

UNIVERSITE DE LIEGE  
FACULTE DES SCIENCES  
INSTITUT D'ASTROPHYSIQUE

**Etude spectrographique de l'étoile A0e  
particulière HD 190073  
et interprétation de la structure  
complexe des raies H et K de Ca II**

**Jean Surdej**

Mémoire présenté pour  
l'obtention du titre de  
licencié en sciences physiques

Année académique 1974-1975

"Les étoiles sont belles, à cause d'une fleur que  
l'on ne voit pas..."

Le petit Prince.

## TABLE DES MATIERES

	Page
INTRODUCTION	
CHAPITRE I : Généralités sur l'étoile HD 190073	1
CHAPITRE II : Le spectre de l'étoile HD 190073 dans la région spectrale $\lambda\lambda$ 3700-4900 Å	
A. Analyse du spectre	7
B. Principaux multiplets dont les raies les plus intenses sont présentes en E-A-E	25
C. Les raies d'hydrogène (série de Balmer)	31
CHAPITRE III: Les raies H et K de Ca II dans l'étoile HD 190073	
A. Généralités	33
B. Mesures de vitesse radiale des dif- férentes composantes présentes dans les raies H et K de Ca II	37
C. Conclusions	56
CHAPITRE IV : Etude de la formation des composantes discrètes dans les raies H et K du spec- tre de HD 190073	
A. Tracé en intensité du profil des ré- gions H et K	57
B. Généralités	59

	C. Théorie relative à la formation des composantes dans les raies H et K	62
	D. Conclusions	70
CHAPITRE V :	Etoiles présentant des composantes dis- crètes en absorption dans certaines raies, des profils de type P Cygni pour les raies d'hydrogène et un excès I-R	
	A. Description générale	72
	B. Commentaires	74
	C. Conclusions	76
ANNEXE :	A. Technique employée pour les mesures de longueurs d'onde	I
	B. Numérotation et caractéristiques des spectres relatifs aux étoiles consi- dérées dans le travail	III
	C. Références	VII
	D. Remerciements	

## INTRODUCTION

L'étoile HD 190073, de type spectral A0e, est remarquable par la présence dans son spectre de certaines raies variables et complexes (H et K, H $\gamma$ , H $\delta$ , ...). Pendant plus de 30 ans, l'aspect général des raies H et K qui montrent deux composantes en absorption déplacées vers les courtes longueurs d'onde est resté fort semblable. Le chapitre I traite des généralités et des caractéristiques relatives à l'étoile HD 190073.

Parmi les nombreuses raies que nous avons identifiées dans le spectre de HD 190073 pour la région spectrale  $\lambda\lambda 3700-4900 \text{ \AA}$ , certaines montrent des profils de type P Cygni, d'autres, des émissions notables creusées centralement par une fine absorption, ... Aucune corrélation n'apparaît cependant entre les intensités, les déplacements des ailes en émission et les potentiels d'excitation de ces raies. Une brève description de la variation du profil des raies d'hydrogène au cours du temps est aussi entamée dans ce second chapitre.

Scargle a proposé un modèle (pure-scattering) pour expliquer l'éjection d'atomes de Ca<sup>+</sup> hors de l'atmosphère de l'étoile HD 190073 dans lequel il prétend rendre compte d'un rapport 2:1 observé entre les vitesses radiales de certaines composantes des raies H et K. Dans les mesures que nous avons effectuées pour plus de 24 spectres en ce qui concerne les déplacements des différentes composantes des raies H et K, ce rapport 2:1 n'est pas significatif. En conclusion de ce chapitre III, il apparaît que le problème de la formation des composantes dans les raies H et K repose entièrement sur la compréhension de la formation et des variations des raies complexes de l'hydrogène (Balmer).

Nous proposons dans le chapitre IV un modèle physique "pure-absorption" basé sur l'effet sélectif des forces radiatives permettant d'expliquer la formation de composantes en absorption déplacées vers les courtes longueurs d'onde pour des raies telles que H et K de Ca II, H (Balmer), He  $\lambda 3888$ , ... L'application numérique en ce qui concerne l'étoile HD 190073 donne des résultats en bon accord avec les observations.

Le modèle proposé s'applique aussi très bien à d'autres étoiles (XX Ophiuchi, U Monocerotis, ...). De plus, il apparaît pour toutes ces étoiles une corrélation entre l'excès I-R observé et la présence d'éjection de matière. Ces éjections semblent donc être à l'origine d'enveloppes circumstellaires dans lesquelles une formation rapide de grains permet de rendre compte de l'excès I-R. Ces remarques font l'objet du dernier chapitre (ch. V).

