

УДК 523 162

ЦИКЛОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В АСТРОФИЗИКЕ

(Обзор)

В. В. Железняков

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение
2. Циклотронное излучение в космической плазме
3. Циклотронное излучение из активных областей на Солнце
4. Радиоизлучение магнитных Ар-звезд
5. Полосы циклотронного поглощения в оптических спектрах магнитных белых карликов
6. Циклотронные линии в спектрах рентгеновских пульсаров и гамма-барстеров
7. Заключение

1. ВВЕДЕНИЕ

В радиоастрономии и астрофизике заслуженным признанием пользуется синхротронный механизм излучения электронов, движущихся в магнитном поле со скоростью, близкой к скорости света c . Он был предложен Кипенхойером для объяснения космического радиоизлучения. Основы теории синхротронного излучения в космических условиях (в тесной связи с астрофизикой космических лучей) были заложены Виталием Лазаревичем Гинзбургом и получили дальнейшее развитие как в его работах, так и в трудах Шкловского, Гетманцева и многих других исследователей. Характерная частота, соответствующая максимуму спектра синхротронного излучения, определяется формулой

$$\omega \simeq \omega_H (\mathcal{E}/mc^2)^2, \quad (1.1)$$

где $\omega_H = eH/mc$ — гирочастота в магнитном поле с напряженностью H , \mathcal{E} — энергия релятивистского электрона с массой покоя m и зарядом e . Из этой формулы видно, что при больших значениях отношения \mathcal{E}/mc^2 частота синхротронного излучения становится много больше гирочастоты. Поэтому синхротронный механизм оказался в состоянии объяснить появление высокочастотного излучения в объектах, имеющих весьма слабые магнитные поля: излучения далеких радиогалактик, не-теплого радиоизлучения нашей Галактики, остатков вспышек Сверхновых звезд. Этот механизм эффективно действует в знаменитой Крабовидной туманности — остатке Сверхновой 1054 года, создавая в ней наблюдаемое радио-, оптическое и рентгеновское излучение. Синхротронный механизм не остается без работы и в сильных магнитных полях. Так, например, оптическое и рентгеновское излучения пульсара PSR 0531 в Крабовидной туманности, по всей вероятности, представляют собой синхротронное излучение релятивистских электронов в мощном магнитном поле нейтронной звезды — пульсара.

Наряду с этим механизмом в последние годы все большее значение приобретает в астрофизике циклотронный механизм излучения нерелятивистских электронов, т. е. электронов, движущихся в магнитных полях со скоростями, малыми по сравнению со скоростью света. Такие

электроны вращаются в магнитном поле с гирочастотой ω_H и излучают на частотах ω , близких к гирочастоте и ее низшим гармоникам:

$$\omega \simeq s\omega_H \quad (s = 1, 2, 3, \dots). \quad (1.2)$$

В одном и том же магнитном поле частота циклотронного излучения много меньше, чем частота синхротронного излучения. Поэтому высокочастотное циклотронное излучение в радио-, оптическом и рентгеновском диапазонах может возникать только в сильных магнитных полях. Последнее условие позволяет указать те астрономические объекты, в которых может эффективно действовать циклотронный механизм излучения, — это объекты, обладающие сильным магнитным полем.

Астрофизические аспекты циклотронного механизма стали обсуждаться (если не говорить о еще более ранних попытках) в начале шестидесятых годов Филдом [1] в связи с обнаружением дециметрового радиоизлучения Юпитера, а также Гинзбургом и Железняковым [2] с целью объяснить происхождение спорадического радиоизлучения Солнца. Гипотеза о циклотронной природе дециметрового излучения Юпитера нуждалась в магнитных полях около тысячи эрстед. В те годы величина магнитного поля Юпитера была неизвестна. Позднее прямыми измерениями было установлено, что магнитное поле Юпитера составляет лишь десятки эрстед. Это обстоятельство сделало нереальным предположение о циклотронном механизме дециметрового излучения Юпитера. Вполне возможно, однако, что более низкочастотное (декаметровое) радиоизлучение Юпитера в конечном счете обусловлено циклотронным механизмом; однако детальная картина процессов генерации декаметрового радиоизлучения остается неясной. Активные исследования в этом направлении продолжаются до сих пор (см. в этой связи [3]). Что касается теории солнечного радиоизлучения, то здесь использование циклотронного механизма оказалось более успешным. Сначала была установлена существенная роль циклотронного механизма в создании микроволнового радиоизлучения локальных источников на Солнце. Проведенные затем исследования позволили также оценить вклад циклотронных эффектов в формирование частотных спектров излучения у широкого класса астрономических объектов: радиоизлучения магнитных Ар-звезд, оптического излучения магнитных белых карликов, излучения рентгеновских пульсаров и гамма-барстеров (источников космических гамма-всплесков).

2. ЦИКЛОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Исследования астрофизических аспектов циклотронного механизма основаны на теории циклотронного излучения в космической плазме. Как уже упоминалось, спектр циклотронного излучения электрона состоит из набора дискретных частот, близких к гирочастоте ω_H и ее гармоникам $s\omega_H$. Мощность излучения электрона P убывает с ростом номера гармоники s . В пустоте отношение мощностей излучения на двух соседних гармониках примерно равно v_{\perp}^2/c^2 (v_{\perp} — компонента скорости электрона, ортогональная к полю H). В реальных астрофизических условиях каждый излучающий электрон окружен плазмой. Если эта плазма достаточно разрежена:

$$\omega_L^2/\omega_H^2 \ll v_T/c, \quad (2.1)$$

(v_T — средняя тепловая скорость электронов, ω_L — собственная частота плазмы), спектр остается практически неизменным. Однако в плотной плазме, где справедливо неравенство, обратное (2.1), ситуация меняется: плазма подавляет излучение на гирочастоте. Этот эффект депрессии циклотронного излучения [4] обязан своим появлением своеобразной поляризации нормальных волн в плазме на частоте $\omega = \omega_H$. Дело в том, что конец вектора напряженности электрического поля e в волне описывает окружность в плоскости, ортогональной постоянно-

му магнитному полю H . При этом вектор вращается в сторону, противоположную направлению кругового движения электрона в поле H . В результате электрон не совершает работы над полем волны, т. е. не передает ей свою энергию и, следовательно, не излучает. Указанный эффект реализуется как для необыкновенных, так и для обыкновенных волн.

Как и циклотронное излучение, соответствующее ему поглощение в равновесной плазме имеет максимумы на гирочастоте и ее гармониках; вследствие эффекта Доплера при тепловом движении электронов в плазме со средней скоростью v_T линии поглощения уширены и занимают частотные интервалы $\Delta\omega \sim s\omega_H v_T/c$. Эффект депрессии позволил объяснить частотную зависимость циклотронного поглощения, а именно — относительную слабость поглощения на гирочастоте: в плотной плазме это поглощение сравнимо по величине с поглощением на гармонике $2\omega_H$. Это обстоятельство было использовано при разработке теории медленно меняющейся компоненты солнечного радиоизлучения, при расчетах ожидаемых спектров радиоизлучения магнитных Ар-звезд и циклотронных радиолиний в солнечных вспышках, т. е. в тех условиях, когда циклотронное излучение создается в достаточно плотной корональной плазме.

При условии (2.1), когда плазма сильно разрежена или частота излучения достаточно велика, эффект депрессии полностью исчезает для необыкновенной волны и остается для волны обыкновенной. Последнее связано с резким изменением характера поляризации необыкновенных волн на гирочастоте при переходе к случаю разреженной плазмы. В результате нерелятивистский электрон в разреженной плазме излучает только необыкновенные волны. Слабое «обыкновенное» излучение, составляющее примерно v_T^2/c^2 часть от полной мощности, возникает только при учете влияния теплового движения на поляризацию волн. Аналогичными характеристиками обладает и циклотронное поглощение в разреженной плазме [5, 6]. В астрофизических условиях этот случай реализуется при прохождении оптического излучения через короны магнитных белых карликов. В этих объектах благодаря магнитным полям, достигающим значений 10^8 Э, циклотронные особенности приходятся на оптический диапазон частот.

