

VIENTOS MHD EN ESTRELLAS TEMPRANAS

N.ROTSTEIN, A.COSTA, M.V.CANULLO, C.FERRO FONTAN
(IAFE, CONICET)

ABSTRACT: as a part of a modeling plan for early type stars winds which considers its dynamic structure, thermal flux and the system's stability, we present in this paper the basic concepts of the origin of the problem as well as some preliminary results of the MHD winds.

RESUMEN: como parte de un programa de modelado de los vientos de estrellas tempranas que compatibiliza su estructura dinámica, su flujo térmico y la estabilidad del sistema, presentamos los conceptos básicos del origen del problema y algunos resultados preliminares sobre la parte MHD de los vientos.

DESARROLLO: en el estudio de los vientos estelares es usual realizar algún tipo de aproximación matemática que permita resolver, en ese caso particular, las complicadas ecuaciones que gobiernan el flujo; dichas aproximaciones, en general, están reñidas con la Física del problema que les dio origen. En adición, poca o ninguna atención se ha prestado hasta el presente a los problemas de transporte de calor y estabilidad del plasma que constituye el viento de la estrella.

Es sabido que los plasmas espaciales de origen térmico se crean en una región dominada por las colisiones, de modo que su distribución de velocidades es muy próxima a una Maxwelliana; este plasma suministra iones y electrones a las regiones de baja densidad donde los procesos dominantes son no colisionales. En consecuencia, la función de distribución del espacio de fases puede desviarse significativamente de la original (tal el caso de los vientos estelares) y el tensor de presiones puede devenir anisótropo, introduciendo de esta forma no solo sustanciales modificaciones en el transporte de calor sino que además agrega posibles inestabilidades al sistema.

También es conocido el hecho que los vientos coliman hacia el polo (Sakurai, 1985; Heyvaerts y Norman, 1989) debido, esencialmente, a las fuerzas originadas por la componente azimutal del campo magnético. La deflexión de las líneas va a provocar, en primer lugar, el rompimiento de la simetría esférica; por otro lado, el confinamiento magnético de columnas de plasma de alta densidad puede dar origen al desarrollo de inestabilidades.

Por estos motivos, estudiar "estrellas planas" (esto es, resolver las ecuaciones en el ecuador sin considerar fuerzas laterales), estrellas con campos magnéticos y simetría esférica, o aplicar modelos sin rotación a estrellas vistas de polo (olvidando que no es lo mismo un plasma con rotación nula que un plasma confinado por una rotación que, por supuesto, es nula en el polo) constituye una aproximación muy cruda al problema real.

En lo que sigue habremos de mostrar algunas de las diferencias cualitativas que surgen cuando se modifican las estructuras magnéticas y/o dinámicas del viento. Las ecuaciones a resolver son las de la MHD clásica (cfr, por ejemplo, Tsinganos 1982) sin incluir presión de radiación. En todos los casos graficamos el número de Mach-Alfvén vs. la distancia al centro de la estrella en unidades de radio estelar suponiendo, para fijar ideas, que las superficies alfvénicas son esféricamente simétricas.

El gráfico 1 muestra la solución de Low y Tsinganos (1986) con un campo magnético de la forma $\vec{B} = \frac{a}{r^2} \cos\theta \hat{e}_r$ (campo radial) y densidad esféricamente simétrica (línea llena) conjuntamente con la solución para el mismo campo pero con una pequeña perturbación en la esfericidad que acumula material en el ecuador. Obsérvese que, en tanto en el primer caso el viento debe iniciarse superalfvénico, en el segundo caso (línea punteada) puede iniciarse subalfvénico.

