

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE SACLAY

Service de Documentation

F91191 GIF SUR YVETTE CEDEX

CEA-CONF - - 8247

L9

MAGNETOSPHERES DES OBJETS COMPACTS DANS LES SYSTEMES BINAIRES
MAGNETOSPHERES OF ACCRETING COMPACT OBJECTS IN BINARY SYSTEMS

par

J.J. ALY

Service d'Astrophysique - CEN Saclay
91191 - Gif sur Yvette - FRANCE

Communication présentée à : Conference on comparative study of magnetospheric systems
La Londe-les-Maures (France)
9-13 Sep 1985

MAGNETOSPHERES DES OBJETS COMPACTS DANS LES SYSTEMES BINAIRES
MAGNETOSPHERES OF ACCRETING COMPACT OBJECTS IN BINARY SYSTEMS

par

J.J. ALY

Service d'Astrophysique - CEN Saclay
91191 - Gif sur Yvette - FRANCE

RESUME

Le rayonnement des sources X pulsantes de grande intensité (pulsars X, étoile du type AM Her ...) est généralement interprété comme étant produit à la surface d'un objet compact fortement magnétisé (étoile à neutrons ou naine blanche) qui accréte de la matière d'un compagnon binaire. On passe ici en revue quelques travaux théoriques récents qui se sont attachés à décrire le rôle tout à fait essentiel que joue dans la physique de ces systèmes l'interaction entre le champ magnétique de l'objet compact et la matière environnante. On examine ainsi successivement les modèles décrivant l'interaction du champ avec : i) un flot de matière à symétrie sphérique tombant vers l'objet compact ; ii) un disque d'accrétion mince ; iii) le compagnon lui-même. Dans chacun de ces cas, on s'intéresse particulièrement aux questions suivantes : i) comment le plasma extérieur peut-il pénétrer dans la magnétosphère de l'objet compact et se mélanger avec le champ ; ii) par quels mécanismes le champ contrôle-t-il l'échange de masse, de moment et d'énergie entre les deux étoiles. En conclusion, on compare la magnétosphère d'un objet compact accrétant de la matière avec celle d'une planète.

SUMMARY

Bright pulsating X-ray sources (X-ray pulsars, AM Her stars, ...) have been identified as strongly magnetized compact objects accreting matter from a binary companion. We give here a summary of some of the work which has been recently done to try to understand the interaction between the magnetic field of the compact object and the matter around. We examine in turn the models describing the interaction of the field with : i) a spherically symmetric accretion flow ; ii) a thin keplerian accretion disk ; iii) the companion itself. In all these cases, we pay particular attention to the following problems : i) how the external plasma interacting with the magnetosphere can get mixed with the field ; ii) by which mechanism the magnetic field controls the mass-momentum-energy exchanges between the two stars. In conclusion, we compare the magnetosphere of an accreting compact object with that one of a planet.

o o o

1. INTRODUCTION

Le type de physique magnétosphérique dont il sera question dans cet exposé est un sujet relativement neuf de l'astrophysique. Il s'est développé en effet dans les années 70, au cours desquelles les observations par satellite ont mis en évidence l'existence de type nouveaux de sources X, les "binaires pulsantes" (pulsars X, étoiles du type QQ Her et AM Her). Dans cette première partie, on présente le modèle "standard" pour ces sources, ainsi que les principales raisons observationnelles qui justifient son introduction.

1.1. Le modèle standard pour les sources X binaires pulsantes :

Les sources X qui nous intéressent ici sont des objets extrêmement lumineux dont le rayonnement varie avec une double périodicité. Le "modèle standard" pour ce type d'objets fait intervenir trois éléments :

a) un objet compact - étoile à neutrons ou naine blanche - en rotation, fortement magnétisé :

b) un compagnon binaire "normal" (non-compact) :

c) un flux de matière émis par le compagnon et capturé gravitationnellement par l'objet compact : ce flux de matière est stoppé à la surface de ce dernier, son énergie cinétique étant transformée en chaleur, puis en rayonnement. L'accrétion est donc la source d'énergie et il lui correspond une luminosité totale

$$L = \frac{GM}{R} \dot{M} \quad (1)$$

où \dot{M} est le taux d'accrétion, M est la masse et R le rayon de l'objet compact. La plus grande partie de cette énergie est émise à la surface de ce dernier sous forme de rayons X, une faible part seulement étant émise par le plasma durant sa chute.

1.2. Justifications observationnelles du modèle :

Considérons tout d'abord le cas des pulsars X. Pour ces sources, la présence d'un objet compact est suggérée par le caractère très court - 1 à 800 sec - et extrêmement stable de leur première périodicité P_1 - leur pulsation -, qui ne peut en fait s'expliquer aisément qu'en admettant qu'elle est liée à la rotation d'une étoile à neutrons. La présence d'un compagnon binaire, produisant des éclipses de la source X, permet d'expliquer la deuxième périodicité (P_2 - quelques jours). La nature orbitale de P_2 se vérifie directement dans certains cas, où on a la possibilité de mesurer un effet Doppler soit sur la période de pulsation P_1 , soit sur la fréquence des raies du compagnon quand ce dernier peut être identifié optiquement ; ou dans d'autres cas, où on peut mesurer une variation périodique de la luminosité du compagnon, qu'on interprète comme étant due au chauffage par les X émis par l'étoile à neutrons de la région du compagnon qui lui fait momentanément face. Quant au troisième élément, l'accrétion comme source d'énergie, il permet de rendre compte de la variation séculaire de la période de pulsation, qui diminue avec une échelle de temps de l'ordre de 10^4 ans (tout au moins si on considère la pulsation moyennée sur quelques mois ; la pulsation instantanée, elle, peut augmenter au cours de certaines périodes) ; en effet, la matière accrétée transporte avec elle du moment angulaire qui accélère la rotation de l'étoile (voir ci-dessous). Une autre possibilité, la rotation de l'objet compact comme source d'énergie, est aussitôt éliminée, car elle conduit évidemment à un ralentissement de la rotation, qui serait d'ailleurs stoppée en un temps très court du fait de la grande luminosité (10^{36} - 10^{38} ergs/s) de ces objets.

