

ПЛАЗМЕННЫЕ ТУРБУЛЕНТНЫЕ РЕАКТОРЫ В АСТРОФИЗИКЕ

В. Н. Цытович

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение
2. Современное состояние теории ПТР
3. Пути дальнейшего развития теории плазменных турбулентных реакторов
4. Приложения теории к объяснению астрофизических наблюдений и общие астрофизические следствия

1. ВВЕДЕНИЕ

Астрофизиками хорошо изучены, например, термоядерные реакторы; согласно существующим представлениям — это звезды. Энергия, выделяемая из-за термоядерных реакций в недрах звезд, постепенно вместе с излучением диффундирует наружу. Предполагается, что это излучение находится в локальном тепловом равновесии внутри звезды, распределение частиц также является локально максвелловским. Неравновесность возникает лишь на поверхности, приводя к усиленной конвекции и турбулентности, бурным движением; эта неравновесность обязана отрыву излучения (отводу его) [1]. Всякий реактор основан на подводе (выделении) энергии в системе, и, если он является стационарно работающим, необходим механизм стока энергии. Механизмов выделения энергии в космических условиях много, и помимо ядерной можно в качестве источника энергии указать гравитационную.

В общем плане проблему турбулентного реактора можно сейчас поставить следующим образом. Существуют ли реакторы, в которых путь энергии от ее выделения до ее стока осуществляется через турбулентные процессы? Поверхности звезд являются турбулентными, однако считается, что в их недрах локально реализуется ламинарный поток энергии и излучения. Таким образом, звезда как целое, в основном, не турбулентный реактор. Однако ее поверхностные слои могут быть кандидатами на турбулентные реакторы. Чтобы конкретизировать, что мы будем иметь в виду, говоря о плазменном турбулентном реакторе, а не просто о турбулентном реакторе, заметим, что в плазме обычно имеют дело с тремя компонентами: турбулентными движениями, заряженными частицами и излучением. Говоря о них, мы будем считать, что: 1) имеется определенный поток энергии по турбулентным масштабам и между различными модами турбулентности (характерный для любого турбулентного состояния); 2) существует поток энергии между различными частицами, который может перераспределять энергии между ними. Обычно в реакторе число частиц может рассматриваться фиксированным. Однако могут «входить» в реактор холодные (низкоэнергичные) частицы, а покидать ее горячие (высокоэнергичные частицы). Такой механизм может быть одним из механизмов энергетических потерь реактора. Превраще-

ние низкоэнергичных частиц в высокоэнергичные может осуществляться потоком в спектре частиц; наконец, 3) существует поток энергии в спектре излучения, передающего энергию из одних спектральных интервалов в другие, например, от низких частот к высоким. Высокочастотное излучение может покидать реактор, являясь также источником его энергетических потерь. По-видимому, в столь явной форме, как это сделано выше, турбулентный плазменный реактор еще не определялся, хотя этот термин уже прочно вошел в обиход в научной литературе.

Впервые рассмотрение систем с неравновесным излучением и частицами, сильно взаимодействующими с излучением, было начато в [2].

При этом было показано, что плазменная турбулентность, излучение и релятивистские частицы вырабатывают степенной спектр у частиц $f_z \sim 1/\varepsilon^\gamma$ с γ , близким к трем. Этот результат привлек внимание астрофизиков в связи с проблемой происхождения космических лучей и многочисленными радиоастрономическими наблюдениями [3], показывающими, что в космических условиях действительно очень часто встречаются степенные распределения электронов с $2 < \gamma < 3$. В связи с этим теория плазменных турбулентных реакторов интенсивно развивалась в СССР (в частности в ФИАНе) и за рубежом (Англия, США и др.).

Сейчас теория турбулентных плазменных реакторов (ПТР) находится уже в весьма развитом состоянии, указаны многие астрофизические объекты как кандидаты на ПТР [4], обсуждены возможности их создания в лабораторных условиях [5], появились обстоятельные обзоры [4]. Вместе с тем все эти исследования в той или иной степени расширяли и уточняли схему ПТР, предложенную в [2].

Собственно общая программа ПТР, так, как она поставлена выше, обстоятельно не обсуждалась, в частности, рассматривались потоки по турбулентным масштабам, по спектру частиц, но не потоки энергии по спектру излучения. Сейчас возникли также новые аспекты, связанные с анализом сильной ленгмюровской турбулентности в проблеме ПТР. Вместе с тем, уже сейчас сделано достаточно много. Поэтому в настоящей лекции мы обсудим 1) решенные к настоящему времени проблемы теории ПТР, 2) проблемы дальнейшего развития теории ПТР, 3) приложение теории к объяснению различных космических объектов, возможности лабораторного создания ПТР, общие астрофизические следствия.

2. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ТЕОРИИ ПТР

С наблюдательной точки зрения нет сомнений в том, что в космосе очень часто встречаются неравновесные быстрые частицы. К ним относятся ионы и электроны космических лучей. Известно, что они распределены по степенному закону для тяжелых частиц ионов $f_z \sim 1/\varepsilon^\gamma$, $\gamma \approx 2,7$, $10^9 \text{ эВ} < \varepsilon < 10^{14} \text{ эВ}$, для электронов космических лучей вблизи Земли $\gamma \approx 3$ (по различным данным) в интервале $10^7 \text{ эВ} < \varepsilon < 10^9 \text{ эВ}$.

Радиоастрономические данные указывают на то, что величины γ — довольно разные у разных источников, но все они чаще всего лежат в интервале $0,8 < \gamma < 3,2$, $\bar{\gamma} = 2,7$.

Непосредственно наблюдаемые энергетические интервалы — около одной декады (два порядка по частотам, так как $\omega \sim \varepsilon^2$).

Хотя для объяснения конкретных наблюдений и не требуется степенного спектра в интервале энергии больше одной декады, вместе с тем складывается такое ощущение, что часто степенные спектры могут простираются на интервалы большие, чем одна декада.

С точки зрения современных представлений о плазменной турбулентности объяснение появления неравновесных тепловых частиц не вызывает особых затруднений. Так эффективная температура ленгмю-

ровской турбулентности $T_{\text{эфф}}$ при $W/nT_e \rightarrow 1$ достигает значений TN_d , где N_d — число тепловых частиц в дебаевской сфере. Так как только быстрые частицы обмениваются энергией с турбулентными колебаниями, то они приобретают в конечном счете энергию порядка эффективной температуры колебаний $\varepsilon \approx N_d T$. В астрофизических условиях $10^8 < N_d < 10^{10}$. Это позволяет объяснить основную энергию не только неравновесных релятивистских электронов, но и ионов (так как $N_d T$ обычно больше $m_i c^2$). В высокоэнергичных хвостах этих распределений сосредоточена относительно небольшая доля частиц (так как $\gamma \approx 2,7$). Поэтому средняя энергия электронов и ионов космических лучей объясняется легко. Основная проблема лежит в распределении энергии между различными частицами, т. е. в формировании их спектра.

В работе [2] в качестве механизма обмена энергии между частицами было предложено излучение и реабсорбция электромагнитного излучения при наличии турбулентности.

В качестве механизма излучения рассматривалось комптоновское излучение на турбулентных колебаниях и синхротронное.

В области оптической непрозрачности (оптическая толща больше единицы) частицы теряют энергию на излучение и приобретают ее из-за реабсорбции излучения, испускаемого другими частицами. Уравнение баланса для частиц имеет вид

$$\frac{df_\varepsilon}{dt} = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \int_0^\infty d\omega S(\omega, \varepsilon) = 0, \quad (1)$$

где

$$S(\omega, \varepsilon) = u \left(\frac{\omega}{\varepsilon^2} \right) \left(\Phi_\varepsilon + V_\omega \frac{\partial \Phi_\varepsilon}{\partial \varepsilon} \right), \quad (2)$$

а

$$\Phi_\varepsilon = \frac{f_\varepsilon}{\varepsilon^2}, \quad (3)$$

f_ε — функция распределения частиц по энергиям с нормировкой

$$\int f_\varepsilon d\varepsilon = n_*, \quad (4)$$

n_* — число надтепловых релятивистских частиц в 1 см^3 плазмы,

$$V_\omega = \frac{W_\omega}{\omega^2}, \quad (5)$$

а W_ω — спектральная плотность электромагнитного излучения с нормировкой

$$\int W_\omega d\omega = W_t, \quad (6)$$

где W_t — плотность электромагнитного излучения в 1 см^3 плазмы. Наконец, $u(\omega/\varepsilon^2)$ — вероятность излучения, которая для релятивистских частиц как для синхротронного механизма излучения, так и любого комптоновского механизма зависит только от отношения ω/ε^2 . Последнее весьма существенно для дальнейшего.

Для комптон-эффекта на турбулентных колебаниях u пропорциональна плотности энергии турбулентных колебаний. Первый член (2) (пропорциональный Φ_ε) описывает потери энергии на излучение, а второй член (2) (пропорциональный V_ω) описывает индуцированный эффект, т. е. приобретение энергии из-за реабсорбции. Их баланс (в том

случае, когда можно считать правую часть (1) равной нулю) дает определенное уравнение для f_ε , зависящее от конкретного значения спектра излучения $W_\omega = \omega^2 V_\omega$. Уравнение баланса для спектра излучения из-за тех же процессов излучения и поглощения может быть записано в виде

$$\frac{dW_\omega}{dt} = \int_0^\infty d\varepsilon S(\omega, \varepsilon) = 0, \quad (7)$$

причем, естественно, характерные времена здесь велики в сравнении с $1/\omega$.

Правая часть (7) равна нулю в том случае, когда имеется баланс, т. е. среда является оптически толстой относительно рассматриваемых процессов излучения.

