

## Магнитогидродинамические модели астрофизических струйных выбросов

В.С. Бескин

*Обзор посвящён анализу аналитических результатов, полученных для широкого класса осесимметричных стационарных течений в окрестности компактных астрофизических объектов. При этом акцент будет сделан на количественных предсказаниях для конкретных источников. Дело в том, что в последнее время удалось существенно продвинуться в понимании природы образования и основных свойств струйных выбросов. Это связано не только с новыми наблюдениями, но и с прогрессом в аналитической теории, сформулировавшей достаточно простые соотношения, а также с несомненным прорывом в численном моделировании, полностью подтвердившим предсказания теории. Конечно, мы ещё очень далеки от полного понимания сути физических процессов, происходящих в компактных источниках. Тем не менее достигнутый прогресс даёт нам надежду уже в ближайшее время провести тестовые наблюдения, способные прояснить физические процессы, происходящие в активных астрофизических объектах.*

PACS numbers: 95.30.Qd, 97.60.Gb, 97.60.Lf, 98.62.Nx

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201012a.1241

### Содержание

#### Предисловие (1241).

#### 1. Введение (1241).

#### 2. Струйные выбросы (1242).

2.1. Активные галактические ядра. 2.2. Микрокварзары. 2.3. Источники космологических гамма-всплесков. 2.4. Радиопульсары. 2.5. Молодые звёзды.

#### 3. Основы магнитогидродинамического подхода (1248).

3.1. Ключевая идея — униполярный индуктор. 3.2. Метод уравнения Грэда — Шафранова. 3.3. Сверхзвуковые течения.

#### 4. Предсказания теории (1260).

4.1. Коллимация. 4.2. Ускорение. 4.3. Дозвуковые течения.

#### 5. Оценка параметров (1270).

5.1. Активные галактические ядра. 5.2. Микрокварзары. 5.3. Источники космологических гамма-всплесков. 5.4. Радиопульсары. 5.5. Молодые звёзды.

#### 6. Заключение (1274).

#### 7. Приложение (1275).

#### Список литературы (1276).

### Предисловие

Этот обзор не был специально написан для выпуска *УФН*, посвящённого памяти В.Л. Гинзбурга. Тем не менее хотелось бы надеяться, что по духу он оказался близок к остальным статьям, вошедшим в этот номер. Мне посчастливилось в течение более 30 лет, начиная со

старших курсов института, постоянно общаться с Виталием Лазаревичем, который, несомненно, сыграл значительную роль в моём научном развитии. Поэтому этот обзор, надеюсь, содержит и частичку души Виталия Лазаревича.

Виталий Лазаревич был страстный человек. И астрофизика, безусловно, была предметом его страсти. Но масштаб его личности тем и определялся, что эта страсть не разрушала, а объединяла людей. Неудивительно поэтому, что в ФИАНе по-прежнему работает астрофизический семинар, который Виталий Лазаревич вёл в течение нескольких десятилетий; его по-прежнему посещают люди из многих институтов. Кафедра проблем физики и астрофизики МФТИ, которую Виталий Лазаревич создал в 1968 году и которой руководил до самого последнего времени, по-прежнему является одним из лидеров в подготовке астрофизической молодёжи. А многочисленные ученики В.Л. Гинзбурга и ученики его учеников, работающие в ведущих центрах мира, по-прежнему сохраняют единый почерк в своих исследованиях.

Астрофизическое наследие В.Л. Гинзбурга огромно. Ему принадлежат фундаментальные результаты в теории распространения электромагнитных волн в космической плазме, теории происхождения космических лучей, теории нейтронных звёзд и чёрных дыр. И везде в основе теории лежала простая модель, позволяющая понять суть физических процессов, происходящих в наблюдаемых астрофизических источниках. В этом же ключе, как я надеюсь, и был написан настоящий обзор.

### 1. Введение

Астрономия, как следует из самого названия, — это наука, выросшая из наблюдений за звёздами. Веками

В.С. Бескин. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация  
Тел. (499) 132-65-95. Факс (499) 135-85-33. E-mail: beskin@lpi.ru

Статья поступила 7 апреля 2010 г.,  
после доработки 2 июля 2010 г.

человек, следивший за звёздным небом, постигал законы окружающего мира. При этом звёзды всегда представлялись ему чем-то неизменным, существующим бесконечно долго. И первые астрофизические наблюдения, связанные с появлением спектрального анализа, а потом и теории излучения, в целом подтвердили эту точку зрения. Времена жизни большинства звёзд оказались сравнимыми с возрастом Вселенной. Поэтому в 50-х годах прошлого века, когда возникла радиоастрономия, казалось, что основными объектами исследования по-прежнему будут звёзды, т.е. объекты, излучающие тепловым образом. В радиоастрономии до сих пор основной характеристикой интенсивности излучения является яркостная температура.

Однако первые же радиоастрономические наблюдения, и особенно наблюдения в рентгеновском и гамма-диапазонах, ведущиеся с середины 1970-х гг., показали, что во Вселенной существуют многочисленные источники, которые излучают нетепловым образом. При этом такие объекты достаточно компактны (т.е. пространственного разрешения существующих приемников не хватает для определения их внутренней структуры) и, кроме того, быстро переменны. Причём, если для активных галактических ядер времена переменности (месяцы, а иногда даже дни) малы по космическим масштабам, то времена переменности излучения радиопульсаров и источников гамма-всплесков могут составлять уже доли секунды, что мало даже по земным меркам. Активность, т.е. быстрая переменность на масштабах времён  $\tau \sim R/c$ , а также генерация нетеплового излучения показывают, что в большинстве случаев мы имеем дело с релятивистскими объектами, т.е. с объектами, в которых вещество движется со скоростями, близкими к скорости света.

Одно из видимых проявлений активности компактных астрофизических объектов — струйные выбросы. Мы кратко обсудим их свойства в разделе 2. При этом они наблюдаются не только в релятивистских объектах (таких, например, как активные галактические ядра и микроквазары), но и у молодых звёзд, где течения вещества заведомо нерелятивистские. А это означает, что мы имеем дело с каким-то универсальным, исключительно эффективным механизмом выделения энергии. Таким образом, одним из ключевых вопросов, стоящих перед теорией, является вопрос об энергетическом источнике активности компактных объектов, механизме их энерговыделения и коллимации истекающего вещества. Мы отложим подробное обсуждение доводов против альтернативных моделей до следующего раздела, а здесь напомним лишь основные аргументы, благодаря которым большинство астрофизиков склоняются к магнитогидродинамической модели активности компактных источников.

В основе магнитогидродинамического подхода лежит модель униполярного индуктора, т.е. источника постоянного тока. Как будет показано во второй части, во всех обсуждаемых ниже компактных источниках выполнены условия существования подобной "центральной машины". Действительно, во всех компактных объектах предполагается наличие быстро вращающегося центрального тела (чёрной дыры, нейтронной или молодой звезды) и регулярного магнитного поля, что приводит к возникновению сильных индукционных электрических полей. А электрические поля, в свою очередь, приводят

к возникновению продольных электрических токов и к эффективному ускорению частиц. Механизм же коллимации в этой модели связан с известным свойством притяжения параллельных токов.

Первые работы, посвящённые электромагнитной модели компактных источников (а именно радиопульсаров) были выполнены ещё в конце 1960-х гг. [1–4]. Было показано, что во Вселенной действительно существуют объекты, в энерговыделении которых электродинамические процессы могут играть определяющую роль. Затем в 1976 г. независимо в работах Р. Блендфорда [5] и Р. Лавлейса [6] была высказана идея, что подобный механизм может работать и в активных галактических ядрах. В том же году Г.С. Бисноватым-Коганом, Ю.П. Поповым и А.А. Самохиным предлагается магниторотационная модель сверхновой [7] (т.е. модель уже существенно нестационарного явления), в рамках которой, как оказалось, также возможно образование струйных выбросов [8], и вот уже без малого 40 лет это направление остаётся магистральным. Однако лишь в самое последнее время удалось прояснить ряд ключевых моментов. Это связано как с прогрессом теории, сформулировавшей, наконец, достаточно простые аналитические соотношения, так и с несомненным прорывом в численном моделировании, полностью подтвердившим предсказания теории.

Интересующийся читатель может найти подробное введение в аналитическую теорию в монографии автора [9] (см. также обзор в *УФН* 1997 г. [10]). Однако, во-первых, монография была посвящена именно основам теории, а количественные предсказания для конкретных астрофизических источников обсуждались лишь очень кратко. Во-вторых, в монографию естественно не могли войти результаты численного счёта, выполненные за пять лет, прошедших со времени её издания. Это и послужило причиной написания настоящего обзора. Кроме того, в тексте будут отмечены формулы, в которых в монографии были допущены опечатки.

Конечно, мы ещё очень далеки от полного понимания сути физических процессов, происходящих в компактных источниках. Фактически, сейчас согласие имеется лишь между теорией и численным моделированием. Все результаты получены в рамках идеальной одножидкостной магнитной гидродинамики, хотя и разными методами (теория строится на основе стационарных уравнений, тогда как численно решается временная задача установления). В частности, до сих пор непонятно, какие из основных физических характеристик центральной машины (такие, например, как масса центрального тела, её скорость вращения) должны полностью определять наблюдаемое энерговыделение. Тем не менее прогресс, достигнутый в последние годы, даёт нам надежду уже в ближайшее время провести тестовые наблюдения, способные прояснить физические процессы, происходящие в активных астрофизических источниках.

## 2. Струйные выбросы

### 2.1. Активные галактические ядра

Если постараться кратко сформулировать основные черты центральной машины в активных галактических ядрах, то в настоящее время большинство астрофизиков склоняется к следующей картине [11, 12]. В центре

родительской галактики находится сверхмассивная чёрная дыра (её масса достигает  $10^6 - 10^9 M_\odot$ , где  $M_\odot \approx 2 \times 10^{33}$  г — масса Солнца), на которую происходит аккреция окружающего вещества [13]. Только в этом случае удастся объяснить чрезвычайно высокую эффективность энерговыделения и компактность центральной машины. При этом энергетическим источником активности галактических ядер может быть как энергия вращения чёрной дыры

$$E_{\text{tot}} = \frac{J_r \Omega^2}{2} \approx 10^{62} \left( \frac{M}{10^9 M_\odot} \right) \left( \frac{\Omega r_g}{c} \right)^2 \text{ эрг,} \quad (1)$$

так и энергия аккрецирующего вещества. Здесь и далее  $r_g = 2GM/c^2$  — радиус чёрной дыры,  $J_r$  — момент инерции, а  $\Omega$  и  $M$  — угловая скорость и масса чёрной дыры соответственно,  $c$  — скорость света. В пользу существования сверхмассивного объекта говорит и тот факт, что эддингтоновская светимость

$$L_{\text{Edd}} \approx 10^{47} \left( \frac{M}{10^9 M_\odot} \right) \text{ эрг с}^{-1} \quad (2)$$

(т.е. светимость, при которой гравитационная сила, действующая на аккрецирующее вещество, сравняется с силой радиационного давления) близка к характерной светимости активных галактических ядер [14]. Более того, оцениваемое по формулам (1) и (2) время активной фазы  $\tau_D = E_{\text{tot}}/L_{\text{Edd}}$  оказывается порядка  $10^7$  лет, что тоже хорошо согласуется с наблюдениями.

Далее, обычно предполагается, что аккреция вещества имеет дисковый характер [15]. Тем самым в пространстве естественным образом возникает выделенное направление — ось вращения — вдоль которого и происходит формирование струйных выбросов. Поскольку сама чёрная дыра не в состоянии иметь собственного магнитного поля (так называемая "теорема об отсутствии волос"), генерация крупномасштабного магнитного поля в окрестности чёрной дыры, как полагают, происходит в аккреционном диске [16–18].

Согласно современным представлениям, массивные центральные объекты присутствуют в большинстве галактик и остаются активными, лишь пока на них в достаточном количестве падает вещество. Это и ограничивает время их активной жизни. К сожалению, как уже говорилось, угловое разрешение современных приёмников не позволяет непосредственно наблюдать течение плазмы на масштабах, сравнимых с размером чёрной дыры  $r_g \approx 3 \times 10^{14} (M/10^9 M_\odot)$  см. Поэтому мы вынуждены судить об активности галактических ядер лишь по косвенным проявлениям, наблюдая течения на гораздо больших масштабах.

Напомним, что диффузионные области радиоизлучения вблизи активных галактик, удалённые от их ядер на расстояния в десятки, а иногда и сотни килопарсек, практически сразу после их обнаружения в начале 1960-х гг. были ассоциированы со струйными выбросами плазмы (джетами), истекающими из их ядер [12]. Именно джеты поставляют в эти области вещество и энергию, которые джет черпает из активного ядра (рис. 1). Наблюдения показывают, что джеты могут быть ускорены и сколлимированы очень близко к ядру галактики. Например, в случае ближайшей к нам активной галактики M87 формирование струйного выброса происходит внутри области с размером  $60 r_g$  [19]. В последнее время у нескольких источников удалось разре-

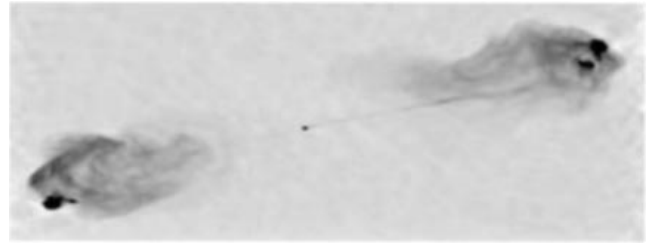


Рис. 1. Радиоизображение (5 ГГц) активных областей и струйных выбросов, истекающих из ядра галактики Лебедь А [20]. Расстояние между яркими областями составляет приблизительно 80 кпк, что на 9–10 порядков больше, чем размер центральной чёрной дыры.

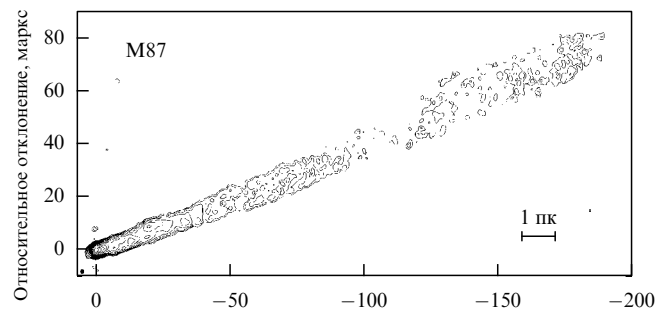


Рис. 2. Радиоизображение струйного выброса из галактики M87 вблизи центральной машины [22]. Поперечный размер джета порядка 1 пк.

шить и внутреннюю структуру у самого основания джетов, где их поперечный размер обычно не превышает нескольких парсек [21, 22] (рис. 2).

Вещество джетов из активных галактических ядер обладает высокими энергиями — лоренц-фактор джета, как целого, достигает как минимум нескольких единиц. Например, в галактике M87 это движение наблюдается непосредственно, причём лоренц-фактор истекающего вещества  $\gamma \approx 6$  [23]. Во многих случаях вещество сохраняет релятивистские скорости вплоть до огромных расстояний от ядра, прежде чем заметно затормозится при взаимодействии с межгалактическим веществом. Другим удивительным свойством джетов является высокая степень их коллимации — угол расхождения составляет всего несколько градусов.

К сожалению, наблюдения не позволяют пока сделать надёжные оценки потока энергии и массы в джетах из активных ядер, величины магнитного поля как вблизи чёрной дыры, так и в самом джете, а также определить состав струйных выбросов. Спектр джетов (в отличие, например, от спектров струйных выбросов из молодых звёзд) не демонстрирует никаких спектральных особенностей движущейся материи, т.е. не наблюдаются ни атомарные (ионные) линии, ни линия аннигиляции электрон-позитронных пар. При этом существуют косвенные аргументы как в пользу [24], так и против [25] лидирующей роли электронно-позитронной плазмы, и поэтому пока нельзя сказать, какой именно из механизмов перекачки энергии в джет реализуется в действительности.

Если говорить о физической природе активности галактических ядер, то здесь было предложено несколько механизмов ускорения частиц и коллимации джетов, но пока нет уверенного ответа, какие из них

реализуются; возможно, в разных типах источников реализуются различные механизмы или, наоборот, все они присутствуют одновременно.

*Газодинамическое ускорение.* Ускорение и коллимация джета может быть связана с существованием внешней среды с высоким давлением, которое падает с удалением от центра [26, 27]. Такая среда могла бы в этом случае играть роль внешней стенки, коллимирующей течение. При этом давление горячей внешней среды, в принципе, можно оценить из наблюдений в рентгеновском диапазоне [28]. Этот механизм, возможно, объясняет, как формируются слабые джеты в источниках в нашей Галактике или в некоторых сейфертовских (т.е. слабоактивных) галактиках. С другой стороны, наблюдаемое давление горячего вещества вокруг самых мощных джетов из активных ядер галактик недостаточно велико, и должен существовать альтернативный механизм удержания плазмы.

*Ускорение излучением.* Был предложен также механизм ускорения вещества в струйном выбросе за счёт давления излучения, поскольку плотность фотонов вблизи центрального источника может быть очень велика [29, 30]. В рамках этой модели предполагается, что внутренние части диска могут работать как сопло, направляя потоки вещества, ускоряемые фотонным давлением. Однако и в рамках этого механизма возникают некоторые сложности. Например, отсутствует корреляция между мощностью джета и светимостью источника — многие источники с очень мощными джетами имеют слабую светимость [31]. Другая сложность заключается в том, что начиная с достаточно малых энергий частиц  $\gamma \approx 3$  поле излучения гораздо эффективнее тормозит частицы, чем ускоряет их [32]. А это противоречит наблюдениям "сверхсветовых" источников, в которых энергия частиц плазмы гораздо больше. К тому же, если джет сформировался в системе с тонким аккреционным диском, излучение которого более или менее изотропно, то для того, чтобы сколлимировать вещество джета, нужно привлекать дополнительные механизмы. Модификация этой модели — с образованием воронки в толстом диске аккрецирующего вещества — способна объяснить начальную коллимацию джета, но есть указания, что такая структура неустойчива [31].

*Магнитогидродинамический механизм.* Как уже говорилось, большинство исследователей сейчас склоняются к магнитогидродинамической модели образования струйных выбросов. Магнитогидродинамическая (МГД) модель была успешно использована для описания многих процессов в активных ядрах, в частности, в связи с проблемой происхождения и стабильности джетов, а также для объяснения энергетике процессов вблизи центральной чёрной дыры. Магнитное поле при этом является естественным связующим звеном между центральной машиной и джетом. Кроме того, в рамках этого подхода можно легко понять, почему вещество джетов может состоять преимущественно из электронно-позитронной плазмы. Как было показано в работах [33–35], она может генерироваться на силовых линиях, проходящих через горизонт чёрной дыры.

В самом простом виде картина выглядит следующим образом: регулярное магнитное поле, генерируемое в диске, связывает вращающуюся центральную машину (диск и чёрную дыру) с бесконечностью. Истечение

плазмы происходит вдоль силовых линий магнитного поля; вдоль силовых линий направлен и поток электромагнитной энергии. Продольный электрический ток, текущий вдоль струйного выброса, создаёт тороидальное магнитное поле, и давление поля, связанное с этой компонентой, может сколлимировать газ.

Необходимо, правда, заметить, что в реальной астрофизической системе полный ток, истекающий из центральной машины, должен быть равен нулю, и поэтому в области замыкания тока силы Ампера будут, наоборот, деколлимировать течение (противоположные токи отталкиваются). Поэтому для коллимации джета необходима внешняя среда, например квазирелятивистское истечение от аккреционного диска. Кроме того, вопрос о том, можно ли рассматривать чёрную дыру, погружённую во внешнее магнитное поле, как униполярный индуктор, также оказался, мягко говоря, нетривиальным. Потребовалось почти 30 лет после работы Р. Блендфорда и Р. Знайека [33], заложивших основу теории в 1977 г., прежде чем здесь была достигнута необходимая ясность. Мы подробно обсудим эти вопросы в разделе 3.

## 2.2. Микроквазары

Микроквазары — галактические объекты, в которых формирование джетов связано с аккрецией на компактный релятивистский объект (нейтронную звезду или чёрную дыру). Иными словами, все микроквазары находятся в достаточно тесных двойных системах, в которых происходит эффективное перетекание вещества со звезды-компаньона. При этом скорость перетекания в таких системах оказывается больше, чем её может поглотить центральный объект. В итоге, часть аккрецирующего вещества, несущая, в частности, избыток момента импульса, выбрасывается из системы в виде струйных выбросов. Согласно наблюдениям микроквazarов, джеты связаны с толстыми аккреционными дисками. Иными словами, неизвестно ни одного случая джета в системе с тонким диском. Причина этого не ясна: либо тонкий диск недостаточно коллимирует джет, либо тонкий диск не производит достаточно сильное магнитное поле.

Микроквазары — очень немногочисленный класс объектов, включающий в себя лишь около десяти источников [36], причём только половина из них обладает хорошо заметными струйными выбросами, в которых скорость частиц является релятивистской ( $v > 0,9c$ ). Характерный продольный размер струйных выбросов составляет обычно 0,1 пк, при этом угол раствора не превышает нескольких градусов (рис. 3). Общая же энергетика оценивается в  $10^{38}$  эрг  $s^{-1}$ . При этом, благо-



Рис. 3. Радиоизображение струйного выброса из микроквара 1E1740.7-2942. Характерная длина выброса составляет 0,1 пк [38].

даря релятивистским скоростям, у некоторых источников наблюдается эффект сверхсветового движения, причём видимая угловая скорость, благодаря относительной близости этих объектов, оказывается на несколько порядков больше, чем у джетов, наблюдаемых в активных галактических ядрах.

Исторически первый обнаруженный объект этого класса был знаменитый источник SS433 [37], в котором, однако, скорость истечения газа в струйных выбросах составляет лишь  $0,26c$ . Такая скорость легко может быть объяснена давлением излучения, связанного с сильно нагретыми внутренними областями аккреционного диска. Что же касается релятивистских струйных выбросов, то первый источник был открыт лишь в 1994 г. [38]. Поскольку же появление околосветовых скоростей за счёт радиационного или газового давления является проблематичным, то не исключено, что для их объяснения вновь необходимо будет привлечь электродинамическую модель, подобную той, которая рассматривается для объяснения образования и коллимации джетов в активных галактических ядрах. В пользу этой модели говорит и тот факт, что, за исключением объекта SS433, у микроквazarов не наблюдаются эмиссионные линии. Это косвенно указывает на электронно-позитронный состав вещества в струйных выбросах [36]. Наконец, надо отметить, что у большинства микроквazarов на больших расстояниях от центральной машины струйный выброс разбивается на отдельные сгустки, и это, как полагают, говорит о высокой скважности работы центральной машины.

### 2.3. Источники космологических гамма-всплесков

Что же касается источников космологических гамма-всплесков, то здесь имеются лишь косвенные, хотя и достаточно надёжные аргументы в пользу существования у них струйных выбросов, причём именно связанных с релятивистскими сильно замагниченными течениями, о которых пойдёт речь в этом обзоре. Как известно, обнаружение оптического послесвечения (afterglow) [39], как и послесвечения в других энергетических диапазонах, позволившее по красному смещению определить расстояния до этих объектов, наложило очень серьёзные ограничения на их энергетику [40]. Если считать, что излучение в гамма-диапазоне происходит изотропно, то для расстояний порядка нескольких гигапарсек, характерных для таких источников, приходится предположить, что их полное энерговыделение достигает  $10^{54}$  эрг. Однако в настоящее время процессы с таким огромным энерговыделением нам неизвестны. С другой стороны, малая продолжительность всплеска ( $\sim 10$  с) ограничивает размер излучающей области, что, в свою очередь, приводит к невозможности объяснить наблюдаемые спектры гамма-излучения, поскольку оптическая толща в источнике оказывается слишком большой [41].

Если же предположить, что излучение происходит в узкий конус  $\vartheta \sim 1^\circ$ , то излучаемая энергия может снизиться до  $10^{51}$  эрг, что по порядку величины уже близко к энергии, выделяющейся во время взрывов сверхновых. С другой стороны, наблюдаемые нетепловые оптически тонкие спектры гамма-всплесков однозначно требуют наличия ультрарелятивистского истечения с лоренц-фактором  $\sim 100-300$ . Лишь в этом случае удаётся снять проблему компактности источника, так как оцениваемый размер излучающей области также увеличивается в  $100-$

300 раз (а оптическая толща, пропорциональная произведению плотности на размер, соответственно, падает в  $10^4-10^5$  раз).

Однако ультрарелятивистский характер течения, в свою очередь, накладывает ограничение на состав частиц в струйном выбросе, поскольку существование протонов с такой энергией противоречит полному энерговыделению гамма-всплеска. Поэтому вклад протонов должен составлять лишь  $10^{-2}$  полного числа частиц, так что речь может идти именно об электронно-позитронных джетах. В пользу существования струйного течения говорит и характерный излом во временной зависимости интенсивности излучения, когда спустя примерно несколько дней после всплеска показатель степени  $\alpha$  в зависимости  $W_{\text{tot}} \propto t^{-\alpha}$  меняется от  $\alpha \approx 1,1$  до  $\alpha \approx 2,0$ . Этот эффект связывают с прекращением релятивистского сжатия конуса излучения при движении частиц в направлении на наблюдателя. Кстати, на основе этой модели удалось независимо подтвердить значения углов раствора струйных выбросов  $\vartheta \sim 1^\circ$  и лоренц-факторов  $\gamma \sim 100-300$  [42].

Если же говорить о самой природе центральной машины, приводящей к образованию сильно замагниченных струйных выбросов, то здесь обычно обсуждается либо столкновение двух нейтронных звёзд [43, 44] или нейтронной звезды и чёрной дыры [45], либо, к чему склоняются сейчас большинство исследователей, коллапс массивного ядра необычной сверхновой [46, 47]. Однако в большинстве моделей в итоге всё равно образуется быстровращающаяся чёрная дыра с массой порядка массы Солнца, теряющая свою энергию вращения за счёт процесса Блендфорда–Знайека [45, 48–50]. Действительно, как мы видели, именно этот процесс позволяет с лёгкостью объяснить как малое количество барионов, заполняющих струйные выбросы, так и большие лоренц-факторы частиц в струйном выбросе. Иными словами, модель вновь строится по той же схеме, что и модель, которую мы обсуждали в связи с активностью галактических ядер. В частности, здесь также ключевыми являются процессы генерации магнитного поля в плазме, окружающей чёрную дыру, взаимодействие чёрной дыры и аккреционного диска, связанных силовыми линиями магнитного поля, а также процесс генерации частиц в магнитосфере. При этом для объяснения наблюдаемого энерговыделения необходимо предположить, что магнитное поле вблизи чёрной дыры должно достигать  $10^{14}-10^{15}$  Гс. Считается, что для таких нестационарных процессов, какими являются коллапс ядра или же столкновение нейтронных звёзд, генерация такого поля возможна [51, 52].

### 2.4. Радиопульсары

Открытие в конце 1960-х гг. радиопульсаров — источников импульсного космического радиоизлучения с характерным периодом  $P \sim 1$  с [53] — без преувеличения можно назвать одним из важнейших событий в астрофизике XX века. Действительно, впервые был обнаружен новый класс космических источников, связанных с нейтронными звёздами, существование которых было предсказано еще в 1930-е гг. [54]. Нейтронные звёзды (масса порядка  $1,2-1,5 M_\odot$  при радиусе  $R$  лишь  $10-15$  км) должны образовываться в результате катастрофического сжатия (коллапса) обычных массивных звёзд на поздней стадии их эволюции или, например, белых

карликов, превысивших в результате аккреции чандрасекаровский предел массы  $1,4M_{\odot}$ . Именно на таком механизме образования основывается простейшее объяснение как малых периодов вращения  $P$  (наименьший известный период вращения  $P = 1,39$  мс), так и сверхсильных магнитных полей  $B_0 \sim 10^{12}$  Гс [1, 2].

Интересно, что основные физические процессы, определяющие наблюдаемую активность радиопульсаров, были поняты практически сразу после их открытия. Так, сразу стало ясно, что чрезвычайно регулярные пульсации наблюдаемого радиоизлучения связаны с вращением нейтронной звезды. Далее, энергетический источник радиопульсаров обусловлен энергией вращения, а механизм энерговыделения связан с их сверхсильным магнитным полем  $B_0 \sim 10^{12}$  Гс. Действительно, оцениваемые по простой магнитодипольной формуле [55] энергетические потери

$$W_{\text{tot}} = -J_r \Omega \dot{\Omega} \approx \frac{1}{6} \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} \sin^2 \chi, \quad (3)$$

где  $J_r \sim MR^2$  — момент инерции звезды,  $\chi$  — угол наклона оси магнитного диполя к оси вращения, а  $\Omega = 2\pi/P$  — угловая скорость вращения, составляют для большинства пульсаров  $10^{31} - 10^{34}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ . Такое энерговыделение как раз приводит к наблюдаемой скорости замедления  $dP/dt \sim 10^{-15}$ , что соответствует времени торможения  $\tau_D = P/\dot{P} \sim 1 - 10$  млн лет. Напомним, что радиоизлучение составляет лишь  $10^{-4} - 10^{-6}$  полных потерь энергии. Для большинства пульсаров это соответствует  $10^{26} - 10^{28}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , что на 5–7 порядков меньше светимости Солнца.

Правда, как было показано [56, 57], в действительности потери энергии не могут быть связаны с магнитодипольным излучением, поскольку плазма, заполняющая магнитосферу, будет полностью экранировать излучение нейтронной звезды. Однако к потерям энергии должны привести продольные электрические токи, циркулирующие в магнитосфере и замыкающиеся по поверхности центральной машины. В результате, и в этом случае вблизи от нейтронной звезды основное энерговыделение оказывается связанным с потоком электромагнитной энергии (вектора Пойнтинга), причём полные потери энергии по-прежнему могут быть оценены по формуле (3).

Большинство радиопульсаров — одиночные нейтронные звёзды. Из известных к середине 2010 г. 1880 пульсаров лишь около 140 входят в состав двойных систем. Однако во всех этих случаях достоверно известно, что в этих двойных системах отсутствует сколь-либо существенное перетекание вещества со звезды-компаньона на нейтронную звезду. Поскольку, как уже подчеркивалось, радиосветимости пульсаров невелики, современный уровень приёмной аппаратуры позволяет наблюдать пульсары лишь до расстояний порядка 3–5 кпк, что меньше расстояния до центра Галактики. Поэтому мы имеем возможность наблюдать лишь малую часть всех "действующих" радиопульсаров. Полное же число нейтронных звёзд в нашей Галактике должно составлять  $10^8 - 10^9$ . Такое большое количество потухших нейтронных звёзд естественным образом связано с малой продолжительностью их активной жизни, о которой говорилось выше.