La présence d'un champ magnétique à la surface de l'objet compact permet de rendre compte du caractère pulsé du rayonnement reçu (la rotation seule n'y suffit évidemment pas) : on peut en effet supposer que la matière accrétée est guidée par le champ vers les pôles de l'étoile à neutrons, et que l'émission X se fait donc seulement sur une petite portion de la surface, d'où un effet de phare. Dans certains cas, on a des évidences plus directes en faveur de l'existence d'un champ : le spectre de la source Her X-1 par exemple comporte des raies qui sont généralement interprétées comme étant des raies cyclotron formées dans un champ de l'ordre de $5 \cdot 10^{12}$ G. Des champs d'une telle intensité s'observent aussi à la surface des pulsars radio ; leur origine s'explique aisément si on admet la conservation du flux magnétique au cours de l'effondrement qui conduit à la formation de l'étoile à neutrons, et la présence dans l'étoile génératrice d'un champ de quelques centaines de G.

Une série d'arguments du même type suggèrent d'interpréter les sources du type DQ Her (qui ont beaucoup en commun avec les pulsars X, mais sont moins lumineuses ; $L \sim 10^{34}$ ergs/sec) et celles du type AM Her ($L \sim 10^{33}$ ergs/sec) comme étant des naines blanches fortement magnétisées accrétant de la matière d'un compagnon binaire. Les étoiles du type AM Her présentent une particularité tout à fait remarquable :

leur double périodicité se réduit en fait à une seule, la période de rotation de la naine blanche étant égale à la période orbitale du système binaire. De simples estimations montrent que cette synchronisation ne peut pas être due à des effets de marées classiques. L'hypothèse la plus probable est alors que la synchronisation résulte d'un couplage entre le champ magnétique de la naine blanche et le compagnon. Des mesures de ce champ sont parfois possibles (on peut par exemple mesurer le dédoublement Zeeman des raies d'absorptions) et donnent des valeurs de l'ordre de 10^7 G, supérieures à celles ($\sim 10^6$ G) que l'on peut observer sur les objets de type OQ Her.

1.3. Théorie des sources X binaires pulsantes :

Les arguments que nous venons de développer sont bien sûr extrêmement qualitatifs, et ils permettent seulement de déterminer avec une relativement grande certitude la nature physique des sources X considérées. Pour établir de façon définitive cette nature, ainsi que pour comprendre dans le détail les observations, il est nécessaire de développer une théorie générale de l'accrétion de matière par un objet compact magnétisé dans un système binaire. Une telle théorie devrait comprendre trois parties, suivant respectivement :

- a) l'éjection de matière par le compagnon et sa capture gravitationnelle par l'objet compact ;
- b) l'interaction de la matière - et éventuellement du compagnon lui-même - avec le champ magnétique de l'objet compact, la formation d'une magnétosphère, et le guidage de la matière vers la surface de l'objet compact ;
- c) les processus d'arrêt de la matière au voisinage de cette surface, de thermalisation de l'énergie et de rayonnement.

La suite de l'exposé sera consacrée essentiellement à la partie (b). Bien entendu, cette partie n'est pas complètement indépendante des deux autres : les processus d'interaction de la matière accrétée avec la magnétosphère de l'objet compact dépendent par exemple de la façon dont cette matière est injectée (partie a), ainsi que du rayonnement auquel elle est soumise et avec lequel elle peut échanger du moment et de l'énergie (partie c). On peut représenter cette influence de (a) et (c) de façon approximative en imposant certaines conditions aux limites simples. Pour choisir les conditions aux limites que nous fixerons par la suite à la frontière extérieure de la région d'interaction champ/plasma extérieur, il nous faut d'abord dire quelques mots sur la façon dont peut se faire le transfert de masse dans un système binaire (partie a).

1.4. Transfert de masse dans un système binaire :

Le transfert de matière entre les deux étoiles peut se faire soit par l'intermédiaire d'un vent, soit directement à travers le "point de Lagrange L_1 ".

a) Transfert par un vent :

La matière émise par le compagnon sous la forme d'un vent est capturée par le champ gravitationnel de l'objet compact si elle passe à une distance inférieure au rayon d'accrétion

$$r_a \approx \frac{2GM}{v_0^2} \approx 3.10^{10} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \frac{(1000 \text{ km/s})^2}{v_0^2} \text{ cm} \quad (2)$$

pour lequel l'énergie potentielle spécifique d'un élément du fluide est égale à son énergie cinétique et thermique spécifique $v_0^2/2 = (v_{orb}^2 + v_v^2 + c_s^2)/2$, où v_{orb} et v_v représentent respectivement les vitesses par rapport au compagnon de l'objet compact et de la matière du vent, et où c_s est de l'ordre de la vitesse du son dans ce dernier. Le taux de capture est donc de l'ordre de $M_\infty \rho_v v_0 r_a^2$ (ρ_v = densité de masse dans le vent). Du fait de la rotation du système, le plasma capturé possède un certain moment angulaire spécifique l_a qu'on peut estimer être de l'ordre de :

$$l_a \approx \left(\frac{1}{2} \right) D v_{orb} (r_a / D)^2 \quad (3)$$

(Shapiro et Lightman, 1976 ; voir cependant Davies et Pringle, 1980), où D est la distance entre les deux étoiles. Tant que $l_g \ll (GMr)^{1/2}$ = moment angulaire spécifique képlérien à la distance r de l'objet compact, la chute du plasma se fait de façon quasi-sphérique : si au contraire on a à partir d'une certaine distance $l_g > (GMr)^{1/2}$, le plasma ne peut atteindre directement l'objet compact et il y a formation d'un disque d'accrétion (voir ci-après).

b) Transfert direct par le point de Lagrange :

Pour un système de deux masses et dans le repère lié à leur rotation orbitale, une courbe équipotentielle (potentiel gravitationnel + centrifuge) en forme de 8 limite autour de chaque étoile un volume (lobe de Roche) à l'intérieur duquel son propre champ de gravitation domine. Lorsque le compagnon remplit son lobe de Roche, il peut transférer directement de la matière dans celui de l'objet compact au niveau du point de séparation des deux lobes (point de Lagrange L_1). Dans ce cas, la matière ainsi injectée ne peut pas tomber directement jusqu'à la surface de l'objet compact, son moment angulaire spécifique, qui provient du mouvement orbital, ayant une valeur trop élevée, et il y a formation d'un disque d'accrétion mince. Dans le disque, le plasma est en mouvement pratiquement képlérien (la force de gravité est équilibrée par la force centrifuge); cependant, du fait de l'existence de processus "visqueux" (turbulents ou magnétiques), du moment angulaire est transféré vers l'extérieur, et il en résulte un mouvement de chute lente vers l'objet compact qui se superpose au mouvement de rotation (Shakura et Sunyaev, 1973).

