

О скорости затухания возмущений сильных ударных волн в релятивистской гидродинамике

А. В. Конюхов

Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., д. 13, стр. 2, Москва, Россия

E-mail: konyukhov_av@mail.ru

Статья поступила в редакцию 6 октября 2025 г.

Аннотация. Расчеты ударных волн с различной интенсивностью и фактором Лоренца при наличии начального периодического возмущения показали, что сильные релятивистские ударные волны, являясь устойчивыми согласно критериям линейной теории устойчивости ударных волн Дьякова и Конторовича, в вычислительном эксперименте показывают свойства нейтрально-устойчивых ударных волн: излучение акустических волн ударной волной, степенной закон затухания возмущений. Полученный результат объясняется конечностью амплитуды начального возмущения и тем, что предел высокой интенсивности ударной волны в случае идеального газа соответствует границе ее нейтральной устойчивости.

1. ВВЕДЕНИЕ

Релятивистские ударные волны играют важную роль в астрофизике, где их наличие, в частности, связано с явлением джетов, релятивистских струй плазмы в активных галактических ядрах. Релятивистские ударные волны, формирующиеся в области торможения джета при взаимодействии с межзвездным веществом, являются источниками регистрируемого электромагнитного излучения и потоков высокоэнергетичных частиц с энергией, существенно превышающей тепловую энергию (см. обзоры [1, 2] и приведенные в этих работах ссылки). Предполагаемые механизмы излучения связаны с наличием плазменных неустойчивостей в диссипативной структуре релятивистской ударной волны, приводящих к турбулентности с генерацией сильного локального магнитного поля. При этом наличие начальной намагниченности плазмы может оказывать влияние на данные процессы, но не является обязательным. Численному моделированию плазменной неустойчивости в структуре релятивистской ударной волны и вопросам генерации излучения посвящено большое количество работ, отдельные ссылки можно найти в обзоре [1]. Предполагая, что ширина структуры ударной волны много меньше размеров области течения, магнитное давление много меньше гидродинамического, а доля энергии, переходящая в ударной волне в энергию излучения, мала по сравнению с энергией, рассеиваемой в тепло, релятивистскую ударную волну можно рассматривать в рамках релятивистской гидродинамики [3]. Релятивистские ударные волны с высоким фактором Лоренца являются элементами структуры течения при моделировании релятивистских струй (см., например, [4]). В [5] приведены результаты численного моделирования возмущенной релятивистской ударной волны, распространяющейся в среде с экспоненциально уменьшающейся плотностью.

Вопрос устойчивости релятивистских ударных волн является фундаментальной проблемой, отдельные аспекты которой, выходящие за рамки линейной теории устойчивости, не имеют на сегодняшний день окончательного решения. Применительно к проблеме излучения релятивистских ударных волн, аномально низкая скорость затухания возмущений ударной волны при наличии сопутствующих факторов, таких как неоднород-

ность и турбулентность среды, может приводить к сложной ударно-волновой картине, характеризующейся наличием долгоживущих вторичных (поперечных) ударных волн. Вторичные волны за фронтом ударной волны также являются релятивистскими и ориентированы под определенным углом к поверхности основной ударной волны, что может оказывать влияние на характеристики излучения.

Впервые линейный анализ устойчивости релятивистской ударной волны в среде с произвольным уравнением состояния выполнен в [6] методом нормальных мод. В [7] результат Конторовича был подтвержден методами спектральной теории устойчивости ударных волн. Было показано, в частности, что в среде, описываемой уравнением состояния идеального газа, релятивистская ударная волна устойчива. Устойчивые в рамках линейной теории ударные волны характеризуются экспоненциальным законом затухания малых возмущений. Линейная теория устойчивости ударных волн в средах с произвольными термодинамическими свойствами выделяет диапазон параметров ударной волны, в котором, в рамках анализа линеаризованной задачи для уравнений, описывающих эволюцию возмущений, последние не растут и не затухают. Поток энергии акустической составляющей вторичных волн в этом случае направлен от ударной волны в сторону ударно сжатого вещества, т.е. ударная волна является источником вынужденного (если имеет место нелинейная устойчивость) излучения акустических волн. Критерий Конторовича нейтральной устойчивости релятивистских ударных волн [6] (релятивистский аналог критерия Дьякова–Конторовича в классической гидродинамике), после исключения производной вдоль ударной адиабаты Тауба–Гюонио [3] с использованием соотношений на релятивистском ударно-волновом разрыве, сводится к ограничению на изохорную ($w = \text{const}$) производную внутренней энергии e по удельному объему $V = 1/\rho$ в системе покоя [8]:

$$p > -(\varepsilon_V)_w > p_0, \quad (1)$$

где ρ — плотность массы покоя, ε — удельная внутренняя энергия, p — давление, индекс 0 относится к начальному состоянию, а величины без индекса — к состоянию за фронтом ударной волны. Левое неравенство

в (1) равносильно условию на параметр Грюнаизена $\gamma > -1$, которое, как правило, выполняется в случае реальных сред. Из (1) следует, что для уравнений состояния, для которых $(\varepsilon_V)_w = 0$, предел ударных волн бесконечной интенсивности соответствует границе области нейтральной устойчивости ударной волны в пространстве ее параметров. К таким уравнениям состояния относится релятивистское уравнение состояния газа невзаимодействующих частиц (Synge J.L.) [9],

$$\frac{K_3(1/(w - \varepsilon))}{K_2(1/(w - \varepsilon))} = w, \quad (2)$$

где K_2 и K_3 — модифицированные функции Бесселя второго рода, второго и третьего порядка, и его асимптотики в нерелятивистском и ультрарелятивистском пределе, $w = (5/3)\varepsilon$ и $w = (4/3)\varepsilon$, соответственно. Выполнение условия (1) нейтральной устойчивости ударной волны означает, что устойчивость ударной волны и скорость затухания возмущений (если асимптотическая устойчивость имеет место) определяются нелинейными членами разложения по амплитудам возмущений, которые не учитываются в рамках линейного анализа.

Численное моделирование нейтрально устойчивых ударных волн невысокой интенсивности на основе модельного уравнения состояния показывает, что такие волны отличаются от устойчивых законом затухания возмущений на фронте ударной волны [8]. В последнем случае пульсации давления за фронтом ударной волны, вызванные начальным периодическим (по координате, отсчитываемой вдоль фронта ударной волны) возмущением, затухают экспоненциально $e^{-\lambda t}$, $\lambda \approx \text{const}$. В случае нейтрально устойчивых ударных волн наблюдается более слабое затухание, которое приближается степенной зависимостью $t^{-\lambda}$, $\lambda \approx \text{const}$. Закон затухания в окрестности границы нейтральной устойчивости не изучался, можно предположить, что ударные волны при наличии возмущений конечной амплитуды при параметрах ударной волны вблизи границы нейтральной устойчивости проявляют свойства, аналогичные свойствам, которые ожидаются для ударных волн с бесконечно малой амплитудой возмущений в условиях нейтральной линейной устойчивости: слабое затухание возмущений, генерация ударной волной вторичных (поперечных) ударных волн. Оба этих фактора в условиях наличия плазменных неустойчивостей могут приводить к увеличению доли энергии, приходящейся на излучение. Проверка этого факта и определение скорости затухания возмущений ударной волны в окрестности границы устойчивости, определенной на основе линейной теории, требует нелинейного анализа. В ходе настоящего исследования решается задача о затухании начального периодического возмущения релятивистской ударной волны при высоких значениях интенсивности и фактора Лоренца ударной волны. Расчеты проводились на основе уравнений релятивистской гидродинамики в двумерной постановке.

Последние десятилетия численные методы решения уравнений релятивистской гидродинамики получили развитие на основе методов и подходов разработанных ранее в рамках нерелятивистской вычислительной

газовой динамики. Для астрофизических приложений были разработаны и применены различные современные схемы метода конечных объемов [10] (центральные схемы [11], схемы расщепления потоков, схемы годуновского типа с точным и приближенным [12, 13] решением задачи Римана о распаде разрыва, схемы высокого порядка аппроксимации TVD, ENO и WENO [14–20]), схемы метода конечных элементов [10]. Лучшее разрешение структуры течения обеспечивают методы, использующие гиперболичность системы. В настоящей работе для реконструкции вектора переменных и аппроксимации вектора потоков на границах расчетных ячеек используется переход к локальным характеристическим переменным.

2. ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Система уравнений релятивистской гидродинамики включает в себя условие сохранения энергии и импульса [21, 22]:

$$\nabla_\beta T^{\alpha\beta} = 0, \quad (3)$$

где тензор энергии-импульса имеет вид:

$$T^{\alpha\beta} = (e + p)u^\alpha u^\beta - g^{\alpha\beta}p, \quad (4)$$

здесь e и p — плотность внутренней энергии (включая энергию, связанную с массой покоя) и давление, $g^{\alpha\beta} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ — метрический тензор, $u^\alpha = \Gamma(1, \vec{v})$ — 4-вектор скорости, $\Gamma = 1/\sqrt{1 - v^2}$ — фактор Лоренца (здесь и далее используется система единиц, в которой скорость измеряется в единицах скорости света). Система уравнений дополняется законом сохранения числа частиц:

$$\nabla_\alpha n u^\alpha = 0, \quad (5)$$

где $n = 1/V$ — плотность частиц в системе покоя. Система (3)–(5) замыкается уравнением состояния ультрарелятивистского газа $w = (4/3)\varepsilon$, где $\varepsilon = e/n - 1$, $w = \varepsilon + p/n$.

Уравнения (3)–(5) могут быть представлены в форме гиперболической системы законов сохранения в декартовой системе координат (t, x, y) [18]:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}^x(\mathbf{U})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}^y(\mathbf{U})}{\partial y} = 0, \quad (6)$$

где $\mathbf{U} = (D, S_x, S_y, \tau)^T$ — вектор консервативных переменных, потоки которых записываются в виде:

$$\mathbf{F}^\alpha = (Dv_\alpha, S_x v_\alpha + p\delta_{x\alpha}, S_y v_\alpha + p\delta_{y\alpha}, S_\alpha - Dv_\alpha)^T, \\ \alpha = x, y.$$

Здесь p — давление в системе покоя, $\delta_{\alpha\beta} = 1$, если $\alpha = \beta$ и $\delta_{\alpha\beta} = 0$ в противном случае. Консервативные переменные связаны с плотностью n , компонентами вектора скорости v_α и релятивистской энтальпией $h = (e + p)/n$

следующими соотношениями:

$$D = n\Gamma, \quad S_\alpha = nh\Gamma^2 v_\alpha, \quad \tau = nh\Gamma^2 - p - n\Gamma. \quad (7)$$

Система является гиперболической, матрица Якоби $A_n = \partial \mathbf{F}_n / \partial \mathbf{U}$ численного вектора потоков $\mathbf{F}_n = \mathbf{F}^x n_x + \mathbf{F}^y n_y$ для произвольного направления $\mathbf{n} = (n_x, n_y)^T$ невырожденным преобразованием приводится к диагональному виду $A_n = \Omega \text{diag}(\lambda_i) \Omega^{-1}$, где $\text{diag}(\lambda_i)$ — диагональная матрица с собственными значениями $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4)$ на главной диагонали. Столбцы матрицы Ω — правые собственные векторы матрицы Якоби A_n вектора потоков:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_1 &= \left(\frac{k}{h\Gamma(k-1)}, v_x, v_y, 1 - \frac{k}{h\Gamma(k-1)} \right)^T \\ \mathbf{r}_2 &= h\Gamma \left(\frac{v_t}{h}, 2\Gamma v_t v_x - \frac{n_y}{\Gamma}, 2\Gamma v_t v_y + \frac{n_x}{\Gamma}, 2\Gamma v_t - \frac{v_t}{h} \right)^T \\ \mathbf{r}_3 &= h\Gamma \left(\frac{1}{h\Gamma}, \frac{\lambda_m}{a_m} n_x - v_t n_y, \frac{\lambda_m}{a_m} n_y + v_t n_x, \frac{1}{a_m} - \frac{1}{h\Gamma} \right)^T \\ \mathbf{r}_4 &= h\Gamma \left(\frac{1}{h\Gamma}, \frac{\lambda_p}{a_p} n_x - v_t n_y, \frac{\lambda_p}{a_p} n_y + v_t n_x, \frac{1}{a_m} - \frac{1}{h\Gamma} \right)^T. \end{aligned}$$