Струйные же выбросы наблюдаются лишь у радиопульсаров Crab и Vela [58, 59], что неудивительно,

поскольку, в отличие от компактных объектов, рассмотренных выше, магнитосфера радиопульсаров не является осесимметричной. С другой стороны, до самого последнего времени в теории пульсарного ветра рассматривались фактически лишь осесимметричные конфигурации. Именно на базе этих работ и были поняты основные свойства сильно замагниченных ветров. Тем не менее даже в этом приближении для гладких течений до сих пор не удалось построить последовательную модель, описывающую на едином языке перенос энергии от поверхности нейтронной звезды до бесконечности и включающей в себя эффективное ускорение частиц, т.е. практически полную перекачку энергии электромагнитного поля в энергию истекающей плазмы. Поэтому в настоящее время достаточно активно обсуждаются различные модели, в которых в той или иной степени предлагается выйти за рамки "классической" схемы (см., например, [60–62]).

Действительно, наблюдения показывают, что на больших расстояниях от нейтронной звезды основная часть энергии должна переноситься релятивистскими частицами. Так, например, анализ излучения Крабовидной туманности в области ударной волны, находящейся на расстоянии  $\sim 10^{17}$  см от пульсара в области взаимодействия пульсарного ветра с остатком сверхновой, однозначно указывает на то, что поток электромагнитной энергии  $W_{\text{em}}$  составляет здесь всего  $\sim 10^{-3}$  от потока энергии частиц  $W_{\text{part}}$  [63]. Поэтому в асимптотически далёкой области поток вектора Пойнтинга должен быть полностью перекачан в поток истекающей плазмы. Существующие в настоящее время осесимметричные численные модели струйных выбросов из радиопульсаров [64–66] строились именно в рамках этого предположения.

Однако, по-видимому, трансформация происходит уже на гораздо меньших расстояниях, а именно на расстояниях, сравнимых со световым цилиндром. Свидетельством этого стало обнаружение переменного оптического излучения от компаньонов в некоторых тесных двойных системах, содержащих радиопульсары [67]. Такое оптическое излучение, периодичность которого в точности совпадает с орбитальным периодом двойной системы, естественно связать с нагревом части звезды-компаньона, обращённой к радиопульсару. Как оказалось, энергия, переизлучаемая компаньоном, практически совпадает с полной энергией, излучаемой радиопульсаром в соответствующий телесный угол. Ясно, что этот факт нельзя понять ни на основе модели магнитодипольного излучения, ни предположив наличие сильно замагниченного течения с преобладанием электромагнитного потока энергии, поскольку коэффициент трансформации низкочастотной волны не может быть близок к единице. Лишь в том случае, если значительная часть энергии связана с потоком релятивистских частиц, нагрев поверхности звезды будет достаточно эффективным. Поэтому так называемая  $\sigma$ -проблема — вопрос о перекачке энергии от электромагнитного поля к частицам в пульсарном ветре — является одной из ключевых проблем современной астрофизики.

## 2.5. Молодые звёзды

Струйные выбросы из молодых звёзд были косвенно обнаружены в начале 1950-х гг., когда Г. Хербиг и Г. Аро [68, 69] открыли новый класс протяжённых

диффузных образований, существующих обычно парами и, как стало ясно позже, связанных тонкими струйными течениями с молодыми быстровращающимися звёздами [70]. Образование таких струйных выбросов естественно было связать с необходимостью наиболее эффективно отдать свой момент импульса, который мешает образованию звезды. Как мы видим, ситуация здесь вполне аналогична активным галактическим ядрам, когда вначале был обнаружен целый ряд разнородных источников (квазары, сейфертовские и радиогалактики), и лишь затем стало ясно, что активность всех этих объектов имеет единую природу. Более того, подобие наблюдательных свойств наводит на мысль, что и физический механизм формирования направленных течений у молодых звёзд может быть подобен механизму формирования струйных выбросов в активных ядрах. И это несмотря на то, что физические условия вблизи молодой звезды (масса порядка  $3-10M_{\odot}$ , полное энерговыделение порядка  $10^{31}-10^{36}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ ) существенно отличаются от условий в центре активных галактических ядер. При этом одно из главных отличий — нерелятивистский характер течения в струйных выбросах из молодых звёзд.

Сейчас известно уже более 250 объектов Хербига–Аро [71]. Как показано на рис. 4, они представляют собой яркие конденсации размером в несколько угловых секунд (линейный размер порядка  $500-1000$  а.е.), обычно окружённые яркой диффузной оболочкой. Их спектры в основном состоят из эмиссионных линий водорода и некоторых других элементов с небольшой энергией возбуждения. Основным же источником возбуждения, по видимому, служит ударная волна, распространяющаяся со скоростью  $40-200$  км  $\text{с}^{-1}$  в газе с плотностью  $\sim 10^2$  см $^{-3}$  [70].



Рис. 4. Оптическое изображение струйных выбросов в системе HH 47 (см., например, [70]). Масштаб соответствует 1000 а.е.

Как и в случае радиогалактик, источником активности объектов Хербига–Аро являются струйные выбросы, хорошо видимые, например, в запрещённых линиях. У 60 % объектов видны оба джета, в остальных случаях удалённый от нас выброс закрыт аккреционным диском. Протяжённость оптических джетов составляет  $0,01-2$  пк, при этом скорость движения достигает  $600$  км  $\text{с}^{-1}$ . Плотность газа в джетах оценивается как  $10-100$  см $^{-3}$ , а темп истечения составляет  $10^{-9}-10^{-10}M_{\odot}$  год $^{-1}$ . При этом степень коллимации джетов (отношение наблюдаемой длины к ширине) может достигать 30. Полный угол раскрытия джетов составляет  $5-10^{\circ}$ . Кроме сильно вытянутых джетов, вблизи молодых звёзд наблюдаются также молекулярные потоки, степень коллимации которых значительно меньше. Их размеры составляют  $0,04-4$  пк, а скорость движения газа не превышает  $5-100$  км  $\text{с}^{-1}$ . Здесь необходимо подчеркнуть, что эта скорость существенно превышает скорость звука в истекающем веществе, имеющим температуру

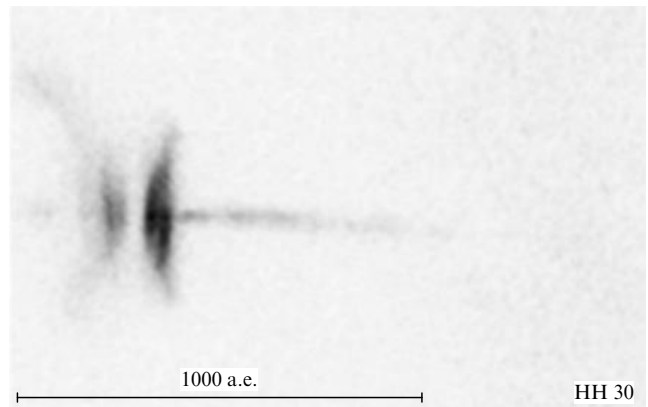


Рис. 5. Формирование струйного выброса из молодой звезды в системе HH 30 [70]. Хорошо виден аккреционный диск. Здесь также масштаб соответствует 1000 а.е.

лишь  $10-90$  К. При этом полная масса выброшенного газа оценивается в  $0,1-200M_{\odot}$ , а полная кинетическая энергия, заключённая в молекулярных потоках, может достигать  $10^{43}-10^{47}$  эрг. Важнейшим открытием последних лет стало прямое наблюдение вращения у струйных выбросов. При этом характерные скорости на расстоянии  $20-30$  а.е. от оси джета составляют  $3-10$  км  $\text{с}^{-1}$  [72, 73]. Имеется также прямое указание и на спиральную структуру магнитного поля [74]. Все это однозначно свидетельствует в пользу МГД-модели.

Как и у выбросов из микроквазаров, в струйных выбросах из молодых звёзд на больших расстояниях от центральной машины часто развивается сильная неустойчивость (см. рис. 4), так что истечение разбивается на отдельные сгустки. С другой стороны, как видно из рис. 5, у основания струйного выброса течение можно считать достаточно регулярным.

Что же касается физической природы возникновения струйных выбросов, то этот вопрос ещё очень далёк от своего решения. Ясно лишь, что энергии центральной звезды всегда хватает для ускорения истекающих потоков вещества, однако механизм трансформации энергии до сих пор не определён. Подчёркнём, что в отличие от релятивистских галактических объектов (например, микроквазаров), где формирование струйных выбросов, возможно, связано со сверхкритической аккрецией, в молодых звёздах светимость никогда не приближается к эддингтоновскому пределу. С другой стороны, ясно, что ключевую роль в образовании струйных выбросов играют именно аккреционные диски, существование которых у этого класса объектов не вызывает сомнения. На это указывает прямая корреляция между мощностью потока газа и массой диска, оцениваемой по его светимости, а также ряд других корреляций [75, 76]. При этом параметры дисков могут быть весьма разнообразны. Например, их массы заключены в пределах от  $0,1$  до  $100M_{\odot}$ , а внешние радиусы — от  $10$  а.е. до  $0,1$  пк.

Важно, что, в отличие от дисков, окружающих релятивистские объекты (нейтронные звёзды и чёрные дыры), температура газа в них составляет лишь  $20-100$  К. В результате, как и в случае активных галактических ядер, ни сила светового давления, ни давление газа не могут объяснить высокие скорости, наблюдаемые в струйных выбросах [71]. Поэтому для объяснения обра-

зования джетов и ускорения частиц были вновь привлечены модели, в которых ключевую роль играло магнитное поле, осуществлявшее эффективное взаимодействие между аккреционным диском и струйным выбросом. Поскольку же реальная структура магнитного поля вблизи молодой звезды в настоящее время неизвестна, то и здесь предлагались как модели, в которых основную роль играет магнитное поле самой звезды [77], так и модели, в которых определяющим является магнитное поле диска [75, 78]. Как мы видим, здесь также приходится сталкиваться с теми же проблемами относительно структуры первичного магнитного поля, что и при исследовании магнитосферы чёрной дыры.

### 3. Основы магнитогидродинамического подхода

#### 3.1. Ключевая идея — униполярный индуктор

Как уже говорилось, основная физическая идея, лежащая в основе МГД-теории компактных объектов — это идея униполярного индуктора. Как показано на рис. 6, вращающийся намагниченный шар может играть роль батареи, определяющей энерговыделение центральной машины. Действительно, в предположении хорошей проводимости шара условие вмороженности

$$\mathbf{E}_{\text{in}} + \frac{\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}}{c} \times \mathbf{B}_{\text{in}} = 0 \quad (4)$$

(т.е., попросту, условие равенства нулю электрического поля во вращающейся системе координат) приводит к появлению разности потенциалов  $\delta U$  между точками  $A$  и  $B$ . По порядку величины эта разность потенциалов может быть оценена как

$$\delta U \sim ER_0 \sim \frac{\Omega R_0^2}{c} B, \quad (5)$$

где  $R_0$  — поперечный размер рабочей области. В результате, полное энерговыделение  $W_{\text{tot}}$  на внешнем сопротивлении  $\mathcal{R}$  будет равно

$$W_{\text{tot}} = I\delta U, \quad (6)$$

где ток  $I = \delta U/\mathcal{R}$ . При этом, однако, должно быть выполнено несколько условий. Во-первых, электрический контур должен касаться шара на разных широтах, т.е. в точках разного электрического потенциала. Во-вторых, электрический контур должен вращаться с угловой скоростью, отличной от угловой скорости намагниченного шара. Ток вдоль жёстко приваренного к шару провода течь не будет.

Подчеркнём, что источник энергии (ЭДС) в униполярном индукторе — кинетическая энергия вращения. Действительно, как видно из рис. 6, внутри шара заряды движутся против направления электрического поля. Это становится возможным благодаря силе, с которой решётка действует на заряды, перенесенные вдоль провода и нарушающие поэтому условие вмороженности внутри шара. И наоборот, сила Ампера, действующая со стороны поверхностного электрического тока на вещество шара, приводит к его торможению. Поэтому в основе работы униполярного индуктора (или, как его иногда называют, униполярного генератора Фарадея) лежит не эффект Фарадея как таковой (когда наводимая в рамке ЭДС связана с изменением магнитного потока),

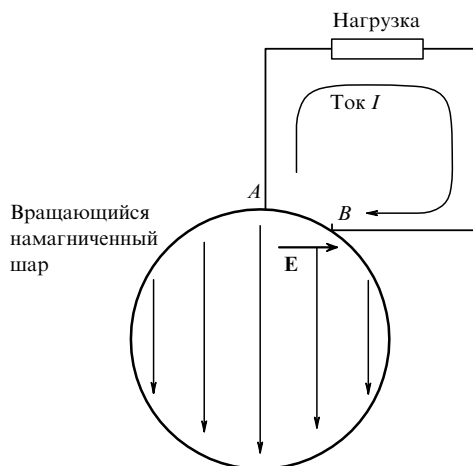


Рис. 6. Униполярный индуктор — источник постоянного тока. В пределах намагниченного шара электрический ток течет против направления электрического поля.

поскольку магнитный поток через контур остаётся постоянным. Отметим, что возможна и обратная ситуация: если к намагниченному шару приложить разность потенциалов (т.е. на рис. 6 заменить нагрузку на источник напряжения), то шар начнёт вращаться. На сайте <http://fiziks.org.ua/samyj-prostoj-v-mire-elektrodvigatel>, посвящённом лабораторным работам в школе, можно найти видео, иллюстрирующее работу такого устройства.

Как мы поняли, для работы центральной машины необходимо наличие

- вращающегося тела,
- регулярного магнитного поля,
- хорошо проводящего провода.

При этом ток, а значит, и потери энергии, будут определяться величиной внешнего сопротивления  $\mathcal{R}$ . Посмотрим теперь, могут ли эти условия выполняться в компактных астрофизических объектах.

Что касается центрального вращающегося тела, то, как было показано, его существование в активных астрофизических источниках не вызывает сомнения. Так, периоды вращения молодых звёзд составляют несколько дней (внутренние области аккреционных дисков вращаются еще быстрее). Периоды вращения большинства радиопульсаров близки к 1 с, однако могут достигать и нескольких миллисекунд, что уже близко к предельной скорости вращения ( $\Omega R/c \sim 0,1$ ). Скорости вращения чёрных дыр в активных галактических ядрах нам, правда, неизвестны, но можно предположить, что за счёт дисковой аккреции (а именно так, как предполагают, и были раскручены миллисекундные пульсары), их параметр вращения  $\Omega R/c = a/2M$  (см. приложение) также может быть достаточно велик. Например, оценка скорости вращения чёрной дыры в ядре сейфертовской галактики MCG 06-30-15, основанная на анализе искажения профиля линии железа 6,4 кэВ, даёт  $a/M = 0,989^{+0,009}_{-0,002}$  [79] (см. также [80]). В итоге, запасы кинетической энергии вращения  $\mathcal{E}_{\text{kin}} = J_r \Omega^2/2$ , сосредоточенные в центральной машине, оказываются вполне достаточными, чтобы объяснить энергетический источник активности компактных объектов.

Нет особых вопросов и в связи с регулярным магнитным полем. У молодых звёзд собственное магнитное



поле  $B_0$  непосредственно измеряется и достигает  $10^3$  Гс [71]. Прямых наблюдений магнитных полей радиопульсаров в настоящее время нет, однако они имеются у рентгеновских (аккрецирующих) пульсаров, где компактным объектом также являются нейтронные звёзды [11]. Поэтому сейчас никто не сомневается, что у нейтронных звёзд магнитное поле может достигать  $10^{12}$  Гс, а у магнетаров — вплоть до  $10^{15}$  Гс [81]. Хуже обстоит дело с магнитными полями сверхмассивных чёрных дыр. Как известно, сама чёрная дыра не может иметь своего собственного магнитного поля, однако оно может генерироваться в аккреционных дисках [82]. К сожалению, последовательная теория такой генерации до сих пор не построена, так что приходится пользоваться оценкой  $B_0 \sim B_{\text{Edd}}$ , где

$$B_{\text{Edd}} \approx 10^4 \left( \frac{M}{10^9 M_\odot} \right)^{-1/2} \text{ Гс}. \quad (7)$$

Напомним, что подобная оценка связана с простым предположением, что плотность энергии магнитного поля сравнивается с полной плотностью энергии аккрецирующей плазмы, дающей эддингтоновскую светимость (2). Понятно, что значение (7) даёт скорее верхнюю оценку магнитного поля у поверхности чёрной дыры. В частности, она не учитывает вклада теплового давления, которое может быть существенным для источников гамма-всплесков.

Наконец, на первый взгляд, легко решается и проблема "электропроводки". Во всех случаях благодаря сильному магнитному полю ларморовский радиус частиц  $r_L = mc\nu/eB$  всегда оказывается много меньше размера центральной машины  $R$ . Поэтому с хорошей точностью можно считать, что электрический ток течёт вдоль направления регулярного магнитного поля. Однако здесь в полный рост встает проблема замыкания тока, поскольку в области нагрузки частицы должны двигаться поперёк магнитного поля. Ниже мы обязательно обсудим этот вопрос.

Для примера на рис. 7 показано, как происходит торможение в осесимметричной магнитосфере радиопульсаров. Понятно, что полный ток, истекающий с поверхности пульсара, должен быть равен нулю. Поэтому в магнитосфере неизбежно должен течь обратный ток, компенсирующий потерю заряда нейтронной звезды. В результате, по поверхности пульсара будут течь токи  $J_s$ , замыкающие продольные токи, текущие в магнитосфере. Пондеромоторное действие этих токов и должно приводить к замедлению вращения радиопульсаров [3, 56].

Таким образом, вопрос о величине разности потенциалов решается достаточно просто. А вот проблема нагрузки, определяющей величину тока  $I$ , а следовательно, и энергетические потери, оказалась гораздо более серьёзной. Для её решения потребовалось пройти достаточно большой путь, о котором, собственно, и пойдёт речь в настоящем обзоре. Тем не менее мы несколько забежим вперёд и приведём уже здесь предварительные оценки, показывающие работоспособность обсуждаемого подхода. Дело в том, что, как будет показано ниже, для релятивистских течений хорошей оценкой для плотности электрического тока является величина

$$j_{\text{GJ}} = \rho_{\text{GJ}} c, \quad (8)$$

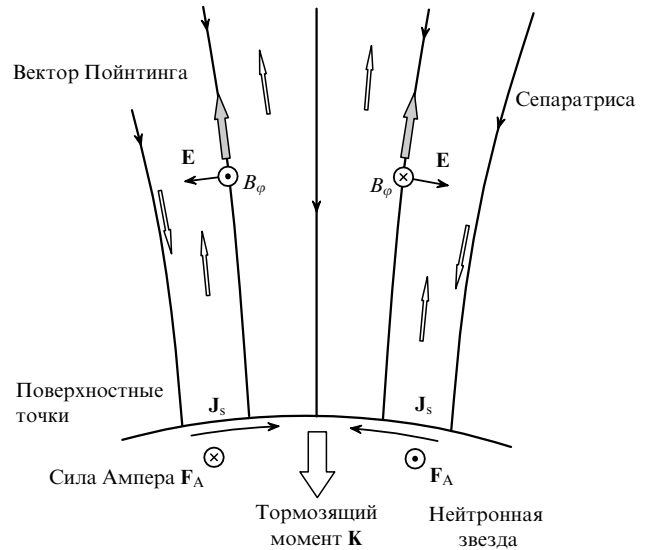


Рис. 7. Структура электрических токов (контурные стрелки) в районе магнитных полюсов нейтронной звезды. Сила Ампера, связанная с поверхностным током  $J_s$ , создаёт момент сил  $K$ , приводящий к замедлению вращения нейтронной звезды. Над областью ускорения поток энергии в основном связан с вектором Пойнтинга (заштрихованные стрелки).

где

$$\rho_{\text{GJ}} = - \frac{\Omega B}{2\pi c} \quad (9)$$

есть такая плотность электрического заряда, которая необходима, чтобы электрическое поле во вращающейся системе было равно нулю. Выражение (9) легко может быть получено непосредственно из соотношения (4). Впервые в применении к магнитосфере нейтронной звезды она была введена в пионерской работе П. Гольдрайха и В. Джулиана [3], и поэтому плотность заряда (9) обычно называют гольдрайховской плотностью.

Ясно, что полный электрический ток, циркулирующий в магнитосфере центральной машины, удобно представлять в виде

$$I_{\text{tot}} = i_0 I_{\text{GJ}}, \quad (10)$$

где  $i_0$  — безразмерный ток, а  $I_{\text{GJ}} = \pi R_0^2 c \rho_{\text{GJ}}$ , т.е. для случая  $\rho_{\text{GJ}} \approx \text{const}$

$$I_{\text{GJ}} = \frac{\Omega B_0 R_0^2}{2}. \quad (11)$$

Наконец,  $R_0$  вновь есть размер рабочей области на поверхности центральной машины. Для чёрных дыр можно положить  $R_0 \approx R$ , а для нейтронных звёзд — радиопульсаров — эта величина должна соответствовать радиусу полярной шапки, из которой силовые линии магнитного поля могут выходить за световой цилиндр  $R_L = c/\Omega$ . Действительно, в области замкнутой магнитосферы, благодаря замечательному закону изоротации Ферраро, плазма начинает твердотельно вращаться вместе со звездой, и, следовательно, эта область не может работать как униполярный индуктор. Работающей областью будет лишь область разомкнутых силовых линий, в которой скорость вращения плазмы может отличаться от скорости вращения звезды. В результате, для дипольного магнитного поля

**Таблица 1.** Параметры центральной машины. Обозначения соответствуют англоязычной номенклатуре: AGN — активные галактические ядра, GRB — источники гамма-всплесков,  $\mu$ QSO — микроквазары, PSR — радиопульсары, msPSR — миллисекундные радиопульсары, YSO — молодые звёздные объекты

	AGN	GRB	$\mu$ QSO	PSR	msPSR	YSO
Масса $M$ в $M_\odot$	$10^6 - 10^9$	$\sim 10$	$\sim 10$	$\approx 1,4$	$\approx 1,4$	$\sim 10$
Радиус $R$ , см	$10^{11} - 10^{14}$	$\sim 10^6$	$\sim 10^6$	$\sim 10^6$	$\sim 10^6$	$\sim 10^{11}$
Рабочий радиус $R_0$	$1 - 10R$	$\sim R$	$\sim R$	$(\Omega R/c)^{1/2} R$	$(\Omega R/c)^{1/2} R$	$1 - 10R$
Период $P$	$10 - 10^3$ с	$\sim 1$ мс	$\sim 1$ мс	$\sim 1$ с	$1,39 - 10$ мс	$1 - 10$ дней
$\Omega R/c$	$\geq 0,1$	$\geq 0,1$	$\geq 0,1$	$\sim 10^{-4}$	$\sim 10^{-1}$	$\sim 10^{-5}$
Магнитное поле $B_0$ , Гс	$10^3 - 10^4$	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^{10}$	$\sim 10^{12}$	$\sim 10^8$	$\sim 10^3$
Запасы энергии $\mathcal{E}_{\text{kin}}$ , эрг	$10^{58} - 10^{61}$	$\sim 10^{52}$	$\sim 10^{52}$	$10^{44} - 10^{46}$	$\sim 10^{51}$	$\sim 10^{44}$
Безразмерный ток $i_0$	1	1	1	1	1	$\sim c/v_{\text{in}}$
Мощность $W_{\text{tot}}$ , эрг $\text{с}^{-1}$	$10^{42} - 10^{45}$	$10^{51} - 10^{52}$	$\sim 10^{38}$	$10^{31} - 10^{34}$	$10^{34} - 10^{35}$	$\sim 10^{35}$
Время жизни $\tau_D$ , лет	$\sim 10^7$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^4$	$10^6 - 10^7$	$10^8 - 10^9$	$\sim 10^4$
Полный ток $I$ , ед. СГСЭ	$10^{26} - 10^{28}$	$\sim 10^{31}$	$\sim 10^{25}$	$10^{21} - 10^{22}$	$\sim 10^{22}$	$\sim 10^{25}$

получаем

$$R_0 \approx R \left( \frac{\Omega R}{c} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

Для релятивистского сильнозамагниченного ветра естественно предположить, что

$$i_0 \approx 1, \quad (13)$$

что соответствует свободному истечению плазмы со скоростью  $c$ . Как мы увидим, такая оценка действительно справедлива. Поэтому полные потери энергии могут быть оценены как

$$W_{\text{tot}} \approx \left( \frac{\Omega R_0}{c} \right)^2 B_0^2 R_0^2 c. \quad (14)$$

В результате, как показано в табл. 1, модель униполярного индуктора позволяет объяснить как полное энерговыделение  $W_{\text{tot}}$ , так и время активности компактных объектов  $\tau_D = \mathcal{E}_{\text{kin}}/W_{\text{tot}}$ . Как уже отмечалось, для радиопульсаров оценка (14) с учётом соотношения (12) по порядку величины совпадает с мощностью магнитодипольных потерь (3).

Для нерелятивистских же течений оценка (13) оказывается неверной, и, как показывает точный анализ,  $i_0 \gg 1$  [9]. При этом для достаточно быстрого вращения  $\Omega > \Omega_{\text{cr}}$ , где

$$\Omega_{\text{cr}} = \frac{v_{\text{in}}}{R_0} \left( \frac{4\pi\rho_{\text{in}}v_{\text{in}}^2}{B_0^2} \right)^{1/2} \sim 10^{-6} \text{ с}^{-1}, \quad (15)$$

имеем

$$i_0 \approx \frac{c}{v_{\text{in}}} \left( \frac{\Omega}{\Omega_{\text{cr}}} \right)^{-2/3}, \quad (16)$$

а для медленного вращения

$$i_0 \approx \frac{c}{v_{\text{in}}}. \quad (17)$$

Здесь  $\rho_{\text{in}}$  — плотность истекающего вещества у поверхности звезды, а  $v_{\text{in}}$  — характерная скорость истечения вдоль оси струйного выброса. В результате, для быстро вращающихся звёзд полные потери могут быть выра-

жены через непосредственно наблюдаемые величины

$$W_{\text{tot}} \approx \Omega^{4/3} \Psi_{\text{tot}}^{4/3} \dot{M}^{1/3}, \quad (18)$$

т.е. через полный магнитный поток  $\Psi_{\text{tot}} = \pi R_0^2 B_0$ , угловую скорость вращения  $\Omega$  и скорость потери массы в струйном выбросе  $\dot{M}$ . Для параметров, характерных для молодых звёзд, имеем

$$W_{\text{tot}} \sim 10^{36} \left( \frac{P}{10^6 \text{ с}} \right)^{4/3} \left( \frac{B_{\text{in}}}{10^3 \text{ Гс}} \right)^{4/3} \left( \frac{R_{\text{in}}}{10^{11} \text{ см}} \right)^{8/3} \times \\ \times \left( \frac{\dot{M}}{10^{-9} M_\odot \text{ год}^{-1}} \right)^{1/3} \text{ эрг } \text{с}^{-1}. \quad (19)$$

Как мы видим, эта величина действительно близка к потерям энергии, характерным для молодых звёздных объектов. Таким образом, модель униполярного индуктора позволяет объяснить основные характеристики выбросов и для нерелятивистских источников.

Любопытно, что, зная полные потери энергии  $W_{\text{tot}}$ , можно сразу оценить полный продольный ток, циркулирующий в магнитосфере. Действительно, сравнивая выражения (11) и (14), немедленно получаем

$$I \approx i_0 c^{1/2} W_{\text{tot}}^{1/2}. \quad (20)$$

Характерные значения токов также приведены в табл. 1.

### 3.2. Метод уравнения Грэда–Шафранова

В основе аналитической теории, способной, на наш взгляд, достаточно успешно описать основные свойства активности компактных астрофизических источников, лежит метод уравнения Грэда–Шафранова. Попросту говоря, этот подход описывает осесимметричные стационарные течения в рамках идеальной магнитной гидродинамики. Такое приближение основывается на предположении о хорошей проводимости плазмы, заполняющей магнитосферу центральной машины (высокое энерговыделение гарантирует высокую степень ионизации вещества, а в окрестности чёрных дыр — эффективное рождение электронно-позитронной плазмы). Кроме того, большинство обсуждавшихся выше источников (за исключением радиопульсаров) с хорошей

точностью можно считать осесимметричными и стационарными.

Привлекательность этого подхода связана с тем, что в случае стационарной идеальной магнитной гидродинамики имеет место достаточно много интегралов движения, т.е. величин, сохраняющихся вдоль траектории движения частиц. А это позволяет сразу получать важную информацию, не проводя сложных расчётов. Действительно, чтобы определить высоту, на которую поднимется брошенный вверх камень, не обязательно решать уравнения движения. Достаточно воспользоваться законом сохранения энергии.

В осесимметричном же случае, как показано на рис. 8, векторы магнитного поля должны лежать на магнитных поверхностях, которые могут быть легко параметризованы с помощью функции магнитного потока  $\Psi(r, \theta)$ , определяющей магнитное поле

$$\mathbf{B} = \frac{\nabla \Psi \times \mathbf{e}_\varphi}{2\pi\varpi} - \frac{2I}{c\varpi} \mathbf{e}_\varphi. \quad (21)$$

Здесь  $\varpi = r \sin \theta$  — расстояние от оси вращения, а численный коэффициент в первом слагаемом выбран таким образом, чтобы функция  $\Psi(r, \theta)$  действительно совпадала с магнитным потоком, проходящим через круг  $r, \theta, 0 < \varphi < 2\pi$ . Что же касается величины  $I(r, \theta)$ , то она представляет собой полный электрический ток, проходящий через ту же окружность.

При этом, как легко проверить, выполняются следующие важные свойства.

1. Всегда  $d\Psi = \mathbf{B} d\mathbf{S}$  ( $d\mathbf{S}$  — элемент площади). Поэтому функция  $\Psi(r, \theta)$  действительно имеет смысл магнитного потока.

2. Поскольку полоидальная часть магнитного поля в (21) может быть записана в виде  $(2\pi)^{-1} \nabla \Psi \times \nabla \varphi$ , то автоматически выполнено условие  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ . Поэтому три компоненты магнитного поля полностью определяются двумя скалярными функциями  $\Psi(r, \theta)$  и  $I(r, \theta)$ .

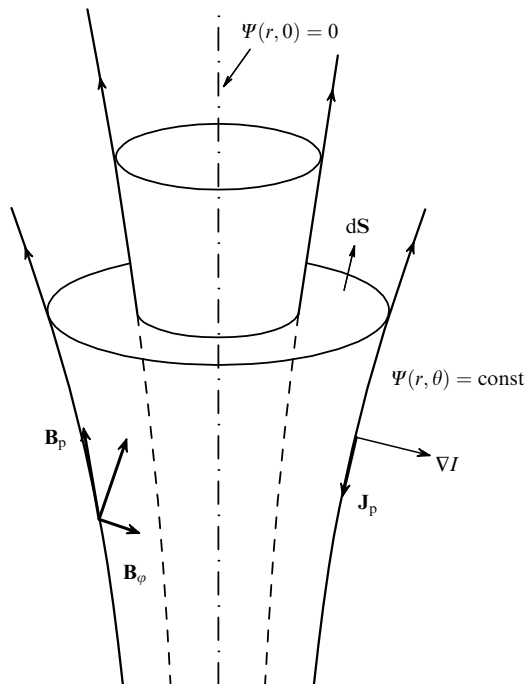


Рис. 8. Осесимметричные магнитные поверхности  $\Psi(r, \theta) = \text{const}$ .