Nous présentons en annexe la technique employée dans ce travail pour les mesures de longueurs d'onde.

## Chapitre I.-

### Généralités sur l'étoile HD 190073.

Le 6 juillet 1927, Merrill découvre au Mont Wilson sur une plaque prise au prisme objectif (petit réfracteur de 10 pouces), une raie brillante H $\alpha$  en émission dans le spectre de HD 190073. Il s'agit d'une étoile "early-type" dont la température de surface est de l'ordre de 10.000°K.

Son spectre comprend donc un fond continu dû au rayonnement émis par la photosphère analogue en première approximation à celui d'un corps noir ayant cette température.

L'année suivante, Merrill identifie sur un spectre à dispersion moyenne quelques raies en absorption dues aux couches renversantes entourant l'étoile, quelques raies brillantes de fer ionisé, ainsi que des raies centrales en émission présentes dans H $\beta$  et H $\gamma$  en absorption. La raie MgII $\lambda$ 4481 apparaît en absorption bien tranchée sur le spectre et sans émission apparente.

Les raies de He sont ou bien très faibles ou bien absentes ( $\lambda$  4471, 3965). En 1928, sur cette base d'informations, le type spectral de HD 190073 fut donc estimé comme étant typiquement AOe. Cependant quelques traits exceptionnels rangent HD 190073 en dehors des étoiles caractéristiques du type AOe. En effet, les raies D<sub>1</sub> et D<sub>2</sub> du sodium apparaissent intenses en émission comme celles caractéristiques des Novae (1), les raies H et K de CaII présentent quant à elles un profil à la fois complexe et variable en absorption. C'est donc une étoile à spectre variable mais jamais aucune période n'a été décelée.

On peut conclure que le type spectral de HD 190073 est "AOep" (p : particulier).

Nous verrons dans l'analyse spectrale que certaines raies de H, Na, CaII, FeI, FeII, TiII, ... apparaissent en émission : HD 190073 appartient donc à cette petite fraction de 1% des étoiles "early-type" A, à raies d'émission.

(1) Dans la plupart des étoiles "early-type" à raies d'émission, les atomes de Na dans les couches situées au-dessus de la photosphère sont entièrement ionisés et il y a donc trop peu d'atomes dans l'état neutre pour produire des raies D observables.

Dans la littérature, on peut rencontrer l'étoile HD 190073 sous d'autres références. Notamment celles du catalogue "Bonner Durchmusterung" : BD + 5°4393 ou encore celles du catalogue "Mont Wilson Catalog" : MWC 325.

Les coordonnées équatoriales de l'étoile sont pour l'année 1950 :