1.5. Plan de la suite de l'exposé :

Après cette longue Introduction, nous pouvons maintenant aborder la partie centrale de cet exposé, qui sera consacrée essentiellement au problème de l'interaction du champ magnétique d'un objet compact avec :

- a) de la matière qui tombe avec une symétrie sphérique (à grande distance) ;
- b) un disque d'accrétion mince ;
- c) le compagnon lui-même.

(a) et (b) représentent deux cas limites parmi les mouvements d'accrétion possibles ; dans les systèmes réels, ces deux cas ne sont sûrement réalisés, même approximativement, que rarement, mais ils sont les seuls qui apparaissent suffisamment simples pour être étudiés théoriquement. Le cas (c) est important pour comprendre, comme nous l'avons déjà mentionné, la synchronisation des étoiles AM Her.

2. ACCRETION SPHERIQUE PAR UN OBJET COMPACT MAGNETISE

Dans cette deuxième partie, on considère une situation dans laquelle de la matière ionisée tombe vers un objet compact magnétisé avec, à grande distance, une symétrie sphérique. On se limitera au cas où l'objet compact est sans rotation et on supposera que son champ magnétique propre est celui d'un dipôle de moment μ .

2.1. Formation d'une cavité magnétosphérique :

Considérons un plasma idéal (sans processus dissipatifs) qui tombe vers l'objet compact. Ce plasma étant parfaitement conducteur va comprimer le champ magnétique B jusqu'à ce que celui-ci devienne suffisamment rigide pour agir comme un obstacle au mouvement. Cela se produit lorsque la pression magnétique $B^2 / 8\pi \approx \mu^2 / 8\pi r^6$ devient de l'ordre de la pression dynamique de la matière en chute libre $\rho (v^2 / 2) \approx Mv / 8\pi r^2 \approx (M / 8\pi r^2) (2GM / r)^{1/2}$, et donc pour un rayon de l'ordre de :

$$r_m = \left\{ \frac{GM \mu^4}{L^2 R^2} \right\}^{1/7} = 4 \cdot 10^8 \frac{L^{-2/7} \mu^{4/7}}{37} R_0^{-2/7} (M / M_\odot)^{1/7} \text{ cm} \quad (4)$$

où on a exprimé le taux d'accrétion \dot{M} en fonction d'une luminosité équivalente L (par (1)) et utilisé comme unité 10^{37} ergs/s pour L , 10^6 cm pour R et 10^{30} G cm³ pour μ . On a supposé implicitement $R \ll r_m \ll r_g$ (cf (2)), ce qui est vérifié

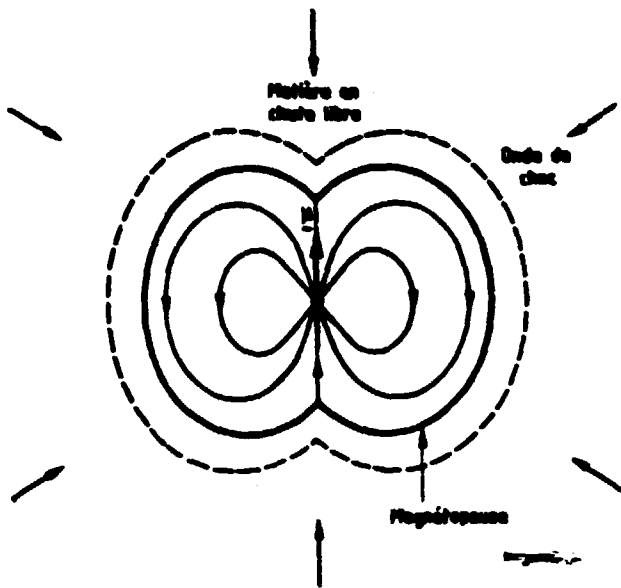


Figure 1 : Formation d'une cavité magnéto-sphérique lors de l'accrétion sphérique de matière par un objet compact.

pour les paramètres qui nous intéressent ici. Une onde de choc se forme alors et se propage vers l'extérieur, stoppant pratiquement le mouvement d'accrétion (Figure 1). Il y a ainsi formation d'une cavité de rayon $\sim r_m$ à l'intérieur de laquelle le champ est confiné par le poids d'une atmosphère adiabatique extérieure (Lamb, Pethick et Pines, 1973). La forme de cette cavité peut se déterminer en écrivant que sur sa frontière (magnétopause) on a i) $B_n = 0$ (diamagnétisme du plasma : B_n est la composante normale de B), et ii) $p = B^2/8\pi$ (équilibre de pression : p est la pression thermique du plasma extérieur) et en se donnant une loi de variation pour p exprimant la façon dont l'atmosphère s'est formée (par exemple $p \sim r^q$; Arons et Lea, 1976 ; Elsner et Lamb, 1977 ; Michel, 1977 a).

2.2. Mécanismes de pénétration du plasma dans la magnétosphère :

La situation idéale (et bloquée) qu'on vient de décrire peut être détruite par divers processus. Tout d'abord, l'équilibre auquel on est parvenu peut être instable et donc être impossible à réaliser ou à maintenir très longtemps. Par ailleurs, les processus dissipatifs (rayonnement, diffusion ...) que nous avons négligés ne sont en réalité jamais complètement absents et ils peuvent conduire à une évolution plus ou moins rapide du système.

a) Stabilité de la magnétopause :

Il est bien connu qu'une configuration dans laquelle on a un plasma au-dessus d'un champ magnétique dans un champ de gravitation g est instable si

$$g_{\perp} - K \frac{B^2}{4\pi\epsilon} > 0 \tag{5}$$

où g_{\perp} est la composante de g normale à l'interface, K est la courbure des lignes du champ B qui supporte le plasma et ϵ la densité de ce dernier (instabilité de Rayleigh - Taylor ; voir par exemple l'exposé de Miura à ce Colloque). Dans (5), le premier terme représente l'action destabilisante de g ; dans la situation qui nous intéresse ici, où la convexité de l'interface est tournée vers le champ B ($K > 0$), le deuxième terme est au contraire stabilisant ; il représente l'effet de la force de rappel qui s'exerce par exemple sur un élément de plasma de l'interface déplacé vers le bas, cette force étant due à l'augmentation de la pression magnétique dans cette direction. (5) peut encore s'écrire, en introduisant la vitesse du son c_s ,

$$c_s^2 < \frac{1}{2} \frac{GM}{r_m} \frac{1}{Kr_m} \tag{6}$$

En utilisant les modèles de magnétosphère décrites précédemment (qui donnent K et c_s sur l'interface en fonction de la latitude), on trouve que ce critère n'est pas satisfait dans le cas où il y a eu formation d'une atmosphère adiabatique. L'instabilité de Rayleigh - Taylor ne peut se développer que si le plasma près de la magnétopause se refroidit suffisamment (Arons et Lea, 1976 ; Elsner et Lamb, 1977). Le refroidissement peut se faire par rayonnement bremsstrahlung, ou, dès que du plasma a atteint la surface de l'objet compact, par effet Compton inverse des photons X alors émis sur les électrons. Dans les conditions des pulsars X, le temps de refroidissement par le premier processus ($\tau_c \sim 1$ s) est plus long que le temps dynamique caractéristique (\sim temps de chute libre $\tau_{ff} \sim 10^{-1}$ s) ; le temps τ_c

du deuxième processus peut être au contraire plus petit que τ_{ff} si l'intensité des X émis est suffisante ($L > 10^{36}$ ergs/s). On a donc deux situations possibles :

