УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.8

ПУЛЬСАРЫ*)

(Теоретические представления)

В. Л. Гинзбург

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	•	•	٠	•	•	•	•	•	•	393
1. Природа пульсаров		•	•		•		•	•		394
2. О вращающихся намагниченных нейтронных звездах					•		•			397
3. Строение нейтронных звезд и пульсары										398
4. Об электродинамике вращающихся намагниченных звезд					•					403
5. О механизмах излучения пульсаров	•	•								410
6. Некоторые модели излучающих областей пульсаров						•				415
7. Использование пульсаров в астрономии и физике										421
8. Заключительные замечания										423
Цитированная литература										427

введение

Теоретики, как физики, так и астрономы, обычно очень довольны своим выбором — заниматься теоретическими вопросами в некоторых отношениях легче и более эффективно, чем наблюлать и измерять. Экспериментаторы и наблюдатели, напротив, часто ропщут на судьбу — их работа очень трудоемка, а ее успех во многом зависит и от совершенно ненаучных вопросов, вроде получения денег, оборудования и т. п. Я упоминаю об этом потому, что исследование пульсаров может служить примером (конечно, далеко не единственным), когда у теоретиков имеются все основания завидовать наблюдателям. Во всяком случае, о себе я могу это сказать с полной определенностью. В докладе Э. Хьюиша **) излагаются факты, и мы имеем все основания поздравить наблюдателей с успехом менее чем за три года они проделали огромную работу. В то же время в теории пульсаров имеется еще сравнительно не так много строго установленного, и я должен предложить вашему вниманию в основном лишь общие соображения и рабочие гипотезы. К счастью для теоретиков, положение далеко не всегда таково. Имеется немало случаев, когда теория уходит далеко вперед, предвосхищает наблюдения.

^{*)} Доклад, подготовленный для XIV Генеральной ассамблеи Международного Астрономического союза (Брайтон, Великобритания, 18—27 августа 1970 г.). Публикуется также на английском языке в сборнике «Highlights of Astronomy».

кустся также на английском языке в соорнике «підпідпіз ог Актолому». **) Доклад Э. Хьюиша, предшествовавший докладу В. Л. Гинзбурга, будет опубликован в «Highlights of Astronomy». К сожалению, редакция не получила полного текста этого доклада и поэтому не может его здесь поместить. Экспериментальный материал о пульсарах см. УФН 99, 514 (1969) и А. Неwish, Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 8, 265 (1970).

В. Л ГИНЗБУРГ

Для пульсаров известное отставание теории объясняется двумя обстоятельствами. Во-первых, речь идет об исключительно сложных задачах, например, об уравнении состояния вещества с плотностью больше $10^{11} \ e \cdot cm^{-3}$ и об электродинамике магнитосферы быстро вращающейся звезды с несовпадающими осью вращения и осью магнитной симметрии (скажем, направлением магнитного диполя). Во-вторых, наблюдательные данные, при всем их многообразии, дают лишь косвенные сведения о пульсарах — их структура непосредственно не видна в том смысле, как это можно сказать, например, о поверхности Солнца или о ряде туманностей.

Сказанное поясняет характер настоящего доклада: в нем будут освещены существующие теоретические представления о пульсарах, но еще не может быть нарисована сколько-нибудь ясная и законченная картина.

1. ПРИРОДА ПУЛЬСАРОВ

Что представляют собой пульсары как астрономические тела? Основным критерием при выборах кандидата «в пульсары» является возможность получения высоко стабильного периода, причем этот период P весьма мал $(P \sim 3 \cdot 10^{-2} - 4 \ cek)$. Довольно очевидно, что такому требованию может удовлетворять лишь какой-то массивный объект (скажем, звезда) или система (например, двойная звезда), а не туманность или плазменный сгусток. Конкретно, предлагалось связать пульсары со следующими объектами:

нейтронными звездами, белыми карликами, двойными системами (двойными звездами), объектами «нового типа».

В качестве механизма, обеспечивающего периодичность импульсов излучения, с самого начала предлагалось рассматривать колебания (пульсации)¹ и вращение². На первом этапе выбор между этими возможностями был затруднен в связи с тем, что были известны лишь пульсары с периодом $P \ge 0.25$ сек. Но после открытия короткопериодических пульсаров PSR 0833-45 и NP 0532 с периодами, равными соответственно 0,089 и 0,33 сек, ситуация стала значительно более определенной *). Дело в том, что период основного тона (радиального колебания) для невращающихся белых карликов при учете эффектов общей теории относительности не может быть ниже примерно 2 сек. В случае вращающихся белых карликов период квазирадиального колебания может достичь 0.6 сек. а основные нерадиальные колебания имеют период, достигающий 0,2 сек. Даже если отвлечься от трудности привлечения нерадиальных колебаний в силу их затухания за счет гравитационного излучения, периопы колебаний P < 0.2 сек для белых карликов можно получить только для обертонов. Но как тогда, в согласии с данными о пульсарах, объяснить наличие колебаний на каком-то обертоне при полном отсутствии колебаний на основном тоне и других обертонах? Кроме того, возникает вопрос о причинах высокой стабильности колебаний.

Периоды вращения белых карликов ограничены требованием отсутствия коллапса и отсутствия сильного истечения вещества из звезды. Последнее условие выполняется, грубо говоря, если ускорение силы тяжести превосходит центробежное ускорение. Отсюда приходим к неравенству

$$\frac{GM}{r_0^2} > \frac{v_0^2}{r_0} = \Omega^2 r_0,$$
 или $\Omega < \left(\frac{GM}{r_0^3}\right)^{1/2} = \left(\frac{4\pi G \bar{\rho}}{3}\right)^{1/2},$

^{*)} Приводимые ниже данные о периодах колебаний и вращательных периодах белых карликов и нейтронных звезд подробнее см. в ³⁻⁶ и указанной там литературе

где M — масса, r_0 — радиус, $v_0 = \Omega r_0$ — скорость на поверхности и ρ — средняя плотность звезды. Таким образом период вращения должен удовлетворять условию

$$P = \frac{2\pi}{\Omega} > \left(\frac{3\pi}{G\bar{\rho}}\right)^{1/2}.$$
 (1)

Этот период P > 1 сек при $\rho \leq 10^8 \ e \cdot cm^{-3}$. В случае нетвердотельного вращения угловая скорость, особенно вблизи полюсов, может, в принципе, быть выше, чем по оценке (1). Однако нет никаких указаний на возможность получить значения $P \leq 0,1$ сек; практически же даже периоды вращения P < 1 сек для белых карликов маловероятны. Таким образом, короткопериодические пульсары почти наверное не могут оказаться белыми карликами. Такой вывод подтверждается и тем фактом, что ни один пульсар не идентифицирован в оптике со звездой — белым карликом *).

Параметры нейтронных звезд (плотность в их центре ρ_c , радиус r_0 и, например, период основного тона радиальных колебаний P_0) зависят от уравнения состояния ядерного вещества. Расчеты, результаты которых использовались до недавнего времени, приводили для нейтронных звезд к максимальной массе $M_{\rm max} \sim (1-2,5)M_{\odot}$; при этом для массы $M \approx M_{\odot}$ радиус $r_0 \sim 10$ км и период пульсаций $P_0 \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ сек. Для легких нейтронных звезд согласно этим расчетам ³ при $M \sim (0,1-0,2)$ M_{\odot} получалось значение $r_0 \sim 50-200$ км, $\rho_c \sim (3-10)\cdot 10^{13}$ г·см⁻³ и $P_0 \sim \sim 10^{-2}$ сек. С другой стороны, согласно расчетам ⁵, в которых используется, казалось бы, более точное уравнение состояния, при $\rho_c \leqslant 10^{15}$ г·см⁻³ $M_{\rm max} \approx 0,26$ M_{\odot} , а при $\rho_c \leqslant 3\cdot 10^{14}$ г·см⁻³ ($M \leqslant 0,13$ M_{\odot}) устойчивых конфигураций не существует (аналогичное утверждение сделано в работе ⁶ в отношении моделей с $\bar{\rho} \sim 10^{-2}$ сек. Независимо от результатов уточнения периода пульсаций для нейтронных звезд представляется практически несомненным, что эти периоды меньше периода для наблюдавшихся пульсаров. Напротив, даже самый короткий известный период P = 0,033 сек допустим в качестве периода вращения нейтронных звезд ⁷. Действительно, при $M \sim M_{\odot}$ и $r_0 \sim 10^6$ см средняя плотность $\bar{\rho} \sim 5\cdot 10^{14}$ г·см⁻³ и $P > 10^{-3}$ сек. Если же следовать расчетам ⁵, то при $M \sim 0,2$ M_{\odot} радиус звезды $r_0 \sim 30$ км, т. е. $\bar{\rho} \sim 4\cdot 10^{12}$ г·см⁻³ и $P > 10^{-2}$ сек.

Итак, с точки зрения возможности получить нужное значение периода все известные пульсары могут быть вращающимися нейтронными звездами. Долгопериодические пульсары ($P \ge 1 \ cek$) могли бы оказаться вращающимися или колеблющимися белыми карликами. Но это последнее допущение очень маловероятно, учитывая: отсутствие оптической идентификации пульсаров с белыми карликами, эволюционные соображения (мы имеем в виду увеличение периода пульсаров со временем, в силу чего и короткопериодические пульсары должны затем становиться долгопериодическими) и, наконец, отсутствие указаний на существование пульсаров совершенно различных типов.

^{*)} Пульсар NP 0532 в Крабе тоже нет оснований считать белым карликом, поскольку его оптическое излучение в промежутке между пульсами практически отсутствует. С другой стороны белые карлики, в принципе, могут оказаться невидимыми (белые карлики с массой, близкой к критической, быстро остывают); уже поэтому отсутствие идентификации пульсаров с наблюдаемыми белыми карликами не может служить строгим доказательством того, что пульсары не являются звездами типа белых карликов.

Предположение о том, что пульсары представляют собой двойные системы (звезды), вообще представляется исключенным, если принять во внимание гравитационное излучение. В силу такого излучения период двойной звезды $P \leq 1$ сек должен был бы изменяться значительно быстрее и в другом направлении, чем это наблюдается для пульсаров (формулу для dP/dt см., например, в³). В литературе, правда, высказывались сомнения в справедливости утверждения о наличии гравитационного излучения двойных звезд. Если говорить о теоретической стороне вопроса, то эти сомнения, всегда представлявшиеся нам (и многим другим) необоснованными, сейчас строго опровергнуты. Заметим, что гравитационное излучение с мощностью того же порядка, как и в общей теории относительности, должно следовать и из любой другой теории гравитационного поля, согласующейся с известными экспериментальными данными.

Нам остается обсудить предположение, что пульсары являются объектами «нового типа», например, чем-то вроде миниатюрных квазаров (их можно было бы назвать «квазарино») *). Более конкретно вопрос заключается в том, не может ли эволюция или коллапс звезд приводить к конфигурациям, отличным от белых карликов, нейтронных звезд и «застывших» сколлапсировавших звезд (в последнем случае в сопутствующей системе отсчета звезда «уходит» под шварцшильдов радиус $r_g = 2GM/c^2 pprox$ $pprox 3 \cdot 10^5 \ M/M_{\odot}$ см). Если не выходить за рамки общей теории относительности, то единственная известная нам возможность искать новые плотные квазизвездные конфигурации состоит в учете влияния магнитного (или электромагнитного) поля ^{8, 9}. Можно думать, однако, что влияние магнитного поля может оказаться радикальным только в условиях, когда магнитная энергия звезды сравнима с ее гравитационной энергией, т. е. $W_m \sim (H/8\pi)^2 r_0^3 \sim GM^2/r_0$. Отсюда при $M \sim M_\odot$ поле $H \sim 10^{30} r_0^{-2}$, т. е. $H > 10^{16}$ в при $r_0 < 10^7$ см. Появление столь сильных полей весьма маловероятно. Еще менее вероятной представляется возможность связать пульсары с плотными пульсирующими конфигурациями, быть может, попустимыми ^{10, 11} в случае отказа от уравнений общей теории относительности или, если угодно, какого-то видоизменения этих уравнений. Видоизменения уравнений общей теории относительности можно, в принципе, ожидать при учете квантовых флуктуаций метрики, которые, вероятно, уже существенны для характерных размеров $l_g \sim \sqrt{G\hbar/c^3} \sim 10^{-33} cm$, времен $t_g \sim l_g/c \sim 10^{-43} cek$ и плотностей $\rho_g \sim c^5/G^2\hbar \sim 5\cdot 10^{93} c\cdot cm^{-3}$. Но средняя плотность звезды с массой M и радиусом $r \sim r_g = 2GM/c^2$ порядка $\overline{\rho}(r_g) = 3c^2/8\pi G r_g^2$. Очевидно, что при $M \sim M_{\odot}$ плотность норядка р $(r_g) = 6c$ юлсяg. Очовидно, что при и се и... инстисств $\overline{\rho}(r_g) \sim 10^{16} \ e \cdot cm^{-3} \ll \rho_g$ и $\overline{\rho} \sim \rho_g$ лишь для «звезды» с массой $M \sim M_g \sim \sqrt{c\hbar/G} \sim 10^{-5} \ e$, для которой гравитационный радиус $r_g \sim l_g \sim 10^{-33}$ см. К пульсарам все это никакого отношения не имеет. Таким образом, для создания моделей пульсаров путем изменения

Таким образом, для создания моделей пульсаров путем изменения общей теории относительности эти изменения нужно вносить на какой-то весьма «ранней» фазе — еще для относительно слабых гравитационных полей. Никаких оснований для этого нет, но все же для тех, кто хотел бы выйти в астрономии за рамки известных нам физических законов и теорий, пульсары являются одним из самых интересных объектов. Об этом еще пойдет речь в конце доклада. Сейчас же замечу, что лишь случайностью могу объяснить тот факт, что идентификация пульсаров

^{*)} Наиболее вероятно, что ядро квазара (компактный источник мощного излучения) представляет собой сверхмассивное плазменное тело ($M \sim 10^9 M_{\odot}$, $r \sim 10^{17}$ см) с большими внутренними движениями вращательного типа и магнитными полями ^{8а}. Поэтому очевидна некоторая аналогия между квазарами и пульсарами (см. также ⁸⁵).

ПУЛЬСАРЫ

с нейтронными звездами в общем не вызвала бури сомнений *), в то время как использование космологических расстояний для квазаров многократно оспаривалось и еще оспаривается до сих пор. Так или иначе, мы воспользуемся этим счастливым обстоятельством и в дальнейшем будем считать пульсары вращающимися нейтронными звездами.

2. О ВРАЩАЮЩИХСЯ НАМАГНИЧЕННЫХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

При превращении звезды в нейтронную момент инерции I сильно уменьшается (например, при сохранении массы и уменьшении радиуса от $3 \cdot 10^{10}$ до $3 \cdot 10^6$ см момент I уменьшается на восемь порядков). Поэтому вполне естественно ожидать, что нейтронные звезды должны довольно

быстро вращаться (для NP 0532 угловая скорость $\Omega \approx 200 \ ce\kappa^{-1}$ по сравнению с угловой скоростью солнечной поверхности $\Omega_{\odot} \sim 2 \cdot 10^{-6} \, ce\kappa^{-1}$). Аналогичная ситуация имеет место в отношении магнитного поля - в условиях «вмороженности» силовых линий магнитный поток сохраняется, т. е. поле Н растет пропорционально r⁻² или пропорционально $\rho^{2/3}$ (r — некоторый радиус звезды, о — ее плотность). Отсюда, например, для полей $H \sim 1$ э при $r \sim 3 \cdot 10^{10}$ см или $\rho \sim 1 \ e \cdot cm^{-3}$ получаем поля $H_0 \sim 10^8 \ s$, при $r_0 \sim 3 \cdot 10^6 \ cm$ и $\rho_0 \sim 10^{12} \ e \cdot cm^{-3}$. Начальное поле в звезде может, однако, достигать 10³—10⁴ э, а плотность нейтронных звезд в их центральной части $\rho_{c} \ge 10^{14} - 10^{15}$ г.см⁻³. Поэтому в нейтронных звездах поля могут (хотя и не



Рис. 1. Наклонный ротатор.

обязаны!) достигать значений $10^{13}-10^{15}$ э или, более реально, значений $H \sim 10^{12}$ э. С другой стороны, в силу сбрасывания оболочки и по другим причинам начальный радиус *r*, возможно, порядка лишь $10^8 \, cm$. Тогда, даже при $r_0 \sim 10^6 \, cm$ и $H \sim 10^4$ э поле $H_0 \sim 10^8$ э. (Возможность того, что в нейтронных звездах магнитные поля столь велики, отмечалась еще до открытия пульсаров; см., например, ⁸, ¹³.)

Итак, можно сказать, что нейтронные звезды должны, как правило, довольно быстро вращаться (угловая скорость $\Omega \leq 10^3 \ ce\kappa^{-1}$) и быть сильно намагниченными (поля $10^8 \ \vartheta \leq H \leq 10^{12} - 10^{14} \ \vartheta$). Кроме того, неизвестны какие-либо основания для того, чтобы связанный со звездой дипольный магнитный момент **m** (или другая ось магнитной симметрии) совпадал с осью вращения Ω . Тем самым мы приходим к несимметричной и нестационарной системе — модели так называемого наклонного ротатора (рис. 1), которая в применении к нейтронным звездам начала обсуждаться ¹⁴ незадолго до открытия пульсаров.

В пользу отождествления пульсаров с вращающимися нейтронными звездами свидетельствуют и еще два обстоятельства. Во-первых, за счет излучения электромагнитных и гравитационных волн, а также в результате истечения газа (звездный ветер) вращение звезды должно замедляться.

^{*)} Уже отмеченная неопределенность, касающаяся параметров нейтронных звезд^{3, 5, 6}, особых опасений принципиального характера в настоящее время не внушает. Хуже дело обстоит с пониманием механизма образования нейтронных звезд, но этот процесс столь сложен, что имеющиеся трудности¹² еще могут не вызвать серьезной настороженности.

В согласии с этим период пульсаров P должен, как правило, возрастать, что и наблюдается. Во-вторых, по крайней мере для пульсара NP 0532 в Крабе, период которого удваивается за время $T \approx 2400$ лет, естественно допустить, что уменьшение кинетической энергии вращения звезды $|dK/dt| \sim K/T \sim 10^{-11} K$ эрг/сек равно полной светимости Крабовидной туманности во всех диапазонах $L \sim 10^{38}$ эрг/сек. Такое допущение согласуется с грубой оценкой кинетической энергии вращения нейтронной звезды $K = I\Omega^2/2 \sim 10^{49}$ эрг, получающейся при $\Omega = 200 \ сек^{-1}$ и моменте инерции $I \sim Mr_0^2 \sim 10^{45} \ \text{г}\cdot\text{см}^2$ ($M \sim M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33} \ \text{г}, r_0 \sim 10^6 \ \text{см}$).