$\alpha$  : 20h 00'. 57

$\delta$  : +5° 35'. 8

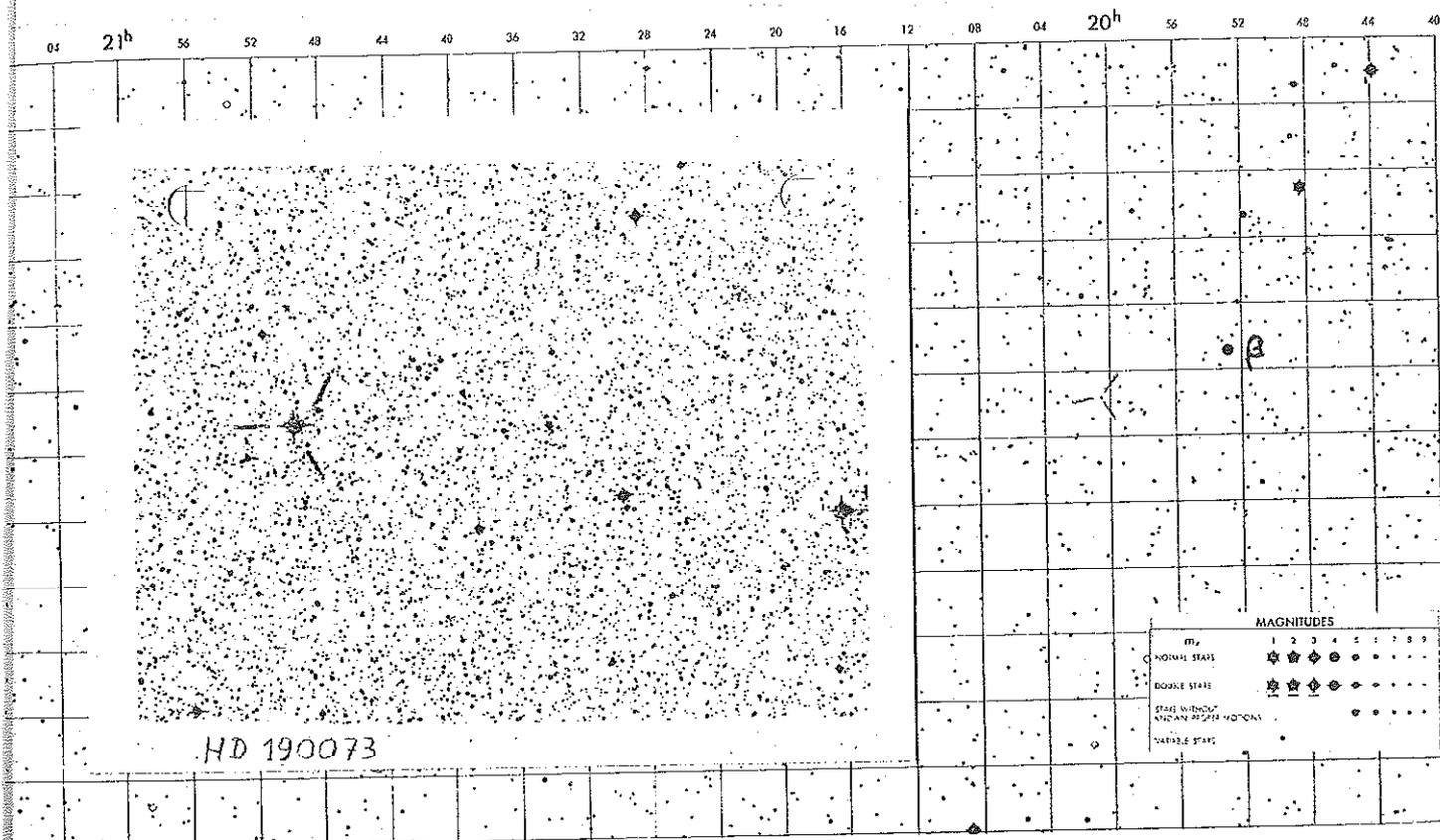


Fig. 1 : L'étoile HD 190073 est repérée par les 3 traits, à quelques 2° de l'étoile  $\beta$  dans la constellation de l'aigle. Le champ de gauche est tiré d'une photo prise avec le grand Schmidt du Mont Palomar, le champ sous-jacent est tiré d'une carte de l'atlas S.A.O.

Les magnitudes apparente visuelle et photographique sont les mêmes et valent :

$m_v$  : 7.9

$m_{ph}$  : 7.9

A la précision de 1/10<sup>ème</sup> de magnitude, la magnitude de l'étoile n'a pas varié depuis sa découverte (Merrill 1933a, Van Genderen 1971).

Cependant à la précision de 1/100ème de magnitude, des données photométriques pour cette étoile ont révélé des fluctuations de brillance (Van Genderen 1971). Aucune période n'a été mise en évidence de façon certaine.

La vitesse radiale de l'étoile calculée sur la base des raies de FeII, TiII, ScII, MgII, et CaII est nulle aux erreurs de mesures près (Merrill 1933a, 1951a, Swings et Struve 1940, Struve 1942, Wilson 1963).

Vu le non déplacement des raies en général au cours du temps, si l'étoile possédait un compagnon, la trajectoire de celui-ci serait dans un plan perpendiculaire à la ligne de visée. D'après l'intensité des raies interstellaires, la distance de HD 190073 a été évaluée par Beals (Beals 1940). Il trouve

	$d = 280$ parsecs	
Il calcule la magnitude absolue		$M = 0.7$
la température de surface		$T = 11.000^{\circ}\text{K}$
le diamètre		$D = 2.1 D_{\odot}$ (1)
la masse		$M = 3.2 M_{\odot}$

La classe de luminosité a été évaluée comme étant intermédiaire entre IV et V (Slettebak 1966).

HD 190073 appartient donc au petit groupe d'étoiles de la séquence principale qui possèdent des enveloppes responsables des absorptions et des émissions.