В [2] было обнаружено, что совместная система уравнений (1) и (7) имеет степенное решение:

$$f_\varepsilon \sim 1/\varepsilon^\gamma, \quad W_\omega \sim \omega^{5/2}, \quad (8)$$

причем для величины γ имеет место уравнение

$$R_\gamma = \frac{R_{\gamma-1}}{R_\gamma} R_3, \quad (9)$$

где

$$R_\gamma = \int dq u(q) q^{\gamma/2-1}. \quad (10)$$

Очевидным решением (9) является

$$\gamma = 3. \quad (11)$$

Этот результат в [2] был получен для ленгмюровских волн с фазовыми скоростями $v_\phi \gg c$.

В связи с этим интересным результатом возникает целый ряд проблем, которые и были предметом детального анализа за последние годы. Перечислим некоторые из них:

- 1) является ли решение (10) единственным?
- 2) насколько оно универсально при наличии в плазме одновременно различных мод турбулентных движений?
- 3) зависит ли результат от типа спектра турбулентности, распределения по спектру, степени анизотропии спектра?
- 4) является ли спектр (8) устойчивым?
- 5) каковы ограничения на область существования степенного спектра со стороны неучтенных процессов излучения и разных отброшенных нелинейных процессов?

На первый из указанных вопросов нужно сразу дать отрицательный ответ, так как другим нетривиальным очевидным решением системы уравнений (1) — (7) является максвелловское распределение.

Возникает тогда вопрос, когда система быстрее образует распределение (8) и когда такое распределение будет относительно устойчиво? Уже в [6] было отмечено, что распределение (8) тем быстрее устанавливается, чем выше энергия частиц. Характерное время установления определяется временем комптоновских потерь энергии (например, на ленгмюровской турбулентности) или характерным временем синхротронных потерь. Первое из них

$$1/\tau \sim \varepsilon W \quad (12)$$

при больших энергиях мало по сравнению с ионизационными. Только при этом возможно степенное распределение [7].

Ионизационные потери — больше столкновений между релятивистскими частицами, которые могли бы установить максвелловское распре-

деление. Таким образом, парные столкновения, способствующие максвеллизации, пренебрежимо малы.

Это стоит отметить в связи с попытками поисков степенных решений $\sim 1/\varepsilon^4$, учитывая только столкновения между релятивистскими частицами [8]. Такой подход в связи с большей ролью излучательных процессов не представляет интереса.

Таким образом, излучательные процессы могли бы установить либо степенное, либо максвелловское распределение. Легко показать, что для степенного распределения плотность излучения больше и больше ускорение, т. е. быстрее устанавливается распределение. Таким образом, есть основание считать, что именно степенное распределение будет образовано быстрее всего.

Однако нужно подчеркнуть, что задача о временной эволюции системы (1) — (7), показывающая, как из начального распределения образуется степенное, представляет большие математические трудности и до сих пор не решена. Ясно, что если бы начальное распределение было бы максвелловским, то оно не эволюционировало бы вообще, если оно устойчиво. Таким образом, возможно, нужно, чтобы начальное распределение было достаточно неравновесным.

Какими должны быть начальные распределения, чтобы они эволюционировали к степенным, остается нерешенным. Не выяснено также, является ли максвелловское распределение для системы (1) — (8) устойчивым, хотя по всей видимости это должно было быть так.

Вместе с тем элемент неравновесности (отличие от теплового равновесия) в системе (1) — (7) заложен, так как предполагается, что уровень турбулентности W (комптоновская вероятность u , напомним, пропорциональна W) намного превосходит тепловой уровень.

В (1) — (7) пренебрежено, в частности, спонтанными процессами комптоновского рассеяния, не зависящими от W .

Второй вопрос об универсальности степенного спектра обсуждался в [9]. Было показано, что при наличии суперпозиции многих мод уравнение (10) заменяется на

$$\sum_{\sigma} R_2^{\sigma} = \sum_{\sigma} \frac{R_{\gamma-1}^{\sigma}}{R_{\gamma}^{\sigma}} R_3^{\sigma}, \quad (13)$$

из которого следует, что $\gamma = 3$ сохраняется при одновременном действии многих мод и синхротронного излучения.

В [9] было выяснено, что $\gamma = 3$ пригодно и для ленгмюровских волн любых фазовых скоростей не только сверхсветовых, как было в [2]. Наконец, отличие γ от трех, полученное в [2] при наложении синхротронного излучения на ленгмюровскую турбулентность, оказалось неверным для однородного магнитного поля. Процедура же усреднения по направлениям магнитного поля, используемая в [2] и приведшая к $\gamma \neq 3$ для случая стохастического магнитного поля, требует более детального анализа с учетом влияния пространственных корреляций магнитного поля. В [9] численными методами было проверено, что для суперпозиции ленгмюровской турбулентности и синхротронного излучения никаких решений (13), кроме $\gamma = 3$, нет в интервале значений

$$1 < \gamma < 10. \quad (14)$$

Дальнейшие исследования [10, 11] касались наложения различных других мод, например, вистлеров, альфвеновских и магнитогидродинамических турбулентных колебаний, учета анизотропии в распределении ленгмюровской магнитогидродинамической турбулентности и турбулентности вистлеров. Исследования проводились численно и показали, что в интервале (14) нет никаких других решений, кроме $\gamma = 3$.