3. По той же причине понятно, что для осесимметричных течений будет выполнено условие  $\mathbf{B} \nabla \Psi = 0$ . Поэтому линии  $\Psi(r, \theta) = \text{const}$  задают форму магнитных поверхностей. В результате, интегралы движения должны зависеть лишь от одной скалярной функции  $\Psi(r, \theta)$ .

Постараемся теперь понять, какие интегралы движения возникают в случае осесимметричных стационарных течений. Заодно, нам станет понятна сама структура метода уравнения Грэда–Шафранова. Для простоты рассмотрим сначала чисто гидродинамическое течение. В этом случае, по аналогии с соотношением (21), нужно ввести функцию гидродинамического потока  $\Phi(r, \theta)$ , определяемую как

$$\rho \mathbf{v}_p = \frac{\nabla \Phi \times \mathbf{e}_\varphi}{2\pi r \sin \theta}, \quad (22)$$

где здесь и далее индекс  $p$  будет соответствовать полоидальной (т.е. лежащей в плоскости  $r, \theta$ ) компоненте векторов.

В гидродинамике мы имеем пять скалярных уравнений (непрерывности, три компоненты уравнения Эйлера и уравнение энергии) на пять неизвестных величин — три компоненты скорости и две термодинамические функции. Однако благодаря осесимметричности, стационарности и идеальности течения три из пяти уравнений могут быть представлены в виде  $(\mathbf{v} \nabla) \mathcal{I}^{(i)} = 0$ , что и означает, что интегралы  $\mathcal{I}^{(i)}$  должны быть постоянны на поверхностях  $\Phi(r, \theta) = \text{const}$ . Как хорошо известно, такими интегралами являются энергия (интеграл Бернулли)  $E_n$ , удельный момент импульса  $L_n$  и энтропия  $s$

$$E_n = E_n(\Phi) = \frac{v^2}{2} + w(\rho, s) + \varphi_g, \quad (23)$$

$$L_n = L_n(\Phi) = v_\varphi r \sin \theta, \quad (24)$$

$$s = s(\Phi). \quad (25)$$

Здесь  $\varphi_g$  — гравитационный потенциал,  $w(\rho, s)$  — удельная энтальпия, а индекс  $n$  соответствует нерелятивистским величинам. При этом интеграл Бернулли  $E_n(\Phi)$  соответствует проекции уравнения Эйлера (т.е. уравнения баланса сил) на направление вдоль полоидальной скорости  $\mathbf{v}_p$ , а момент импульса  $L_n(\Phi)$  — проекции на ось  $\mathbf{e}_\varphi$ . Оставшиеся же два уравнения первого порядка можно свести к одному уравнению второго порядка на функцию потока  $\Phi(r, \theta)$ . Понятно, что это уравнение и будет описывать баланс сил в направлении, перпендикулярном поверхностям  $\Phi(r, \theta) = \text{const}$ . В компактной форме оно может быть записано как

$$-\varpi^2 \nabla_k \left( \frac{1}{\varpi^2 \rho} \nabla^k \Phi \right) - 4\pi^2 \rho L_n \frac{dL_n}{d\Phi} + 4\pi^2 \varpi^2 \rho \frac{dE_n}{d\Phi} - 4\pi^2 \varpi^2 \rho \frac{T}{m_p} \frac{ds}{d\Phi} = 0. \quad (26)$$

Обратим внимание, что мы специально определили энтальпию  $w$  как функцию плотности  $\rho$  и энтропии  $s$ . Дело в том, что с помощью определения (22) уравнение Бернулли может быть переписано в виде

$$E_n = \frac{(\nabla \Phi)^2}{8\pi^2 \varpi^2 \rho^2} + \frac{1}{2} \frac{L_n^2}{\varpi^2} + w(\rho, s) + \varphi_g. \quad (27)$$

Как мы видим, записанное в такой форме уравнение Бернулли, помимо интегралов движения и функции

потока  $\Phi(r, \theta)$ , содержит лишь плотность  $\rho$ . Следовательно, оно в неявной форме определяет плотность  $\rho$  через функцию потока  $\Phi$  и интегралы движения:

$$\rho = \rho(\nabla\Phi; E_n, L_n, s; r, \theta). \quad (28)$$

А это значит, что после подстановки (28) в уравнение (26), это уравнение будет содержать лишь неизвестную функцию потока  $\Phi(r, \theta)$  и три зависящих от неё интеграла движения.

Подобное уравнение удаётся записать и в рамках идеальной магнитной гидродинамики. В этом случае, однако, имеет место уже не три, а пять интегралов движения. Два дополнительных интеграла являются следствием уравнения вмороженности

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} = 0. \quad (29)$$

Действительно, из условия (29) следует, что электрическое поле перпендикулярно магнитному. В осесимметричном случае это означает, что магнитные поверхности  $\Psi(r, \theta) = \text{const}$  будут эквипотенциальными. Данное условие удобно переписать в виде

$$\Omega_F = \Omega_F(\Psi), \quad (30)$$

где скалярная величина  $\Omega_F$  определяет электрическое поле согласно определению

$$\mathbf{E} = -\frac{\Omega_F}{2\pi c} \nabla\Psi. \quad (31)$$

Это связано с тем, что

- уравнение Максвелла  $\nabla \times \mathbf{E} = 0$  в осесимметричном случае приводит к условию  $E_\phi = 0$ ,
- условие вмороженности даёт  $E_{||} = 0$ ,
- условие  $\nabla \times \mathbf{E} = 0$  приводит к соотношению  $\nabla\Omega_F \times \nabla\Psi = 0$ , откуда и следует соотношение (30).

Введённая таким образом функция  $\Omega_F$  имеет смысл угловой скорости вращения частиц (более точно, движение частиц складывается из вращения с угловой скоростью  $\Omega_F$  и скольжения вдоль магнитного поля). Условие (30) представляет собой закон изоротации Ферраро [83], согласно которому угловая скорость движения частиц относительно магнитного поля должна быть постоянной на осесимметричных магнитных поверхностях.

С другой стороны, условие вмороженности показывает, что векторы скорости движения плазмы  $\mathbf{v}$  также должны лежать на магнитных поверхностях, т.е. поток вещества не пересекает границы магнитных поверхностей. А это означает, что функция потока частиц  $\Phi(r, \theta)$  должна быть функцией магнитного потока  $\Psi(r, \theta)$ . Этот факт позволяет ввести ещё один интеграл движения

$$\eta_n(\Psi) = \frac{d\Phi}{d\Psi}, \quad (32)$$

который, как мы видим, имеет смысл отношения потока частиц к потоку магнитного поля. Соответственно, полоидальная скорость вещества записывается как

$$\mathbf{v}_p = \frac{\eta_n}{\rho} \mathbf{B}_p. \quad (33)$$

Что же касается интегралов энергии и момента импульса (которые в нерелятивистском случае обычно по-прежнему рассматривают как функции потока час-

тиц), то они теперь имеют вид

$$E_n(\Phi) = \frac{\Omega_F I}{2\pi\eta_n c} + \frac{v^2}{2} + w + \varphi_g, \quad (34)$$

$$L_n(\Phi) = \frac{I}{2\pi\eta_n c} + v_\phi r \sin\theta. \quad (35)$$

Ещё одним, пятым инвариантом по-прежнему будет энтропия  $s(\Psi)$ . Мы видим, что вклад в энергию и момент импульса вносят не только частицы, но и электромагнитное поле, причём, как легко проверить, слагаемое  $\Omega_F I / 2\pi\eta_n c$  соответствует просто потоку вектора Пойнтинга.

Далее, уравнение Бернулли (34) теперь может быть переписано как

$$\frac{\mathcal{M}^4}{64\pi^4\eta_n^2} (\nabla\Psi)^2 = 2\varpi^2 (E_n - w - \varphi_g) - \frac{(\Omega_F\varpi^2 - L_n\mathcal{M}^2)^2}{(1 - \mathcal{M}^2)^2} - 2\varpi^2\Omega_F \frac{L_n - \Omega_F\varpi^2}{1 - \mathcal{M}^2}, \quad (36)$$

где

$$\mathcal{M}^2 = \frac{4\pi\eta_n^2}{\rho}. \quad (37)$$

При этом величина  $\mathcal{M}^2$  представляет собой квадрат числа Маха полоидальной скорости  $v_p$  по отношению к полоидальной компоненте альфвеновской скорости

$$v_{Ap} = \frac{B_p}{\sqrt{4\pi\rho}}, \quad (38)$$

т.е.  $\mathcal{M}^2 = v_p^2 / v_{Ap}^2$ . Напомним, что в уравнении (36) удельная энтальпия  $w$  должна рассматриваться как функция энтропии  $s$ , а также числа Маха  $\mathcal{M}^2$  и интеграла  $\eta_n$ . Соответствующая связь имеет вид

$$\nabla w = c_s^2 \left( 2 \frac{\nabla\eta_n}{\eta_n} - \frac{\nabla\mathcal{M}^2}{\mathcal{M}^2} \right) + \left[ \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial P}{\partial s} \right)_n + \frac{T}{m_p} \right] \nabla s. \quad (39)$$

В результате, как и в гидродинамическом пределе, уравнение Бернулли позволяет определить, хотя и неявно, величину  $\mathcal{M}^2$  через магнитный поток  $\Psi(r, \theta)$  и пять интегралов движения

$$\mathcal{M}^2 = \mathcal{M}^2(\nabla\Psi; E_n, L_n, s, \eta_n, \Omega_F; r, \theta). \quad (40)$$

Что же касается проекции баланса сил на направление, перпендикулярное магнитным поверхностям, то оно может быть записано в виде<sup>1</sup>

$$\begin{aligned} & \frac{1}{16\pi^3\rho} \nabla_k \left( \frac{1 - \mathcal{M}^2}{\varpi^2} \nabla^k \Psi \right) + \frac{dE_n}{d\Psi} + \frac{\Omega_F\varpi^2 - L_n}{1 - \mathcal{M}^2} \frac{d\Omega_F}{d\Psi} + \\ & + \frac{1}{\varpi^2} \frac{\mathcal{M}^2 L_n - \Omega_F\varpi^2}{1 - \mathcal{M}^2} \frac{dL_n}{d\Psi} + \\ & + \left[ 2(E_n - w - \varphi_g) + \frac{1}{\varpi^2} \frac{\Omega_F^2\varpi^4 - 2\Omega_F L_n\varpi^2 + \mathcal{M}^2 L_n^2}{1 - \mathcal{M}^2} \right] \times \\ & \times \frac{1}{\eta_n} \frac{d\eta_n}{d\Psi} - \frac{T}{m_p} \frac{ds}{d\Psi} = 0. \end{aligned} \quad (41)$$

<sup>1</sup> К сожалению, в монографии [9] в формуле (4.104) слагаемые  $-w - \varphi_g$  были опущены.

Теперь становится понятной структура рассматриваемого здесь подхода. Уравнение (41) совместно с уравнением Бернулли (36) определяет величину магнитного потока  $\Psi(r, \theta)$ . Затем, опять же из уравнения Бернулли, можно определить в каждой точке величину числа Маха  $M$ . А после этого, как оказалось, количество интегралов движения оказывается достаточным, чтобы все остальные величины можно было определить из простых алгебраических соотношений. Например, [84]

$$\frac{I}{2\pi} = c\eta_n \frac{L_n - \Omega_F \varpi^2}{1 - M^2}, \quad (42)$$

$$v_\varphi = \frac{1}{\varpi} \frac{\Omega_F \varpi^2 - L_n M^2}{1 - M^2}, \quad (43)$$

и, соответственно,  $\rho = 4\pi\eta_n^2/M^2$ . В этом, собственно, и состоит основная привлекательность обсуждаемого здесь подхода. Дело в том, что иногда, как мы увидим, ключевые свойства могут быть получены непосредственно из алгебраических соотношений. Иными словами, сделав достаточно разумные предположения о структуре течения (т.е. о величине  $\Psi(r, \theta)$ ), можно вообще не решать уравнение (41), а анализировать лишь алгебраические, хотя и неявные соотношения.

Впервые полная версия нерелятивистского уравнения, содержащая все пять инвариантов, была сформулирована Л.С. Соловьевым в 1963 г. в третьем томе сборников *Вопросы физики плазмы* [85]. Будучи мало известным среди астрофизиков, это уравнение в дальнейшем неоднократно переформулировалось заново [86–88]. В частности, по этой причине к настоящему времени не сложилось единой системы обозначений, и поэтому порой бывает очень сложно сравнивать результаты различных работ друг с другом. В литературе же за уравнениями такого вида закрепилось имя уравнений Грэда–Шафранова, сформулировавших в конце 1950-х гг. подобное уравнение в связи с проблемой управляемого термоядерного синтеза [89, 90], хотя гидродинамическая версия этого уравнения была известна и раньше (см., например, [91]). Аналогичные уравнения, восходящие к классическому уравнению Трикоми, обсуждались ещё с начала прошлого века в связи с проблемой трансзвуковых гидродинамических течений [92, 93].

Выше мы для простоты выписали уравнения лишь для нерелятивистского случая. Однако не представляло особого труда получить соответствующие уравнения не только для релятивистского течения [94], но и для течений в окрестности невращающейся [95] и вращающейся чёрных дыр [96, 97], поскольку метрика Керра является осесимметричной и стационарной. Именно такие релятивистские уравнения и будут анализироваться в дальнейшем. При этом в основном тексте мы постараемся сформулировать лишь достаточно простые асимптотические выражения, сделав акцент на качественном описании свойств течения. Достаточно же громоздкие уравнения будут вынесены в приложение. Здесь мы ограничимся тем, что выпишем ещё интегралы движения для релятивистского течения в плоском пространстве.

Ясно, что и в релятивистском случае магнитные поверхности остаются эквипотенциальными. Поэтому угловая частота  $\Omega_F$  в определении (31) остаётся интегралом движения. Что же касается интегралов энергии  $E$  и  $z$ -компоненты момента импульса  $L$ , то теперь они

должны быть записаны как<sup>2</sup>

$$E = E(\Psi) = \frac{\Omega_F I}{2\pi} + \gamma\mu\eta c^2, \quad (44)$$

$$L = L(\Psi) = \frac{I}{2\pi} + \mu\eta\varpi u_\varphi c^2. \quad (45)$$

Здесь  $\mathbf{u}$  есть пространственная часть вектора четырёхскорости ( $\gamma = \sqrt{u^2 + 1}$  — лоренц-фактор), а

$$\mu \approx m_p c^2 + m_p w + \dots \quad (46)$$

— релятивистская энтальпия, включающая в себя массу покоя частиц. Наконец, релятивистский интеграл движения  $\eta$  определяется теперь из условия

$$\mathbf{u}_p = \frac{\eta}{n} \mathbf{B}_p, \quad (47)$$

где  $n$  — концентрация, причём здесь и везде ниже все термодинамические функции будут определяться в сопутствующей системе отсчёта. Поэтому для релятивистских течений, когда  $|\mathbf{u}_p| \approx \gamma$ , имеем просто

$$\eta = \frac{n^{(\text{lab})}}{B_p}. \quad (48)$$

Отметим, что релятивистские и нерелятивистские интегралы движения имеют разную размерность, поскольку релятивистские интегралы нормируются не на единичный поток вещества  $d\Phi$ , а на единичный магнитный поток  $d\Psi$ .

Мы видим, что вновь как поток энергии, так и поток момента импульса состоит из вклада электромагнитного поля и частиц, причём электромагнитный вклад (с точностью до дополнительного множителя  $\eta(\Psi)$ ) полностью совпадает с нерелятивистским пределом. Полные же потери энергии  $W_{\text{tot}}$  и момента импульса  $K_{\text{tot}}$  в общем магнитогиродинамическом случае будут определяться соотношениями

$$W_{\text{tot}} = \frac{1}{c} \int_0^{\Psi_{\text{max}}} E(\Psi) d\Psi, \quad (49)$$

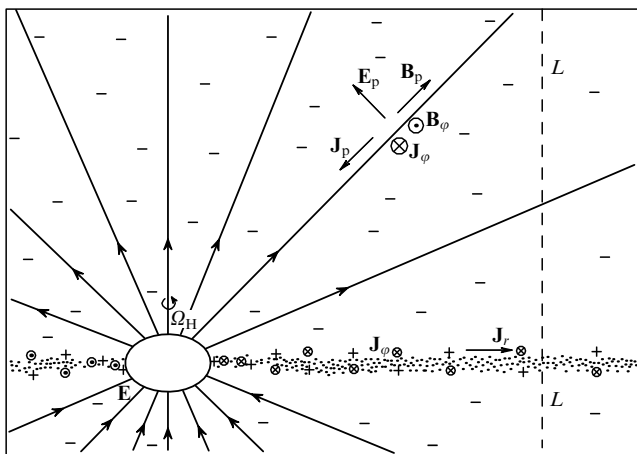
$$K_{\text{tot}} = \frac{1}{c} \int_0^{\Psi_{\text{max}}} L(\Psi) d\Psi. \quad (50)$$

### 3.3. Сверхзвуковые течения

**3.3.1. Модель.** Чтобы сразу наглядно представить себе основные черты рассматриваемой здесь модели, удобно с самого начала рассмотреть достаточно простую геометрию магнитных поверхностей, а также сформулировать основные параметры, характеризующие течение. На рисунке 9 показана простейшая модель квазимонопольного (split monopole) замагниченного ветра [33], которая на протяжении многих лет была "атомом водорода" для всех, кто занимался природой активности галактических ядер, гамма-всплесков и микрокварзов. В частности, большинство аналитических результатов было получено именно для подобных течений.

В рамках этой модели предполагается, что "центральная машина" состоит из компактного объекта (нейтронной звезды, чёрной дыры) и аккреционного диска, разделяющего сходящийся и расходящийся потоки маг-

<sup>2</sup> Для избежания недоразумений везде ниже электрическое поле  $\mathbf{E}$  всегда будет набрано жирным шрифтом.



**Рис. 9.** Структура электромагнитных полей в случае квазимонопольного магнитного поля в окрестности медленно вращающейся чёрной дыры [33]. Токи, текущие в хорошо проводящем диске, находящемся в экваториальной плоскости, обеспечивают как скачок полоидального магнитного поля, так и замыкание объёмных токов, истекающих в верхней и нижней полусферах.

нитного поля. При этом аккреционный диск необходим как для разделения противоположно направленных потоков магнитного поля, так и в случае магнитосферы чёрной дыры для генерации регулярного полоидального магнитного поля (его будут создавать тороидальные токи, текущие в диске). В отсутствие аккреционного диска чёрная дыра, как известно, собственного магнитного поля иметь не может (так называемая "теорема об отсутствии волос" [18]). Кроме того, в диске будут течь и полоидальные токи, замыкающие объёмные токи, текущие в магнитосфере. Отметим, что конфигурация с диском, разделяющим потоки магнитного поля на больших расстояниях от нейтронной звезды, возникает и во многих моделях радиопульсаров [98–104], поскольку естественно предположить, что на больших расстояниях течение является квазисферическим.

Далее, важно, что скрещённые поля  $E_\theta$  и  $B_\phi$  формируют поток электромагнитной энергии (поток вектора Пойнтинга), который направлен вдоль магнитных поверхностей. Подчеркнём, что эта энергия переносится на нулевой частоте и поэтому уносящее энергию электромагнитное поле не является электромагнитной волной в обычном понимании этого слова. Поэтому поток электромагнитной энергии имеет место лишь благодаря продольному току, создающему тороидальное магнитное поле; в отсутствие частиц подобное энерговыделение становится невозможным. Вдоль магнитных поверхностей движется и плазма. Поэтому сумма потоков их энергий и является интегралом движения. С другой стороны, продольный ток  $I$  не является интегралом движения, и поэтому рассматриваемое нами МГД-приближение позволяет в принципе описывать процесс замыкания тока. Однако магнитные поверхности остаются при этом эквипотенциальными. Следовательно, такие течения могут переносить большие электрические напряжения на значительные расстояния от центральной машины. Об этом всегда необходимо помнить, обсуждая взаимодействие замагниченного ветра с внешней средой. Например, этот эффект должен учитываться в тесных двойных системах, содержащих радиопульсары.

Что же касается основных безразмерных величин, характеризующих течение, то ими являются параметр замагниченности  $\sigma$ , множественность рождения частиц  $\lambda$  и параметр компактности  $l_a$ . Параметр замагниченности  $\sigma$  показывает, насколько поток энергии электромагнитного поля вблизи центральной машины может превышать поток энергии частиц. Поэтому, как видно из определения интеграла энергии (44), для релятивистских течений его удобно определить как

$$\sigma = \left( \frac{E}{\mu\eta c^2} \right)_{\max}, \quad (51)$$

где максимальное значение выбирается по всем магнитным поверхностям. В результате, величина  $\sigma$  соответствует максимальному значению лоренц-фактора плазмы, которое может быть достигнуто в случае, когда практически вся энергия электромагнитного поля передаётся частицам. Иными словами,  $\sigma$  — максимальное значение лоренц-фактора, которое может быть достигнуто в замагниченном ветре. Здесь, конечно, речь идёт о средней гидродинамической энергии истекающей плазмы. В частности, для квазимонопольного магнитного поля (для которого эта величина и была впервые введена К. Майклом в 1969 г. [4]) получаем

$$\sigma = \frac{\Omega^2 \Psi_{\text{tot}}}{8\pi^2 c^2 \mu\eta}. \quad (52)$$

Соответственно, для нерелятивистского течения удобно воспользоваться величиной

$$\sigma_n = \frac{\Omega^2 \Psi_{\text{tot}}}{8\pi^2 v_{\text{in}}^3 \eta_n}, \quad (53)$$

где  $v_{\text{in}}$  — скорость течения вещества вдоль оси струйного выброса. Легко проверить, что условие сильной замагниченности  $\Omega > \Omega_{\text{cr}}$  (15) совпадает с условием  $\sigma_n > 1$ .

Напомним, что нас в первую очередь будут интересовать сильно замагниченные течения, т.е. течения, у которых вблизи центральной машины основной поток энергии связан с потоком вектора Пойнтинга  $\Omega_F I / 2\pi$ . В противном случае течение будет слабо отличаться от гидродинамического. Используя определение (51), это условие можно переписать как

$$\gamma_{\text{in}} \ll \sigma, \quad (54)$$

где  $\gamma_{\text{in}}$  — лоренц-фактор инжекции. Как мы увидим, параметр замагниченности  $\sigma$  является ключевым параметром, определяющим основные параметры течения.

Далее, для определения плотности истекающей плазмы удобно ввести безразмерный параметр множественности рождения частиц  $\lambda$

$$\lambda = \frac{n^{(\text{lab})}}{n_{\text{GJ}}}, \quad (55)$$

где  $n_{\text{GJ}} = |\rho_{\text{GJ}}|/e$ . Такое определение связано с тем, что, как будет показано ниже, и в магнитосфере радиопульсаров, и в магнитосфере чёрных дыр наиболее плотной является вторичная электронно-позитронная плазма, рождающаяся либо за счёт конверсии жёстких гамма-квантов в магнитном поле, либо за счёт столкновения гамма-квантов с тепловыми фотонами [33, 105]. Однако в обоих случаях жёсткие гамма-кванты должны излучаться первичными частицами, плотность которых, как предполагается, близка к гольдрайховской. Удобство

параметра множественности  $\lambda$  состоит ещё в том, что с его помощью параметр замагниченности  $\sigma$  может быть записан в виде

$$\sigma = \frac{e\Omega\Psi_{\text{tot}}}{4\lambda m_e c^3} \sim \frac{1}{\lambda} \left( \frac{W_{\text{tot}}}{W_A} \right)^{1/2}, \quad (56)$$

где  $W_A = m_e^2 c^5 / e^2 \approx 10^{17}$  эрг  $c^{-1}$ . Таким образом, зная две из трёх величин  $W_{\text{tot}}$ ,  $\sigma$  и  $\lambda$ , можно определить третью.

Наконец, параметр компактности

$$l_a = \frac{\sigma_T L_{\text{tot}}}{m_e c^3 R} \quad (57)$$

представляет собой, фактически, оптическую толщу по томпсоновскому сечению  $\sigma_T$  на расстоянии  $R$  от источника с полной светимостью  $L_{\text{tot}}$ . Для нас ниже будет важно то, что большая величина параметра  $l_a$  может ограничить сверху рост энергии частиц в области ускорения. С другой стороны, большая величина  $l_a$  необходима для эффективного рождения частиц.

**3.3.2. Особые поверхности.** Важнейшим структурным элементом течений являются особые поверхности. Как мы увидим, именно анализ условий гладкого прохождения течения через особые поверхности позволяет порой получить достаточно общие соотношения, не решая само уравнение Грэда–Шафранова. Отметим сразу, что мы ниже для простоты будем анализировать лишь случай холодного течения. Дело в том, что для показателя политропы  $\Gamma > 1$  (давление  $P \propto n^\Gamma$ ) на больших расстояниях можно пренебречь вкладом тепловых эффектов. Этот вывод легко может быть получен как из самого уравнения Грэда–Шафранова, так и из уравнения Бернулли. Действительно, анализируя, например, нерелятивистские выражения (36) и (41), мы видим, что как энтальпия  $w = c_s^2 / (\Gamma - 1) \propto n^{\Gamma-1}$  в (36), так и температура  $T \propto n^{\Gamma-1}$  в (41) будут уменьшаться по мере удаления от компактного источника, поскольку для любого расходящегося потока концентрация  $n \rightarrow 0$  при  $r \rightarrow \infty$ . Поэтому вклад конечной температуры (энтальпии, энтропии) по сравнению с полной энергией  $E$  и её производной  $dE/d\Psi$  на больших расстояниях оказывается пренебрежимо мал. Тем самым, становится понятным, почему при анализе релятивистских течений обычно не принимаются во внимание эффекты конечной температуры (и, в частности, критические условия на медленной магнитозвуковой поверхности). С другой стороны, для цилиндрических течений, т.е. для течений, в которых плотность не падает с расстоянием, давление может стать существенным [9, 106].

Первым естественным масштабом, который возникает в теории релятивистских ветров, является *световой цилиндр*

$$R_L = \frac{c}{\Omega}, \quad (58)$$

т.е. расстояние от оси вращения, на котором становится невозможным твердотельное вращение вместе с центральным объектом. Легко показать, что световой цилиндр является тем масштабом, на котором

1) электрическое поле сравнивается по величине с полоидальным магнитным полем;

2) тороидальные электрические токи, текущие в магнитосфере, начинают возмущать полоидальное магнитное поле центральной машины;

3) тороидальное магнитное поле, связанное с продольным гольдрайховским током, сравнивается по величине с полоидальным магнитным полем.

Из первого утверждения и из определений (21) и (31) следует, что за пределами светового цилиндра электрическое поле становится больше полоидального магнитного поля. В частности, для квазимонопольного истечения, показанного на рис. 9, полоидальное магнитное поле будет падать как  $r^{-2}$ , а электрическое — как  $r^{-1}$ . С другой стороны, уравнение вмороженности (29) требует, чтобы магнитное поле было больше электрического. А это может стать возможным лишь тогда, когда в магнитосфере будет течь достаточно большой продольный электрический ток, поскольку тороидальное магнитное поле, согласно (21), также падает как  $r^{-1}$ .

Таким образом, можно сделать вывод, что вопрос о том, существует или нет гладкое релятивистское магнитогидродинамическое ( $|\mathbf{E}| < |\mathbf{B}|$ ) течение за пределами светового цилиндра, также напрямую связан с вопросом о величине продольного тока, циркулирующего в магнитосфере компактного объекта. При этом для токов, меньше некоторого критического тока, в магнитосфере неизбежно должна появиться так называемая *световая поверхность*, на которой электрическое поле сравнивается с магнитным ( $|\mathbf{E}| = |\mathbf{B}|$ ), и, следовательно, само рассматриваемое здесь приближение окажется несправедливым. Как показали расчёты [107, 108], вблизи этой поверхности в области толщиной  $\Delta r \sim R_L / \lambda$  происходит замыкание тока и эффективное ускорение частиц до энергий  $\gamma \sim \sigma$ .

Если же продольные токи достаточно велики, то гладкое МГД истечение может существовать и за пределами светового цилиндра. При этом электрическое поле будет практически совпадать с магнитным. Действительно, как непосредственно следует из релятивистского уравнения Бернулли (П.12), в пределе  $\varpi \gg R_L$  мы получаем просто<sup>3</sup>

$$\mathbf{B}^2 - \mathbf{E}^2 = \frac{B_\varphi^2}{\gamma^2}. \quad (59)$$

Поскольку, как легко проверить,  $B_\varphi \approx B_\varphi / x_r$ , где  $x_r = \Omega_F \varpi / c$ , то всегда можно воспользоваться оценкой

$$B_\varphi^2 - |\mathbf{E}|^2 \leq \frac{B_\varphi^2}{\gamma^2}. \quad (60)$$

В результате, в сильно замагниченном релятивистском ветре за пределами светового цилиндра основным движением становится практически радиальное дрейфовое движение в скрещённых электромагнитных полях. Действительно, как легко проверить, лоренц-фактор, входящий в выражение (59), удовлетворяет условию  $\gamma^{-2} = 1 - U_{\text{dr}}^2 / c^2$ , где

$$\mathbf{U}_{\text{dr}} = c \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}. \quad (61)$$

Иными словами, скорость, параллельная магнитному полю, не вносит никакого вклада в величину лоренц-фактора частиц [109].

<sup>3</sup> Это выражение уточняет соотношение (4.147) из монографии [9].

Следующей важной поверхностью замагниченных течений является *быстрая магнитозвуковая поверхность*. Она полностью эквивалентна звуковой поверхности в идеальной гидродинамике. Действительно, как хорошо известно, уравнение Бернулли (27) имеет особенность на звуковой поверхности. Например, для сферически симметричного течения логарифмическая производная плотности, определенная из (27), запишется в виде

$$\eta_1 = \frac{r}{\rho} \frac{d\rho}{dr} = \frac{2v^2 - GM/r}{c_s^2 - v^2} = \frac{2 - GM/(rv^2)}{-1 + c_s^2/v^2} = \frac{N}{D}. \quad (62)$$

Мы видим, что производная (62) имеет особенность, когда скорость вещества равна скорости звука:  $v = c_s = c_*$  ( $D = 0$ ). Это означает, что для гладкого прохождения звуковой поверхности  $r = r_*$  должно быть выполнено дополнительное условие:

$$N(r_*) = 2 - \frac{GM}{r_* c_*^2} = 0. \quad (63)$$

В результате, дополнительное критическое условие (63) фиксирует скорость аккреции (эжекции) вещества [14].

Подобную же роль играет и быстрая магнитозвуковая поверхность. Только теперь она определяет не темп аккреции или эжекции, а величину продольного тока  $I$  (точнее, интеграл  $L$ ). Именно критическое условие на этой поверхности и показывает, что в релятивистском случае продольный ток  $I$  вблизи центральной машины должен быть близок к гольдрайховскому току  $I_{GJ}$ . С другой стороны, как уже отмечалось, для нерелятивистского течения  $i_0 \gg 1$ , а условия гладкого прохождения особых поверхностей приводит к соотношениям (15)–(17), которые уже были использованы выше. Их вывод, однако, достаточно громоздок, и мы его здесь не приводим. Подчеркнём лишь, что они могут быть получены непосредственно из анализа уравнения Бернулли. Дело в том, что звуковая поверхность является  $X$ -точкой на плоскости расстояние  $r$  – скорость  $v$ . То есть точкой пересечения корней, в нашем случае — корней алгебраического уравнения Бернулли, делённых на величину  $M^2$ . А условие совпадения корней алгебраического уравнения накладывает определённые связи на коэффициенты самого уравнения, что и позволяет оценить величину продольного тока. Отметим, что для простейшей квазимонопольной геометрии, показанной на рис. 9, сформулированные выше выражения для тока были получены точно [110, 111].