En ce qui concerne la vitesse de rotation de l'étoile, les mesures de largeur de raies ne permettent pas de lui en assigner une. En outre, une discussion de l'élargissement des raies dû à la rotation dans le spectre des étoiles de type A tend à confirmer l'idée que des champs magnétiques très cohérents sont une propriété de toutes les étoiles qui tournent vite. (Babcock 1958). Mais ces champs ne sont observables que dans la petite proportion d'étoiles qu'on observe pole-on (c'est-à-dire l'axe de rotation parallèle à l'axe de visée). Pour HD 190073, le champ magnétique mesuré a la faible valeur de 120 Gauss (élargissement des raies de  $0.2 \text{ \AA}$ ). Vu le caractère aigu et bien escarpé en général des raies métalliques, on peut prétendre que :

- ou bien l'axe de rotation de l'étoile est observé pole-on et offrant ainsi une position optimale pour la détection du champ magnétique, l'étoile doit posséder une vitesse de rotation très petite.

- ou bien si l'axe n'est pas observé pole-on, on peut affirmer que la vitesse de rotation de l'étoile est petite vu le faible élargissement des raies métalliques.

En conclusion, si HD 190073 possède une vitesse de rotation, celle-ci doit être négligeable.

(1)  $\odot$  : relatif au soleil.

Une forte corrélation entre étoiles possédant des raies d'émission de faible excitation, spécialement celles de FeII et un excès I-R a été utilisé pour prédire les excès I-R de 30 étoiles dont les raies d'émission étaient connues (Geisel 1970). Parmi celles-ci se trouvaient HD 190073 et un grand nombre d'étoiles Bep. Cette corrélation a donné des résultats pour 85% d'étoiles de l'échantillon et donc il semble exister une cause physique. L'excès I-R observé pour HD 190073 est trop élevé pour être interprété en termes de "free-free" radiation et il a été suggéré (Geisel 1970, Allen 1973) que des enveloppes circumstellaires dans lesquelles une formation rapide de grains est en action permettent de rendre compte de ce phénomène. L'excès de couleur K-N pour cette étoile est supérieur à 0.5 magnitude.

$$[K(2.2\mu) - N(0.2\mu)]_{HD\ 190073} - [K - N]_{AO} > 0.5 \text{ magnitude}$$

La température de l'enveloppe a été calculée sur la base de la distribution d'énergie de l'objet dans l'I-R (Allen 1973) et vaut  
 T shell : 1080°K

Nous avons recherché des étoiles présentant un excès I-R et pour lesquelles les raies FeII; [FeII] ... en émission étaient absentes. Il est apparu que chaque étoile présentait des raies complexes en absorption pour certains éléments (CaII H et K, He  $\lambda$  3888, ...) trahissant des éjections à grandes vitesses de ces atomes. Ce résultat a été obtenu pour une dizaine d'étoiles, les seules dont nous disposions de spectres.

De plus ces étoiles présentent des raies en émission pour H $\alpha$ , H $\beta$ , H $\gamma$ , ... et une corrélation frappante est apparue entre la présence de celles-ci et les profils complexes de raies en absorption cités plus haut.

Parmi les spectres d'étoiles Be qu'il nous restait, c'est-à-dire ceux sans excès I-R, aucune raie d'absorption témoignant l'éjection d'atomes n'est détectable.

Ces considérations font l'objet d'un chapitre ultérieur. Notons que HD 190073 ne semble pas présenter d'émission OH radio souvent présente dans les étoiles à excès I-R (Wilson et Barrett 1972).

Certaines raies d'absorption de résonance sont fortement déplacées vers les courtes longueurs d'onde dans quelques quasars, galaxies de Seyfert et autres étoiles (Scargle 1970, 1971, 1973) Scargle remarque une certaine analogie avec les raies H et K de CaII pour l'étoile HD 190073 qui présentent, de façon très générale, deux composantes en absorption dont les déplacements vers les courtes longueurs d'onde sont de l'ordre de 180km/sec. (H<sub>2</sub>, K<sub>2</sub>) et 320 km/sec. (H<sub>3</sub>, K<sub>3</sub>) (voir la figure 2 ci-dessous). Scargle propose un modèle basé sur le "pure-scattering" (diffusion pure) permettant de rendre compte des vitesses des composantes observées (Scargle 1973).

Il prétend aussi expliquer un rapport 2 : 1 présent entre les vitesses de déplacement pour certaines composantes des raies H et K. (échantillon de 10 spectres).

Sur la base d'un ensemble de spectres pris depuis 1943 à nos jours (échantillon de 24 spectres mesurés), il apparaît que ce rapport ne peut être qu'une valeur statistique pour certaines composantes, affectée d'un écart quadratique moyen supérieur à la précision que Scargle avance.

