

качественно отличная ситуация в случае, если достаточно велик темп аккреции или слабо магнитное поле нейтронной звезды. Как отмечалось в § 8 гл. III, стадия пропеллера может вообще отсутствовать.

Итак, возможны следующие переходы в среднем равновесном состоянии при изменении темпа аккреции:

$$A \leftrightarrow P, A \rightleftharpoons P \rightleftharpoons E, A \leftrightarrow E.$$

При переходе в состояние эжекции и обратно возникает своеобразный гистерезис. Напомним, что давление аккрецируемой плазмы внутри радиуса захвата растет как  $\sim R^{-5/2}$ , т.е. быстрее, чем давление релятивистского ветра ( $\sim R^{-2}$ ). Как указал Шварцман (1970в), если переход осуществляется из состояния эжекции, то он наступает тогда, когда давление плазмы сравнивается с давлением ветра на радиусе захвата. Если же переход происходит, наоборот, в E-состояние (из P или A), то смена режимов наступает после того, как указанные давления сравниваются глубоко внутри — на расстояниях порядка радиуса светового цилиндра.

Еще один механизм переменности вспышечного типа — это взрывное горение аккрецируемого вещества, богатого водородом и гелием, на поверхности нейтронной звезды (Розенблют и др., 1973). Эти процессы сейчас детально исследуются в связи с теорией рентгеновских барстеров (см. § 11). Ван Хорн и Хансен (1974) предложили этот же механизм для объяснения рентгеновских транзиентов.

## § 9. Генерация релятивистских частиц

В последние годы появились сообщения об обнаружении излучения ультравысоких энергий  $\sim (10^{11} \div 10^{17})$  эВ от рентгеновских двойных систем Vela X-1 (Протерой и др., 1984), Cyg X-3 (Заморски и Стамм, 1983; Ллойд-Эванс и др., 1983) и Her X-1 (Даусвэйт и др., 1984). Как показали Эйшлер и Вестранд (1984),  $\gamma$ -излучение высоких энергий рождается в окрестности двойных систем при столкновениях релятивистских частиц с потоком вещества или с соседней звездой. Этими частицами должны быть протоны или ядра с энергиями  $\gtrsim 10^{16}$  эВ. Если так, то рентгеновские системы такого типа могут давать заметный вклад в общий поток галактических космических лучей (Вдовжик и Волфендейл, 1983). Если принять опубликованные значения потоков, то светимости оказываются  $\sim 10^{37}$  эрг/с.

Особенно удивительным является сообщение об обнаружении пульсаций в ультравысоком диапазоне энергий у рентгеновского пульсара Геркулес X-1.

Его возможность ускорения релятивистских частиц аккрецирующими нейтронными звездами указывалось ранее (Липунов, 1980а, б). Основанием для такой гипотезы послужило то, что магнитосфера нейтронной звезды в режиме чистой дисковой аккреции открыта (Липунов, 1978а, б), подобно тому, как это имеет место у одиночных нейтронных звезд. Некоторые силовые линии магнитного поля свободно доходят до светового цилиндра. Вдоль них могут свободно двигаться и уходить на "бесконечность" релятивистские частицы (рис. 53). Неизбежным следствием такой картины должно быть появление космических лучей и синхротронного излучения.

Ясно однако, что механизм ускорения релятивистских частиц существенно отличается от общепринятого для радиопульсаров ускорения в полярном зазоре. По-видимому, необходимо привлечь первоначальные идеи ускорения частиц на световом цилиндре (Пачини, 1967; Гинзбург, 1970), или же механизм Бленфорда — Знаека.

Поразительно, что пульсары Her X-1 и Vela X-1 обладают совершенно разными скоростями вращения: энергии их вращения относятся как  $280^2 : 1$ . Тем не менее оба являются мощными источниками релятивистских частиц. Энергия, до которой ускоряются релятивистские частицы, пропорциональна напряженности электрического поля  $\epsilon$  (см. § 3 гл. VII):

$$\epsilon \approx \frac{v}{c} BeR,$$

где  $R$  — характерный размер зоны ускорения.

Оценим максимальную мощность релятивистского ветра в различных предположениях о механизме ускорения. Рассмотрим два варианта.

1. Энергия частиц черпается из энергии вращения нейтронной звезды, как это происходит у одиночных нейтронных звезд. Мощность магнито-вращательного излучения, очевидно, ограничена магнитодипольными потерями (см. § 3 гл. VII):

$$L_m \approx \frac{\mu^2}{R_l^3} \omega \approx 4 \cdot 10^{31} \mu_{30}^2 p^{-4} \text{ эрг/с}, \quad (91.V)$$

где, как и прежде,  $\omega$  — частота вращения звезды,  $R_l$  — радиус светового цилиндра,  $\mu$  — дипольный момент.

2. Пусть релятивистские частицы ускоряются в альвеновской зоне. Их энергия не может превосходить гравитационной энергии, выделяющейся в аккрецируемом веществе на магнитосфере:

$$L_a = \dot{M} \frac{GM}{R_A} \approx \frac{\mu^2}{R_c^3} \omega \approx 10^{37} p^{-3} \text{ эрг/с}. \quad (92.V)$$

Здесь мы использовали предположение о том, что нейтронная звезда находится в равновесном состоянии и  $R_A \approx R_c$ .

Ускорение релятивистских частиц от аккрецирующих звезд рассматривалось в работах Кундта (1984) и Цыгана (1981).

## § 10. Рентгеновские барстеры

Совершенно новый тип рентгеновских источников был открыт Гриндлеем и др. (1976). Они зафиксировали вспышку рентгеновского излучения в направлении на шаровое скопление NGC 6624 (рис. 12). Сейчас известно несколько десятков источников мягкого ( $\sim 1$  кэВ) рентгеновского излучения вспышечного характера. Значительная часть из них либо идентифицирована с известными шаровыми скоплениями, либо шаровые скопления позже были найдены в направлениях на источники (см. табл. 10).

Главнейшей особенностью рентгеновских барстеров является их временное поведение: на фоне квазистационарного (фонового) потока наблюдаются повторяющиеся вспышки. Спектры рентгеновских барстеров зна-