На нейтронных звездах с еще более мощным магнитным полем ($\sim 5 \cdot 10^{12}$ Э) электронная гирочастота перемещается в диапазон жесткого рентгеновского излучения. Столь сильные магнитные поля существенно меняют свойства вакуума, вызывая его поляризацию и намагничивание. В результате меняется характер распространения и излучения волн, поскольку сам поляризованный и намагниченный вакуум эквивалентен некоторой одноосной анизотропной среде с отличным от единицы показателем преломления и линейной поляризацией обыкновенных и необыкновенных волн. Влияние сильного магнитного поля на распространение электромагнитных волн в вакууме было рассмотрено сначала в важной работе Адлера [7]. Однако довольно длительное время на нее не обращалось должного внимания и только в 1977 г. была подчеркнута ее возможная роль в теории рентгеновского излучения нейтронных звезд [8]. В системе «плазма + намагниченный вакуум» влияние плазмы на электромагнитное излучение становится несущественным по сравнению с вакуумом при условии [5, 6, 9]

$$\left(\frac{\omega_L c}{\omega v_T}\right)^2 \ll \frac{1}{45\pi} \frac{e^2 H^2}{\hbar c H_{кр}^2} \quad (2.2)$$

\hbar — постоянная Планка, $H_{кр} \simeq 4,4 \cdot 10^{13}$ Э — критическое значение магнитного поля, при котором $\hbar\omega_H$ сравнивается с mc^2). В полях $H \sim 5 \cdot 10^{12}$ Э на частотах $\omega \simeq \omega_H$ распространение и излучение будет определяться намагниченным вакуумом, если электронная концентрация $N \ll 10^{23}$ см⁻³ (для $v_T/c \sim 0,1$, что соответствует средней энергии теплового движения около 10 кэВ). Плазма с плотностью, удовлетво-

ряющей этому неравенству, по-видимому, существует в источниках излучения космических гамма-всплесков и в рентгеновских пульсарах [10, 11].

Преобладающее влияние намагниченного вакуума на поляризацию волн и циклотронное излучение ликвидирует депрессию излучения на гирочастоте (на гармониках эффект депрессии в плазме отсутствует). В результате мощность циклотронного излучения электрона в намагниченном вакууме на всех гармониках совпадает с мощностью излучения в пустоте, а по необыкновенным и обыкновенным волнам мощность распределяется в отношении, равном $\cos^2\alpha$ (α — угол между вектором \mathbf{H} и направлением излучения). Циклотронное поглощение в плазме имеет в этом случае такие же характеристики [9] — сильное поглощение на гирочастоте и убывающее примерно как $(v_T/c)^{2s}$ поглощение на гармониках с номером s .

Выше речь шла о плазме с положительными коэффициентами циклотронного поглощения. Это, прежде всего, плазма с равновесным (максвелловским) распределением по скоростям или плазма с анизотропией температур вдоль (T_{\parallel}) и поперек магнитного поля (T_{\perp}) в условиях, когда $T_{\perp} < T_{\parallel}$. Однако в неравновесной плазме возможны такие распределения по скоростям, когда знак коэффициента поглощения меняется и в плазме появляется усиление и неустойчивость электромагнитных волн. По терминологии, принятой в астрофизике, при этом реализуется мазерный механизм генерации электромагнитного излучения.

Изучение мазерного циклотронного механизма генерации электромагнитных волн было начато в работах Сагдеева и Шафранова [12], Твисса [13], Гапонова [14], а также в статьях [15, 16] и др. В радиоастрономии исследования электромагнитных мазерных механизмов получили дальнейшее развитие [16] в связи с интерпретацией на основе этих механизмов ряда компонент спорадического радиоизлучения Солнца и звезд [17, 18]. Достоинством указанных механизмов служит возможность непосредственного выхода электромагнитных волн за пределы солнечной и звездных корон без специальной трансформации одного типа волн в другой. В такой трансформации нуждаются так называемые плазменные механизмы радиоизлучения, обеспечивающие возбуждение плазменных волн с последующей их конверсией в электромагнитное излучение. Роль плазменных механизмов радиоизлучения на циклотронных частотах анализировалась в радиоастрономии во многих работах (см., в частности, статьи [19, 20]). Этот круг вопросов заслуживает специального обзора, здесь же мы ограничимся указанными ссылками и сосредоточим внимание на циклотронных некогерентных механизмах излучения, действующих в космической плазме.

3. ЦИКЛОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА СОЛНЦЕ

Первое успешное применение в астрофизике циклотронный механизм нашел в теории медленно меняющейся компоненты (S -компоненты) солнечного радиоизлучения [21, 22]. S -компонента излучается из активных областей нижней короны и хромосферы, связанных с солнечными пятнами. Согласно этой теории, основанной на совместном действии теплового тормозного и циклотронного механизмов, действующих в неоднородном магнитном поле пятен, микроволновое излучение (с длиной волны $\lambda \sim 1 \div 30$ см) возникает над солнечными пятнами в тонких гирорезонансных слоях и представляет собой циклотронное излучение на низших гармониках гирочастоты (1.2).

Гирорезонансные слои, из которых исходит циклотронное излучение на фиксированной частоте ω , располагаются в магнитном поле над пятном там, где гирочастота $\omega_H \simeq \omega/s$ (см. рис. 1а). Слои, соответствующие большим гармоникам, располагаются выше, в области более слабого магнитного поля. С увеличением частоты вся система гирорезо-

Нижних слоев перемещается вниз, к солнечной фотосфере, где магнитное поле сильнее. Толщина гирорезонансных слоев $l_H \sim (v_T/c)L_H$, где v_T — тепловая скорость электронов, L_H — масштаб неоднородности магнитного поля. Из этой формулы ясно, что $l_H \ll L_H$. Поглощение излучения при прохождении сквозь такой слой характеризуется оптической толщиной $\tau_s \simeq \mu_s l_H$, где μ_s — коэффициент циклотронного поглощения плазмы на s -й гармонике. В конкретных условиях солнечной короны и хромосферы оптическая толщина $\tau_s > 1$ для $s = 1, 2, 3$ на необыкновенных волнах и для $s = 1, 2$ на обыкновенных волнах. Слои с большими s , как правило, прозрачны для радиоволн ($\tau_s \ll 1$). Слабо поглощение, они не дают существенного вклада в наблюдаемое радионизлучение.

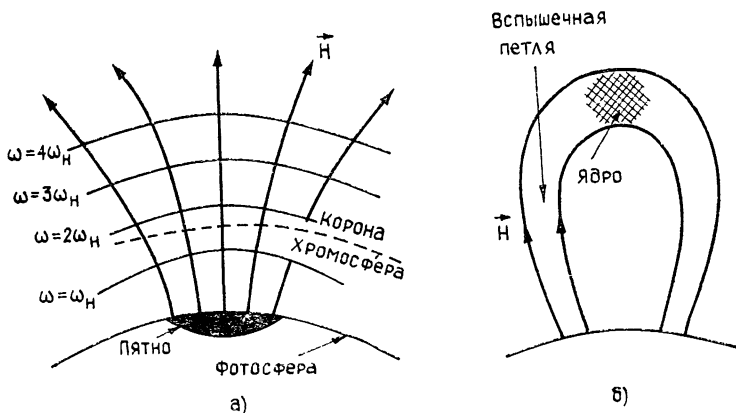


Рис 1 Активные области на Солнце:

- а) гирорезонансные слои над униполярным солнечным пятном;
 б) вспышечная петля с ядром — областью первоначального энерговыделения вспышки.

Присутствие оптически толстых гирорезонансных слоев над пятнами лежит в основе теории, дающей единое объяснение спектра поляризации и распределения «радиояркости» по источнику S -компоненты. Сильно поглощающие слои создают излучение, спектральная интенсивность которого соответствует равновесному уровню с температурой, равной кинетической температуре T плазмы в гирорезонансном слое. Этот уровень определяется (в области частот $\hbar\omega \ll kT$) законом Рэлея—Джинса:

$$B_\omega = \omega^2 kT / (2\pi)^3 c^2. \quad (3.1)$$

На низких частотах $\omega < \omega_{\max}$, для которых эффективно излучающие слои $s=2, 3$ находятся в горячей короне с $T = T_K \sim 10^6$ К, интенсивность $I_\omega \simeq B_\omega \propto \omega^2 T$ и убывает по мере уменьшения частоты. В интервале $\omega > \omega_{\max}$ гирорезонансные слои $s=2, 3$ опускаются в хромосферу. Этот переход сопровождается резким уменьшением кинетической температуры T в излучающих слоях. Соответственно убывает и величина $I_\omega \propto \omega^2 T$ (см. формулу (3.1)) несмотря на рост ω^2 . В результате частотный спектр циклотронного излучения над пятном $I_\omega(\omega)$ приобретает максимум на частоте ω_{\max} , разной для двух типов волн; именно на этой частоте эффективно излучающие слои $s=2$ (для обыкновенной волны) и $s=3$ (для необыкновенной волны) пересекают «границу» между хромосферой и короной*. Заметим, что по величине ω_{\max} в спектре наблюдаемого излучения локальных источников на Солнце можно судить о величине магнитного поля на «границе» между короной и хромосферой. Что касается поляризации циклотронного излучения, то она появляется в диапазоне $\omega > \omega_{\max}$ и отсутствует на частотах $\omega < \omega_{\max}$. Дело в том, что слои $s=2$ и $s=3$, ответственные за излуче-

* Излучение из нижележащих гирорезонансных слоев сильно поглощается в указанных слоях $s=2, 3$ и обычно не наблюдается на Земле.

