

SOMMAIRE

I - PRESENTATION DES PROTUBERANCES

1. Morphologie et propriétés de base
2. Champ magnétique
3. Champ des vitesses

II - MODELES D'EQUILIBRE MAGNETOHYDROSTATIQUE.

1. Modèles Kippenhahn-Schluter (KS) et Kuperus-Raadu (KR)
2. Méthodes récentes de construction du support magnétique

III - MECANISMES DE FORMATION DES PROTUBERANCES

1. Formation dans une boucle magnétique
2. Formation dans une arcade magnétique (filaments KS)
3. Formation dans une nappe de courant (filaments KR)

IV - MODELES D'EQUILIBRE MAGNETOHYDRODYNAMIQUE STATIONNAIRE

1. Mécanismes d'évolution du support magnétique et transport du plasma protubérantiel par le champ ($\vec{V} \perp \vec{B}$).
2. Processus de condensation stationnaire du plasma coronal et mécanismes de transport de ce plasma vers le filament (siphons, $\vec{V} // \vec{B}$).

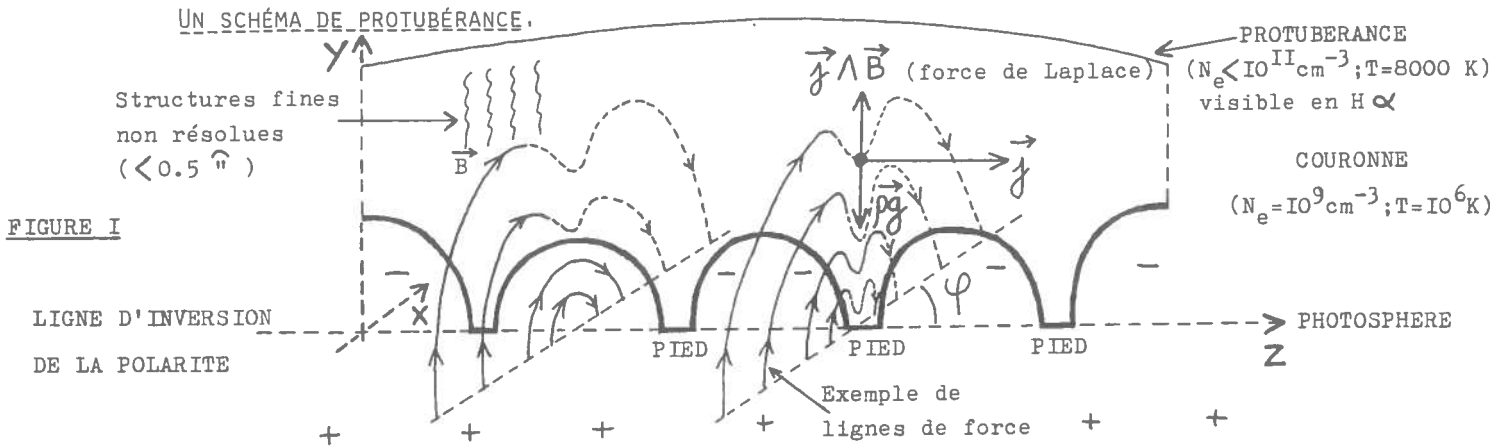
V - INSTABILITES : LES MECANISMES DE "DISPARITIONS BRUSQUES" (D.B.)

1. Observations : les DB thermiques et dynamiques
2. Instabilités de "kink" idéal et de "kink" résistif ("tearing mode") ; émergence de nouveau flux et reconnection magnétique.
3. Instabilités magnétiques spontanées.
4. Perte d'équilibre magnétostatique et bifurcations entre équilibres multiples (par variation des conditions aux limites).
5. Perte d'équilibre thermique (par modification des conditions aux limites).

VI - CONCLUSION

I - PRESENTATION DES PROTUBERANCES

1. Morphologie et propriétés de base



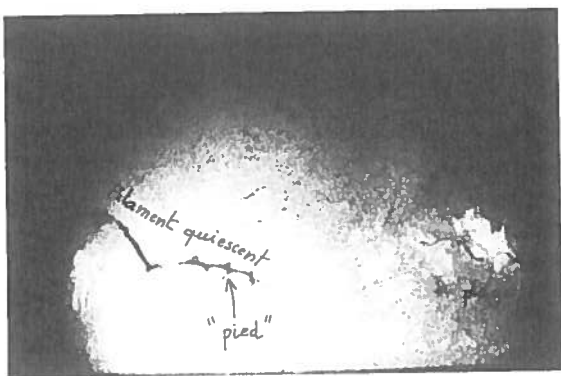
Généralités :

Les protubérances (fig. 1) sont constituées d'un fin feuillet de plasma froid et dense baignant dans la couronne solaire (100 fois plus chaude et plus ténue).

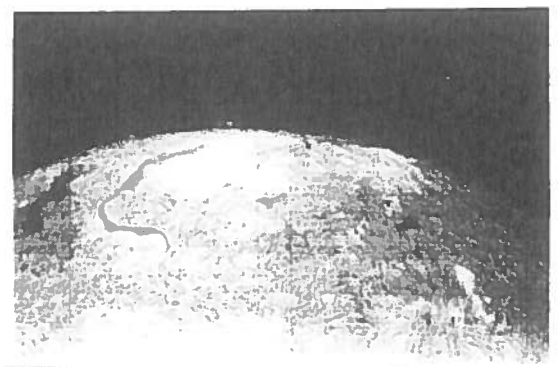
On distingue les filaments "de plage" ou "quiescents" selon leur appartenance ou non aux centres actifs. Les dimensions caractéristiques d'un filament quiescent sont :

- longueur $\approx 200 \text{ Mm} \approx$ dimension caractéristique des cellules géantes convectives.
- hauteur $\approx 50 \text{ Mm} \approx$ échelle de hauteur de la couronne
- épaisseur $\approx 2 \text{ Mm} \approx$ échelle de hauteur de la chromosphère.

Les filaments de plage sont plus petits (figure 2). Ces objets sont visibles dans la raie H α de la chromosphère (10^4 K).



filaments quiescents et filaments de plage (H α)



filament quiescent au bord du disque (H α)

Figure 2



On se reportera à Tandberg-Hanssen (1974) et Jensen et al (1979) pour une revue des propriétés générales.

Ces objets ayant une échelle de hauteur de la pression ≈ 1 Mm sont donc stratifiés par un agent extérieur, le champ magnétique. On remarque en effet qu'ils se forment au dessus de la ligne d'inversion entre 2 régions magnétiques de polarités opposées. Les filaments sont donc soutenus contre la gravité par des forces de Laplace, engendrées par un courant $\vec{j} = \nabla \wedge \vec{B} / \mu_0$ parallèle à l'axe Z de l'objet (fig. 1) et provenant du creusement local des lignes de force ($j_z B_x = \rho g$). Le champ magnétique autour du filament peut prendre diverses géométries (Chapitre II), mais dans tous les cas, c'est sa composante horizontale B_x qui supporte le plasma. C'est le champ magnétique qui, aussi, isole le plasma froid des apports d'énergie extérieurs (par conduction ou dissipation d'ondes).

Les pieds

Les filaments sont reliés à la photosphère par des "pieds", énigmatiques régions périodiquement espacées (fig. 2) qui peuvent provenir d'un effondrement du plasma (Milne et al, 1979, ont montré que si $\beta = P / (B^2 / 2 \mu_0) > \beta_{\max}$, soit si $B < B_{\max}$ à pression constante, le plasma ne pouvait plus être soutenu par le champ magnétique), ou d'une instabilité de Rayleigh-Taylor survenant à l'interface protubérance-couronne (Nakagawa et Malville, 1969). Si l'écartement des pieds est très différent de la hauteur du filament, la structure n'est pas stable (Martres, 1984).

En étudiant la réponse d'un plasma de densité ρ soutenu contre la gravité \vec{g} par un champ magnétique horizontal \vec{B} (figure 3) à des perturbations verticales en $\vec{\xi} = \xi(y) \times e^{i(\omega t - kz)} \vec{e}_y$, on obtient une relation de dispersion permettant d'évaluer l'écartement des pieds (Priest, 1982, p 253) :

$$\omega^2 = -gk + k^2 B^2 / \mu_0 \rho$$

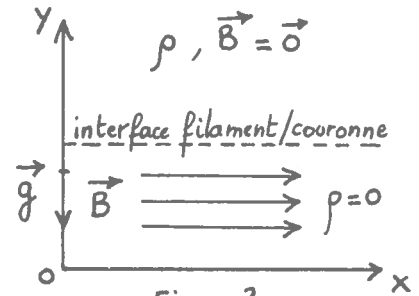


Figure 3

La structure est stable tant que $\lambda < \lambda_c = 2\pi B^2 / g \mu_0 \rho = 2\pi v_a^2 / g = 2\pi H$ (échelle de hauteur magnétique), λ_c étant une mesure de l'écartement des pieds. On trouve numériquement environ 50 Mm (\approx hauteur de l'objet). Enfin, un filament à 2 pieds peut exister : il s'agit alors d'un filament en boucle dont les deux extrémités sont ancrées dans la photosphère. De telles boucles peuvent constituer des ponts, dans les régions actives, entre zones de polarités opposées et ne s'alignent pas avec les lignes neutres (fig. 4). C'est aussi souvent le cas des extrémités des filaments de plage (fig. 4) qui s'ancrent hors des lignes d'inversion (au voisinage d'une tache ou dans une plage ou facule par exemple, fig. 4).

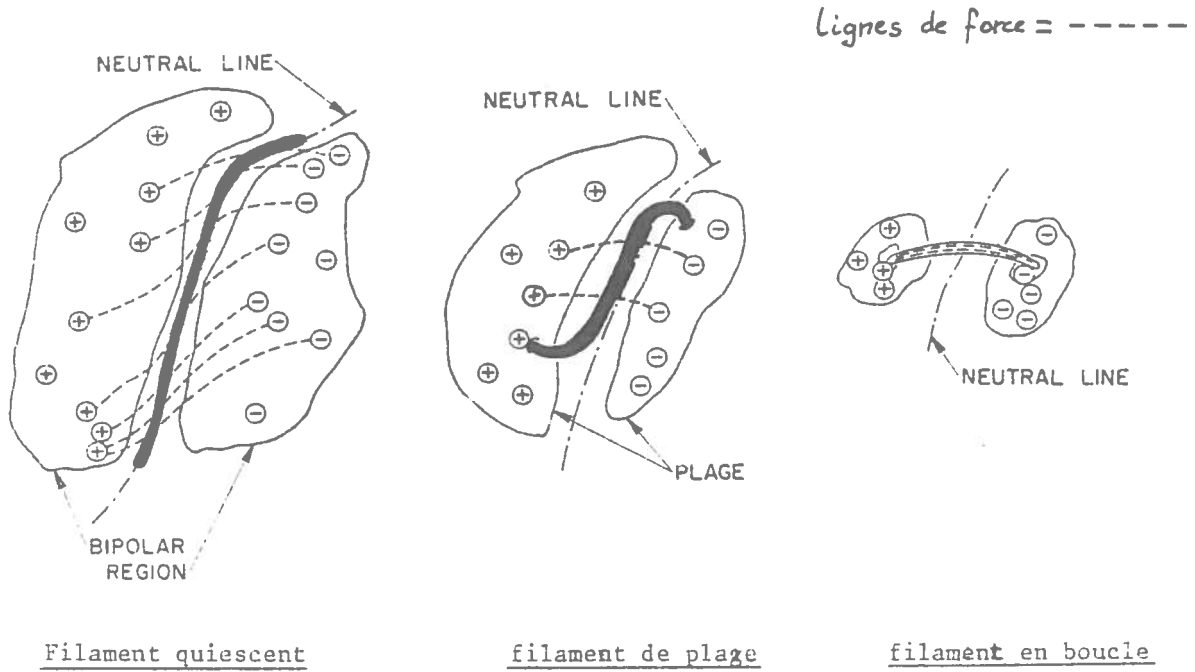


Figure 4

La structure fine

Une structure fine composée de fin filets verticaux (fig. 5) non résolus ($< 0,5''$) apparaît dans les observations au limbe (Dunn, 1960). Engvold (1976) y a mesuré des mouvements de descente (1 Km/s), modélisés par Malville (1976), invoquant un écart à l'équilibre force-free d'un champ magnétique hélicoïdal. Ceci est en conflit avec les observations de \vec{B} par effet Hanle de Leroy (1982), qui interdisent de telles hélices verticales. Pour être en accord avec les observations, la vitesse de diffusion du plasma au travers des lignes de force $\vec{V} = (\mu_0 \sigma l)^{-1}$ nécessite de petites échelles ($l = 1$ Km) et un milieu turbulent rendant la conductivité σ 10^3 fois plus faible. La diffusion ambipolaire serait aussi à examiner : les atomes neutres (qui ne subissent pas de force magnétique) sont accélérés par la gravité, mais se heurtent aux ions (soutenus par la force de Laplace) dans leur mouvement de descente, ce qui limite leur vitesse. Il reste aussi à trouver un mécanisme de filamentation.