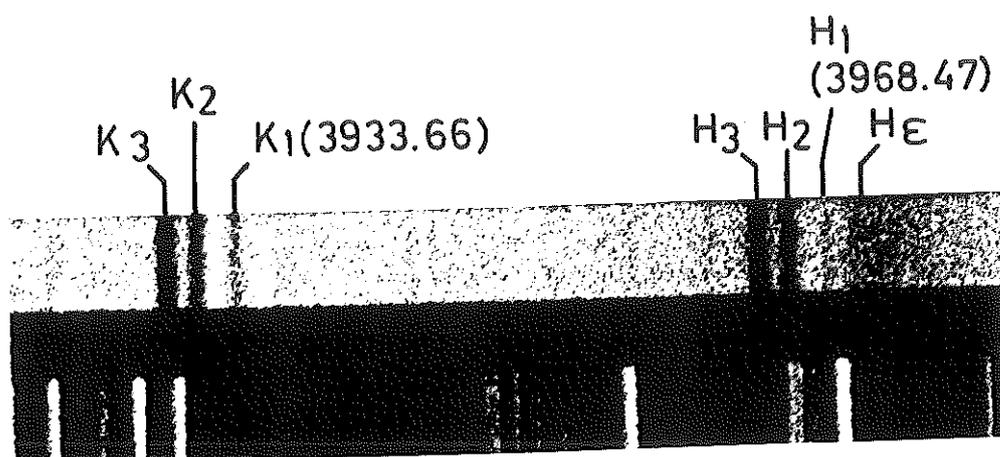


Fig. 2.- Profil complexe pour les raies H et K de CaII dans le spectre de HD 190073. En 1970 (cliché supérieur, SP.19 (1) en plus des raies non déplacées H<sub>1</sub>, K<sub>1</sub> apparaissent deux fortes absorptions H<sub>2</sub>, K<sub>2</sub> et H<sub>3</sub>, K<sub>3</sub>. En 1974 (cliché inférieur SP.30) certaines composantes intermédiaires apparaissent entre H<sub>2</sub> - H<sub>3</sub>, K<sub>2</sub> - K<sub>3</sub>.

(1) SP.19 désigne le spectre n°19 de notre échantillon. Leurs caractéristiques sont reprises en annexe.

Nous proposons un modèle basé sur le "Scattering-resonance" (absorption suivie d'une réémission à la même longueur d'onde) qui rend compte du phénomène physique donnant lieu aux absorptions observées.

Celui-ci se base sur l'effet sélectif de forces radiatives entrant en jeu avec la gravitation et directement lié au type de profil présent dans la raie H $\alpha$  d'hydrogène (absorption + émission).

Ce type de profil, bien que perturbé par la raie H de CaII avait été signalé déjà bien auparavant (Struve et Swings 1942).

L'effet de ces forces radiatives a été discuté par Milne et d'autres physiciens (Milne 1924, 1925, 1926 ; Kato Sur 1926 ; Johnson 1925, 1926) pour expliquer la formation des proéminences éruptives de Ca+ observées dans le soleil.

D'autres étoiles semblent sujettes au même phénomène, et il est remarquable de constater que AG Pegasi, (Merrill 1951 b, d, ) Z Andromedae (Swings et Struve 1941 ) etc... présentent une raie complexe He  $\lambda$  3888 en absorption perturbée par la raie H $\beta$  de l'hydrogène (absorption + émission).

Chapitre II.-Le spectre de l'étoile HD 190073 dans la région spectrale  $\lambda\lambda$  3700-4900 $\text{\AA}$ 

A) Analyse du spectre : Le spectre de l'étoile HD 190073 a été étudié dans son ensemble surtout vers les années 1940 (Merrill 1933a, Swings et Struve 1940, Struve 1942, Struve et Swings 1942). Les raies couvrant la région spectrale  $\lambda\lambda$  3700-4900 ont été identifiées principalement par Beals (Beals & Burland 1949). A cette époque, Beals devait utiliser au Dominion Observatory un système dispersif à double prisme pour obtenir des spectres à grande dispersion (1). Les temps de pose requis pour obtenir de tels spectres de HD 190073 dépassaient largement les vingt heures et devaient donc s'échelonner sur plusieurs nuits d'observation. Un télescope plus rapide couplé avec un système dispersif à réseau permet d'obtenir de bien meilleurs résultats. Sur l'ensemble des spectres pris avec un tel instrument, et mis à notre disposition par la clichotèque du Mont Wilson Observatory, nous en avons choisi un montrant la région spectrale  $\lambda\lambda$  3700-4900 bien exposée à grande dispersion. L'excellente qualité de ce spectre pris par P.W Merrill (SP.14), nous a permis d'identifier un nombre de raies complétant de façon considérable la liste publiée jusqu'ici. Ces identifications sont reprises dans la table 1. Le spectre de HD 190073 (2) est composé principalement d'un continuum de type A0 et d'un grand nombre de raies (plus de 450), surtout présentes en absorption (voir Fig.3). Parmi celles-ci 165 sont des raies de FeI, et 65 de FeII. Nous pouvons faire ici une première analogie avec l'étoile XX Ophiuchi, (Merrill 1951c), qui présente dans la région spectrale  $\lambda\lambda$  3670-6560 près de 600 raies, probablement le plus grand nombre jamais mesuré dans un spectre stellaire, et dont la majorité sont des raies de Fe. XX Ophiuchi est d'ailleurs aussi connue sous le vocable "Etoile de fer".