ние обыкновенных и необыкновенных волн, наблюдаемых с Земли, на низких частотах располагаются высоко — в короне с более или менее однородным распределением температуры. Поэтому интенсивность излучения из обоих этих слоев одинакова, т. е. излучение неполяризовано. Напротив, на высоких частотах гирорезонансные слои $s=2, 3$ опускаются вниз, в переходную область между хромосферой и короной с резким градиентом кинетической температуры. Разность температур в слоях $s=2$ и $s=3$ приводит к сравнительно сильной поляризации циклотронного излучения, с преобладанием необыкновенной компоненты, исходящей из более высоко расположенного слоя $s=3$, где температура плазмы больше.

Указанный характер частотного спектра и поляризации S -компоненты хорошо подтверждается многочисленными наблюдениями (см., например, [23]). Развитая теория позволила предсказать [24] такие тонкие эффекты, как обнаруженное впоследствии [25] уменьшение интенсивности излучения в середине солнечного пятна. Вскоре после разработки теории циклотронного излучения S -компоненты Лифшиц, Обридко и Пикельнер [26] обратили внимание на сравнительно высокие значения магнитных полей на границе между короной и хромосферой, определенных по величине ω_{\max} в наблюдаемых спектрах S -компоненты. Отсюда был сделан важный вывод о прогреве хромосферы над солнечными пятнами и соответствующем опускании вниз указанной границы. В настоящее время теория теплового циклотронного излучения широко используется для получения информации о распределении температуры и магнитных полей в активных областях солнечной короны и верхней хромосферы по данным наблюдений локальных источников, ведущихся в СССР на радиотелескопе РАТАН-600 и в США на антенной системе VLA. Сопоставление теории с результатами наблюдений облегчается благодаря детальным расчетам характеристик циклотронного и тормозного излучения для различных моделей активных областей над пятнами и флоккулами. Такие расчеты были начаты Злотник [27] и продолжаютя в различных вариантах до сих пор.

Теория теплового циклотронного излучения, развитая в применении к Солнцу, используется (без существенных изменений) и для объяснения обнаруженного недавно радиоизлучения вспыхивающих звезд типа UV Кита в периоды отсутствия вспышек. Это излучение по аналогии с S -компонентой на Солнце объясняется циклотронным излучением электронов в магнитном поле звездных пятен [28, 29].

Выше речь шла о микроволновом излучении с относительно гладким частотным спектром. Ясно, однако, что в сложных системах магнитных полей на Солнце частотные спектры могут быть значительно сложнее и в определенных условиях обнаруживать тонкую структуру. В работах [30–32] было обращено внимание на возможность регистрации отдельных циклотронных линий на гармониках электронной гирочастоты, а также высокочастотных уступов («завалов» спектра в сторону высоких частот) на этих гармониках в составе микроволнового излучения Солнца. Обнаружение и исследование таких особенностей может служить эффективным способом диагностики плазмы в центрах активности на Солнце и, прежде всего, магнитных полей и кинетической температуры.

Данные наблюдений рентгеновских вспышек на Солнце свидетельствуют о том, что они возникают в малых ядрах, существующих весьма короткое время (десяток секунд) и расположенных во вспышечных петлях — в корональной плазме, заполняющей магнитные силовые трубки (рис. 1 б). По современным представлениям эти ядра являются областями энерговыделения, обеспечивающего весь последующий сценарий развития солнечной вспышки. Маленькие горячие ядра (в случае, если они занимают область с достаточно однородным магнитным полем) представляют собой наиболее простой объект, чье тепловое циклотронное излучение должно содержать хорошо дифференцированные линии на гармониках гирочастоты. При этом интенсивность

излучения в оптически толстых линиях с $\tau_s > 1$ будет совпадать с интенсивностью равновесного излучения (3.1) при температуре T , равной температуре рентгеновского ядра. Таким образом, изучение радиоспектра этой области позволит установить величину магнитного поля, температуру и плотность плазмы в области энерговыделения. Вместе с тем, нет оснований ожидать, что частотный спектр интегрального излучения от всей вспышечной петли содержит тонкую структуру типа циклотронных линий (из-за существенного изменения величины магнитного поля вдоль петли). Однако и в этом случае при соответствующей методике наблюдений можно регистрировать циклотронные линии. Для этого необходимо принимать не все излучение петли в целом, а только излучение отрезка петли с квазиоднородным магнитным полем, вырезанное узкой диаграммой направленности антенны радиотелескопа.

Мощное выделение энергии в начальной фазе солнечной вспышки, по всей вероятности, обусловлено диссипацией энергии магнитного поля в процессе «пересоединения» силовых линий этого поля. Поскольку указанный процесс обычно связывается с присутствием нейтральных токовых слоев в корональной плазме, проблема обнаружения таких слоев стала в настоящее время особенно актуальной в физике Солнца. В этом отношении существенную роль могут сыграть исследования микроволнового излучения из горячих токовых слоев в предвспышечной фазе солнечной активности, так как это излучение также может содержать циклотронные линии [30]. Появление тонкой структуры спектра в этом случае не тривиально, поскольку магнитное поле в токовом слое сильно изменяется от некоторого максимального значения H_{\max} на краю слоя до нуля в центре, а затем, изменив направление на противоположное, снова нарастает до максимума на другом краю токового слоя. В указанных условиях дискретный спектр с линиями возникает за счет циклотронного излучения на периферии нейтрального токового слоя, где магнитное поле сравнительно однородно. Циклотронное излучение из центральной части токового слоя, где магнитное поле $H < H_{\max}$ и существенно неоднородно, не может выйти за его пределы. Дело в том, что плазменный уровень $\omega = \omega_L$, ограничивающий возможность излучения и распространения волн частоты ω в плазме, располагается на периферии нейтрального токового слоя.

Обнаружение и исследование нейтральных токовых слоев на Солнце по их циклотронному излучению требует создания совершенной спектрографической аппаратуры и использования антенн высокой направленности. Подготовка к такого рода исследованиям в настоящее время ведется в США группой Зирина. Некоторые косвенные указания на присутствие циклотронных линий недавно получены в работе [33], однако уверенное обнаружение циклотронных линий в микроволновом излучении Солнца остается делом будущего.

4. РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ Ар-ЗВЕЗД

Механизм теплового циклотронного излучения, развитый в применении к микроволновому излучению из активных областей на Солнце, был затем перенесен [34, 35] в условия, типичные для пекулярных звезд (Ар-звезд). Их отличает неоднородное распределение ряда химических элементов по фотосфере, которое проявляется в периодических вариациях профиля и интенсивности спектральных линий при вращении звезды. У многих Ар-звезд с узкими оптическими линиями обнаружены (по эффекту Зеемана) сильные магнитные поля — до нескольких десятков тысяч эрстед. Форма профиля линий указывает на то, что магнитные поля этих звезд не имеют локального характера типа полей солнечных пятен, а принадлежат звезде в целом. Наиболее адекватной моделью магнитного поля Ар-звезд служит поле магнитного диполя, помещенного в центр звезды и наклоненного под углом к оси вращения [36] (см. рис. 2а).

Вопрос о наличии и плотности корон у магнитных Ар-звезд в настоящее время не вполне ясен. Если судить по наблюдениям летающей

обсерватории «Эйнштейн», нормальные звезды класса А имеют короны, обеспечивающие умеренную рентгеновскую светимость $L_x \sim 10^{28,5} \div 10^{29}$ эрг·с⁻¹. Верхний предел светимости для пяти Ар-звезд, попавших в обзор на спутнике «Эйнштейн», составил около $10^{28} \div 10^{29}$ эрг·с⁻¹. Рентгеновское излучение обнаружено из двойных систем α Гончих Псов и 46 Дракона, в состав которых в качестве одной из компонент входят магнитные Ар-звезды. К сожалению, компоненты двойных систем в рентгене не разрешены, и принадлежность горячей короны именно к магнитной Ар-звезде, а не к ее компаньону, не установлена. Вместе с тем рентгеновское излучение на уровне $L_x \approx 10^{28,2} \div 10^{28,8}$ эрг·с⁻¹ было зарегистрировано от одиночных Ар-звезд ω Орфея и β Скульптора (см. статью [56]). Надо сказать, что сведения о наличии корон у Ар-звезд, обладающих магнитным полем, могут быть получены другим способом — путем регистрации микроволнового циклотронного излучения от этих звезд.