Подобным же способом доказывается и следующая теорема.

*В релятивистском случае в районе внешней быстрой магнитозвуковой поверхности энергия частиц достигает значений*

$$\gamma = \left( \frac{E}{m\eta c^2} \right)^{1/3} \sim \sigma^{1/3}, \quad \gamma_{in} \ll \sigma^{1/3}, \quad (64)$$

$$\gamma = \gamma_{in}, \quad \gamma_{in} \gg \sigma^{1/3}. \quad (65)$$

*Поэтому для сильно замагниченных течений ( $\sigma \gg \gamma_{in}^3$ ) доля энергии, переносимая частицами в районе быстрой магнитозвуковой поверхности, составляет лишь малую часть ( $\sim \sigma^{-2/3}$ ) по сравнению с потоком электромагнитной энергии. При этом сама поверхность располагается*

*на расстоянии*

$$r_F \approx \left( \frac{E}{m\eta c^2} \right)^{1/3} R_L \sim \sigma^{1/3} R_L, \quad \gamma_{in} \ll \sigma^{1/3}, \quad (66)$$

$$r_F \approx \left( \frac{E}{m\eta \gamma_{in} c^2} \right)^{1/2} R_L \sim \left( \frac{\sigma}{\gamma_{in}} \right)^{1/2} R_L, \quad \gamma_{in} \gg \sigma^{1/3} \quad (67)$$

*(первое соотношение справедливо не слишком близко к оси вращения).*

Интересно, что выражение (66) справедливо как для релятивистского, так и для нерелятивистского течения, поскольку оно, фактически, не содержит величину  $c$ .

Наконец, особенность при  $A = 1 - M^2 = 0$ , появившаяся в нерелятивистских уравнениях (42), (43), показывает, что важную роль в структуре замагниченных течений должна играть также и *альфвеновская поверхность*. Для нерелятивистского течения её положение легко может быть оценено из числителя соотношения (42)

$$\varpi_A^2 = \frac{L_n}{\Omega_F}. \quad (68)$$

При этом, как оказывается, альфвеновская поверхность располагается вблизи быстрой магнитозвуковой поверхности. В случае же релятивистского течения (и плоского пространства) соответствующее условие следует записать уже как

$$A = 1 - \frac{\Omega_F^2 \varpi^2}{c^2} - M^2. \quad (69)$$

С другой стороны, как легко проверить, параметр  $q = W_{part}/W_{em}$  может быть записан в виде

$$q = \frac{M^2 c^2}{\Omega_F^2 \varpi^2}. \quad (70)$$

Поэтому в области, где основная часть потока энергии связана с потоком вектора Пойнтинга ( $q \ll 1$ ), должно быть выполнено условие

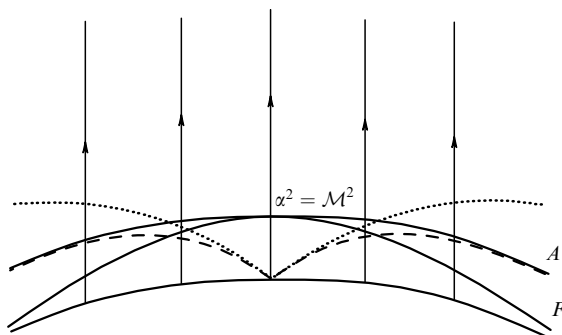
$$M^2 \ll \frac{\Omega_F^2 \varpi^2}{c^2}. \quad (71)$$

Следовательно, для таких течений альфвеновская поверхность располагается вблизи светового цилиндра. Поэтому (за исключением полярной области, где альфвеновская и быстрая магнитозвуковая поверхности близки друг к другу) для сильно замагниченных течений быстрая магнитозвуковая поверхность располагается в  $\sigma^{1/3}$  раз дальше от центральной машины, чем альфвеновская поверхность.

Напомним, что в релятивистском случае альфвеновская поверхность задаёт масштаб, на котором тороидальное магнитное поле сравнивается по величине с полюидальным. Легко проверить, что для быстрого вращения  $\Omega > \Omega_{cr}$  (15) подобная ситуация имеет место и для нерелятивистских течений. Что же касается электрического поля, то оно в нерелятивистском случае всегда меньше, чем магнитное поле. В частности, поэтому в нерелятивистском случае невозможно появление световой поверхности.

Альфвеновская поверхность является особенностью более высокого порядка, чем быстрая магнитозвуковая поверхность. Поэтому соотношения (42), (43) не накладывают никаких ограничений на интегралы движения, а определяют лишь положение альфвеновской поверхности и структуру магнитного поля. Однако при этом





**Рис. 10.** Положение альфвеновской ( $A$ ) и быстрой магнитозвуковой ( $F$ ) поверхности вблизи горизонта чёрной дыры. Штриховой линией показана альфвеновская поверхность в бессиловом приближении (т.е. "световой цилиндр"), а пунктиром — поверхность эргосферы. Здесь  $\alpha$  — гравитационное красное смещение (см. приложение).

частицы могут пересекать альфвеновскую поверхность лишь в одном направлении. Так в случае, когда центральный источник теряет свою энергию вращения, пересечение альфвеновской поверхности возможно лишь по направлению от компактного объекта. А в случае, когда поток энергии направлен к центральной машине (если она, например, раскручивается за счёт аккреции вещества), то течение должно быть направлено в сторону центральной машины. Естественно, это утверждение несправедливо в области аккреционного диска, где нельзя пренебрегать вязкостью.

В релятивистском случае доказательство этого утверждения легко можно получить, если вспомнить, что движение частиц складывается из дрейфа в скрещённых полях и движения вдоль магнитного поля. Условие же  $v < c$ , ограничивающее продольную скорость, накладывает ограничения на радиальную скорость вещества. Это связано с тем, что на альфвеновской поверхности скорость дрейфа сама становится близкой к скорости света. Однако и в нерелятивистском случае аккреция вещества при положительном энерговыделении также не может быть реализована. Дело в том, что в этом случае имело бы место взаимодействие сверхзвукового аккреционного течения с вращающимся замагниченным центральным телом. Как известно, в результате такого взаимодействия образуется ударная волна [112].

В заключение нужно сказать несколько слов об особенностях магнитосферы чёрной дыры. Как видно из точных выражений для альфвеновского  $A$  (П.13) и звукового  $D$  (П.20) факторов, приведённых в приложении, вблизи горизонта чёрной дыры неизбежно возникает второе семейство особых поверхностей. При этом, как показано на рис. 10, падающее вещество, как и для случая истечения, сначала должно пересечь альфвеновскую поверхность и лишь затем быструю магнитозвуковую поверхность (напомним, что тепловые эффекты мы здесь не обсуждаем). Это связано с тем, что сильное гравитационное поле чёрной дыры вынуждает вещество приближаться к горизонту событий.

Появление второго семейства особых поверхностей приводит к новым важным свойствам. Прежде всего, вещество может пересекать внутреннюю альфвеновскую поверхность лишь по направлению к горизонту чёрной дыры. Но это означает, что в случае, когда центральная машина будет терять свою энергию вращения (и, значит, частицы могут пересекать внешнюю

альфвеновскую поверхность лишь по направлению от компактного объекта), на силовых линиях магнитного поля, "заякоренных" на горизонт чёрной дыры, неизбежно должна генерироваться плазма. Лишь в этом случае в магнитосфере чёрной дыры смогут появиться электрические токи, необходимые, как мы видели, для объяснения наблюдаемого энерговыделения. В свою очередь, появление еще одного критического условия на внутренней быстрой магнитозвуковой поверхности, как оказалось, позволяет определить угловую скорость  $\Omega_F$ . При этом величина  $\Omega_F$  действительно должна быть близка к  $\Omega_H/2$  ( $\Omega_H = \omega(r_g)$  — угловая скорость вращения чёрной дыры, см. приложение), как это было понято ещё в работе Блендфорда и Знайека [33]. Для медленного вращения в квазимонопольном магнитном поле эту задачу удалось решить точно [113].

**3.3.3. Постановка задачи.** Прежде чем переходить к основным результатам, которые смогла сформулировать аналитическая теория, необходимо сказать еще несколько слов о постановке задачи. Дело в том, что нас прежде всего будут интересовать трансзвуковые течения, т.е. течения, дозвуковые вблизи компактного объекта и сверхзвуковые в области ветра. Действительно, как мы увидим, во всех компактных объектах расстояния от центральной машины до особых поверхностей гораздо меньше даже поперечных размеров струйных выбросов. Сложность же в этом случае состоит в том, что сама постановка прямой задачи в рамках метода уравнения Грэда–Шафранова оказывается нетривиальной. Так, например, в гидродинамическом пределе, когда имеется лишь три интеграла движения, уравнение второго порядка, описывающее двумерное течение, для трансзвукового режима требует четырёх граничных условий. Пятым условием будет критическое условие на звуковой поверхности. Это значит, что на некоторой поверхности должны быть заданы, например, две термодинамические функции, а также две компоненты скорости. Подчеркнём, что речь здесь идёт о течениях, зависящих от двух переменных. Как подробно обсуждается в [9], хорошо известные сферически симметричные течения (аккреция Бонди, эжекция Паркера) являются вырожденными, поскольку сама структура течения в них задана. В общем же случае сферической аккреции возникает нестационарное течение с ударной волной (см., например, [114]).

Однако для определения интеграла Бернулли, без знания которого уравнение равновесия, естественно, не может быть решено, необходимо задать все три компоненты скорости, что невозможно, поскольку третья компонента скорости сама должна быть найдена из решения. В общем же случае необходимо задать

$$b = 2 + i - s' \quad (72)$$

граничных условий, где  $i$  — число инвариантов, а  $s'$  — число особых поверхностей (а для силовых линий, проходящих через горизонт чёрной дыры, — в два раза больше, т.е. отдельно для истекающей и аккрецирующей плазмы). Такая внутренняя непоследовательность этого подхода не позволяет в общем случае решать прямые задачи, а именно определять структуру течения в некоторой области по заданным физическим параметрам на её границе. Поэтому не удивительно, что подавляющее большинство исследователей, интересующихся прежде всего астрофизическими приложениями, ещё в середине

1990-х гг. перенесли центр тяжести своих работ на совершенно другой класс уравнений, а именно на временные задачи установления, решение которых возможно лишь при использовании численных методов [78, 115–119]. Однако лишь в последние несколько лет в этой области удалось достигнуть существенного прогресса [103, 109, 120–127], и, в частности, подтвердить многие результаты, полученные в рамках аналитического подхода.

Отметим, что как в дозвуковом, так и в сверхзвуковом случаях подобная проблема не возникает. Для таких течений все необходимые интегралы движения должны определяться из граничных условий. В частности, в дозвуковом случае из граничных условий будет определяться и величина продольного тока  $I$ . Это в точности соответствует модели униполярного индуктора, когда величина тока (а значит, и энерговыделение) определяется величиной внешней нагрузки. К сожалению, такая идеология проникла и в теорию замагниченных ветров. Это связано с тем, что в 1970–1980-х гг. много результатов было получено в рамках бессилового приближения (т.е. приближения  $\sigma \rightarrow \infty$ , когда можно пренебречь массой частиц), при использовании которого уравнение Грэда–Шафранова становится эллиптическим и, следовательно, структура течения должна зависеть от условий на внешней границе магнитосферы. А теория магнитосферы радиопульсаров до сих пор строится, главным образом, в рамках бессилового подхода. К классу дозвуковых течений относится и так называемая "магнитная башня" [128, 129]. Поскольку этот вопрос очень важен, мы остановимся на нём ниже более подробно.

Соответственно, в бессиловом приближении была построена и модель Блендфорда–Знайека, что потребовало сформулировать граничное условие на горизонте чёрной дыры. Поскольку вблизи горизонта электромагнитная волна (как и другие материальные тела) может распространяться лишь перпендикулярно горизонту к центру чёрной дыры, то граничное условие, фактически, является эквивалентом граничного условия Леонтовича в радиофизике [130]. Однако его обычно получают из условия конечности полей в системе отсчёта свободно падающих наблюдателей, что даёт  $B_\varphi(r_g) = -E_\theta(r_g)$ . Это условие, как известно, может быть переписано в виде закона Ома для формально введённого "поверхностного тока" [131]

$$\mathbf{J}(r_g) = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E}(r_g), \quad (73)$$

что соответствует универсальному "внутреннему" сопротивлению батареи  $\mathcal{R} = 4\pi/c = 377$  Ом. В другой форме это граничное условие может быть записано в виде

$$4\pi I(\Psi) = [\Omega_H - \Omega_F(\Psi)] \sin \theta \left( \frac{d\Psi}{d\theta} \right). \quad (74)$$

Здесь мы воспользовались определениями (П.7) и (П.8) и для простоты записали равенство  $B_\varphi(r_g) = -E_\theta(r_g)$  для медленного вращения. Неудивительно поэтому, что в рамках этого приближения механизм потери энергии чёрной дырой связывался, по аналогии с униполярным индуктором, с силой Ампера, действующей на горизонт чёрной дыры со стороны поверхностного тока [131].

Лишь много позже стало понятно, что бессилое приближение иногда даёт неточные, а подчас и просто

неверные результаты. Это связано с тем, что в бессилом приближении, т.е. в случае, когда масса частиц предполагается равной нулю, течение всегда остаётся дозвуковым. В этом приближении быстрая магнитозвуковая поверхность, на которой полойдальная скорость частиц сравнивается со скоростью быстрой магнитозвуковой волны, формально уходит на бесконечность (а внутренняя, напротив, ложится на горизонт чёрной дыры). А, как мы видели, именно условия на быстрой магнитозвуковой поверхности и фиксируют величину продольного тока, циркулирующего в магнитосфере. Кроме того, уже сама необходимость ставить граничное условие на горизонте чёрной дыры, т.е. в причинной несвязанной области, показывает, что приведённая выше физическая интерпретация не может соответствовать действительности [132].

Чтобы прояснить этот момент, и, в частности, понять ограниченность стационарных решений (а следовательно, и самого аналитического метода) при исследовании процесса замыкания тока, полезно рассмотреть результаты, полученные в работе [120], в которой задача ставилась следующим образом. Имеется невращающийся намагниченный шар, который в момент времени  $t = 0$  начинает вращаться с угловой скоростью  $\Omega$ . В результате от шара со скоростью  $c$  начинает распространяться волна включения, так что за её пределами магнитное поле остаётся невозмущённым, а электрические токи отсутствуют, тогда как в пределах волны включения (и это очень важный результат) решение быстро выходит на стационарный трансзвуковой режим, полностью согласующийся с аналитическим решением. Тем самым, подтверждается предположение о стационарном решении, в котором продольные токи текут практически вдоль магнитных поверхностей.

Что же касается замыкания тока, то в идеальном случае, когда истечение происходит в вакуум, замыкания тока, как такового, вообще не будет. Это связано с тем, что в волне включения течение является существенно нестационарным (рис. 11), так что здесь  $\text{div } \mathbf{j} \neq 0$  (С. Комиссаров, частное сообщение). В реальности же замыкание тока будет иметь место на ударной волне, которая неизбежно должна возникнуть в результате столкновения сверхзвуковой волны включения с внешней средой. Однако в любом случае для трансзвуковых течений внешняя среда не может влиять на величину продольного тока при  $r < r_F$ , и, следовательно, на энерговыделение центральной машины. Как только волна включения пересечёт особые поверхности (они также показаны в левом нижнем углу на рис. 11), продольный ток, текущий в магнитосфере, перестанет зависеть от времени. Поэтому в рамках стационарного приближения действительно можно считать, что замыкание электрического тока происходит на бесконечности, как это обычно и предполагается. Таким образом, трансзвуковые течения существенно отличаются от дозвуковых течений, когда величина циркулирующего электрического тока определяется проводимостью границы области, занятой плазмой (см., например, [133]).

Учёт конечной массы частиц позволяет прояснить ситуацию и с "граничным условием на горизонте", а, вместе с тем, и с механизмом энерговыделения чёрной дыры. Действительно, как показано на рис. 10, при ненулевой массе частиц быстрая магнитозвуковая поверхность располагается над горизонтом чёрной дыры.

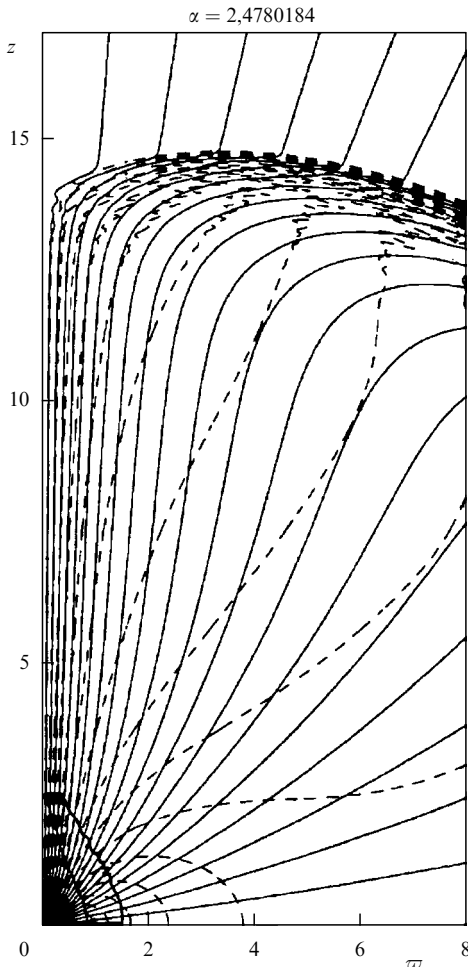


Рис. 11. Структура магнитного поля за волной включения, распространяющейся со скоростью  $c$  от компактного объекта [120]. В пределах волны включения течение быстро выходит на стационарный режим, согласующийся с аналитическим решением.

Поэтому здесь также необходимо поставить критическое условие, которое, безусловно, находится в области, причинно связанной с внешним пространством. Горизонт же чёрной дыры будет находиться в области сверхзвукового течения и, следовательно, не сможет влиять на свойства течения. В результате, дополнительное критическое условие должно быть сохранено и в бессиловом пределе  $\sigma \rightarrow \infty$ , когда быстрая магнитозвуковая поверхность, как уже отмечалось, формально совпадает с горизонтом событий. Не удивительно поэтому, что предел критического условия на быстрой магнитозвуковой поверхности в точности совпадает с условием (74) [10]. Таким образом, "граничное условие на горизонте" (74), которое необходимо было использовать в бессиловом приближении, представляет собой реликт критического условия на быстрой магнитозвуковой поверхности.

Соответственно, становится понятным и то, как интерпретировать бесконечное замедление времени у горизонта чёрной дыры. Действительно, с точки зрения удалённого наблюдателя, время, которое необходимо плазме, чтобы достигнуть горизонта, должно быть бесконечным. Поскольку само время существования чёрной дыры (окружающей её плазмы и т.д.), конечно, удалённый наблюдатель зарегистрирует "волну включения", соответствующую самым начальным стадиям жизни центральной машины, над поверхностью чёрной дыры.

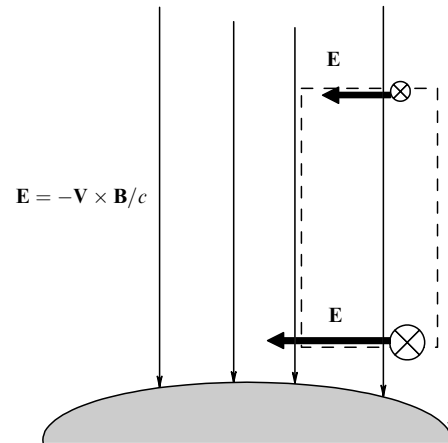


Рис. 12. Появление электродвижущей силы в контуре, покоящемся относительно вращающейся чёрной дыры, погруженной во внешнее магнитное поле. Направления электрического поля показаны для покоящихся наблюдателей.

Это был, фактически, ещё один аргумент в пользу того, что любое граничное условие на горизонте чёрной дыры некорректно [132]. Однако, как мы видели на примере истечения (см. рис. 11), для формирования токовой системы, полностью определяющей энергетику центральной машины, достаточно подождать конечное время, пока плазма не пересечёт быструю магнитозвуковую поверхность. В частности, это означает и то, что через конечное время волна включения окажется в сверхзвуковой области течения и, следовательно, не сможет влиять на структуру магнитосферы. Численно этот вывод был подтверждён С. Комиссаровым [134].

Однако если это действительно так, то тогда необходимо найти другой источник электродвижущей силы, поскольку теперь сама чёрная дыра уже не может быть источником сторонних сил и, следовательно, играть роль батареи. Оказалось, что в магнитосфере чёрной дыры появление электродвижущей силы связано с эффектом Лензе–Тирринга (эффектом увлечения систем отсчёта), который возникает за счёт вращения чёрной дыры. Действительно, согласно общей теории относительности, можно считать, что само пространство в окрестности керровской чёрной дыры начинает вращаться с угловой скоростью  $\omega$  (П.4). Лишь в системе отсчёта, вращающейся с этой угловой скоростью, наблюдатель не зарегистрирует прецессию гироскопов. И наоборот, в лаборатории, находящейся в покое относительно удалённых наблюдателей, появятся неинерциальные силы, которые могут быть зарегистрированы. Увлечение систем отсчёта и приводит к появлению электродвижущей силы в магнитосфере чёрной дыры.

Дело в том, что, как и в случае любых тел, движущихся в магнитном поле, "движение пространства" относительно покоящегося наблюдателя приведёт к появлению электрического поля  $\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$ , где теперь  $\mathbf{V} = -\omega \times \mathbf{r}$  — скорость покоящегося тела относительно выделенной системы отсчёта. При этом важно, что угловая скорость  $\omega$  будет различной на разных расстояниях от чёрной дыры. Поэтому, как показано на рис. 12, циркуляция электрического поля в контуре будет отлична от нуля даже в том случае, если электрический контур покоится относительно чёрной дыры, т.е. когда магнитный поток через него остаётся постоянным (ко-

нечно же, такое состояние покоя возможно лишь над поверхностью эргосферы). Именно "движение пространства" сквозь контур и порождает электродвижущую силу. При этом, как мы видим, "электрическая батарея" будет находиться над поверхностью горизонта чёрной дыры, в том числе и вне эргосферы.

Наконец, как уже подчёркивалось, электрические токи в магнитосфере чёрной дыры могут течь лишь в случае, когда над поверхностью горизонта действует механизм рождения плазмы. Процесс, связанный со столкновением жёстких гамма-квантов, излучаемых с поверхности аккреционного диска, и рождением электрон-позитронных пар, уже упоминался выше. Здесь же нужно обратить внимание на то, что, как и в эффекте Пенроуза, одна частица должна упасть на чёрную дыру, а вторая уйти на бесконечность. Напомним, что в основе эффекта Пенроуза лежит замечательное свойство вращающейся чёрной дыры — в пределах эргосферы  $r_g < r < r_e = M + \sqrt{M^2 - a^2 \cos^2 \theta}$  ( $G = c = 1$ ) и, значит, над всей поверхностью горизонта релятивистский дефект массы может превысить 100% [14]. Поэтому становится очевидным, что процесс Блендфорда–Знайека является, фактически, электромагнитной реализацией процесса Пенроуза. Только он касается не самих заряженных частиц, а создаваемого ими электромагнитного поля. Иными словами, замедление вращения чёрной дыры связано не с электрическими токами, текущими по поверхности горизонта, а с отрицательным потоком энергии электромагнитного поля, падающего на поверхность чёрной дыры. Именно в этом и состоит роль эргосферы, в пределах которой релятивистская энергия любых материальных тел (в том числе и электромагнитного поля) может стать отрицательной. Такая интерпретация представляется сейчас наиболее правдоподобной, так что к ней склоняется большинство исследователей, занимающихся этим кругом вопросов (см., например, [135]).

Подведём итоги. Мы показали, что ключевую роль в определении энерговыделения центральной машины играют критические условия на быстрой магнитозвуковой поверхности, которая и является тем клапаном, который определяет величину продольного тока, циркулирующего в магнитосфере. Подобно обычной звуковой поверхности в гидродинамике, она разделяет области дозвукового и сверхзвукового течения. В результате, для транзвуковых течений продольный ток должен определяться не внешними условиями, а условием гладкого прохождения особых поверхностей. Ещё более сложная ситуация имеет место в случае магнитосферы чёрной дыры, когда не только ток, но и угловая скорость  $\Omega_F$  должна быть определена из критических условий на особых поверхностях. В результате, именно условия на критических поверхностях будут определять энерговыделение центральной машины.

## 4. Предсказания теории

### 4.1. Коллимация

**4.1.1. Поперечный баланс сил.** Перейдем теперь к анализу результатов, которые позволяет получить аналитическая теория. Постараемся прежде всего сформулировать некоторые общие свойства, которыми должно обладать замагниченное течение на больших расстояниях от

центрального объекта. Как уже отмечалось, нас в первую очередь будут интересовать транзвуковые течения, когда на больших расстояниях течение является сверхзвуковым. Кроме того, мы, безусловно, будем предполагать, что решение может быть продолжено до бесконечности. Для этого, как мы видели, продольный электрический ток должен быть достаточно велик. Как уже подчеркивалось, для истекающей плазмы практически всегда можно пренебречь тепловыми эффектами. В результате уравнение Бернулли становится алгебраическим уравнением четвёртого порядка относительно  $M^2$ , что и позволяет во многих случаях выписать достаточно простые аналитические асимптотики.

Начнём для простоты с нерелятивистского случая. Анализируя лидирующие члены в уравнении Грэда–Шафранова (41), можно показать, что уравнение баланса сил может быть записано в виде [136]

$$\frac{\rho v_{\parallel}^2}{R_c} = \frac{1}{c} j_{\parallel} B_{\phi}, \quad (75)$$

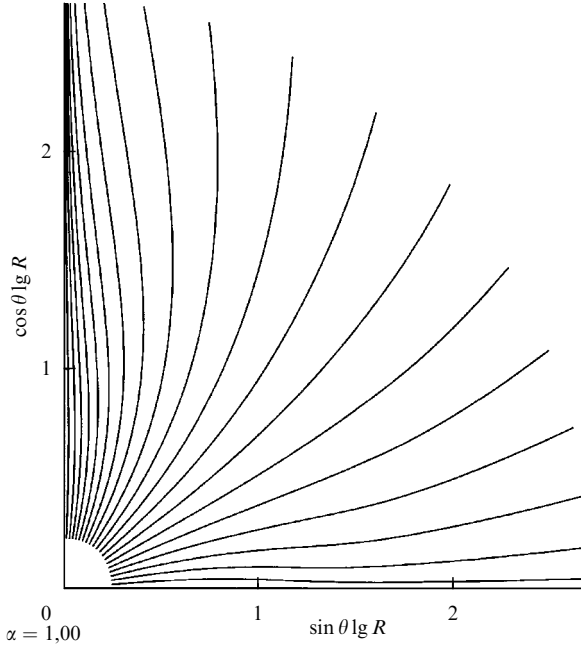
где  $R_c$  — радиус магнитной силовой линии в полярной плоскости. Иными словами, равновесие должно осуществляться за счет баланса центробежной силы  $\rho v_{\parallel}^2/R_c$  и силы Ампера, связанной с продольным электрическим током  $j_{\parallel}$ . Как мы видим, сила Ампера, в зависимости от знака продольного тока, может как коллимировать, так и деколлимировать течение. При этом коллимация должна иметь место вблизи оси джета, а деколлимация — на его периферии. Такое поведение и было получено как аналитически [111], так и в численном эксперименте [120] (рис. 13). Подчеркнём, что мы здесь говорим не о том, насколько сильно могут быть изогнуты магнитные поверхности, а лишь об их форме.

Подобная картина, однако, не может реализоваться вплоть до очень больших расстояний от центральной машины. "Природа не терпит пустоты", и расходящиеся магнитные поверхности неизбежно должны начать коллимироваться. Как оказалось, это становится возможным именно благодаря тому, что продольный ток  $I$  не является интегралом движения и, следовательно, электрический ток, в отличие от частиц, может пересекать магнитные поверхности. Действительно, как легко проверить, для почти радиального течения на больших расстояниях правая часть уравнения (75) должна спадать как  $r^{-3}$ , тогда как числитель в левой части — как  $r^{-2}$ . В результате, для выполнения равенства (75) радиус кривизны магнитных поверхностей  $R_c$  должен был бы увеличиваться как  $r$ . Но такое поведение не может быть реализовано в математической бесконечности [137], и поэтому при  $r \rightarrow \infty$  лидирующей оказывается лишь правая часть уравнения (75).

В итоге, мы приходим на первый взгляд к парадоксальному результату, что на больших расстояниях плотность тока в магнитосфере должна стремиться к нулю [138]

$$j_{\parallel} = 0. \quad (76)$$

На самом же деле, это просто означает, что на больших расстояниях практически весь истекающий продольный ток должен быть сосредоточен вблизи оси вращения. И действительно, как показал анализ [139], вблизи оси неизбежно должна возникать цилиндрическая область,



**Рис. 13.** Структура магнитных поверхностей для нерелятивистского истечения плазмы в квазимонопольном магнитном поле [120]. Хорошо видна деколлимация в области обратного объемного тока вблизи центральной машины. Однако на больших расстояниях происходит перераспределение продольных токов, так что истекающий ток концентрируется вблизи оси вращения, а обратный ток — в экваториальной плоскости.

содержащая практически весь истекающий ток<sup>4</sup>. Такое поведение впоследствии было подтверждено и в численном эксперименте [120]. Мы подробно рассмотрим этот вопрос в разделе 4.1.3.

В релятивистском же случае основными силами, действующими на истекающую плазму, будет электрическая сила  $\rho_e \mathbf{E}$  и компонента силы Ампера, связанная с продольным током  $\mathbf{j}_{\parallel} \times \mathbf{B}_{\phi}$ . Однако, как следует из уравнения (60), эти силы почти уравновешивают друг друга. Поэтому помимо объемной силы<sup>5</sup>

$$\mathcal{F}_{\text{jpol}} \approx \rho_e \mathbf{E} - \nabla \left( \frac{B_{\phi}^2}{8\pi} \right), \quad (77)$$

необходимо принять во внимание объёмную центробежную силу

$$\mathcal{F}_{\text{cent}} \approx \frac{nm_p c^2 \gamma + S/c}{R_c} \quad (78)$$

( $S \approx cB_{\phi}^2/4\pi$  — вектор Пойнтинга) и силу Ампера  $\mathcal{F}_{\text{itor}} \approx \mathbf{j}_{\phi} \times \mathbf{B}_p/c$ , связанную с тороидальным током. В результате, уравнение Грэда–Шафранова в пределе  $r \gg r_F$  удобно переписать в виде [136, 138, 140]

$$\frac{B_{\phi}^2 + 4\pi nm_p c^2 \gamma}{R_c} + \frac{1}{2} \hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla (B_p^2) + \frac{1}{2} \hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla (B_{\phi}^2 - E^2) - \frac{B_{\phi}^2 - E^2}{\varpi} (\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{e}_{\varpi}) = 0, \quad (79)$$

<sup>4</sup> Строго говоря, такая терминология соответствует случаю  $\Omega \mathbf{B} < 0$ , когда  $\rho_{GJ} > 0$ . Для противоположной ориентации вблизи оси вращения ток будет течь к центральной машине.