(1) Dans tout ce qui suit on entend par grande dispersion, une dispersion de l'ordre de 10  $\text{\AA}/\text{mm}$ .

(2) Dans tout ce qui suit, nos considérations sont relatives à la région spectrale  $\lambda\lambda$  3700-4900  $\text{\AA}$ .

Les caractéristiques principales du spectre de HD 190073 sont les structures complexes et variables de raies de CaII (H et K) et de H (raies de Balmer) auxquelles nous reviendrons plus loin. En plus des raies de CaII, H, FeI, FeII, nous trouvons aussi celles de CaI, AlI, CeII, AlI, OI, CoI, MnI, SrII, BaII, ZrII, TiI, TiII, CrI, CrII, VI, VII, MgI, MgII, ScI, ScII, NiI, NiII, SiI, SiII, SiIII.

Aucune raie interdite n'apparaît dans cette région spectrale. (Voir Fig. 3).

Le rang des intensités des raies en absorption à l'intérieur même des multiplets et d'un multiplet à l'autre est parfois très différent de celui observé au laboratoire. Beaucoup de raies en absorption, non déplacées, spécialement celles de FeII (1) (M : 27, 37, 38), FeI (M : 20, 43), CrII (M:44), AlI (M:1), ScII (M:7), CaI (M:2), SrII (M:1), Ti II (M : 19, 31, 39, 41, 50, ) ont des ailes en émission d'assez grande ou moindre intensité. (voir Fig. 4 a, b, c, d).

Aucune corrélation entre le potentiel d'excitation, l'intensité de ces raies et le déplacement des ailes en émission, présente dans certaines étoiles particulières (Beals 1940), n'est apparente pour HD 190073. (voir table 2).

Il ne semble donc pas y avoir une stratification en couches pour ces différents éléments d'origine probablement chromosphérique.

Outre la variabilité d'un spectre à l'autre des raies de CaII (H et K), et des raies de H (Balmer), une des plus frappantes est celle de la raie FeII  $\lambda$  4924. Son profil est parfois du type P Cygni (cf. Swings & Struve 1940), parfois seulement présent en émission intense. (voir fig. 4).

Les raies Mg II  $\lambda$  4481, Si II  $\lambda$  4128, 4131 montrent des absorptions non déplacées et semblent bien laisser absente la présence d'une rotation de HD 190073 caractéristique des étoiles B.e.

Le spectre de HD 190073 présente une grande analogie avec celui de l'étoile  $\alpha$  Cygni.

A chaque raie forte présente en absorption dans  $\alpha$  Cygni, on trouve une raie correspondante dans le spectre de HD 190073 qui est soit présente en émission si elle est située en-dessous de la limite de la série de Balmer, soit en absorption dans l'autre cas. (Struve 1942, 1947).

En conséquence, la source d'excitation apparaît de façon très semblable dans chacune de ces deux étoiles.

(1) M suivi de chiffres désigne le numéro du multiplet.