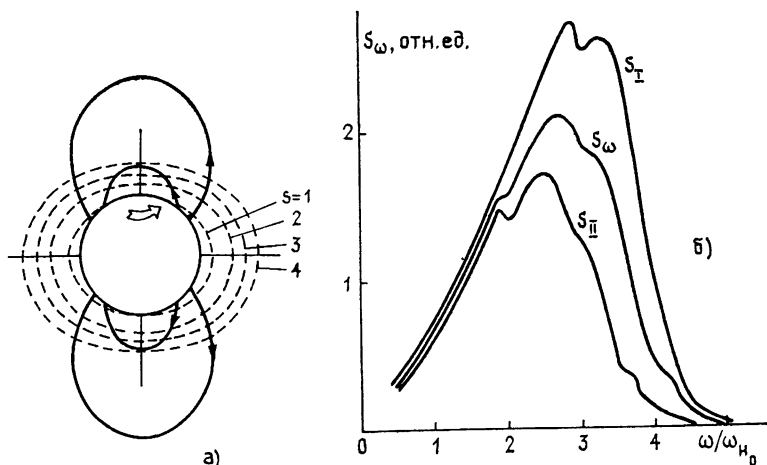


Рис. 2. Циклотронное излучение магнитной Ар-звезды
 а) модель звезды с дипольным магнитным полем (диполь в центре звезды, ось вращения ортогональна оси диполя);
 б) частотные спектры излучения звездной короны при наблюдении вдоль оси диполя (S_I и S_{II} — спектральные потоки излучения на необыкновенных и обыкновенных волнах соответственно, S_ω — поток излучения, регистрируемый антенной с линейной поляризацией) [34]

Теория циклотронного излучения магнитных звезд [34] строится по аналогии с теорией S -компоненты в составе солнечного радиоизлучения. Как и для S -компоненты, вклад в циклотронное излучение звездной короны на частоте ω дают гирорезонансные слои, в которых $\omega_H \approx \omega/s$. Положение таких слоев с номерами гармоник $s=1, 2, 3, 4$ указано на рис. 2а. Они окружают звезду замкнутыми оболочками; нижние слои — оптически толстые: $\tau_s > 1$, у внешних $\tau_s \ll 1$. Фактически излучает только самый верхний оптически толстый слой, так как излучение нижних слоев поглощается в нем, а более высокие слои обладают малой эффективностью излучения. Результаты расчета частотных спектров для сферически-симметричной короны приведены на рис. 2б. Максимум потока излучения S_ω приходится на частоту $\omega_{\max} \approx 4\omega_{H_0}/\sqrt{2}$, где ω_{H_0} — гирочастота на магнитном полюсе звезды. На более низких частотах поток S_ω меняется как $\omega^{4/3}$.

Оценки показывают, что микроволновое излучение от ближайших магнитных звезд может быть зарегистрировано с помощью современных радиоастрономических систем, обладающих высокой чувствительностью (например, с помощью VLA в США). Так, например, ожидаемый поток на Земле от магнитной звезды, входящей в систему α Гончих Псов и удаленной от нас на расстояние в 40 пс, составляет на частоте 15 ГГц около 1 мЯн (1 мЯн = 10^{-29} Вт·м⁻²·Гц⁻¹). Эта величина получена в предположении, что температура корональной плазмы

$T_k \sim 10^7$ К, а ее электронная концентрация $N \sim 10^9$ эл.см⁻³, т. е. соответствует значениям, типичным для солнечной короны, а также для звездных корон звезд класса А, обнаруженных на «Эйнштейне» по их рентгеновскому излучению.

В настоящее время радиоизлучение магнитных звезд еще не обнаружено. По последним данным [37], полученным с помощью VLA, радиоизлучение из системы α Гончих Псов на 15 ГГц меньше 0,5 мЯн, что составляет половину от ожидаемых значений. Это обстоятельство указывает на то, что кинетическая температура короны не менее чем в два раза ниже величины 10^7 К, принятой для расчетов. Другой причиной может оказаться более низкая плотность корональной плазмы N . Однако последняя возможность представляется менее вероятной, так как поток циклотронного излучения от звезды сохраняется практически неизменным даже при весьма значительном уменьшении N . Смена верхнего эффективно излучающего гирорезонансного слоя (скажем, $s=3$ вместо $s=4$), ведущая к существенному изменению потока S_{ω} , происходит лишь при весьма значительном уменьшении N — более чем на два порядка.

Обнаружение радиоизлучения магнитных Ар-звезд позволит использовать новый эффективный метод диагностики корональной плазмы у этого типа звезд. Это особенно существенно в условиях, когда плотность корон недостаточна для наблюдения их мягкого рентгеновского излучения с аппаратурой типа установленной на спутнике «Эйнштейн». Измерения магнитных полей Ар-звезд радиометодами будут представлять особую ценность для звезд с широкими линиями в оптическом спектре, к которым обычные способы измерений магнитного поля по зеемановскому расщеплению становятся неприменимыми.

5. ПОЛОСЫ ЦИКЛОТРОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРАХ МАГНИТНЫХ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

По величине магнитного поля ($10^7 \div 10^8$) магнитные белые карлики занимают промежуточное положение между магнитными Ар-звездами и нейтронными звездами. В таких полях циклотронные частоты лежат в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах. Неудивительно поэтому, что обнаруженные в спектре некоторых одиночных магнитных белых карликов сильные линии и полосы поглощения [46] связываются с циклотронными эффектами (см., например, [38]). Примеры спектров, содержащих такие линии и полосы, приведены на рис. 3. С другой стороны, открытие рентгеновского излучения звездных корон с температурой $T_k \sim 10^7$ К у звезд типа белых карликов послужило стимулом для изучения взаимодействия горячей плазмы с излучением магнитных белых карликов — с целью объяснить появление абсорбционных линий и полос в спектрах этих объектов. Здесь следует подчеркнуть, что рентгеновское излучение одиночных магнитных белых карликов до сих пор не обнаружено. В рамках теории, развитой в работах [39, 40], это обстоятельство представляется вполне естественным: для формирования циклотронных особенностей в оптических спектрах белых карликов не требуется той высокой плотности звездных корон, которая необходима для создания интенсивного рентгеновского излучения от одиночных звезд. В этой связи отметим, что если магнитный карлик входит в состав двойной системы с аккрецией (т. е. с переносом вещества от одной звезды системы к белому карлику), то мощное рентгеновское излучение будет обеспечено за счет этого аккрецирующего потока и в том случае, когда белый карлик не имеет короны. В дальнейшем имеются в виду только одиночные белые карлики, обладающие циклотронными особенностями в оптическом спектре.

Какими свойствами должна обладать корона белого карлика? Естественно ожидать, что ее температура составляет $10^6 \div 10^7$ К, как у большинства обнаруженных звездных корон и у солнечной короны. Благодаря большой силе тяжести на поверхности такой звезды (с массой порядка массы Солнца и радиусом, сравнимым с радиусом Земли)

корональная плазма окружает звезду тонким слоем высотой не более нескольких десятков километров. Если электронная концентрация N в этом случае превышает $10^{14} \div 10^{15}$ эл.см $^{-3}$, то свойства корональной плазмы на белых карликах, обладающих магнитными полями $H \sim 10^7 \div 10^8$ Э, ничем не отличаются от плазмы в солнечной короне и в коронах Ар-звезд. Процессы циклотронного излучения и поглощения анализируются в этих условиях достаточно просто, поскольку благодаря частым столкновениям между частицами распределение излучающих электронов известно — оно изотропное максвелловское.