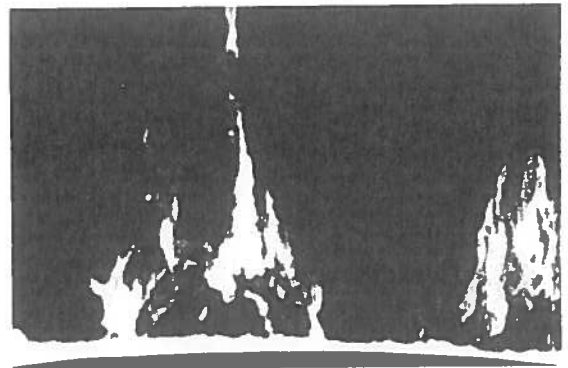


Figure 5

Naissance, vie, mort et résurrection:

Les filaments naissent par instabilité thermique du plasma coronal (condensation et refroidissement) dans des configurations magnétiques variées (boucles, arcades, nappes de courant, chapitre III).

Leur vie se caractérise par un équilibre magnéto-thermo-gravo-dynamique (chapitre II et IV).

Les filaments finissent leur vie (au bout de quelques mois pour les quiescents, quelques jours pour ceux des régions actives) par une éruption ou une "disparition brusque", interprétables en termes de "catastrophes" thermiques ou magnétiques spontanées (perte de masse...) ou dues à la variation des conditions aux limites (modification du "shear" de \vec{B} due aux mouvements des pieds des lignes de force, émergence de nouveau flux...). Lorsque l'instabilité ne détruit pas le berceau magnétique (par exemple si le filament disparaît en H α par effet de chauffage), la reformation dans le support originel peut se produire (Chap. V).

2. Champ magnétique

L'effet Hanle (Bommier et Sahal, 1979) permet l'observation du champ magnétique vectoriel (voir exposé de Leroy dans ce volume et Leroy et al., 1983). Dans les protubérances :

- \vec{B} est horizontal.
- $\|\vec{B}\|$ moyen ≈ 8 G (5 à 10 fois plus fort dans les filaments de plage). Si ϕ est le "shear" ou angle entre \vec{B} et l'axe du filament (fig. 1),
- ϕ moyen $\approx 25^\circ$.

Selon les mesures de polarisation de Leroy au Pic du Midi :

- dans 75% des cas (et même 100% pour les objets de haute latitude-céintures polaires) \vec{B} est opposé à la polarité photosphérique : c'est le cas prédominant des filaments quiescents (fig. 6).
- dans 25% des cas, \vec{B} a même direction que le champ photosphérique : c'est le cas dominant des filaments de faibles latitudes (plages, régions actives).

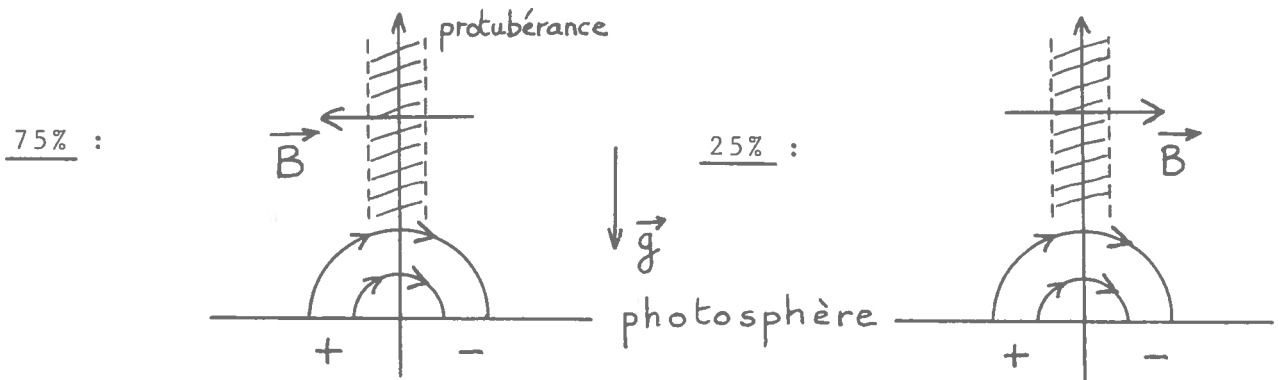


Figure 6

3. Champ des vitesses

A l'aide d'une statistique sur des observations de filaments en $H\alpha$ (Meudon et Pic du Midi -fig. 7 et 8- par Mein, 1977 ; Martres et al., 1981 ; Malherbe et al., 1981 et 1983a) et C_{IV} (raie 10 fois plus chaude, $10^5 K$, SMM1, par Schmieder et al., 1984a), des mouvements ascendants ont été décelés (1 Km/s dans la matière froide, 10 Km/s dans la zone de transition filament-couronne) accompagnés d'une entrée de plasma sur les deux cotés du fillet (fig. 9).

En plus, dans les filaments de plage, des boucles de vitesses traversant la structure ont été observées : elles peuvent correspondre à un siphon qui s'amorce lorsqu'une dissymétrie de pression se produit de part et d'autre du filament (perturbation par un centre actif).

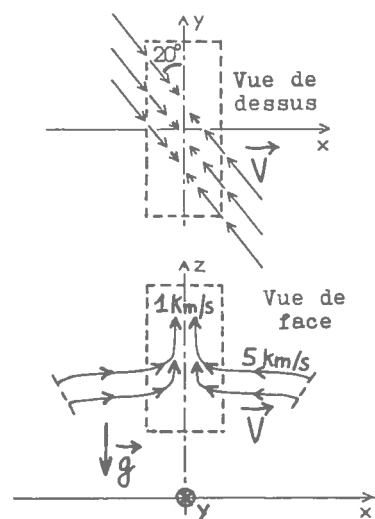


Figure 9 ($H\alpha$).

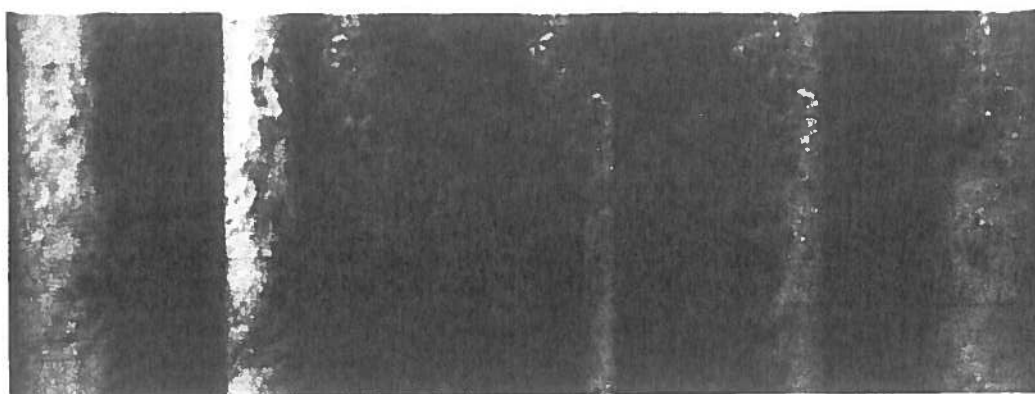


Figure 7.

aile rouge

centre raie

aile bleue

Filament (au centre du disque) vu au DPSM (Double Passage Soustractif Multicanal) du Pic du Midi (résolution $0.5''$) à 9 canaux (5 représentés) dans la raie $H\alpha$: le filament apparaît dans l'aile bleue de la raie.



intensités I

Fig.8

(tirage N et B d'après image fausses couleurs).



vitesse V

Pégende page suivante...

Traitement par ordinateur de l'image ci-dessus, à partir de la reconstitution des profils de raie en chaque point. Parties claires = $I > 0$, $V < 0$; parties sombres = $I < 0$, $V > 0$ (vitesse positive vers l'observateur).

II - EQUILIBRE MAGNETOSTATIQUE

1. Modèles de type Kippenhahn-Schlüter (KS) et Kuperus-Raadu (KR) (fig. 10)

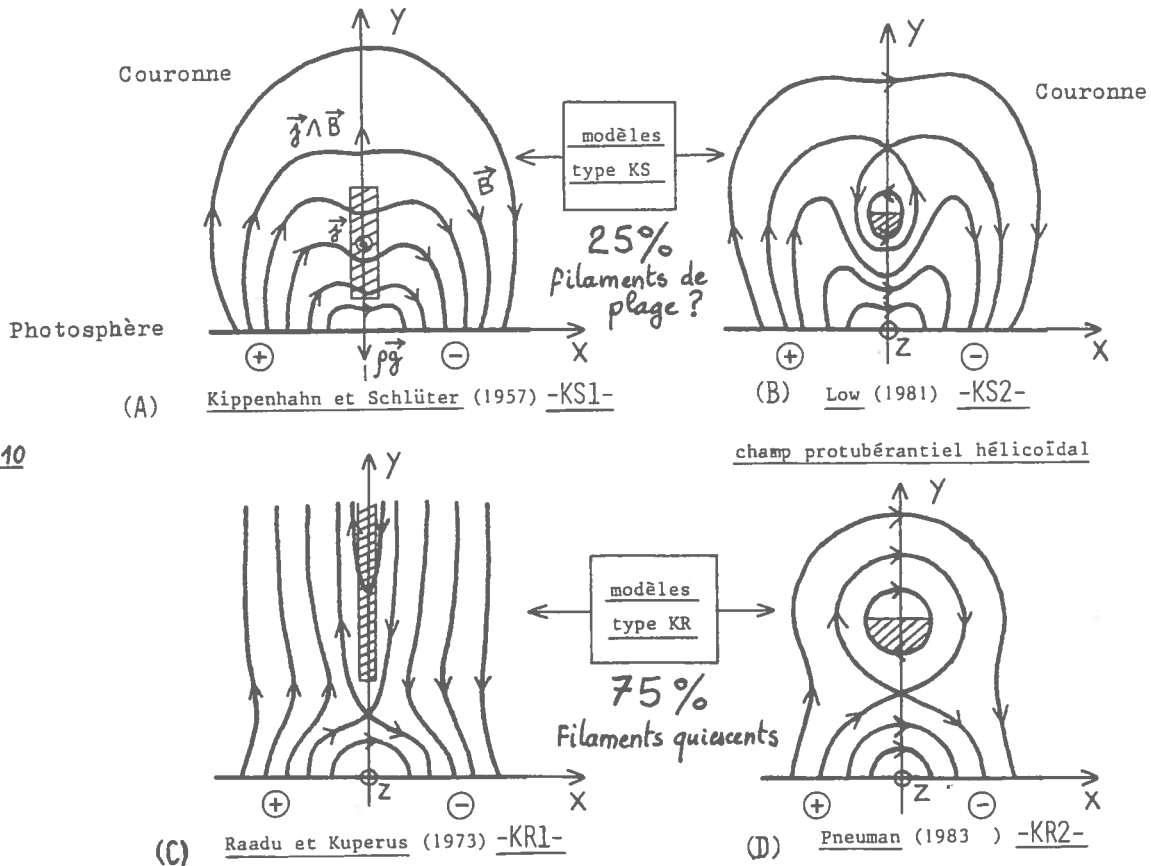


FIGURE 10

les modèles KR (c et d) se distinguent des modèles KS (a et b) par l'inversion du champ horizontal $B_x(0,y)$ avec l'altitude y (présence d'un point neutre X sous le filament, hachuré sur la figure). Une composante B_z peut être ajoutée. Les modèles b et d possèdent un îlot magnétique (point neutre O), qui peut se former par reconnection magnétique à partir des modèles a et c. La magnétostatique de ces modèles a été calculée par leurs auteurs respectifs (voir fig. 10). On peut déduire des mesures de Leroy que 25% des filaments sont KS et 75% (la majorité des quiescents) du type KR.