Таким образом, в однородной плазме имеет место универсальность результата $\gamma=3$. Эта универсальность в определенной степени связана с универсальной зависимостью вероятности процесса от единственного параметра ω/ε^2 . В [12] обсуждался квантовомеханически (хотя возможно это излишне точно, так как для анализа достаточен квазиклассический предел для вероятности u) вопрос об универсальности зависимости u от ω/ε^2 ; такая универсальность была получена, впрочем, этот результат очевиден, так как в релятивистском пределе частота излучения ω всегда пропорциональна ε^2 .

Однако в [12] было обращено внимание на существование еще одного решения системы (1) — (7), а именно,

$$\gamma = 2. \quad (15)$$

Это решение существует при определенном специфическом выборе констант. Оно отбрасывалось в [2], так как дает постоянный поток энергии по спектру частиц. В бесконечном однородном ПТР его действительно нужно отбросить, так как частицы никуда не теряются. Однако в силу того, что говорилось выше, решение с потоком энергии по спектру частиц как раз и представляет особый интерес. Другое дело, что конкретное получение таких решений возможно лишь в ограниченных системах, а (15) в этом случае не имеет места; с другой стороны, ясно, что реальные ПТР всегда имеют ограниченные размеры. При реальном использовании концепции ПТР это сказывается в том, что оптически плотным можно считать только излучение вплоть до некоторых максимальных частот.

Исследование вопроса о спектре ПТР в реальном ограниченном ПТР было произведено в [13]. Естественно, при этом надо учитывать процессы рассеяния частиц на турбулентности, а также излучение, на турбулентности, что приводит к их постепенной диффузии наружу.

Такая диффузия аналогична той, которая происходит в звездах, обычных термоядерных реакторах (о чем говорилось выше), но процессы рассеяния намного усилены тем, что они происходят на турбулентных колебаниях. Роль диффузии излучения уже обсуждалась раньше [1]. Она сводится к увеличению пути луча (см. [14]) и уменьшению оптической толщи. Более подробно эти процессы в [13] не обсуждались. В [13] основное внимание уделялось диффузии релятивистских частиц. При этом можно воспользоваться анализом [15], показывающим, что наиболее эффективное рассеяние частиц на турбулентных колебаниях обязано их взаимодействию с альфвеновскими пульсациями.

При этом оказалось, что уравнение (13) с учетом рассеяния частиц на альфвеновских волнах видоизменяется следующим образом:

$$(\gamma - 2) \left(\sum_{\sigma} R_{\sigma}^2 - \sum_{\sigma} \frac{R_{\sigma-1}^2}{R_{\sigma}^2} R_{\sigma}^2 \right) = \delta, \quad (16)$$

где

$$\delta = 24 \left(\ln \frac{k_{\max}}{k_{\min}} \right) N_d \left(\frac{c}{V_{Te}} \right)^3 \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}(1+\alpha)} \left(\frac{W^{\Lambda}}{nm_e c^2} \right)^{-2} \frac{c^2}{L^2 \omega_{pe}^2}, \quad (17)$$

а

$$\alpha = \frac{W^M}{W^{\Lambda}}, \quad N_d = n \frac{V_{Te}^3}{\omega_{pe}^3}, \quad V_{Te} = \sqrt{\frac{T_e}{m_e}}, \quad (18)$$

W^{Λ} — плотность энергии альфвеновских, а W^M — быстрых магнитозвуковых волн, L — характерный размер неоднородности (размер ПТР). Частицы теперь из-за диффузии могут покидать ПТР, унося с собой и энергию, выделенную в ПТР. Важно, что решение $\gamma=2$ не возникает, т. е.

действительно такого решения не существует, как, впрочем, не оказывается и решения $\gamma = 3$. Теперь оба эти решения оказываются смешанными. В [13] был проведен численный анализ уравнения (15), результаты которого приведены на рис. 1.

$$\left(\alpha = 0,1, \quad \frac{k_{\max} c}{\omega_{pe}} \approx 10^{-3}, \quad \beta \approx 0,1, \right.$$

$$\text{а) } \frac{H^2}{8\pi W^A} \approx 10^2, \quad \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \approx 10^{-7}, \quad \text{б) } \frac{H^2}{8\pi W^A} \approx 10^2, \quad \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \approx 10^{-6},$$

$$\text{в) } \frac{H^2}{8\pi W^A} \approx 10, \quad \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \approx 10^{-7}, \quad \text{г) } \frac{H^2}{8\pi W^A} \approx 10, \quad \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \approx 10^{-6} \Bigg). \text{ Из этих}$$

результатов следует, что значения γ должны быть между 2 и 3. Этот результат поразительно совпадает с тем, что в действительности наблюдается. Возможно, стоит отметить и другие возможности появления разброса значений γ между значением 2 и 3. В первую очередь, стоит сказать о спектре, возникающем в полностью релятивистской плазме. Этот вопрос анализируется в [1] и [16].