Теоретические задачи, связанные с исследованием пульсаров вращающихся намагниченных нейтронных звезд, — весьма многообразны, но все же здесь, хотя и несколько условно, можно выделить три группы вопросов:

1. Строение и процессы в самих нейтронных звездах.

2. Строение и динамика атмосферы и магнитосферы вращающихся нейтронных звезд. Переход магнитосферы звезды в оболочку сверхновой или межзвездную среду.

3. Механизмы излучения пульсаров и соответствующие модели пульсаров — источников наблюдаемого электромагнитного излучения.

Кроме того, конечно, возникает целый ряд вопросов, касающихся роли пульсаров в оболочках сверхновых звезд, их роли как источников космических лучей, использования пульсаров для различных астрономических и физических целей и др. Ниже мы кратко остановимся на всех этих сторонах проблемы пульсаров.

3. СТРОЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД И ПУЛЬСАРЫ

В силу недостаточно точного знания уравнения состояния вещества при сверхвысоких плотностях, количественные расчеты строения нейтронных звезд еще ненадежны (см. выше и ^{5, 6, 15}). Нас, однако, будут в дальнейшем интересовать лишь качественная картина и оценки по порядку величины. Тогда можно, по-видимому, выбрать следующие параметры «типичной» нейтронной звезды:

$$M \sim 0.5 M_{\odot}, r_0 \sim (1-3) \cdot 10^6 \text{ cm}, \rho_c \ge 10^{15} \text{ cm}^{-3}.$$

Далее, плотность нейтронной жидкости ρ_n близка к полной плотности вещества в звезде лишь при $\rho_n \geq 5 \cdot 10^{13} \ e \cdot cm^{-3}$. Если же $\rho \leq 3 \cdot 10^{11} \ e \cdot cm^{-3}$, то роль нейтронов пренебрежимо мала и вещество состоит из ядер и электронов. Таким образом, совершенно ясно, что внешний слой звезды (скажем, при $\rho \leq 10^{12} \ e \cdot cm^{-3}$) имеет плазменную природу и подобен веществу в белых карликах. Но отсюда следует уже менее очевидное утверждение о том, что плазменная оболочка нейтронной звезды в основной своей части является твердой, т. е. образует кору ¹⁵. Дело в том, что в результате нейтринного и электромагнитного излучения нейтронная звезда быстро остывает и в силу высокой теплопроводности уже вскоре после ее образования практически вся звезда имеет температуру, меньшую $(1-5) \cdot 10^8$ °K. В то же время температура плавления T_m электронно-ядерной плазмы определяется из условия $\Gamma kT_m = e^2 Z^2/r_i$, где $r_i = n_i^{-1/3}$ — среднее расстояние между ядрами с зарядом eZ. Численный фактор $\Gamma \sim 100-200$, т. е. плавление наступает, когда кинетическая энергия ядер на два порядка меньше энергии их кулоновского взаимодействия.

$$T_m \sim 10^3 \rho^{1/3} Z^{5/3} \,^{\circ} \mathrm{K}.$$
 (2)

Здесь плотность $\rho \approx 2Zm_p n_i$, так как положено A/Z = 2 ($m_p = 1,67 \cdot 10^{-24} \ c$ — масса протона). Из (2) ясно, что при $Z \ge 10$ и $\rho \ge 10^{10} \ c \cdot cm^{-3}$ температура $T_m \ge 10^8$ °K. Таким образом, кроме тонкого плазменного («жидкого» или газового) внешнего слоя довольно значительный плазменный слой звезды должен быть твердым. Толщина этого слоя для «типичной» нейтронной звезды порядка $10^4 - 10^5 \ cm$. Под корой находится нейтронная жидкость ($\rho > 5 \cdot 10^{13} \ c \cdot cm^{-3}$), к которой с концентрацией порядка процента или нескольких процентов ¹⁶ примешаны протоны и электроны *). Все эти частицы (нейтроны, протоны, электроны) образуют вырожденную ферми-систему, а в таких условиях в некотором приближении можно считать, что система состоит как бы из смеси независимых нейтронной, протонной и электронной ферми-жидкостей. Электронная жидкость высокой плотности всегда остается нормальной ферми-жидкостью, т. е. близка к вырожденному ферми-газу. Но нейтронная и протонная жидкости могут перейти соответственно в сверхтекучее и сверхпроводящее состояние (см. ¹⁷⁻²²).

Природа сверхтекучести и сверхпроводимости в ферми-системах была выяснена лишь в 1957 г. (теория Бардина, Купера и Шриффера), хотя сверхпроводимость металлов была открыта почти за полвека до этого (в 1911 г.). Как оказывается, если в вырожденном ферми-газе (жидкости) частицы с энергиями, близкими к энергии Ферми, притягиваются друг к другу, то они даже при самом слабом притяжении слипаются в пары, которые, будучи бозонами, претерпевают нечто аналогичное бозе-эйнштейновской конденсации. Иными словами, обычное распределение Ферми оказывается неустойчивым и в энергетическом спектре системы появляется щель, ширина которой Δ (T) зависит от температуры T; щель максимальна и равна Δ (0) при T = 0. При некоторой температуре, которая носит название критической температуры T_c , щель закрывается (таким образом, Δ (T_c) = 0). Значение $T_c \sim \Delta$ (0)/k или, если измерять Δ (0) в Mзe,

$$T_c \sim 10^{10} \Delta_{(M_{26})} (0) \,^{\circ}\mathrm{K}_{\bullet}$$

Наличие энергетической щели приводит к тому, что частицы не могут рассеиваться при соударениях, а следовательно, их течение, если оно каким-то образом возникло, не замедляется. Система оказывается сверхтекучей или, в случае заряженных частиц, сверхпроводящей.

Нейтроны с противоположными спинами (в *S*-состоянии), если они находятся не на очень близких расстояниях, притягиваются друг к другу. Это притяжение недостаточно сильно для образования бинейтрона, но при наличии вырождения (т. е. для достаточно плотного газа нейтронов) должно приводить к образованию упомянутых пар и переходу в сверхтекучее состояние. Максимальная ширина щели Δ (0) порядка или несколько меньше энергии ядерного взаимодействия, т. е. порядка 1 *Мэв*, и, следовательно, критическая температура

$$T_c \sim 10^{10} \Delta_{(Mee)} (0) \sim 10^{10} \,^{\circ} \mathrm{K}, \tag{3}$$

Эта оценка относится к плотности нейтронной жидкости $\rho_n \sim 10^{13} - 10^{14} c \cdot cm^{-3}$ и, следовательно, пригодна для нейтронной жидкости, находящейся сразу под корой (напомним, что полная плотность вещества $\rho \approx \rho_n$ при $\rho \geq 5 \cdot 10^{13} c \cdot cm^{-3}$, т. е. как раз на внутренней границе коры). С ростом плотности, однако, рассматриваемая щель Δ_S (0) для пар

^{*)} См. также примечание при корректуре, пункт 3 (стр. 426).

в S-состоянии уменьшается в силу возрастания роли сил отталкивания, и, по оценкам^{21, 22}, щель «захлопывается», т. е. $\Delta_S(0) = 0$ при $\rho \approx \rho_n \approx \approx (1,5-2) \cdot 10^{14} \ e \cdot cm^{-3}$ (плотность $\rho_n = 1,5 \cdot 10^{14} \ e \cdot cm^{-3}$ отвечает плотности нейтронов в атомных ядрах; полная плотность в ядрах примерно вдвое больше, т. е. $\rho_{\text{nuclei}} \approx 3 \cdot 10^{14} \ e \cdot cm^{-3}$). Тем не менее сверхтекучесть при $\Delta_S(0) = 0$ не обязательно исчезает, поскольку при $\rho \approx \rho_n > > 1,5 \cdot 10^{14} \ e \cdot cm^{-3}$ начинает играть роль притяжение между нейтронами в *P*-состоянии (в триплетном состоянии со спином 1). Соответствующая щель $\Delta_P(0)$, по-видимому, несколько меньше щели $\Delta_S(0)$, но грубая оценка (3) сохраняется ²².

Протонная жидкость ведет себя примерно так же, как нейтронная, но ее плотность на один-два порядка меньше. В результате кулоновского



Рис. 2. Нейтронная звезда (схематический разрез).

отталкивания между протонами соответствующая щель, вероятно, на порядок меньше, чем для нейтронной жидкости, т. е. критическая температура для протонной сверхпроводимости $T_c \sim 10^9$ °K.

Поскольку в большинстве случаев температура звезды $T \leqslant T_c$, мы приходим к заключению, что под корой (при $\rho > > (3-5) \cdot 10^{13} \ e \cdot cm^{-3}$) нейтронные звезды сверхтекучи (нейтронная жидкость) и сверхпроводящи (протонная жидкость). Сделанный вывод представляется довольно вероятным при плотностях $\rho \leqslant (5-10) \times \times 10^{14} \ e \cdot cm^{-3}$, хотя и в этой области надежно вычислить или даже оценить щель

 $\Delta_{s}(0)$ и, особенно, щель $\Delta_{P}(0)$ еще нельзя. Что же касается самых плотных областей с $\rho \ge 10^{15} \ e \cdot cm^{-3}$, то там при современном состоянии проблемы трудно сделать даже грубые оценки щели $\Delta(0)$. Вполне возможно поэтому, что в центральной части достаточно массивных («типичных») нейтронных звезд имеется несверхтекучее и несверхпроводящее ядро. Ниже мы для определенности так и будем считать, хотя это предположение для дальнейшего не существенно.

Итак, типичная нейтронная звезда состоит из тонкой плотной газовой плазменной оболочки, твердой плазменной коры, сверхпроводящего и сверхтекучего слоя *) и плотного ядра (рис. 2).

Высказывались предположения, что вещество нейтронной звезды может быть ферромагнитным (речь идет о ядерном ферромагнетизме, при котором магнитные моменты нейтронов оказываются параллельными). Согласно расчетам ²³ по крайней мере при $\rho < 5 \cdot 10^{14} \ e \cdot cm^{-3}$ ядерный ферромагнетизм не возникает. Что касается области плотностей $\rho \ge 10^{15} \ e \cdot cm^{-3}$, лежащей в пределах ядра звезды, то здесь вещество должно, помимо нуклонов и электронов, содержать μ - и п-мезоны и гипероны (плотности $\rho \sim 10^{15} \ e \cdot cm^{-3}$ отвечает энергия Ферми $E_F \sim 100 \ M36$). В этой области об уравнении состояния можно только гадать, что и вносит существенную неопределенность при вычислении ряда параметров нейтронных звезд.

Наблюдения пульсаров могут дать информацию о структуре и эволюции магнитного поля звезды и об ее динамике или, конкретно, об изменении скорости вращения.

^{*)} Толщина сверхпроводящего слоя может несколько отличаться от толщины сверхтекучего слоя, но этим различием для простоты пренебрегаем.

Если магнитное поле в звезде не поддерживается каким-либо механизмом и обусловлено токами проводимости *), то характерное время затухания поля определяется с помощью хорошо известной оценки

$$\tau_m \sim \frac{\sigma r^2}{c^2} , \qquad (4)$$

где σ — проводимость, r — характерный размер. Для твердой коры при $\sigma \sim 10^{23} \ ce\kappa^{-1}$ (см. ²⁵) и $r \sim 10^5 - 10^6 \ cm$ время $\tau_m \sim 10^{12} - 10^{14} \ ce\kappa$ (размер $r \sim 10^6 \ cm$ и даже $r \sim 3 \cdot 10^6 \ cm$ отвечает радиусу твердой оболочки, а $r \sim 10^5 \ cm$ соответствует ее толщине). Для нейтронно-протонноэлектронной жидкости под корой электронная проводимость σ значительно выше, чем в коре; согласно ²⁶ $\sigma \sim 10^{29} \ ce\kappa^{-1}$. Отсюда при $r \sim 10^6 \ cm$ время $\tau_m \sim 10^{20} \ ce\kappa$. В сверхпроводящем состоянии, которое возникает в условиях высокой проводимости, магнитный поток затухает еще медленнее. В силу неоднородности звезды (кора, жидкий слой) вопрос о времени затухания поля на ее поверхности остается неясным. К тому же поле может поддерживаться каким-то динамо-эффектом. Оценка $\tau_m \sim$ $~ 4 \cdot 10^6$ лет, к которой можно прийти из наблюдаемого распределения периода пульсаров ²⁷ (см., однако, ^{276, 47}), представляется возможной, но еще никак не может считаться подтвержденной на основе расчетов, относящихся к эволюции звезды.

Самой интересной и довольно неожиданной оказалась возможность исследовать строение нейтронных звезд по данным о скачках и вообще немонотонности замедления периодов пульсара PSR 0833-45 в оболочке Вела (Парус) X и пульсара NP 0532 в Крабовидной туманности. Подобные изменения периода, особенно их скачки, можно связать с сейсмическими явлениями в твердой коре нейтронных звезд ^{28, 29}. С течением времени угловая скорость вращения звезды уменьшается, что проявляется в увеличении периода следования импульсов пульсаров. Но твердая кора не может плавно изменять свою форму, и поэтому при замедлении вращения нужно ожидать «звездотрясений»- появления в коре разломов и т. п., в результате чего кора принимает форму, близкую к равновесной при данной угловой скорости. Имеются все основания считать, что при «звездотрясении» и перестройке коры момент количества движения J= $=I\Omega$ сохраняется и, следовательно, изменение угловой скорости $\Delta\Omega$ связано с изменением момента инерции ΔI , так что $\Delta \Omega / \Omega = -\Delta I / I$. Наблюдавшееся для PSR 0833-45 изменение $\Delta\Omega/\Omega \approx 2 \cdot 10^{-6}$, и значит, $\Delta I \approx -2 \cdot 10^{-6}$ $I \sim -10^{39} \, c \cdot cm^2 \, (\Omega \approx 70 \, ce\kappa^{-1})$, $I \sim Mr^2 \sim 10^{45} \, c \cdot cm^2$ при $M \sim M_{\odot}$ и $r \sim 10^6$ см). Тем самым некоторый средний радиус звезды rдолжен уменьшиться лишь на $\Delta r \sim (|\Delta I|/I)r \sim 1$ см (!). Казалось бы, после перестройки коры вращение звезды должно происходить так же, как до перестройки, так как ничтожное изменение радиуса скорее всего не может сказаться на тормозящем моменте (см. ниже). Фактически же после «катастрофы» пульсар в Веле начал замедляться быстрее, чем до нее (конкретно, $\Delta \dot{\Omega} / \dot{\Omega} \sim 10^{-2}$, $\dot{\Omega} = d\Omega/dt$). Весьма правдоподобное объяснение ³⁰ этого эффекта связывает его как раз со сверхтекучестью и сверхпроводимостью нейтронно-протонной жидкости, находящейся под корой.

^{*)} В сильном магнитном поле существенно квантование электронных орбит и по этой причине может, в принципе, появиться некоторый электронный «орбитальный ферромагнетизм» ²⁴. Такой эффект, однако, является неравновесным, и его роль остается еще совершенно не ясной, поскольку она зависит и от кинетики образования звезды, и от времени релаксации рассматриваемого магнитного момента в веществе звезды.

В сверхтекучей жидкости *), при температурах значительно меньших критической, может происходить лишь безвихревое (сверхтекучее) течение, и, казалось бы, сверхтекучая часть звезды вращаться не может, т. е. ее эффективный момент инерции равен нулю. Фактически, однако, уже при ничтожной угловой скорости $\Omega_c \sim (\hbar/m_n r^2) \ln (r/a) \sim 10^{-14} ce\kappa^{-1}$ $(m_n \sim 10^{-24} \, c$ — масса нуклона, r — радиус жидкой сферы и $a \sim 10^{-12} \, cm$ радиус сердцевины вихревой нити, где уже жидкость не сверхтекуча) во вращающейся сверхтекучей жидкости энергетически выгодно появление параллельных оси вращения вихревых нитей. Вокруг каждой такой нити циркуляция скорости равна $2\pi\hbar/2m_n$, и момент количества движения пары нуклонов (масса 2 m_n) в результате их движения вокруг нити равен $\hbar = 1.05 \cdot 10^{-27}$ эрг сек. При $\Omega \gg \Omega_c$ число образующихся нитей достаточно велико для того, чтобы средняя скорость вещества была такой же, как в случае нормальной жидкости. Тогда число вихревых нитей на единицу площади, перпендикулярную к оси вращения, $n_0 \sim 2m_n \Omega/(\pi\hbar)$ (момент количества движения звезды $J = I\Omega \sim Mr^2\Omega \sim n_0\hbar\pi r^2 (M/2m_n)$, где $M/2m_n$ — полное число пар). Отсюда среднее расстояние между вихревыми нитями $\xi \sim n_0^{-1/2} \sim (\hbar/(m_n \Omega))^{1/2} \sim (10^{-3}/\Omega)^{1/2}$. Даже для пульсара в Крабе с $\Omega \approx 200 \ ce\kappa^{-1}$ расстояние $\xi \sim 2 \cdot 10^{-3} \ cm$, что несравненно боль-те среднего расстояния между нейтронами $\xi_n \sim (\rho/m_n)^{-1/3} \sim 10^{-13} \ cm$.