<sup>5</sup> В соответствующей формуле (4.226) из монографии [9] содержится неверный знак.

где  $\hat{\mathbf{n}} = \nabla \Psi / |\nabla \Psi|$ . Отметим, что в центробежную силу, помимо вклада частиц, входит еще и вектор Пойнтинга. Это связано с тем, что, как уже отмечалось, не только частицы, но и электромагнитная энергия распространяется вдоль магнитных поверхностей.

**4.1.2. Механизм коллимации.** Таким образом, форма магнитных поверхностей вблизи оси вращения зависит от баланса коллимирующей силы Ампера, связанной с продольным электрическим током (параллельные токи притягиваются), и деколлимирующей силы Ампера, связанной с тороидальными токами. Поэтому вопрос о том, будет ли коллимация эффективной, зависит от величины продольного тока. Ряд точных решений [110, 111], которые можно было получить, анализируя малые отклонения от монополюсного магнитного поля, показал, что для нерелятивистских струйных выбросов уже вблизи быстрой магнитозвуковой поверхности коллимация становится значительной. Это свойство подтверждается и численным моделированием [120, 141] (см. также рис. 13).

Для релятивистского же случая, когда, как мы помним, продольный ток близок к гольдрайховскому ( $i_0 \approx 1$ ), происходит почти полная компенсация этих двух сил. В частности, в бессиловом приближении и в квазимонопольном магнитном поле баланс выполнен точно [142], и поэтому вакуумное монополюсное решение остаётся точным решением вплоть до бесконечности и для магнитосферы, заполненной плазмой (рис. 14). При этом ток  $I$  приобретает вид  $I(\theta) = I_M^{(A)} \sin^2 \theta$ , где

$$I_M^{(A)} = \frac{\Omega_F \Psi_0}{4\pi}, \quad (80)$$

что в точности совпадает с гольдрайховским током ( $j_{\parallel} = \rho_{GJ} c$ ).

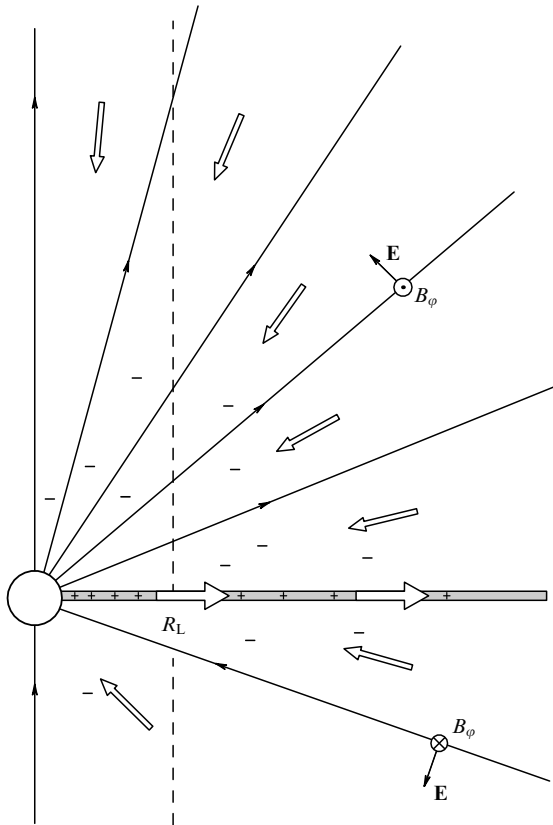
При учёте же массы частиц (и опять для квазимонопольного магнитного поля) продольный ток, определённый из условия гладкого прохождения быстрой магнитозвуковой поверхности, будет отличаться от гольдрайховского лишь на величину порядка  $\sigma^{-4/3}$  [143]. В результате, в асимптотически далёкой области  $r \gg r_F$  возмущение функции магнитного потока  $\delta \Psi / \Psi$  будет расти логарифмически медленно [143, 144]

$$\frac{\delta \Psi}{\Psi} \sim \sigma^{-2/3} \ln^{1/3} \left( \frac{r}{r_F} \right). \quad (81)$$

Иными словами, ток оказывается лишь незначительно больше критического, что и приводит к исчезающе малой коллимации. Соответственно, очень медленно растёт и энергия частиц

$$\gamma \approx \sigma^{1/3} \ln^{1/3} \left( \frac{r}{r_F} \right). \quad (82)$$

Подчеркнём, что выше мы говорили о собственной коллимации, т.е. о коллимации, связанной с объёмными токами. Однако коллимация, вообще говоря, может быть создана и в самом источнике. На рисунке 15 показано течение, вновь полученное как малое возмущение бессилового решения, но уже для параболического поля [145]. Такое поле также может быть сгенерировано в аккреционном диске [5]. При не слишком малых ( $\theta \gg \gamma_{\text{in}}^2 / \sigma$ ) и не слишком больших ( $\theta \ll \sigma^{-1/3}$ ) углах положение быстрой магнитозвуковой поверхности  $r_F$  и



**Рис. 14.** Бессилое монопольное решение Майкла [142], в котором электрическое поле  $E_\theta$  в точности равно торoidalному магнитному полю  $B_\phi$ . Контурные стрелки показывают направление полоидального тока.

значение  $\gamma(r_F)$  даются выражениями

$$r_F \approx \left(\frac{\sigma}{\theta}\right)^{1/2} R_L, \quad (83)$$

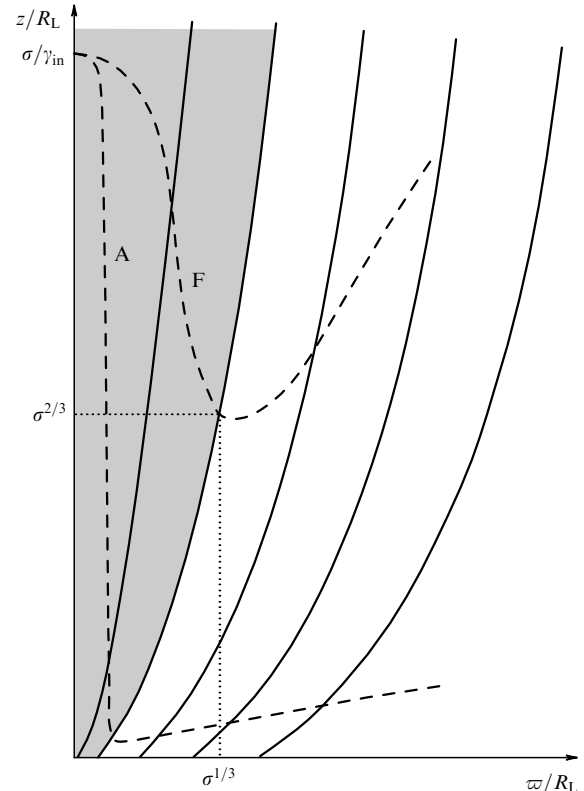
$$\gamma(r_F) \approx \sigma^{1/2} \theta^{1/2}, \quad (84)$$

что по-прежнему соответствует полученным выше оценкам для энергии частиц  $\gamma \sim \sigma^{1/3}$  и расстоянию от оси  $r_F \sin \theta \sim \sigma^{1/3} R_L$  (подробнее см. [145]). Но и в этом случае учёт ненулевой массы частиц приводит лишь к незначительному возмущению бессилового решения. Например, на быстрой магнитозвуковой поверхности

$$\left(\frac{\delta\Psi}{\Psi}\right)_{r=r_F} \approx \frac{1}{\sigma\theta} \ll 1. \quad (85)$$

Таким образом, можно сделать вывод, что в релятивистском случае собственная коллимация невозможна. То есть невозможна объёмная коллимация за счёт продольных токов, текущих в магнитосфере. Следовательно, магнитные поверхности могут быть сколлимированы либо специальным выбором токов в самом источнике, либо за счёт взаимодействия сверхзвукового ветра с окружающей средой. Понятно, что в первом случае необходим достаточно протяжённый плотный диск. Поэтому для радиопульсаров, у которых такой диск заведомо отсутствует, обычно предполагают, что течение на расстояниях  $r \gg R_L$  должно быть радиальным.

К сожалению, в настоящее время ответ на вопрос, какой из двух механизмов ответствен за коллимацию



**Рис. 15.** Положение альфвеновской (A) и быстрой магнитозвуковой (F) поверхностей в параболическом магнитном поле. Такое поле также может быть сгенерировано в аккреционном диске [145].

релятивистских струйных выбросов, нам неизвестен. Однако если предположить, что коллимация действительно обусловлена просто наличием внешней среды, то становится возможным оценить поперечный размер струйных выбросов  $r_{\text{jet}}$ . Действительно, считая, что давление полоидального магнитного поля в джете близко к внешнему давлению  $P_{\text{ext}}$  (эта оценка справедлива, если предположить, что суммарный электрический ток в джете равен нулю), получаем из условия сохранения магнитного потока

$$r_{\text{jet}} \sim R \left( \frac{B_{\text{in}}^2}{8\pi P_{\text{ext}}} \right)^{1/4}, \quad (86)$$

где  $R$  и  $B_{\text{in}}$  — радиус и магнитное поле компактного объекта соответственно. Так, для активных галактических ядер ( $B_{\text{in}} \sim 10^4$  Гс,  $R \sim 10^{13}$  см) имеем

$$r_{\text{jet}} \sim 1 \text{ пк}, \quad (87)$$

что в точности соответствует наблюдаемым поперечным размерам струйных выбросов [12]. Соответственно, для молодых звёздных объектов ( $B_{\text{in}} \sim 10^2$  Гс,  $R \sim 10^{11}$  см) имеем  $r_{\text{jet}} \sim 10^{16}$  см, что также соответствует наблюдениям. Поэтому внешняя среда, безусловно, должна оказывать существенное влияние на коллимацию струйных выбросов.

**4.1.3. Плотная сердцевина.** Как мы видели, вблизи оси объёмная сила  $\mathcal{F}_{\text{jpol}}$ , связанная с полоидальным током, всегда направлена к оси вращения, а в области замыкания тока — от оси. Поэтому, например, в области цилиндрической сердцевины, где кривизна магнитных поверхностей мала, и, следовательно, можно прене-

бречь центробежной силой  $\mathcal{F}_{\text{cent}}$  (78), равновесие может иметь место лишь в том случае, если сила  $\mathcal{F}_{\text{jtor}}$  будет направлена от оси вращения. Но в этом случае полоидальное магнитное поле должно уменьшаться с удалением от оси. А вместе с полоидальным полем, будет уменьшаться и плотность истекающей плазмы. Именно такое поведение решения и было показано на рис. 13.

Оказалось, что для нерелятивистского сверхзвукового течения плотная сердцевина будет существовать как для сильно, так и для слабо замагниченного течения у поверхности центральной машины независимо от давления внешней среды [146]. При этом радиус сердцевины будет соответствовать такому расстоянию от оси, на котором тороидальное поле сравнивается по величине с полоидальным. Несложный расчёт показывает, что в обоих случаях продольный ток в области сердцевины будет равен  $j = (c/v_{\text{in}})j_{\text{GJ}}$ , т.е.  $i_0 = c/v_{\text{in}}$ , и поэтому

$$r_{\text{core}} = \frac{v_{\text{in}}}{\Omega}. \quad (88)$$

Магнитный поток в такой сердцевине должен составлять значительную часть полного магнитного потока. Подобная конфигурация есть не что иное как хорошо известный в физике плазмы  $z$ -пинч [147] (вопрос устойчивости мы кратко обсудим ниже).

Что же касается релятивистского течения, то здесь возникновению плотной сердцевины может помешать электрическая сила  $\rho_e \mathbf{E}$ , которая, как мы видели, существенно ослабляет силу  $\mathcal{F}_{\text{jpol}}$ . В результате, ответ существенно зависит от давления внешней среды [9]. Если релятивистский струйный выброс погружен во внешнюю среду с суммарным газовым и магнитным давлением  $P_{\text{ext}}$ , больше некоторого предельного значения  $P_{\text{min}}$ , то плотная сердцевина вообще не образуется. В этом случае полоидальное магнитное поле в джете будет примерно постоянным:  $B_p^2/8\pi \approx P_{\text{ext}}$ . В дальнейшем мы для удобства будем выражать величину  $P_{\text{min}}$  через эквивалентное магнитное поле ( $B_{\text{min}}^2/8\pi = P_{\text{min}}$ ). При этом

$$B_{\text{min}} = \frac{1}{\sigma\gamma_{\text{in}}} B(R_L), \quad (89)$$

где  $B(R_L) = \Omega^2 \Psi_{\text{tot}}/\pi c^2$  — характерное магнитное поле на световом цилиндре. Соответственно, будет постоянной и плотность истекающей плазмы.

Если внешнее давление достаточно мало ( $P_{\text{ext}} < P_{\text{min}}$ ), то, как и в нерелятивистском случае, в центре течения возникает плотная сердцевина, радиус которой должен превышать радиус светового цилиндра

$$r_{\text{core}} = \gamma_{\text{in}} R_L. \quad (90)$$

Существование такой цилиндрической струи уже давно было предсказано во многих работах [138, 148, 149], однако магнитный поток в её пределах был определён лишь недавно [145, 146]. Оказалось, что магнитное поле вблизи оси очень слабо (логарифмически) зависит от внешнего давления, поэтому с хорошей точностью можно положить  $B_{\text{core}} = B_{\text{min}}$ . В результате, магнитный поток  $\Psi_{\text{core}} = \pi r_{\text{core}}^2 B_{\text{min}}$  в пределах сердцевины оказывается много меньше полного потока:

$$\frac{\Psi_{\text{core}}}{\Psi_{\text{tot}}} \approx \frac{\gamma_{\text{in}}}{\sigma} \ll 1. \quad (91)$$

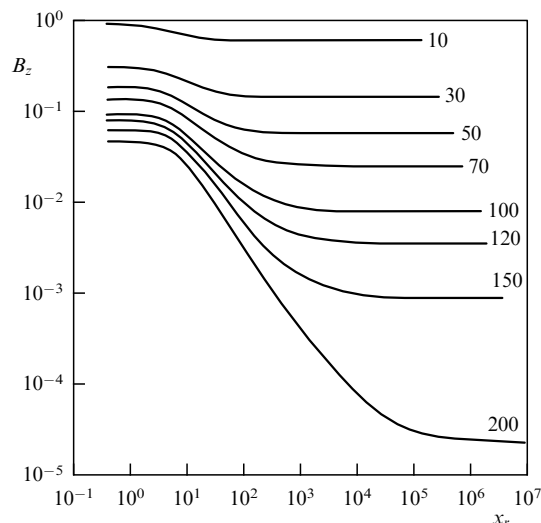


Рис. 16. Профиль продольного магнитного поля в зависимости от расстояния до оси для различных чисел Маха  $M$  на оси джета, полученный как решение одномерной задачи [146]. При изменении внешнего давления на несколько порядков магнитное поле на оси мало отличается от  $B_{\text{min}}$ .

При этом для  $x_r = \varpi/r_{\text{core}} > 1$  полоидальное магнитное поле и плотность вещества должны вести себя степенным образом:

$$B_z \propto x_r^{-k_1}, \quad (92)$$

$$\rho^{(\text{lab})} \propto x_r^{-k_2}. \quad (93)$$

С уменьшением внешнего давления величины  $k_1$  и  $k_2$  постепенно увеличиваются, однако их разность остаётся примерно постоянной

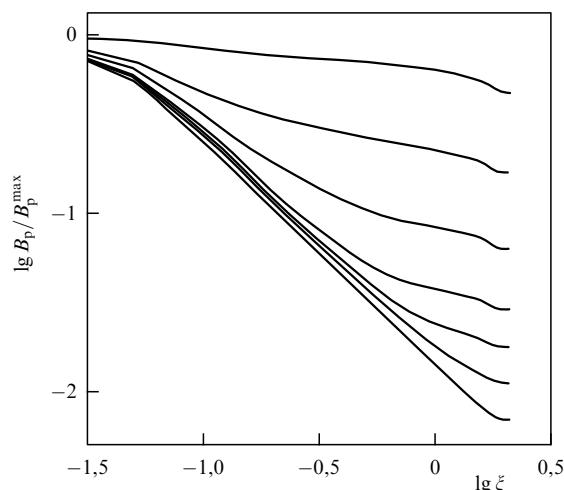
$$k_1 - k_2 \approx 0. \quad (94)$$

В результате, если для  $P_{\text{ext}} > P_{\text{min}}$  мы имеем  $k_1 \approx k_2 \approx 0$  (т.е. постоянные в поперечном сечении полоидальное магнитное поле и плотность истекающего вещества), то для внешних давлений, соответствующих магнитному полю  $B_{\text{ext}} \equiv B_{\text{eq}}$ , где

$$B_{\text{eq}} = \frac{1}{\sigma^2} B(R_L), \quad (95)$$

мы имеем, напротив,  $k_1 \approx k_2 \approx 1$ . При таких внешних давлениях, как мы увидим, вклад частиц в поток энергии становится определяющим во всем объёме струйного выброса.

На рисунке 16 в дважды логарифмическом масштабе показано поведение полоидального магнитного поля в зависимости от расстояния до оси [146] (см. также [150]). Оно получено из решения системы двух обыкновенных дифференциальных уравнений (П.14) и (П.27), к которым, как показано в приложении, в цилиндрическом случае удобно свести уравнение Грэда–Шафранова. Параметром для различных кривых служило число Маха на оси вращения. Как мы видим, полоидальное магнитное поле на расстояниях, больших  $r_{\text{core}}$ , действительно начинает падать степенным образом. При этом на границе струйного выброса оно меняется на несколько порядков, тогда как магнитное поле на оси — лишь в несколько раз. Подобное поведение подтвердили и недавно проведённые двумерные численные расчёты



**Рис. 17.** Профиль продольного магнитного поля в зависимости от расстояния до оси  $\xi \propto \varpi$  для различных величин внешнего давления, полученный как решение двумерной задачи установления [126]. Степенное поведение соответствует аналитической оценке (92).

[126] (рис. 17). При этом важно, что в последнем случае сама постановка задачи была принципиально иной (решалась задача на установление, а не стационарная задача).

В релятивистских струйных выбросах возможен ещё один режим, который не может быть реализован в нерелятивистских джетах [151]. На рисунке 15 он соответствует поперечным сечениям на достаточно малых расстояниях от экватора, когда в центре джета течение должно быть дозвуковым. Если переписать условие  $z < (\sigma/\gamma_{\text{in}})R_L$  через внешнее давление, то мы получим условие  $P_{\text{ext}} > B_{\text{cr}}^2/8\pi$ , где

$$B_{\text{cr}} = \frac{\gamma_{\text{in}}}{\sigma} B(R_L). \quad (96)$$

В этом случае во внутренних областях струйного выброса  $\varpi < r_s$ , где

$$r_s \approx \sigma \left[ \frac{8\pi P_{\text{ext}}}{B^2(R_L)} \right]^{1/2} R_L, \quad (97)$$

неизбежно должна возникать область с дозвуковым течением. Наконец, при ещё больших внешних давлениях, соответствующих давлению магнитного поля на быстрой магнитозвуковой поверхности, дозвуковое течение будет иметь место по всему объёму струйного выброса.

**4.1.4. Замыкание тока.** Как мы поняли, согласно наиболее распространённой точке зрения, вдоль струйных выбросов протекает электрический ток, с которым и связано основное энерговыделение. При этом может быть сформулирована следующая теорема.

*Стационарный цилиндрический струйный выброс, содержащий конечный магнитный поток  $\Psi_{\text{tot}}$ , может иметь место либо при ненулевом полном продольном электрическом токе  $I(\Psi_{\text{tot}}) \neq 0$ , либо при наличии внешней среды с ненулевым давлением.*

На первый взгляд, два этих варианта полностью противоречат друг другу. Однако по большому счёту это не так. Как мы видели, и в релятивистском, и в

нерелятивистском случае вблизи оси должна образовываться цилиндрическая сердцевина, содержащая значительную часть истекающего тока. Если бы компактный источник находился в одиночестве во Вселенной, то обратный ток действительно должен был бы возвращаться вблизи экваториальной плоскости. Само же замыкание тока формально происходило бы в волне включения. Поэтому если не интересоваться областью замыкания тока и исследовать лишь структуру центральной области, то действительно можно предположить, что замыкание происходит на бесконечности.

В действительности же, когда струйный выброс погружен в среду с конечным давлением, обратный ток, как обычно предполагают, должен течь по границе кокона, образующегося за счёт взаимодействия сверхзвукового ветра со внешней средой. Границы соответствующих коконов хорошо просматриваются на рис. 1 и 4. Именно учёт баланса сил на границе кокона позволил определить величину магнитного поля  $B_{\text{min}}$  вблизи оси джета [145].

**4.1.5. Устойчивость.** В заключение необходимо сказать хотя бы несколько слов о проблеме устойчивости струйных выбросов. Как известно, нерелятивистские  $z$ -пинчи, наблюдаемые в лаборатории, сильно неустойчивы по отношению к перетяжкам и винтовым модам [147, 152, 153]. Поэтому проблема устойчивости струйных выбросов широко обсуждалась в литературе [154–160]. Впрочем, как было показано на рис. 4, струйные выбросы, которые наблюдаются у молодых звёзд, на большом расстоянии действительно обычно представляют собой скорее последовательность летящих сгустков, чем регулярное течение. Лишь на малых расстояниях течение можно считать достаточно регулярным (см. рис. 5).

В последние годы были проведены специальные лабораторные эксперименты, в которых были созданы условия, максимально приближенные к имеющим место в нерелятивистских струйных выбросах [161, 162]. В частности, скорость течения плазмы достигала 100–400 км с<sup>-1</sup> (что сравнимо со скоростью течения плазмы в струйных выбросах из молодых звёзд), а полный ток — 1 МА. В таких экспериментах также наблюдалась сильная неустойчивость, приводящая к быстрой фрагментации течения на отдельные сгустки.

Тем не менее не очевидно, что неустойчивость лабораторных пинчей можно рассматривать как однозначное указание на то, что и астрофизические джеты всегда будут сильно неустойчивы. Дело в том, что астрофизические струйные выбросы всегда "специально приготовлены", поскольку они выходят из области квазисферического дозвукового течения. В результате, профиль плотности плазмы и продольного магнитного поля у основания джета оказывается близким к равновесному. В лабораторных же экспериментах начальная плотность плазмы обычно сильно отличается от равновесной [153].

Что же касается релятивистских струйных выбросов (которые на больших расстояниях также часто имеют нерегулярную структуру), то, как выяснилось, они оказываются более устойчивыми [163–165]. Недавно проведённое численное моделирование [166] (когда струйный выброс оставался устойчивым после более 1000 оборотов центральной машины), подтвердило этот вывод. Таким образом, сейчас нет сомнения, что нерелятивистский



критерий устойчивости Крускала – Шафранова [152]

$$\frac{r_{\text{jet}}}{L} \frac{B_p}{B_\varphi} > 1, \quad (98)$$

где  $L$  — длина струйного выброса, не может быть применён для релятивистских течений. К сожалению, ограниченный объём настоящего обзора не позволяет обсудить этот важнейший вопрос более подробно.

## 4.2. Ускорение

**4.2.1. Механизм ускорения.** Прежде всего, рассмотрим сам механизм ускорения. Для этого удобно начать с выражения (43) для тороидальной скорости нерелятивистского течения. Как мы видим, в дозвуковой области  $M^2 < 1$  скорость соответствует точной коротации

$$v_\varphi \approx \Omega_F \varpi. \quad (99)$$

Иными словами, частицы можно рассматривать как бусинки на проволоке, которая и определяет их угловую скорость. Такая ситуация вполне понятна, поскольку, как легко проверить, в пределах альфвеновской поверхности плотность энергии магнитного поля превышает плотность энергии плазмы, так что именно магнитное поле определяет движение частиц. Фактически, магнитное поле играет роль пращи, обеспечивая постоянную угловую скорость вращения плазмы. В результате, скорость частиц линейно увеличивается с удалением от оси вращения. При этом можно сформулировать следующую теорему.

*В нерелятивистском пределе гладкое пересечение быстрой магнитозвуковой поверхности возможно лишь в том случае, если поток энергии частиц на быстрой магнитозвуковой поверхности составляет не менее одной трети от полных потерь энергии. Иными словами, в сверхзвуковой области трансзвуковое нерелятивистское течение должно быть уже эффективно ускоренным ( $q \sim 1$ ).*

Действительно, для сильно замагниченных течений у поверхности центральной машины можно положить  $E_n \approx \Omega_F I / 2\pi c r_p$ , что немедленно приводит к значению  $E_n \approx \Omega_F^2 r_F^2$  для  $I \approx i_0 I_{GJ}$ . Более того, легко показать, что и полоидальная скорость  $v_p$  вблизи особых поверхностей также становится порядка  $\Omega_F r_F$ .

Таким образом, механизм ускорения частиц в сильно замагниченном ветре подобен механизму, с помощью которого праща ускоряет камень. Это становится возможным именно благодаря определяющему действию полоидального магнитного поля. Однако такое ускорение прекращается на расстояниях  $r \sim r_A$ , поскольку здесь плотность энергии магнитного поля становится меньше плотности энергии частиц. К тому же за альфвеновской поверхностью тороидальное магнитное поле становится больше полоидального, так что частицы начинают проскальзывать относительно магнитных силовых линий. В результате, течение переходит на другую асимптотику  $v_\varphi \approx \Omega_F \varpi_A^2 / \varpi$ . В этой области кинетическая энергия плазмы будет в основном обусловлена их полоидальной компонентой скорости.

Что же касается ускорения частиц в ультрарелятивистском пределе, то, как мы видели, в районе быстрой магнитозвуковой поверхности поток энергии частиц должен быть много меньше потока энергии электромагнитного поля. Поэтому встаёт вопрос о возможности эффективного ускорения частиц за пределами звуковой

поверхности. Как ни странно, для ответа на этот вопрос нужно опять рассмотреть поперечный баланс сил.

**4.2.2. Эффективность.** Итак, вернёмся к уравнению (79). Мы уже говорили о том, что за пределами светового цилиндра  $\varpi \gg R_L$  энергия частиц будет полностью определяться дрейфовым движением. Следовательно, с помощью соотношения (59) мы можем записать выражение для лоренц-фактора частиц в виде

$$\frac{1}{\gamma^2} \approx \frac{B_p^2}{B^2} + \frac{B_\varphi^2 - |E|^2}{B^2}. \quad (100)$$

Воспользовавшись теперь соотношением  $B \approx |E| \approx x_r B_p$ , где вновь  $x_r = \Omega \varpi / c$ , мы немедленно приходим к заключению, что в том случае, когда вторым слагаемым в (100) можно пренебречь, лоренц-фактор частиц должен выходить на следующую асимптотику

$$\gamma = x_r, \quad (101)$$

которая, как мы увидим, является достаточно универсальной. Если же кривизна магнитных силовых линий существенна, то, напротив, в (100) можно пренебречь первым слагаемым, соответствующим объёмной силе  $j_\varphi B_p / c$ . В итоге, сравнивая соответствующие слагаемые в уравнении баланса сил (79) для сильно замагниченного течения, когда основная энергия переносится вектором Пойнтинга, получаем другую асимптотику [167]

$$\gamma = C \sqrt{\frac{R_c}{\varpi}}, \quad (102)$$

где  $C \approx 1$ . Более того, воспользовавшись соотношением (59) и условием равновесия (79), можно записать в общем виде [109]

$$\frac{1}{\gamma^2} \approx \frac{1}{x_r^2} + \frac{\varpi}{C^2 R_c}. \quad (103)$$

При этом для сильно сколламированных течений и  $\Omega_F = \text{const}$  величина  $C$  может быть определена точно [109, 150]:

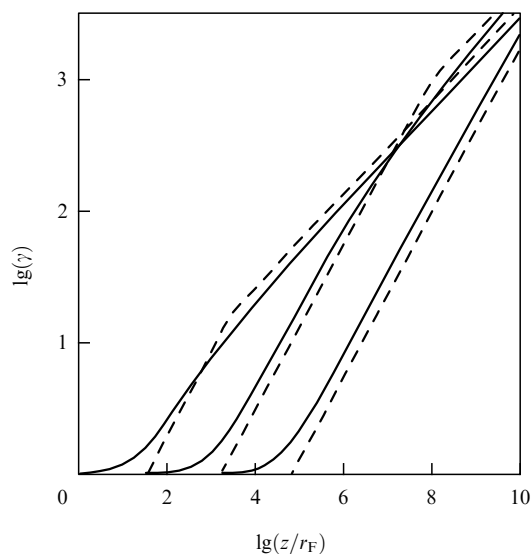
$$C = \sqrt{3}. \quad (104)$$

Упрощённо же, лоренц-фактор будет определяться меньшим из двух значений, даваемых соотношениями (101) и (102).

Таким образом, выбор между асимптотиками (101) и (102) должен определяться тем, насколько изогнутыми являются магнитные поверхности. Как легко показать, граничным здесь является параболическое магнитное поле, когда силовая линия на большом расстоянии от центрального источника даётся уравнением  $z(\varpi) \propto \varpi^2$  [126, 146]. Действительно, поскольку радиус кривизны может быть определен как  $R_c = [(z')^2 + 1]^{3/2} / z''$ , то в пределе  $z' = dz/d\varpi \gg 1$  для магнитных поверхностей, определяемых соотношением  $z(\varpi) \propto \varpi^k$ , формула (102) даёт для энергии частиц, движущихся вдоль магнитной силовой линии

$$\gamma \propto \varpi^{k-1}, \quad (105)$$

где в данном случае  $\varpi$  — текущее расстояние частицы от оси джета. При  $k = 2$  эффективность ускорения, определяемая соотношениями (101) и (102), оказывается одинаковой. Поэтому, если магнитные поверхности сколламированы сильнее, чем для параболического поля (т.е.  $k > 2$ ), то на больших расстояниях кривизной магнит-



**Рис. 18.** Рост лоренц-фактора частицы  $\gamma$  с расстоянием от экваториальной плоскости  $z$  [168]. Правая кривая соответствует сильной коллимации ( $k > 2$ ). При меньшей коллимации (левые кривые) ускорение на больших расстояниях становится менее эффективным.

ных поверхностей можно пренебречь, и энергия частиц будет определяться соотношением (101). Если же течение сколлимировано слабо (т.е.  $1 < k < 2$ ), то ускорение частиц будет менее эффективным, и здесь следует пользоваться соотношением (102). Численное моделирование [124, 168] полностью подтверждает изложенную здесь картину. Как показано на рис. 18, для сильно сколлимированных течений ускорение частицы, движущейся вдоль магнитной силовой линии, действительно следует закону  $\gamma(z) \propto z^{1/k}$ , соответствующему асимптотике (101), в то время как для слабо сколлимированных течений на больших расстояниях ускорение, в полном соответствии с выражением (105), становится менее эффективным.