- si $\tau_c > \tau_{ff}$, l'équilibre statique décrit en 2.1. peut exister pendant un certain temps avant que l'instabilité ne se déclenche (tout au moins si d'autres processus ne viennent pas le détruire) ;
- si au contraire $\tau_c < \tau_{ff}$, il n'y a pas de situation statique possible (voir 2.3.).

b) Autre processus de pénétration :

Dans le cas où la magnétopause est stable pendant un certain temps, le plasma peut pénétrer dans la magnétosphère par diffusion. Si le plasma transporte un champ \underline{b} à petite échelle ($l_b \ll r_m$: un champ à grande échelle est improbable dans un milieu sûrement turbulent, soumis à un mouvement convergent), il peut aussi s'attacher aux lignes de \underline{B} si \underline{b} et \underline{B} reconnectent. Cependant ces processus ne peuvent pas conduire à des taux de pénétration comparables à celui résultant de l'instabilité de Rayleigh-Taylor (Elsner et Lamb, 1984).

Un autre processus a été proposé par Michel (1977 b) qui remarque que le temps de refroidissement par bremsstrahlung est plus court au-dessus des pôles de l'objet compact (dans les "cusps") qu'au-dessus de l'équateur (la densité du plasma est plus grande, la magnétopause étant plus près de l'étoile). Il en résulte un accroissement plus rapide de la densité et du poids du plasma, qui descend vers les pôles. Michel suggère qu'à un certain moment, les "cusps" peuvent se détacher, formant d'énormes "gouttes" qui tombent vers la surface entre les lignes de champ. Ce processus peut être important pour des sources de luminosité $L < 10^{36}$ ergs/s (Elsner et Lamb, 1984).

2.3. Pénétration du plasma quand la magnétopause est instable :

a) Le modèle de Arons et Lea (1976, 1980) :

Arons et Lea ont proposé un modèle décrivant une pénétration quasi-stationnaire du plasma dans la magnétosphère dans les conditions où la magnétopause est RT instable. La structure de leur magnétosphère est semblable à celle représentée sur la figure 1, mais avec cette fois une onde de choc stationnaire à une hauteur $h \ll r_m$ au-dessus de la magnétopause (il n'y a donc pas accumulation de matière en dehors de la magnétosphère) : la valeur de r_m est par ailleurs modifiée par rapport à la valeur statique, r_m étant maintenant calculé par une relation (non encore pleinement justifiée) qui prend en compte l'existence d'un flux de matière à travers la magnétopause. Ce modèle suppose évidemment que : i) les modes instables dominants ont une courte longueur d'onde ($\lambda \ll r_m$) et sont donc bien localisés ; ii) l'instabilité procède suffisamment rapidement pour que toute la matière qui arrive soit absorbée par la magnétosphère ; il faut pour cela que $\tau_c < \tau_{ff}$ (voir 2.2. a) et donc que le taux d'accrétion qu'on impose soit plus grand qu'une certaine valeur critique pour que le refroidissement Compton domine.

L'effet de l'instabilité est de transformer le flot continu de matière en une pluie de blocs disconnectés de taille de l'ordre de 10^7 cm $\ll r_m \sim 10^8$ cm (voir la Figure 8 de Miura dans ces Proceedings). L'instabilité étant purement MHD, les blocs ainsi produits ne sont pas traversés par les lignes de champ de l'étoile. Au contraire, les blocs sont diamagnétiques, et tombent vers l'étoile "entre les lignes". Du fait de leur mouvement relatif par rapport au champ, ils sont cependant soumis à une autre instabilité MHD, l'instabilité de Kelvin-Helmholtz (voir par exemple Miura, ces Proceedings), dont l'effet est de désintégrer les couches de plasma se trouvant à la surface en une pluie de gouttelettes de dimension suffisamment faible pour que le champ puisse diffuser à travers elles. Arons et Lea (1980) montrent que ce processus est probablement assez rapide pour que les blocs soient complètement détruits avant d'atteindre la surface. Tout le plasma est alors attaché aux lignes du champ et s'écoule le long de ces lignes vers les calottes polaires.

b) Discussion :

Une des hypothèses de ce modèle, à savoir la dominance des modes ayant $\lambda \ll r_m$, a été critiquée par Lamb (1984). Pour cet auteur, il semble plus probable que les modes de grande longueur d'onde dominent le développement de l'instabilité.

En effet : i) leur taux de croissance seature moins vite que celui des modes courts ; ii) il existe de nombreux effets (viscosité, ...) qui stabilisent préférentiellement les modes courts. Si c'est effectivement le cas, le problème devient extrêmement compliqué, puisque la magnétosphère est alors fortement non-stationnaire.

Les arguments présentés par Arons et Lea, et par Lamb sont extrêmement qualitatifs et il semble difficile pour le moment de trancher entre eux. Des simulations numériques ont été entreprises récemment par Wang et ses collaborateurs (Wang et al., 1984), et on peut espérer qu'elles permettront des conclusions fermes dans un proche avenir.

3. ACCRETION PAR UN DISQUE MINCE

Dans cette troisième partie, on considère le problème de l'interaction d'un disque d'accrétion (géométriquement) mince avec la magnétosphère d'un objet compact. On suppose ici, pour simplifier la présentation, que la vitesse angulaire Ω et le moment magnétique μ_0 de l'objet compact sont perpendiculaires au plan du disque.