Итак, во вращающейся нейтронной звезде нейтронно-протонная (жидкая) часть звезды принимает участие во вращении за счет появления совокупности вихревых нитей, вероятно, как-то прикрепленных к твердой коре. Если скорость вращения не изменяется, то наличие вихревых нитей внутри, конечно, никак не проявляется во вне. Но при изменении угловой скорости ситуация изменяется. В случае нормальной (не сверхтекучей) жидкости нейтроны обмениваются импульсом с протонами и электронами очень быстро (характерное время $\tau \sim 10^{-15}$ сек; см. ²⁰). Если протоны сверхпроводящи, а нейтроны нормальны, то импульс передается за счет взаимодействия электронов с магнитным моментом нейтронов и т $\sim 10^{-9}$ сек. В случае же сверхпроводимости протонов и сверхтекучести нейтронов передача импульса происходит только в нормальных сердцевинах вихревых нитей. Суммарный объем этих сердцевин на множитель $\pi a^2 \cdot n_0 \sim \pi a^2 \cdot 2m_n \Omega / (\pi \hbar) \leq 10^{-18}$ меньше всего объема нейтронной жидкости, в силу чего теперь уже время релаксации т составляет дни или годы (!). Отсюда следует, что при уменьшении момента инерции коры вначале увеличивается лишь ее угловая скорость и скорость протонной и электронной жидкостей, а угловая скорость сверхтекучего нейтронного слоя претерпит изменение лишь за время порядка то ~ ~ 0,1-10 лет. Тем самым вращение звезды можно, в первом приближении, описать уравнениями 30, которые говорят сами за себя:

$$I_{c}\dot{\Omega} = N - \left[(\Omega - \Omega_{n}) \frac{I_{c}}{\tau_{0}} \right],$$

$$I_{n}\dot{\Omega}_{n} = (\Omega - \Omega_{n}) \frac{I_{c}}{\tau_{0}};$$
(5)

здесь I_c и I_n — моменты инерции соответственно коры и сверхтекучей части звезды, N — тормозящий момент, Ω — наблюдаемая угловая скорость коры и Ω_n — угловая скорость сверхтекучей жидкости. Здесь нет возможности подробнее останавливаться на анализе уравнений (5),

^{*)} В земных условиях сверхтекучесть известна и исследована лишь для гелия-II (жидкого гелия при $T < T_{\lambda} = 2,17^{\circ}$ K; растворов He³ в He⁴ не касаемся). В этом случае сверхтекучесть исчезает в λ -точке (при температуре T_{λ} , когда гелий-II переходит в гелий-I), соответствующей температуре бозе-эйнштейновской конденсации атомов гелия.

в частности, при изменении моментов инерции I_c и I_n в результате «ввездотрясения». Качественно, однако, сразу же ясно, что до установления квазиравновесия (т. е. для времен $t \leq \tau_0 \sim 0, 1-10$ лет) кора гормозится сильнее, чем нейтронная жидкость. В результате, естественно, после «звездотрясения» (впрочем, и независимо от природы скачка угловой скорости) возрастание периода пульсара происходит быстрее, чем до этого. Из теории следует, что $\Delta \dot{\Omega} / \dot{\Omega} \sim (T/\tau_0) (\Delta \Omega / \Omega)$, где T характерное время замедления вращения звезды, например, время удвоения периода пульсара (можно также считать, что $\dot{\Omega} / \Omega = -1/T$). Для пульсара в Веле $T \approx 24\,000$ лет и при $\tau_0 \sim 1-10$ лет $\Delta \dot{\Omega} / \dot{\Omega} \sim 10^4 \Delta \Omega / \Omega$, что находится в согласии с наблюдениями.

Наблюдавшееся для пульсара NP 0532 немонотонное изменение частоты (wobble) с периодом около трех месяцев также может быть связано с поведением сверхтекучей части звезды ³². Дело в том, что в системе вихревых нитей могут происходить медленные (как раз с нужным периодом) вращательные колебания.

Нужно заметить, что обнаруженные возмущения в ходе монотонного возрастания периода молодых пульсаров в Веле и Крабе можно, в принципе, связать не только с «звездотрясениями» коры и сверхтекучестью нейтронной жидкости. Так, возмущения периода можно попытаться связать с наличием у звезды-пульсара легких спутников (планет) ^{33, 34}а, с изменением потерь на гравитационное излучение в связи с изменением квадрупольного момента массы звезды ³⁴⁶ и некоторыми другими причинами ^{34а, 346} *). Приведенное выше объяснение представляется нам, однако, более правдоподобным; оно может быть проверено в результате достаточно длительных наблюдений за изменением периода пульсара после катастрофы (после скачка периода).

Таким образом, изучение немонотонностей (возмущений) в ходе векового увеличения периода пульсаров открывает перспективу «заглянуть» внутрь нейтронной звезды. Предварительные данные на этот счет свидетельствуют в пользу существования у нейтронных звезд твердой коры и сверхтекучей нейтронной сердцевины или слоя (в этом слое протоны, вероятно, сверхпроводящи).

Нельзя не отметить, что после неудачи попыток отождествить с нейтронными звездами некоторые космические рентгеновские источники и до открытия пульсаров, далеко не радужными казались перспективы доказательства даже самого существования нейтронных звезд. Сейчас же появилась обоснованная надежда изучать внутренние слои этих звезд. Такой успех вдохновляет.

4. ОБ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ ВРАЩАЮЩИХСЯ НАМАГНИЧЕННЫХ ЗВЕЗД

Приведенные выше оценки времени релаксации магнитного поля τ_m позволяют в первом приближении считать, что в системе отсчета, связанной со звездой, ее магнитное поле не изменяется со временем (в пределах тела звезды). Структура этого поля неизвестна, считать его строго дипольным нет никаких оснований, но обычно вне звезды дипольный член играет главную роль. Впрочем, это, строго говоря, относится лишь к случаю,

^{*)} Отметим, что при использовании уравнений (5) в работе ³⁰ и в дальнейших, нам известных работах момент силы N считается одинаковым до и после звездотрясения. Между тем не только гравитационное торможение (см. ³⁴⁶), но и, по всей вероятности, более существенное электромагнитное торможение пульсара может при звездотрясении изменяться в результате дополнительного выброса плазмы и вызванного этим обстоятельством изменения условий вблизи звезды (см. следующий раздел).

когда звезда находится в вакууме. Если же в магнитосфере звезды или даже в волновой зоне присутствует достаточно плотная плазма, то характер поля вне тела звезды может полностью измениться.

Допустим сначала, что звезда находится в вакууме. В этом случае известно точное решение для поля вращающейся звезды как в предположении, что речь идет о точном магнитном диполе, так и для более реалистической модели идеально проводящей, однородно намагниченной вращающейся сферы ³⁵. Дипольный магнитный момент звезды **m** удобно разложить на составляющую **m**_{||} вдоль оси вращения Ω и на перпендикулярную к оси вращения составляющую **m**_⊥. Очевидно, **m**_{||} не изменяется во времени (считаем, что m = const), а диполь **m**_⊥ вращается и, следовательно, излучает. Независимо от деталей структуры поля на поверхности звезды и вблизи нее (ближняя зона), в волновой зоне (при $r \gg \lambda_0 = 2\pi c/\Omega$) поле убывает по закону 1/r и полная мощность магнито-дипольного излучения равна $L_m = (2/3)m_{\perp}^2 \Omega^4/c^3$. Естественно, эта мощность черпается за счет уменьшения кинетической энергии вращения звезды $K = I\Omega^2/2$ и, следовательно, при отсутствии других потерь

$$\frac{dK}{dt} = I\Omega\dot{\Omega} = -\frac{2}{3}m_{\perp}^2\frac{\Omega^4}{c^3}.$$
 (6)

Отсюда $\Omega = \Omega_0 [1 + (t/T_m)]^{-1/2}$ $T_m = 3c^3 I/(4m_{\perp}^2 \Omega_0^2)$ и время t отсчитывается от момента, когда $\Omega = \Omega_0$. Для пульсара NP 0532 в Крабе в нашу эпоху период удваивается за время $T \approx 2400$ лет $\sim 10^{11}$ сек. Отсюда при $\Omega_0 \approx 200$ сек⁻¹ и $I \sim Mr_0^2 \sim 10^{45}$ г·см² время $T \sim T_m$ при $m_{\perp} \sim 2 \times 10^{30}$ сс·см³. Поле магнитного диполя $\mathbf{B} \equiv \mathbf{H} = 2\mathbf{m}/r^3$ на магнитном полюсе и $\mathbf{H} = -\mathbf{m}/r^3$ на магнитном экваторе. Следовательно, при $m \sim m_{\perp} \sim 10^{30}$ на поверхности звезды с радиусом $r_0 \sim 10^6$ см поле $H_0 \sim 10^{12}$ г. Такая оценка обычно и используется ³⁶; она не противоречит независимым оценкам поля, возникающего при образовании нейтронной звезды (см. выше). Вместе с тем, очевидно, что уравнение (6) строго справедливо лишь для звезды в вакууме (сюда включается предположение об отсутствии истечения частиц из звезды) и, кроме того, при пренебрежении гравитационным излучением. Роль гравитационного излучения может быть учтена путем добавления в правую часть уравнения (6) члена

$$-L_g = -\frac{G}{45} D_\perp^2 \frac{\Omega^6}{c^5} \approx -\frac{6G}{c^5} I^2 \epsilon \Omega^6,$$

где D_{\perp} — перпендикулярная к оси вращения составляющая квадрупольного момента массы звезды и $\varepsilon \approx (a - b)/a$ — эллиптичность $(a \ u \ b - ocu эллиптического сечения звезды, перпендикулярного к оси вращения; см. ³⁶). В модели наклонного ротатора момент <math>D_{\perp}$ автоматически появляется под действием несимметричного (относительно оси вращения) магнитного поля. Однако мощность гравитационного излучения может достигать значения $L_g \sim 10^{38}$ эрг/сек, по-видимому, лишь при наличии у звезды внутреннего (например, тороидального) поля $H_i \ge 10^{15}$ э (см. ³⁶, ³⁷). Хотя существование такого поля, в принципе, допустимо и не противоречит наличию внешнего (полоидального) поля $H_0 \le 10^{13}$ э, оно представляется нам весьма маловероятным. По причинам, ясным из дальнейшего, оценить мощность гравитационного излучения из соображений баланса энергии или зависимости угловой скорости (периода) пульсара от времени также вряд ли возможно. Поэтому полная определенность в этом вопросе может быть внесена только путем измерения потока гравитационных волн от Краба (существенно, что плазменная оболочка на

мощность гравитационного излучения практически не влияет). К сожалению, такие измерения вряд ли будут быстро проведены *).

Помимо электромагнитного и гравитационного излучения звезда может терять энергию за счет истечения вещества и ускорения заряженных частиц, покидающих звезду 41-43. Весьма важен при этом тот факт, что вблизи вращающейся в вакууме намагниченной звезды должно существовать электрическое поле $E \sim (\Omega r/c) H$ (в системе отсчета, вращающейся со звездой, E = 0). Такой эффект (по сути дела, речь идет об униполярной индукции) может играть немалую роль уже для обычных, медленно вращающихся звезд 44. Для пульсаров же его роль, конечно, колоссально возрастает в связи с большими значениями \hat{H} и Ω . Например, при $\Omega \sim$ $\sim 10^2 \ ce\kappa^{-1}, r \sim 10^6 \ ce\kappa$ и $H \ge 10^8 \ i$ поле $E \ge 3 \cdot 10^5 \ eg.$ СГСЭ $\sim 10^8 \ e/cm.$ Отсюда получается разность потенциалов $V \sim Er \sim 10^{14} \ e.$ Совершенно очевидно, что при наличии подобных и даже на несколько порядков меныших полей (поле может очень сильно уменьшиться, если плазменная атмосфера звезды является достаточно плотной) сила тяжести в атмосфере звезды играет второстепенную роль. В частности, не может быть и речи о том, чтобы намагниченная и вращающаяся нейтронная звезда имела крайне тонкую равновесную атмосферу с характерной высотой $h \sim kTr_0^2/GMm_p \sim 1$ см (при температуре $T \sim 10^6$ °K, $M \sim M_{\odot}$, $r_0 \sim 10^6$ см; $m_p = 1.67 \cdot 10^{-24}$ г — масса протона). Тем самым нет никаких оснований и, вообще говоря, недопустимо считать такую звезду находящейся в вакууме.

К сожалению, построить сколько-нибудь последовательную теорию атмосферы (магнитосферы) вращающейся намагниченной нейтронной звезды крайне трудно (это ясно уже на примере медленно вращающихся звезд ⁴⁵; для нейтронных звезд для определения электромагнитного поля может оказаться существенным также учет эффектов общей теории относительности ^{8а, 46}). Во всяком случае, такая теория еще не построена, и даже в качественном отношении картина остается нам не ясной, если речь идет о распределении плазмы вне звезды в зависимости от параметров Ω , **m** (магнитный момент) и **r** (координаты) ******). Поэтому ниже мы можем сделать лишь несколько замечаний, касающихся электродинамики пульсаров.

Совместное вращение звезды и плазмы в ее магнитосфере заведомо невозможно для расстояний от оси вращения больше радиуса «светового цилиндра»

$$r_{\rm c} = \frac{c}{\Omega} = 4.8 \cdot 10^9 P_{(ce\kappa)} \ cm, \tag{7}$$

гак как при совместном (твердотельном) вращении уже при $r = r_c$ скорость плазмы v = c. При $\Omega = 2\pi/P = 200$ сек⁻¹ радиус $r_c = 1,5\cdot 10^8$ см и при $H_0 \ge 10^8$ э поле $H_c \sim H_0$ $(r_0/r_c)^3 \ge 10^2$ э. Отсюда $H_c^2/8\pi \sim nkT$ для концентрации нерелятивистских электронов в магнитосфере

^{*)} Гравитационному излучению пульсара в Крабе с мощностью $L_g \sim 10^{8}$ эрг/сек отвечает на Земле поток $t_{g} \equiv F_{g} \sim L_{g}/4\pi R^{2} \sim 3 \cdot 10^{-7}$ эрг/см²сек, в то время как существующие приемники] ^{38, 39} могут регистрировать лишь поток $F_{g} \sim 10^{4}$ эрг/см²сек. Регистрация потоков $F_{g} < 10^{-6} - 10^{-7}$ эрг/см² сек, если не иметь в виду каких-либо новых методов ³⁹, потребует охлаждения приемника весом в тонны до очень низких температур ($T \leq 10^{-2}$ °K); реализация такого проекта лежит в пределах возможного уже на сегодняшний день ⁴⁰, но потребует довольно длительных усилий.

уже на сегодняшнии день ^{**}, но потреоует довольно длительных усилий. **) Зависимость плотности плазмы от массы звезды *M* и ее температуры, вероятно, менее существенна. То же относится к условиям вдали от звезды, если только не играет роли аккреция (согласно ⁴⁷, для старых пульсаров аккреция может играть определяющую роль). Заметим также, что параметр **m** эквивалентен двум скалярным параметрам — полю *H*₀ на поверхности звезды (скажем, на ее магнитном полюсе) ч углу α между **Ω** и **m**.

 $n = n_e \ge 400/kT \sim 4 \cdot 10^{12} \ cm^{-3}$ при $T \sim 10^6$ °К или для релятивистских электронов $n = n_r \ge 4 \cdot 10^7 \ cm^{-3}$ при $kT \sim E \sim 10^{-5}$ эрг ~ 10 Мэе. Отсюда ясно, что для короткопериодических пульсаров их магнитное поле действительно может увлекать за собой довольно плотную плазму вплоть до расстояний $r \sim r_c$. Однако даже в этом случае, не говоря уже о долгопериодных пульсарах, в зависимости от целого ряда обстоятельств (плотность и эффективная температура плазмы, конфигурация поля) увлечение плазмы, вероятно, может прекратиться значительно раньше, т. е. уже при $r < r_c$ или даже $r \ll r_c$. Таким образом, расстояние r_c играет роль некоторого максимального характерного размера l излучающей области пульсаров. Действительно, импульсы с длительностью δP , вообще говоря, должны исходить из области с размерами $l \leq c\delta P$, так как в противном случае импульс сильно размоется в результате запаздывания сигналов, исходящих из разных частей источника *). Для пульсаров. конечно, длительность импульсов $\delta P < P$ и, следовательно, l < cP = $= 2\pi c/\Omega$, или фактически $l \ll 2\pi c/\Omega$.

Для наклонного ротатора (угол $\alpha > 0$) картина не симметрична и не стационарна. Тем больше оснований ожидать появления различных плазменных неустойчивостей, приводящих к турбулизации плазмы, ее разогреву и дальнейшему ускорению частиц в магнитосфере и по выходе из нее. Все эти процессы могут, впрочем, иметь место и в случае совпадения оси вращения с осью магнитного диполя (угол $\alpha = 0$). Такая модель в силу наличия аксиальной симметрии лучше поддается анализу ⁴² и, возможно, передает некоторые существенные черты более реальных моделей пульсаров. Любопытно, что для аксиально-симметричной модели замедление вращения звезды, хотя оно происходит не за счет излучения, а в силу ускорения частиц электрическим полем, передается формулой типа (6) с заменой m_{\perp} на $m_{||}$ (см. ^{41, 42}; разумеется, при $\alpha = 0$ магнитный момент вдоль оси вращения $m_{||}$ равен полному моменту m). В результате для поля H_0 на поверхности звезды получается такая же оценка, как и ранее, т. е. для пульсара в Крабе $H_0 \sim 10^{12}$ э.

Такая оценка поля представляется нам, однако, еще не убедительной, ввиду неучета влияния плазмы вне тела звезды. Особенно ясно это видно в случае торможения за счет магнитодипольного излучения. Находящийся в вакууме магнитный диполь, как указывалось, излучения электромагнитные волны с мощностью $L_m = (2/3)m_{\perp}^2 (\Omega^4/c^3)$. Если же поместить такой диполь в однородную и изотропную среду с показателем преломления \tilde{n} , то мощность $L_m (\tilde{n})$ меняется в $\tilde{n}^3 (\Omega)$ раз (для электрического диполя мощность изменяется в $\tilde{n} (\Omega)$ раз). Точнее, сказанное относится к случаю, когда волны с частотой Ω могут распространяться в рассматриваемой среде. Если же $\tilde{n}^2 (\Omega) < 0$, то волны не уходят от диполя и мощность излучения $L_m (\tilde{n}) = 0$. Для изотропной «холодной» (нерелятивистской) плазмы

$$\widetilde{n}^{2}(\omega) = 1 - \frac{\omega_{e}^{2}}{\omega^{2}}, \quad \omega_{e} = \sqrt{\frac{4\pi e^{2}n_{e}}{m}} = 5.64 \cdot 10\sqrt[4]{n_{e}}$$

и неравенство \tilde{n}^2 ($\omega \equiv \Omega$) < 0 легко осуществляется.

В случае магнитных звезд и, в частности, пульсаров околозвездная плазма находится в магнитном поле. Поэтому плазма является магнитоактивной и показатели преломления \tilde{n}_i^2 для распространяющихся в ней нормальных волн довольно сложным образом зависят от частоты ω .

^{*)} Точнее, роль l играет не весь размер излучающего источника, а размер его области, в которой интенсивность излучения заметно усиливается в результате мазерного эффекта (подробнее см. ⁴⁸).