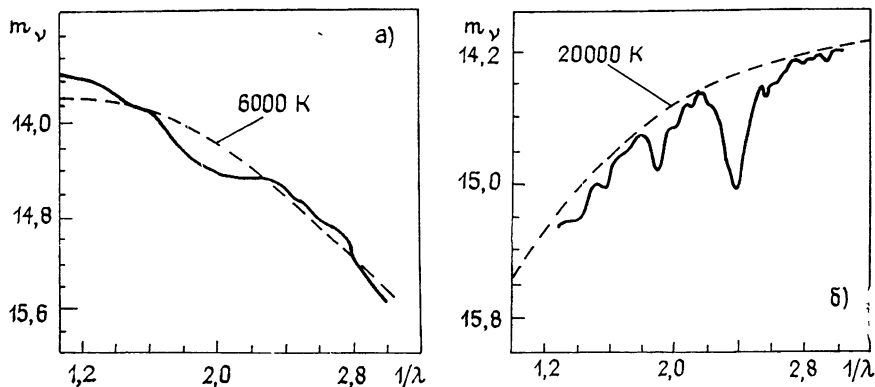


Рис. 3. Спектры оптического излучения магнитных белых карликов:

а) звезды G 240-72 [45];

б) звезды GD 229 [46], пунктиром отмечен спектр равновесного излучения (m_v — видимая спектральная звездная величина, λ — длина волны в мкм).

Ситуация становится существенно иной, если корона магнитных белых карликов более разрежена ($N < 10^{14} \div 10^{15}$ эл.см $^{-3}$) и время свободного пробега электронов между столкновениями $t_{св}$ оказывается малым по сравнению с характерным временем циклотронных потерь t_c (в плазме реализуется так называемый бесстолкновительный предел). В этих условиях плазма приобретает неравновесный характер с существенной анизотропией температур T_{\parallel} и T_{\perp} вдоль и поперек магнитного поля. Распределение электронов по продольным скоростям и величина продольной температуры T_{\parallel} здесь по-прежнему поддерживается за счет межчастичных столкновений и какого-то механизма нагрева короны. Однако поперечная температура T_{\perp} определяется теперь не столкновениями, а интенсивностью необыкновенного излучения на гирочастоте. Именно это излучение, как отмечалось во втором разделе статьи, наиболее эффективно испускается и поглощается в разреженной плазме (2.1). Указанный циклотронный процесс в состоянии сильно изменить поперечную скорость излучающих электронов за время их свободного пробега между столкновениями; поэтому он определяет величину T_{\perp} в короне магнитного белого карлика. Роль обыкновенной компоненты излучения на гирочастоте и излучения на всех высших гармониках более скромна из-за существенно меньшей эффективности процессов поглощения и испускания. В результате все эти компоненты излучения не контролируют величину T_{\perp} и распространяются в корональной плазме в условиях, когда излучательная способность и коэффициент поглощения заданы необыкновенным излучением на гирочастоте.

Сильные потери энергии на циклотронное излучение в необыкновенные волны на гирочастоте ведут к резкой анизотропии температур: величина T_{\perp} при этом может стать много меньше T_{\parallel} , и опуститься ниже температуры фотосферы звезды $T_{ф} \approx (2 \div 5) \cdot 10^4$ К. Присутствие холодной по поперечным скоростям плазмы, окружающей белый карлик, объясняет появление в спектре непрерывного излучения фотосферы «провалов», соответствующих циклотронным линиям в поглощении.

Поскольку магнитное поле неоднородно по поверхности звезды, эти линии превращаются в довольно широкие полосы поглощения.

Развитая теория свидетельствует о том, что такие полосы реализуются в короне белого карлика, если электронная концентрация N заключена в следующих пределах [40]:

$$1,8H < N < 1,3H^{4/3} \text{ (эл. см}^{-3}\text{)} \quad (5.1)$$

(для значений продольной температуры $T_{\parallel} \simeq 10^7$ К). Заметим, что указанные пределы слабо зависят от величины T_{\parallel} . Если $H \simeq 10^8$ Э, то, согласно (5.1), концентрация $N \sim 2 \cdot 10^8 \div 6 \cdot 10^{10}$ эл. см⁻³. При еще меньших значениях N полосы в поглощении становятся очень слабыми из-за малой оптической толщины корональной плазмы на $\omega \simeq s\omega_H$. В более плотной короне $N > 6 \cdot 10^{10}$ эл. см⁻³ циклотронные линии должны наблюдаться в эмиссии, а не в поглощении. Здесь становится существенным собственное излучение корональной плазмы в циклотронных линиях, связанное с ударным возбуждением уровней Ландау в результате столкновений и последующим циклотронным излучением, сопровождающим переход электронов на более низкие уровни.

Таким образом, присутствие в спектрах магнитных белых карликов сильных циклотронных линий и полос в поглощении, а не в эмиссии (см. рис. 3) указывает на существование у этих объектов звездных корон с концентрацией, заключенной в довольно узких пределах. Изучение циклотронных особенностей в оптических и ультрафиолетовых спектрах в настоящее время служит практически единственным источником информации о коронах магнитных белых карликов. Дело в том, что мягкое рентгеновское излучение из короны, окружающей тонким слоем звезду столь малых размеров, при плотностях плазмы $N < 6 \cdot 10^{10}$ эл. см⁻³ оказывается слишком слабым для обнаружения посредством рентгеновской аппаратуры с рекордной чувствительностью, достигнутой на спутнике «Эйнштейн». Действительно, для белых карликов, удаленных от Земли на расстояние в 10 пс, чувствительность лаборатории «Эйнштейн» достаточна лишь для обнаружения короны с электронной концентрацией $N > 6 \cdot 10^{11}$ эл. см⁻³. Таким образом, исследование циклотронных особенностей в оптических спектрах является способом изучения корон магнитных белых карликов, на один-три порядка более чувствительным (по концентрации), чем современные космические исследования в мягком рентгеновском спектре.

Более детальные заключения о плотности короны и характере ее распределения по поверхности магнитных белых карликов можно получить путем сопоставления наблюдаемых оптических (и ультрафиолетовых) спектров со спектрами, рассчитанными на основе развитой теории взаимодействия излучения с плазмой в сильных магнитных полях этих звезд. Такие расчеты уже начаты [41]. Для сравнительно простых спектров, характерных для магнитных белых карликов с одной широкой полосой депрессии в гладком спектре излучения (например, для объекта G 240-72; см. рис. 3а), удовлетворительного согласия добиться нетрудно, предположив, что эта полоса создается корональной плазмой, распределенной по всей звезде и эффективно поглощающей излучение фотосферы на частотах $\omega \simeq \omega_H$. Более сложные спектры карликов GD 229 (рис. 3б) и LP 790-29, обладающие целой системой полос и линий (причем некоторые из них, по всей вероятности, представляют собой линии ионов и не связаны с циклотронными процессами), интерпретировать труднее. Успеха в этом направлении можно достичь, совершенствуя как методы расчета циклотронных спектров, так и модели корон магнитных белых карликов.

6. ЦИКЛОТРОННЫЕ ЛИНИИ В СПЕКТРАХ РЕНТГЕНОВСКИХ ПУЛЬСАРОВ И ГАММА-БАРСТЕРОВ

В настоящее время стало общепринятым представление о том, что рентгеновские пульсары и источники космических гамма-всплесков

(получившие название гамма-барстеров) связаны с нейтронными звездами. Аргументами в пользу такой связи для рентгеновских пульсаров являются малый период следования импульсов излучения и исключительно высокие значения магнитного поля H в источнике, характерные для нейтронных звезд. Конкретные значения $H \simeq 4 \cdot 10^{12}$ Э и $H \simeq 10^{12}$ Э определены [42, 43] по частотам циклотронных линий рентгеновских пульсаров Her X-1 и 4U 0115+69 (см., например, спектр Her X-1 на рис. 4а). Предположение о возможном присутствии циклотронных особенностей в спектрах рентгеновских пульсаров было выдвинуто Гнединым и Сюняевым [44] еще до обнаружения циклотронных линий в излучении рентгеновских источников.