En la figura 2 se muestran los efectos de una perturbación en la velocidad fotosférica: ahora el material abandona la estrella con una componente v_θ (además de v_r) que provoca la deflexión hacia el polo de las líneas de campo magnético (una expresión adecuada para estos campos es $B_r = \frac{2k}{r^{2-q}} \cos\theta \hat{e}_r$; $B_\theta = \frac{k}{r^{2-q}} \sin\theta \hat{e}_\theta$ donde $k = cte, 0 < q < 2$). Las soluciones son, sin embargo, inestables en el sentido de Liapunov; la línea llena muestra la solución en el caso $q=1/2$ con densidad esféricamente simétrica. En esta situación la velocidad radial del viento a $10^6 R_*$ duplica su valor inicial (nótese que en el caso de la figura 2 la velocidad es decreciente). La línea punteada muestra el caso marginal $q=2$ cuando la densidad no es esféricamente simétrica.

En la figura 3 mostramos los efectos estabilizadores de la rotación. Para la situación de la figura 2, la línea punteada muestra una solución que se ha desestabilizado (el viento no se desarrolla) en tanto la línea llena muestra la misma situación pero con una rotación de 300 km/seg (el punto de Mach-Alfvén se halla a $1,1 R_*$)

REFERENCIAS

- Heyvaerts, J; Norman, C; 1989: Ap.J,347,1055
- Low, B.C; Tsinganos, K; 1986: Ap.J,302,163
- Sakurai, T; 1985: Astron.Astrophys,152,121
- Tsinganos, K; 1982: Ap.J,252,775

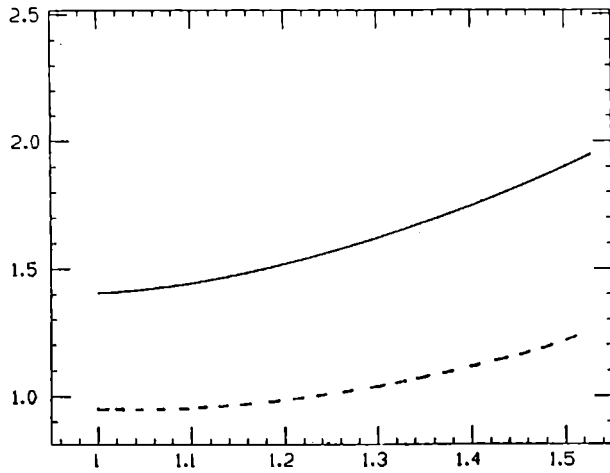


Fig 1

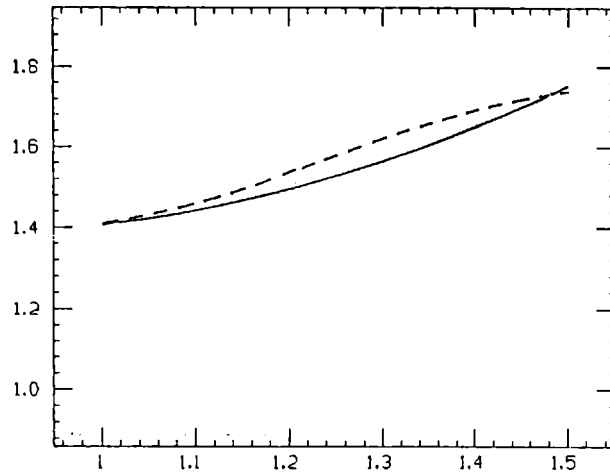


Fig 2

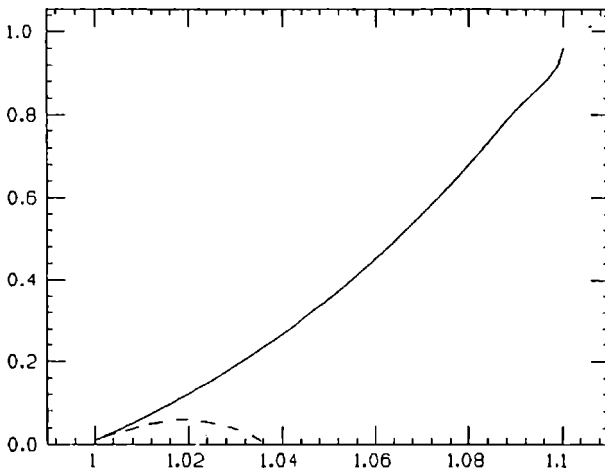


Fig 3