

системах, если альвеновский радиус значительно меньше большой полуоси двойной системы: $R_A \ll a$. Для большинства реальных случаев это неравенство выполняется с большим запасом. Однако не исключено, что размер магнитосферы окажется сравнимым с размером большой полуоси*).

Если истечение вещества из нормальной звезды происходит в виде сферически-симметричного ветра, то возникает новая задача о нахождении формы магнитосферы (рис. 57), когда давление плазмы подчиняется закону

$$P = \frac{\dot{M} v_w}{4\pi r^2} \cos^2 \chi,$$

где r — расстояние от центра истекающей звезды до границы магнитосферы, v_w — скорость звездного ветра на расстоянии r , χ — как и прежде, угол между нормалью к поверхности магнитосферы и радиальным направлением к соседней звезде.

§ 8. Двухпоточковая аккреция

Как отмечалось нами в гл. II, реальный режим аккреции нейтронной звезды в тесной двойной системе не сводится ни к чисто дисковому, ни к радиальному. Во многих случаях нерадиальная аккреция может быть сведена к двухпоточковой (Липунов, 1980). В двухпоточковой модели нерадиальной аккреции предполагается наличие двух независимых потоков, аккрецирующих на нейтронную звезду: дискового, характеризующегося темпом аккреции \dot{M}_d , и сферически-симметричного с темпом \dot{M}_s (рис. 22).

Рассмотрим, какова должна быть структура магнитосферы в вакуумном приближении для случая двухпоточковой аккреции (см. Липунов, 1980, 1982 г). Радиус внутренней границы дискового потока R_d должен получаться в ходе решения самосогласованной задачи, решение которой пока не получено. Поэтому для определенности будем считать, что R_d известно, и по-прежнему будем пренебрегать эффектами проникновения плазмы внутрь магнитосферы.

Рассмотрим вначале два предельных случая. Первый, когда магнитная ось нейтронной звезды перпендикулярна плоскости дискового потока ($\psi = 0$), а второй — когда ось диполя лежит в плоскости дискового потока ($\psi = \pi/2$).

1. $\psi = 0$. Анализ решения для диполя, обжатого тонким диамагнитным диском, показывает, что в этом случае структура магнитного поля диска + диполя может быть заменена квадруполем. Например, для двумерного аналога соответствующий квадрупольный момент равен ad (см. (75.IV)). Анализ трехмерного решения показывает, что соответствующий квадрупольный момент равен (Липунов, 1980г)

$$q = \frac{8}{3\pi} \mu R_d. \quad (100.IV)$$

Далее, заменив двумерную систему "диск + диполь" на двумерный квад-

*) В особенности такая ситуация вероятна для белых карликов.

Рис. 58. Магнитосфера в случае двухпотоковой аккреции (при различных углах наклона оси диполя к оси дискового потока)

руполь с моментом q , рассмотрим радиальную аккрецию на квадруполь. Для случая $n = 2$ (см. формулу (61.IV)) методом конформных отображений было найдено следующее решение (Липунов, 1978б):

$$\begin{cases} R_m = R_A(q) \exp\left(-\frac{\cos 4\varphi}{4}\right), \\ \theta = \varphi - \frac{1}{4} \sin 4\varphi, \end{cases} \quad (101.IV)$$

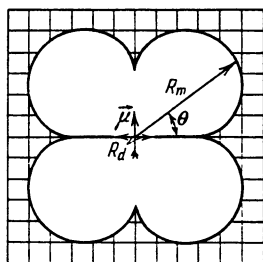
где $0 \leq \varphi \leq \pi/2$ в первом квадранте, а в остальных квадрантах решение получается зеркальным отображением. Здесь $R_A(q)$ – двумерный аналог альвеновского радиуса квадруполя. Это решение обобщим на пространственный случай следующим образом: заменим в (101.IV) альвеновский радиус на альвеновский радиус трехмерного квадруполя (Липунов, 1978б, 1980):

$$R_A(q) = \left(\frac{32\mu^2 R_d^2}{9\pi^2 \dot{M}_s \sqrt{2GM_x}} \right)^{2/11} \quad (102.IV)$$

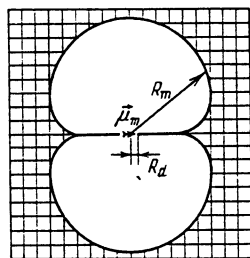
А затем, вращая полученную кривую вокруг оси диска, найдем трехмерную поверхность (рис. 58,а). Полученная таким образом трехмерная магнитосфера отражает все качественные особенности точного решения (которое пока не получено), за исключением одного: магнитосфера трехмерного диполя в двухпотоковой аккреции при $\psi = 0$ будет сильнее вытянута вдоль магнитной оси, так как напряженность поля трехмерного диполя не изотропна, а нарастает к полюсу при постоянном R . Характерная особенность этой магнитосферы состоит в наличии трех каспов – двух полярных, структура которых для всех магнитосфер идентична, и кругового каспа, лежащего в плоскости магнитного экватора нейтронной звезды.

Рассмотрим теперь другой предельный случай, когда диполь лежит в плоскости дискового потока ($\psi = 0$). В этом случае тонкий дисковый поток вообще не меняет структуры дипольного магнитного поля и все результаты, полученные для радиальной аккреции на диполь, остаются в силе (§ 4 и § 5 данной главы). Для аналитических расчетов можно пользоваться двумерным решением (67.IV) (рис. 58,б).

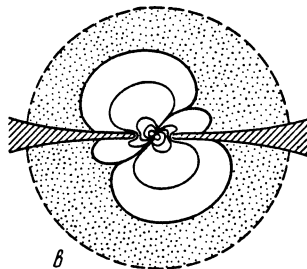
Анализ этих двух случаев позволяет построить (качественно) модель магнитосферы при произвольном наклоне оси диполя к диску ψ (рис. 58,в). Часть магнитосферы, замкнутой сферическим потоком, далее будем называть внешней магнитосферой.



а



б



в