2. Méthodes récentes de construction du support magnétique

Malherbe et Priest (1983) ont décrit les filaments comme une nappe de courant infiniment mince, portée par l'axe y . Le courant surfacique qui y circule résulte de la discontinuité de B_y à la traversée de l'axe oy : $j = 2 B_y(0, y) / \mu_0$ et la densité surfacique est $\sigma(y) = j B_x(0, y) / g$. Il reste donc à trouver comment calculer la structure magnétique à l'extérieur du filament. Supposant la symétrie de translation ($\partial/\partial z = 0$) et $B_z = \text{cte}$, Malherbe et Priest recherchent la solution sous la forme d'un champ potentiel. Le champ magnétique peut être décrit à l'aide des fonctions analytiques de la variable complexe $\zeta = x + iy$:

\vec{B} potentiel $\Leftrightarrow B(\zeta) = B_y + iB_x$ analytique.

Introduisant le potentiel complexe $A(\zeta) = \Psi + i\varphi$ (où Ψ est le potentiel vecteur, avec $\vec{B} = \text{rot}(\Psi \vec{e}_z) + B_z \vec{e}_z$, et φ est le potentiel scalaire, avec $\vec{B} = -\text{grad} \varphi + B_z \vec{e}_z$),

$$B(\zeta) = -\frac{dA}{d\zeta}$$

Les lignes de force sont données par $\text{Re}[A(\zeta)] = \text{cte}$
 Les lignes orthogonales sont données par $\text{Im}[A(\zeta)] = \text{cte}$
 Deux possibilités existent pour obtenir $B(\zeta)$:

2.a - sans conditions aux limites :

Malherbe et Priest ont trouvé des fonctions $B(\zeta)$ décrivant chacun des modèles de la fig. 10, en remarquant que les fonctions $B_0 \sqrt{p^2 + \zeta^2} / \zeta$ ou $B_0 \sqrt{(p^2 + \zeta^2)(q^2 + \zeta^2)} / \zeta$ ont la propriété de représenter une nappe de courant semi-infinie ($p, q, B_0 = \text{constantes}$ réelles), ou finie.

2.b - Avec conditions aux limites :

Suivant Anzer (1972), on cherche à résoudre un problème à conditions aux limites dans le quart de plan $x \geq 0$ et $y \geq 0$, énoncées sur la figure 11. Le filament se trouve entre p et q .

$B(0, y)$ est horizontal pour $y > q$ et $y < p$. Les observations sont capables de fournir $B_x(0, y)$ (effet Hanle) et $B_y(x, 0)$ (magnéto-graphes).

Ce problème n'ayant de solution connue que dans le $1/2$ plan $y \geq 0$, on transforme le $1/4$ de plan en le demi plan à l'aide de la transformation conforme $\eta = \zeta^2$ et on se ramène au problème de "Riemann-Hilbert aux conditions aux limites mixtes sur l'axe réel", à savoir que B_y et B_x sont alternativement donnés sur l'axe réel (Muskelishvili, 1953) - (fig. 12).

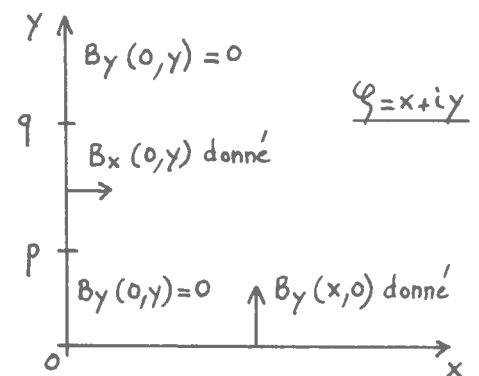


Figure 11



Figure 12

A l'aide d'une intégrale de Cauchy, et introduisant la fonction $g(\eta) = i \sqrt{\frac{\eta+p^2}{\eta+q^2}}$, réelle pure sur $]-q^2, -p^2[$ et imaginaire pure ailleurs sur l'axe réel, on trouve

$$B(\eta) = \frac{1}{2i\pi g(\eta)} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{g(t) B(t) dt}{t-\eta} + \frac{1}{2} \frac{i B(\infty)}{g(\eta)}$$

Après transformation conforme pour revenir au 1/4 de plan ($\zeta = \sqrt{\eta}$), et après quelques manipulations, on trouve, en supposant que $B(\infty) = i B_\infty$:

$$B(\zeta) = (B_y + i B_x)(\zeta) = -\frac{2i}{\pi} \sqrt{\frac{\zeta^2+q^2}{\zeta^2+p^2}} \left[\int_0^\infty \frac{B_y(t)t dt}{t^2-\zeta^2} \sqrt{\frac{t^2+p^2}{t^2+q^2}} - \int_p^q \frac{B_x(t)t dt}{t^2+\zeta^2} \sqrt{\frac{t^2-p^2}{q^2-t^2}} \right] + i B_\infty \sqrt{\frac{\zeta^2+q^2}{\zeta^2+p^2}}$$

Cette formule permet le calcul de $B(\zeta)$ connaissant $B_y(x)$ sur Ox et $B_x(y)$ dans la protubérance. Elle est appliquée par Malherbe et Priest (en préparation) à l'étude de nombreux modèles. En particulier, elle permet de relier la masse et le courant dans un filament aux conditions aux limites (champ magnétique photosphérique), et donc d'étudier l'évolution lorsque ces C.L. varient.

III - FORMATION DES PROTUBERANCES

Le mécanisme est l'instabilité thermique, que nous allons appliquer à diverses géométries magnétiques. Voir en particulier Priest (1982, chap. 7, p. 277 et chap. 11).

1. Formation dans une boucle magnétique

En l'absence de conduction, l'équilibre thermique de la couronne s'écrit $h\rho - \rho^2 Q(T) = 0$, où h est le taux de chauffage coronal (dissipation des ondes) par unité de masse et $Q(T)$ la fonction des pertes radiatives (fig. 13 et table 1). A pression constante $P = \rho kT/m$, cet équilibre s'écrit :

table 1:

The cooling function $Q(T) = \alpha T^\alpha$ according to Hildner (1974)		
Temperature range (K)	α (MKS)	α
$T < 1.5 \cdot 10^4$	$1.759 \cdot 10^{-13}$	7.4
$1.5 \cdot 10^4 < T < 8 \cdot 10^4$	$4.290 \cdot 10^{10}$	1.3
$8 \cdot 10^4 < T < 3 \cdot 10^5$	$2.860 \cdot 10^{19}$	0
$3 \cdot 10^5 < T < 3 \cdot 10^6$	$1.409 \cdot 10^{33}$	- 2.5
$3 \cdot 10^6 > T > 8 \cdot 10^7$	$1.970 \cdot 10^{24}$	- 1.0
$T > 8 \cdot 10^7$	$6.230 \cdot 10^{16}$	0.5

$\frac{Q(T)}{T} = \frac{kh}{P_m}$. Pour h donné, cette équation admet deux solutions : un équilibre chaud ($10^6 K$) et un équilibre froid ($10^4 K$). Sans conduction, l'équilibre chaud est instable car une diminution de T entraîne une augmentation de $Q(T)$. Considérons maintenant une boucle de demi longueur L (fig. 14), dans laquelle on incorpore la conduction, et étudions l'évolution, à partir de l'équilibre chaud (indice c) sous une perturbation isobare :

$$\begin{cases} \rho C_p \frac{dT}{dt} = h\rho - \rho^2 Q(T) + k_0 T^{5/2} \frac{T_c - T}{L^2} \\ \rho T = cte \end{cases}$$

L'équilibre chaud est instable si $\tau_R / \tau_c < 2$ avec :

$$\tau_R = \frac{P_c}{\rho_c^2 Q(T_c)} = \text{échelle de temps radiative} (\approx 10^4 \text{ s})$$

$$\tau_c = \frac{P_c L^2}{k_0 T_c^{7/2}} = \text{échelle de temps conductive.}$$

soit si $L > L_m = 7.2 \cdot 10^3 T_c^{13/4} / P_c$.
 ($\approx 50 \text{ Mm}$)

La conduction a donc un effet stabilisant, neutralisé lorsque la longueur des lignes de force est assez grande (conduction en T/L^2)

Hood et Priest (1979), en résolvant

$$\begin{cases} h\rho - \rho^2 Q(T) + \frac{d}{ds} \left(k_0 T^{5/2} \frac{dT}{ds} \right) = 0 \\ P = cte = P_c + \text{cond. aux lim (fig 14)} \end{cases}$$

ont montré l'existence d'un point de "non équilibre thermique" B (fig. 15) correspondant à des valeurs critiques de P_c , L ou h (le rayonnement augmente avec P_c , la conduction diminue avec L). Après une évolution quasi-statique (branche AB), le plasma se condense et se refroidit brutalement (branche BC) : un coeur froid se forme dans la boucle. Cette transition correspond à une redistribution de l'énergie thermique. (voir fig. 15, page suivante).