напряженности поля H, угла θ между H и волновым вектором \mathbf{k} , а также других параметров (см., например, ⁴⁹). Так, если частота ω мала по сравнению с гирочастотой для ионов $\Omega_H = eH/m_i c = 9,6 \cdot 10^3 H$ (ионы считаются нерелятивистскими; численный коэффициент относится к случаю водорода, когда $m_i = m_p = 1836m = 1,67 \cdot 10^{-24} e$), то в большом числе случаев применимо магнитогидродинамическое приближение. При этом, например, для волн, бегущих вдоль магнитного поля,

$$\widetilde{n}^2 = 1 + rac{4\pi m_i n_i c^2}{H^2} pprox 1 + rac{4\pi
ho c^2}{H^2}$$
 ,

или $\tilde{n} = \sqrt{4\pi\rho c}/H = c/v_a$ при условии, что альфеновская скорость $v_a = H/\sqrt{4\pi\rho} \ll c$. При этом же условии, очевидно, $\tilde{n} \gg 1$ (например, при $H < 10^6$ э и концентрации $n_i = n_e > 10^{14} \ cm^{-3}$, $\rho > 10^{-10} \ e \cdot cm^{-3}$, а показатель $\tilde{n} > 10$). Таким образом, в магнитогидродинамической области частот излучение и, следовательно, торможение наклонного ротатора может радикально отличаться от имеющего место в вакууме (это заключение подтверждается более детальным расчетом ⁵⁰). В Крабовидной туманности, вдали от пульсара $H \ll 10^{-3}$ э, ионная гирочастота $\Omega_H \ll 10 \ ce\kappa^{-1}$ и магнитогидродинамическое приближение несправедливо. Напротив, в этом случае обычно можно пренебречь влиянием ионов. Кроме того, по всей вероятности, в туманности электронная плазменная частота $\omega_e = 5.64 \cdot 10^4 \sqrt{n_e} \gg \omega_H = eH/mc = 1.76 \cdot 10^7 \ H$ и $\omega_e \gg \Omega \equiv \omega$. Такие же условия реализуются для «свистящих атмосфериков» в земной магнито-сфере и для «спиральных волн» в металлах. Как известно (см., например, ⁴⁹, § 11), в указанных условиях в плазме может распространяться лишь волна), причем

$$\widetilde{n}_{2}(\Omega) = \frac{\omega_{e}}{\sqrt{\overline{\Omega}\omega_{H}\cos\theta}} = \sqrt{\frac{4\pi |e| n_{e}c}{\Omega H \cos\theta}}, \qquad (8)$$
$$\omega_{e} \gg \omega_{H}, \quad \omega_{e} \gg \Omega, \quad \omega_{H}\cos\theta \gg \Omega.$$

При $\cos \theta \sim 1$, $\omega_e \sim 10^5 - 10^6 \ ce\kappa^{-1}$ ($n_e \sim 1 - 10^3 \ cm^{-1}$), $\Omega = 200 \ ce\kappa^{-1}$ и $\omega_H \sim 10^4 \ ce\kappa^{-1}$ ($H \sim 10^{-3}$ э) показатель \tilde{n}_2 (Ω) $\sim 10^2 - 10^3$. Если для ориентировки считать, что излучение магнитного диполя, как и в изотропной среде, пропорционально $\tilde{n}^3 = \tilde{n}_2^3$, то в обсуждаемом примере потери возрастут в $10^6 - 10^9$ раз (!). Оценка поля H_0 на поверхности звезды при этом понижается в $\tilde{n}_2^{3/2} \sim 10^3 - 3 \cdot 10^4$ раз по сравнению с оценкой для вакуума.

Проведенных рассуждений еще совершенно недостаточно для реалистической оценки влияния плазмы на торможение звезды, но они демонстрируют возможность того, что околозвездная плазма радикально изменит всю картину и обусловит появление наблюдаемого торможения для поля $H_0 \sim 10^8 - 10^9$ э на поверхности звезды. Именно поэтому вопрос о величине этого поля нам сейчас представляется открытым, и обычно используемые значения $H_0 \sim 10^{12} - 10^{13}$ э ни в коей мере не могут считаться надежно обоснованными.

Электромагнитное излучение не только тормозит вращение звезды, но может приводить также к изменению угла α между осью вращения Ω и магнитным моментом m. Этот вопрос рассматривался в статьях ^{36, 51, 52а} на пути вычисления момента силы N, выражающегося через тензор напряжений электромагнитного поля T_{ij} . Для той же цели можно воспользоваться общим уравнением для частицы с механическим моментом количества движения J_0 и магнитным моментом m:

$$\frac{d\mathbf{J}_{\mathbf{0}}}{dt} = [\mathbf{m}\mathbf{H}_{\mathbf{ext}}] - \frac{4\mathbf{v}_m}{3\pi c^3} \left[\mathbf{m}\frac{d^2\mathbf{m}}{dt^2}\right] + \frac{2}{3c^3} \left[\mathbf{m}\frac{d^3\mathbf{m}}{dt^3}\right],\tag{9}$$

где H_{ext} — внешнее магнитное поле в месте нахождения диполя и $v_m \sim c/r_0$ зависит от структуры (формфактора) диполя (r_0 — радиус намагниченного шарика)*). Момент

$$N_c = -\frac{4\mathbf{v}_m}{3\pi c^3} \left[\mathbf{m} \frac{d^2 \mathbf{m}}{dt^2} \right] = -\frac{d \mathbf{J}_m}{dt}$$

является консервативным, причем

$$\mathbf{J}_m = \frac{4\mathbf{v}_m}{3\pi c^3} \left[\mathbf{m} \, \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right]$$

представляет собой электромагнитный момент количества движения звезды. При отсутствии внешнего поля ($\mathbf{H}_{\mathrm{ext}} = 0$) и при неучете диссипации полный момент $\mathbf{J} = \mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_m$, разумеется, сохраняется. Для нейтронных звезд $J_0 = I\Omega \leqslant 10^{47} \ e \cdot cm^2 ce\kappa^{-1}$ (при $I \leqslant 10^{45} \ e \cdot cm^2$ и $\Omega \leqslant 10^2 \ ce\kappa^{-1}$) и $J_m \sim m^2 \Omega/r_0 c^2 \leqslant 10^{35} \ e \cdot cm^2 ce\kappa^{-1}$ (при $r_0 \geqslant 10^6 cm$, $m \sim H_0 r^3 \sim \sim 10^{30} \ e \cdot cm^3$). Момент \mathbf{J}_m и ему аналогичный при учете влияния плазмы, возможно, представляет интерес при более детальном анализе динамики звезды. Что же касается уменьшения угловой скорости Ω и изменения угла α , то здесь роль играет диссипативный момент силы

$$\mathbf{N}_{d} = \frac{2}{3c^{3}} \left[\mathbf{m} \frac{d^{3}\mathbf{m}}{dt^{3}} \right] = \mathbf{N}_{d||} + \mathbf{N}_{d\perp},$$

$$\mathbf{N}_{d||} = \frac{2}{3c^{3}} \left[\mathbf{m}_{\perp} \frac{d^{3}\mathbf{m}_{\perp}}{dt^{3}} \right], \quad \mathbf{N}_{d\perp} = \frac{2}{3c^{3}} \left[\mathbf{m}_{||} \frac{d^{3}\mathbf{m}_{\perp}}{dt^{3}} \right].$$
(10)

Момент $N_{d \parallel}$ направлен по оси вращения и замедляет скорость этого вращения; скалярно умножая (9) на Ω и для простоты пренебрегая очень малым членом $d\mathbf{J}_m/dt$, сразу же получаем уравнение (6), так как $\Omega N_{d \parallel} = -2m_{\perp}^2 \Omega^4/3c^3$. Момент $N_{d \perp}$ перпендикулярен к угловой скорости и приводит к уменьшению угла α , так как

$$I \frac{d(\Omega \cos \alpha)}{dt} = \frac{\mathbf{m} \mathbf{N}_d}{\mathbf{m}} = 0,$$

$$I\Omega \frac{d\alpha}{dt} = -N_{d\perp} = -\frac{2m^2 \Omega^3}{3c^3} \cos \alpha \sin \alpha,$$

$$I \frac{d\Omega}{dt} = -N_{d\parallel} = -\frac{2m^2 \Omega^3}{3c^3} \sin^2 \alpha.$$
(11)

Здесь и выше магнитный момент **m** считается постоянным по величине и жестко закрепленным в теле звезды, которое поворачивается так, чтобы угол α уменьшался. Характерное время изменения угла α при $\alpha \sim 1$ того же порядка, что и время торможения $T_m = 3c^3 I/4m_\perp^2 \Omega_0^2$, но при $\alpha \to \pi/2$ поворот момента **m** сильно замедляется (при $\alpha = \pi/2$, очевидно, $d\alpha/dt = 0$).

^{*)} Момент силы, действующей на шарик с намагничением $\mathbf{M} = \mathbf{m}D(\mathbf{r})$, $\int D(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = 1$ равен $\int [\mathbf{m}\mathbf{H}(\mathbf{r})] D(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$, причем поле $\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_{ext} + \mathbf{H}_1(\mathbf{r})$, где $\mathbf{H}_1(\mathbf{r}) - \mathbf{c}$ собственное поле диполя (шарика) в точке \mathbf{r} (поле \mathbf{H}_{ext} считаем однородным в пределах шарика). Исключая поле \mathbf{H}_1 , с помощью уравнений поля приходим ⁵³ к уравнению (9). Как само это уравнение, так и процедура его получения аналогичны имеющим место при учете силы радиационного трения в случае заряда (речь идет об уравнении $m_0 \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = \int e\mathbf{E}(\mathbf{r}) D(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = -m_{lm} \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} + \frac{2e^2}{3c^3} \frac{d^3\mathbf{r}}{dt^3} + O(r_0)$, где m_0 — механическая масса, $m_{lm} = e^2 \mathbf{v}_m/c^3 \sim e^2/c^2 r_0$ — электромагнитная масса «частицы», плотность заряда которой $\rho = eD(\mathbf{r})$, $\int D(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = 1$).

Анализ уравнения (11) содержится в статьях ^{51, 52}. К сожалению, момент силы N зависит как от мощности излучения, а значит, параметров плазмы вне звезды, так и от квазистатической компоненты диполя $\mathbf{m}_{||}$. Для недипольного поля ситуация еще больше усложняется. То же можно сказать при учете несферичности звезды, обусловленной наличием твердой коры или другими причинами ⁵²⁶. В результате вопрос об изменении угла α или, если угодно, излучающей проекции момента m_{\perp} для пульсаров останется открытым. Из наблюдений создается впечатление ^{54, 55}, что для пульсара NP 0532 в Крабе угол α близок к $\pi/2$, т. е. магнитный диполь почти перпендикулярен к оси вращения. Аналогичная ситуация имеет, видимо, место и для обычных магнитных звезд ⁵⁶. Соответствующие причины еще не ясны, но, в принципе, при учете влияния плазмы и не строго дипольного поля, угол α может или не уменьшаться или даже стремиться к $\pi/2$, так что говорить о каком-то противоречии в модели наклонного ротатора еще заведомо рано.

Резюмируя, можно констатировать, что модель наклонного ротатора в приближении, когда плазма вне звезды достаточно разрежена и оказывает лишь небольшое влияние на излучение звезды («вакуумное приближение»), способна объяснить целый ряд характерных для пульсаров черт, а именно:

торможение (увеличение периода) за характерное время

$$T \sim 10^3 - 10^8$$
 лет;

появление у пульсара плазменной атмосферы в фезультате присутствия вблизи вращающейся, намагниченной звезды электрического поля, вызывающего истечение и ускорение частиц; наличие достаточно протяженной плазменной атмосферы предполагается в большинстве моделей излучающих областей пульсаров.

В обсуждаемом «вакуумном приближении» магнитное поле на поверхности звезды $H_0 \sim 10^{12} - 10^{13}$ э, а теряемая звездой энергия в значительной доле передается истекающей плазме, которая содержит также частицы с весьма высокими энергиями. Последний результат благоприятен, в принципе, с точки зрения возможности объяснить активность в оболочках сверхновых и некоторые особенности этих оболочек (конкретно, речь идет о пульсаре NP 0532 в Крабовидной туманности), а также эффективное ускорение частиц вблизи пульсаров (см., например, ^{36,57, 58}).

Вместе с тем область применимости «вакуумного приближения» остается неясной, не говоря уже о том, что не решена центральная задача о самосогласованном определении параметров плазмы и поля вблизи вращающейся нейтронной звезды — наклонного ротатора. Поэтому для поля на поверхности звезды нам в настоящее время не представляется невероятной оценка $H_0 \sim 10^8 - 10^9$ э. Остается неясным вопрос об изменении во времени угла α между магнитным моментом **m** и осью вращения Ω . То же можно сказать об оценках мощности испускаемых пульсаром космических лучей и нерелятивистской плазмы, не говоря уже о мощности гравитационного излучения пульсаров. Между тем в посвященной пульсарам литературе многое гипотетическое и лишь возможное нередко считается вполне реальным (примерами могут служить утверждения об очень мощном гравитационном излучении пульсаров и определяющей роли пульсаров как источников космических лучей в Галактике; в этой связи см. статью 59). Разумеется, подобное положение в значительной мере является естественной реакцией на столь замечательное открытие, каким является обнаружение пульсаров. Но, независимо от мотивов, нужно иметь в виду, что создание надежной теории атмосферы и магнитосферы пульсаров потребует еще огромной работы.

2 УФН, т. 103, вып. 3

5. О МЕХАНИЗМАХ ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ *)

Если не считать некоторых сведений о пульсарах, которые можно получить из данных об оболочках сверхновых (см., например, 60), вся информация поступает в результате анализа испускаемого пульсарами излучения. Тем самым очевидно, что вопросы о механизме излучения цульсаров и о строении их излучающих областей имеют первостеценное значение.

Первый существенный вывод, который легко сделать на основе оденок яркостной температуры T_b для радиоизлучения пульсаров, заключается в том, что механизм этого радиоизлучения не может быть некогерентным.

Напомним, что для некогерентных механизмов излучения при отсутствии поглощения или реабсорбции (поглощения самими излучающими частицами) полная мощность излучения (светимость) L системы излучающих частиц (молекул, атомов, электронов) равна сумме мощностей излучения отдельных частиц. Иначе говоря, для некогерентных механизмов мощность излучения L = Nu, а при учете поглощения и реабсорбции $L \leq Nu$, где u — мощность излучения одной частицы и N — полное число излучающих частиц в источнике. В целом ряде случаев, однако, необходимо рассмотрение также когерентных механизмов излучения — при этом мощность L > Nu и, вообще говоря, уже не пропорциональна N. Примерами могут служить онтитеение и радиоистотники с розбесрбинене космические мазеры в линиях ОН и других молекул, некоторые компоненты спорадического радиоизлучения Солнца и радиоизлучение пульсаров.

Поток излучения, испускаемый сферической поверхностью радиуса г и наблюдаемый на расстоянии R, равен $F(v) = (2\pi v^2/c^2)kT_b (r/R)^2$. Отсюда яркостная температура источника

$$T_{b} = \frac{c^{2}F(\mathbf{v})}{2\pi k \mathbf{v}^{2}} \left(\frac{R}{r}\right)^{2} = 1,04 \cdot 10^{13} \mathbf{v}^{-2} \left(\frac{R}{r}\right)^{2} \tilde{F}(\mathbf{v}), \tag{12}$$

где поток \tilde{F} (v) измеряется в единицах потока f.u. = 10^{-26} em/ μ^2 ги; выражение (12) можно считать определением Т_b, и тогда оно формально пригодно и за пределами условия $hv \ll kT_b$ (при этом условии формула (12) пригодна и для равновесного излучения, когда $T_b \leqslant T$). Для пульсара NP 0532 в Крабе средний по времени поток по порядку

величины равен

 $\widetilde{F}(10^8 \ \epsilon u) \sim 10 \ f. u., \quad \widetilde{F}(10^{15} \ \epsilon u) \sim 10^{-2} \ f. u., \quad \widetilde{F}(10^{18} \ \epsilon u) \sim 10^{-4} \ f. u.$ (13) Отсюда при R = 1500~nc и $r \sim 5 \cdot 10^7~cm$ получаем T_b (радио) $\sim 10^{26}$ °K, T_b (оптика) $\sim 10^9$ °K, T_b (x-лучи) ~ 10 °K. Светимость пульсара $L \sim 4\pi R^2 \int F(v) dv$ порядка L (радио) $\sim 10^{31}$ эрг/сек, L (оптика) ~ 10³⁴ эрг/сек и L (х-лучи) ~ 10³⁶ эрг/сек. Даже при уменьшении радиуса r на порядок температура T_b (оптика) ~ 10¹¹ °K, что отвечает частицам с энергией $E \sim k T_b \sim 10^7$ эв. Отсюда ясно, что оптическое и рентгеновское излучение пульсаров вполне может быть некогерентным, например, синхротронным излучением или обратным комптоновским рассеянием. Наоборот, радиоизлучение даже при $T_b \sim 10^{20}$ °K (для NP 0532 это отвечает радиусу r ~ 5.1010 см) явно не может быть некогерентным, поскольку ускорение большого числа электронов до энергий $E > 10^{16}$ зв представляется совершенно нереальным (к тому же

^{*)} Подробнее см. 48, 61, 62 и указанную там литературу.

ПУЛЬСАРЫ

интенсивность и соответственно T_b в импульсах значительно выше, чем используемые средние значения). То же самое можно сказать об источниках линий ОН с $T_b \sim 10^{12}$ °K и о ряде всплесков солнечного радиоизлучения. Таким образом, за радиоизлучение пульсаров действительно должен быть ответствен когерентный механизм.

Имеются два существенно различных типа когерентных механизмов излучения, которые можно назвать мазерным и антенным. Мазерный механизм действует уже в условиях однородной среды, т. е. не требует пространственной группировки частиц. В некоторых случаях мазерный механизм не требует также группировки или анизотропии частиц в пространстве скоростей. Другими словами, мазерный механизм может работать при отсутствии макроскопических токов, меняющихся с излучаемой частотой. Мазерный механизм родствен реабсорбции — в обоих случаях интенсивность на пути *l* меняется по закону

$$I = I_0 \exp\left(-\mu l\right),\tag{14}$$

причем при реабсорбции $\mu > 0$ и при усилении $\mu < 0$.

Для антенного механизма в первую очередь существенна пространственная неоднородность источника или пространственная неоднородность распределения токов в источнике. В простейшем случае речь идет об источнике, состоящем из сгустков частиц, причем один из размеров сгустка $d \ll \lambda$ (λ — длина волны в среде). Если этому условию удовлетворяют все размеры сгустка, то его излучение во всех направлениях является когерентным в том смысле, что все частицы сгустка излучают в фазе и поэтому полная мощность излучения $L_b = n_b^2 u$, где u — мощность излучения одной частицы и n_b — число частиц в сгустке (если, например, имеется сгусток электронов с размером $d \ll \lambda$, то мощность его излучения, скажем, при ускорении, пропорциональна $(en_b)^2$, а мощность излучения одного электрона пропорциональна e^2) *).