В результате, мы приходим к важнейшему выводу, что эффективность ускорения частиц в сверхзвуковом ультрарелятивистском ветре определяется степенью коллимации магнитных поверхностей. Эффективное ускорение плазмы может быть достигнуто лишь в том случае, если магнитные поверхности сколлимированы сильнее, чем для параболического поля. В этом случае можно пользоваться асимптотикой (101), которая показывает, что механизм ускорения, фактически, вновь связан с эффектом пращи (энергия тем больше, чем больше расстояние от оси вращения). Но и в этом случае полная трансформация энергии электромагнитного поля в энергию частиц  $\gamma \approx \sigma$  может иметь место лишь если поперечный размер джета превысит величину

$$r_{\text{eff}} = \sigma R_L. \quad (106)$$

В частности, при  $P_{\text{ext}} < B_{\text{eq}}^2/8\pi$  доля энергии, переносимая частицами, может быть определена с помощью простого соотношения [10, 151]

$$\frac{W_{\text{part}}}{W_{\text{tot}}} \sim \frac{1}{\sigma} \left[ \frac{B^2(R_L)}{8\pi P_{\text{ext}}} \right]^{1/4}. \quad (107)$$

Если же коллимация невелика, то ускорение будет неэффективно, поскольку частицы начинают соскальзывать с магнитных силовых линий. В этом случае, чтобы ускорить частицы до предельных энергий, требуются

значительно большие поперечные размеры джета:

$$r_{\text{eff}} = \sigma^{1/(k-1)} R_L. \quad (108)$$

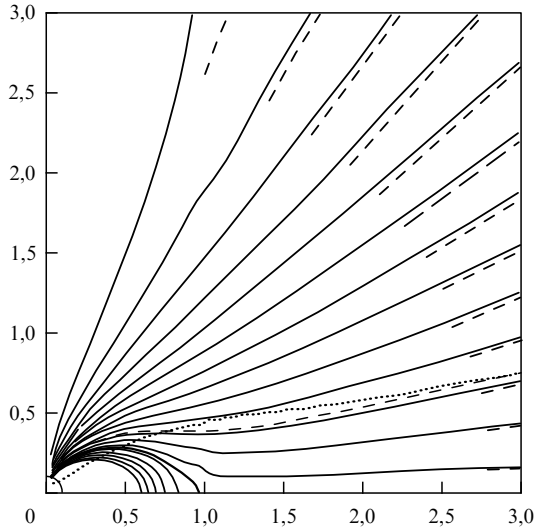
Эта зависимость также была подтверждена численно [169]. В частности, для квазимонопольного магнитного поля  $k = 1$  (что, как мы видим, является выделенным случаем, требующим специального рассмотрения) ускорение вообще становится невозможным, поскольку, как следует из оценки (82), условие  $\gamma \approx \sigma$  достигается лишь экспоненциально далеко от компактного объекта. С другой стороны, легко проверить, что при  $k > 1$  как для режима эффективного, так и для режима неэффективного ускорения будет выполнено условие  $\gamma\vartheta \sim 1$ , где  $\vartheta \approx \varpi/z$  — характерный угол раствора области ускорения.

Здесь важно подчеркнуть то обстоятельство, что именно самосогласованный анализ, когда для квазимонопольного магнитного поля магнитные поверхности не предполагались в точности коническими, позволил правильно определить структуру течения [143]. Например, уже обсуждавшееся выше выражение для лоренц-фактора частиц (82) определяется именно небольшой кривизной магнитных поверхностей, и поэтому в точности соответствует соотношению (102). Напомним, что долгое время именно течение с квазимонопольным магнитным полем было фактически единственным примером, где удавалось получить аналитические результаты. Поэтому сложилось устойчивое мнение, что эффективное ускорение за пределами быстрой магнитозвуковой поверхности вообще невозможно. Как мы видим, в общем случае этот вывод оказался неверным.

### 4.3. Дозуковые течения

Мы уже говорили о том, что все наблюдаемые струйные выбросы должны быть трансзвуковыми. Именно это свойство позволило нам определить продольный ток, текущий в магнитосфере, и, следовательно, оценить энерговыделение центральной машины. Однако во многих моделях до сих пор рассматриваются дозвуковые течения, а величина тока определяется из других соотношений [170, 171]. Ниже мы кратко обсудим два наиболее известных примера таких дозвуковых течений.

**4.3.1. Магнитосфера пульсара.** Начиная с начала 1970-х гг. магнитосфера пульсара обсуждалась практически только в бессиловом приближении [107, 142, 172–174]. Основанием этого служило то, что плазма, заполняющая магнитосферу нейтронной звезды, вторична по отношению к магнитному полю, и поэтому (по крайней мере в пределах светового цилиндра), плотностью энергии частиц можно было пренебречь. В бессиловом приближении уравнение Грэда–Шафранова (П.28) (его в этом случае называют просто пульсарным уравнением) становится эллиптическим. Поэтому при численном моделировании осесимметричной магнитосферы приходится ставить дополнительное условие на внешней границе области интегрирования [98, 100–104]. Обычно в качестве такого условия выбирают условие радиальности магнитных силовых линий (рис. 19). Именно это дополнительное условие и фиксирует продольный ток, текущий в магнитосфере. Не удивительно поэтому, что он оказывается близок к продольному току  $I_M(\theta)$  (80), полученному К. Майклом для монополярного решения, показанного на рис. 14. Если же условием было отсут-



**Рис. 19.** Структура осесимметричной магнитосферы радиопульсара в модели [98]. Предполагается, что на больших расстояниях течение становится радиальным.

ствие обратного тока, текущего вдоль экватора (так что замыкание тока осуществлялось лишь объёмными токами), то структура магнитного поля за пределами светового цилиндра оказывалась существенно иной [175].

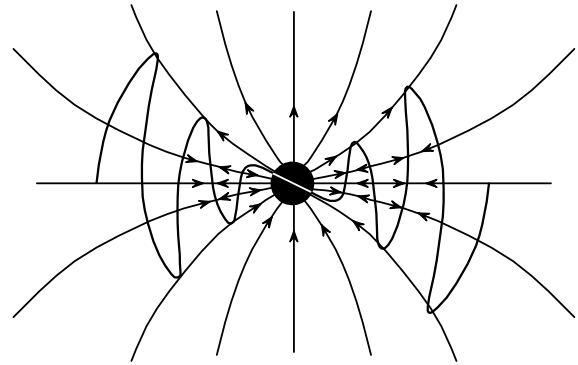
Интересно, что похожая структура возникает и в различных моделях наклонного ротатора. Здесь прежде всего следует отметить модель "вращающегося магнитного монополя" (рис. 20). Оказалось, что в бессильном приближении (когда безмассовые частицы движутся со скоростью света) магнитное поле

$$\Psi(r, \theta, \varphi, t) = \Psi_0(1 - \cos \theta), \quad \theta < \frac{\pi}{2} - \chi \cos \left( \varphi - \Omega t + \frac{\Omega r}{c} \right), \quad (109)$$

$$\Psi(r, \theta, \varphi, t) = \Psi_0(1 + \cos \theta), \quad \theta > \frac{\pi}{2} - \chi \cos \left( \varphi - \Omega t + \frac{\Omega r}{c} \right), \quad (110)$$

также будет решением задачи [176]. В этом случае в пределах конусов около оси вращения  $\theta < \pi/2 - \chi$  и  $\pi - \theta < \pi/2 - \chi$  электромагнитные поля не зависят от времени и угла  $\varphi$  и совпадают с полями осесимметричного ротатора, тогда как в экваториальной области направления полей меняют знак в момент, когда токовый слой пересекает данную точку. Подобная структура за световым цилиндром была получена и для вращающегося диполя [177]. Правда, в отличие от "вращающегося магнитного монополя", амплитуда продольного тока здесь зависит от угла наклона магнитного диполя к оси вращения, хотя и не очень сильно.

Последнее свойство имеет простое объяснение. Как мы видели, само существование МГД-ветра на большом расстоянии от светового цилиндра возможно лишь в том случае, если тороидальное магнитное поле будет сравнимо по величине с электрическим полем. А это возможно лишь если в магнитосфере протекает достаточно большой продольный электрический ток  $I \approx I_M^{(A)}$ . Напомним, что такое значение тока получается и из условия гладкого прохождения особых поверхностей в полной МГД-версии. Во всех же численных расчётах, упомянутых выше, никаких ограничений на продольный



**Рис. 20.** Структура магнитного поля в модели "вращающегося магнитного монополя" [176]. В бессильном случае частицы, двигаясь радиально со скоростью света, могут обеспечить формирование токового слоя (волнистая кривая), разделяющего магнитные потоки в экваториальной области.

ток, истекающий с поверхности нейтронной звезды, не налагалось. Неудивительно поэтому, что продольный ток, полученный как решение поставленной задачи, оказался порядка  $I_M(\theta)$ . В итоге, в модели [176] потери не зависят от угла  $\chi$ . Слабо зависящими от угла наклона оказались потери энергии и в модели [177]

$$W_{\text{tot}} \approx \frac{1}{4} \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} (1 + \sin^2 \chi). \quad (111)$$

Здесь, однако, возникает следующая проблема. Все теории рождения частиц вблизи магнитных полюсов нейтронной звезды [178–180] однозначно свидетельствуют в пользу того, что плотность продольного тока не может быть больше локального гольдрайховского тока, который, как видно из определения (9), зависит от угла наклона  $\chi$

$$j_{\text{GJ}} \approx \frac{\Omega B}{2\pi} \cos \chi. \quad (112)$$

В частности, в случае ортогонального ротатора локальная гольдрайховская плотность заряда вблизи магнитных полюсов должна быть в  $(\Omega R/c)^{1/2}$  раз меньше, чем для осесимметричной магнитосферы. Соответственно, настолько же должен быть меньше и продольный ток, текущий вдоль открытых силовых линий (для обычных пульсаров этот фактор достигает  $10^2$ ). В рассмотренной выше модели "вращающегося магнитного монополя" эта проблема не возникает, поскольку при любом угле наклона в полярных областях магнитосферы всегда протекает такой же ток, как и для соосного случая. Этот ток и обеспечивал необходимую величину тороидального магнитного поля. А вот для наклонного диполя действительно необходимо дополнительно предположить, что в области магнитных полюсов продольный ток может быть существенно больше локального гольдрайховского тока (А. Спитковский, частное сообщение).

С уменьшением плотности продольного тока при  $\chi \rightarrow 90^\circ$  связана еще одна проблема. Дело в том, что для локального гольдрайховского тока токовые потери должны уменьшаться при увеличении угла наклона  $\chi$  [56, 107]

$$W_{\text{tot}} = \frac{f_*^2}{4} \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} i_0 \cos \chi. \quad (113)$$

Здесь коэффициент  $f_* = 1,59 - 1,96$  зависит лишь от угла наклона  $\chi$ . Необходимо подчеркнуть, что помимо фак-

тора  $\cos \chi$  (связанного со скалярным произведением  $W_{\text{tot}} = -\Omega \mathbf{K}$ , где  $\mathbf{K}$  — тормозящий момент), существенная зависимость токовых потерь  $W_{\text{tot}}$  от угла наклона осей содержится и в величине  $i_0$ . Дело в том, что в определении безразмерного тока  $i_0 = I/I_{\text{GJ}}$  в (113) в знаменателе стоит гольдрайховский ток для осесимметричного случая, тогда как при ненулевых углах  $\chi$  гольдрайховская плотность заряда вблизи магнитных полюсов сама зависит от угла  $\chi$ . Естественно ожидать, что для случая наклонного ротатора безразмерный ток  $i_0$  будет ограничен сверху как  $i_0^{(\text{max})}(\chi) \sim \cos \chi$ . В результате, в отличие от соотношения (111), токовые потери должны падать с ростом угла  $\chi$  по крайней мере как  $\cos^2 \chi$ . В частности, при  $\chi = 90^\circ$  (когда  $\cos^2 \chi$  следует заменить на его характерное значение в пределах полярной шапки  $\langle \cos^2 \chi \rangle \approx \Omega R/c$ ) мы получаем

$$W_{\text{tot}} = c_{\perp} \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} \left( \frac{\Omega R}{c} \right) i_A. \quad (114)$$

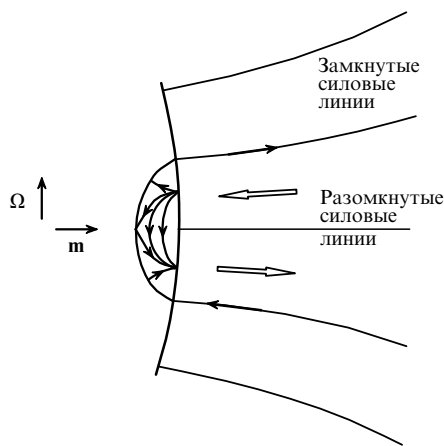
Здесь для локального гольдрайховского тока  $i_A = 1$ , а коэффициент  $c_{\perp} \sim 1$  зависит уже не только от профиля асимметричного продольного тока, но и от формы полярной шапки.

Обычно при обсуждении этого вопроса в качестве аргумента против уменьшения потерь с ростом  $\chi$  приводится следующее соображение. В выражении для тормозящего момента

$$\mathbf{K} = \frac{1}{c} \int [\mathbf{r} \times [\mathbf{J}_s \times \mathbf{B}]] dS, \quad (115)$$

при увеличении угла  $\chi$  поверхностный ток  $\mathbf{J}_s$  действительно должен уменьшаться как  $\cos \chi$ . Но при этом характерное расстояние от оси до полярной шапки будет, напротив, увеличиваться как  $\sin \chi$ , так что в результате, даже для локального гольдрайховского тока, потери будут слабо зависеть от угла наклона.

Однако, как показал более точный анализ [107], в этом, на первый взгляд, очевидном рассуждении, не была учтена реальная структура поверхностных токов в



**Рис. 21.** Структура электрических токов, текущих вблизи магнитных полюсов ортогонального ротатора. Токи, текущие вдоль сепаратрисы (тонкие стрелки), разделяющей области замкнутых и разомкнутых силовых линий, согласованы с объёмными токами (контурные стрелки) таким образом, чтобы замыкающий поверхностный ток был полностью сосредоточен в пределах полярной шапки.

области полярной шапки. Как показано на рис. 21, замыкающие токи в действительности должны быть устроены таким образом, чтобы усреднённый по поверхности полярной шапки ток был равен нулю. В итоге, при определении скорости торможения радиопульсара нужно рассматривать эффекты более высокого порядка, такие, например, как эффект кривизны поверхности нейтронной звезды. Но тогда, если усреднённый поверхностный ток в пределах полярной шапки действительно равен нулю, то, как показано на рис. 21, вдоль сепаратрисы, разделяющей области замкнутых и разомкнутых силовых линий, должен течь поверхностный ток, величина которого будет сравнима с объёмным током, текущим в магнитосфере. Замечательным событием стало то, что при численном моделировании наклонного ротатора обратные токи вдоль сепаратрисы действительно были обнаружены [181]. Наконец, отметим, что на самом деле нет никакого противоречия и между соотношениями (111) и (113). Дело в том, что, как уже специально подчеркивалось, аппроксимационная формула (111) была получена в [177] для течения, в котором продольный ток был больше локального гольдрайховского тока, что соответствует условию  $i_0 > 1$  (соответственно  $i_A > 1$ ).

Так или иначе, работы последнего десятилетия, на наш взгляд, позволили наконец сформулировать проблему, решив которую, мы сможем существенно продвинуться в понимании структуры магнитосферы радиопульсаров. Проблема состоит в том, может ли область генерации плазмы в магнитосфере нейтронной звезды обеспечить достаточно большую величину продольного тока, необходимого для существования МГД-ветра от наклонного ротатора. Если необходимый ток сможет быть создан, то ничто не будет мешать образованию МГД-ветра, в котором основная часть энергии будет переноситься электромагнитным полем. Если же генерация тока, значительно превышающего локальный гольдрайховский ток, невозможна, то тогда вблизи светового цилиндра тороидальное магнитное поле окажется меньше полоидального магнитного поля. В этом случае вблизи светового цилиндра должна неизбежно появиться световая поверхность, в которой будет происходить замыкание тока и ускорение частиц вплоть до энергий  $\gamma \sim \sigma$  [56]. Тем самым, может быть решена проблема эффективности ускорения частиц в пульсарном ветре, о которой упоминалось в разделе 2.4.

Интересно, что недавно, по-видимому, появилась возможность получить ответ на этот вопрос. Такая проверка связана с необычными свойствами пульсара PSR B1931+24 [182]. Его отличие от остальных пульсаров состоит в том, что этот пульсар находится в активном состоянии в течение 5–10 дней, а затем его радиоизлучение выключается менее чем за 10 с, и этот источник не наблюдается в течение последующих 25–35 дней. При этом важно, что скорость замедления вращения в этих двух состояниях оказывается различной:

$$\dot{\Omega}_{\text{on}} = 1,02 \times 10^{-14} \text{ c}^{-2}, \quad (116)$$

$$\dot{\Omega}_{\text{off}} = 0,68 \times 10^{-14} \text{ c}^{-2}, \quad (117)$$

так что

$$\frac{\dot{\Omega}_{\text{on}}}{\dot{\Omega}_{\text{off}}} \approx 1,5. \quad (118)$$

Позже подобное поведение было найдено и у пульсара J1832+0031 ( $t_{\text{on}} \sim 300$  дней,  $t_{\text{off}} \sim 700$  дней), причём и в этом случае отношение  $\dot{\Omega}_{\text{on}}/\dot{\Omega}_{\text{off}} \approx 1,5$ .

Естественно предположить, что отличие в скорости замедления у этих пульсаров связано просто с тем, что во включённом состоянии торможение осуществляется за счёт токовых потерь, а в выключенном состоянии, когда магнитосфера не заполнена плазмой, — за счёт излучения магнитодипольной волны [183, 184]. Используя тогда соотношения (3) и (113), получаем

$$\frac{\dot{\Omega}_{\text{on}}}{\dot{\Omega}_{\text{off}}} = \frac{3f_*^2}{2} \cot^2 \chi, \quad (119)$$

что даёт разумное значение угла наклона осей  $\chi \approx 60^\circ$ . С другой стороны, если для включённого состояния воспользоваться выражением (111) [177], то мы приходим к соотношению

$$\frac{\dot{\Omega}_{\text{on}}}{\dot{\Omega}_{\text{off}}} = \frac{3}{2} \frac{1 + \sin^2 \chi}{\sin^2 \chi}. \quad (120)$$

Понятно, что эта величина не может быть равна 1,5 ни при каком значении угла наклона  $\chi$ . Если такая интерпретация наблюдений соответствует действительности, то это означает, что продольный ток, текущий в магнитосфере, действительно не превышает локального гольдрайховского тока.

Подчеркнём, что выше предполагалось, что магнитосферная плазма полностью экранирует магнитодипольное излучение нейтронной звезды. Этот вывод, впервые сформулированный в работе [107], теперь, по-видимому, также имеет прямое подтверждение, поскольку ни в модели [176], ни в численном счёте [177] нет переменных электромагнитных полей, спадающих как  $1/r$ .

**4.3.2. "Магнитная башня".** "Магнитная башня" (magnetic tower) — это модель струйного выброса, предложенная в 1996 г. Д. Линден-Беллом [128] (рис. 22) и впоследствии широко обсуждаемая как в связи с нерелятивистскими, так и в связи с релятивистскими источниками [171, 185–187]. В её основе лежит предположение о существовании интенсивного ветра, истекающего перпендикулярно аккреционному диску и вытягивающему магнитные силовые линии вдоль оси вращения. При этом обычно считается, что изначально магнитное поле имело квазидипольный характер, т.е. оно состояло из магнитных силовых линий, вмороженных одним концом в центральную звезду (или во внутренние области аккреционного диска), а другим концом — во внешние части диска. Такое цилиндрическое течение не может пересекать особые поверхности, поскольку магнитные силовые линии остаются на постоянном расстоянии от оси вращения. Поэтому величину продольного тока будет определять именно дифференциальное вращение, приводящее к закручиванию магнитных силовых линий. В результате, как и в случае, показанном на рис. 11, вершина магнитной башни будет распространяться вверх, постепенно увеличивая объём, занятый скрученным магнитным полем, в то время как на меньших расстояниях формируется стационарная конфигурация, ограниченная давлением внешней среды.

Есть ещё два важных свойства, отличающих модель "магнитной башни" от рассматриваемых нами трансзвуковых течений. Во-первых, если магнитные силовые линии заякорены в аккреционном диске, при истечении

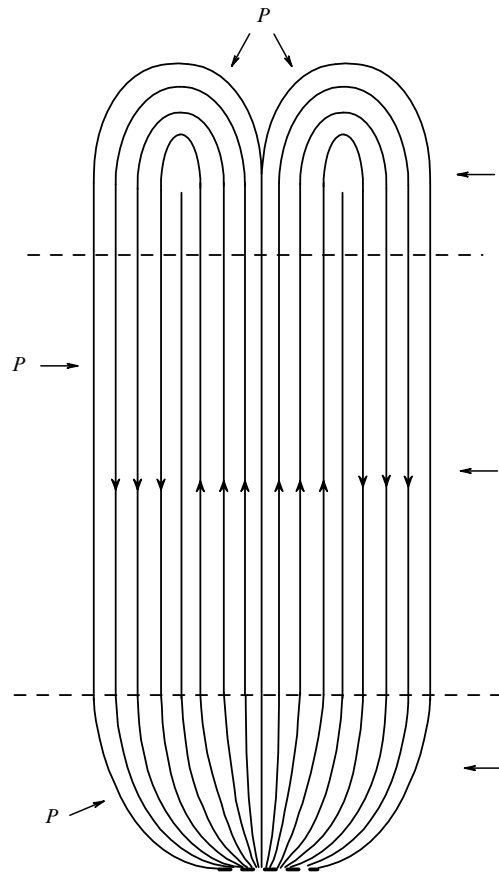


Рис. 22. Структура магнитного поля в модели "магнитной башни", существующей при наличии достаточно большого внешнего давления  $P$  [128]. Энергия течёт от центральной машины вдоль оси вращения, а по периферии джета — обратно к аккреционному диску.

образуется конфигурация с практически нулевым полным магнитным потоком (см. рис. 22). Иными словами, направление полоидального магнитного поля на периферии струйного выброса будет отличаться от направления магнитного поля у оси джета. Во-вторых, в том случае, когда петли магнитного поля не выходят за световой цилиндр, и, следовательно, не размыкаются, энергия будет продолжать течь вдоль магнитных силовых линий. Но это значит, что энергия будет уноситься от центральной машины лишь вдоль оси вращения, тогда как по периферии джета поток энергии будет направлен обратно к аккреционному диску [186, 187].

Если бы такая конфигурация была стационарной, то обратный поток энергии был бы в точности равен потоку энергии, уходящему от центральной машины вблизи оси вращения. Однако, как мы видели, в волне включения условие эквипотенциальности будет нарушаться. В результате, обратный поток энергии оказывается меньше, чем уходящий поток.

Таким образом, в самой своей постановке задача о формировании "магнитной башни" отличается от задачи, описывающей трансзвуковые течения. Продольный ток, определяющий энергетические потери, никак не связан с критическими условиями на особых поверхностях, которые, как специально подчеркивалось выше, неизбежно должны возникать во всех реальных компактных источниках (см. также раздел 2). Поэтому, по-видимому, модель "магнитной башни" не может соответствовать действительности. Это показывают и ре-

зультаты численного счёта. В том случае, когда течение пересекало особые поверхности, магнитные силовые линии размыкались и поток энергии был направлен от центральной машины как в области исходящих, так и в области входящих магнитных силовых линий [188]. С другой стороны, в случае, когда при численном эксперименте течение оставалось дозвуковым, формирование "магнитной башни" действительно имело место [50, 189].

## 5. Оценка параметров

Итак, как мы видели, в настоящее время удалось прояснить многие ключевые моменты, касающиеся природы образования и внутреннего строения струйных выбросов. При этом нам удалось сформулировать несколько ключевых параметров, определяющих основные физические свойства истекающего вещества. Прежде всего, к ним относятся параметр замагничности  $\sigma$ , параметр множественности  $\lambda$ , а также начальная скорость  $v_{in}$  (лоренц-фактор  $\gamma_{in}$ ). Ниже мы попробуем понять, насколько точно эти параметры могут быть оценены для наблюдаемых струйных выбросов.

Подчеркнём сразу, что каждый раз нужно чётко разделять, о каких струйных выбросах идёт речь. Действительно, в случае джетов из активных галактических ядер их свойства на масштабах родительской галактики (см. рис. 1) и в области формирования (см. рис. 2), когда их поперечный размер близок к 1 пк, могут существенно отличаться друг от друга. Впрочем, как уже говорилось, релятивистские струйные выбросы могут быть устойчивы на всех масштабах. С другой стороны, в большинстве случаев нерелятивистские струйные выбросы на большом расстоянии от звезды действительно сильно неустойчивы (рис. 4). Поэтому для них рассматриваемый здесь подход, строго говоря, будет справедлив лишь для самых внутренних областей.

### 5.1. Активные галактические ядра

Несмотря на многолетние усилия, мы очень мало знаем о внутренней структуре струйных выбросов из активных галактических ядер. В частности, до сих пор нет ответа на ключевой вопрос, действительно ли именно чёрная дыра, а не внутренние области диска, является центральной машиной, определяющей энерговыделение чёрной дыры [190, 191]. В практическом же смысле основная неопределённость возникает при определении множественности рождения частиц  $\lambda$ . Действительно, как уже было отмечено, на силовых линиях, проходящих через горизонт чёрной дыры, плазма (которая необходима как для экранировки продольного электрического поля, так и для создания продольного электрического тока) должна генерироваться в самой магнитосфере между двумя семействами особых поверхностей. При этом одна её часть будет истекать за пределы магнитосферы, а другая — аккрецировать на чёрную дыру. Соответственно, до сих пор не ясно, чем определяется плотность вещества, истекающего с поверхности аккреционного диска (см., например, [192, 193]). Более того, не исключено, что на больших расстояниях от центральной машины джет может быть дополнительно "загружен" за счёт взаимодействия со звёздным ветром от окружающих звёзд [194], или, например, за счёт эффекта "фотонного брединга" (photon breeding, рождение вторичной электронно-позитронной плазмы жёсткими гамма-квантами, рождает-

ыми при взаимодействии релятивистского течения с окружающей средой) [195, 196]. Поэтому-то свойства струйных выбросов на масштабах нескольких килопарсек могут уже существенно отличаться от свойств джетов в области их формирования.

Для области силовых линий, проходящих через горизонт чёрной дыры, в настоящее время обсуждаются несколько механизмов, в которых, однако, генерация плазмы в конечном счёте всегда происходит за счёт двухфотонного рождения пар. Однофотонная же конверсия, играющая ведущую роль в магнитосфере радиопульсаров, здесь оказывается неэффективной, поскольку для магнитных полей  $B \sim B_{\text{Edd}} \sim 10^4$  Гс вероятность рождения пар исчезающе мала.

Прежде всего, рождение вторичной плазмы может быть связано с прямым двухфотонным процессом  $\gamma + \gamma = e^+ + e^-$  (см., например, [105]), где необходимые гамма-кванты излучаются внутренними областями аккреционного диска. Такой механизм, соответствующий высокому значению параметра  $\lambda_{\text{AGN}_1} \sim 10^{10} - 10^{12}$ , и обсуждался в пионерской работе Блендфорда и Знайека [33]. Однако для эффективности этого механизма необходимы достаточно высокие температуры, обеспечивающие необходимое количество жёстких гамма-квантов с энергиями выше  $\mathcal{E}_{\text{min}} = m_e c^2$ , которые соответствуют порогу рождения пар, а также малые длины пробега фотонов. В настоящее время точность оценки параметра компактности  $l_{\text{a,AGN}} \sim 1 - 100$  не позволяет сделать однозначный вывод об эффективности этого механизма рождения частиц.

С другой стороны, такая большая величина плотности частиц должна быть характерна для ветра, истекающего с поверхности аккреционного диска. Напомним, даже если энерговыделение, связанное с таким ветром, незначительно, он может играть определяющую роль в коллимации истекающего вещества [197]. При этом энергия сердцевины джета, наблюдаемого на высоких радиочастотах и в гамма-диапазоне, будет связана с ультрарелятивистскими частицами, черпающими энергию из вращающейся чёрной дыры.

Существует ещё один механизм, способный поставлять частицы в область силовых линий, проходящих через горизонт чёрной дыры, и при отсутствии жёстких гамма-квантов. Он подобен механизму рождения частиц во внешнем зазоре магнитосферы радиопульсаров [198]. Действительно, точная релятивистская формула для гольдрайховской плотности заряда  $\rho_{\text{GJ}}$  имеет вид

$$\rho_{\text{GJ}} = -\frac{1}{8\pi^2} \nabla_k \left( \frac{\Omega_{\text{F}} - \omega}{\alpha} \nabla^k \Psi \right). \quad (121)$$

В частности, вблизи оси вращения имеем просто

$$\rho_{\text{GJ}} \approx -\frac{(\Omega_{\text{F}} - \omega)B}{2\pi\alpha}. \quad (122)$$

В результате, эффекты общей теории относительности приводят к тому, что гольдрайховская плотность становится равной нулю при  $\omega \approx \Omega_{\text{F}}$ . Поэтому в магнитосфере чёрной дыры возникает область, вполне аналогичная внешнему зазору в магнитосфере радиопульсаров. В этой области также возможно появление продольных электрических полей, поскольку течение однозарядной плазмы не может обеспечить выполнение условия  $\rho_e = \rho_{\text{GJ}}$ . В итоге, как оказалось, в реальных условиях размер области ускорения будет много меньше размеров

системы, так что область ускорения не влияет на глобальную структуру магнитосферы [34, 35]. При этом множественность рождения оказывается невелика

$$\lambda_{\text{AGN}_2} \sim 10-100. \quad (123)$$

Поэтому ниже мы будем рассматривать как случай больших, так и малых значений параметра  $\lambda$ .

Далее, напомним, что для объяснения высокого энерговыделения центральной машины необходимо предположить, что параметр вращения  $\Omega R/c$  должен быть не намного меньше единицы. Иными словами, радиус светового цилиндра не должен существенно превышать размер центральной машины. В результате, наблюдаемый поперечный размер релятивистских джетов  $r_{\text{jet}}$  будет на три-пять порядков превышать размер радиуса светового цилиндра  $R_L$ . Поэтому на большом расстоянии от центральной машины основная часть магнитных силовых линий должна находиться далеко за пределами светового цилиндра.

Однако согласно соотношению

$$\frac{B_\varphi}{B_p} = x_r \quad (124)$$

(где опять  $x_r = \Omega r/c$ ), следующему из определения компонент магнитного поля при  $I \approx I_{\text{GJ}}$ , это означает, что тороидальное магнитное поле будет на те же три-пять порядков превышать полоидальное магнитное поле. Следовательно, магнитное поле должно иметь сильно выраженную спиральную структуру. Соответственно, электрическое поле должно также быть на три-пять порядков больше, чем полоидальное магнитное поле. В настоящее время методами VLBI (радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами) получен большой массив данных о поляризации самых внутренних областей струйных выбросов [199–201], однако наблюдения пока не позволяют сделать однозначный вывод о структуре магнитного поля.