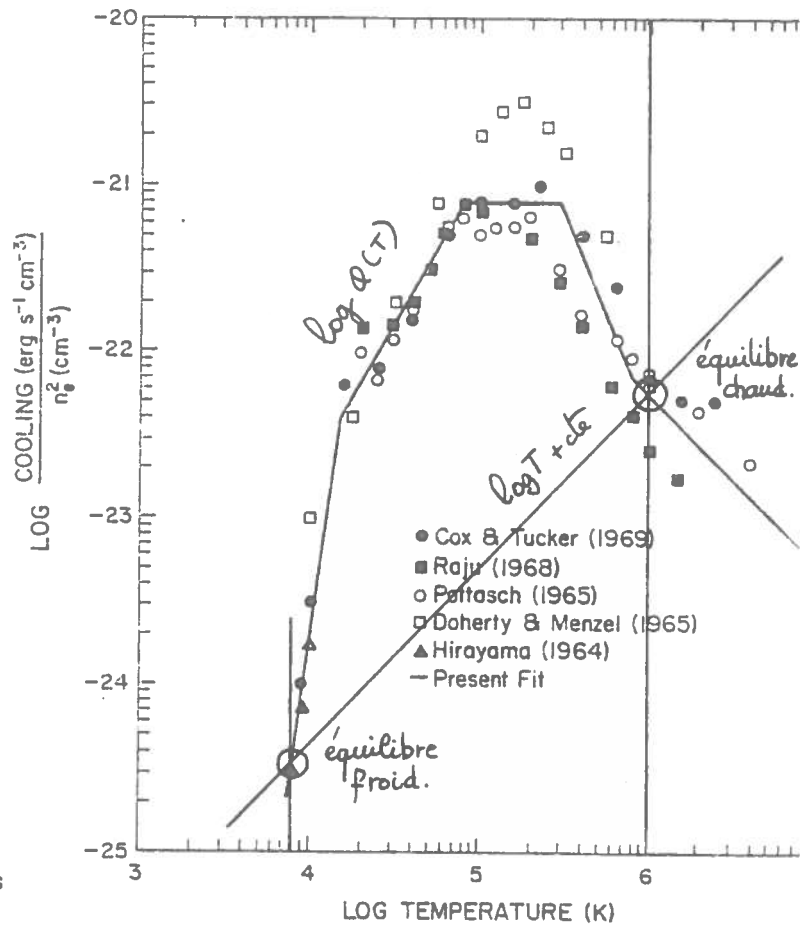


Figure 13

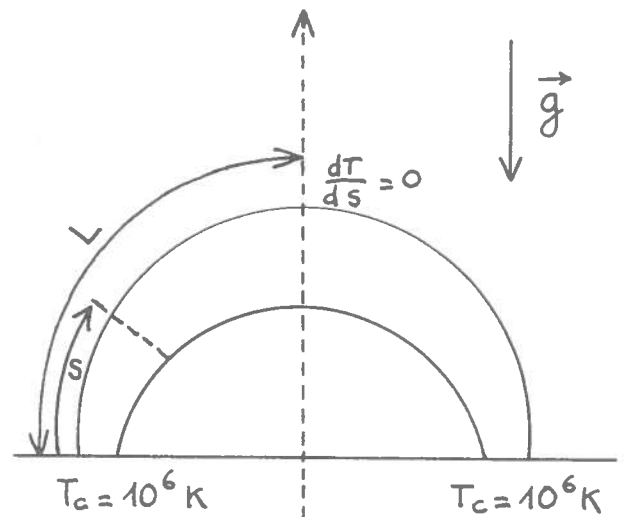
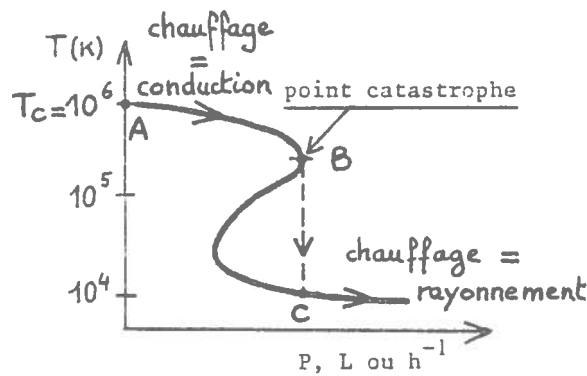


Figure 14



Température au sommet de la boucle

Figure 15

Ils ont généralisé ce résultat à une boucle "twistée" uniformément ($\phi = (2L/r)(B_\theta/B_z) = \text{cte}$) et "force-free", remplaçant $P = \text{cte}$ par l'équation d'équilibre radial :

$$\frac{dP}{dr} + \frac{d}{dr} \left(\frac{B_\theta^2 + B_z^2}{2\mu_0} \right) + \frac{B_\theta^2}{\mu_0 r} = 0 \quad \text{avec } B_z = \text{cte}$$

Ils ont mis en évidence un twist critique ϕ_c au delà duquel l'instabilité thermique se produit ($\phi_c \nearrow \Rightarrow$ longueur de lignes de force $\nearrow \Rightarrow$ conduction \searrow). Ainsi, dans ces modèles, l'instabilité thermique est provoquée par la variation des conditions aux limites (vortex aux pieds de la boucle, environnement coronal, etc...).

2. Formation dans une arcade coronale (filaments K.S.)

L'arcade est force-free linéaire avec un shear φ (fig.16, $\text{tg } \varphi = B_z/B_x = \text{cte}$). Résolvant :

$$\begin{cases} R_p - \rho^2 Q(T) + B \frac{d}{ds} \left[\left(\frac{k_0 T^{5/2}}{B} \right) \frac{dT}{ds} \right] = 0 \\ \frac{dP}{dy} = -\rho g + \text{C.L.} \end{cases}$$

avec $B_x = -\frac{L}{\pi a} B_0 \cos\left(\pi \frac{x}{L}\right) e^{-y/a}$
 $B_y = \frac{L}{\pi a} B_0 \sin\left(\pi \frac{x}{L}\right) e^{-y/a}$
 où $\cos \varphi = L/\pi a$

Priest et Smith (1979) ont montré que l'instabilité thermique survenait au sommet des arches lorsque L ou $\varphi \nearrow$, ou $P_c \nearrow$ ou $h \searrow$.

La condensation a pour effet de pomper le plasma coronal de chaque côté du filament, amorçant un siphon (non modélisé), et le filament obtenu est du type K.S.

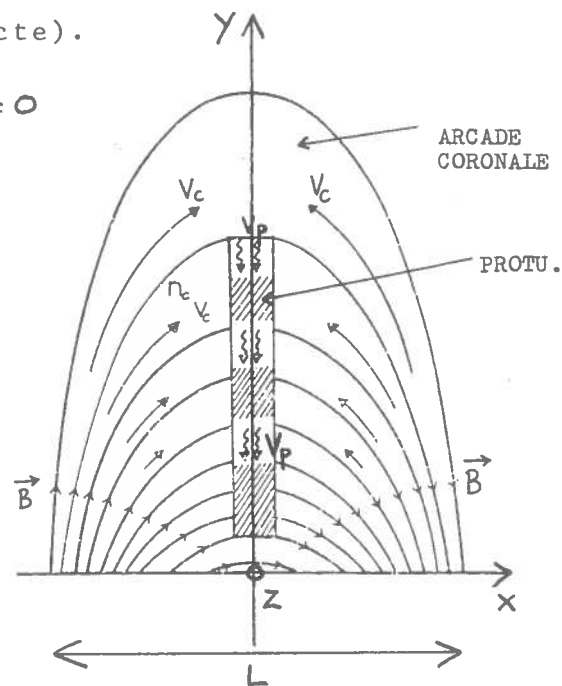
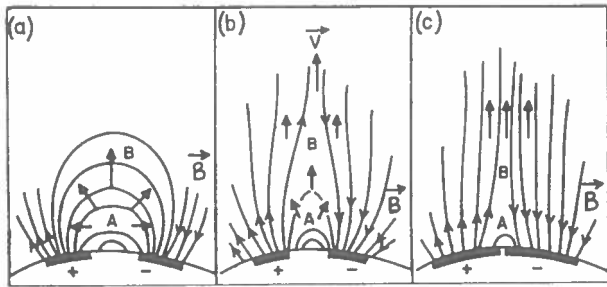


Figure 16

3 - Formation dans une nappe de courant (filaments K.R.)

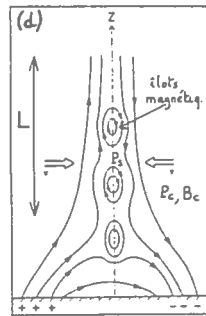
Kuperus et Tandberg-Hanssen (1967) ont suggéré qu'une nappe de courant pouvait se former au cours d'une phase active (fig. 17). Le filament se formerait alors par reconnection et instabilité thermique dans cette nappe de courant. Malherbe, Forbes et Priest étudient actuellement, à l'aide du code MHD résistif 2-D SHASTA (décrit dans ce volume) la viabilité d'une telle idée.

Smith et Priest (1977), ont étudié à l'aide d'un modèle aux ordres de grandeur, la possibilité d'une condensation (fig.18) :



The possible magnetic field configuration over an active region during (a) the early phase of activity, (b) the main phase of activity, (c) the post-active phase.

MODÈLE DE KUPERUS ET TANDBERG-HANSSEN



(d) Reconnection, coalescence et condensation
 $P_s = P_c + B_c^2/2\mu$

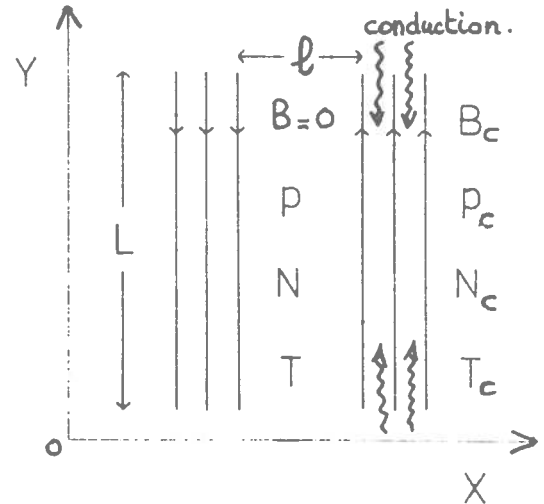


Figure 18

Figure 17

$$\begin{cases} h\rho - \rho^2 Q(T) + h_0 T^{5/2} \frac{T_c - T}{L^2} = 0 \\ P = P_c + B_c^2/2\mu_0 > P_c \quad (\text{compression du feuillet}). \end{cases}$$

Lorsque $L > L_m$ (longueur critique de la nappe), l'instabilité thermique survient. L_m est d'autant plus petit que B_c est grand (si $B_c \nearrow$, $P \nearrow$ et le rayonnement \nearrow). Un filament du type KR pourrait alors se former par reconnection magnétique, créant un champ horizontal pouvant soutenir le plasma.

Pneuman (1983a) a proposé un sketch assez similaire, mais dans lequel le "shear" a une grande importance (fig. 19). Cette idée aboutit à la formation d'un filament KR comportant un îlot magnétique (hélice). La viabilité d'un tel scénario doit aussi être testée en incorporant un shear dans les simulations numériques 2-D.