Собственные значения записываются в виде:

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \lambda_2 = v_n, \quad \lambda_3 = \lambda_m, \quad \lambda_4 = \lambda_p, \\ \lambda_m &= \frac{v_n(1 - c_s^2) - c_s \sqrt{(1 - \mathbf{v}^2)[1 - \mathbf{v}^2 c_s^2 - v_n^2(1 - c_s^2)]}}{1 - \mathbf{v}^2 c_s^2}, \\ \lambda_p &= \frac{v_n(1 - c_s^2) + c_s \sqrt{(1 - \mathbf{v}^2)[1 - \mathbf{v}^2 c_s^2 - v_n^2(1 - c_s^2)]}}{1 - \mathbf{v}^2 c_s^2}. \end{aligned}$$

Входящие в выражения для собственных векторов и собственных значений параметры c_s (скорость звука) и k определяются с использованием уравнения состояния:

$$c_s^2 = \frac{1}{k(\partial e / \partial p)_n}, \quad k = \frac{h}{h - (\partial e / \partial n)_p}.$$

В приближении ультрарелятивистского газа

$$c_s^2 = \frac{1}{3k}, \quad k = \frac{h}{h - 1}.$$

Скорость звука не превышает значение $1/\sqrt{3}$. Линеаризация системы в окрестности граней расчетных ячеек выполняется путем осреднения вектора неконсервативных переменных $\mathbf{V} = (n, \mathbf{v}, p)^T$. На грани разделяющей ячейки с индексами i и $i + 1$ одного из координатных направлений

$$\mathbf{V}_{i+1/2} = \frac{1}{2}(\mathbf{V}_i + \mathbf{V}_{i+1}). \quad (8)$$

Для среднего состояния (8) вычисляются собственные значения и собственные вектора матрицы линеаризованной системы, вектор локальных характеристических переменных $\mathbf{w} = \Omega^{-1} \mathbf{U}$, индекс переменных, определенных на грани расчетной ячейки далее опускается. Вариации локальных характеристических переменных

α_k связаны с вариациями консервативных переменных,

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \Gamma(k-1)(h\Delta D + \Gamma \mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{S} - \Delta D - \Delta \tau) \\ \alpha_2 &= \frac{v_t}{h(1 - v_n^2)}(v_n \Delta S_n - \Delta D - \Delta \tau) + \frac{1}{h} \Delta S_t \\ \alpha_3 &= \frac{a_m(h\Gamma)^{-1}}{\lambda_p - \lambda_m}((v_n - \lambda_p)\Lambda - c_p \Delta S_n + d_p(\Delta D + \Delta \tau)) \\ \alpha_4 &= \frac{-a_p(h\Gamma)^{-1}}{\lambda_p - \lambda_m}((v_n - \lambda_m)\Lambda - c_m \Delta S_n + d_m(\Delta D + \Delta \tau)), \end{aligned}$$

где использованы следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \Lambda &= (k-1)h\Gamma \Delta D + (k-1)\Gamma^2(\mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{S} - \Delta D - \Delta \tau), \\ a_l &= \frac{1 - v_n \lambda_l}{1 - v_n^2}, \quad b_l = \frac{v_n - \lambda_l}{1 - v_n^2}, \quad c_l = a_l + v_n b_l, \\ d_l &= b_l + v_n a_l, \quad v_n = v_x n_x + v_y n_y, \quad v_t = v_y n_x - v_x n_y, \\ S_n &= S_x n_x + S_y n_y, \quad S_t = -S_x n_y + S_y n_x. \end{aligned}$$

