

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р
А С Т Р О Н О М И Ч Е С К И Й С О В Е Т

В О П Р О С Ы
К О С М О Г О Н И И

Т О М
I X



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
Москва 1963

P998
9

Редакционная коллегия:

Доктор физ.-матем. наук **Б. В. КУКАРКИН** (отв. редактор),
доктор физ.-матем. наук **Н. Н. ПАРЬСКИЙ** (зам. отв. редактора),
доктор физ.-матем. наук **А. Г. МАСЕВИЧ**,
доктор физ.-матем. наук **В. Ю. ЛЕВИН**,
доктор физ.-матем. наук **В. И. БАРАНОВ**,
член-корр. АН СССР **В. В. БЕЛОУСОВ**,
канд. физ.-матем. наук **В. С. САФРОНОВ** (ученый секретарь)

**МАТЕРИАЛЫ
ТЕОРЕТИЧЕСКОГО СЕМИНАРА
ПО ВАЖНЕЙШИМ ПРОБЛЕМАМ
АСТРОФИЗИКИ**

Тарту, 7—13 июля 1962 г.

ЦЕНТРАЛЬНАЯ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА

523.1

484 $\frac{7}{64}$

Свердлов

Свердлов
1961 г.

мое возмущение представляет собой разность двух близких стационарных (не зависящих от времени) решений*.

Очевидно, случай с $\omega^2 = 0$ лежит на границе между $\omega^2 < 0$, где ω мнимое, и $\omega^2 > 0$, где ω вещественно.

Первый случай соответствует устойчивости, второй — неустойчивости.

Эти соображения одинаково применимы как для модели звезды, построенной с учетом общей теории относительности, так и для нерелятивистского случая.

Пользуюсь случаем выразить благодарность Н. А. Дмитриеву за ознакомление с его соображениями, А. Г. Масевич, Д. А. Франк-Каменецкому и другим участникам летней школы за дискуссию, Г. А. Пинаевой за помощь в оформлении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Франк-Каменецкий. Физические процессы внутри звезд. М., Физматгиз, 1959.
2. М. Шварцшильд. Строение и эволюция звезд. М., ИЛ, 1961.
3. Г. И. Баренблатт, Я. Б. Зельдович. Докл. АН СССР, 118, 671, 1958.
4. J. Oppenheimer, H. Snyder. Phys. Rev., 56, 455, 1939.
5. И. М. Гельфанд, С. В. Фомин. Вариационное исчисление. М., Физматгиз, 1961.
6. F. Hoyle, W. Fowler. Astrophys. J., 132, 565, 1960.
7. E. E. Salpeter. Astrophys. J., 134, 669, 1961.
8. Т. Намада, Е. Е. Salpeter. Astrophys. J., 134, 683, 1961.
9. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 38, 1123, 1960.
10. К. А. Вгескнер, L. L. Gammell, J. T. Kubis. Phys. Rev., 118, 1095, 1960.
11. J. Oppenheimer, G. H. Volkoff. Phys. Rev., 55, 374, 1939.
12. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 42, 641, 1962.
13. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 41, 1609, 1961.
14. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 42, 1667, 1962.
15. L. D. Landau. Z. Phys. Sowjetunion. 1, 285, 1932.
16. А. Б. Северный. Изв. Кр. АО, №2, 1, 1948.
17. R. C. Tolman. Ap. J., 90, 541, 569, 1939.

* Метод нахождения частного решения для возмущений сравнением известных решений задачи систематически развивался в работе [3].

Поступила 29.IX 1962 г.

С. С. Моисеев О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ «БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ» УДАРНЫХ ВОЛН В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЕ

Обсуждается влияние коллективных процессов на поведение ударных волн в релятивистской плазме.

Показано, что толщина «бесстолкновительных» ударных волн падает с ростом энергии релятивистских электронов. Влияние слабых магнитных полей также падает с ростом энергии электронов.

On some peculiarities of non-collisional shock waves in the relativistic plasma, by S. S. Moiseev.— The influence of collective processes on behaviour of the shock waves in the relativistic plasma is discussed. It is shown, that the thickness of collisionfree shock waves decreases, when the energy of relativistic electrons increases. The influence of a weak magnetic fields decreases in this case too.