3.1. Le problème de la pénétration du champ de l'objet compact dans le disque :

a) Structure d'un disque diamagnétique :

Considérons tout d'abord une situation idéale dans laquelle un disque mince (épaisseur $2h(r) \ll r$) parfaitement conducteur pénètre dans la magnétosphère d'un objet compact. Le champ ne pouvant pas diffuser dans le plasma, est comprimé dans le plan équatorial où pratiquement tout le flux dipolaire est emprisonné entre le bord interne du disque et la surface de l'étoile. La structure du champ, (voir figure 2) peut être calculée analytiquement (Aly, 1980 ; Kundt et Robnik, 1980 ; Riffert, 1980). La structure stationnaire du disque peut aussi être déterminée, en supposant qu'il existe un mécanisme pour évacuer la matière qui atteint

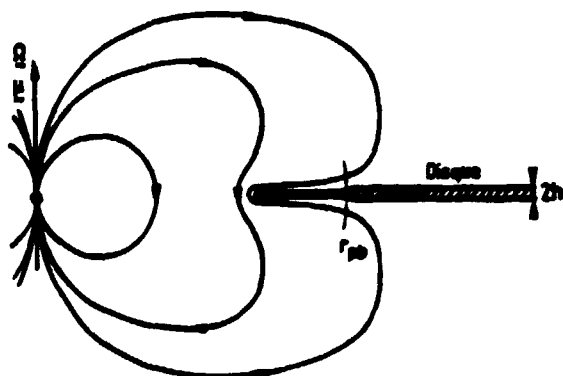


Figure 2 : Structure du champ magnétique autour d'un disque parfaitement conducteur

le bord interne (Aly, Ghosh et Lamb, 1980). On peut montrer ainsi : i) que la structure radiale ne dépend pas de la présence du champ (en particulier, la rotation du plasma reste képlérienne) ; ii) que la structure verticale n'est pas affectée par le champ dans la région au-delà d'un certain rayon caractéristique r_{pb} pour lequel la différence de pression entre le centre et la surface du disque est de l'ordre de la pression à la surface ; dans cette région, le disque est confiné verticalement par la gravitation de l'objet central ; pour $r < r_{pb}$, au contraire, le confinement vertical est effectué par la pression magnétique extérieure, qui tends à écraser le disque.

b) Processus de pénétration du champ dans le disque :

La structure que nous venons de décrire ne peut exister en réalité que si, pendant le temps τ_r qu'un élément de matière passe dans le disque (\sim temps nécessaire pour fabriquer le disque), aucune instabilité ne se développe, et si tous les processus dissipatifs sont négligeables.

C'est effectivement le cas pour la diffusion microscopique (coefficient D_m), qui permet au champ de pénétrer seulement dans une couche d'épaisseur $\delta_m \sim (D_m \tau_r)^{1/2} \ll h$ à la surface du disque. Si le disque est turbulent (macroscopiquement), la pénétration du champ peut être favorisée, mais il est difficile d'évaluer cet effet quantitativement. Ghosh et Lamb (1979 a) proposent d'utiliser la relation ci-dessus pour δ_m , en y remplaçant D_m par un coefficient de diffusion turbulente D_t ; on a alors $\delta_t \sim (D_t \tau_r)^{1/2} \gg h$, mais la substitution est encore à justifier. Enfin, si le plasma du disque transporte un champ magnétique, ce champ peut reconnecter

en un temps très court ($\ll \tau_p$) avec le champ de l'étoile centrale (Ghosh et Lamb, 1979 a). Cependant, il semble que cet effet ne conduise pas à une liaison importante (en terme de flux) entre le disque et l'objet compact dans le cas généralement considéré où le champ du disque est à petite échelle ($l_0 \ll h$) (Vaeyliunas, 1979 ; Aly, 1980). La situation pourrait être différente si on avait un champ à grande échelle ($l_0 \sim r$), résultant par exemple du développement d'un effet dynamo (Pudritz, 1980), mais ce cas n'a jamais encore été étudié en détail.

Du fait de la différence de vitesse angulaire entre le plasma du disque (Ω_k) et le champ magnétique extérieur (en corotation avec l'étoile), l'instabilité de Kelvin - Helmholtz peut se développer sur les faces du disque en un temps $\ll \tau_p$. (Ghosh et Lamb, 1980 ; Aly, 1980 ; Anzer et Börner, 1980, 1983). D'après Aly et al (1980), cette instabilité est capable de détruire le disque dans la région $r < r_{pb}$, sauf peut être si le plasma transporte un champ magnétique suffisamment fort (voir aussi Wang et Welter, 1982) ; par contre, l'instabilité n'affecte qu'une couche d'épaisseur $\ll h$ dans la région où le disque est confiné verticalement par la gravité ($r > r_{pb}$), qui joue un rôle stabilisateur.

La réponse à la question de savoir si le champ de l'objet compact traverse ou non le disque est donc encore incertaine, et des modèles basés respectivement sur chacune des deux possibilités ont été construits.

3.2. Le modèle de Ghosh et Lamb :

Ghosh et Lamb (1977 a et b) ont développé en détails un modèle quantitatif, dans lequel le champ pénètre à travers une région étendue du disque.

a) Hypothèses :

- i) Le modèle est axisymétrique ($\Omega // \mu$, \perp plan du disque) et stationnaire ;
- ii) Le mouvement du plasma dans le disque (qui tourne dans le même sens que l'étoile) est décrit par les équations de la MHD non-idéale, avec une conductivité $\sigma_{eff} \neq \infty$ représentant les divers processus dissipatifs (turbulence, reconnection ...) qui permettent au champ de traverser le disque ;
- iii) Le champ magnétique poloïdal B_p est créé essentiellement par les courants circulant dans le disque et l'objet compact ; des courants peuvent circuler dans la magnétosphère (la présence d'une certaine quantité de plasma est donc supposée), mais l'effet des courants toroïdaux sur B_p est négligé.

b) Solution :

La solution des équations du problème fait apparaître l'existence de trois régions dans le disque (Figure 3) :

i) pour $r_s < r$, le mouvement du plasma n'est pas affecté par le champ magnétique ($B_z \approx 0$) et le transfert de moment angulaire se fait par la viscosité interne dans le disque ;

ii) pour $r_0 < r < r_s$, le mouvement azimuthal du plasma est toujours képlérien, mais le champ commence à jouer un rôle dans le transfert de moment angulaire, qui peut être échangé directement entre le disque et l'étoile par un système de courants champ-alignés (le circuit se fermant à travers les lignes de champ dans le disque et l'étoile). L'existence de ces courants est due à la différence de vitesse de rotation entre le plasma du disque (Ω_k) et l'étoile (on a $\Omega_k = \Omega$ seulement pour $r = r_c$, le rayon de corotation) ; leur intensité est limitée par les processus dissipatifs dans le disque (temps caractéristique $\tau_{diss} \sim h^2 \sigma_{eff} / 4\pi c^2$). A ces courants est liée l'apparition d'une composante toroïdale du champ, $B_\phi \approx B_z (\Omega - \Omega_k) \tau_{diss}$, qui est > 0 (< 0) pour $r_0 < r < r_c$ ($r_c < r < r_s$, si cette région existe). De la même façon, le champ a une composante radiale $B_r \approx -B_z v_r \tau_{diss} / h$ du fait du mouvement radial du plasma dans le disque à la vitesse v_r .