Оказалось, что в однородной релятивистской плазме в слабом магнитном поле сохраняется $\gamma = 3$. Следует подчеркнуть, что релятивистская плазма не столь уж редка в астрофизических условиях и во всяком случае при той энергетике, которая имеется вблизи пульсаров, плазма должна быть релятивистской.

Вполне возможно, что она релятивистская и в ядрах галактик, где выделение энергии чрезвычайно велико.

В сильном магнитном поле релятивистская плазма становится одномерной (из-за быстрой потери на излучение импульса поперек поля [17]). В одномерной релятивистской плазме, однако, меняются механизмы

комптоновского и магнитотормозного излучения (в частности, излучение сосредоточивается на первой гармонике гирочастоты, видоизмененной доплеровским смещением [1]). Это приводит к видоизменению вероятности и как следствие (см. [1]) к

$$\gamma = 2. \quad (19)$$

В режимах промежуточного (не слабого и не сильного поля) возможны и любые промежуточные значения γ между значениями 2 и 3.

Наконец, следует остановиться на проблеме устойчивости степенных распределений. В принципе, эта задача может решаться в рамках тех же уравнений (1) — (7), если искать малые отклонения от равновесных степенных решений. В такой постановке эта задача решалась в [18] и было получено, что в случае, когда уровень турбулентности W превышает некий критический, степенные решения становятся устойчивыми. Однако полный анализ дисперсионных уравнений для малых отклонений от равновесных распределений встречает серьезные математические трудности и до конца проделан не был. Возможен лишь анализ дисперсионных соотношений для ряда предельных случаев, к которым относятся и отмеченный выше результат о стабильности. В несколько иной постановке задача об устойчивости решалась в [12]. Предполагалось, что начальные возмущения с течением времени должны асимптотически

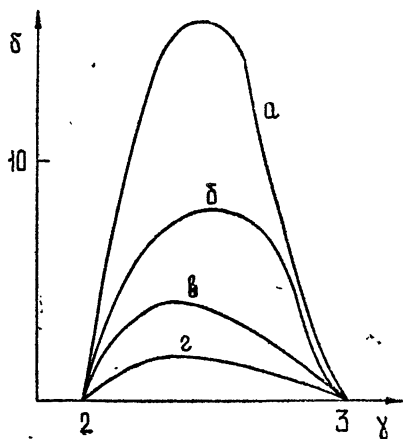


Рис. 1.

стремиться к автомодельному. Так как характерное время установления равновесного распределения обратно пропорционально энергии частицы, то в качестве одной из автомодельных переменных можно выбрать

$$x = \varepsilon t. \quad (20)$$

С другой стороны, для того, чтобы вероятность u , зависящая от ω/ε^2 , зависела только от автомодельных переменных, y/x^2 , необходимо вторую автомодельную переменную выбрать в виде

$$y = \omega t^2. \quad (21)$$

Тогда, считая зависимость от пространственной переменной отсутствующей, получим в автомодельных переменных следующую систему уравнений, заменяющих (1) — (7):

$$x^6 \frac{d}{dx} \frac{f(x)}{x^5} = \frac{d}{dx} \int_0^\infty dy S(x, y); \quad (22)$$

$$2y^{7/2} \frac{d}{dy} \frac{W(y)}{y^{5/2}} = \int_0^\infty dx S(x, y); \quad (23)$$

$$S(x, y) = x^2 u \left(\frac{y}{x^2} \right) \left(\frac{W(y)}{y^2} \frac{d}{dx} \frac{f(x)}{x^2} + \frac{f(x)}{x^2} \right), \quad (24)$$

причем

$$f_\varepsilon = \frac{1}{t^5} f(x), \quad W_\omega = \frac{1}{t^5} W(y). \quad (25)$$

В [12] было получено, что асимптотическое решение уравнений (22) — (24) дает либо $f(x) \sim 1/x^3$, либо $f(x) \sim 1/x^2$, т. е. согласно (25) либо $f_\varepsilon \sim 1/\varepsilon^3$, либо $f_\varepsilon \sim 1/\varepsilon^2$.

Как указывалось, последнее решение соответствует постоянному потоку частиц в энергетическом пространстве и в однородной плазме, строго говоря, должно быть отброшено.

Этот анализ интересен тем, что претендует на ответ на вопрос о том, к чему будет стремиться любое начальное возмущение или любое начальное состояние. Другими словами, речь идет не о слабых возмущениях, фигурирующих в теории неустойчивости, а о возмущениях конечной амплитуды и даже любых начальных распределениях. Однако уже отмечалось, что заранее известно, что не всякое начальное распределение будет стремиться к степенному. Фактически, в приведенном из [12] анализе делалось неявное предположение о том, что любое начальное распределение будет асимптотически стремиться к автомодельному, да и автомодельное было найдено (как показывает более тщательное рассмотрение) не в наиболее общем виде. Таким образом, проблема требует еще дальнейших исследований.