1. Теория релятивистской плазмы должна найти себе применение при исследовании ряда астрофизических явлений. В качестве одного из примеров можно указать на отмеченную в [1] возможность преимущественного ускорения тяжелых элементов до релятивистских энергий за счет турбулентной энергии газоманитной среды.

В силу малой плотности межзвездного газа большое значение приобретает изучение кинетики разреженной релятивистской плазмы.

Одной из особенностей релятивистской плазмы является уменьшение влияния парных столкновений по сравнению с влиянием коллективных процессов. Так, возрастают безразмерные параметры, характеризующие влияние коллективных процессов: $\omega_H \tau_D$ в γ раз, $\omega_0 \tau_D$ в $\gamma^{3/2}$ раза, где $\gamma = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-1/2}$ (v — скорость частицы); ω_0 , ω_H — соответственно плазменная частота и частота вращения частиц в магнитном поле; τ_D — время рассеяния частиц за счет парных столкновений [2].

С ростом влияния коллективных процессов и магнитотормозного излучения связан также ряд особенностей «бесстолкновительных» ударных волн в релятивистской плазме.

2. Толщина ударных волн с диссипацией за счет парных соударений растет как квадрат энергии и зачастую оказывается много больше характерных размеров задачи. В силу этого проблема так называемых бесстолкновительных ударных волн, толщина которых может быть много меньше длины свободного пробега частиц при парных соударениях, в релятивистской плазме приобретает еще большую остроту.

Одна из возможностей распространения нерасплывающегося возмущения в разреженной плазме связана со следующим: за счет прихода из областей возмущения более быстрых частиц возникает анизотропное распределение по скоростям в новых областях плазмы и неоднородное магнитное поле развивающейся неустойчивости «удерживает» частицы, подобно обычным столкновениям, до исчезновения анизотропии [2, 3]. Исследуем прежде всего нелинейный режим в случае отсутствия внешних полей. Развитие нелинейного режима определяет в основном пространственные пульсации с волновыми числами k_{0i} , соответствующими максимальным инкрементам (i — ионы; e — электроны; как видно будет из дальнейшего, можно считать, что анизотропия по скоростям имеется только у ионов). Подобно нерелятивистскому случаю, рост амплитуды магнитного поля H_a за счет неустойчивости ограничивается соотношением

$$r_e \sim \frac{1}{k_{0i}}, \quad (1)$$

где r_e — ларморовский радиус электрона в поле H_a .

Как отмечено в [4], магнитные поля, существенно большие, чем это следует из (1), привели бы к чрезмерному нагреву электронов и нарушению закона сохранения энергии. Из (1) имеем

$$H_a \sim \bar{c} p_{te} \frac{k_{0i}}{e}, \quad (2)$$

где \bar{p}_{te} — средняя величина в тепловом движении поперечной компоненты импульса электрона по отношению к магнитному полю H_a .

Из [2] следует существенный рост пульсационных магнитных полей в релятивистском случае по сравнению с нерелятивистским.

Во всех тех случаях, когда $\frac{r_i}{r_e} \gg 1$, исследование интересующего нас нелинейного режима упрощается: движущийся ион «сталкивается» с пульсациями много меньшими, чем r_i [см. (1)], и потому слабо отклоняется. Поэтому кинетическое уравнение для f_i — функции распределения ионов по координатам и ско-

ростам — принимает вид «диффузионного» дифференциального уравнения в пространстве импульсов

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} \sim D \frac{\partial^2 f_i}{\partial p^2}, \quad (3)$$