Для источника, содержащего N частиц и N_b независимо друг от друга (некогерентно) излучающих сгустков, очевидно,

$$L = N_b n_b^2 u = n_b N u. \tag{15}$$

Таким образом, в данном случае мощность излучения в n_b раз больше, чем для некогерентного источника с теми же значениями N и u. Для сгустков, имеющих форму нитей с диаметром $d \ll \lambda$ или дисков с толщиной $d \ll \lambda$, излучение всех частиц в сгустке имеет одинаковую фазу, вообще говоря, лишь в направлении, перпендикулярном к оси нити или плоскости диска. Такие случаи аналогичны тонким антеннам соответствующей формы (поэтому мы и называем обсуждаемый когерентный механизм антенным механизмом).

С увеличением характерного размера сгустка d мощность излучения начинает быстро падать, как только $d \ge \lambda$. В самом деле, интенсив-

^{*)} Во избежание путаницы в терминологии нужно также заметить следующее. Излучение обычно называют когерентным, когда фиксирована фаза поля. Очевидно, любое фиксированное, регулярное (не статистическое) распределение токов излучает когерентно. Частным случаем такого когерентного излучения является упоминаемое в тексте излучение в условиях, когда разность фаз между всеми излучателями в сгустке мала. Совокупность когерентных излучателей (сгустков) с независимыми (случайными) фазами в целом дает некогерентное или частично когерентное излучение. То же относится к мазерному излучению в космических условиях (и, вообще, без резонатора), когда излучение от всей излучающей области некогерентно в смысле случайного характера фаз поля по разным направлениям и на разных частотах. В силу сказанного мы в тексте различаем когерентное излучение от когерентных механизмов излучения, определяемых условием L > Nu (в основе таких механизмов лежит, однако, известная когерентность, например, в пределах сгустка или при усилении волн в заданном направления).

ность излучения с волновым вектором $\mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\mathbf{k}}{k}$ пропорциональна $I \sim$ $\sim \int |j(\mathbf{r}) \exp((i\mathbf{k}\mathbf{r})d\mathbf{r})|^2$, где $j(\mathbf{r})$ плотность тока в источнике (сгустке). Ограничиваясь, для простоты, одномерным распределением, видим, что для непрерывного распределения тока типа $j = j_0 \pi^{-1/2} \exp{(-x^2/d^2)}$ интенсивность на множитель $f = \exp(-\pi^2 d^2/\lambda^2)$ меньше, чем при $d \ll \lambda$. Указанный фактор f довольно мал уже при $d = \lambda$, когда $f = e^{-\pi^2} \sim 10^{-4}$; очевидно, при $d = 3\lambda$ фактор $f \sim 10^{-40}$ й, следовательно, антенный механизм обычно эффективен лишь при $d < \lambda$. Применение выражения типа (15) ограничено также условием некогерентности отдельных сгустков. Вообще при антенном механизме токи или вызывающая их э.д.с. обычно считаются заданными и взаимное влияние соседних сгустков (антенн) не учитывается. Удовлетворить подобным требованиям для метровых и более коротких волн в космических условиях крайне трудно. Во-первых, хотя различные механизмы плазменной неустойчивости и некоторые другие мыслимые процессы и приводят к возникновению неоднородностей, эти неоднородности обычно не являются ярко выраженными (иными словами, глубина модуляции плотности заряда невелика). Во-вторых, если резко выраженные сгустки даже и образовались бы, они, вообще говоря, должны очень быстро рассасываться. Дело в том, что в космосе трудно ожидать образования моноэнергетических частиц и поэтому частицы в сгустках будут обладать заметным разбросом скоростей Av. Поэтому, скажем, вдоль магнитного поля сгусток существенно размоется за время $au \sim d/\Delta v_{||}$. Отсюда, например, при $d \sim 30$ см и разбросе скоростей вдоль поля $\Delta v_{\parallel} \sim 3 \cdot 10^9 \ cm/cek$ время $\tau \sim 10^{-8} \ cek$. В направлении поперек магнитного поля (по азимуту) сгусток тоже расплывается за время $\tau \leq 2\pi r_H / \Delta v_{\perp} = 2\pi v_{\perp} / \Delta v_{\perp} \omega_H$, $\omega_H = (eH/mc) \ (mc^2/E)$. Даже при $\Delta v_{\perp} \sim \sim 10^{-2} \ v_{\perp}$ время $\tau \leq 10^{-3} \ \omega_H$ и при $E/mc^2 \sim 10^2$, $H > 10^6$ э время $\tau < 10^{-8} \ cm^2$ $< 10^{-8} cent{\kappa}$.

Подобные примеры можно умножить; все они свидетельствуют в пользу того, что сколько-нибудь выраженный антенный механизм в космических условиях нереален. Между тем в литературе, в связи с обсуждением природы излучения пульсаров, уже неоднократно предлагалось использовать именно антенные механизмы. При этом, однако, никаких конкретных оснований для появления резких сгустков и их стабилизации не проводится. Тем самым, по нашему мнению, проводимые расчеты полностью повисают в воздухе. Это справедливо уже в радиоастрономическом диапазоне, в случае же оптического и рентгеновского диапазонов об образовании сгустков или токовых слоев с характерным размером (диаметром, толщиной слоя) $d \leqslant \lambda$ говорить еще несравненно труднее. Быть может, тенденция привлекать антенные механизмы связана с тем, что радиоизлучение пульсаров, как сказано выше, не может быть некогерентным, и в то же время мазерные когерентные механизмы излучения все еще менее известны по сравнению с классическими антенными механизмами. Так или иначе, но в космических условиях внимания заслуживают не антенные механизмы, а именно мазерные когерентные механизмы излучения.

Мазерные когерентные механизмы излучения, как уже упоминалось выше, работают и в однородной среде, если не говорить о тривиальной необходимости считать эту среду (излучающую область) ограниченной в пространстве. Правда, в мазерных механизмах, в которых фигурируют не поперечные волны (в частности, строго продольные волны), в силу уравнения div $\mathbf{E} = 4\pi\rho$ автоматически появляются некоторые нескомценсированные заряды с плотностью ρ (r). Эти заряды (а также заряды,

связанные с любыми флуктуациями концентрации) существенны для трансформации волн, например, для перехода плазменных (продольных) волн в электромагнитные (поперечные) волны. Но и в подобных случаях неоднородности концентрации электронов или ионов не имеют, по существу, ничего общего с дискретными сгустками зарядов, рассматриваемыми обычно в рамках антенных механизмов излучения.

Сделаем несколько замечаний о мазерных механизмах, используя уравнение переноса для интенсивности электромагнитных волн *I*:

$$\frac{dI}{dx} = A + (B - \mu_c) I. \tag{16}$$

Если интересоваться также поляризацией излучения, то аналогичное уравнение нужно написать и для других параметров Стокса (см., например, 63). Кроме того, в (16) не учитывается рефракция и ниже система будет считаться однородной на длине l вдоль луча (ось x). В таких условиях интенсивность излучения источника в направлении оси x равна

$$I = \frac{A}{\mu_c - B} \{ 1 - e^{(B - \mu_c)l} \}.$$
 (17)

В (16) и (17) коэффициент A отвечает спонтанному излучению, B — индуцированному (мазерному) излучению или реабсорбции (при B < 0), а μ_c — коэффициент поглощения, не связанный с самими излучающими частицами; практически для радиоволн μ_c есть коэффициент поглощения из-за соударений, для водородной плазмы, при неучете влияния магнитного поля, равный ⁴⁹

$$\mu_{e}(\omega) = \frac{1 - \widetilde{n^{2}}(\omega)}{c\widetilde{n}(\omega)} v_{eff}, \quad \widetilde{n^{2}}(\omega) = 1 - \frac{\omega_{e}^{2}}{\omega^{2}}, \quad \omega_{e}^{2} = \frac{4\pi e^{2}n_{e}}{m},$$

$$\omega^{2} \gg v_{eff}^{2}, \quad \widetilde{n^{2}} \gg \frac{\omega_{e}^{2}}{\omega^{2}} \frac{v_{eff}}{\omega},$$

$$v_{eff} = \pi \frac{e^{4}}{(kT_{e})^{2}} \sqrt{\frac{8kT_{e}}{\pi m}} n_{e} \ln\left(0.37 \frac{kT_{e}}{e^{2}n_{e}^{1/3}}\right) = \frac{5.5n_{e}}{T_{e}^{3/2}} \ln\left(220 \frac{T_{e}}{n_{e}^{1/3}}\right).$$
(18)

В случае синхротронного излучения изотропно распределенных электронов в вакууме $A = \epsilon$ и $B = -\mu_r < 0$, причем выражения для излучательной способности є и коэффициента реабсорбции µ, хорошо известны 63. Усиление (мазерный эффект, B > 0) для синхротронного излучения может иметь место либо при отличном от единицы показателе преломления n в излучающей области, либо в случае анизотропного распределения релятивистских электронов по направлению их скорости. конкретно, $\widetilde{n}(\omega) = \sqrt{1 - (\omega_e^2/\omega^2)} \approx 1 - \omega_e^2/2\omega^2$ Показатель $n \neq 1$ и. при наличии в излучающей области «холодной» плазмы с концентрацией n_e (при этом, по предположению, $\omega_e^2 = 4\pi e^2 n_e/m \ll \omega^2$). Анизотропия распределения электронов по скоростям приводит к усилению, если эта анизотроция значительна уже в области углов порядка

$$\eta = \sqrt{(mc^2/E)^2 + (\omega_e^2/\omega^2)} \approx \sqrt{1 - \tilde{n}^2 \beta^2}, \quad \beta = v/c$$

(подробнее см. ^{62, 63} и указанную там литературу).

Если в плазме распространяется продольная (плазменная) волна с частотой $\omega_l \approx \omega_e$ и интенсивностью I_l , то поперечные (радио) волны с частотами $\omega \approx \omega_l$ порождаются за счет процессов спонтанного и индуцированного рассеяния, причем в (16) $A = \alpha I_l$ и $B = \beta I_l$ (выражения для α и β приведены в работе ⁴⁸). В этом случае усиление велико, если $(\beta I_l - \mu_c) \ l \gg 1$. Для указанных механизмов легко получить нужные в случае пульсаров радиосветимости и значения T_b .

Трансформация плазменной волны в радиоволны является частным случаем процессов трансформации (в результате рассеяния, а в общем случае в силу нелинейности плазмы) одних нормальных волн в другие, которые могут распространяться в плазме (при наличии магнитного поля эти волны, вообще говоря, не являются ни поперечными, ни продольными ^{49, 64}). Помимо спонтанной и индуцированной трансформации различных волн эти волны могут генерироваться, усиливаться и поглощаться в плазме в результате целого ряда процессов (пучки частиц, ударные волны). Тем самым плазменная турбулентность, в известном приближении сводящаяся к совокупности различных нормальных волн, порождает выходящее наружу электромагнитное излучение плазмы ⁴⁹, ⁶⁴; это излучение при выполнении условия типа ($\beta I_l - \mu_c$) $l \gg 1$ как раз и является мазерным излучением.

Третий важный класс мазерных когерентных механизмов действует при одновременном наличии плазменной турбулентности и релятивистских частиц ⁶⁵. По сути дела, такой механизм особенно родствен обратному комптоновскому рассеянию электромагнитных волн в вакууме на релятивистских электронах (точнее, мазерный эффект связан только с индуцированным рассеянием; спонтанное рассеяние плазменной турбулентности на релятивистских частицах также представляет интерес). Пусть волна (частота ω_1 , волновой вектор \mathbf{k}_1 ; $\mathbf{k}_1 = (\omega_1/c) ~ \tilde{n} ~ (\omega_1) ~ (\mathbf{k}/k)$) рассеивается на релятивистской частице (электроне), имеющей скорость \mathbf{v} , и превращается в волну с частотой $\omega_2 \equiv \omega$ и волновым вектором $\mathbf{k}_2 \equiv \mathbf{k}$. Типы волн 1 и 2 могут быть различными, но всегда

$$\omega_1 - \mathbf{k}_1 \mathbf{v} = \omega - \mathbf{k} \mathbf{v}, \tag{19}$$

где изменение энергии электрона при рассеянии считается малым*). Условие (19) можно записать в виде

$$\omega \left[1 - \frac{v}{c} \widetilde{n}(\omega) \cos(\mathbf{k}\mathbf{v})\right] = \omega_1 \left[1 - \frac{v}{c} \widetilde{n}(\omega_1) \cos(\mathbf{k}_1 \mathbf{v})\right],$$

и частота ω будет максимальна при $\cos(\mathbf{k_1}\mathbf{v}) = -1$, $\cos(\mathbf{kv}) = 1$ (лобовое соударение), т. е.

$$\omega \leqslant \omega_{\max} = -\frac{\omega_1 \left(1 + (v/c) \, \widetilde{n} \, (\omega_1)\right)}{1 - (v/c) \, \widetilde{n} \, (\omega)} \leqslant \frac{2\omega_1}{1 - (v/c) \, \widetilde{n} \, (\omega)}$$

Если частота ω достаточно высока, так что можно положить $\widetilde{n}(\omega) = 1$, то

$$\omega_{\max} \leqslant 4\omega_1 \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2,\tag{20}$$

поскольку для релятивистских частиц

$$1 - \frac{v}{c} \approx \frac{1 - (v^2/c^2)}{2} = \frac{1}{2} \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2.$$

Заметим, что синхротронное излучение также можно рассматривать как преобразование частоты, причем в (20) нужно положить $\omega_1 \sim eH/mc$

$$E + \hbar \omega_1 = E_2 + \hbar \omega_2, \quad \mathbf{p}_1 + \hbar \mathbf{k}_1 = \mathbf{p}_2 + \hbar \mathbf{k}_2,$$

^{*)} Условие (19) проще всего получить, опираясь на квантовые представления, согласно которым фотон в среде (плазмон и т. п.) имеет энергию ћо и импульс ћk (см. 66). Законы сохранения энергии и импульса при рассеянии имеют вид

где $E = \sqrt{m^2 c^4 + c^2 p^2}$ - энергия частицы. Отсюда при малых изменениях энергии $E_2 - E_1 = \frac{\partial E}{\partial \mathbf{p}} \Delta \mathbf{p} = \mathbf{v} \Delta \mathbf{p} = \hbar \mathbf{v} (\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1) = \hbar (\omega_2 - \omega_1)$, что и приводит к (19).

ПУЛЬСАРЫ

(подробнее см. ^{62, 67}). Для «обратного» комптоновского рассеяния в вакууме роль ω₁ играет частота рассеиваемого мягкого фотона. В нерелятивистской плазме частота нормальных волн ω₁ определяется характерными частотами

$$\omega_e = 5,64 \cdot 10^4 \sqrt{n_e}, \quad \omega_i = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_i}} = \frac{\omega_e}{43}$$

(для рассматриваемой водородной плазмы) и $\omega_H = eH/mc = 1,76 \cdot 10^7 H$. Нужно иметь в виду возможность одновременного действия разных механизмов, когда A и B в (16) имеют смысл суммарной излучающей способности и суммарного (за счет всех механизмов) усиления или реабсорбции. В частности, например, основной вклад в A может давать синхротронное излучение, а усиление определяется плазменной турбулентностью.

В принципе возможен также мазерный механизм в плотной плазме, находящейся в сильном поле ($H \ge 10^8$ э) и излучающей за счет соударений («одномерное» тормозное излучение) и переходов между нижними магнитными уровнями (циклотронное излучение) ⁶⁸. Остается, однако, не ясным, может ли излучение в таких случаях выйти из области генерации, а также кажется нереальной возможность получения инверсной заселенности уровней при необходимом для плотной плазмы учете соударений.

Для мазерных механизмов характерна возможность появления резко направленного и поляризованного излучения. Дело здесь просто в том, что фактор усиления e^{Bl} при $Bl \gg 1$ очень чувствителен к значению Bl, а оно в свою очередь зависит от длины пути, поляризации волн и других параметров (поэтому в разных направлениях и для различных поляризаций значения Bl легко могут отличаться друг от друга). Очевидно, такая особенность мазерных механизмов весьма благоприятна с точки зрения интерпретации излучения пульсаров. Главное же, мазерные механизмы вполне могут, в смысле их эффективности, обеспечить появление излучения, практически со сколь угодно высокой яркостной температурой. Наконец, в силу нереальности использования в космических условиях антенных механизмов, привлечение того или иного мазерного механизма для объяснения радиоизлучения пульсаров представляется нам неизбежным.

6. НЕКОТОРЫЕ МОДЕЛИ ИЗЛУЧАЮЩИХ ОБЛАСТЕЙ ПУЛЬСАРОВ

Центр тяжести вопроса об излучении пульсаров лежит в выборе моделей излучающих областей, поскольку ни с энергетической точки зрения, ни в отношении потенциальных возможностей различных механизмов излучения не видно никаких трудностей. Наоборот, остаются неясными даже столь фундаментальные вопросы, как характер диаграммы направленности излучения (речь идет о выборе между «карандашной» и «ножевой» диаграммами; см. ниже), характерные размеры l и расстояние r излучающих областей от поверхности звезды. Неизвестна также функция распределения частиц плазмы в излучающих областях, а ее определение из данных о самом излучении содержит существенную неопределенность (не говоря уже о всей функции распределения частиц по импульсам, неоднозначно даже определение таких интегральных параметров плазмы, как концентрация излучающих ультрарелятивистских частиц n_r , их средняя энергия E, концентрация «холодной» плазмы n_e , ее температура T_e и т. п.).

Для того чтобы излучение вращающейся звезды наблюдалось в виде сравнительно коротких импульсов (длительность импульса $\delta P \ll P$ периода пульсара), характерный угол раствора диаграммы направленности излучения Δφ должен быть достаточно мал (модели вращающихся излучателей с такой диаграммой часто называют моделями «маяка»). Очевидно, что

$$\Delta \varphi \sim \frac{2\pi}{P} \,\delta P = \Omega \delta P. \tag{21}$$

Для NP 0532 угол $\Delta \phi \sim 20 - 30^\circ$, для большинства других пульсаров угол $\Delta \phi$ меньше.

Если угол Δφ характеризует раствор диаграммы во всех направлениях, то мы имеем дело с «карандашной» диаграммой; ее ось может, например, совпадать с осью магнитной симметрии (направлением диполя m;



Рис. 3. «Карандашная» диаграмма направленности (сечение). Диаграмма обладает аксиальной симметрией во-

Рис. 4. «Ножевая» диаграмма направленности (сечение). Пиаграмма облалает аксиальной симметрией

круг магнитной оси.