Наконец, об ограничениях на спектр со стороны отброшенных и неучтенных линейных и нелинейных процессов. Они уже были перечислены в [1], более подробно обсуждались в [19, 20], а также в [4, 21–23]. В первую очередь энергия частиц должна быть достаточно большой [7],

$$\varepsilon \gg \varepsilon_*, \quad (26)$$

с тем чтобы рассматриваемые излучательные потери энергии превосходили ионизационные, а также процессы, связанные с квазилинейным ускорением (обязанным резонансному взаимодействию турбулентных

волн с частицами (см. [24])). С другой стороны, существует и другое ограничение на энергию частиц сверху:

$$\varepsilon \ll \varepsilon_{**}, \quad (27)$$

суть которого можно понять из следующих соображений.

Формально в бесконечной однородной среде спектр электромагнитных волн (8) $W_{\omega} \sim \omega^{1/2}$ дает расходимость в полной энергии электромагнитного излучения. Фактически, однако, реальные ПТР конечных размеров для частот электромагнитных волн, больших некой критической ω_{1*} , становятся оптически прозрачными, и интенсивность соответствующих волн в системе резко падает.

Таким образом, полная плотность энергии электромагнитного излучения в ПТР $W^t \approx \int W_{\omega} d\omega \sim \omega_{**}^{7/2}$ конечна.

На излучении W^t возникают процессы вторичной комптонизации (индуцированный и спонтанный комптон-эффект, при котором поперечная волна рассеивается в другую поперечную большей или меньшей частоты). Эти процессы на нерелятивистских частицах анализировались подробно в [25, 26]. На релятивистских частицах они были проанализированы применительно к теории ПТР в [19–23]. Для ПТР в слабом поле возникают ограничения

$$W^t \ll W, \quad (28)$$

где W — плотность энергии турбулентности, а в сильном магнитном поле (когда в ПТР согласно [1] вырабатывается спектр $\gamma = 2$) должно быть

$$W^t (\sim \omega_{**}^{7/2}) \ll \frac{H^2}{8\pi}. \quad (29)$$

Эти ограничения на ω_{**} сверху являются также и ограничениями на максимальную энергию ε_{**} , так как $\omega_{**} \sim \varepsilon_{**}^2$.

В [12, 23] было замечено, что теория ПТР может рассматриваться как асимптотическая при больших «числах Рейнольдса» R , причем роль R играет величина

$$R = \frac{\varepsilon_{**}}{\varepsilon_*}. \quad (30)$$

Распадные процессы $t \rightarrow t + l$, рассмотренные в [22], вносят мало что нового в эти оценки, так как они того же порядка, что и комптоновские процессы. Они разве что могут удлинить путь луча в плазме, делая ее оптически более плотной [14].

Линейное затухание (обратное тормозное излучение) вносит лишь ограничение на число релятивистских частиц в ПТР, которое должно быть достаточно большим. Таково в общем современное состояние теории ПТР.

3. ПУТИ ДАЛЬНЕЙШЕГО РАЗВИТИЯ ТЕОРИИ ПЛАЗМЕННЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ РЕАКТОРОВ

Говоря о путях дальнейшего развития теории ПТР, необходимо выделить те вопросы, которые требуют решения в уже исследуемой схеме ПТР, и вопросы, связанные с новыми направлениями, новыми схемами описания ПТР. Среди первой серии вопросов можно отметить следующие.

1) Анализ динамики установления степенных спектров без использования аргументов автомодельности. Эта задача может быть решена

лишь с использованием компьютеров в рамках выписанной системы (1) — (7).

2) Анализ ПТР конечных размеров не только с диффузией частиц, но и с диффузией излучения. По-видимому, это дает дополнительное смещение значений γ между 2 и 3.

3) Спектры ПТР низких энергий с учетом резонансного ускорения частиц и эффекта Разина—Цытовича [27, 28] в синхротронном излучении. Эта задача может быть решена лишь при использовании компьютеров.

4) Спектры ПТР высоких энергий с учетом процессов вторичной комптонизации и распадов. По-видимому, эта задача доступна решению также только при использовании ЭВМ.

5) Теория ПТР со случайным магнитным полем.

Среди второй серии вопросов нужно в первую очередь выделить учет эффектов сильной ленгмюровской турбулентности.

Предварительный анализ показывает, что в процессах излучения, учитываемых в ПТР, существенны лишь грубые эффекты, связанные с самой плазменной частотой, а не ее тепловыми и нелинейными поправками, соотношение между которыми играет столь важную роль в переходе ленгмюровской турбулентности в сильную. Поэтому в первом приближении теория ПТР при наличии сильной ленгмюровской турбулентности остается неизменной. Нужно учесть лишь конкретные трехмерные спектры сильной ленгмюровской турбулентности. С нашей точки зрения наиболее адекватное описание таких спектров было получено в статистической теории сильной ленгмюровской турбулентности [29, 30] и дает в трехмерном случае

$$W_k \sim \frac{1}{k^2}, \quad W = \int W_k dk. \quad (31)$$

С другой стороны, не исключено, что сильная турбулентность может сказаться на процессах излучения, учитываемых в теории ПТР для частот, не очень сильно отличающихся от плазменной. Указанием на это может служить найденное в [31] увеличение интенсивности процесса слияния двух ленгмюровских волн в режиме сильной ленгмюровской турбулентности. Если действительно окажется, что сильная ленгмюровская турбулентность сказывается на излучении низких частот, то это видоизменит спектр ПТР в области низких энергий, и поэтому такие эффекты нужно будет учитывать наравне с другими эффектами, сказывающимися на частицах низких энергий, такие, как эффект Разина—Цытовича, резонансное ускорение и др.