Реконструкция решения в точках интегрирования на границах ячеек выполняется с использованием локальных характеристических переменных

$$\begin{aligned} \mathbf{U}^L &= \mathbf{U}_i^n + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^4 \tilde{\alpha}_k^L \mathbf{r}_k, \quad \mathbf{U}^R = \mathbf{U}_{i+1}^n - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^4 \tilde{\alpha}_k^R \mathbf{r}_k, \\ \tilde{\alpha}_k^L &= \min \text{mod}(\alpha_k|_{i-1/2}, \alpha_k|_{i+1/2}), \\ \tilde{\alpha}_k^R &= \min \text{mod}(\alpha_k|_{i+1/2}, \alpha_k|_{i+3/2}). \quad k = 1, 2, 3, 4. \end{aligned}$$

Потоки F_n на границах расчетных ячеек вычисляются на основе решения задачи о распаде разрыва для линеаризованной системы с применением энтропийной коррекции:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_n &= \frac{1}{2} \left(\mathbf{F}(\mathbf{U}^L) + \mathbf{F}(\mathbf{U}^R) - \sum_{k=1}^4 \psi(\lambda_k) \alpha_k \mathbf{r}_k \right), \\ \psi(\lambda) &= \begin{cases} |\lambda|, & |\lambda| \geq \delta \\ (\lambda^2 + \delta^2)/(2\delta), & |\lambda| < \delta. \end{cases} \end{aligned}$$

Значение параметра энтропийной коррекции δ принималось равным 0.25. Для интегрирования по времени используется схема Рунге–Кутты третьего порядка аппроксимации, сохраняющая свойство невозрастания полной вариации [23].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Задача решалась в системе отсчета, связанной с ударно-волновым разрывом, в области прямоугольной формы. Фронт ударной волны ориентирован в отрицательном направлении оси x декартовой системы координат (x, y) . Начальные распределения переменных поля течения в расчетной области соответствовали релятивистской ударной волне заданной интенсивности $I = p/p_0$ и фактора Лоренца. Начальное возмущение задавалось искривлением поверхности ударной волны $x = A \cos(2\pi y/L)$, $A = 0.1L$, затухание возмущения определялось по зависимости L_1 — нормы пульсаций давления за фронтом ударной волны от безразмерного

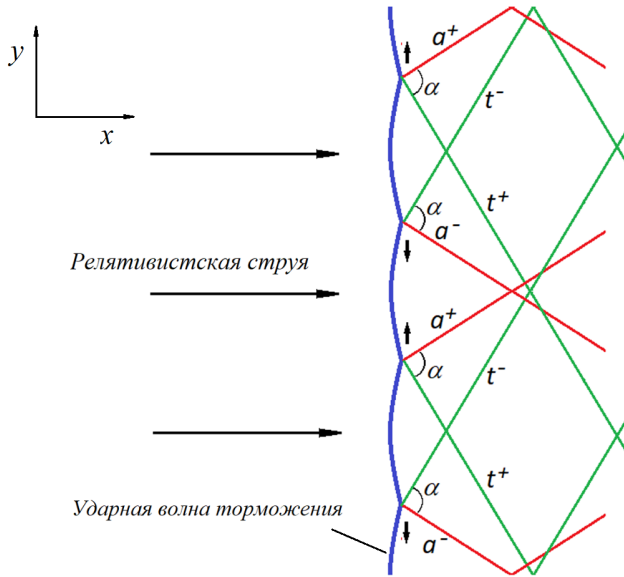


Рисунок 1. Схема течения за фронтом возмущенной ударной волны

времени tc/L , где c — скорость света, L — период возмущения. На границах $y = \text{const}$ ставились условия периодичности. В результате внесенного возмущения за фронтом ударной волны образуется два семейства вторичных волн, распространяющихся вдоль поверхности ударной волны в отрицательном и положительном направлении оси y (рисунок 1). Каждое семейство включает в себя акустические (a^- , a^+) и энтропийно-вихревые (t^- , t^+) волны, согласованные с условиями на искривленном ударно-волновом разрыве. Знаки (+/-) обозначают направление распространения возмущений вдоль фронта ударной волны. Показателем того являются акустические волны исходящими от ударной волны или не являются таковыми служит величина угла α , образуемого поверхностью скачка и поверхностью тангенциального разрыва в окрестности точек трехволновой конфигурации, см. рисунок 1. Если $\alpha < \pi/2$, акустические волны отстают от ударной волны (источником возмущения является ударная волна). Данное утверждение справедливо для наблюдателя в произвольной инерциальной системе отсчета, не зависит от интенсивности возмущения и, в частности, выполняется также для нерелятивистских возмущенных ударных волн. Условие $\alpha = \pi/2$ для слабых акустических волн определяет границу нейтральной устойчивости ударной волны $-(\varepsilon_V)_w = p_0$. Положение фронта акустической и энтропийно-вихревой волны определяется по распределению плотности n .