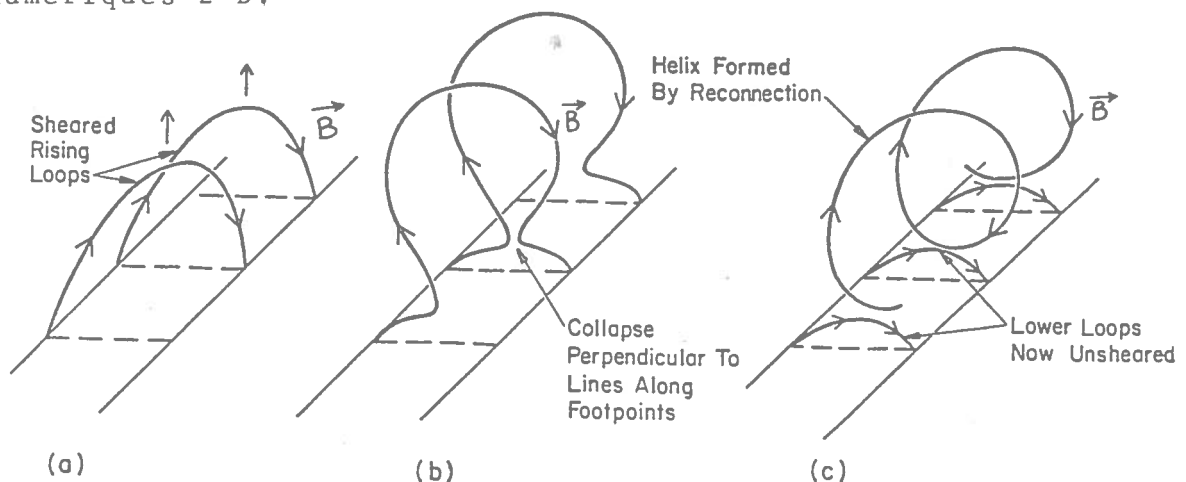


Figure 19

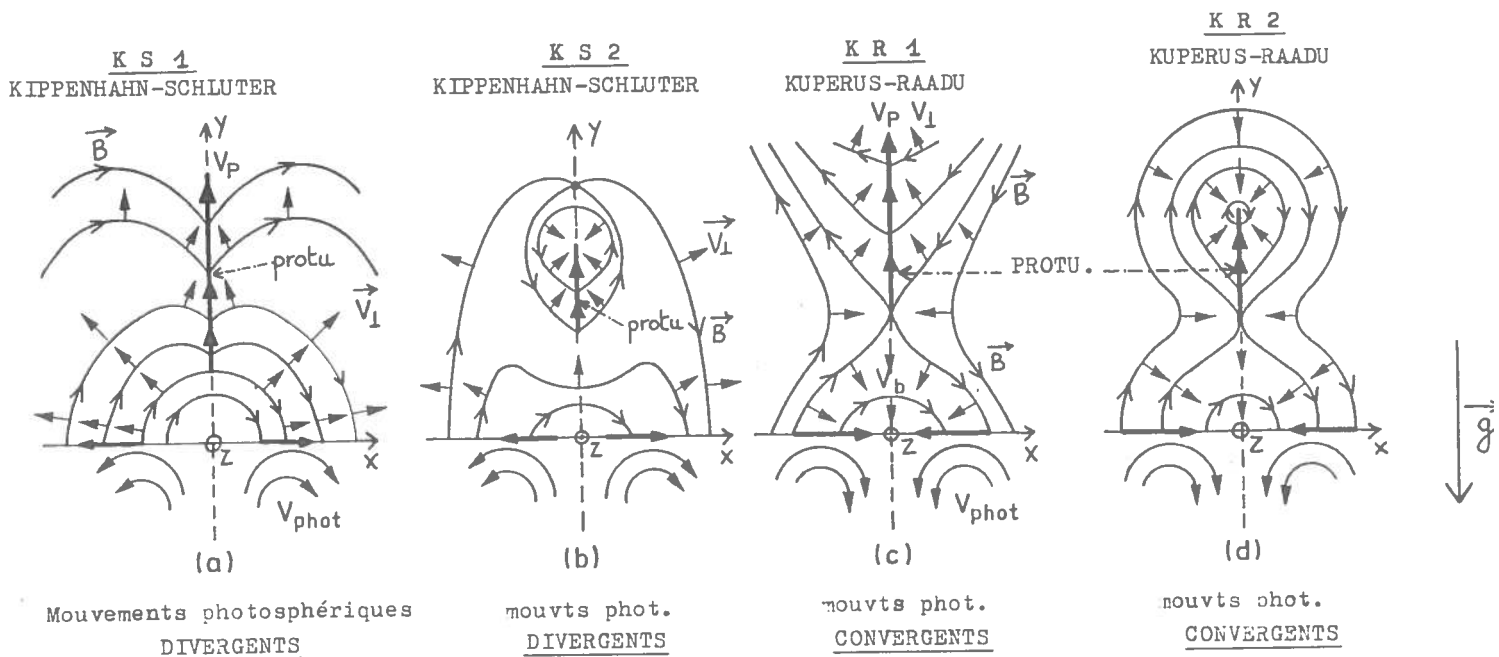
IV - MODELES D'EQUILIBRE MAGNETO-HYDRO-DYNAMIQUE STATIONNAIRE

La vitesse V_{\parallel} parallèle aux lignes de force relève d'un mécanisme de siphon et est gouvernée par la gravité et les gradients de pression. La vitesse V_{\perp} perpendiculaire peut résulter d'une évolution du support magnétique, due à un entrainement des pieds de la structure sous l'effet de mouvements photosphériques convectifs.

1. Mécanismes d'évolution du support magnétique

Le champ \vec{B} étant horizontal à l'intérieur des filaments, les mouvements ascendants verticaux ne peuvent que provenir d'une évolution du support magnétique, entraînant le plasma dans son mouvement.

L'évolution du support peut être induite par des mouvements photosphériques convectifs (supergranules, cellules géantes...) entraînant les pieds des lignes de force (Raadu, 1979 ; Schmieder et al., 1984b). Malherbe et Priest (1983) ont proposé les modèles suivants (fig. 20), dans lesquels le filament est une nappe de courant infiniment mince produite par une discontinuité de B_y à la traversée de l'axe Oy :



EVOLUTION DU SUPPORT

Figure 20

{ FLÈCHES PLEINES : V_{\perp} (VITESSE ORTHOGONALE AUX LIGNES DE FORCE).
 { GROS TRAIT PLEIN : PROTUBÉANCE (LA DISCONTINUITÉ DE B_y PRODUIT LE COURANT $//z$, QUI, CROISÉ AVEC B_x , SOUTIENT LE PLASMA FROID CONTRE LA GRAVITÉ).

Les flèches pleines représentent la vitesse V_{\perp} parallèle aux lignes de force. Elle est donnée par $|V_{\perp}| \times |B| = \text{cte}$ (éq. d'induction avec $\partial/\partial t = 0$). Les mouvements ascendants dans les filaments sont donc expliqués par des mouvements divergents sous les supports KS (a et b), et convergents sous les supports KR (c et d). Les modèles en îlots (b et d) nécessitent un mouvement dans la 3ème dimension z sous peine d'accumulation du plasma au point neutre O. Va vitesse du plasma protubérantielle $V_p(y)$ est inversement proportionnelle à $|B_x(0,y)|$. Malherbe et Priest ont décrit quantitativement ces modèles en détail.

- Aux hautes latitudes, des mouvements photosphériques convergents sont plus probables que des mouvements divergents : les protubérances quiescentes de ceinture polaire (toutes de type KR) se forment au dessus de la ligne d'inversion entre cellules de polarité opposées animées probablement de mouvements d'approche, car, au début d'un nouveau cycle, l'émergence de nouvelles régions actives peut pousser les anciennes vers les pôles.

- Aux basses latitudes, dans les régions actives, les résultats préliminaires d'E. Ribes (ce volume) concernant les cellules géantes suggèrent des mouvements divergents sous les filaments de plage (plutôt de type KS selon Leroy).

L'observation du champ des vitesses, alliée aux modèles ci-dessus, conforte donc les conclusions tirées des observations magnétiques, suggérant que les protubérances quiescentes sont de type KR et les filaments de plage de type KS. On lance aussi l'idée que les filaments quiescents pourraient être les traceurs des cellules géantes.

2. Processus de condensation dynamique stationnaire

Les filaments n'étant pas statiques, il faut régénérer le plasma condensé et évacué vers la couronne, au sommet de l'objet, par les mouvements de montée. Ainsi, le filament est alimenté, de façon stationnaire, sur chacun de ses cotés, en nouveau plasma (de type coronal), par un mécanisme de siphon, qui se condense et se refroidit en pénétrant le feuillet. Dans ce problème, la dynamique et la thermique sont couplées.

• Filaments de type Kippenhahn-Schlüter.

Le scénario est celui de la figure 21. Le plasma coronal est pompé sur les bords du filament par la condensation. Ribes et Unno (1980) ont décrit en détail un mécanisme de siphon stationnaire pour l'alimentation en nouveau plasma (fig. 22), mais sans utiliser d'équation d'énergie. Néanmoins, leur modèle est bien en accord avec les observations, et permet aussi de décrire les boucles de vitesse observées dans les filaments de plage, lorsqu'une différence de pression existe entre les deux pieds du tube de force.

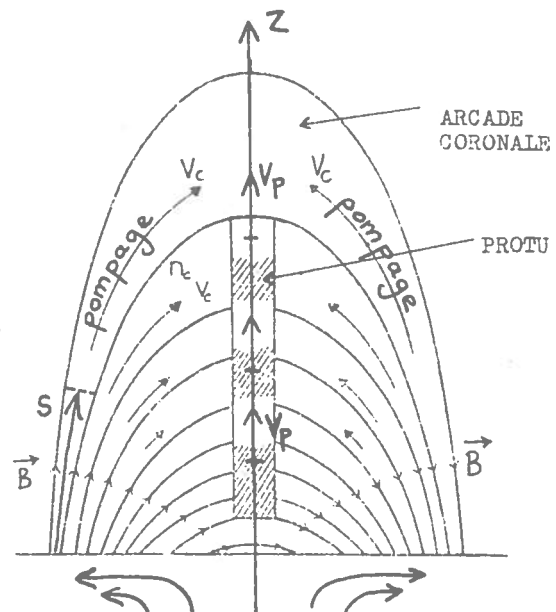


Figure 21

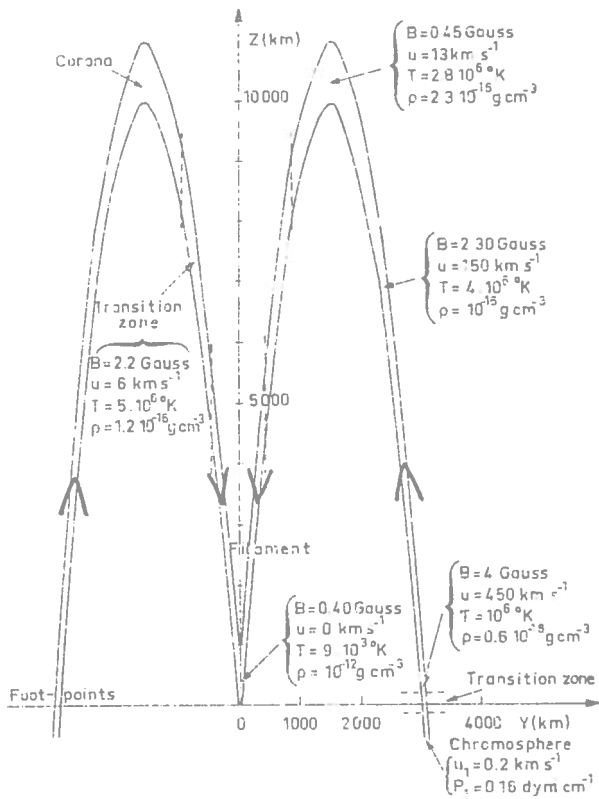


Figure 22

Pickel'ner (1971), puis Uchida (1980) ont étudié les effets thermiques à l'aide d'une équation d'énergie, respectivement dans une boucle de forme parabolique et dans un champ quadrupolaire.

Enfin, Cargill et Priest (1982) ont mis en évidence la possibilité de "catastrophe thermique" dans un siphon, en résolvant numériquement les équations :

$$\begin{cases} \frac{d}{ds} (\rho v A) = 0 \\ \rho v \frac{dv}{ds} = - \frac{dP}{ds} - \rho g \frac{dz}{ds} \\ P = \rho kT/m \end{cases}$$

$$v \rho^\delta \frac{d}{ds} (P/\rho^\delta) = (\delta-1) \left[h\rho - \rho^2 Q(T) + \frac{1}{A} \frac{d}{ds} (A k_0 T^{5/2} \frac{dT}{ds}) \right] \text{ (énergie)}$$

dans une boucle circulaire de section A constante. Selon la valeur de h, v₀ ou ρ₀ à la base de la boucle, une catastrophe thermique (condensation et refroidissement), dépendant très fortement de la dynamique (fig. 23) peut se produire, d'autant plus facilement que v₀ ou ρ₀ sont grands, h petit. Cet effet est à relier aux pertes d'équilibre thermique des boucles statiques (chap. III-1) et correspond à l'existence de paramètres critiques au delà desquels un siphon chaud est impossible. Mais pour appliquer ce mécanisme à la condensation des filaments, il faudrait calculer la solution au delà du point critique (fig. 23), de façon à raccorder le mouvement au sommet de l'arcade à la dynamique du plasma protubérantiel.

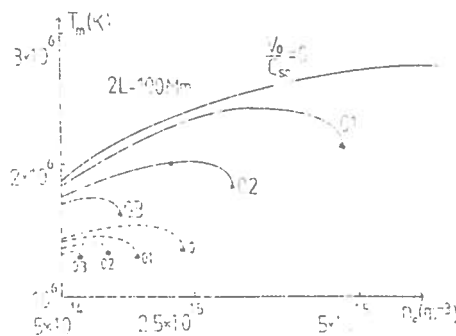


FIGURE 23: The temperature maximum T_m as a function of the base density n_0 for a heating \bar{h} of 4 (dashed curves) and 10 (solid curve). The onset of a thermal catastrophe is indicated by a star. The coronal reference density is taken as $5 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$; the loop area is uniform, and several starting velocities v_0 are taken; the base sound speed is 420 km s^{-1} .

• Filaments de type Kuperus-Raadu.