Диаграмма обладает аксиальной симметрией вокруг магнитной оси.

рис. 3). Другая типичная возможность — это «ножевая» диаграмма, когда угол $\Delta \varphi$ определяет лишь наименьший раствор диаграммы, а в перпендикулярном направлении раствор характеризуется углом $\varphi_{\perp} \sim 1$ или даже $\varphi_{\perp} = 2\pi$. Такая диаграмма получится, например, если излучение сосредоточено в угле $\Delta \varphi$ около экваториальной плоскости магнитной звезды (рис. 4). Телесные углы, стягиваемые «карандашной» (р.b) и «ножевой» (k.b) диаграммами, по порядку величины равны $\Delta \sum_{\rm p.b} \sim (\Delta \varphi)^2$ и $\Delta \sum_{\rm k.b} \sim 2\pi \Delta \varphi$ (при $\varphi_{\perp} \sim 2\pi$). Далее при каждом обороте «маяка» (звезды) диаграммы охватывают на небесной сфере соответственно телесные углы

$$\Delta \sum_{\mathbf{p}, \mathbf{b}}^{(s)} \sim 2\pi \sin \alpha \cdot \Delta \varphi, \quad \Delta \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{b}}^{(s)} \sim 4\pi \sin \alpha.$$
 (22)

Для изотропного, а по порядку величины и для дипольного излучателя $\Delta \sum_{0}^{(s)} \sim 4\pi$. Следовательно, при $\sin \alpha \sim 1$ в случае «ножевой» диаграммы пульсар «виден» почти с любых направлений и оценка их концентрации такая же, как для изотропных излучателей (если не касаться пульсаров, к числу изотропных излучателей относятся все звезды). В случае «карандашной» диаграммы отношение $\Delta \sum_{p.b}^{(s)} / \Delta \sum_{0}^{(s)} \sim \sin \alpha \cdot \Delta \varphi$ и концентрация пульсаров в $(\sin \alpha \cdot \Delta \varphi)^{-1}$ раз больше, чем при оценке для изотропных излучателей. Если пульсар NP 0532 в Крабе имеет «карандашную» диаграммы, то мы его видим только благодаря тому счастливому обстоятельству, что ось диаграммы оказалась расположенной вблизи линии пульсар — Солнце.

Для «ножевой» диаграммы с углом $\phi_{\perp} = 2\pi$ за период пульсара должно, вообще говоря, наблюдаться два импульса ^{61, 69}*). Для NP 0532

это и имеет место, в силу чего предположение о «ножевом» характере диаграммы не встречает особых возражений. Но такая же картина может наблюдаться для диаграмм «карандашного» типа. К тому же могут существовать и различные несимметричные диаграммы, например «ножевая» с φ₁ < 2π.

Для пульсара в Крабе, видимо, $\alpha \sim \pi/2$ (см. ^{54, 55}). При нижеследующих оценках характерного размера излучающих областей l речь для «ножевой» диаграммы идет о толщине кольцеобразного радиационного пояса в плоскости магнитного экватора, а для карандашной диаграммы о диаметре радиационной «шапки» над магнитными полюсами (рис. 6). Оптическое и рентгеновское излучение этого пульсара будем считать некогерентным синхротронным. Такое предположение сразу же представляется наибо-



Рис. 5. «Ножевая» диаграмма направленности (пояснение).

k — направление наблюдения;
 направления наблюдения k₁
 и k совпадают с плоскостью диаграммы.

лее вероятным ^{48, 58, 61, 62}, поскольку высокая эффективность синхротронного механизма известна из ряда примеров. К тому же альтернативные



Рис. 6. Модель излучающих областей пульсара, расположенных в полярных областях («карандашная» диаграмма).

возможности (излучение из плотной плазмы ⁶⁸, обратное комптоновское рассеяние радиофотонов на релятивистских электронах ^{71, 72} и рассеяние

^{*)} Пусть направление наблюдения k составляет угол Ψ с осью вращения (рис. 5). Тогда при $\alpha < \pi/2$ и ($\pi/2$) — $\alpha < \Psi < \pi/2$ за один оборот звезды будут наблюдаться два неэквидистантных импульса (при $\Psi < (\pi/2) - \alpha$ излучения нет). При $\alpha = \pi/2$ эти импульсы эквидистантны и период пульсара $P = \pi/\Omega = P_{st}/2$ (здесь $P_{st} = 2\pi/\Omega$ — период обращения звезды). Если $\alpha \neq \pi/2$, один импульс за период пульсара будет наблюдаться даться при $\Psi = \pi/2$ (два импульса за оборот звезды, т. е. $P = P_{st}/2$) и при $\Psi = (\pi/2) - \alpha$ (в этом случае $P = p_{st}$).

плазменных волн на релятивистских электронах с их трансформацией в радиоволны⁷³ встречают различные возражения)*).

Не составляет труда построить синхротронные модели инфракрасного, видимого (оптического) и рентгеновского излучения пульсара NP 0532, которые детально описывают вид заданного спектра. Такие модели, однако, не однозначны, пока остается открытым вопрос о параметрах излучающих областей (их форма, конфигурация поля и т. д.). К тому же нужно заботиться о самосогласованности модели, т. е. рассматривать не только излучение, но и ускорение частиц, их накопление в радиационных поясах и т. п.

В подобной ситуации мы ограничимся здесь грубым приближением будем считать спектр электронов квазимоноэнергетическим (средняя энергия E, разброс энергий $\Delta E \ll E$). Спектр излучения таких электронов хорошо известен (см., например, ⁶⁷). Задаваясь потоком излучения F(v) для инфракрасной, оптической и рентгеновской частот v_i , v_0 и v_x , можно определить частоту v_m и мощность $P(v_m) \equiv L(v_m)$ в максимуме спектра излучения, а также оптическую толщу $\tau(v_i)$ для инфракрасной частоты (реабсорбция на более высоких частотах очень мала). Далее, частота

$$v_m = 0.07 \frac{eH_{\perp}}{mc} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 = 1.2 \cdot 10^6 H_{\perp} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 e u.$$
(23)

Мощность излучения в максимуме

$$P(\mathbf{v}_m) = 1.6 \frac{e^3 H_\perp}{mc^2} n_r V \sim 10^{-22} H_\perp n_r l^3 \, \mathfrak{sps/cek} \cdot \mathfrak{sy}. \tag{24}$$

Оптическая толща для реабсорбции 63

$$\tau (\mathbf{v}) = \mu_r l = \frac{4\pi}{3\sqrt{3}} \frac{e}{H_\perp} \left(\frac{mc^2}{E}\right)^5 n_r l K_{5/3}(z),$$

$$z = \frac{4\pi mc}{3eH_\perp} \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2 \mathbf{v} = 0,29 \frac{\mathbf{v}}{\mathbf{v}_m},$$

$$K_{5/3}(z) = \frac{2^{5/3}\Gamma\left(\frac{2}{3}\right)}{3} z^{-5/3} \text{ при } z \ll 1.$$
(25)

Отсюда, очевидно, можно выразить E/mc^3 , H_{\perp} , n_r и $l \sim V^{1/3}$ через один произвольный параметр, в качестве которого мы выберем отношение плотности магнитной энергии к плотности энергии релятивистских электронов $\delta = H^2/8\pi E n_r$ (точнее, здесь фигурирует перпендикулярная к лучу зрения проекция поля H_{\perp} , но ниже мы полагаем $H \sim H_{\perp}$; это, конечно, не обязательно). В результате имеем

$$\left. \begin{array}{c} H \sim H_{\perp} \sim 10^{6} \delta^{4/17} \, \mathfrak{s}, \quad l \sim 5 \cdot 10^{6} \delta^{1/17} \, \mathfrak{cm}, \\ E/mc^{2} \sim 10^{2} \delta^{-2/17}, \quad n_{r} \sim 5 \cdot 10^{14} \delta^{-7/17} \, \mathfrak{cm}^{-3}, \\ \tau \left(\nu = 1, 36 \cdot 10^{14} \right) = \mu_{r} l = 1, 75. \end{array} \right\}$$

$$(26)$$

^{*)} В плотной плазме трудно получить инверсную заселенность уровней (ее разрушают соударения). Обратное комптоновское рассеяние представляет большой интерес с точки зрения появления γ -излучения пульсаров, но их оптическое и рентгеновское излучение связать с комптоновским рассеянием по всей вероятности нельзя (это ясно из расчетов ⁷²; другой автор «комптоновской модели» ⁷¹ также затем перешел к различным синхротронным моделям ⁷⁴). Для трансформации плазменных волн в рентгеновское излучение при рассеянии релятивистских частиц частоты плазменных волн должны быть неправдоподобно велики (при умеренном значении отношения E/mc^2).

Вероятно, для пульсара в Крабе $\delta \gg 1$ и, во всяком случае, $\delta \ge 1$, если стремиться к тому, чтобы облако релятивистских частиц удерживалось вблизи звезды. Только при $\delta \gg 1$ основную роль играют синхротронные, а не комптоновские потери. Так, уже при $\delta \sim 1$ комптоновские потери (время жизни $t_c \sim 10^{-7} \, cek$) примерно в 10-100 раз больше синхротронных (время жизни $t_m \sim 5 \cdot 10^{-6} \, cek$)*), а мощность комптоновских γ -лучей ($\overline{E}_{\gamma} \sim 2 \cdot 10^6 \, se$) достигает $10^{37} \, spc/cek$.

В обсуждаемой модели область излучения света и рентгеновских лучей $l \sim 5 \cdot 10^6 \, cm$, откуда скорее всего ее расстояние до поверхности звезды также $r \sim 5 \cdot 10^6 \, cm$. Но это значит, что на поверхности звезды с радиусом $r_0 \sim 10^6 \, cm$ магнитное поле $H_0 \sim (r/r_0)^3 H \sim 3 \cdot 10^8$ э. Если же поле $H_0 \sim 10^{12}$ э, то при $r \sim 10 \, r_0 \sim 10^7 \, cm$ время жизни электронов (27), движущихся под большим углом к полю (при $H_{\perp} \sim H \sim$ $\sim H_0 \, (r_0/r)^3 \sim 10^9$) составляет $t_m \sim 10^{-11} \, cek$ (при $E/mc^2 \sim 10^2$). В таких условиях, по всей вероятности, релятивистские электроны могут «выжить», лишь двигаясь под очень малым углом к полю. Характер магнитотормозного излучения в подобных условиях существенно отличается от обычного синхротронного излучения ^{63, 75} (при этом нужно учитывать также кривизну магнитных силовых линий ⁷⁶). Если $H_0 \sim 10^{12}$ э, то для сохранения обсуждавшейся выше модели можно считать, что $l \ll r \sim 10^8 \, cm$, т. е. отодвинуть излучающую область в район «светового цилиндра» (7).

Характер и механизм радиоизлучения пульсаров менее ясен. Предположим для примера, что радиоизлучение NP 0532 является когерентным синхротронным и с усилением за счет наличия «холодной» плазмы. В этом случае для квазимоноэнергетических электронов максимальное значение коэффициента усиления |µ| определяется формулой (см. ⁶³)

$$\mu = -1.6 \cdot 10^{-2} \frac{n_r H_{\perp}^2}{(E/mc^2)^2 n_e^{3/2}} \, c \mathcal{M}^{-1}, \tag{28}$$

где n_e — концентрация «холодной» плазмы (В (28) эта плазма считается нерелятивистской, но вообще ее можно считать также релятивистской плазмой с температурой T_e , удовлетворяющей условию $kT_e \ll E$, где E — энергия излучающих ультрарелятивистских электронов).

Наблюдаемый от NP 0532 поток F(v) на частоте $v \sim 3.10^7$ ги можно при $\delta = H^2/8\pi En_r \sim 1$ получить при выборе параметров:

$$H \sim H_{\perp} \sim 30 \ \text{s}, \qquad l \sim 10^{8} \ \text{cm}, \\ \frac{E}{mc^{2}} \sim 8, \quad n_{r} \sim 10^{7}, \quad n_{e} \sim 3 \cdot 10^{8}, \quad T_{e} > 10^{4} \ ^{\circ}\text{K}. \end{cases}$$
(29)

При этом $|\mu| \approx 5 \cdot 10^{-7}$ и $\exp\{|\mu| l\} \sim 10^{20}$.

Если магнитное поле убывает по закону $H \sim H_0 (r_0/r)^3$, то при $H_0 \sim 10^8$ э радиоизлучающая область находится при $r \sim (1-2) \cdot 10^8 \, cm$, т. е. вблизи «светового цилиндра» $r_c = c/\Omega \approx 1,5 \cdot 10^8 \, cm$ (угловая скорость $\Omega \approx 200 \, ce\kappa^{-1}$). Используемая модель в предположении о «ножевом»

$$t_m = \frac{2m^3c^5}{3e^4H_{\perp}^2} \left(\frac{mc^2}{E}\right) = \frac{5 \cdot 10^8}{H_{\perp}^2} \frac{mc^2}{E} ce\kappa.$$
(27)

При $H_{\perp} = 10^6$ э и $E/mc^2 = 10^2$ время $t_m = 5 \cdot 10^{-6}$ сек.

^{*)} Как хорошо известно, энергия релятивистских электронов в магнитном поле уменьшается вдвое за время

характере диаграммы схематически изображена на рис. 7. Если поле $H_0 \sim 10^{12}$ э, то при уменьшении поля по закону $(r_0/r)^3$ радиоизлучающую область пришлось бы отодвинуть до расстояния $r \sim 10^{10}$ см. Это не кажется вероятным, и при $H_0 \sim 10^{12}$ э, скорее, радиоизлучение усиливается не за счет «холодной» плазмы. Впрочем, и при $H_0 \sim 10^8$ у нас нет особых оснований считать определяющим усиление волн, связанное с «холодной» плазмой. Отнюдь не менее вероятно, например, усиление за счет

Сбластть генерации оптического излучения Радиоизлучающия область сенерации оптического излучения Радиоизлучающия область сенерации

Рис. 7. Модель излучающих областей пульсара NP 0532 («ножевая» диаграмма).

анизотропного распределения релятивистских электронов по скоростям (в этом случае наличие «холодной» плазмы не обязательно) *). Вполне могут оказаться эффективными и различные механизмы трансформации плазменных волн в радиоволны (см. предыдущий раздел и статью ⁷³⁶).

Тем самым нужно констатировать большую неопределенность в отношении конкретных моделей радиоизлучения пульсаров. Отметим также деликатность вопроса о поляризации радиоизлучения ⁴⁸, ^{77а}, анализ которого может вместе с тем многое прояснить ******). Особо следует упомянуть о втором (коротком) периоде, который обнаруживается при анализе формы импульсов для ряда пульсаров ⁷⁷⁶. Повидимому, речь здесь идет о каких-то колебаниях или дифференциальном вращении в радиоизлучающих областях пульсаров, но конкретная природа и сам характер соответствующих процессов еще совсем не ясны.

вая» диаграмма). Когерентный механизм излучения очевидным образом весьма чувствителен к различным параметрам, ибо усиление определяется фактором экспоненциального типа (фактор $e^{|\mu|l}$). Вполне возможно также, что пульсар NP 0532 не является типичным представителем даже в случае молодых пульсаров. В этой связи не исключено, что отношение потоков в радио- и оптическом или рентгеновском диапазонах может варьировать в весьма широких пределах. В частности, возникает вопрос о возможности наблюдать оптические и (или) рентгеновские пульсары не только среди наблюдаемых радиопульсаров ^{61, 78}. Между тем до сих пор, насколько нам известно, пульсирующее оптическое и рентгеновское излучение пытались обнаружить лишь для радиопульсаров (при этом, конечно, имеется большое преимущество, поскольку известен период) и у некоторых рентгеновских звезд.

^{*)} Последнее обстоятельство весьма важно, так как вполне может оказаться, что в силу быстрого ускорения (нагрева) частиц вся плазма вблизи пульсара и даже вплоть до расстояния $r_{\rm c}=c/\Omega$ является релятивистской или ультрарелятивистской.

вилоть до расстояния $r_c = c/\Omega$ является релятивистской или ультрарелятивистской. **) Анализ процесса распространения и выхода радиоизлучения за пределы магнитосферы пульсара показывает, что сильную линейную поляризацию радиоизлучения пульсаров можно объяснить лишь в условиях, когда выход в межзвездную среду происходит в области квазипоперечного магнитного поля. Детальный характер поляризации и ее изменение по импульсу может быть связан при этом с различным относительным положением слоя, где происходит переход от квазипоперечного к квазипродольному распространению, и области так называемой предельной поляризации (выше предполагается, что распространение радиоволн определяется нерелятивистской плазмой; если же плазма в магнитосфере является ультрарелятивистской, ситуация может

У единственного известного оптического пульсара, пульсара в Крабе, в спектре нет никаких линий ⁷⁹⁻⁸⁰. Этого и следует ожидать для нейтронной звезды. Естественно, поиски оптических пульсаров (не являющихся одновременно достаточно мощными радиопульсарами, чтобы их можно было наблюдать в радиодиапазоне) нужно вести среди звезд, в спектре которых нет линий (таких звезд на небе довольно много ⁸⁰).

7. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПУЛЬСАРОВ В АСТРОНОМИИ И ФИЗИКЕ

Самым важным следствием открытия пульсаров является их очень вероятная идентификация с нейтронными звездами, возможность существования которых начала обсуждаться еще в 1934 г.⁸¹. Помимо изучения самих пульсаров (нейтронных звезд), внимание привлекают их роль в оболочках сверхновых звезд ^{57, 58, 60, 78, 82} и ускорение частиц (в частности, космических лучей) пульсарами и вблизи пульсаров ^{36, 59, 83–85а}.

Наконец, тот факт, что пульсары испускают резкие и к тому же строго периодические сигналы (вековое возрастание периода может быть учтено) позволяет их использовать в астрономии и физике. Впрочем, некоторые астрономические применения связаны не с периодичностью излучения, а с его поляризацией, а также точечным характером или положением источников на небесной сфере.

Распространение радиоволн в межзвездной плазме в очень хорошем приближении можно считать «квазипродольным» *); кроме того, показатель преломления \tilde{n} очень близок к единице. Поэтому можно считать, что

$$\widetilde{n} = 1 - \frac{\omega_e^2}{2\omega^2} = 1 - 4,03 \cdot 10^7 \frac{n_e}{v^2}, \quad \widetilde{n}_{\pm} = 1 - \frac{\omega_e^2}{2\omega \left(\omega \mp \omega_H \cos \theta\right)}, \quad (30)$$
$$\widetilde{n}_{-} - \widetilde{n}_{+} = \frac{\omega_e^2 \omega_H \cos \theta}{\omega^3} = 2,3 \cdot 10^{14} \frac{n_e H \cos \theta}{v^3},$$
$$|\widetilde{n} - 1| \ll 1, \quad |\widetilde{n}_{-} - \widetilde{n}_{+}| \ll |\widetilde{n} - 1|, \quad \widetilde{n} = \frac{\widetilde{n}_{+} + \widetilde{n}_{-}}{2},$$

где $\tilde{n}_- - \tilde{n}_+$ — разность показателей преломления для циркулярнополяризованных волн с разным направлением вращения вектора поля.