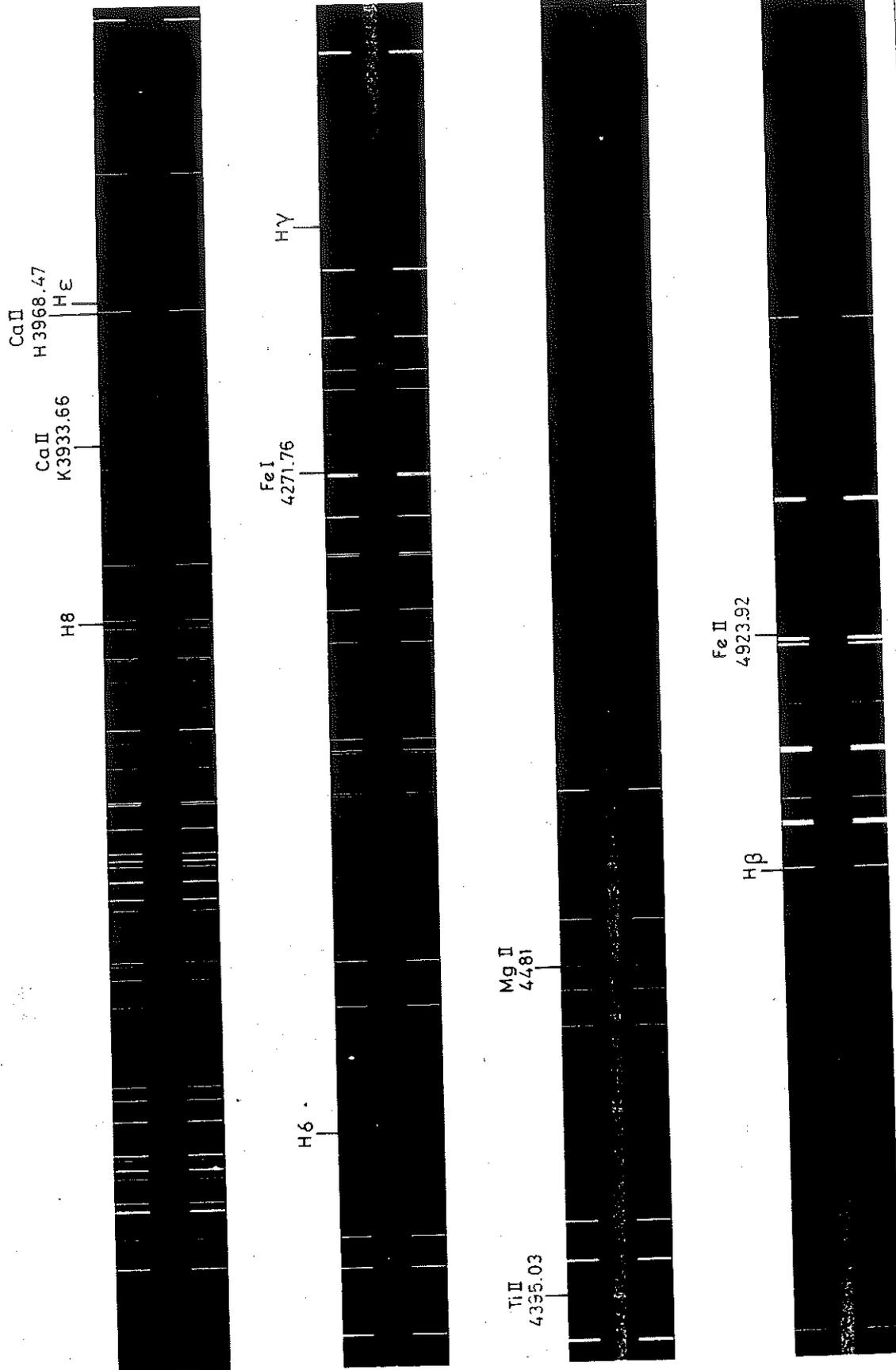


Fig. 3.- Spectre de l'étoile HD 190073 ( $\lambda$  3700-4900 $\text{\AA}$  - SP. 19 )

Table 1 : Le spectre de HD 190073 dans la région spectrale  
( $\lambda\lambda$  3700 - 4900).

Elément	Ion.	Mult.	Int.	$\lambda$	E/A
H 18	I	3		3691.56	(18)
H 17	I	3		3697.15	(17)
H 16	I	3		3703.86	(16)
Fe	I	5	20	3707.82	A
Fe	I	21	75 R	3709.24	A
H 15	I	3		3711.97	(15)
Fe	I	124	4	3715.91	A
Ti	II	13	15	3721.63	A
H 14	I	3		3721.94	(14)
H 13	I	3		3734.37	(13)
Fe	I	5	150 R	3737.13	A
Cr	II	20	25	3738.28	A
Ti	II	72	50	3741.63	E-A-E?
Fe	I	387	4	3742.62	A
Fe	I	21	20	3743.36	A
Fe	I	806	6	3743.46	A
Fe	I	385	4	3744.11	A
Fe	I	5	100 R	3745.56	A
Fe	I	5	40 R	3745.90	A
H 12	I	2		3750.15	(12)
Cr	II	20	20	3754.59	A
Fe	I	949	0	3754.89	A
Cr	II	20	2	3755.13	A
Ti	II	72	30	3757.68	A
Fe	I	21	150 R	3758.23	A
Ti	II	13	200	3759.29	E-A-E?
Fe	I	177	8	3760.05	A
Ti	II	13	200	3761.32	E-A-E
Fe	I	227	1	3761.41	E-A-E
Fe	II	192	5	3762.89	A
Fe	II	29	Fe	3764.09	A
Fe	I	608	20	3765.54	A
Cr	II	20	8	3765.62	A
H 11	I	2		3770.63	(11)
Ti	I	16	1 m	3774.33	A