Численное интегрирование системы уравнений релятивистской гидродинамики выполнялось на расчетной сетке 2000×400 с шагом по пространству $0.0025L$ и числом Куранта 0.1. В ходе проведенных расчетов получены следующие результаты. Угол, образуемый фронтами акустических и энтропийно-вихревых волн в случае сильных ударных волн близок к $\pi/2$ независимо от фактора Лоренца ударной волны, что находится в соответствии с теорией, так как предел сильных ударных волн соответствует границе нейтральной устойчивости. Наблюдаемые отклонения (см., например, рисунок 2) можно объяснить конечностью возмущений. В зафрон-

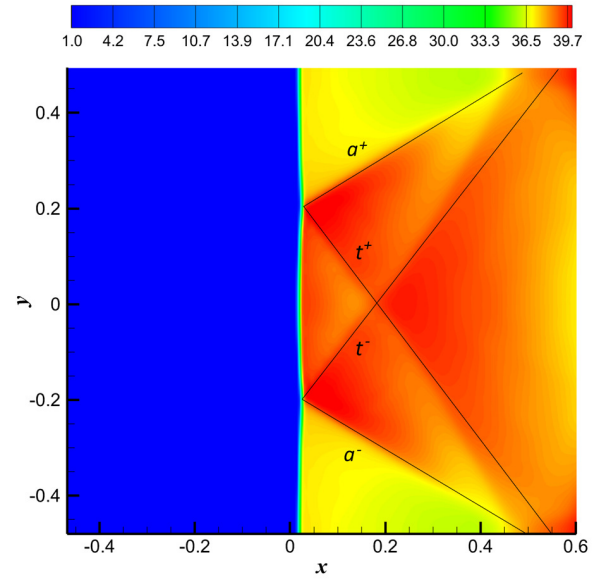


Рисунок 2. Визуализация плотности массы покоя (в единицах начальной плотности) за фронтом возмущенной ударной волны с интенсивностью $I = 10^3$ и фактором Лоренца $\Gamma = 12.9$. Показан угол, образуемый фронтами акустической и энтропийно-вихревой волн.

товом течении возмущенной ударной волны с интенсивностью 10^3 и скоростью равной 0.997 скорости света, показанный на рисунке 2 угол между волновым вектором энтропийно-вихревой и акустической составляющей вторичных волн $\alpha < \pi/2$. В этом случае акустическая волна возмущения является исходящей от ударной волны. Изменение характеристики акустической составляющей вторичных волн с приходящей на исходящую в линейной теории устойчивости ударных волн является определением нейтральной устойчивости, а в численных расчетах показывает изменение закона затухания возмущения ударной волны с экспоненциального на степенной [8]. Можно ожидать, что в случае сильных ударных волн и возмущений конечной интенсивности отставание вторичных волн от ударной волны также приведет к изменению скорости затухания возмущений.

Скорость затухания возмущений за фронтом ударной волны определялась по зависимости пульсаций давления за фронтом ударной волны $|p'|_1 = L_C^{-1} \int_C |p - \langle p \rangle| dl$ от времени, где L_C — длина контура. Давление отнесено к начальному значению плотности массы покоя, умноженному на c^2 . Время приведено в единицах L/c , где L — период возмущения, c — скорость света. Осреднение выполнялось на контуре, расположенном за фронтом ударной волны. На рисунках 3 и 4 показаны результаты двух серий расчетов. В первом случае, при одинаковой интенсивности варьировался фактор Лоренца ударной волны. Расчеты показывают наличие предельного закона затухания пульсаций давления за фронтом ударной волны при увеличении фактора Лоренца. Предельная зависимость проявляется на рисунке 3 в результатах для ударных волн, имеющих скорость, равную 0.976, 0.991 и 0.997 скорости света.