iii) pour $r_{c0} < r < r_0$, le transfert de moment angulaire par le champ devient dominant ; le mouvement azimuthal du plasma est rapidement freiné, et sa vitesse angulaire passe de Ω_k à Ω . L'équilibre radial gravité/force centrifuge est donc rompu, et le plasma peut s'écouler rapidement vers l'étoile ; Ghosh et Lamb suppose que cet écoulement se fait le long des lignes de champ (dans le repère en rotation avec l'étoile). L'étendue de cette troisième région est faible : $r_0 - r_{c0} \approx 0.03 r_0$.

r_0 lui-même étant donné par $r_0 = 0.47 r_m$ (voir Eq. (4)).

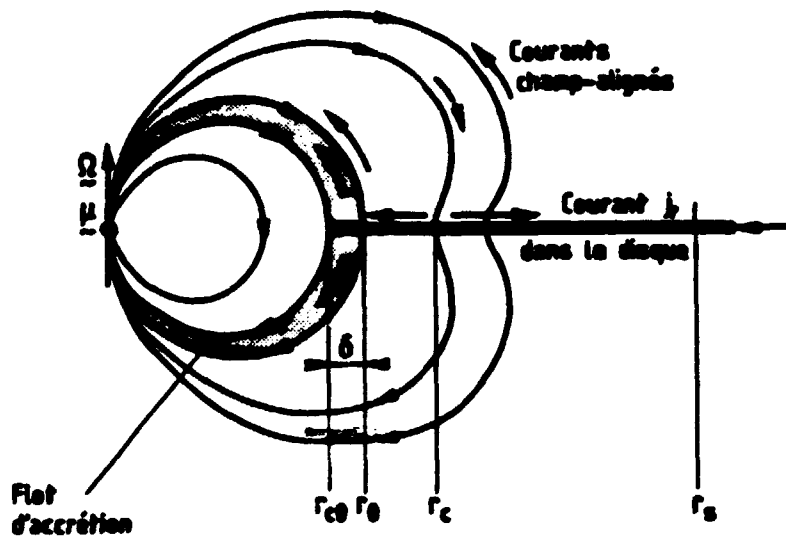


Figure 3 : Structure poloidale du champ dans le modèle de Ghosh-Lamb.

c) Couple agissant sur l'étoile :

Le couple N qui agit sur l'étoile du fait de la présence du disque d'accrétion se décompose en deux parties : i) une partie matérielle $N_{pl} = (GM r_0)^{1/2} \dot{M}$ positive (accélératrice), liée au moment transporté par le plasma qui arrive sur l'étoile ; ii) une partie magnétique, N_m , liée au transfert de moment par le champ magnétique, et qui peut s'écrire ($N_m^+ > 0$, $N_m^- < 0$)

$$N_m = N_m^+ - |N_m^-| = - \left\{ \int_{r_0}^{r_c} + \int_{r_c}^{r_s} \right\} \left[\frac{2 B_\phi B_z}{4 \pi} \cdot r \cdot 2 \pi r dr \right] \quad (7)$$

Pour les rotateurs lents ($r_0 \ll r_c$), il résulte des calculs de Ghosh et Lamb que $N \sim N_{pl} > 0$; pour les rotateurs rapides ($r_0 < r_c$), il est possible d'avoir $|N_m^-| \lesssim N_m^+ + N_{pl}$ (ce qui permet peut-être de comprendre pourquoi on observe $N \sim N_{pl} / 30$ pour la source Her X 1), et même $|N_m^-| > N_m^+ + N_{pl}$, ce qui fournit une explication au fait que les pulsars X présentent des phases courtes de ralentissement de leur rotation, comme nous l'avons mentionné dans notre introduction.

d) Nouveaux développements :

Un des problèmes que rencontre le modèle résulte du fait que l'effet des courants magnétosphériques est négligé (hypothèse (iii)), ce qui apparaît a posteriori comme non vraiment justifié. Pour prendre en compte ces courants, il est nécessaire de résoudre les équations décrivant dans la magnétosphère les courants champ-alignés et le mouvement du plasma vers l'étoile le long des lignes de champs : un code numérique capable d'effectuer ce travail a maintenant été développé (Zylstra, Lamb, Aly et Cohn, 1984, et en préparation ; Zylstra, 1985). L'étape suivante devrait consister à ajuster la solution ainsi obtenue et la solution dans le disque, pour qu'elles se raccordent à la surface de ce dernier.

3.3. Modèles de disques diamagnétiques :

Une série d'auteurs ont proposé des modèles dans lesquels le disque est essentiellement diamagnétique (Scharleman, 1978 ; Aly, 1980 ; Anzer et Börner, 1980, 1983 ; Arons et al., 1984). Comme exemple d'un modèle de ce type, et de façon consistante avec notre hypothèse $\vec{B} \parallel \vec{\omega}$, nous présenterons ici le modèle développé

par Arons, Mc Kee et Pudritz tel qu'il est décrit dans Arons et al. (1984).

Dans ce modèle, le champ de l'objet compact interagit avec le plasma seulement dans une zone de faible extension δ_j près du bord interne ($\delta_j \ll r_j$), et dans une couche de faible profondeur $\delta_s \ll h$ sur chacune des faces latérales du disque. Dans cette couche, le plasma se mélange avec le champ, du fait du développement de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, et il est mis en corotation avec lui à la vitesse Ω' . Au-delà d'un certain rayon, le plasma dans la couche est expulsé vers l'extérieur du système par la force centrifuge qui domine alors la gravitation. Il y a formation d'un vent, qui ouvre les lignes de champ à une certaine distance R_g . Une partie des lignes se trouve donc disconnectée de l'étoile : ces lignes sont seulement connectées à la zone d'interaction près du bord interne, ce qui fixe la valeur de Ω' ($\Omega' = \Omega_j$). Le moment angulaire qui est évacué par le vent est donc pompé dans cette zone d'interaction, et le moment angulaire de la matière qui la quitte pour tomber vers l'étoile est donc réduit par rapport à la valeur képlérienne par un facteur dépendant de r_j / r_c . Comme le modèle de Ghosh et Lamb, ce modèle pourrait donc fournir une explication à $N_{Her} \times 1 = N_{pl} / 30$ (voir 3.2. c) : mais il semble plus difficile d'obtenir $N < 0$ (il faudrait pour cela avoir au moins $\Omega_j < \Omega$).