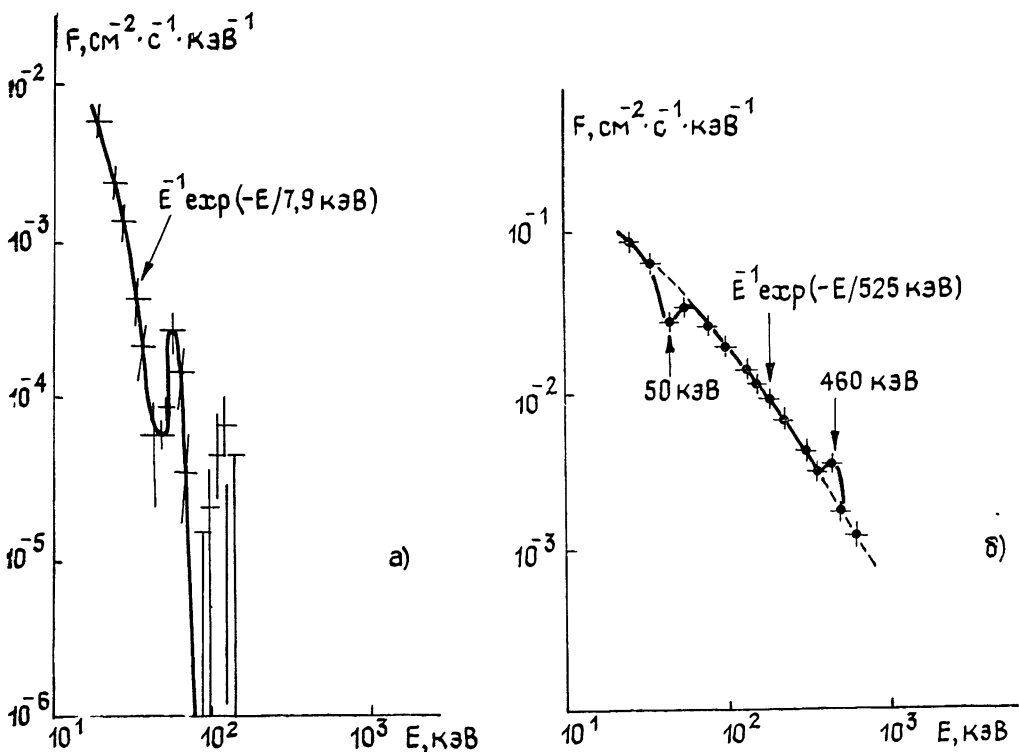


Рис 4 Спектры рентгеновского и гамма-излучения
 а) рентгеновского пульсара Her X-1 [42],
 б) космического гамма-всплеска 22.VI.1979 г. [47] (F — поток квантов, E — энергия на квант).

Нейтронные звезды — рентгеновские пульсары входят в состав двойных звездных систем. Вторая компонента такой системы служит источником вещества, аккрецируемого на поверхность нейтронной звезды. Сильное магнитное поле направляет аккрецию в полярные районы. Там, в районе магнитного полюса, образуется горячее полярное пятно, состоящее из плазмы, нагретой до температуры $T \sim 10^8$ К. Эта плазма и служит источником рентгеновского излучения, которое при наблюдении из Солнечной системы приобретает пульсирующий характер вследствие вращения нейтронной звезды.

Если в коронах обычных звезд и белых карликов плазма имеет классический характер, то на нейтронных звездах благодаря исключительно высоким значениям магнитных полей плазма становится «квантованной»: $\hbar\omega_H > \kappa T_{\parallel}$, а сам вакуум приобретает отчетливо выраженный поляризованный и намагниченный характер. Первое обстоятельство приводит к тому, что энергия поперечного движения электронов опускается до минимальных значений, соответствующих самым нижним уровням Ландау. При описании движения электронов здесь допустим лишь квантовый подход. Благодаря второму обстоятельству поляриза-

ция обыкновенных и необыкновенных волн определяется не плазмой, а вакуумом. При этом существенно меняются условия циклотронного излучения и поглощения на нейтронных звездах по сравнению с соответствующими процессами на белых карликах и на обычных звездах (см. второй раздел). Следует также отметить, что в горячей плазме на нейтронных звездах вследствие весьма редких столкновений между частицами переходы с одного уровня Ландау на другой имеют в основном радиационный характер. При этом за поглощением кванта $\hbar\omega \simeq \hbar\omega_H$ электроном на нижнем уровне (с переходом на второй, более высокий уровень энергии) следует обратный переход в основное состояние, как правило, с излучением кванта $\hbar\omega$, но уже в другом направлении. В целом эти два радиационных перехода можно трактовать как циклотронное рассеяние в линии $\omega \simeq \omega_H$. Вдали от частоты ω_H , т. е. в континууме, процесс рассеяния становится нерезонансным — томсоновским.

Наличие сильного циклотронного рассеяния в плазме на нейтронных звездах позволило предположить [48], что циклотронные линии в спектре рентгеновских пульсаров формируются по аналогии с фраунгоферовыми линиями в оптических спектрах обычных звезд (появление большей части этих линий связано с резонансным рассеянием излучения при электронных переходах между дискретными энергетическими уровнями атомов и ионов). Эта идея была развита [49] в предположении, что плазма горячего полярного пятна на высотах, ответственных за создание наблюдаемого рентгеновского излучения, имеет изотермический характер, а ее плотность распределена по барометрическому закону с приведенной высотой атмосферы $h_0 \sim 10^2$ см (для $T \sim 10^8$ К). Как показывает анализ*, интенсивность излучения из такой атмосферы

$$I_\omega \simeq B_\omega M^{1/3}, \quad (6.1)$$

где B_ω — интенсивность равновесного излучения. Вне линии (в континууме) величина безразмерного параметра

$$M = \mu_{\text{торм}} / h_0 \mu_{\text{томс}}^2 \quad (6.2)$$

определяется коэффициентом тормозного поглощения $\mu_{\text{торм}}$ и коэффициентом томсоновского рассеяния $\mu_{\text{томс}}$. В условиях нейтронных звезд $M \sim 10^{-6} \ll 1$, так что интенсивность излучения плазменного слоя с эффективным рассеянием оказывается меньше интенсивности равновесного излучения. Вдали от циклотронной линии $I_\omega / B_\omega \simeq M^{1/3} \simeq 10^{-2}$, т. е. интенсивность излучения рентгеновских пульсаров в континууме ослаблена из-за томсоновского рассеяния примерно на два порядка по сравнению с уровнем равновесного излучения. Это обстоятельство следует учитывать при оценках расстояния до рентгеновских пульсаров по потоку наблюдаемого излучения.

Внутри циклотронной линии собственное излучение плазмы создается не тормозными процессами (как это было в континууме): оно возникает, главным образом, за счет процессов типа «столкновение + циклотронное излучение». Столкновение электрона с другой частицей переводит его на более высокий уровень Ландау, а излучение фотона на циклотронной частоте возвращает электрон в прежнее состояние. Этот процесс излучения и обратный ему процесс поглощения типа «циклотронное поглощение + столкновение»** характеризуется параметром $\varepsilon = v_{\text{эфф}} t_c$, где $v_{\text{эфф}}$ — эффективная частота столкновений, а t_c — характерное время циклотронного излучения электрона. В результате параметр M внутри линии приобретает следующий вид (см. [49]):

$$M_c = \varepsilon / h_0 \mu_c, \quad (6.3)$$

где μ_c — коэффициент циклотронного рассеяния. В условиях нейтронных звезд — рентгеновских пульсаров величина $M_c \sim 10^{-11}$. Интенсивность излучения в линии

* Решение такого типа для линейно неоднородной атмосферы нейтронной звезды без магнитного поля было получено Зельдовичем и Шакурной [49]

** Последнее переводит электрон на более низкий уровень.

$$I_{\omega} \simeq B_{\omega} M_1^{\frac{1}{3}}. \quad (6.4)$$

Поскольку $M_c \ll M$, уровень излучения в линии, согласно (6.1) и (6.4), опускается ниже уровня излучения в ближайших по частоте частях континуума. Иными словами, за счет сильного циклотронного рассеяния ($\mu_c \gg \mu_{\text{томс}}$) в спектре излучения плазмы формируется линия в поглощении; она возникает на фоне рентгеновского континуума, уже ослабленного из-за томсоновского рассеяния. Заметим, что величина температуры плазмы $T \sim 10^8$ К в источнике излучения выбирается так, чтобы форма наблюдаемого спектра в континууме соответствовала наблюдаемой.

Теория излучения рентгеновских пульсаров еще очень несовершенна. Приведенные формулы имеют приближенный характер. В них не учтены угловые зависимости коэффициентов рассеяния, эффекты конверсии мод и квантовой «отдачи» (комptonизации) в процессе рассеяния и т. д. Создание более совершенной теории излучения рентгеновских пульсаров в настоящее время только начинается.

