разных значений v_0 и x_1 приведена на рис. 3. Все кривые похожи друг на друга: быстрое падение τ_s вначале, при малых α , и значительное уменьшение наклона в области изотермичности ($\alpha > 1$).

Выберем критерий изотермичности. Будем считать, что она наступает в момент $\alpha = 1.5$, т. е. когда $(T_h - T_e)/T_h \approx 1/30$. Слабый наклон кривых $\tau_s(\alpha)$ при $\alpha > 1.2$ делает последующие выводы практически

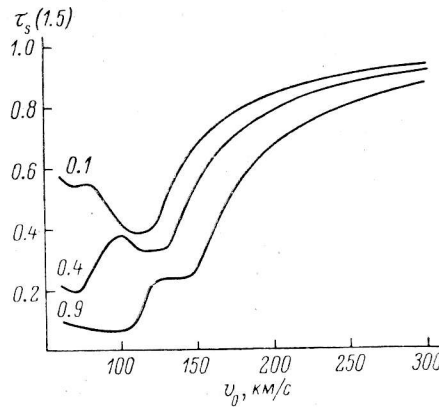


Рис. 4. Остаточная энергия в момент выхода на изотермический режим как функция v_0 при разных значениях x_1 .

не зависящими от выбора конкретного значения α в этом диапазоне. На рис. 4 приведена зависимость $\tau_s(1.5)$ от скорости для $x_1 = 0.1, 0.4$ и 0.9 . Хорошо видно, что $\tau_s(1.5)$ мала в диапазоне $v_0 < 180$ км/с, в особенности при слабой ионизации невозмущенного газа. По мере увеличения v_0 остаточная энергия растет и при $v_0 > 250$ км/с асимптотически стремится к единице.

Выводы. В расчетах теплового режима ударных волн различие между ионно-атомной и электронной температурами заведомо необходимо учитывать при $v_0 < 200$ км/с. В интервале скоростей $200 < v_0 < 300$ км/с справедливость изотермического приближения зависит от x_1 , а при $v_0 > 300$ км/с оно, по-видимому, справедливо при любых x_1 .

Приложение

КОЭФФИЦИЕНТЫ УПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ

Для нейтральных атомов была использована формула [1]

$$\varphi_{eh} = 8 \left(\frac{2T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \frac{m_e}{m_h} \langle \sigma_{eh} \rangle,$$

где $\langle \sigma_{eh} \rangle$ — сечение, усредненное по максвелловскому распределению скоростей электронов v_e . Сечения как функции v_e , см/с, взяты из [7] и аппроксимированы простыми формулами (таблица).

Аппроксимация сечений и коэффициенты упругих столкновений

Атом h	σ_{eh} , см ²	ε_m , %	$\varphi_{eh} \cdot 10^{10}$, см ³ /с	ΔT_e , эВ
H	$1.33 \cdot 10^{-7} / v_e$	13	3.700	0.7—10.2
He	$5.14 \cdot 10^{-12} v_e^{-1/2}$	5	$0.248 T_e^{1/4}$	2.0—16.0

Здесь ε_m — максимальная относительная ошибка аппроксимации; в случае водорода погрешность 13 % имеет место лишь в узком интервале энергий 1.2—1.4 эВ, а вне его она не превышает 3 %. В последнем столбце приведен интервал температур ΔT_e , в котором справедливы аппроксимационные формулы для φ_{eh} .

Для ионов водорода и гелия φ_{eh} вычислены по формулам кулоновского приближения [8]:

$$\varphi_{eh} = 7.668 \cdot 10^{-21} L \frac{Z^2}{A} T_e^{-3/2}, \quad \text{см}^3/\text{с};$$

$$L = 23.42 + 1.5 \ln T_e - 0.5 \ln n_e \quad \text{при } T_e < 36.2 \text{ эВ.}$$

Здесь n_e , см⁻³ — электронная плотность; Z — заряд и A — атомный вес соответствующего иона.

Литература

1. Пикельнер С. Б. Спектрофотометрическое исследование механизма возбуждения волокнистых туманностей. — Изв. КраО, 1954, 12, с. 93—117.
2. Cox D. P. Theoretical structure and spectrum of a shock wave in the interstellar medium: the Cygnus Loop. — *Astrophys. J.*, 1972, 178, p. 143—157.
3. Raymond J. C. Shock waves in the interstellar medium. — *Astrophys. J. Suppl.*, 1979, 39, p. 1—27.
4. Бычков К. В. Физические условия в Петле Лебедя. — *Сообщ. САО*, 1974, 10, с. 3—14.
5. Балинская И. С., Бычков К. В. Излучение межзвездных ударных волн. — *Сообщ. САО*, 1979, 26, с. 51—80; 1981, 31, с. 49—95; 1982, 35, с. 33—67.
6. Wiese W. Z., Smith M. W., Glennon B. M. Atomic Transition Probabilities. — US Department of Commerce National Bureau of Standards, 1966, vol. 1, 153 p.
7. Друкарев Г. Ф. Столкновения электронов с атомами и молекулами. М.: Наука, 1978. 253 с.
8. Спитцер Л. Физика полностью ионизированного газа. М.: ИЛ, 1957. 412 с.

Поступила в редакцию 21.05.84