Il est à noter que l'idée d'un vent évacuant une partie du moment angulaire du disque a été proposée initialement par Anzer et Börner (1980 ; 1983) : mais le modèle qu'ils développent (pour lequel $\Omega_j > \Omega$) en est encore à un stade qualitatif.

4. COUPLAGE MAGNETIQUE DES DEUX MEMBRES D'UN SYSTEME BINAIRE

On considère maintenant le problème de l'interaction directe du champ d'un objet compact (1) (en pratique une naine blanche) avec le compagnon binaire (2) lui-même.

4.1. Description du système :

On suppose que le champ de (1) est celui d'un dipôle de moment μ_1 ; on note Ω_1 sa vitesse angulaire. L'étoile (2) est supposée avoir été synchronisée ($\Omega_2 = \Omega_{orb}$, la vitesse angulaire de rotation orbitale) par effet de marées. On note R_2 son rayon, et D la distance (1) - (2), et on suppose $\mu_2 = 0$. Dans tout ce qui suit, on négligera l'effet de l'accrétion sur la structure du champ, ce qui est une bonne approximation dans les systèmes AM Her (principale application de la théorie) pour lesquels on a r_m (défini par (4)) $\gg D$.

Les divers modèles d'interaction objet compact / compagnon peuvent être classés en deux catégories d'après le type d'hypothèse qui est faite sur la nature du milieu entre les deux étoiles : i) dans la première catégorie, on admet que ce milieu est le vide ; l'interaction se décrit alors essentiellement comme une action à distance dipôle μ_1 / dipôle induit dans (2) ; ii) dans la deuxième catégorie, on admet au contraire que le milieu inter-étoiles est rempli d'un plasma conducteur très peu dense. L'interaction se fait alors essentiellement par des courants champ alignés, de façon très semblable à l'interaction disque/objet compact dans le modèle de Ghosh-Lamb.

4.2. Interaction dans le vide :

Le premier modèle à avoir été proposé pour décrire le couplage magnétique entre les deux étoiles d'un système binaire est le modèle de Joss, Katz et Rappaport (1979). On peut le présenter de la façon suivante. Dans le repère en rotation lié au mouvement orbital, la composante $\mu_{1\perp}$ de μ_1 perpendiculaire à $\Omega_1 // \Omega_{orb}$ crée un champ qui varie avec la fréquence angulaire $\Omega_1 - \Omega_{orb}$. La variation de ce champ induit à l'intérieur de (2) des courants qui possèdent un moment μ_2^{ind} , dont le champ exerce sur μ_1 un couple $N_1 = \mu_1 \times B_2$. Si le compagnon était parfaitement conducteur, le couple moyenné sur une période synodique (\int_0^1) serait nul. En fait, la conductivité σ_2 dans (2) est très grande, mais non infinie, ce qui entraîne un effet de déphasage entre μ_1 et μ_2^{ind} d'où résulte un couple moyen non nul

$$\langle N_1 \rangle^{JKR} = - \frac{15}{8} \left(\frac{\mu_1}{D^3} \right)^2 R_2^3 \left(\frac{c^2}{2 \pi \sigma_2 \Omega_1 R_2} \right)^{1/2} \quad (9)$$

La valeur de σ_2 qui intervient ici est la valeur relative aux couches externes de (2) où les courants sont concentrés dans une couche d'épaisseur $\delta_2 = c (2 \pi \int_1 \sigma_2)^{1/2}$; la relation (9) suppose que $\delta_2 \ll R_2$. L'énergie dissipée dans le compagnon est approximativement égale à l'énergie rotationnelle perdue par l'objet compact.

L'évolution de la période de rotation de ce dernier, de moment d'inertie I_1 , est déterminée par l'équation $I_1 \dot{\Omega}_1 = \langle N_1 \rangle$, et se produit donc avec un temps caractéristique $\tau_{JKR} \approx I_1 \dot{\Omega}_1 / \langle N_1 \rangle$. Pour les paramètres caractéristiques des systèmes AM Her, $\tau_{JKR} \approx 10^9$ ans. Il est à noter qu'il n'y a pas dans ce modèle de couple de freinage lié au champ créé par μ_1 (ce champ est quasi-stationnaire dans le repère en rotation).

Le modèle que nous venons de décrire a été perfectionné récemment par Campbell (1983), qui donne en particulier une expression du couple N_1 valable pour δ_2 / R_2 arbitraire, et prenant en compte l'inhomogénéité du champ B_1 au niveau de (2). La présence possible d'une zone convective dans le compagnon, et l'augmentation de la dissipation du champ qui pourrait en résulter, est aussi introduite, mais de façon purement phénoménologique, en remplaçant dans (9) $D_m = c^2 / 4 \pi \sigma_2$ par un coefficient de diffusion turbulente. Cette substitution semble cependant difficile à justifier.

4.3. Interaction par des courants champ-alignés :

L'hypothèse d'un vide entre les deux étoiles semble irréaliste : une faible quantité de plasma, probablement présente dans les systèmes réels, est en fait suffisante pour rendre le milieu conducteur et pour permettre à des courants champ-alignés de circuler. Les conséquences de la présence d'un tel plasma ont été considérées par Lamb, Aly, Cook et Lamb (1983) et par Chanmugam et Dulk (1982). Considérons pour simplifier le cas où $\mu_1 = \mu_1 / D^3$. Du fait des processus dissipatifs dans (2) (collisions, turbulence ...) qui permettent une diffusion du champ de (1), on a un tube de champ reliant les deux étoiles et contenant un flux $\alpha(t) \pi R_2^2 (\mu_1 / D^3)$, (où $\alpha(t) \ll 1$ est une fonction lentement variable du temps. Si (1) est en rotation dans le repère orbital, ce tube est enroulé autour de l'axe de rotation, étant gelé dans le plasma à l'intérieur et à l'extérieur des étoiles. Il en résulte l'apparition, en un temps court ($\sim \tau_1^{-1}$) par rapport au temps caractéristique de variation de $\alpha(t)$ (\sim temps de diffusion), d'une composante du champ magnétique parallèle au plan orbital, et d'intensité $\gamma \mu_1 / D^3$ au niveau de (2). D'où un couple de freinage sur l'étoile magnétique de l'ordre de

$$N_1 = \alpha \gamma (\mu_1 / D^3)^2 D R_2^2 \quad (10)$$

La valeur de α peut être calculée en utilisant un modèle standard pour (2) (Lamb et al., 1983 ; Chanmugam et al., 1982, supposent implicitement $\alpha = 1$). La valeur de γ dépend des mécanismes qui limitent l'intensité du courant. Chanmugam et Dulk supposent que le courant est limité par la résistance de l'atmosphère de l'étoile magnétique dans le cas où celle-ci est une naine blanche. Lamb et al. montrent au contraire que le courant ne peut pas se fermer dans l'atmosphère, mais seulement dans une zone plus profonde de l'étoile, de résistance plus faible, et qu'en fait son intensité est limitée par des processus magnétosphériques qui imposent à γ d'osciller autour d'une valeur moyenne $\bar{\gamma} \sim 1$ (voir par exemple Aly, 1984). Le temps caractéristique de synchronisation qu'ils obtiennent ainsi est de l'ordre de 10^8 ans pour les systèmes AM Her.