Malherbe et al. (1983b) ont proposé un modèle dynamique (aux ordres de grandeur) à reconnections magnétiques stationnaires au point neutre X (figure 24). La protubérance pompe le plasma sur ses bords et celui-ci se condense au dessus du point neutre. Deux mécanismes ont été suggérés pour déclencher l'instabilité thermique :

• Il existe une zone (hachurée) de champ reconnecté isolée des propagations d'ondes d'Alfvén et lentes (vitesse de groupe parallèle aux lignes de force) venant de la chromosphère, d'où une réduction du taux de chauffage h.

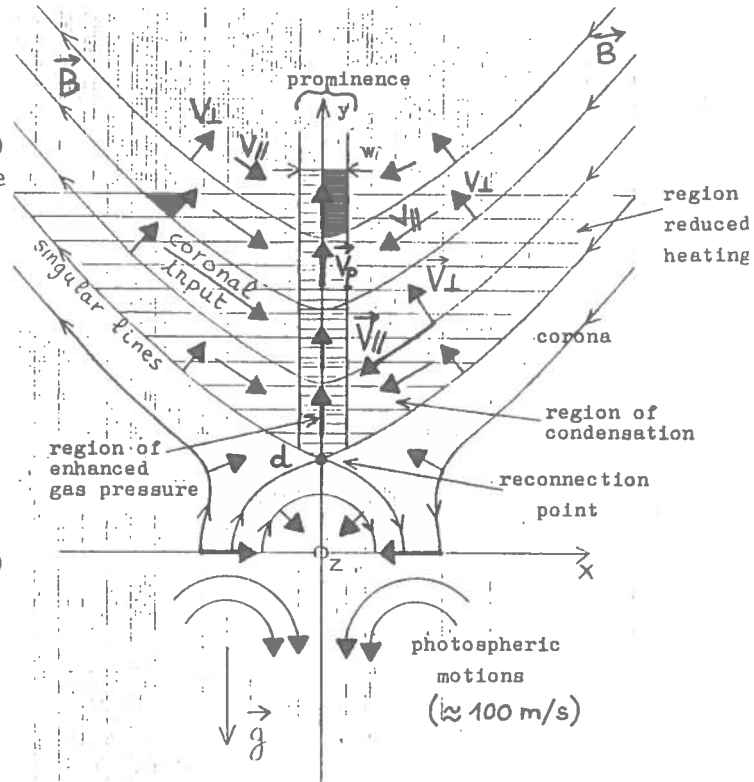


Figure 24

• Le feuillet protubérantiel (de largeur w) est comprimé ($P = P_c + B_c^2/2\mu_0$, $c =$ couronne). Au point neutre X, $\tau_a = w/C_a$ et $\tau_s = w/C_s$ (temps de réarrangement magnétique et mécanique) sont petits devant le temps radiatif τ_R , et la température peut être considérée comme constante (coronale). Ainsi, on réalise une compression isotherme en ce point, en faveur de l'instabilité thermique.

La viabilité d'un tel modèle sera testée numériquement dans l'avenir à l'aide du code MHD 2-D SHASTA (ce volume).

V - INSTABILITES : LES "DISPARITIONS BRUSQUES". (D.B.)

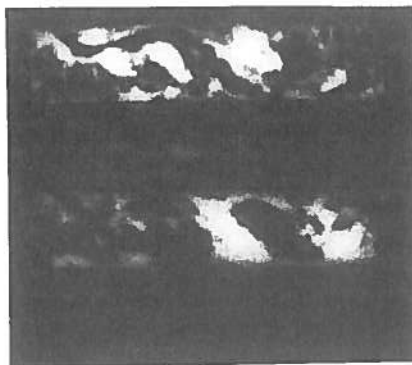
On distingue très schématiquement les instabilités (thermiques ou magnétiques) spontanées (par exemple dues à une perte de masse) ou engendrées par la variation des conditions aux limites (mouvements des pieds de ligne de force, torsions, variations du shear et du champ magnétique, de la pression coronale...). D'autres causes, comme l'émergence de nouveau flux, et sa reconnection avec le champ existant, le passage d'une onde de choc de Moreton (1960) issue d'un site éruptif et secouant le filament sur son passage en le faisant osciller (modèles de Hyder, 1966 et Kleczek et Kuperus, 1969), le chauffage par ondes, conduction ou rayonnement d'un site éruptif sont possibles. Pour les instabilités, voir en particulier Priest (1981a et b, 1982 - chapitres 7 et 10). Avant d'en examiner les causes, nous analyserons tout d'abord leurs effets observationnels.

1. Observations : DB thermiques et dynamiques

Le terme "disparition" signifie que le filament n'apparaît plus en $H\alpha$ (raie où ils sont^{les} mieux visibles en absorption sur le disque) : ceci peut se produire lorsque le coeur de la raie remonte (indiquant une augmentation de température : DB thermiques) ou lorsque le décalage doppler est si grand que le filament sort de la bande passante de l'instrument (éjections rapides de plasma - quelques 100 Km/s - DB dynamiques). Cette classification a été suggérée par Mouradian et al. (1981). Au cours d'une DB, le support magnétique du filament n'est pastoujours détruit : de nombreux filaments se reforment dans leur berceau magnétique originel (surtout dans le cas des DB thermiques).

. DB thermiques

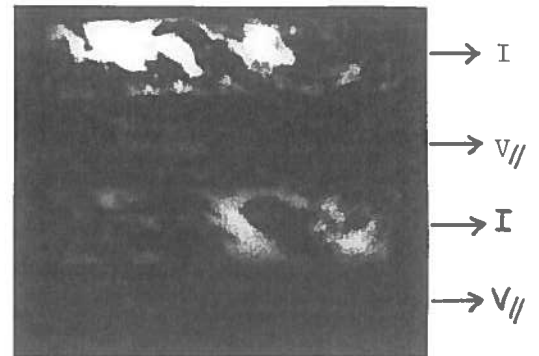
Mouradian et al. (1981) ont montré que le filament, disparaissant en $H\alpha$, devenait visible dans des raies UV plus chaudes, jusqu'à 10^6 K (Skylab). Malherbe et al. (1983c) et Simon et al. (1984) ont étudié quantitativement ce processus de chauffage. La figure 25 illustre une DB thermique en $H\alpha$ (3 sept. 1980). L'évènement dure quelques minutes et s'accompagne de vitesses faibles (≤ 10 Km s⁻¹). La dynamique et l'évolution du champ magnétique de cette DB ont été modélisés par Schmieder et al (1984c).



$t = t_0$

$H\alpha \pm 0.3 \text{ \AA}$

$H\alpha \pm 0.6 \text{ \AA}$



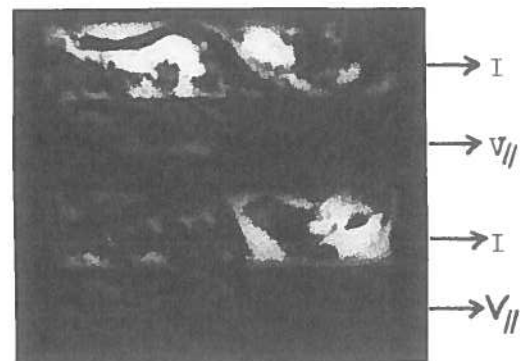
$t = \text{début de la DB} = t_0 + 12 \text{ mn.}$



$t = \text{DB} = t_0 + 14 \text{ mn}$

$H\alpha \pm 0.3 \text{ \AA}$

$H\alpha \pm 0.6 \text{ \AA}$



$t = \text{réapparition du filament} = t_0 + 22 \text{ mn.}$

Figure 25
(légende page suivante)

régions sombres = $I < 0, V > 0$ / régions claires = $I > 0, V < 0$
 (tirage N et B d'après traitement fausses couleurs).

. DB dynamiques

Malherbe et al. (1983d) ont observé des éjections supersoniques de plasma (100 Km/s) à l'intérieur de tubes magnétiques. Malherbe et al. (en préparation) ont modélisé ces éjections en considérant le mouvement de plasmoides de moment dipolaire \vec{m} dans un tube divergent ($dB/dz < 0$) (fig. 26). La force exercée sur la plasmotide est $F = -d/dz(W)$ où W est son énergie magnétique.

$$W = \frac{B^2}{2\mu_0} V = - \vec{m} \cdot \vec{B}$$

Le volume V du plasmotide (supposé ici sphérique de rayon R) peut être estimé à l'aide de la conservation du flux : $BR^2 = \text{cte} \implies R \sim B^{-1/2} \implies V \sim B^{-3/2}$ d'où $F \sim -d/dz(B^{1/2})$

dB/dz étant négatif, le plasmotide convertit son énergie magnétique en énergie potentielle et cinétique. En pratique, la forme allongée (cigare) du plasmotide le protège contre l'instabilité de retournement. De telles bulles de plasma ont déjà été produites en laboratoire (Turner, 1970). Pneuman (1983b) a en outre imaginé un mécanisme pour produire et injecter ces bulles par reconnection dans un tube magnétique.

Connaissant observationnellement la trajectoire $s(z)$ et la vitesse $V(s)$ du plasmotide le long de cette trajectoire (fig. 27), il a été possible à l'aide de l'équation du mouvement de reconstituer la variation de B en altitude (donc l'ouverture σ du tube) pour différentes valeurs de B à la base (B_0). Les résultats sont tout à fait plausibles (fig. 27) pour $B_0 \approx 20$ G.

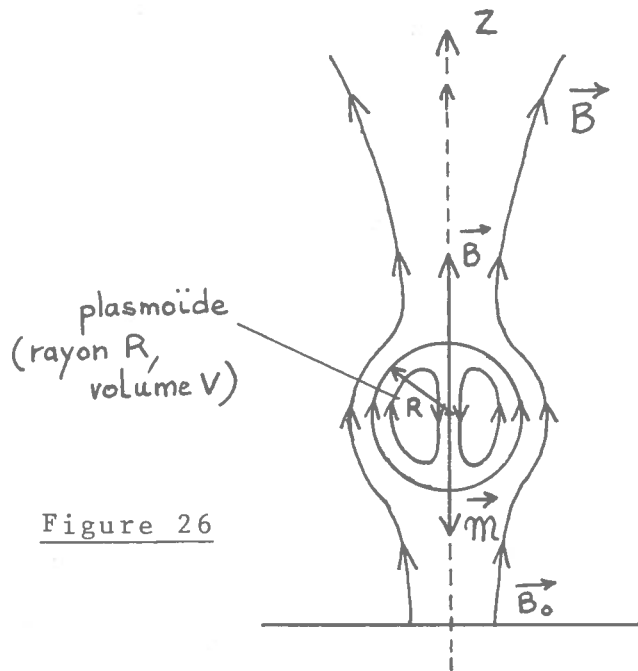


Figure 26

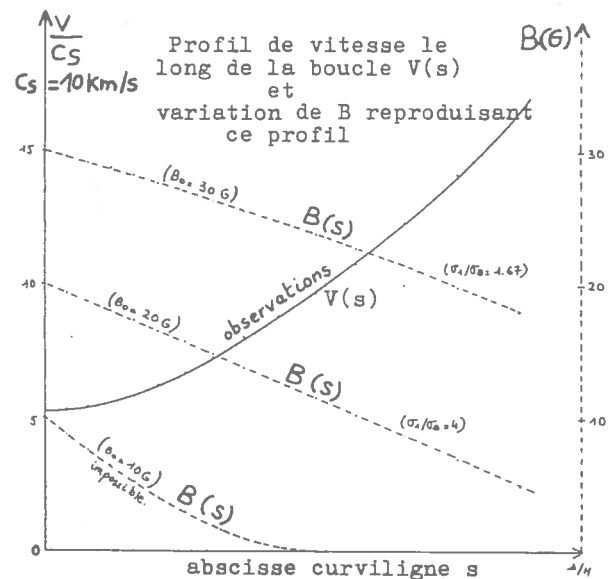


Figure 27

L'observation du champ de vitesse permet de remonter indirectement au champ magnétique.