где коэффициент диффузии в пространстве импульсов

$$D \sim \frac{e^2 H_a^2}{c^2 k_{0i}^2 \tau_H}, \quad (4)$$

где $\tau_H \sim \frac{1}{k_0} v_i$ — характерное время пролета частицы в поле возмущения. Коэффициент D может быть получен как из соображений размерности, так и из более строгих соображений [2, 4]. Используя соотношения (2), (4), а также результаты [5], легко получить выражение для толщины сильной ударной волны Δ , которое приведем здесь для двух предельных случаев:

$$\Delta \sim \frac{m_i}{m_e} \cdot \frac{c}{\omega_{0i}} \sqrt{\frac{P_{\perp i}}{\Delta P}} \sqrt{\frac{P_{\parallel i}}{P_{\perp i}}} \frac{1}{\bar{\gamma}_e^2} \left(\frac{P_{\parallel i}}{nm_e c^2} \right); \quad (\bar{\gamma}_i \sim 1, \bar{\gamma}_e \gg 1); \quad (5)$$

$$\Delta \sim \frac{c}{\omega_{0i}} \cdot \frac{P_{\perp i}}{\Delta P} \left(\frac{P_{\parallel i}}{P_e} \right)^2; \quad (\bar{\gamma}_i \gg 1, \bar{\gamma}_e \gg 1), \quad (6)$$

где $P_{\parallel i}$, $P_{\perp i}$ — давление ионов соответственно вдоль и поперек распространения ударной волны ($P_{\parallel i} > P_{\perp i}$); $\Delta P = P_{\parallel i} - P_{\perp i}$; P_e — давление электронов; m_i , m_e — массы покоя ионов и электронов.

Из (5) видим, что Δ уменьшается с ростом $\bar{\gamma}_e$, что, например, облегчает моделирование явления в лабораторных условиях.

Оценим отношение времени изотропизации $T_i \sim \frac{P^2}{D}$ и времени излучения электронов $\tau_{изл}$ в магнитном поле H_a для ультрарелятивистского случая:

$$\frac{\tau_{изл}}{T_i} \sim \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{3/2} \frac{1}{\bar{\gamma}_e \bar{\gamma}_i^{3/2} r_0^{3/2} \sqrt{n} \frac{\Delta P}{P_{\perp}} \left(\frac{\Delta P}{P_{\perp}} \right)^{1/2}}; \quad \left(r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} \right). \quad (7)$$

Мы видим, что $\tau_{изл} \ll T_i$ для достаточно плотной ультрарелятивистской среды. Отсюда вытекает, что если даже в начале процесса $P_e \sim P_i$ (т. е. $r_e \sim r_i$), то за счет излучения r_e уменьшается, что оправдывает применимость дифференциального «диффузионного» уравнения для ионов в ультрарелятивистском случае. Нетрудно показать, что в интересующем нас диапазоне энергии $T_i \ll T_{P/e}$ ($T_{P/e}$ — время поглощения фотонов на электронах), т. е. излучение не поглощается внутри ударной волны.

Отметим, что в процессе излучения происходит уширение фронта ударной волны (см. [6]), ограниченное, однако, сверху условием $\tau_{изл} \sim T_i$, возникающим в процессе излучения.

Подчеркнем, что энергия для образования ударной волны берется за счет энергии, связанной с анизотропией распределения ионов.

3. Остановимся кратко на оценке влияния слабых замороженных полей ($H_0^2 \ll P_i$) на характер процесса изотропизации в случае, когда электроны ультрарелятивистские, а ионы нерелятивистские с анизотропным распределением по скоростям. В этом случае, помимо мелкомасштабной области, где внешнее магнитное поле по-прежнему оказывает слабое влияние на развитие нелинейного процесса, существует еще длинноволновая область спектра с существенным влиянием магнитного поля.

В случае, когда во внешнем магнитном поле ларморовский радиус электронов мал ($r_{iH_0} \gg r_{eH_0}$), значение k , соответствующее максимальному инкременту, имеет вид [6]

$$k_g^2 = \frac{1}{r_{iH_0}^2} \cdot \frac{H_0^2}{8\pi P_{\parallel i}} \left[\frac{(P_{\parallel i} - P_{\perp i}) 4\pi}{H_0^2} - 1 \right]. \quad (8)$$

Здесь $P_{\parallel i}$ — давление вдоль магнитного поля H_0 , причем считается, что $P_{\parallel i} > P_{\perp i}$.