Не исключено также, что сильная турбулентность может создать поток энергии электромагнитных волн по их спектру от низких частот к более высоким.

До сих пор, как это уже отмечалось, теория ПТР строилась без учета потоков в электромагнитном излучении. Учет их окажется в спектре частиц высоких энергий, генерируемых ПТР.

Наконец, о потоках по масштабам в самом турбулентном спектре. Для процессов излучения существен лишь окончательный уровень турбулентности, а степенной спектр ПТР возникает при любом спектре турбулентности и любом направлении потока энергии по масштабам в спектре турбулентности. В этом смысле казалось бы сильная ленгмюровская турбулентность, для которой направление потоков турбулентной энергии противоположно направлению потоков в слабой турбулентности, скажется на ПТР только в том, что может измениться сам уровень турбулентности, так как, например, потоки увеличились. Но при увеличении мощности источников уровень будет повышен. Однако

изменение направления потоков энергии в режиме сильной ленгмюровской турбулентности может сказаться косвенно, а именно, в том, что возникает постоянный источник быстрых частиц, пополняющих релятивистскую компоненту ПТР.

Действительно, «натываясь» на хвосты быстрых частиц, сильные ленгмюровские колебания при их потоке в сторону меньших масштабов создают автоматическую инжекцию быстрых частиц, которые вначале, подускоряясь резонансными ленгмюровскими колебаниями, пополняют релятивистскую компоненту.

В этом смысле сильная ленгмюровская турбулентность может стать существенной в теории ПТР.

Наконец, говоря о направлениях развития, нельзя не упомянуть проблемы сильной ленгмюровской турбулентности в релятивистской плазме, которые только сейчас начинают развиваться [32], проблемы турбулентного уширения резонансов [33–35], которые также могут быть существенными в теории ПТР.

4. ПРИЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ К ОБЪЯСНЕНИЮ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ И ОБЩИЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ

Первыми кандидатами на ПТР из различных астрофизических объектов являются ядра галактик и квазары [1, 36]. В [36] теория ПТР использовалась для объяснения инфракрасного излучения ядер галактик и квазаров. Она уточнялась в [37] с учетом того, что в ядре галактики или квазаре возможно имеется черная дыра. Все перечисленные выше ограничения и особенно вторая комптонизация несколько сузили интервал энергии (число Рейнольдса (30)) и несколько снизили максимум излучения, который чаще попадает в видимый диапазон. По оценкам [4] это уже в определенной степени дает трудности в применении существующей теории ПТР к ядрам галактик и квазарам. Однако по оценкам [19] таких трудностей нет. С нашей точки зрения наблюдательная неопределенность в параметрах инфракрасного излучения еще весьма велика, и это излучение вполне может быть объяснено теорией ПТР.

С проблемой радио и оптического излучения пульсаров положение проще, так как здесь теория [1] хорошо объясняет наблюдения, и какие-либо возражения отсутствуют.

В дальнейшем теория ПТР была применена к таким объектам, как протозвезды и солнечные вспышки [4]. В работе [4] наиболее оптимистические оценки получаются как раз для солнечных вспышек. Наконец, в [19] теория ПТР была применена к объяснению излучения рентгеновских источников и вообще к проблемам аккреции. Вывод [19] состоит в том, что при аккреции на магнитную звезду вполне с большим запасом теория ПТР может быть применена к объяснению рентгеновского излучения. Аккреция на немагнитную звезду по теории ПТР не дает излучения в рентгеновском диапазоне. Мощность рентгеновского излучения при этом может быть сравнима с мощностью аккреции, что говорит о высоком коэффициенте превращения энергии аккреции в излучение при создании ПТР.

Таким образом, теория ПТР применялась к объектам совершенно разной энергетики, светимости, размеров, плотности плазмы и других параметров. Дальнейшее применение и развитие уже сделанных гипотез за будущим. Однако уже сейчас ясно, что применительно к существующим астрофизическим объектам значения R не очень велики (чаще всего $R \approx 5 \div 10$, иногда до $R \approx 10^2$). Для частот ПТР эти интервалы больше, так как $\omega \sim \epsilon^3$, т. е. речь идет о двух, может быть, четырех декадах. Все же есть основания полагать, что в ряде случаев спектры

радио и оптического излучения имеют одно и то же значение γ , а, следовательно, степенные спектры должны были бы генерироваться в значительно больших энергетических интервалах.