- Теперь о космических гамма-всплесках. Сведения о том, что источники космических гамма-всплесков располагаются на нейтронных звездах, были получены в результате наблюдений, проведенных на автоматических межпланетных станциях «Венера-11» и «Венера-12» Мазецом и его сотрудниками [47]. В спектрах гамма-всплесков (один из них представлен на рис. 4б) были обнаружены циклотронные линии в поглощении, указывающие на присутствие в гамма-барстерах сильных магнитных полей примерно такой же величины, что и на рентгеновских пульсарах. Кроме того, в наблюдаемых спектрах были зафиксированы аннигиляционные линии с энергией $E \simeq mc^2 \simeq 0,5$ МэВ на квант, смещенные в сторону меньших энергий на величину $\Delta E/E \sim \sim 10 \div 20\%$. Сдвиг ΔE объясняется красным смещением, которое испытывает излучение, выходящее за пределы сильного гравитационного поля. Величина такого поля на поверхности нейтронных звезд соответствует наблюдаемой величине $\Delta E/E$.

Модель изотермического горячего пятна, развитая в применении к рентгеновским пульсарам, в случае гамма-барстеров не может объяснить появление довольно узких циклотронных линий на фоне жесткого рентгеновского континуума. Дело в том, что для создания такого континуума (с энергией квантов $\hbar\omega$ порядка нескольких сотен килоэлектронвольт) требуется плазма с не меньшей энергией излучающих электронов. Однако доплеровская ширина циклотронных линий, образованных в процессе рассеяния на таких электронах, превысит реально наблюдаемые значения. Поэтому для создания узких циклотронных линий в поглощении необходимо образование сравнительно холодной плазмы над горячим пятном. Такая двухслойная модель источника космических гамма-всплесков была предложена в работе [50]. Однако причины образования верхнего плазменного слоя оставались неясными.

Решение проблемы было найдено при объяснении другой особенности в спектрах гамма-барстеров — аннигиляционных линий. Каждый акт аннигиляции электрона с позитроном ведет к появлению двух гамма-квантов с энергиями $E \simeq mc^2$. Наблюдаемые потоки квантов в аннигиляционных линиях могут быть созданы за счет указанного процесса в электрон-позитронной плазме с концентрацией частиц $N \sim 3 \cdot 10^{21}$ см⁻³ в слое толщиной $3 \cdot 10^2$ см, расположенном над горячим полярным пятном площадью 10^{11} см². Плазма с указанными параметрами, соответствующими гамма-барстерам, удаленным от нас на расстояния порядка 100 пс, возникает за счет поглощения жестких гамма-квантов (с энергией $E > 2mc^2$ на квант) в вакууме в присутствии сильного магнитного поля [51, 52]. Необходимые для этого энергичные гамма-кванты создаются в горячем полярном пятне и при благоприятных условиях могут наблюдаться, образуя жесткий «хвост» в спектре гамма-барстера.

Этот механизм образования электрон-позитронной плазмы позволил объяснить наблюдаемые характеристики аннигиляционных линий. В его пользу свидетельствует, в частности, корреляция потока излучения в аннигиляционной линии с уровнем жесткого гамма-излучения, обнаруженная во время развития гамма-всплеска [53]. В то же время рассеяние излучения от горячего пятна в электрон-позитронной плазме формирует циклотронные особенности в спектрах гамма-всплесков (такова, например, линия 50 кэВ в спектре, представленном на рис. 4б).

Конкретная форма циклотронных линий может быть найдена в результате численных расчетов, которые ведутся в настоящее время. Однако в некоторых случаях ситуация оказывается более простой [54]. Например, в разреженной (на три порядка и более по сравнению с указанной выше величиной N) электрон-позитронной плазме, плотность которой недостаточна для создания сильных аннигиляционных линий, реализуется предельный случай сильно неоднородного магнитного поля. В этом случае излучение на частоте ω сильно рассеивается плазмой только в тонких гирорезонансных слоях, где $\omega_H \simeq \omega$. Ситуация здесь аналогична представленной на рис. 1а для униполярного солнечного пятна, с той лишь разницей, что плазма на нейтронной звезде — бесстолкновительная и процесс циклотронного поглощения и излучения сменяется в этих слоях процессом рассеяния. Анализ процесса переноса излучения через гирорезонансный слой показал, что даже в оптически толстом слое, где $\tau = \mu_c l_H \gg 1$ (l_H — толщина гирорезонансного слоя; см. второй раздел этой статьи), излучение ослабляется лишь в два раза при прохождении сквозь слой (половина падающего излучения отражается назад). Отметим, что указанное обстоятельство давно известно в теории переноса излучения в движущихся звездных оболочках, развитой Соболевым [55]. Это не случайно, так как циклотронное рассеяние в неоднородном магнитном поле обнаруживает глубокую аналогию с резонансным рассеянием излучения в спектральных линиях ионов звездного ветра. В первом случае меняется в пространстве гирочастота, во втором — средняя скорость движения ионов. Отмеченное ослабление вдвое излучения в неоднородном магнитном поле нейтронной звезды на частотах $\omega < \omega_H$ (где ω_H — гирочастота на поверхности звезды) было использовано в [54] для объяснения наблюдаемой депрессии излучения на низких частотах в спектрах некоторых космических гамма-всплесков.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

История исследований циклотронного механизма излучения, введенного в радиоастрономию и астрофизику почти четверть века назад, наглядно демонстрирует ту роль, которую играют циклотронные процессы в космических объектах с сильным магнитным полем. Астрофизические приложения этого механизма стимулировали развитие теории циклотронного излучения, поглощения и рассеяния, справедливой в весьма разнообразных условиях, начиная с классической плазмы солнечной короны и кончая электрон-позитронной плазмой в намагниченном вакууме на нейтронных звездах. Изучение циклотронных процессов на Солнце позволило разработать теорию микроволнового излучения локальных источников, которая в настоящее время широко используется для интерпретации радиоастрономических наблюдений и для получения сведений о температуре и магнитных полях в активных областях солнечной короны и хромосферы, а также указать на реальную возможность обнаружения циклотронных линий в спектре солнечного радиоизлучения. Регистрация микроволнового циклотронного излучения магнитных Ар-звезд, если оно будет обнаружено, послужит эффективным способом изучения магнитных полей и корональной плазмы, окружающей эти звезды. Анализ взаимодействия излучения магнитных белых карликов с горячей плазмой дал объяснение циклотронных линий и полос в оптическом спектре этих звезд и позволил заложить основы теории их звездных корон, состоящих из бесстолкновительной

плазмы с резкой анизотропией температур. В рамках простых моделей излучающей области были выяснены причины формирования циклотронных линий в спектрах рентгеновских пульсаров. И, наконец, установлена тесная связь между происхождением аннигиляционных линий и циклотронных особенностей в электрон-позитронной плазме, возникающей в источниках гамма-всплесков на нейтронных звездах. Дальнейший анализ этой связи, несомненно, приведет к более глубоким и полным представлениям о физических процессах, происходящих в источниках космических гамма-всплесков.

Астрофизические приложения циклотронного механизма стимулировали развитие теории циклотронного излучения, поглощения и рассеяния, справедливой в весьма разнообразных условиях. Они позволили также обнаружить новые типы электромагнитных неустойчивостей в плазме, которые широко используются в радиоастрономии, но остались за рамками настоящей статьи. В целом исследования циклотронного механизма ведут к пониманию наблюдаемых характеристик частотных спектров излучения у широкого класса объектов, начиная с классической плазмы солнечной короны и кончая электрон-позитронной плазмой в намагниченном вакууме на нейтронных звездах. Они открывают также реальные перспективы для дальнейшего исследования космических объектов по их циклотронному излучению.