Используя (8) и оценивая амплитуду магнитного поля длинноволновых возмущений из кинетического уравнения для ионов, а время изотропизации из (4), получим, что в данной волновой области время изотропизации

$$T_{идр} \sim \frac{1}{\omega_{H,i}} (\Delta P_i \sim P_i).$$

Сравнивая время изотропизации в коротковолновой области, где H_0 определяется, согласно (2), с $T_{идр}$, видим, что если

$$H_0 \gg \frac{\gamma_e m_e}{m_i} \cdot \frac{P_e}{P_{\parallel i}} \sqrt{\Delta P_i}, \quad (9)$$

то на характер изотропизации основное влияние оказывают длинные волны; толщина ударных волн тогда совпадает с ионным ларморовским радиусом в поле H_0 (если $\Delta P_i \sim P_i$).

Из (9) видим, что с ростом энергии электронов влияние замороженных полей на развитие нелинейного режима падает.

Отметим, что, как нетрудно показать, в случае $r_{eH_0} \gg r_{iH_0}$, слабое магнитное поле $H_0^2 \ll \Delta P_i$ не оказывает влияния на развитие нелинейного режима.

4. Сильное магнитное поле ($H_0^2 \sim P_i$) подавляет развитие аperiодической неустойчивости: неустойчивость развивается лишь при $\Delta P_i \gg P_i$, т. е. носит пороговый характер.

При малой анизотропии неустойчивость развивается за счет циклотронного резонанса, когда в резонанс с волной попадают частицы, для которых выполнено условие (7):

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - n\omega_H = 0; \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (10)$$

Здесь ω — частота волны.

Однако при малой анизотропии число частиц, попадающих в резонанс с волной, экспоненциально мало для распределений типа максвелловского распределения с двумя «температурами». Кроме того, неустойчивость нерелятивистской плазмы развивается не при сколь угодно малой анизотропии [7]. Но следует подчеркнуть, что в отличие от нерелятивистской плазмы в релятивистской неограниченной плазме из-за зависимости ω_H от скорости циклотронная неустойчивость может развиваться при сколь угодно малой анизотропии. Так, в случае, если анизотропна электронная функция распределения, условие возникновения циклотронной неустойчивости имеет вид (2):

$$\frac{\Delta P_e}{P_e} > \frac{\bar{\gamma}_e}{\gamma_{eпр}^2} \cdot \frac{\Omega_e^2}{\omega_{0e}^2}, \quad (11)$$

где $\Omega = \left| \frac{eH_0}{m_e c} \right|$; $\bar{\gamma}_e$ — среднее значение γ_e ; $\gamma_{eпр}$ — максимальное значение γ_e , которое достигается в данном распределении по скоростям.

Из (11) вытекает, что $\Delta P_e \rightarrow 0$, если $\gamma_{eпр} \rightarrow \infty$ (т. е. если в распределении имеются частицы со скоростями, весьма близкими к скорости света).

Хотя этот вопрос нельзя считать окончательно выясненным, но, очевидно, отмеченная особенность релятивистской плазмы облегчает образование ударной волны за счет неустойчивости в сильном магнитном поле, если только в распределении по скоростям число частиц с $\gamma_{eпр} \sim \infty$ не экспоненциально мало.

Выражаю благодарность профессору Д. А. Франк-Каменецкому и Р. З. Сагдееву за ценные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Корчак, С. И. Сыроватский. Докл. АН СССР, 122, 792, 1958.
2. С. С. Моисеев. Диссертация. Новосибирск, 1962.
3. С. С. Моисеев, Р. З. Сагдеев. Доклад на Всесоюзной конференции по магнитной гидродинамике. М., 1961.
4. С. С. Моисеев, Р. З. Сагдеев. Препринт. Новосибирск. [1962.
5. Г. М. Заславский, С. С. Моисеев. ЖЭТФ, 4, 1962.
6. Г. М. Заславский, С. С. Моисеев. Доклад на Третьем совещании по магнитной гидродинамике. Рига, 1962.
7. Р. З. Сагдеев, В. Д. Шафранов. ЖЭТФ, 39, 181, 1960.

Поступила 30.VII 1962 г.