2. Instabilités de "kink" idéal et résistif ; émergence de nouveau flux.

Hood et Priest (1981a) ont étudié la stabilité d'un filament en forme de boucle dont les deux pieds sont ancrés dans la photosphère (cet ancrage a un effet stabilisant). Ils ont montré qu'une telle configuration est sujette à l'instabilité de "kink" lorsque la torsion ("twist") excède 2.5π .

Sur les surfaces singulières (nappes de courant), les effets de la conductivité finie du plasma sont importants. Furth et al. (1973) ont étudié l'instabilité de "kink résistif" ou "tearing mode" en géométrie cylindrique. Elle survient sur l'échelle de temps caractéristique $\tau_t = \tau_d^{1/3} \tau_a^{2/3}$, τ_a et τ_d étant respectivement l'échelle de temps d'Alfvén et résistive. Dans un filament, $\tau_d \approx 10^{11}$ s et $\tau_a \approx 10^2$ s, d'où $\tau_t \approx 10^5$ s, temps trop long vis à vis des durées observées (10^2 à 10^3 s). (On trouverait $\tau_t = \tau_d^{1/2} \tau_a^{1/2}$, soit $3 \cdot 10^6$ s en géométrie plane). Ces temps peuvent être réduits si le plasma est turbulent (conductivité divisée par 1000) ou développe de petites échelles (10^2 Km). Ceci est possible dans le modèle de nouveau flux émergent d'Heyvaerts et al. (1977) : lorsque la nappe de courant formée entre le nouveau flux et le champ préexistant s'élève, une instabilité thermique se produit à une altitude critique h^* au delà de laquelle il n'existe plus d'équilibre entre chauffage Joule et rayonnement. La nappe de courant s'échauffe alors violemment jusqu'à une température T_{turb} pour laquelle la densité de courant excède le seuil de turbulence ; le feuillet s'étend alors rapidement et l'éruption se déclenche. Simon et al. (1984) ont particulièrement étudié la déstabilisation d'un filament par un tel processus.

3. Instabilités magnétiques spontanées.

Kuperus et Raadu (1974), étudiant la stabilité d'un filament supporté par la force de répulsion due au courant image qu'il induit sous la photosphère, ont montré qu'une perte de masse avait un effet déstabilisant. Perfectionnant ce modèle, Van Tend et Kuperus (1978) ajoutèrent au champ une seconde composante variable en altitude, pour simuler le champ des régions actives, et trouvèrent une intensité de courant critique au delà de laquelle tout équilibre est impossible. Hood et Priest (1980) ont étudié la stabilité d'un filament en boucle twistée (fig. 28) d'altitude d au dessus de la photosphère dans une arche magnétique. La boucle est "force-free" a "twist" uniforme ϕ (symétrie cylindrique):

$$\phi = (B_\theta / B_z)(L/r),$$

$$B_z = B_0 / (1 + r^2/b^2), \quad B_\theta = (B_0 r/b) / (1 + r^2/b^2) \quad \text{avec } b = L/\phi \text{ et } r \leq d,$$

r étant mesuré à partir de son axe. La perturbation est

$$\vec{\xi} = \left(\xi_r(r), -i \frac{B_z}{B} \xi_o(r), i \frac{B_\theta}{B} \xi_o(r) \right) \sin\left(\frac{\pi z}{L}\right) e^{i(m\theta + kz)}$$

pour $r \leq d$ et $\vec{0}$ pour $r > d$. Elle est nulle en $z = 0$ ou $z = L$ (ancrage photosphérique). La configuration est instable aux nombres d'onde représentés fig. 29, soit lorsque le twist ϕ (ou la longueur de la boucle L), soit lorsque l'altitude d du filament excèdent une valeur critique. En fait, ces deux mécanismes sont à l'oeuvre simultanément, comme l'ont montré Schmieder et al. (1984c) : l'élévation en altitude d s'accompagne

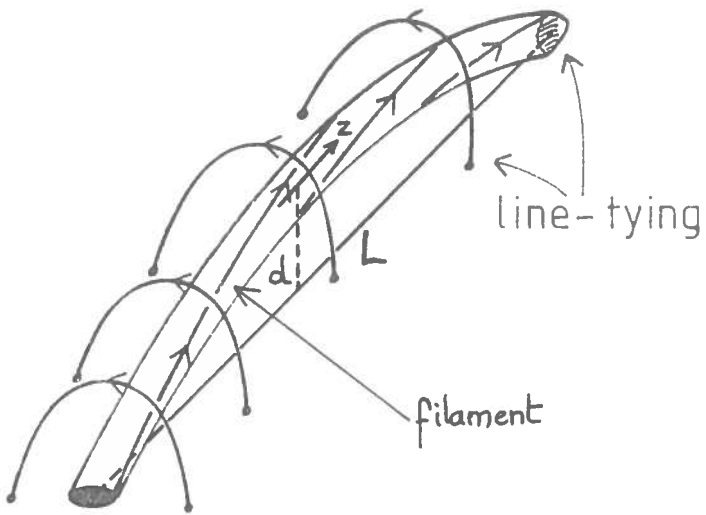


Figure 28

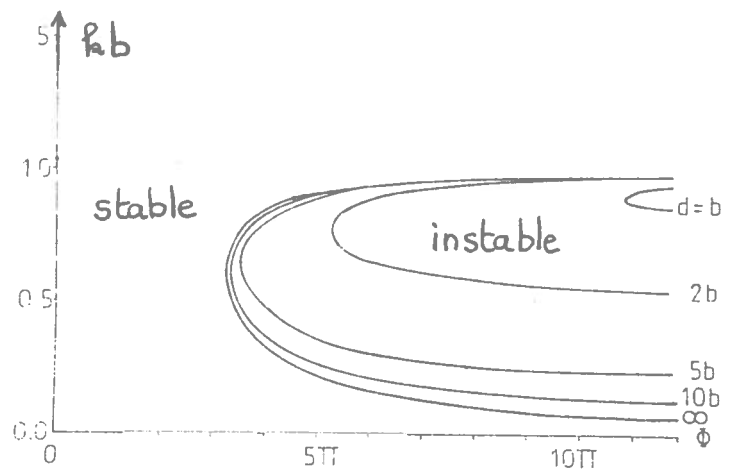
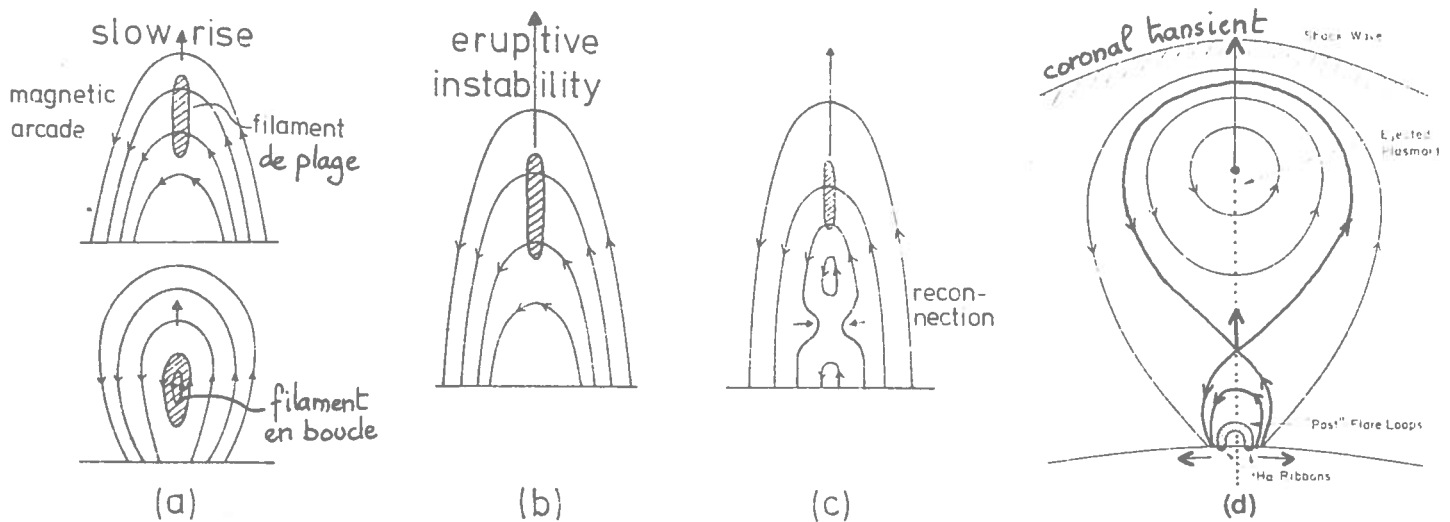


Figure 29

d'une expansion du tube de flux (car la pression ambiante diminue), dont la conséquence est d'augmenter le twist ϕ (si l'intensité I du courant et le flux magnétique Ψ sont conservés le long du tube). L'évolution, à la suite de l'instabilité, peut conduire à une éruption en double filet (fig. 30).



- (a) montée pré-éruptive du filament due à une perturbation
- (b) instabilité ; déclenchement de l'éruption
- (c) reconnection sous le filament
- (d) formation et refroidissement de boucles post éruptives et de 2 rubans brillants en $H\alpha$. Transitoire coronal ("main phase").

Figure 30 - D'après Priest (1982).

4. Bifurcations entre équilibres multiples force-free

Suivant Low (1977), Heyvaerts et al. (1980) ont étudié numériquement les solutions de l'équation de Grad-Shafranoff (en 2 dimensions x, y) :

$$\Delta A + d/dA (B_z^2/2) = 0 \quad (A = \text{potentiel vecteur})$$

en remplaçant le 2ème terme par $\lambda f(A)$, f étant une fonction prescrite et λ un paramètre. Cette procédure revient à fixer le courant débité de la photosphère vers la couronne, ce courant variant avec λ . Elle ne permet pas de simuler l'évolution de la structure magnétique lorsqu'on déplace les pieds des lignes de force, mais elle est mathématiquement plus simple.

Cette équation a été résolue dans le demi plan $y \geq 0$ avec conditions aux limites : $A(x, 0)$ fixé en $y = 0$, conditions flottantes (dérivée normale de A nulle) sur les 3 autres frontières de la boîte.

Faisant varier λ , Heyvaerts et al. ont étudié la possibilité de séries quasi-statiques d'équilibres. Ceci n'est pas toujours possible : ils ont trouvé une valeur critique λ^* (fig. 31) au delà de laquelle la solution, topologiquement fermée, passe brusquement à une géométrie ouverte. Cette bifurcation entre deux équilibres devrait être hautement dynamique : il serait intéressant de pouvoir suivre la solution au delà du point critique. D'autre part, il serait nécessaire de résoudre le problème pour le 1/4 de plan $y \geq 0, x \geq 0$, avec conditions aux limites de Dirichlet sur Ox et Oy (A fixé) pour pouvoir appliquer ce mécanisme important aux disparitions de protubérances.

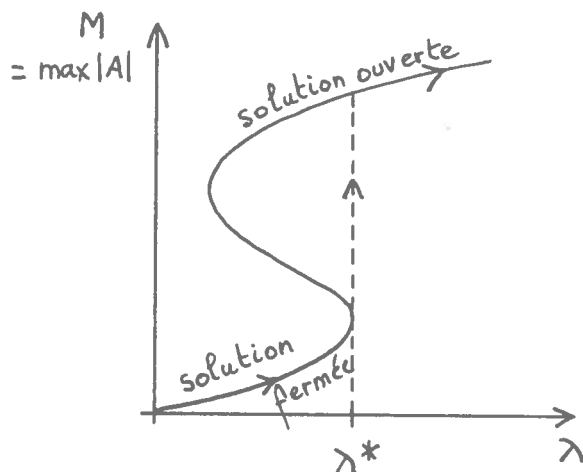


Figure 31

5. Perte d'équilibre thermique

Hood et Priest (1979, 1981b) ont étudié l'équilibre thermique d'une boucle statique :

$$h\rho - \rho^2 Q(T) + \frac{d}{ds} \left(k_0 T^{5/2} \frac{dT}{ds} \right) = 0$$

$$\text{à pression constante } P = \rho k T / m$$

avec les conditions aux limites : $\left\{ \begin{array}{l} T = 2 \cdot 10^6 \text{ K à } s = 0 \\ \frac{dT}{ds} = 0 \text{ à } s=L \text{ (sommet de la boucle).} \end{array} \right.$

La façon dont la température du sommet varie lorsque h ou p^{-1} augmentent est indiquée fig. 32. L'évolution se fait par une série d'équilibres quasi-statiques jusqu'au point critique B où se produit un état de non équilibre : le filament s'échauffe rapidement vers un nouvel état de quasi-équilibre chaud (C).