ЛИТЕРАТУРА

1. Field G. V. — *J. Geophys. Res.*, 1959, **61**, p. 1169.
2. Гинзбург В. Л., Железняков В. В. — *Астрон. журн.*, 1961, **28**, с. 3.
3. Зайцев В. В., Злотник Е. Я., Шапошников В. Е. — *Письма в Астрон. журн.*, 1985, **11**, с. 208.
4. Гинзбург В. Л., Железняков В. В. — *Изв. вузов — Радиофизика*, 1958, **1**, № 2, с. 59.
5. Железняков В. В. — *Астрофизика*, 1980, **16**, с. 539.
6. Павлов Г. Г., Шибанов Ю. А., Гнедин Ю. Н. — *Письма в ЖЭТФ*, 1979, **30**, с. 137.
7. Adler S. L. — *Ann. Phys. (N.-Y.)*, 1971, **67**, p. 599.
8. Novick R., Weisskopf M. C., Angel J. H. P., Sutherland P. G. — *Astrophys. J.*, 1977, **215**, p. 117.
9. Melrose D. B., Zheleznyakov V. V. — *Astron. Astrophys.*, 1981, **95**, p. 86.
10. Zheleznyakov V. V., *Astrophys. Space Sci.*, 1981, **77**, p. 279.
11. Zheleznyakov V. V., Litvinchuk A. A. — *Astrophys. Space Sci.*, 1985, **109**, p. 293.
12. Сагдеев Р. З., Шафранов В. Д. — *ЖЭТФ*, 1960, **39**, с. 181.
13. Twiss R. Q. — *Austral. J. Phys.*, 1958, **11**, p. 564.
14. Гапонов А. В. — *Изв. вузов — Радиофизика*, 1959, **2**, № 3, с. 443, 450.
15. Гетманцев Г. Г., Рапопорт В. О. — *ЖЭТФ*, 1960, **38**, с. 1205.
16. Железняков В. В. — *Изв. вузов — Радиофизика*, 1959, **2**, № 1, с. 14; 1960, **3**, № 1, с. 57; 1960, **3**, № 2, с. 180, 1961, **4**, № 4, с. 619; 1961, **4**, № 5, с. 849.
17. Степанов А. В. — *Астрон. журн.*, 1973, **50**, с. 243.
18. Melrose D. B., Dulk G. A. — *Astrophys. J.*, 1982, **259**, p. 844.
19. Zaitsev V. V., Stepanov A. V. — *Solar Phys.*, 1983, **88**, p. 297.
20. Zheleznyakov V. V., Zlotnik E. Ya. — *Sol. Phys.*, 1975, **43**, p. 431, 1975, **44**, p. 447; 1975, **44**, p. 461.
21. Железняков В. В. — *Астрон. журн.*, 1962, **39**, с. 5; 1963, **40**, с. 829.
22. Какинута Т., Свагур Г. — *Astrophys. J.*, 1962, **136**, p. 965.
23. Гельфрейх Г. Б., Ахмедов Ш. Б., Боровик В. Н., Гольнев Б. Я., Коржавин А. Н., Нагнибеда Б. Г., Петерова Н. Г. — *Изв. ГАО*, 1970, № 185, с. 167.
24. Железняков В. В. *Радиоизлучение Солнца и планет.* — М. Наука, 1964, с. 455.
25. Alissandrakis C. E., Kundu M. R. — *Astrophys. J. Lett.*, 1981, **253**, p. 49.
26. Лишниц М. А., Обридко В. Н., Пикельнер С. Б. — *Астрон. журн.*, 1966, **43**, с. 1135.
27. Злотник Е. Я. — *Астрон. журн.*, 1968, **45**, с. 310; 1968, **45**, с. 585.
28. Горка К., Marsh K. A. — *Astrophys. J.*, 1982, **254**, p. 641.
29. Gary D. E., Linsky J. L. — *Astrophys. J.*, 1981, **250**, p. 284.
30. Zheleznyakov V. V., Zlotnik E. Ya. — *Sol. Phys.*, 1980, **68**, p. 317.
31. Железняков В. В., Злотник Е. Я. — *Астрон. журн.*, 1980, **57**, с. 778.
32. Zheleznyakov V. V., Tikhomirov Yu. V. — *Sol. Phys.*, 1982, **81**, p. 121.
33. Schmal E. J., Shevgaonkar R. K., Kundu M. R., McConnell D. — *Sol. Phys.*, 1984, **93**, p. 305.
34. Zheleznyakov V. V., Tikhomirov Yu. V. — *Astrophys. Space Sci.*, 1984, **102**, p. 189.

35. Железняков В. В. — Изв вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 6, с. 647
36. Borra E. F., Landstreet J. D. — Astrophys. J. Suppl., 1980, 42, p. 421.
37. Drake S. A. et al. — Report on JILA Radio Star Workshop, USA, 1984.
38. Green R. F., Liebert J. — Publ. Astron. Soc. Pacific, 1981, 93, p. 105.
39. Zheleznyakov V. V. — Astrophys. Space Sci., 1983, 97, p. 229
40. Zheleznyakov V. V., Litvinchuk A. A. — Astrophys. Space Sci., 1984, 105, p. 73.
41. Тихомиров Ю. В. — Астрон. циркуляр, 1984. № 1317, с. 3.
42. Trümper J. et al. — Ann. N. Y. Acad. Sci., 1976, 302, p. 538.
43. White N. E., Swank J. H., Holt S. S. — Astrophys. J., 1983, 270, p. 711.
44. Gnedin Yu. N., Sunyaev R. A. — Astron. Astrophys., 1974, 36, p. 379.
45. Liebert J. — Publ. Astron. Soc. Pacific, 1976, 88, p. 490.
46. Angel J. P. P. — Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1978, 16, p. 487.
47. Мазец Е. П. и др. — Письма в Астрон. журн., 1980, 6, с. 706
48. Trümper J. et al. — Astrophys J Lett, 1978, 219, p. 105.
49. Зельдович Я. Б., Шакура И. И. — Астрон. журн., 1969, 46, с. 225.
50. Zheleznyakov V. V. — Astrophys Space Sci, 1982, 83, p. 81.
51. Zheleznyakov V. V. — Astrophys Space Sci, 1982, 83, p. 117.
52. Zheleznyakov V. V., Litvinchuk A. A. — Astrophys. Space Sci, 1985, 109, p. 293, 1985, 112, p. 25.
53. Barat C et al — Astrophys. J. Letters, 1984, 286, p. 11.
54. Железняков В. В., Литвинчук А. А. Доклад на Международной школе по плазменной астрофизике. — Сухуми, 1986.
55. Соболев В. В. Движущиеся оболочки звезд — Л.: Гос. ун-т, 1947.
56. Cash W., Snow T. P. — Astrophys. J. Lett, 1982, 263, p. 59

Институт прикладной физики
АН СССР

VII ВСЕСОЮЗНАЯ ШКОЛА ПО ФИЗИКЕ ИОНОСФЕРЫ

(Продолжение)

В лекции И. Таубенхайма (ГДР) «О роли ионосферы в общей физической системе атмосферы» подчеркнута неразрывная связь физических процессов в нейтральной атмосфере и ионосфере. Свойства ионосферы в значительной степени определяются структурой, динамикой, химическим составом нейтрального газа атмосферы. В свою очередь наличие ионизованной компоненты даже в качестве малой примеси оказывает в ряде случаев существенное влияние на протекающие в атмосфере процессы.

Я. Лаштовичка (ЧССР) анализировал возмущения в нижней ионосфере солнечного и метеорологического происхождения. Возмущения солнечного происхождения разделяются на периодические (11-летний цикл, 27-дневная повторяемость) и спорадические (эффекты солнечных вспышек и геомагнитных бурь), к метеорологическим относятся зимняя и сезонные аномалии. Обсуждены возможные механизмы возникновения возмущений.

Обзор физических и химических процессов, протекающих в слое ионосферы, дан в лекции А. Д. Данилова. Отмечен значительный прогресс в понимании основных закономерностей верхней части области D ($h > 7$ км), подробно обсуждена проблема зимней аномалии, регистрируемой на этих высотах. Вариации состояния области D , по-видимому, являются одним из проявлений всего комплекса процессов, определяющих динамический и термический режимы средней атмосферы.

Г. С. Иванов-Холодный рассмотрел проблемы аэронавигации на высотах 100—200 км, где происходит поглощение основной части коротковолнового излучения Солнца и выполняется условие ионизационно-рекомбинационного баланса. Указаны два новых направления исследования: изучение планетарного распределения ионизации и ионного состава по спутниковым измерениям и выделение геофизических инвариантов, позволяющих представить в функциональном виде различные закономерности ионосферных процессов и описать ионосферу для конкретных гелиогеофизических условий.

В лекции А. Г. Колесника «Физика и моделирование термосферы» особое внимание уделено источникам и механизмам, формирующим динамику и энергетику термосферы. Представлены основные эмпирические модели состава и температуры термосферы, дан их сравнительный анализ. На основе метода математического моделирования продемонстрированы механизмы наблюдаемых пространственно-временных вариаций крупномасштабной циркуляции и теплового режима термосферы.

Лекция К.-Х. Вагнера (ГДР) посвящена возможности проверки существующих представлений о взаимодействии ионосферы и термосферы на высотах слоя F (с помощью экспериментальных данных о составе ионов и нейтралов, полученных на спутниках). В качестве примера иллюстрировались результаты комплексных измерений в конце января 1974 г. с борта американского спутника АЕ-С. Отмечено удовлетворительное согласие данных измерений с результатами модельных расчетов.

(Продолжение см. с. 247)