Во второй серии расчетов при фиксированном начальном состоянии варьировалась интенсивность

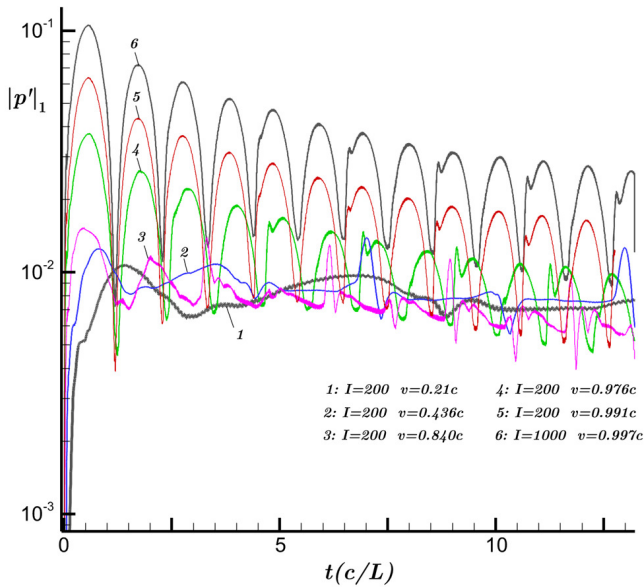


Рисунок 3. Пульсации давления за фронтом возмущенной релятивистской ударной волны для различных значений фактора Лоренца при одинаковой интенсивности $I = p/p_0$.

ударной волны. Соответственно, с ростом интенсивности ударной волны увеличивалась ее скорость. Результат показан на рисунке 4. С увеличением интенсивности ударной волны скорость затухания возмущений уменьшается и, как показывают расчеты для скоростей ударной волны 0.924 и 0.991 скорости света, закон затухания возмущений стремится к степенной зависимости с показателем степени -0.55 .

Полученный результат говорит о том, что определяющим является нелинейный механизм затухания возмущений, не учитываемый в рамках линейной теории устойчивости ударных волн.

Таким образом показано, что для релятивистской ударной волны закон затухания демонстрирует следующие свойства: скорость затухания начальных возмущений ударной волны уменьшается при увеличении ее интенсивности, что можно объяснить приближением параметров ударной волны к границе области нейтральной устойчивости; при повышении фактора Лоренца (приближении скорости ударной волны к скорости света) закон затухания возмущений стремится к пределу — степенной зависимости, характерной для нейтрально-устойчивых ударных волн. Сильные релятивистские ударные волны, являясь устойчивыми согласно критериям линейной теории устойчивости релятивистских ударных волн, в вычислительном эксперименте демонстрируют свойства слабо затухающих нейтрально-устойчивых ударных волн. Данные о предельном законе затухания возмущений сильных релятивистских ударных волн получены впервые. Результаты исследования скорости затухания возмущенных релятивистских ударных волн имеют фундаментальное значение и востребованы в астрофизических приложениях.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предел высокой интенсивности ударных волн $p/p_0 \rightarrow \infty$ в релятивистской гидродинамике для сред с уравнением состояния вида $f(w, \varepsilon) = 0$ (релятивист-