В межзвездной среде разность $|\tilde{n}_{-} - \tilde{n}_{+}| \leq \omega_{e}^{2} \omega_{H} / \omega^{3}$ очень мала, и поэтому ее нужно учитывать только при рассмотрении такого интегрального и в то же время исчезающего при H = 0 эффекта, каким является фарадеевское вращение плоскости поляризации (см. ниже). При вычислении же набега фазы или группового запаздывания межзвездную плазму можно считать изотропной с показателем $\tilde{n} = (\tilde{n}_{+} + \tilde{n}_{-})/2$, указанным в (30); при этом $|\tilde{n} - 1| = 4,03 \cdot 10^7 n_e/v^2 \leq 10^{-4}$ при $n_e \leq 10^2$ см⁻³ и $v \geq 10^7$ гц.

Неоднородности в межзвездной среде всегда удовлетворяют условию

$$\frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{\left| d\tilde{n}/dz \right|}{\tilde{n}^2} \approx \frac{\lambda_0}{2\pi} \left| \frac{d\tilde{n}}{dz} \right| \ll 1, \tag{31}$$

^{*)} В межзвездной среде электронная концентрация $n_e \sim 10^{-2} - 10^2 \ cm^{-3}$ и напряженность поля $H \sim 10^{-6} - 10^{-5}$ э. Поэтому $\omega_e = (4\pi e^2 n_e/m)^{1/2} = 5.64 \cdot 10^4 \sqrt{n_e} \sim 5 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^5 \ ce\kappa^{-1}$ и $\omega_H = eH/mc = 1.76 \cdot 10^7 \ H \sim 10 - 100 \ ce\kappa^{-1}$, т. е. $\omega_e \gg \omega_H$. В таких условнях распространение волн можно считать квазипродольным, если $\omega_H^2 \sin^2 \theta/2\omega^2 \ll 1$, где θ — угол между лучом зрения (волновым вектором) и полем Н (подробнее см. ⁴⁹, § 11). Следовательно, квазипродольное приближение даже при $\omega \equiv 2\pi\nu \sim 6 \cdot 10^7 \ ce\kappa^{-1}$ ($\lambda \sim 30 \ m$) справедливо, пока угол $|\pi/2 - \theta| \gg 10^{-6} \ pa\partial \sim 0^{"}$, 2, т. е. практически всегда. В межзвездной среде фигурирующая в формуле (30) величина $\omega_e^2 \omega_H/\omega^3 \leqslant 3 \cdot 10^{13}/\omega^3 \leqslant 10^{-10}$ при $\omega \gtrsim 6 \cdot 10^7 \ eu$. В (30) не учтено поглощение, поскольку на частотах $\nu \ge 10^7 \ eu$ оно обычно достаточно малó.

т. е. изменение показателя \tilde{n} на длине волны $\lambda_0 = c/v$ ничтожно мало. В таких условиях с очень большой точностью набег фазы на пути R равен

$$\varphi = \frac{\omega}{c} \int_{0}^{R} \widetilde{n}(\omega, s) \, ds = \frac{\omega}{c} R - 8.5 \cdot 10^{-3} \frac{\int_{0}^{L} n_e \, ds}{\mathbf{v}} \,. \tag{32}$$

Время группового запаздывания сигнала

$$\Delta t_{\rm rp} = \int_{0}^{R} \frac{ds}{v_{\rm rp}} = \frac{d\phi}{d\omega} = \frac{R}{c} + \frac{1,35 \cdot 10^{-3} \int_{0}^{\pi} n_e \, ds}{v^2} \,. \tag{33}$$

По измерениям на разных частотах можно найти величину $\Delta t_{\rm rp}$ (v) — -(R/c), и тем самым для пульсаров сразу же удается определить инте-

гральное количество электронов на луче зрения $N_e = \int_{0}^{R} n_e ds$ или $N_e =$

 $= n_e R$, поскольку рефракция мала и траекторию луча можно считать прямой линией. Коэффициент $DM = (e^2/2\pi mc^3)N_e = 1,5\cdot 10^{-24} N_e$ в соотношении $\Delta t_{\rm rp} - (R/c) = DM \cdot \lambda^2$ иногда называют мерой дисперсии (если измерять N_e в $nc \cdot cm^{-3}$ и λ в метрах, то $DM = 5,8\cdot 10^{-2} N_e \, cek \cdot m^{-2}$; в некоторых статьях мерой дисперсии называют саму величину N_e). Если учесть изменение распределения концентрации во времени, то определяемая величина $N_e = \int n_e \, ds = \int n_e \, (s, t_{\rm rp}) \, ds$, где $n_e \, (s, t_{\rm rp})$ — концентрация в точке s в момент $t_{\rm rp}$ нахождения в ней рассматриваемого импульса.

Использование величины N_e , получающейся из данных о времени запаздывания для пульсаров, в сочетании с другими сведениями, позволяет получить ценную информацию о межзвездной среде. Так, в галактической плоскости согласно ⁸⁶ $\bar{n}_e = 0,05 \ cm^{-3}$, в то время как ранее обычно принималось значение $\bar{n}_e = 0,1 \ cm^{-3}$. Одновременно с этим, измерение величины N_e сразу же дает возможность оценить расстояние до пульсара. Отметим, что значения N_e для известных пульсаров больше или равны примерно 3 $nc \cdot cm^{-3} \sim 10^{19} \ cm^{-2}$. Поэтому $\Delta t_{\rm rp} - (R/c) \ge$ $\ge 10^{16}/v^2$ и запаздывание импульсов на частоте $v \sim 10^8 \ eq$ по сравнению с импульсами на высоких частотах превосходит секунду, а для ряда пульсаров достигает минут.

Неоднородности межзвездной среды должны, естественно, приводить к флуктуациям интенсивности принимаемого на Земле радиоизлучения дискретных источников (картина отвечает дифракции на фазовом экране, и ее изменение во времени определяется в основном размером неоднородностей и относительной скоростью экрана и Земли). Возможности соответствующих наблюдений обсуждались ⁸⁷ еще до открытия пульсаров, но только при использовании излучения пульсаров они стали реальными и сейчас проводятся ⁸⁸, ⁸⁹а. Разумеется какой-то вклад во флуктуации вносит также «корона» самого пульсара ^{88–896}, а также межпланетная среда. Вклад последней можно сравнительно надежно исключить или же, наоборот, использовать пульсары для исследования солнечной сверхкороны ⁹⁰.

Вектор поля в линейно поляризованной волне, распространяющейся в межзвездной среде, поворачивается на угол (см. (30) и ⁴⁹)

$$\Psi = \frac{\omega}{2c} \int_{0}^{R} (\tilde{n}_{-} - \tilde{n}_{+}) \, ds - \frac{2.4 \cdot 10^4}{v^2} \int_{0}^{R} n_e(s) \, H(s) \cos \theta(s) \, ds. \tag{34}$$

423

Вместо Ψ часто используется мера вращения RM, определяемая как коэффициент в соотношении $\Psi = RM \cdot \lambda^2$, причем RM = $= 8,1 \cdot 10^5 \int n_e H \cos \theta \, ds \, pa \partial \cdot m^{-2}$, если Ψ измеряется в радианах, λ — в метрах, расстояние — в парсеках, n_e — в cm^{-3} и H — в эрстедах. Измерение угла Ψ позволяет, таким образом, определить величину $\int_{0}^{H} n_{e}H \cos \theta \, ds$. Применение для этой цели пульсаров особенно ценно, ибо одновременно измеряется $N_e = \int n_e ds$ вдоль того же луча зрения и, следовательно, определяется некоторое среднее на луче значение величины $\overline{H\cos\theta} =$ = $\int n_e H \cos \theta \, ds / \int n_e \, ds$ (см. ⁹¹). Окрестности («корона») пульсара могут сказываться на оценках $\overline{H\cos\theta}$ для межзвездной среды значительно сильнее, чем при определении средней концентрации $\overline{n_e}$ (вблизи пульсара возрастают обе величины, n_e и H; кроме того, величина $H \cos \theta$, в отличие от n_e , может менять знак). Учет влияния окрестности пульсара на поляри-зацию их излучения требует специального анализа ^{48, 77, 92}; то же самое можно сказать о влиянии на поляризацию флуктуаций величины n_eHcost и определений этой величины вблизи Солнца (см. ^{92, 93}). Тем не менее использование пульсаров для оценок продольной компоненты Н соя магнитного поля Н на луче зрения, наряду с возможностью определять среднюю электронную концентрацию ne и ее флуктуации, принадлежит к числу важнейших применений пульсаров для целей астрономических исследований. Пульсары могут использоваться также для нужд классической астрономии и астрометрии 94, 95.

При прохождении вблизи Солнца электромагнитный импульс претерпевает два тесно связанных друг с другом эффекта общей теории относительности — отклонение и дополнительное запаздывание, достигающее 2.10⁻⁴ сек при прохождении луча непосредственно вблизи солнечного диска. В силу последнего эффекта должно наблюдаться годичное изменение периода пульсаров, находящихся на небесной сфере вблизи Солнца^{94, 96}. Соответствующие наблюдения могли бы послужить для проверки общей теории относительности, хотя использованием искусственной планеты с радиопередатчиком на борту представляется для этих целей более перспективным.

Импульсы света, испускаемые пульсаром NP 0532, приходят к нам одновременно (точность ~10⁻⁵ сек) для ряда волн оптического диапазона, для которых проводились наблюдения. Отсюда можно заключить, что скорость света в этом диапазоне с высокой степенью точности не зависит от частоты ($\Delta c/c < 5 \cdot 10^{-18}$; см. ⁹⁷). В литературе ^{94, 98} обсуждаются также некоторые другие возможности, которые открывает использование пульсаров для исследования вопросов астрономии и физики.

8. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Можно думать, что все содержание доклада подтвердило высказанное в его начале утверждение о том, что теоретические представления о пульсарах и соответствующие модели еще далеко не полны. Вместе с тем прогресс в области теории пульсаров несомненен и, в частности, уже ясен ряд совершенно конкретных задач и вопросов, требующих теоретического исследования. Перечислять эти задачи и вопросы здесь нет необходимости, ибо они частично ясны из вышеизложенного и, главное, мне хотелось бы закончить доклад замечаниями более общего характера.

Открытие пульсаров является последним из пяти замечательных астрономических открытий, сделанных в течение предшествующего десятилетия. Другими такими открытиями шестидесятых годов являются обнаружения квазаров, космических рентгеновских источников («рентгеновских звезд»), теплового реликтового излучения с температурой 2,7 °К и космических мазеров на линиях молекул ОН, H₂O и др. Замечу, что в физике за то же время хотя и сделано очень многое, но к числу открытий сопоставимого масштаба можно, пожалуй, отнести лишь два доказательство существования нейтрино двух типов (мюонного и электронного нейтрино) и обнаружение несохранения комбинированной четности при слабых взаимодействиях. В этом отношении можно сказать, что астрономия обогнала физику, но, конечно, это оказалось возможным только в результате использования новых для астрономии физических методов (прием радиоволн, детектирование рентгеновских лучей и т. д.). Иными словами, поток астрономических открытий в основном является плодом начавшегося после второй мировой войны процесса превращения астрономии из оптической во всеволновую. В течение ближайшего десятилетия этот процесс, вероятно, в основном закончится.

Все это хорошо известно, и здесь хотелось бы подчеркнуть другое: ни одно из новых астрономических открытий, насколько это сейчас известно, не вывело нас за пределы уже известных физических законов, не заставило что-либо пересмотреть или изменить в фундаменте физики. Кроме того, некоторые из вновь открытых объектов и явлений были уже давно предсказаны «на острие пера». Это относится, в особенности, к нейтронным звездам ^{81, 99}.

Таким образом, нисколько не умаляя блестящих успехов астрономии за последнее время, можно констатировать, что эти успехи еще не вышли за пределы астрономии и, по крайней мере по мнению большинства астрономов и физиков, не поставили новых принципиальных проблем перед физикой.

Сохранится ли такая ситуация в дальнейшем и, вообще, каких открытий или изменений принципиального характера можно ожидать в астрономии в обозримом будущем?

Самым предусмотрительным было бы вообще не поднимать этого вопроса, ибо пророки (или, говоря более прозаически, прогнозисты) имеют лишь одну общую черту — все они ошибаются или хотя бы частично ошибаются.

Но, не претендуя на какие-либо нетривиальные предсказания, можно указать на несколько уже обсуждающихся возможностей *).

В ближайшем будущем можно ожидать детектирования нейтрино от Солнца. Имеются также довольно реальные перспективы в отношении регистрации нейтрино, образующихся при вспышках сверхновых звезд (т. е., вероятно, в процессе формирования нейтронных звезд и, одновременно, пульсаров). Тем самым будут получены ценные сведения не только астрономического характера, но и относящиеся к области физики нейтрино и вообще слабых взаимодействий ^{100, 101}. Более отдаленной представляется возможность наблюдать нейтрино реликтового происхождения, образующиеся на ранних стадиях эволюции для ряда обсуждаемых в настоящее время космологических моделей.

Итак, одно из направлений астрономии завтрашнего дня — это нейтринная астрономия.

^{*)} Мы оставляем в стороне вопрос о происхождении солнечной системы, строении Луны и планет и т. п., а также проблему обнаружения жизни или цивилизаций за пределами Земли.

Представление о гравитационных волнах (имеются в виду, конечно, волны в вакууме) родилось уже более полустолетия назад вместе с появлением общей теории относительности (формула для мощности гравитационного излучения была получена Эйнштейном в 1918 г.¹⁰²). Но до сих пор гравитационные волны не могут считаться обнаруженными *), в основном в связи с очень небольшой чувствительностью соответствуюших приемников по сравнению с приемниками электромагнитных волн. Можно думать, тем не менее, что еще в этом столетии удастся принимать гравитационное излучение от двойных звезд и, возможно, пульсаров (тридцатилетний срок, который мы упоминаем, не должен показаться чрезмерно большим, если учесть, что гравитационные волны уже ждут своего обнаружения более 50 лет). Прием космических гравитационных волн составит содержание «астрономии гравитационных волн» и может принести неожиданности (такой неожиданностью явилось бы обнаружение волн с мощностью, на которую указывается в опытах ³⁸; см. также ³⁹).

В рамках общей теории относительности гравитационные волны должны быть строго поперечными. Наоборот, в тензорно-скалярной теории гравитационного поля ¹⁰³ гравитационные волны имеют и продольную (параллельную волновому вектору) составляющую. Трудно, тем не менее, ожидать, что судьба тензорно-скалярной теории будет решена путем изучения гравитационных волн. Значительно более вероятно, что это будет сделано (причем в ближайшие годы) в результате более точного измерения отклонения световых лучей вблизи Солнца или измерения времени запаздывания проходящих вблизи Солнца радиосигналов.

Большинство физиков, и в том числе докладчик, глубоко уверены в справедливости общей теории относительности, по крайней мере для не чрезмерно сильных полей тяготения. Но в необходимости дальнейшей проверки этой теории на опыте даже для слабых полей нет никаких сомнений, и ситуация здесь после обнаружения сплющенности Солнца¹⁰³ сложилась весьма драматическая. Если бы оказалось, что общая теория относительности уже в слабых полях тяготения (в пределах Солнечной системы) нуждается в каких-то дополнениях (и, конкретно, существует какое-то скалярное гравитационное поле), то это явилось бы научным событием величайшего значения. В этом случае, поскольку речь идет об использовании астрономических измерений, действительно можно было бы сказать, что астрономия еще раз оказала физике неоценимую услугу.

Вероятность того, что известные уже нам физические законы и теории окажутся неточными, возрастает с переходом к все бо́лышим пространственно-временным масштабам и ко все бо́лышим массам и плотностям вещества. Это относится как к общей теории относительности, так и к физике элементарных частиц (конкретно, речь идет о сохранении барионного заряда и других законах сохранения).

Как известно, ряд астрономов уже выдвигали гипотезы о том, что во Вселенной не сохраняется число барионов (рождение вещества в стационарной космологии и др.), нарушаются уравнения общей теории относительности в сильных полях (например, при гравитационном коллапсе)¹⁰⁴, существуют сверхмассивные и весьма плотные, но иногда активные прототела в звездах и особенно в ядрах галактик ^{105–108, 104} и т. д. Стационарная космология представляется сейчас практически

^{*)} Если приемники гравитационного излучения, использовавшиеся в ³⁸. действительно регистрируют гравитационные волны, то мощность космического гравитационного излучения колоссальна, что представляется мало правдоподобным. По этой причине, а главное, в силу отсутствия ряда контрольных экспериментов, вопрос о природе наблюдавшихся в ³⁸ событий нельзя еще считать решенным.

³ УФН, г. 103, вып. 3

отвергнутой, но в других упомянутых случаях до ясности еще далеко. Сам докладчик является сторонником «здорового консерватизма», т. е. не видит оснований поддерживать новые представления фундаментального характера до появления убедительных доводов в их пользу. Как мне кажется, в настоящее время таких доводов еще нет. Но сама проблема поиска новых фундаментальных представлений и идей в астрономии (включая, космологию), несомненно, не только существует, но с некоторой точки зрения является даже наиболее интересной. Конкретный прогноз в отношении исследования подобных новых путей вряд ли представляется возможным по самой сути дела.

Оправданы ли, однако, все эти замечания в докладе о пульсарах? Мы видим такое оправдание в том, что все упомянутые (и практически, все нам известные) направления грядущих астрономических исследований фундаментального характера прямо или косвенно связаны с нейтронными звездами, а тем самым и с пульсарами! В самом деле, именно нейтронные звезды принадлежат к числу наиболее мощных потенциальных источников космических нейтрино и гравитационных волн. Из всех известных звезд релятивистские эффекты особенно сильны для нейтронных звезд и тем самым вопрос о границах применимости общей теории относительности имеет в этом случае особенно большое значение. Наконец, плотность вещества в центральных частях нейтронных звезд наиболее высокая из всех известных для реальных (а не только гипотетических) объектов. Поэтому «новая» физика, если она окажется нужной, вероятно, не пройдет мимо нейтронных звезд.