Отметим, наконец, что сильная закрученность магнитных силовых линий не означает, что движение плазмы также будет происходить по сильно закрученной траектории. Как уже подчёркивалось, основным движением за пределами светового цилиндра будет почти полоидальное дрейфовое движение в скрещённых электрическом и магнитном полях. В итоге, при  $x_r > 1$  тороидальная скорость даётся простым соотношением

$$v_\varphi(x_r) = \frac{c}{x_r}. \quad (125)$$

Далее, если параметр замагничности  $\sigma$  превышает отношение  $r_{\text{jet}}/R_L$ , то лоренц-фактор плазмы может быть опять оценен по асимптотической формуле (101), так что  $\gamma \approx r_{\text{jet}}/R_L \sim 10^3-10^5$ . Если  $\sigma < r_{\text{jet}}/R_L$ , то эффекты конечной массы частиц ограничат рост их энергии на больших расстояниях от оси вращения. Для определения параметра замагничности  $\sigma$ , как уже подчеркивалось, необходимо знать величину множественности рождения частиц  $\lambda$ .

Как уже отмечалось, в настоящее время надёжно определить основные параметры истекающей плазмы из наблюдений не представляется возможным. Тем не менее некоторые оценки всё же могут быть сделаны. Например, один из методов определения величины  $\lambda$  опирается на предположение, что у основания струйного выброса происходит самопоглощение синхротронного

излучения [202]. Это предположение позволяет оценить концентрацию частиц [203]. Оказалось, что на масштабах одного парсека характерные концентрации частиц составляют  $10^2-10^4 \text{ см}^{-3}$ , что даёт

$$\lambda_{\text{AGN}_1} \sim 10^{12}-10^{13}. \quad (126)$$

А если это действительно так, то это говорит в пользу интенсивного рождения вторичных частиц у горизонта чёрной дыры. При этом, согласно (56), величина  $\sigma$  не должна превышать ста

$$\sigma_{\text{AGN}_1} \sim 10-100, \quad (127)$$

что значительно меньше значения  $r_{\text{jet}}/R_L \sim 10^5$ , соответствующего максимально возможному лоренц-фактору, следующему из асимптотики (101). Следовательно, в процессе коллимации должна происходить практически полная трансформация энергии электромагнитного поля в энергию частиц. Отметим, что в этом случае значение  $\gamma_{\text{max}} = \sigma \sim 10-100$  хотя и превосходит значения энергий частиц, необходимых для объяснения эффекта сверхсветовых скоростей движения, но несущественно. При этом практически весь поток энергии в струйном выбросе будет связан с потоком ускоренных частиц. Для значений  $\sigma \sim 10-100$  радиус быстрой магнитозвуковой поверхности  $r_F \sim \sigma^{1/3} R_L$  (66) должен находиться не далее чем в ста радиусах от центральной машины, что составляет  $10^{15}-10^{16}$  см. Как мы видим, это расстояние существенно меньше характерных поперечных размеров струйных выбросов. Таким образом, течение в джете действительно должно быть сверхзвуковым.

Воспользовавшись теперь соотношениями (89), (95) и (96), мы приходим к заключению, что в этом случае для разумного значения  $\gamma_{\text{in}} < 10$  все критические магнитные поля оказываются больше величины  $B_{\text{ext}} \sim 10^{-6}$  Гс, соответствующей внешнему давлению (для удобства все обсуждаемые здесь параметры сведены ниже в табл. 2). А это значит, что в центре струйного выброса должна существовать более плотная сердцевина, а дозвуковое течение вблизи оси образовываться не будет. Наконец, может быть оценён темп эжекции электронно-позитронных пар  $\dot{N} = \pi R_0^2 \lambda n_{\text{GJ}} c$ , который, как легко проверить, определяется с помощью простой формулы

$$\dot{N} \sim \lambda \left( \frac{W_{\text{tot}} c}{e^2} \right)^{1/2}. \quad (128)$$

В результате имеем  $\dot{N}_{\text{AGN}_1} \sim 10^{49}$  част  $\text{с}^{-1}$  (здесь и далее мы положили  $M = 10^9 M_\odot$ ). Иными словами, за время активной жизни ядра  $\tau \sim 10^7$  лет в родительскую галактику будет инжектировано порядка  $10^{63}$  электронно-позитронных пар. Этого количества, кстати, вполне достаточно для объяснения интенсивности аннигиляционной линии из центра нашей Галактики, для чего, как известно, необходимо порядка  $10^{43}$  аннигиляций в секунду [204].

Если же множественность рождения вторичных частиц невелика, так что  $\lambda_{\text{AGN}_2} \sim 10-100$ , то в этом случае внутренняя структура струйного выброса должна быть существенно иной, поскольку теперь все критические поля оказываются меньше величины  $10^{-6}$  Гс, соответствующей давлению межзвёздной среды. При этом

$$\sigma_{\text{AGN}_2} \sim 10^{10}-10^{12}, \quad (129)$$

так что лоренц-фактор плазмы, в соответствии с асимптотикой (101), может достигать  $10^4 - 10^5$ , а в центре струйного выброса должна иметь место область с дозвуковым течением. При этом основная часть потока энергии будет связана с потоком вектора Пойнтинга. Соответственно, плотная сердцевина образовываться не будет, так что как полоидальное магнитное поле, так и плотность плазмы будут слабо зависеть от расстояния до оси. А темп эжекции электронно-позитронных пар будет существенно меньше:  $\dot{N}_{\text{AGN}_2} \sim 10^{39}$  част  $\text{с}^{-1}$ . Однако и в этом случае радиус быстрой магнитозвуковой поверхности  $r_F \sim 10^{17} - 10^{18}$  см будет меньше поперечного размера джета. Отметим, что прямого противоречия с наблюдениями здесь нет, поскольку, как уже отмечалось, дрейфовое движение частиц будет направлено практически вдоль полоидального магнитного поля. Такое движение частиц не будет приводить к синхротронному излучению. Поэтому следует быть осторожным при использовании стандартных синхротронных формул для оценки величины магнитного поля и времени жизни релятивистских частиц.

Напомним, что при оценке излучения релятивистских струйных выбросов обычно предполагают, что в системе покоя плазмы имеет место примерное равенство плотности энергии частиц и магнитного поля ( $B^{(\text{com})2}/8\pi \sim \gamma^{(\text{com})} n^{(\text{com})} mc^2$ ). Введённые нами параметры позволяют получить простые соотношения для всех величин в этой системе отсчёта. В частности, легко показать, что характерный лоренц-фактор частиц в системе покоя плазмы есть просто

$$\gamma^{(\text{com})} \approx \frac{\sigma}{\gamma}, \quad (130)$$

где  $\gamma$  — лоренц-фактор гидродинамического движения. С другой стороны,  $B^{(\text{com})} \approx (x_r/\gamma)B_p$ . Следовательно, в области эффективного ускорения ( $\gamma = x_r$ ) мы имеем  $B^{(\text{com})} \approx B_p$ , тогда как для асимптотики (102) получаем  $B^{(\text{com})} \gg B_p$ .

## 5.2. Микроквазары

Если работа центральной машины в микроквазарах действительно связана с рассматриваемой здесь МГД-моделью, то опять можно предположить, что наблюдаемые субрелятивистские скорости выбросов должны соответствовать величине  $\sigma$  порядка 3–10. Тогда, согласно соотношению (56), мы должны сделать вывод, что множественность рождения частиц в магнитосфере микроквазаров должна быть достаточно велика

$$\lambda_{\mu\text{QSO}} \sim 10^{10}. \quad (131)$$

В пользу такой большой величины свидетельствует и значение параметра компактности  $I_{a,\mu\text{QSO}} \sim 10^4$ . Соответственно, темп эжекции электронно-позитронных пар должен составлять  $\dot{N}_{\mu\text{QSO}} \sim 10^{43}$  част  $\text{с}^{-1}$ . Наконец, большие значения критических полей ( $B_{\text{min}} \sim 10^4$  Гс,  $B_{\text{eq}} \sim 10^3$  Гс,  $B_{\text{cr}} \sim 10^6$  Гс) показывают, что в центре струйного выброса должна существовать плотная сердцевина, а дозвуковое течение вблизи оси вращения не образуется.

С другой стороны, если величина  $\sigma$  действительно не очень велика, то быстрая магнитозвуковая поверхность  $r_F \sim \sigma^{1/3} R_L$  (66) должна находиться недалеко от светового цилиндра, т.е. на расстояниях  $10^7 - 10^8$  см. Такой

масштаб заведомо меньше расстояний между центральной машиной и звездой-компаньоном в двойных системах, содержащих микроквазары. Поэтому можно сделать вывод, что взаимодействие звёздного ветра и вещества, истекающего из микроквазара, происходит в сверхзвуковом режиме.

## 5.3. Источники космологических гамма-всплесков

Посмотрим теперь, какие параметры могут иметь место для струйных выбросов, истекающих из источников космологических гамма-всплесков. Напомним, что согласно одной из самых популярных моделей, быстро вращающаяся центральная машина (магнетар, чёрная дыра) погружена в материнскую массивную звезду [40]. Поэтому внешним давлением для струйного выброса в области его формирования будет не внешняя среда с очень малым давлением, а само вещество массивной звезды (эквивалентное магнитное поле  $B_{\text{ext}} \sim 10^6 - 10^8$  Гс). Отметим также, что для источников космологических гамма-всплесков возможен ещё один механизм рождения вторичных электронно-позитронных пар, связанный с аннигиляцией нейтрино. Такие нейтрино должны в большом количестве рождаться при сверхкритической аккреции на коллапсирующее ядро звезды [205].

Отправной точкой, которая может пролить свет на физические условия в центральной машине, может служить величина лоренц-фактора частиц  $\gamma \sim 300$ , которую в этом случае естественно связать с параметром замагниченности  $\sigma$

$$\sigma_{\text{GRB}} \sim 10^2 - 10^3. \quad (132)$$

Если условие  $\gamma \ll \sigma$  было бы выполнено, то полное энерговыделение центральной машины было бы слишком большим. Оценивая теперь по формуле (56) величину множественности рождения частиц, мы получаем

$$\lambda_{\text{GRB}} \sim 10^{13} - 10^{14}. \quad (133)$$

Такая большая величина однозначно свидетельствует в пользу того, что эффективность рождения частиц должна быть достаточно велика. И действительно, формула (57) даёт очень большую величину параметра компактности  $I_a \sim 10^{15}$ . Соответственно, для темпа эжекции электронно-позитронных пар получаем  $\dot{N}_{\text{GRB}} \sim 10^{53}$  част  $\text{с}^{-1}$ .

Далее, чрезвычайно малые размеры центральной машины вместе с небольшой величиной параметра замагниченности  $\sigma$  показывают, что радиус быстрой магнитозвуковой поверхности  $r_F$  (66) не должен превышать  $10^7 - 10^8$  см, что существенно меньше размера родительской звезды. Следовательно, истечение вещества в струйном выбросе становится сверхзвуковым ещё до того, как джет выйдет за её пределы. Наконец, выражения (89) и (95) для характерных магнитных полей  $B_{\text{min}}$  и  $B_{\text{eq}}$  показывают, что они составляют  $10^6 - 10^8$  Гс, т.е. их давление сравнимо с давлением внутри родительской звезды. Следовательно, поперечный размер струйного выброса действительно будет достаточным для того, чтобы ускорить частицы до  $\gamma \sim \sigma$ .

Отметим, наконец, что для гамма-всплесков заведомо не выполнено условие  $\gamma\vartheta \sim 1$ , поскольку в этом случае углы раствора струйных выбросов составляли бы лишь  $0,1^\circ$ , тогда как наблюдения свидетельствуют, что  $\vartheta \sim 1 - 10^\circ$  [206]. Такое течение также может быть реали-



зовано. Например, как показано в работе [207] (см. также [208]), в модели бесконечной родительской звезды, когда внешнее давление падает степенным образом до бесконечности, ускорение оказывается не столь эффективным, как в более реалистической модели, в которой за пределами звезды внешнее давление предполагается малым. Как оказалось, в обоих случаях течение соответствует слабо коллимированному потоку  $1 < k < 2$ , когда энергия частиц следует асимптотике  $\gamma \sim (R_c/\varpi)^{1/2}$  (102). Однако в первом случае радиус кривизны магнитных поверхностей  $R_c$ , определяемый законом спадания давления внутри родительской звезды, оказывается достаточно малым, что не позволяет плазме эффективно ускоряться. За пределами же звезды силовые линии распрямляются (и, следовательно, радиус кривизны увеличивается), что приводит к более эффективному ускорению. Как мы видим, полученные выше простые аналитические асимптотики позволяют легко интерпретировать данные численного эксперимента.

#### 5.4. Радиопульсары

Радиопульсары, несомненно, лишь косвенно относятся к рассматриваемой здесь теме, поскольку их магнитосфера заведомо не является осесимметричной и стационарной. Не удивительно поэтому, что джеты, как уже отмечалось, наблюдаются лишь у двух энергичных пульсаров. Тем не менее многие моменты, которые удалось прояснить в теории магнитосферы нейтронной звезды, безусловно, позволяют пролить свет на природу и других компактных источников.

Прежде всего, отметим, что основные параметры, характеризующие пульсарный ветер, в пределах светового цилиндра известны нам достаточно хорошо. Это связано с тем, что мы хорошо знаем процесс рождения частиц в полярных областях нейтронной звезды. Многочисленные расчёты показали, что общие свойства вторичной электронно-позитронной плазмы, истекающей из магнитосферы, оказались, в целом, мало чувствительными к деталям строения области ускорения. Для большинства моделей [178, 180, 209, 210] как плотность, так и энергетический спектр истекающей плазмы оказываются достаточно универсальными. Поэтому с уверенностью можно сказать, что плазма, текущая вдоль открытых магнитных силовых линий в магнитосфере пульсара, состоит из пучка первичных частиц с энергией  $\mathcal{E} \approx 10^7$  МэВ и с плотностью, близкой к гольдрайховской плотности, а также из вторичной электронно-позитронной компоненты. Её энергетический спектр с хорошей точностью имеет степенной вид

$$F(\mathcal{E}) \propto \mathcal{E}^{-2}, \quad (134)$$

а сами энергии частиц заключены в пределах от  $\mathcal{E}_{\min} \sim 10-100$  МэВ до  $\mathcal{E}_{\max} \sim 10^4$  МэВ. Полная же плотность вторичной плазмы для обычных радиопульсаров в  $10^3-10^4$  раз превышает гольдрайховскую плотность. И лишь для самых энергичных пульсаров коэффициент множественности может достигать  $10^5$ .

Таким образом, параметр  $\lambda$  для радиопульсаров определён достаточно надёжно

$$\lambda_{\text{PSR}} \sim 10^3-10^4. \quad (135)$$

Вновь воспользовавшись соотношением (56), получаем

$$\sigma_{\text{PSR}} \sim 10^3-10^4. \quad (136)$$

И лишь у самых энергичных пульсаров имеем  $\sigma_{\text{PSR}} \sim 10^5-10^6$ . Как мы видим, у подавляющего большинства пульсаров выполнено соотношение  $\gamma_{\text{in}} \gg \sigma^{1/3}$ , что соответствует условию медленного вращения центрального тела [99]. Действительно, равенство  $\gamma_{\text{in}} = \sigma^{1/3}$  может быть записано в виде  $P = P_f$ , где

$$P_f = \pi \frac{R}{c} \left[ \frac{2}{\lambda \gamma_{\text{in}}^3} \left( \frac{\omega_B R}{c} \right) \right]^{1/2} \sim \\ \sim 10^{-3} \left( \frac{\lambda}{10^4} \right)^{-1/2} \left( \frac{\gamma}{10^3} \right)^{-3/2} \left( \frac{B_0}{10^{12} \text{ Гс}} \right)^{1/2} \text{ с}. \quad (137)$$

При быстром вращении ( $P \ll P_f$ ) энергия частиц существенно увеличивается по мере приближения к быстрой магнитозвуковой поверхности, тогда как для медленно вращающихся источников  $P \gg P_f$  энергия частиц остаётся практически неизменной. Что же касается их дальнейшей судьбы, то, как было показано выше, это зависит от того, пересекает ли течение световую поверхность.

#### 5.5. Молодые звёзды

В заключение обсудим основные параметры, которые должны иметь нерелятивистские струйные выбросы из молодых звёзд. Напомним, что здесь ключевым параметром будет нерелятивистский параметр замагниченности  $\sigma_n \approx (\Omega_F/\Omega_{\text{cr}})^2$  (53). При условии  $\sigma_n \gg 1$  ( $\Omega_F \gg \Omega_{\text{cr}}$ ) вблизи центральной машины поток энергии электромагнитного поля будет существенно превышать поток энергии частиц; за пределами особых поверхностей, как уже подчёркивалось, частицы должны переносить уже значительную часть от полной энергии.

Поскольку критический период  $P_{\text{cr}} = 2\pi/\Omega_{\text{cr}}$  (15)

$$P_{\text{cr}} \approx 10 \left( \frac{R}{10^{11} \text{ см}} \right)^2 \left( \frac{B_0}{10^{12} \text{ Гс}} \right) \left( \frac{v_{\text{in}}}{100 \text{ км с}^{-1}} \right)^{-3/2} \times \\ \times \left( \frac{\dot{M}}{10^{-9} M_{\odot} \text{ год}^{-1}} \right)^{-1/2} \left( \frac{r_d/R}{30} \right)^{-1} \text{ дней} \quad (138)$$

( $r_d$  — внутренний радиус аккреционного диска) близок к периодам вращения молодых звёзд, то в области магнитных силовых линий, выходящих с поверхности звезды, имеем  $\sigma_n \approx 1$ . С другой стороны, период  $P_{\text{cr}}$  оказывается на один-два порядка больше, чем периоды вращения внутренних областей аккреционных дисков  $P_b = 2\pi(GM/r^3)^{1/2}$ , так что для соответствующих магнитных силовых линий  $\sigma_n \approx 10-1000$ . Поэтому именно внутренние части аккреционного диска, а не центральная звезда, должны играть роль ротора центральной машины. Как уже отмечалось, тому имеются прямые наблюдательные подтверждения [76].

Далее, из соотношения (66) следует, что

$$r_A \sim r_F \sim \frac{v_{\text{in}}}{\Omega} \sigma_n^{1/3}, \quad (139)$$

так что  $r_F \sim 10-30R$ . Таким образом, расстояние до особых поверхностей в  $10-30$  раз превышает размер звезды, но, с другой стороны, оно в те же  $10-30$  раз меньше, чем поперечный размер струйных выбросов. Следовательно, течение в струйных выбросах должно быть сверхзвуковым, и, значит, продольный ток и для этого класса объектов должен определяться из критических условий на особых поверхностях. Соответ-

ственно, радиус сердцевины джета должен быть порядка  $r_{\text{core}} = v_{\text{in}}/\Omega \sim 0,1$  а.е., магнитное поле в нём достигать  $B_{\text{core}} \sim 0,1 (\Omega r_{\text{core}}/v_{\text{in}})^2 B_{\text{in}} \sim 10^{-2}$  Гс, а концентрация частиц  $10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

Наконец, отметим, что существование интегралов движения позволяет получить прямую информацию об области истечения плазмы. Так, зная радиальную и продольную скорости течения в струйном выбросе на расстоянии  $r_{\perp}$  от его оси (а такие наблюдения, как уже говорилось, уже существуют для нескольких молодых звёзд [72, 73]), можно оценить расстояние от центральной звезды  $r_{\text{st}}$ , на котором соответствующая силовая линия "заякорена" в аккреционный диск [211, 212]

$$r_{\text{st}} \approx 0,7 \left( \frac{r_{\perp}}{10 \text{ а.е.}} \right)^{2/3} \left( \frac{v_{\phi}}{10 \text{ км с}^{-1}} \right)^{2/3} \times \left( \frac{v_p}{100 \text{ км с}^{-1}} \right)^{-4/3} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/3} \text{ а.е.} \quad (140)$$

Как мы видим, этот масштаб много больше размера звезды, так что в настоящее время удалось разрешить лишь самые внешние области течения.

## 6. Заключение

Таким образом, в последнее время действительно был достигнут прогресс в понимании природы струйных выбросов, наблюдаемых у самого широкого класса компактных астрофизических источников. Это стало возможным потому, что аналитический подход позволил сформулировать достаточно простые соотношения между физическими параметрами, характеризующими течения, а численное моделирование (при котором, напомним, сама постановка задачи существенно отличалась от постановки при анализе стационарных уравнений) их подтвердило.

Важнейшим результатом аналитической теории стало то, что удалось прояснить роль ключевых безразмерных параметров. Для наглядности они сведены в табл. 2 (для активных галактических ядер мы положили  $M = 10^9 M_{\odot}$ ). Оказалось, что зная эти параметры, можно оценить многие характеристики струйных выбросов, такие как доля энергии, переносимая частицами, лоренц-фактор плазмы, темп эжекции электронно-позитронных пар  $\dot{N}$ , а также оценить параметр компактности  $l_a$  и определить основные параметры внутреннего строения струйных выбросов. Определение этих параметров из наблюдений стало бы существенным прорывом в нашем понимании физических процессов, происходящих в активных астрофизических источниках.

**Таблица 2.** Параметры струйных выбросов из релятивистских компактных объектов. Все значения даны по порядку величины

	AGN <sub>1</sub>	AGN <sub>2</sub>	μQSO	GRB	PSR
$\sigma$	100	$10^{12}$	10	$10^3$	$10^4$
$\lambda$	$10^{12}$	100	$10^{10}$	$10^{14}$	$10^3$
$\gamma_{\text{in}}$	10	10	10	10	100
$l_a$	1–100	1–100	$10^4$	$10^{15}$	$10^{-5}$
$W_{\text{part}}/W_{\text{tot}}$	1	$10^{-9}$	1	1	$10^{-2}$
$\gamma$	10–100	$10^4 - 10^5$	10	300	$10^3$
$\dot{N}$ , част с <sup>-1</sup>	$10^{49}$	$10^{39}$	$10^{43}$	$10^{53}$	$10^{32}$
$B_{\text{min}}$ , Гс	$10^{-2}$	$10^{-12}$	$10^4$	$10^8$	$10^{-6}$
$B_{\text{eq}}$ , Гс	$10^{-4}$	$10^{-24}$	$10^3$	$10^6$	$10^{-8}$
$B_{\text{cr}}$ , Гс	$10^{-1}$	$10^{-11}$	$10^6$	$10^{10}$	$10^{-2}$

Далее, было показано, что многие свойства релятивистских и нерелятивистских струйных выбросов существенно отличаются друг от друга. Для удобства мы также свели их вместе в табл. 3. Как мы видим, следует быть чрезвычайно осторожным, распространяя результаты, полученные для нерелятивистских струйных выбросов, на ультрарелятивистские течения. Кроме того, сформулированные выше асимптотические соотношения позволяют понять многие результаты, получаемые при численном моделировании.

Ограниченный объём настоящей статьи не позволил нам подробно обсудить многие важные вопросы. В частности, лишь несколько слов было сказано о проблеме устойчивости. Наконец, совсем не хватило места для обсуждения режима нестационарной работы центральной машины (в последнее время центр тяжести работ переместился именно в эту область), а также собственного излучения струйных выбросов. Тем не менее хотелось бы надеяться, что рассмотренные в обзоре вопросы будут полезны при дальнейшем исследовании.

**Таблица 3.** Основные отличия релятивистских и нерелятивистских струйных выбросов

Релятивистское течение	Нерелятивистское течение
Продольный ток близок к гольдрайховскому току	Продольный ток много больше гольдрайховского тока
Для сильно замагниченного течения ( $\sigma \gg 1$ ) быстрая магнитозвуковая поверхность вблизи экватора лежит в $\sigma^{1/3}$ раз дальше, чем альфвеновская поверхность	Быстрая магнитозвуковая поверхность находится вблизи от альфвеновской поверхности
На быстрой магнитозвуковой поверхности поток энергии частиц много меньше потока энергии электромагнитного поля	На быстрой магнитозвуковой поверхности поток энергии частиц близок к потоку энергии электромагнитного поля
За пределами альфвеновской поверхности электрическое поле близко по величине к магнитному полю	За пределами альфвеновской поверхности электрическое поле много меньше магнитного поля
Собственная коллимация невозможна как для сильно, так и для слабо замагниченного течения	Для сильно замагниченного течения собственная коллимация становится эффективной
В струйных выбросах плотная сердцевина возникает лишь при достаточно малом давлении внешней среды. Магнитный поток в сердцевине много меньше полного потока	В струйных выбросах всегда возникает плотная сердцевина, содержащая значительную часть полного магнитного потока
Возможно цилиндрическое течение с дозвуковой сердцевиной	Цилиндрическое течение с дозвуковой сердцевиной невозможно

довании релятивистских и нерелятивистских течений, наблюдаемых во многих астрофизических объектах.

В заключение хотелось бы поблагодарить М. Баркова, С. Комиссарова, М. Романову и А.Д. Чеховского, внимательно прочитавших рукопись статьи и сделавших многочисленные замечания, а также А.В. Гуревича, Я.Н. Истомина, Ю.Ю. Ковалева, Р. Лавлейса, Ю. Любарского и А. Спитковского за полезное обсуждение. Работа была поддержана грантом РФФИ 09-02-00749 и Федеральным агентством по науке и инновациям (контракт № 02.740.11.0250).

## 7. Приложение

В приложении мы для справки приводим полную сводку уравнений метода уравнения Грэда–Шафранова, записанных в самом общем виде, т.е. для осесимметричных стационарных течений в окрестности вращающейся чёрной дыры. Прежде всего, напомним основные соотношения для метрики Керра — метрики вращающейся чёрной дыры. В координатах Бойера–Линдквиста  $t, r, \theta$  и  $\varphi$  она имеет вид

$$ds^2 = -\alpha^2 dt^2 + g_{ik}(dx^i + \beta^i dt)(dx^k + \beta^k dt), \quad (\text{П.1})$$

где величина

$$\alpha = \frac{\rho}{\Sigma} \sqrt{\Delta} \quad (\text{П.2})$$

есть гравитационное красное смещение, а вектор  $\beta$  является тороидальным:

$$\beta^r = \beta^\theta = 0, \quad \beta^\varphi = -\omega. \quad (\text{П.3})$$

Здесь

$$\omega = \frac{2aMr}{\Sigma^2} \quad (\text{П.4})$$

— так называемая угловая скорость Лензе–Тирринга. Наконец,  $M$  и  $a$  суть масса и удельный момент импульса чёрной дыры ( $a = J/M$ ). Кроме того, мы ввели стандартные обозначения

$$\Delta = r^2 + a^2 - 2Mr, \quad \rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \quad (\text{П.5})$$

$$\Sigma^2 = (r^2 + a^2)^2 - a^2 \Delta \sin^2 \theta, \quad \varpi = \frac{\Sigma}{\rho} \sin \theta.$$

Здесь везде в релятивистских выражениях используются единицы, в которых  $c = G = 1$ . Наконец, важно то, что трёхмерная метрика  $g_{ik}$  в (П.1) является диагональной

$$g_{rr} = \frac{\rho^2}{\Delta}, \quad g_{\theta\theta} = \rho^2, \quad g_{\varphi\varphi} = \varpi^2. \quad (\text{П.6})$$

Что же касается предела плоского пространства, то его легко получить предельным переходом  $\alpha \rightarrow 1, \omega \rightarrow 0$ .

Как известно, для вычислений удобно ввести специальную систему координат — ZAMO (Zero Angular Momentum Observers — наблюдатели с нулевым моментом импульса [131]) — обладающую следующими свойствами.

• Наблюдатели ZAMO располагаются при постоянном радиусе  $r = \text{const}$ ,  $\theta = \text{const}$ , но они вращаются с угловой скоростью Лензе–Тирринга  $d\varphi/dt = \omega$ .

• Для ZAMO четырёхмерная метрика  $g_{\alpha\beta}$  диагональна, причём её трёхмерная часть  $g_{ik}$  совпадает с (П.6).

Ниже все векторы будут записаны именно в этой системе координат. В частности, оператор  $\nabla_i$  означает ковариантную производную в трёхмерной метрике (П.6).

В результате, электрическое и магнитное поле удобно записать в виде

$$\mathbf{B} = \frac{\nabla\Psi \times \mathbf{e}_{\hat{\varphi}}}{2\pi\varpi} - \frac{2I}{\alpha\varpi} \mathbf{e}_{\hat{\varphi}}, \quad (\text{П.7})$$

$$\mathbf{E} = -\frac{\Omega_F - \omega}{2\pi\alpha} \nabla\Psi, \quad (\text{П.8})$$

а четырёхскорость вещества — как

$$\mathbf{u} = \frac{\eta}{\alpha n} \mathbf{B} + \gamma(\Omega_F - \omega) \frac{\varpi}{\alpha} \mathbf{e}_{\hat{\varphi}}, \quad (\text{П.9})$$

где  $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2}$  — лоренц-фактор вещества, а индексы с шапочкой соответствуют физическим компонентам векторов. При этом величина  $\Omega_F$  по-прежнему остаётся интегралом движения. В свою очередь, интегралы движения  $E$  и  $L$  запишутся как

$$E = E(\Psi) = \frac{\Omega_F I}{2\pi} + \mu\eta(\alpha\gamma + \omega\varpi u_{\hat{\varphi}}), \quad (\text{П.10})$$

$$L = L(\Psi) = \frac{I}{2\pi} + \mu\eta\varpi u_{\hat{\varphi}}, \quad (\text{П.11})$$

где  $\mu$  — релятивистская энтальпия, а  $\eta$  — отношение потока частиц к потоку магнитного поля.