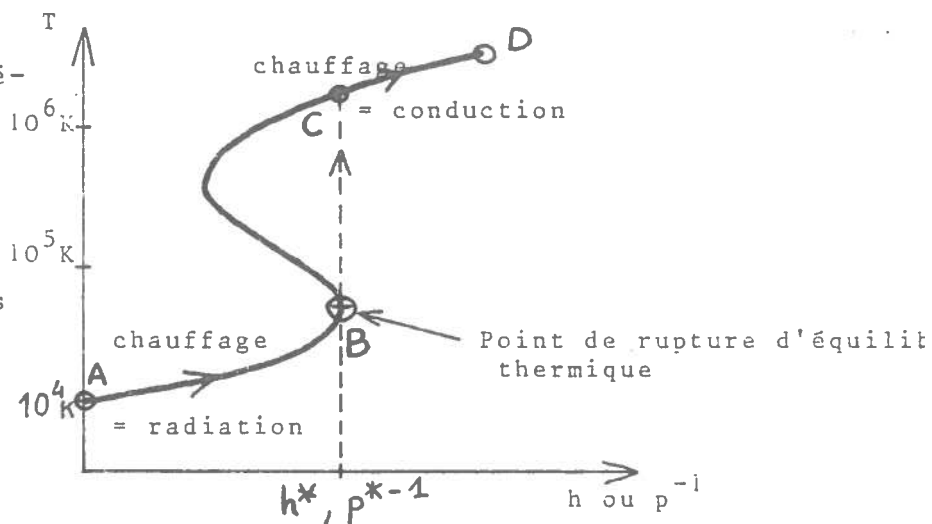


Figure 32

La transition de B à C correspond en fait à une redistribution de l'énergie thermique : entre A et B, le chauffage équilibre le rayonnement ; entre C et D, il compense la conduction. Elle devrait être hautement dynamique : on aimerait voir le mouvement incorporé dans les modèles. Cette transition brutale peut représenter la phase éruptive d'une instabilité thermique de filament : elle n'est atteinte que si $h > h^*$ ou $p < p^*$.

Par contre, la branche A-B peut correspondre à une phase de disparition (en $H\alpha$) d'un filament par chauffage quasi-statique tant que $h < h^*$ ou $p > p^*$ cette évolution est réversible, et le filament peut se refroidir de façon quasi-statique et réapparaître en $H\alpha$.

Malherbe et al. (1983b) ont montré que sa température est donnée par (branche A-B) :

$$T = (\delta/\eta)^{0,156} \times 8200 \text{ K}$$

où $\delta = h/h_c$, $\eta = P/P_c = 1 + 1/\beta$ (h_c , P_c , β étant le taux de chauffage, la pression et le β du plasma coronals).

Ainsi, T augmente si un chauffage par ondes issues d'un site éruptif se produit ($\delta \uparrow$) où si une reconnection du champ se produit ($B_c \downarrow \Rightarrow \beta \downarrow$).

VI - CONCLUSION

Les protubérances solaires sont des structures stables en équilibre magnéto-gravo-thermo-dynamique stationnaire. Elles se forment par instabilité thermique et disparaissent par une instabilité MHD (magnétique ou thermique) spontanée ou déclenchée par la modification des conditions aux limites, ou par émergence de nouveau flux. De rapides progrès ont été effectués ces dernières années grâce à une parfaite collaboration et coordination entre observateurs (de B^* , V_p) et théoriciens (physique atomique et MHD), du Pic du Midi, Meudon et St Andrews (en particulier, J.L. Leroy, V. Bommier, S. Sahal, E. Priest, LA 326). Un tel effort sera poursuivi et intensifié :

- du côté modélisation analytique, nous étudions maintenant avec M. Raadu (Stockholm) les "disparitions brusques". Nous continuons avec E. Priest notre travail sur les modèles d'équilibre. De nombreuses questions ne sont pas encore résolues ("pieds", structure fine) ou méritent d'importants perfectionnements (incorporation de la dynamique aux mécanismes d'instabilité).

- Nous avons mis sur pied avec T. Forbes (Université du New Hampshire) un programme de collaboration dans le domaine des simulations numériques 2D (code SHASTA, ce volume). Beaucoup de problèmes relatifs à la formation des filaments restent à étudier ("tearing gravo-radiatif").

- Du côté observationnel, les DPSM du Pic du Midi (opérationnel depuis peu) et des Canaries (tour solaire allemande, 1985) vont permettre d'étudier la structure fine ($< 0.5''$) du champ des vitesses. Nous attendons aussi beaucoup de THEMIS (1988) pour recueillir des informations à haute résolution ($< 0.5''$) sur le champ magnétique vectoriel des filaments sur le disque (en particulier, leurs énigmatiques "pieds" sont innaccessibles aux mesures de Hanle faites au limbe). Nous espérons aussi une moisson de découvertes grâce à notre programme d'observations coordonnées SMM2-Sol (1984-1985), au cours duquel les filaments seront sondés dans tous les domaines de température (depuis H α aux raies coronales), fournissant ainsi des informations nouvelles sur leur zone de transition. Nous collaborerons sur ces questions avec E. Tandberg-Hanssen et Poland (Équipe UVSP, NASA).

Enfin, il va sans dire que l'intérêt de ces travaux de MHD dépasse largement le cadre des protubérances et s'étend à l'ensemble des plasmas astrophysiques dans des champs magnétiques et de gravitation : équilibre des nuages interstellaires dans les galaxies, des nuages protostellaires, des disques d'accrétion, filamentation dans les restes de supernovae... pour ne citer que ces problèmes.

REMERCIEMENTS

Je voudrais remercier tout particulièrement mes collègues de Meudon et J.L. Leroy (OPMT) pour leurs conseils, ainsi que E. Priest pour les nombreuses discussions que nous avons eues à St Andrews.

REFERENCES.

- Anzer, U. : 1972, Solar Phys., 24, 324
Bommier, V., Sahal, S. : 1979, IAU Coll. n°44, 87
Cargill, P.J., Priest, E.R. : 1982, Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics, 20, 227
Dunn, R.B. : 1960, Ph. D. Thesis, Harvard University
Engvold, O. : 1976, Solar Phys., 49, 283
Furth, H.P., Rutheford, P.H., Selberg, H. : 1973, Phys. Fluids, 16, 10
Heyvaerts, J., Priest, E.R., Rust, D.M. : 1977, Astrophys.J., 216, 123

- Heyvaerts, J., Lasry, J.M., Schatzman, M., Witimsky, G. : 1980, Lecture Notes Math, 782, 160
- Hildner, E. : 1974, Solar Phys., 35, 123
- Hood, A.W., Priest, E.R. : 1979, Astron. Astrophys., 77, 233
- Hood, A.W., Priest, E.R. : 1980, Solar Phys., 66, 113
- Hood, A.W., Priest, E.R. : 1981a, Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics, 17, 297
- Hood, A.W., Priest, E.R. : 1981b, Solar Phys., 73, 289
- Hyder, C.L. : 1966, Z. Astrophys., 63, 78
- Jensen, E., Maltby, P., Orrall, F.Q. : 1979, Physics of Solar Prominences, IAU Coll. n°44
- Kippenhahn, R. Schlüter, A. : 1957, Z. Astrophys., 43, 36
- Kleczek, J., Kuperus, M. : 1969, Solar Phys., 6, 72
- Kuperus, M., Tandberg-Haussen, E. : 1967, Solar Phys., 2, 39
- Kuperus, M., Raadu, M.A. : 1974, Astron. Astrophys., 31, 189
- Leroy, J.L. : 1982, communication privée
- Leroy, J.L., Bommier, V., Sahal, S. : 1983, Solar Phys., 83, 135
- Low, B.C. : 1977, Astrophys. J., 212, 234
- Low, B.C. : 1981, Astrophys. J., 246, 538
- Malherbe, J.M., Schmieder, B., Mein, P. : 1981, Astron. Astrophys. 102, 24
- Malherbe, J.M., Schmieder, B., Ribes, E., Mein, P. : 1983a, Astron. Astrophys., 119, 197
- Malherbe, J.M., Priest, E.R., Forbes, T.G., Heyvaerts, J. : 1983b, Astron. Astrophys., 127, 153
- Malherbe, J.M., Simon, G., Mein, P., Mein, N., Schmieder, B., Vial, J.C. : 1983c, Adv. Space Research, Vol. 2, 11, 53
- Malherbe, J.M., Schmieder, B., Mein, P. : 1983d, Adv. Space Research, Vol. 2, 11, 57
- Malherbe, J.M., Priest, E.R. : 1983, Astron. Astrophys., 123, 80
- Malville, J.M. : 1976, Solar Phys., 50, 79
- Martres, M.J., Mein, P., Schmieder, B., Soru-Escout, I. : 1981, Solar Phys., 69, 301
- Martres, M.J. : 1984, communication privée
- Mein, P. : 1977, Solar Phys., 54, 45
- Milne, A.M., Priest, E.R., Roberts, B. : 1979, Astrophys. J., 232, 304
- Moreton, G.E. : 1960, Astron. J., 65, 494
- Mouradian, Z., Martres, M.J., Soru-Escout, I. : 1980, Japan-France seminar on Solar Phys., 195
- Muskelishvili, N.I. : 1953, Singular integral equations, Noordhoff ed., Groningen - Holland.

- Nakagawa, Y., Malville, J.M. : 1969, Solar Phys., 9, 102
- Pickel'ner, S.B. : 1971, Solar Phys., 17, 44
- Pneumann, J.W. : 1983a, Solar Phys., sous presse
- Pneumann, J.W. : 1983b, Astrophys. J., 265, 468
- Priest, E.R., Smith, E.A. : 1979, Solar Phys., 64, 267
- Priest, E.R. : 1981a, 3rd European Solar Meeting, 203, Oxford, Jordan ed.
- Priest, E.R. : 1981b, Solar Flare Magnetohydrodynamics, Gordon and Breach, London, England
- Priest, E.R. : 1982, Solar Magnetohydrodynamics, Reidel ed., Dordrecht, Holland,
- Raadu, M.A. : 1979, IAU Coll. n°44, 167
- Raadu, M.A., Kuperus, M. : 1973, Solar Phys., 28, 77
- Ribes, E., Unno, W. : 1980, Astron. Astrophys., 91, 129
- Schmieder, B., Malherbe, J.M., Mein, P., Tandberg-Hanssen, E. : 1984a, Astron. Astrophys., sous presse
- Schmieder, B., Ribes, E., Mein, P., Malherbe, J.M. : 1984b, EPS Study Conference, Catania, sous presse
- Schmieder, B., Raadu, M.A., Malherbe, J.M. : 1984c, soumis à Astron. Astrophys.
- Simon, G., Mein, N., Mein, P. : 1984, soumis à Solar Phys.
- Smith, E.A., Priest, E.R. : 1977, Solar Phys., 53, 25
- Tandberg-Hanssen, E. : 1974, Solar Prominences, Reidel ed., Dordrecht, Holland
- Turner, R. : 1970, Phys. Fluids, Vol. 13, 9, 2398
- Uchida, Y. : 1980, Japan France Seminar on Solar Phys., 169
- Van Tend, W., Kuperus, M. : 1978, Solar Phys., 59, 115.