Таким образом, пульсары находятся не только в фокусе интересов астрономии сегодняшнего дня, но, по всей вероятности, останутся в центре внимания еще многие годы и даже десятилетия.

При подготовке и редактировании настоящего доклада автор пользовался советами ряда своих коллег в СССР и в других странах. Всем им приношу искреннюю благодарность.

Примечание при корректуре. Упомянем кратко о нескольких новых работах. 1. Поляризационные измерения в радиообласти для четырех пульсаров ¹⁰⁹ и, по-видимому, поляризационные измерения ¹¹⁰ оптического излучения пульсаров NP 0532 свидетельствуют в пользу модели, в которой диаграмма направленности излучения пульсаров является «карандашной» с осью, близкой к магнитной оси. В работе ¹¹⁰ отмечается также, что различия между поляризационными и некоторыми другими характеристиками излучения NP 0532 в оптической и радиообластях указывают на разную природу (разные механизмы) оптического и радиоизлучения. Последний вывод представляется достаточно обоснованным, но не в меньшей мере он следует уже из общих соображений, изложенных в разделах 5 и 6 настоящей статьи.

По вопросу о факторах, определяющих пирину диаграмы направленности излучения пульсаров, см. статьи ¹¹⁶, ¹¹⁷. 2. Упомянем о статьях ¹¹¹, ¹¹², посвященных электродинамике магнитосферы пульсаров, и статье ¹¹³, касающейся динамики пульсара при учете его несферичности.

3. В твердой коре пульсара целесообразно различать внешний и внутренний слои ¹¹⁴. Во внешнем слое свободных нейтронов практически нет, но внутренний слой слов — Во внешном слов своюдных нелонов пот пот пот внутренных нейтронов. Соответствующая граница лежит при плотности $\rho \sim 3 \cdot 10^{11} \ s \cdot cm^{-3}$, с увеличением плотности количество нейтронов, естественно, возрастает и при плотности $\rho \sim 10^{14} \ s \cdot cm^{-3}$ ядра довольно резко (в шкале плотностей) исчезают. Образующаяся нейтронная жидкость (с примесью (в шкале плотностен) посклат. Сорядующихся пситронных индесстви с примесыю протонной и электронной жидкостей), как указано в разделе 3 настоящей статьи, по-видимому, является сверхтекучей. Возможно, однако, что нейтроны во внутренней части коры (т. е. при плотностях $3 \cdot 10^{11} \leq \rho \leq 10^{14}$ или в несколько более узком интервале плотностей) также образуют сверхтекучую подсистему.

4. Вопрос о состоянии вещества и строении близкой к поверхности звезды части внешнего слоя коры остается неясным. В этой области нужно, вообще говоря, учи-тывать влияние магнитного поля, которое может приводить к образованию своеоб-разных молекул и квазиполимерных структур ¹¹⁵. В этой связи использование оценки (2) для температуры плавления T_m вблизи поверхности коры, вероятно, не оправдано.

ПУЛЬСАРЫ

Кроме того, над корой должен, видимо, образоваться некоторый тонкий слой (атмосфера) газа или, лучше сказать, жидкой плазмы. Характеристики этого слоя (в частности, его химический состав) представляются весьма существенными с точки зрения условий истечения плазмы из звезды, и тем самым и для понимания процессов в магнитосфере нейтронной звезды.

Физический институт им. П. Н. Лебедева AH ČCCP

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА *)

- A. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. S. R. A. Collins, Nature 217, 709 (1968); VΦH 95, 705 (1968).
 J. P. Ostriker, Nature 217, 1227 (1968).
 K. S. Thorne, Comments on Astrophys. and Space Phys. 1, 12 (1969). P.F. Scott,

- 4. J. P. Ostriker, J. L. Tassoul, Nature 219, 577 (1968); Ap. J. 155, 987 (1969).
- 5. С. G. Wang, W. K. Rose, S. L. Schlenker, Ap.J. (Lett.) 160, L17 (1970). 6. A. G. W. Cameron, J. M. Cohen, Astrophys. Lett. 3, 3 (1969); Astrophys. and Space Sci. 6, 228 (1970); A. G. W. Cameron, Ann. Rev. Astron. and Astro-phys. 8, 179 (1970); В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Вопросы космогонии 9, 91 (1963).
- В. Е. Чернин, Астрон. ж. 46, 940 (1969). б) Р. Моггіson, Ар. J. (Lett.)

- 157, L73 (1969).
 9. D. Layzer, Nature 220, 247 (1968).
 10. F. Hoyle, J. Narlikar, Nature 218, 123 (1968).
 11. E. R. Harrison, Nature 225, 44 (1970).
 12. W. D. Arnett, Nature 222, 359 (1969); A. G. W. Cameron, Comments on Astrophys. and Space Phys. 1, 172 (1969).
 42. J. W. Oltion, Ap. J. 140, 4309 (1964).

- 13. L. Woltjer, Ap. J. 140, 1309 (1964).
 14. F. Pacini, Nature 216, 567 (1967).
 15. M. Ruderman, Nature 218, 1128 (1968); Report 6/69, New York University, Department of Physics (1969).
 16. L. Nomoth, D. W. L. Schman, Phys. Report 6/69 (1969).
- Department of Physics (1969).
 16. J. Nemeth, D. W. L. Sprung, Phys. Rev. 176, 1496 (1968).
 17. В. Л. Гинзбург, Д. А. Киржниц, ЖЭТФ 47, 2006 (1964).
 В. Л. Гинзбург, УФН 97, 601 (1969).
 18. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ 37, 249 (1959).
 19. R. A. Wolf, Ap. J. 145, 834 (1966).
 20. G. Baym. C. Pethick, D. Pines, Nature 224, 673 (1969).
 21. N. Itoh, Progr. Theor. Phys. 42, 1478 (1969).
 22. M. Hoffbarg, A. F. Glassgoold, B. W. Bichardson, M. Bug.

- M. Hoffberg, A. E. Glassgold, R. W. Richardson, M. Ru-derman, Phys. Rev. Lett. 24, 775 (1970).
- Z3. J. M. Pearson, G. Saunier, Phys. Rev. Lett. 24, 325 (1970).
 Z4. V. Canuto, H. Y. Chiu, C. Chiuderi, H. J. Lee, Nature 225. 47 (1970).

- A. Solinger, Preprint (1969).
 G. Baym, C. Pethick, D. Pines, Nature 224, 674 (1969).
 a) J. E. Gunn, J. P. Ostriker, Ap. J. 160, 979 (1970); Nature 223, 813 (1969).
 b) G. Setti, L. Woltjer, Ap. J. (Lett.) 159, L87 (1970).
 M. Ruderman, Nature 223, 597 (1969); R. Smoluchowski, Phys. Park 124 (22) (4070).
- Rev. Lett. 24, 923 (1970).
- 29. F. J. Dyson, Comment on Astrophys. and Space Phys. 1, 198 (1969). 30. G. Baym, C. Pethick, D. Pines, M. Ruderman, Nature 222,
- 872 (1969).
- 31. P. Sutherland, G. Baym, C. Pethick, D. Pines. Nature 225, 353 (1970).
- 32. M. Ruderman, Nature 225, 619 (1970).
- 33. F. C. Michel, Ap. J. (Lett.) 159, 125 (1970).

^{*)} Приводимая библиография ни в какой мере не претендует на полноту. В при-готовленном к XIV Генеральной ассамблее MAC отчете (S. P. Maran, I.A.U. Draft Reports: Commission 40) содержится 100 ссылок и указывается, что на 1 сентября 1969 г. пульсарам было посвящено около 330 статей: к августу 1970 г. это число, вероятно, достигло 500.

- 34. a) М. Ruderman, Nature 225, 838 (1970). б) В.Ф. Шварцман, Астрон. цирк. № 563 (1970). в) Г.С. Бисноватый-Коган, Астрон. цирк. № 529 (1970).

- № 529 (1970).
 35. А. J. Deutsch, Ann. d'Astrophys. 18, 1 (1955).
 36. J. P. Ostriker, J. E. Gunn, Ap. J. 157, 1395 (1969).
 37. H. J. Melosh, Nature 224, 781 (1969).
 38. J. Weber, Phys. Rev. Lett. 22, 1320 (1969); 24, 276 (1970).
 39. B. E. Брагинский, B. H. Руденко, УФН 100, 395 (1970).
 40. W. M. Fairbank, частное сообщение (1969).
 41. A. Cavaliere, F. Pacini, Ap. J. (Lett.) 159, L21 (1970).
 42. P. Goldreich, W. H. Julian, Ap. J. 157, 869 (1969).
 43. F. C. Michel, Phys. Rev. Lett. 23, 247 (1969); Ap. J. 158, 727 (1969).
 44. L. Davis, Phys. Rev. 72, 632 (1947))
 45. L. Mestel, Mon. Not. 140, 177 (1968); 149, 197 (1970).
 46. F. Occhionero, M. Demianski, Phys. Rev. Lett. 23, 1128 (1969).
 47. B. Ф. Шварцман, Радиофизика 13, 1852 (1970).
 48. В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков, В. В. Зайцев, УФН 98. 201 (1969); Nature 220, 355 (1968); 222, 230 (1969).
 49. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме. М., «Наука», 1967.
- «Наука», 1967.

- 50. В. П. Докучаев, Астрофизика 6, 471 (1970).
 51. F. C. Michel, H. C. Goldwire, Astrophys. Lett. 5, 21 (1970).
 52. a) L. Davis, M. Goldstein, Ap. J. (Lett.) 159, L81 (1970). 6) P. Gold-reich, Ap. J. (Lett.) 160, L11 (1970).
- 53. В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ 13, 33 (1943); Phys. Rev. 63, 1 (1943); Труды ФИАН 3 (2), 195 (1946).
- 54. E. Böhm-Vitense, Ap. J. (Lett.) 156, L131 (1969).
- 55. E. J. Wampler, J. D. Scarglé, J. S. Millér, Ap. J. (Lett.) 157, L1 (1969).
- 56. G. W. Preston, Ap. J. 150, 547 (1967); J. D. Landstreet, Ap. J. 159. 1001 (1970). 57. J. H. Piddington, Nature 222, 965 (1969).
- 58. F. Pacini, Neutron Stars, Pulsar Radiation and Supernova Remnants. Preprint (1970). B. Bertotti, A. Cavaliere, F. Pacini. Nature 223. 1351 (1969).

- 59. V. L. Ginzburg, Comments on Astrophys. and Space Phys. 1, 207 (1969). 60. J. D. Scargle, E. A. Harlan, Ap. J. (Lett.) 159, L143 (1970). 61. В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков, УФН 99, 514, 524 (1969). 62. V. L. Ginzburg, V. V. Zheleznyakov, Comments on Astrophys.
- 62. V. L. GINZBUTG, V. V. Zherezhyakov, Comments on Astrophys. and Space Phys. 2, 167, 197 (1970).
 63. V. L. Ginzburg, S. I. Syrovatskii, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 7, 375 (1969); см. также УФН 94, 63 (1968).
 64. В. В. Железняков, Радиоизлучение Солнца и планет, М., «Наука», 1964.
- 65. С. А. Каплан, В. Н. Цитович, УФН 97, 77 (1969).

- 66. В. Л. Гинзбург, УФН 69, 537 (1959). 67. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, УФН 87, 65 (1965). 68. Н. Ү. Сhiu, V. Canuto, Phys. Rev. Lett. 22, 415 (1969); Nature 221, 529: 223, 1113 (1969).

- 223, 1113 (1969).
 69. М. D. Papagiannis, Nature 222, 1261 (1969).
 70. V. Radhakrishnan, D. J. Cooke, Astrophys. Lett. 3, 225 (1969).
 71. И. С. Шкловский. УФН 99, 526 (1969).
 72. К. М. V. Apparao, J. Hoffman, Astrophys. Lett. 5, 25 (1970).
 73. a) S. A. Kaplan, V. N. Tsytovich, Symposium Report (Rome, Dec. 1969) and Preprint (1970). 6) S. Ichimaru, Nature 226, 731 (1970).
 74. I. S. Shklovsky, Nature 225, 251 (1970); Ap. J. (Lett.) 159, L77 (1970); см. также: Ар. J. (Lett.) 161, L63 (1970).
 75. Г. Г. Гетманцев, В. Л. Гинабург, ЛАН 87 (1952).

- см. также: Ар. J. (Lett.) 101, Lo5 (1970).
 75. Г. Г. Гетманцев, В. Л. Гинзбург, ДАН 87, 187 (1952).
 76. М. Котезагоff, Nature 225, 612 (1970). D. Morris, U. J. Schwarz, D. J. Cooke, Astrophys. Lett. 5, 181 (1970).
 77. a) В. В. Железняков. Радиофизика 13, 1842 (1970). б) F. D. Drake, H. D. Craft, Nature 220, 231 (1968). J. H. Taylor, M. Jura, G. R. Huguenin, Nature 223, 797 (1969). V. V. V. Vitkevich, Yu. P. Shitov, Nature 225, 248 (1970). G. R. Huguenin, Nature 223, 191 (1969). V. V. Vitkevich, Yu. P. Shitov, Nature 225, 248 (1970). J. M. Sutton, D. H. Staelin, R. M. Price, R. Weimer, Ap. J. (Lett.) 159, L89 (1970).
 78. S. S. Holt, R. Ramaty, Astrophys. Lett. 5, 89 (1970).
 79. R. Lynds, Ap. J. (Lett.) 157, L11 (1969).

- 80. J. L. Greenstein, частное сообщение, 1970. 81. W. Baade, F. Zwicky, Proc. Nat. Acad. Sci. Amer. 20, 259 (1934). 82. W. H. Tucker, Nature 223, 250 (1969).

- 83. J. P. Ostriker, Proc. 11th Intern. Conf. on Cosmic Rays, Budapest, 1970.
- 84. K. M. V. Apparao, T. N. Rengarajan, Pulsars and Cosmic Rays,
- 84. К. М. V. Арригис, П. К. Кондени, П. К. Рергин (1969).
 85. a) J. B. Pollack, B. S. P. Shen, Phys. Rev. Lett. 23, 1358 (1969).
 6) В. Л. Гинзбург, Л. М. Ерухимов, Astrophys. and Space Sci. (1971) (в печати).
- 86. А. J. R. Prentice, D. ter Haar, Mon. Not. 146, 423 (1969). 87. В. Л. Гинзбург, ДАН СССР 109, 61 (1956); В. В. Писарева, Астрон. ж. 35, 112 (1958).
- И. М. Ерухимов, В. В. Писарева, Астрон. цирк., № 489 (1968); Радиофизика 12, 900 (1969); Л. М. Ерухимов, Астрон. цирк., № 513 (1969).
- 89. a) P. A. G. Scheuer, Nature 218, 970 (1968), E. E. Salpeter, Nature. 221, 31 (1969), B. J. Rickett, Nature 221, 158 (1969). K. R. Lang, Science
- 166, 1401 (1969). 6) A. D. Code, Ap. J. (Lett.) 159, L29 (1970).
 90. J. V. Holweg, Nature 220, 771 (1968). S. J. Goldstein, D. D. Meisel, Nature 224, 349 (1969).
- 91. F. G. Smith, Nature 218, 325; 220, 891 (1968). R. D. Ekers, eux, A. T. Moffet and G. A. Seielstad, Ap. J. (Lett.) 15 Ekers, J. Lequ-(Lett.) 156, 121 (1969), D. H. Staelin, E. C. Reifenstein, Ap. J. (Lett.) 156, L121 (1969).
- 92. Н. А. Лотова, Астрон. ж. 46, 1165 (1969).
- 93. В. Л. Гинзбург, В. В. Писарева, Раднофизика 6, 877 (1963). В. Л. Гинзбург, Раднофизика 3, 341 (1960). 94. С. С. Соцпяеlman, I. I. Shapiro, Science 162, 352 (1968). 95. Д. Я. Мартынов, Астрон. цирк., № 512, 513 (1969). S. P. Магап,
- H. Ögelman, Nature 224, 349 (1969). J. Pfleiderer, Nature 225, 437 (1970).
- 96. J. P. Richard, Phys. Rev. Lett. 21, 1483 (1968).
 97. B. Warner, R. E. Nather, Nature 222, 157 (1969).
 98. G. Feinberg, Science 166, 879 (1969).
- 99. L. D. Landau, Nature 141, 333 (1938).

- 100. Ya. B. Zeldovich, Nature 141, 535 (1958).
 100. Ya. B. Zeldovich, Comments on Astrophys. and Space Phys. 2, 12 (1970).
 101. R. B. Stothers, Phys. Rev. Lett. 24, 538 (1970).
 102. A. Einstein, Sitzungsber. preuss. Akad. Wiss. 1, 154 (1918).
 103. R. H. Dicke, Phys. Rev. 125, 2163 (1962); Ap. J. 159, 1 (1970).
 104. F. Hoyle, Mon. Not. 108, 372 (1948); 109, 365 (1949); Quart. J.R.A.S. 10, 10 (1969); F. Hoyle, J. V. Narlikar, Proc. Roy. Soc. 272, 4 (1963); 2004 428 (4006). 294, 138 (1966). 105. J. J e a n s, Astronomy and Cosmogony. Cambridge, Cambridge University Press,
- 1928, p. 352. 106. V. Ambartsumian, The Structure and Evolution of Galaxies (Proc. 13 100. V. A m b a r t s u m r a n, The Structure and Evolution of Galaxies (Proc. 15 Solvay Conference on Physics), New York, Intersci. Publ., 1965, p. 1.
 107. G. B. B u r b i d g e, Ap. J. (Lett.) 159, L105 (1970).
 108. F. J. Low, Ap. J. (Lett.) 159, L173 (1970).
 109. R. N. M an c h e st e r, Nature 228, 264 (1970).
 110. W. J. Cocke, M. J. D is ney, G. W. M uncaster, T. Gehrels, Nature 227, 4227 (4020).

- Nature 227, 1327 (1970).
- 141. V. G. Endean, J. E. Allen, Nature 228, 348 (1970).
 142. F. C. Michel, Comments on Astrophys. and Space Phys. 2, 227 (1970).
 143. J. A. Burns, Nature 228, 986 (1970).

- 113. Л. Р. п. в., Preprint, Nordita (1970). 115. Б. Б. Кадомцев, УФН 104 115. Б. Б. Кадомцев, УФН 104 (2) (1971); см. также: R. Соh J. Lodenquai, M. Ruderman, Phys. Rev. Lett. 25, 467 (1970). 116. F. G. Smith, Nature 228, 913 (1970); Mon. Not. 149, 1 (1970). Cohen.
- 117. В. В. Железняков, Astrophys. and Space Sci. (1971) (в печати).