5. CONCLUSION

Dans cet exposé, nous avons présenté, plutôt qu'une revue exhaustive, un choix de quelques travaux récents qui peuvent constituer une bonne introduction au problème de l'interaction du champ magnétique d'un objet compact avec la matière environnante dans un système binaire. Nous renvoyons le lecteur qui voudrait avoir une vue de l'ensemble des travaux effectués jusqu'à présent sur ce sujet (et en particulier des premiers travaux, dans lesquels la plupart des idées de base sont apparues) à des revues plus complètes (la plus récente est celle de Lamb, 1984).

Pour conclure, nous voudrions présenter rapidement quelques éléments de

comparaison entre les magnétosphères que nous avons étudiées ici et les magnétosphères planétaires. Une des différences essentielles est liée au rôle de la gravité : alors que le plasma extérieur (vent solaire) s'écoule simplement autour d'une magnétosphère de planète sans pratiquement y pénétrer, le plasma extérieur capturé par le champ de gravitation d'une étoile compacte n'a pratiquement plus de moyen de s'échapper, et il est condamné à pénétrer tôt ou tard dans la magnétosphère de cet objet, dans laquelle on a donc une densité relativement élevée de matière. Une autre différence est liée au rôle du rayonnement, qui est négligeable dans les magnétosphères des planètes, mais est tout à fait déterminant autour des objets compacts. Les effets d'un champ magnétique transporté par le plasma extérieur sont aussi différents : le champ dans le vent solaire peut conduire par reconnection à une structure magnétosphérique planétaire ouverte, alors que le champ dans la matière accrétée, étant probablement à petite échelle, ne peut produire un tel effet sur la magnétosphère d'un objet compact.

Mentionnons pour terminer deux analogies intéressantes. Le couplage étoile magnétique / compagnon décrit dans le § 4 est évidemment à rapprocher du couplage Jupiter / Io. Par ailleurs, le modèle de Ghosh - Lamb présenté en 3.2. a quelques ressemblances avec certains modèles de la magnétosphère de Jupiter (par exemple, Hill et Carbary, 1978) : dans les deux cas, on a un disque constitué de plasma émis par une source (Io / le compagnon) qui diffuse à travers les lignes de champ et échange du moment angulaire avec l'objet central par des courants champ-alignés.

Références

- Aly, J.J., 1980, *Astron. Astrophys.*, **86**, 192
 Aly, J.J., 1984, in "Magnetospheric Phenomena in Astrophysics", (sous presse)
 Aly, J.J., Ghosh, P., et Lamb, F.K., 1980, non publié
 Anzer, U., et Börner, G., 1980, *Astron. Astrophys.*, **83**, 133
 Anzer, U., et Börner, G., 1983, *Astron. Astrophys.*, **122**, 73
 Arons, J., et Lee, S., 1976, *Astrophys. J.*, **207**, 914
 Arons, J., et Lee, S., 1980, *Astrophys. J.*, **210**, 792
 Arons, J., Bernard, D.J., Klein, R.I., Mc Kee, C., et Pudritz, R.E., 1984, in "High Energy Transients in Astrophysics", AIP Conference Proceedings n° 115
 Campbell, C.G., 1983, *M.N.R.A.S.*, **205**, 1031
 Chanmugam, G., et Dulk, G.A., 1983, *IAU Colloquium* n° 72
 Davies, R.E., et Pringle, J.E., *M.N.R.A.S.*, **191**, 599
 Elsner, R.F., et Lamb, F.K., 1977, *Astrophys. J.*, **215**, 897
 Elsner, R.F., et Lamb, F.K., 1984, *Astrophys. J.*, **278**, 326
 Ghosh, P., et Lamb, F.K., 1979 a, *Astrophys. J.*, **232**, 259
 Ghosh, P., et Lamb, F.K., 1979 b, *Astrophys. J.*, **234**, 296
 Hill, T.W., et Carbary, J.F., 1978, *J. Geophys. Res.*, **83**, 5745
 Joss, P.C., Katz, J.I., et Rappaport, S.A., 1979, *Astrophys. J.*, **230**, 176
 Kundt, W., et Robnik, M., 1980, *Astron. Astrophys.*, **91**, 305
 Lamb, F.K., 1984, in "High Energy Transients in Astrophysics"
 Lamb, F.K., Pethick, C.J., et Pines, D., 1973, *Astrophys. J.*, **184**, 271
 Lamb, F.K., Aly, J.J., Cook, M., et Lamb, D.Q., 1983, *Astrophys. J.*, **274**, L271
 Michel, F.C., 1977a, *Astrophys. J.*, **213**, 836
 Michel, F.C., 1977b, *Astrophys. J.*, **216**, 838
 Pudritz, R.E., 1981, *M.N.R.A.S.*, **195**, 681
 Riffert, H., 1980, *Astrophys. Space Sci.*, **71**, 195
 Scharlemann, E.T., 1978, *Astrophys. J.*, **219**, 617
 Shakura, N.I., et Sunyaev, R.A., 1973, *Astron. Astrophys.*, **24**, 337
 Shapiro, S.L., et Lightman, A., 1976, *Astrophys. J.*, **204**, 555
 Vasyliunas, V.M., 1979, *Space Sci. Rev.*, **24**, 609
 Wang, Y.M., Napueu, M., et Robertson, J.A., 1984, *Astron. Astrophys.*, **135**, 68
 Wang, Y.M., et Welter, G.L., 1982, *Astron. Astrophys.*, **113**, 113
 Zylstra, G., 1985, Ph.D. Thesis, University of Illinois at Urbana - Champaign
 Zylstra, G., Lamb, F.K., Aly, J.J., et Cohn, H., 1984, *Bull of the AAS*, **16**, 944