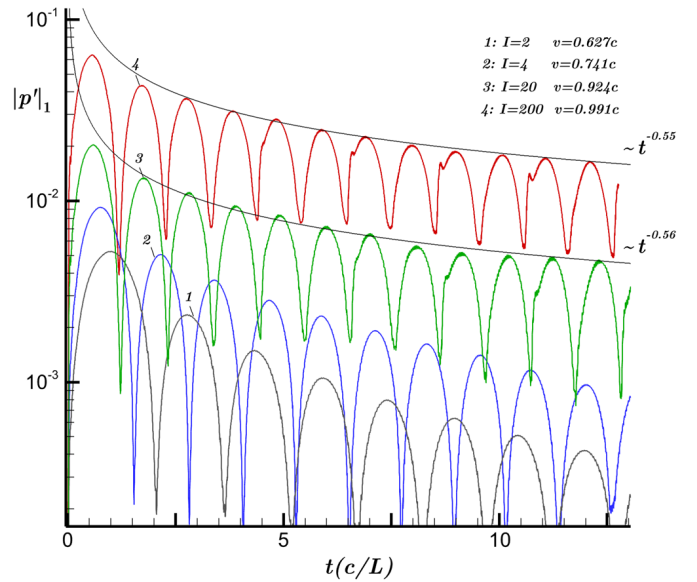


Рисунок 4. Затухание пульсаций давления за фронтом возмущенной релятивистской ударной волны для различных значений ее интенсивности.

ское уравнение состояния Синга (Synge J.L.), уравнение состояния ультрарелятивистского газа) является границей нейтральной устойчивости согласно линейной теории устойчивости ударных волн. Расчеты для плоской релятивистской ударной волны при наличии начального периодического возмущения показали, что скорость затухания возмущения уменьшается при увеличении интенсивности ударной волны, что можно объяснить приближением параметров ударной волны к границе области нейтральной устойчивости. При повышении фактора Лоренца (приближении скорости ударной волны к скорости света) закон затухания возмущений давления стремится к пределу — степенной зависимости, приближенно оцениваемой как $1/\sqrt{t}$. Сильные релятивистские ударные волны, являясь устойчивыми согласно критериям линейной теории устойчивости, в вычислительном эксперименте демонстрируют свойства слабо затухающих нейтрально-устойчивых ударных волн: излучение ударной акустических волн, слабый степенной закон затухания.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00270-26-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sironi L, Keshet U and Lemoine M 2015 *Space Sci. Rev.* **191** 519–544
2. Bykov A and Treumann R 2011 *Astron Astrophys Rev* **19** 1–67
3. Taub A H 1978 *Ann. Rev. Fluid Mech.* **10** 301–332
4. Martí J M, Müller E, Font J A, Ibáñez J M Z and Marquina A 1997 *Astrophys. J.* **479** 151–163
5. Palma G, Mignone A, Vietri M and Zanna 2008 *Astrophys. J.* **686** 1103–1124
6. Kontorovich V M 1958 *JETP* **34** 186–194
7. Anile A M and Russo G 1987 *Phys. Fluids* **30** 1045–1051
8. Конюхов А В 2024 *ЖЭТФ* **165** 589–602

9. Synge J L 1957 *The Relativistic Gas: Series in Physics* (Amsterdam: North-Holland Publishing Company)
10. Wu K and Tang H 2016 *ApJS* **228** 3–25
11. Lucas-Serrano A, Font J A, Ibanez J and Martí J 2004 *Astron. Astrophys.* **428** 703–715
12. Mignone A and Bodo G 2005 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **364** 126–136
13. Townsend J, Könözy L and Jenkins K 2020 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **496** 2493–2505
14. Balsara D 2017 *Living Rev Comput Astrophys* **3** 1–138
15. Falle S and Komissarov S 1995 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **278** 586–602
16. Choi E and Ryu D 2005 *New Astron.* **11** 116–129
17. Font J A 2002 *Local Characteristic Algorithms for Relativistic Hydrodynamics* (Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg) pp 327–348
18. Martí J M and Müller E 2003 *Living Rev Relativ.* **6** 7
19. Wu K 2021 *SIAM J. Sci. Comput.* **43** B1164–B1197
20. Xu L, Ding S and Wu K 2024 *SIAM J. Sci. Comput.* **98** 43–104
21. Ландау Л Д Лифшиц Е М 1986 *Теоретическая физика. Том 6. Гидродинамика* (Москва: Издательство “Наука”)
22. Anile A 1990 *Relativistic Fluids and Magneto-fluids: With Applications in Astrophysics and Plasma Physics* Cambridge Monographs on Mathematical Physics (Cambridge: Cambridge University Press)
23. Shu C W and Osher S 1988 *J. Comp. Phys.* **77** 439–471