Далее, релятивистское уравнение Бернулли  $\gamma^2 - u_{\hat{\varphi}}^2 = u_p^2 + 1$  имеет вид

$$\frac{K}{\varpi^2 A^2} = \frac{1}{64\pi^4} \frac{\mathcal{M}^4 (\nabla\Psi)^2}{\varpi^2} + \alpha^2 \eta^2 \mu^2, \quad (\text{П.12})$$

где альфвеновский фактор

$$A = \alpha^2 - (\Omega_F - \omega)^2 \varpi^2 - \mathcal{M}^2 \quad (\text{П.13})$$

и

$$K = \alpha^2 \varpi^2 (E - \Omega_F L)^2 [\alpha^2 - (\Omega_F - \omega)^2 \varpi^2 - 2\mathcal{M}^2] + \mathcal{M}^4 [\varpi^2 (E - \omega L)^2 - \alpha^2 L^2]. \quad (\text{П.14})$$

Это уравнение и определяет альфвеновское число Маха  $\mathcal{M}$ , где

$$\mathcal{M}^2 = \frac{4\pi\eta^2\mu}{n}. \quad (\text{П.15})$$

Воспользовавшись теперь соотношениями (П.12)–(П.14), которые можно переписать в виде  $(\nabla\Psi)^2 = F(\mathcal{M}^2, E, L, \eta, \Omega_F, \mu)$ , где

$$F = \frac{64\pi^4}{\mathcal{M}^4} \frac{K}{A^2} - \frac{64\pi^4}{\mathcal{M}^4} \alpha^2 \varpi^2 \eta^2 \mu^2, \quad (\text{П.16})$$

получаем

$$\nabla_k \mathcal{M}^2 = \frac{N_k}{D}, \quad (\text{П.17})$$

где

$$N_k = -\frac{A}{(\nabla\Psi)^2} \nabla^i \Psi \cdot \nabla_i \nabla_k \Psi + \frac{A}{2} \frac{\nabla_k' F}{(\nabla\Psi)^2}. \quad (\text{П.18})$$

Здесь оператор  $\nabla'_k$  действует на все величины за исключением  $\mathcal{M}^2$ . При этом величина  $\nabla'_k \mu$  должна определяться из соотношения [97]

$$\nabla'_k \mu = \frac{2c_s^2}{1-c_s^2} \mu \frac{\nabla_k \eta}{\eta} + \frac{1}{1-c_s^2} \left[ \frac{1}{n} \left( \frac{\partial P}{\partial s} \right)_n + T \right] \nabla_k s, \quad (\text{П.19})$$

где  $c_s^2 = 1/\mu(\partial P/\partial n)_s$  — скорость звука, а  $s$  — энтропия. В свою очередь, знаменатель  $D$  может быть переписан в виде

$$D = \frac{A}{\mathcal{M}^2} + \frac{\alpha^2}{\mathcal{M}^2} \frac{B_\phi^2}{B_p^2} - \frac{1}{u_p^2} \frac{A}{\mathcal{M}^2} \frac{c_s^2}{1-c_s^2}. \quad (\text{П.20})$$

Что же касается уравнения Грэда–Шафранова, то в компактной форме оно может быть записано как [96, 97]

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\alpha} \nabla_k \left\{ \frac{1}{\alpha \varpi^2} [\alpha^2 - (\Omega_F - \omega)^2 \varpi^2 - \mathcal{M}^2] \nabla^k \Psi \right\} + \\ & + \frac{\Omega_F - \omega}{\alpha^2} (\nabla \Psi)^2 \frac{d\Omega_F}{d\Psi} + \frac{64\pi^4}{\alpha^2 \varpi^2} \frac{1}{2\mathcal{M}^2} \frac{\partial}{\partial \Psi} \left( \frac{G}{A} \right) - \\ & - 16\pi^3 \mu n \frac{1}{\eta} \frac{d\eta}{d\Psi} - 16\pi^3 n T \frac{ds}{d\Psi} = 0, \end{aligned} \quad (\text{П.21})$$

где

$$G = \alpha^2 \varpi^2 (E - \Omega_F L)^2 + \alpha^2 \mathcal{M}^2 L^2 - \mathcal{M}^2 \varpi^2 (E - \omega L)^2. \quad (\text{П.22})$$

Раскрывая теперь в (П.21) члены  $\nabla_k \mathcal{M}^2$  согласно определениям (П.17)–(П.19), окончательно получаем

$$\begin{aligned} & A \left[ \frac{1}{\alpha} \nabla_k \left( \frac{1}{\alpha \varpi^2} \nabla^k \Psi \right) + \frac{1}{\alpha^2 \varpi^2 (\nabla \Psi)^2} \frac{\nabla^i \Psi \nabla^k \Psi \nabla_i \nabla_k \Psi}{D} \right] + \\ & + \frac{1}{\alpha^2 \varpi^2} \nabla'_k A \nabla^k \Psi - \frac{A}{\alpha^2 \varpi^2 (\nabla \Psi)^2} \frac{1}{2D} \nabla'_k F \nabla^k \Psi + \\ & + \frac{\Omega_F - \omega}{\alpha^2} (\nabla \Psi)^2 \frac{d\Omega_F}{d\Psi} + \frac{64\pi^4}{\alpha^2 \varpi^2} \frac{1}{2\mathcal{M}^2} \frac{\partial}{\partial \Psi} \left( \frac{G}{A} \right) - \\ & - 16\pi^3 \mu n \frac{1}{\eta} \frac{d\eta}{d\Psi} - 16\pi^3 n T \frac{ds}{d\Psi} = 0, \end{aligned} \quad (\text{П.23})$$

где опять градиент  $\nabla'_k$  действует на все величины за исключением  $\mathcal{M}^2$ , а производная  $\partial/\partial \Psi$  действует лишь на интегралы движения. Формула (П.23) и определяет в наиболее общем виде уравнение равновесия магнитных поверхностей. Наконец, алгебраические соотношения имеют вид

$$\frac{I}{2\pi} = \frac{\alpha^2 L - (\Omega_F - \omega) \varpi^2 (E - \omega L)}{\alpha^2 - (\Omega_F - \omega)^2 \varpi^2 - \mathcal{M}^2}, \quad (\text{П.24})$$

$$\gamma = \frac{1}{\alpha \mu \eta} \frac{\alpha^2 (E - \Omega_F L) - \mathcal{M}^2 (E - \omega L)}{\alpha^2 - (\Omega_F - \omega)^2 \varpi^2 - \mathcal{M}^2}, \quad (\text{П.25})$$

$$u_\phi = \frac{1}{\varpi \mu \eta} \frac{(E - \Omega_F L)(\Omega_F - \omega) \varpi^2 - L \mathcal{M}^2}{\alpha^2 - (\Omega_F - \omega)^2 \varpi^2 - \mathcal{M}^2}. \quad (\text{П.26})$$

Соотношения (П.12) и (П.24)–(П.26) являются алгебраическими связями, позволяющими определить, хотя и в неявной форме, все характеристики течения по известному полоидальному полю  $\mathbf{B}_p$  (т.е. по известному потенциалу  $\Psi$ ) и пяти интегралам движения. Следует подчеркнуть, что для ненулевой температуры они являются чрезвычайно громоздкими, главным образом благодаря необходимости разрешать уравнение (П.19). Для случая же холодной плазмы ( $s = 0$ , т.е.  $\mu = \text{const}$ ) урав-

нение Бернулли (П.12) становится алгебраическим уравнением четвёртого порядка относительно  $\mathcal{M}^2$ . Как было показано, это обстоятельство часто позволяет находить аналитические асимптотики.

В цилиндрическом случае уравнение второго порядка Грэда–Шафранова удобно свести к системе двух обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка на магнитный поток  $\Psi(\varpi)$  и число Маха  $\mathcal{M}^2$ . При этом уравнение для числа Маха будет иметь вид [146]

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{(e')^2}{\mu^2 \eta^2} - 1 + \frac{\Omega_F^2 r^2}{c^2} - A \frac{c_s^2}{c^2} \right] \frac{d\mathcal{M}^2}{dr} = \frac{\mathcal{M}^6 L^2}{Ar^3 \mu^2 \eta^2 c^2} + \\ & + \frac{\Omega_F^2 r \mathcal{M}^2}{c^2} \left[ 2 - \frac{(e')^2}{A \mu^2 \eta^2 c^4} \right] + \mathcal{M}^2 \frac{e'}{\mu^2 \eta^2 c^4} \frac{d\Psi}{dr} \frac{de'}{d\Psi} + \\ & + \mathcal{M}^2 \frac{r^2}{c^2} \Omega_F \frac{d\Psi}{dr} \frac{d\Omega_F}{d\Psi} - \\ & - \mathcal{M}^2 \left( 1 - \frac{\Omega_F^2 r^2}{c^2} + 2A \frac{c_s^2}{c^2} \right) \frac{d\Psi}{dr} \frac{1}{\eta} \frac{d\eta}{d\Psi} - \\ & - \left[ \frac{A}{n} \left( \frac{\partial P}{\partial s} \right)_n + \left( 1 - \frac{\Omega_F^2 r^2}{c^2} \right) T \right] \frac{\mathcal{M}^2}{\mu} \frac{d\Psi}{dr} \frac{ds}{d\Psi}, \end{aligned} \quad (\text{П.27})$$

где  $e' = E - \Omega_F L$ . Уравнением же на магнитный поток  $\Psi$  будет само уравнение Бернулли (П.14).

Наконец, бессилое пульсарное уравнение имеет вид

$$\begin{aligned} & - \left( 1 - \frac{\Omega_F^2 \varpi^2}{c^2} \right) \nabla^2 \Psi + \frac{2}{\varpi} \frac{\partial \Psi}{\partial \varpi} - \frac{16\pi^2}{c^2} I \frac{dI}{d\Psi} + \\ & + \frac{\varpi^2}{c^2} (\nabla \Psi)^2 \Omega_F \frac{d\Omega_F}{d\Psi} = 0, \end{aligned} \quad (\text{П.28})$$

где  $\nabla^2$  — оператор Лапласа. Его обобщение на бессловую магнитосферу чёрной дыры записывается как [131]

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\alpha} \nabla_k \left\{ \frac{\alpha}{\varpi^2} \left[ 1 - \frac{(\Omega_F - \omega)^2 \varpi^2}{\alpha^2} \right] \nabla^k \Psi \right\} + \\ & + \frac{\Omega_F - \omega}{\alpha^2} (\nabla \Psi)^2 \frac{d\Omega_F}{d\Psi} + \frac{16\pi^2}{\alpha^2 \varpi^2} I \frac{dI}{d\Psi} = 0. \end{aligned} \quad (\text{П.29})$$

Эти уравнения являются эллиптическими во всём пространстве, и поэтому требуют граничных условий на границе интегрирования или на горизонте чёрной дыры.

## Список литературы

1. Кардашев Н С *Астрон. журн.* **41** 807 (1964) [Kardashev N S *Sov. Astron.* **8** 643 (1965)]
2. Pacini F *Nature* **221** 567 (1967)
3. Goldreich P, Julian W H *Astrophys. J.* **157** 869 (1969)
4. Michel F C *Astrophys. J.* **158** 727 (1969)
5. Blandford R D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **176** 465 (1976)
6. Lovelace R V E *Nature* **262** 649 (1976)
7. Бисноватый-Коган Г С, Попов Ю П, Самохин А А *Astrophys. Space Sci.* **41** 321 (1976)
8. Moiseenko S G, Bisnovaty-Kogan G S, Ardeljan N V *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **370** 501 (2006)
9. Бескин В С *Осесимметричные стационарные течения в астрофизике* (М.: Физматлит, 2005) [Beskin V S *MHD Flows in Compact Astrophysical Objects* (Berlin: Springer, 2009)]
10. Бескин В С *УФН* **167** 689 (1997) [Beskin V S *Phys. Usp.* **40** 659 (1997)]
11. Shapiro S, Teukolsky S *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars* (New York: Wiley, 1983) [Шапиро С, Тьюколски С *Чёрные дыры, белые карлики и нейтронные звезды* (М.: Мир, 1985)]

12. Begelman M C, Blandford R D, Rees M J *Rev. Mod. Phys.* **56** 255 (1984) [Бегельман М К, Блендфорд Р Д, Рис М Дж, в сб. *Физика внегалактических источников радиоизлучения* (Под ред. Р Д Даркесамаанского) (М.: Мир, 1987) с. 1]
13. Rees M J *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **22** 471 (1984)
14. Зельдович Я Б, Новиков И Д *Релятивистская астрофизика* (М.: Наука, 1967) [Zeldovich Ya B, Novikov I D *Relativistic Astrophysics* (Chicago: Univ. of Chicago Press, 1971, 1983)]
15. Lynden-Bell D *Nature* **223** 690 (1969)
16. Bisnovatyi-Kogan G S, Ruzmaikin A A *Astrophys. Space Sci.* **28** 45 (1974)
17. Bisnovatyi-Kogan G S, Ruzmaikin A A *Astrophys. Space Sci.* **42** 401 (1976)
18. Новиков И Д, Фролов В П *Физика черных дыр* (М.: Наука, 1986) [Novikov I D, Frolov V P *Physics of Black Holes* (Dordrecht: Kluwer Acad., 1989)]
19. Junor W, Biretta J A, Livio M *Nature* **401** 891 (1999)
20. Perley R A, Dreher J W, Cowan J J *Astrophys. J.* **285** L35 (1984)
21. Lobanov A, Hardee P, Eilek J *New Astron. Rev.* **47** 629 (2003)
22. Kovalev Y Y et al. *Astrophys. J.* **668** L27 (2007)
23. Junor W, Biretta J A *Astron. J.* **109** 500 (1995)
24. Reynolds C S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **283** 873 (1996)
25. Sikora M, Madejski G *Astrophys. J.* **534** 109 (2000)
26. Blandford R D, Rees M J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **169** 395 (1974)
27. Fabian A C, Rees M J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **277** L55 (1995)
28. Ferretti L et al. *Astron. Astrophys. J.* **298** 699 (1995)
29. Cheng A Y S, O'Dell S L *Astrophys. J.* **251** L49 (1981)
30. Proga D, Stone J M, Kallman T R *Astrophys. J.* **543** 686 (2000)
31. Ghisellini G et al. *Astrophys. J.* **362** L1 (1990)
32. Königl A, Kartje J F *Astrophys. J.* **434** 446 (1994)
33. Blandford R D, Znajek R L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **179** 433 (1977)
34. Бескин В С, Истомин Я Н, Парьев В И *Астрон. журн.* **69** 1258 (1992) [Beskin V S, Istomin Y N, Parev V I *Sov. Astron.* **36** 642 (1992)]
35. Hirofani K, Okamoto I *Astrophys. J.* **497** 563 (1998)
36. Fender R P, in *Compact Stellar X-ray Sources* (Eds W Lewin, M van der Klis) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006) p. 381
37. Spencer R E *Nature* **282** 483 (1979)
38. Mirabel I F, Rodríguez L F *Nature* **371** 46 (1994)
39. Akerlof C et al. *Nature* **398** 400 (1999)
40. Постнов К А *УФН* **169** 545 (1999) [Postnov K A *Phys. Usp.* **42** 469 (1999)]
41. Ruderman M *Ann. New York Acad. Sci.* **262** 164 (1975)
42. Panaitescu A, Kumar P *Astrophys. J.* **571** 779 (2002)
43. Блинные С И и др. *Письма в Астрон. журн.* **10** 422 (1984) [Blinnikov S I et al. *Sov. Astron. Lett.* **10** 177 (1984)]
44. Eichler D et al. *Nature* **340** 126 (1989)
45. Paczyński B *Acta Astron.* **41** 257 (1991)
46. Woosley S E *Astrophys. J.* **405** 273 (1993)
47. Paczyński B *Astrophys. J.* **494** L45 (1998)
48. Meszaros P, Rees M J *Astrophys. J.* **482** L29 (1997)
49. van Putten M H P M, Levinson A *Astrophys. J.* **584** 937 (2003)
50. Komissarov S S, Barkov M V *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **382** 1029 (2007)
51. Usov V V *Nature* **357** 472 (1992)
52. Thompson C, Duncan R C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **275** 255 (1995)
53. Hewish A et al. *Nature* **217** 708 (1968)
54. Baade W, Zwicky F *Proc. Natl. Acad. Sci.* **20** 254 (1934)
55. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1973) [Landau L D, Lifshitz E M *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Pergamon Press, 1975)]
56. Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Physics of the Pulsar Magnetosphere* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993)
57. Mestel L, Panagi P, Shibata S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **309** 388 (1999)
58. Weisskopf M C et al. *Astrophys. J.* **536** L81 (2000)
59. Helfand D J, Gotthelf E V, Halpern J P *Astrophys. J.* **556** 380 (2001)
60. Chiueh T, Li Z-Y, Begelman M C *Astrophys. J.* **505** 835 (1998)
61. Lyubarsky Y, Kirk J G *Astrophys. J.* **547** 437 (2001)
62. Pétri J, Lyubarsky Y *Astron. Astrophys. J.* **473** 683 (2007)
63. Kennel C F, Coroniti F V *Astrophys. J.* **283** 694 (1984)
64. Komissarov S S, Lyubarsky Y E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **349** 779 (2004)
65. Bogovalov S V et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **358** 705 (2005)
66. Del Zanna L, Amato E, Bucciantini N *Astron. Astrophys.* **421** 1063 (2004)
67. Djorgovskiy S, Evans C R *Astrophys. J. Lett.* **335** L61 (1988)
68. Herbig G H *Astrophys. J.* **111** 11 (1950)
69. Haro G *Astron. J.* **55** 72 (1950)
70. Reipurth B, Bally J *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **39** 403 (2001)
71. Сурдин В Г *Рождение звезд* (М.: УРСС, 2001)
72. Vacciotti F et al. *Astrophys. J.* **576** 222 (2002)
73. Coffey D et al. *Astrophys. J.* **663** 350 (2007)
74. Chrysostomou A, Lucas P W, Hough J H *Nature* **450** 71 (2007)
75. Pelletier G, Pudritz R E *Astrophys. J.* **394** 117 (1992)
76. Edwards S *Proc. Int. Astron. Union* **3** 171 (2007)
77. Shu F H et al. *Astrophys. J.* **429** 797 (1994)
78. Pudritz R E, Norman C A *Astrophys. J.* **301** 571 (1986)
79. Brenneman L W, Reynolds C S *Astrophys. J.* **652** 1028 (2006)
80. Daly R A *Astrophys. J. Lett.* **696** L32 (2009)
81. Lyne A G, Graham-Smith F *Pulsar Astronomy* 2nd ed. (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1998)
82. Bisnovatyi-Kogan G S, Lovelace R V E *New Astron. Rev.* **45** 663 (2001)
83. Alfvén H, Fälthammar C-G *Cosmical Electrodynamics* (Oxford: Clarendon Press, 1963) [Альвен Г, Фельтхаммар К-Г *Космическая электродинамика* (М.: Мир, 1967)]
84. Weber E J, Davis L (Jr.) *Astrophys. J.* **148** 217 (1967)
85. Соловьев Л С, в сб. *Вопросы теории плазмы* Т. 3 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 245 [Solov'ev L S, in *Reviews of Plasma Physics* Vol. 3 (Ed. M A Leontovich) (New York: Consultants Bureau, 1967) p. 277]
86. Heinemann M, Olbert S J *Geophys. Res.* **83** 2457 (1978)
87. Okamoto I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **173** 357 (1975)
88. Heyvaerts J, in *Plasma Astrophysics* (Lecture Notes Phys., Vol. 468, Eds C Chiuderi, G Einaudi) (Berlin: Springer-Verlag, 1996) p. 31
89. Шафранов В Д *ЖЭТФ* **33** 710 (1957) [Shafranov V D *Sov. Phys. JETP* **6** 545 (1958)]
90. Grad H *Rev. Mod. Phys.* **32** 830 (1960)
91. Von Mises R *Mathematical Theory of Compressible Fluid Flow* (New York: Academic Press, 1958) [Мизес Р *Математическая теория течений сжимаемой жидкости* (М.: ИЛ, 1961)]
92. Guderley K G *Theorie Schallnaher Strömungen* (Berlin: Springer-Verlag, 1957) [Гудерлей К Г *Теория околосзвуковых течений* (М.: ИЛ, 1960)]
93. Франкль Ф И *Избранные труды по газовой динамике* (М.: Наука, 1973)
94. Ardavan R *Astrophys. J.* **204** 889 (1976)
95. Lovelace R V E et al. *Astrophys. J. Suppl.* **62** 1 (1986)
96. Nitta S, Takahashi M, Tomimatsu A *Phys. Rev. D* **44** 2295 (1991)
97. Бескин В С, Парьев В И *УФН* **163** 95 (1993) [Beskin V S, Par'ev V I *Phys. Usp.* **36** 529 (1993)]
98. Contopoulos I, Kazanas D, Fendt C *Astrophys. J.* **511** 351 (1999)
99. Bogovalov S V *Astron. Astrophys.* **371** 1155 (2001)
100. Goodwin S P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **349** 213 (2004)
101. Gruzinov A *Phys. Rev. Lett.* **94** 021101 (2005)
102. Komissarov S S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **367** 19 (2006)
103. McKinney J C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **368** L30 (2006)
104. Timokhin A N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **368** 1055 (2006)
105. Svensson R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **209** 175 (1984)
106. Zakamska N L, Begelman M C, Blandford R D *Astrophys. J.* **679** 990 (2008)
107. Бескин В С, Гуревич А В, Истомин Я Н *ЖЭТФ* **85** 401 (1983) [Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Sov. Phys. JETP* **58** 235 (1983)]
108. Beskin V S, Rafikov R R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **313** 433 (2000)
109. Tchekhovskoy A, McKinney J C, Narayan R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **388** 551 (2008)
110. Боговалов С В *Письма в Астрон. журн.* **18** 832 (1992) [Bogovalov S V *Sov. Astron. Lett.* **18** 337 (1992)]
111. Beskin V S, Okamoto I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **313** 445 (2000)
112. Toropina O D et al. *Mem. Soc. Astron. Ital.* **76** 508 (2005)
113. Beskin V S, Kuznetsova I V *Nuovo Cimento B* **115** 795 (2000)
114. Kazhdan Y M, Murzina M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **270** 351 (1994)
115. Uchida Y, Shibata K *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **36** 105 (1984)
116. Hawley J F, Smarr L L, Wilson J R *Astrophys. J.* **277** 296 (1984)
117. Shima E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **217** 367 (1985)
118. Petrich L I et al. *Astrophys. J.* **336** 313 (1989)
119. Ustyugova G V et al. *Astrophys. J.* **439** L39 (1995)
120. Bogovalov S, Tsinganos K *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **305** 211 (1999)
121. Ustyugova G V et al. *Astrophys. J.* **541** L21 (2000)
122. Komissarov S S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **326** L41 (2001)
123. Komissarov S S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **380** 51 (2007)
124. Barkov M V, Komissarov S S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **385** L28 (2008)
125. Tchekhovskoy A, McKinney J C, Narayan R *Astrophys. J.* **699** 1789 (2009)
126. Komissarov S S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **394** 1182 (2009)

127. Tchekhovskoy A, Narayan R, McKinney J C *Astrophys. J.* **711** 50 (2010)
128. Lynden-Bell D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **279** 389 (1996)
129. Lynden-Bell D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **341** 1360 (2003)
130. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982) [Landau L D, Lifshitz E M *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon Press, 1984)]
131. Thorne K S, Price R H, Macdonald D A *Black Holes: the Membrane Paradigm* (New Haven: Yale Univ. Press, 1986) [Торн К, Прайс Р, Макдональд Д *Черные дыры. Мембранный подход* (М.: Мир, 1988)]
132. Punsky B *Black Hole Gravito-hydro-magnetics* (Berlin: Springer, 2001)
133. Альперт Я Л, Гуревич А В, Питаевский Л П *Искусственные спутники в разреженной плазме* (М.: Наука, 1964) [Al'pert Ya L, Gurevich A V, Pitaevskii L P *Space Physics with Artificial Satellites* (New York: Consultants Bureau, 1965)]
134. Komissarov S S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **350** 1431 (2004)
135. Camenzind M *Compact Objects in Astrophysics* (Heidelberg: Springer, 2007)
136. Okamoto I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **307** 253 (1999)
137. Heyvaerts J, Norman C *Astrophys. J.* **596** 1240 (2003)
138. Heyvaerts J, Norman C *Astrophys. J.* **347** 1055 (1989)
139. Боговалов С В *Письма в Астрон. журн.* **21** 633 (1995) [Bogovalov S V *Astron. Lett.* **21** 565 (1995)]
140. Боговалов С В *Письма в Астрон. журн.* **24** 381 (1998) [Bogovalov S V *Astron. Lett.* **24** 321 (1998)]
141. Sakurai T *Astron. Astrophys.* **152** 121 (1985)
142. Michel F C *Astrophys. J.* **180** L133 (1973)
143. Beskin V S, Kuznetsova I V, Rafikov R R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **299** 341 (1998)
144. Tomimatsu A *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **46** 123 (1994)
145. Beskin V S, Nokhrina E E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **367** 375 (2006)
146. Beskin V S, Nokhrina E E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **397** 1486 (2009)
147. Трубников Б А *Теория плазмы* (М.: Энергоатомиздат, 1996)
148. Bogovalov S V *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **280** 39 (1996)
149. Боговалов С В *Письма в Астрон. журн.* **16** 844 (1990) [Bogovalov S V *Sov. Astron. Lett.* **16** 362 (1990)]
150. Lyubarsky Yu *Astrophys. J.* **698** 1570 (2009)
151. Beskin V S, Malyshekin L M *Письма в Астрон. журн.* **26** 253 (2000) [Beskin V S, Malyshekin L M *Astron. Lett.* **26** 208 (2000)]
152. Кадомцев Б Б *Коллективные явления в плазме 2-е изд.* (М.: Наука, 1988) [Kadomtsev B B, in *Reviews of Plasma Physics* Vol. 22 (Ed. V D Shafranov) (New York: Kluwer Acad./Plenum Publ., 2001) p. 1]
153. Ryutov D D, Derzon M S, Matzen M K *Rev. Mod. Phys.* **72** 167 (2000)
154. Бисноватый-Коган Г С, Комберг Б В, Фридман А М *Астрон. журн.* **46** 465 (1969) [Bisnovatyı-Kogan G S, Komberg B V, Fridman A M *Sov. Astron.* **13** 369 (1969)]
155. Benford G *Astrophys. J.* **247** 792 (1981)
156. Hardee P E *Astrophys. J.* **313** 607 (1987)
157. Hardee P E, Norman M L *Astrophys. J.* **334** 70 (1988)
158. Appl S, Camenzind M *Astron. Astrophys.* **256** 354 (1992)
159. Lyubarskii Yu E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **308** 1006 (1999)
160. Bisnovatyı-Kogan G *Astrophys. Space Sci.* **311** 287 (2007)
161. Ciardi A et al. *Astrophys. J.* **691** L147 (2009)
162. Bellan P M et al. *Phys. Plasmas* **16** 041005 (2009)
163. Istomin Y N, Pariev V I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **267** 629 (1994)
164. Meliani Z, Keppens R *Astron. Astrophys.* **475** 785 (2007)
165. Narayan R, Li J, Tchekhovskoy A *Astrophys. J.* **697** 1681 (2009)
166. McKinney J C, Blandford R D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **394** L126 (2009)
167. Beskin V S, Zakamska N L, Sol H *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **347** 587 (2004)
168. Narayan R, McKinney J C, Farmer A J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **375** 548 (2006)
169. Barkov M V, Komissarov S S *Int. J. Mod. Phys. D* **17** 1669 (2008)
170. Bardou A, Heyvaerts J *Astron. Astrophys.* **307** 1009 (1996)
171. Lovelace R V E, Romanova M M *Astrophys. J.* **596** L159 (2003)
172. Michel F C *Astrophys. J.* **180** 207 (1973)
173. Mestel L, Wang Y-M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **188** 799 (1979)
174. Любарский Ю Э *Письма в Астрон. журн.* **16** 34 (1990) [Lyubarskii Yu E *Sov. Astron. Lett.* **16** 16 (1990)]
175. Lovelace R V E, Turner L, Romanova M M *Astrophys. J.* **652** 1494 (2006)
176. Bogovalov S V *Astron. Astrophys.* **349** 1017 (1999)
177. Spitkovsky A *Astrophys. J.* **648** L51 (2006)
178. Ruderman M A, Sutherland P G *Astrophys. J.* **196** 51 (1975)
179. Arons J *Astrophys. J.* **248** 1099 (1981)
180. Гуревич А В, Истомин Я Н *ЖЭТФ* **89** 3 (1985) [Gurevich A V, Istomin Ya N *Sov. Phys. JETP* **62** 1 (1985)]
181. Bai X-N, Spitkovsky A *Astrophys. J.* **715** 1282 (2010)
182. Kramer M et al. *Science* **312** 549 (2006)
183. Beskin V S, Nokhrina E E *Astrophys. Space Sci.* **308** 569 (2007)
184. Gurevich A V, Istomin Ya N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **377** 1663 (2007)
185. Kato Y, Mineshige S, Shibata K *Astrophys. J.* **605** 307 (2004)
186. Sherwin B D, Lynden-Bell D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **378** 409 (2007)
187. Uzdensky D A, MacFadyen A I *Astrophys. J.* **669** 546 (2007)
188. Romanova M M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **399** 1802 (2009)
189. Lovelace R V E et al. *Astrophys. J.* **572** 445 (2002)
190. Ghosh P, Abramowicz M A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **292** 887 (1997)
191. Livio M, Ogilvie G I, Pringle J E *Astrophys. J.* **512** 100 (1999)
192. Königl A *Astrophys. J.* **342** 208 (1989)
193. Ferreira J, Pelletier G *Astron. Astrophys.* **295** 807 (1995)
194. Krolik J H *Active Galactic Nuclei: from the Central Black Hole to the Galactic Environment* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 1999)
195. Derishev E V et al. *Astrophys. Space Sci.* **297** 21 (2005)
196. Stern B E, Poutanen J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **383** 1695 (2008)
197. Sol H, Pelletier G, Asséo E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **237** 411 (1989)
198. Cheng K S, Ho C, Ruderman M *Astrophys. J.* **300** 500 (1986)
199. Zavalá R T, Taylor G B *Astrophys. J.* **612** 749 (2004)
200. Lister M L, Homan D C *Astron. J.* **130** 1389 (2005)
201. Gabuzda D C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **384** 1003 (2008)
202. Blandford R D, Königl A *Astrophys. J.* **232** 34 (1979)
203. Lobanov A P *Astron. Astrophys.* **330** 79 (1998)
204. Чуразов Е М и др. *УФН* **176** 334 (2006) [Churazov E M et al. *Phys. Usp.* **49** 319 (2006)]
205. MacFadyen A I, Woosley S E *Astrophys. J.* **524** 262 (1999)
206. Piran T *Rev. Mod. Phys.* **76** 1143 (2004)
207. Tchekhovskoy A, Narayan R, McKinney J C *New Astron.* **15** 749 (2010)
208. Komissarov S S, Vlahakis N, Königl A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **407** 17 (2010)
209. Daugherty J K, Harding A K *Astrophys. J.* **252** 337 (1982)
210. Medin Z, Lai D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **406** 1379 (2010)
211. Anderson J M et al. *Astrophys. J.* **590** L107 (2003)
212. Ferreira J, Dougados K, Cabrit S *Astron. Astrophys.* **453** 785 (2006)

### Magnetohydrodynamic models of astrophysical jets

V.S. Beskin

P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,  
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation  
Tel. (7-499) 132-65 95. Fax (7-499) 135-85 33. E-mail: beskin@lpi.ru

In this review, analytical results obtained for a wide class of stationary flows in the vicinity of compact astrophysical objects are analyzed with an emphasis on quantitative predictions for specific sources. Recent years have witnessed a great increase in understanding the formation and properties of astrophysical jets. This is due not only to new observations but also to advances in analytical theory, which has produced fairly simple relations, and to what can undoubtedly be called a breakthrough in numerical simulation, which has enabled confirmation of theoretical predictions. Of course, we are yet very far from fully understanding the physical processes occurring in compact sources. However, the progress made raises hopes for near-future test observations that can give insight into the processes occurring in active astrophysical objects.

PACS numbers: 95.30.Qd, 97.60.Gb, 97.60.Lf, 98.62.Nx  
Bibliography — 212 references  
*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **180** (12) 1241–1278 (2010)

DOI: 10.3367/UFN.0180.201012a.1241  
Received 7 April 2010, revised 2 July 2010  
*Physics – Uspekhi* **53** (12) (2010)