Имеются указания также на то, что возможно степенные спектры появляются и в оптически тонких объектах (радиогалактики), хотя исключить возможность генерации релятивистских электронов в некоторых оптически плотных областях этих объектов трудно. Все эти проблемы ждут своего решения. Лабораторное создание ПТР, по-видимому, в ближайшем будущем затруднительно [5].

Определенный оптимизм вселяют возможности использования сильнооточных релятивистских пучков для создания ПТР. Однако общие перспективы здесь также требуют подробного анализа.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 С. А. Каплан, В. Н. Цытович, Плазменная астрофизика, изд. Наука, М., 1972
- 2 В. Н. Цытович, А. С. Чихаев, Астрон. ж., 46, 486 (1968); 47, 479 (1969).
- 3 В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, изд. АН СССР, М., 1966.
- 4 С. А. Norman, D. Ter-Haar, Physics reports, 1975, Preprint Oxford Univ., 1974
- 5 С. А. Norman, D. Ter-Haar, Astron. Astrophys., 24, 121 (1974).
- 6 В. В. Kadomtsev, V. N. Tsytovich, IAV Simp. Kremia, 1969, Proc. 37 th simp. IAV „Interstellar gas dynamics“, 1970, p. 108.
- 7 V. N. Tsytovich, Cosmic plasma Physics, Ed. by Schindler, 1971, p. 181.
- 8 С. С. Моисеев, Колмогоровские спектры частиц, Препринт, Харьков, 1974, Материалы межд. конф. по теории плазмы, Киев, 1974.
- 9 Ю. А. Николаев, В. Н. Цытович, А. С. Чихаев, ЖЭТФ, 64, 877 (1973).
- 10 Ю. А. Николаев, В. Н. Цытович, Астрофизика (в печати).
- 11 Ю. А. Николаев, В. Н. Цытович, Астрофизика (в печати).
- 12 С. А. Norman, Annals of Physics (1974); „Plasma turbulent reactors“, Preprint Oxford. Univ., 44/74, 1974.
- 13 Ju. A. Nikolaev, V. N. Tsytovich, Proc. XII Int. Conf. on Phen. in Ionized Gases, Eindhoven, 1975, p. 331.
- 14 С. А. Каплан, В. Н. Цытович, Астрофизика, 4, 337 (1968).
- 15 V. L. Ginzburg, V. S. Ptuskin, V. N. Tsytovich, Astr. Sp. Sc., 1973.
- 16 S. A. Kaplan, V. N. Tsytovich, Proc. of the Conf. on Pulsars and Activities of Supernova Remn, Rome, 1969; Препринт ФИАН № 14, 1970.
- 17 V. N. Tsytovich, J. W. Buckee, D. Ter-Haar. Preprint Oxford Univ., 26/70, 1970; Phys. Lett., 32A, № 7, 471 (1970).
- 18 А. С. Чихаев, Диссертация, МИФИ, М., 1969.
- 19 С. А. Каплан, Ф. К. Лемб, Д. Райнс, К. Дж. Петик, В. Н. Цытович, Астрон. ж., 52, 64 (1975).
- 20 C. J. Pethick, V. N. Tsytovich, Astr. Sp. Sc., 1975.
- 21 С. А. Norman, D. Ter-Haar, Preprint Oxford Univ., 62/72, 1972; Fisisk Tidskrift, 72, 83 (1974).
- 22 С. А. Norman, Physica Scripta, 11, 326 (1975).
- 23 С. А. Norman, D. Ter-Haar, V. N. Tsytovich, Physica Scripta, 11, 323 (1975).
- 24 В. Н. Цытович, Теория турбулентной плазмы, Атомиздат, М., 1971.
- 25 Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев, Astrophys. Sp. Sc., 4, 285 (1969).
- 26 Я. Б. Зельдович, Н. Н. Шакура, Астрон. ж., 46, 16 (1969).
- 27 В. Н. Цытович, Вестник МГУ, серия Физика, 4, 27 (1951).
- 28 В. А. Разин, Астрон. ж., 35, 241 (1958); Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 3, № 4, 584 (1960).
- 29 Ф. Х. Хакимов, В. Н. Цытович, ЖЭТФ, 68, 195 (1975).
- 30 J. Weinstock, B. V. Bezzeridis, Phys. Rev. Lett., 32, 754 (1974).
- 31 L. Stenffo, F. Khakimov, K. Kamilov, V. N. Tsytovich, Physica Scripta, 10, 191 (1974).
- 32 М. Хакимова, Ф. Х. Хакимов, В. Н. Цытович, Астрофизика (1975).
- 33 T. Dupree, Phys. Fluids, 9, 1773 (1966).
- 34 J. Weinstock, Phys. Fluids, 12, 1045 (1969).
- 35 L. I. Rudakov, V. N. Tsytovich, Plasma Physics, 13, 213 (1971).
- 36 С. А. Каплан, В. Н. Цытович, Астрон. ж., 49, 647 (1972).
- 37 С. А. Norman, D. Ter-Haar, Preprint Oxford Univ., 72/44, 1972.