Elément	Ion.	Mult.	Int.	$\lambda$ .	E/A
Ti	II	72	6	3776.06	A
V	I	69	4	3779.64	A
Fe	II	130	1	3781.50	A
Fe	II	14	4	3783.35	A
Ti	II	12	?	3786.33	A
Fe	I	21	50	3787.88	A
Ti	I	16	2	3788.80	A
H <sub>10</sub>	I	2		3797.90	(10)
Fe	I	608	12	3805.34	A
V	I	68	8	3806.79	A
Fe	II	153	?	3806.82	A
Cr	I	214	10	3806.82	A
Cr	I	214	12	3812.25	A
Ti	II	12	2	3813.39	A
Fe	II	153	4	3814.12	A
Ti	II	12	4	3814.58	A
Cr	I	214	12	3814.62	A
Fe	I	45	100 R	3815.84	A
Fe	I	20	250 R	3820.42	A
Fe	I	608	10	3821.18	A
Fe	II	14	?	3821.92	A
Fe	I	4	50 R	3824.44	A
Fe	II	29	4	3824.91	A
Fe	I	20	200 R	3825.88	A
Fe	I	153	4	3827.07	A
Fe	I	45	75 R	3827.82	A
Mg	I	3	40	3829.35	A-E?
Fe	I	366	1	3829.45	A
Mg	I	3	80 R	3832.30	E-A-E
H <sub>9</sub>	I	2		3835.39	(9)
Fe	I	20	80 R	3840.43	A
Fe	I	45	80 R	3841.05	A
Sc	II	17	?	3843.16	A
Fe	I	528	8	3843.25	A
Fe	I	124	(5)	3845.17	A

Elément	Ion.	Mult.	Int.	$\lambda$ .	E/A
Fe	I	664	8	3846.80	A
Fe	I	224	0	3848.29	A
Ni	II	11	2	3849.58	A
Fe	I	20	40	3849.96	A
				3851.06	A
Si	II	1	3	3853.65	A
Si	II	1	8	3856.02	A
A	II	55	1	3856.16	A
Fe	I	4	50R	3856.37	A
Ni	I	32	40R	3858.30	A
Mg	I	21	(1)	3859.24	A
Fe	I	4	300R	3859.91	E-A-E
Si	II	1	6	3862.59	E-A-E ?
Fe	I	280	2	3863.74	A
Fe	II	127	1	3863.95	A
Fe	I	20	30	3865.52	E-A ?
Cu	II	167	75	3865.59	E-A ?
Fe	I	488	7	3867.22	A
A	II	80	0	3869.61	A
Fe	I	20	60	3872.50	A
				3874.02	A
Fe	I	20	60	3878.02	A
Fe	I	4	100R	3878.57	A
Ti	II	34	?	3882.28	A
H <sub>8</sub>	I	2		3889.05	( <sup>8</sup> )
Mg	I	47	(3)	3893.37	A
Fe	I	4	25R	3895.65	A
Mg	I	47	(10)	3895.66	A
V	II	10	60	3896.15	A
Fe	I	280	8	3897.89	A
Fe	I	20	10	3898.01	A
Mg	I	47	(4)	3898.12	A
Fe	I	4	30R	3899.70	A
Ti	II	34	70	3900.54	E-A-E
Fe	I	45	20	3902.94	A

Elément	Ion.	Mult.	Int.	$\lambda$ .	E/A
V	II	11	250	3903.27	A.
Fe	I	429	5	3903.90	A
{ Si	I	3	100	3905.52	E-A
{ Cr	II	167	25	3905.64	E-A
Fe	II	173	5	3906.03	A
Fe	I	4	8	3906.48	A
Fe	I	280	4	3907.93	A
Ti	II	34	60	3913.46	E-A-E
{ Fe	II	3	2	3914.48	A
{ Fe	I	660	?	3914.50	A
V	II	10	200	3916.41	A
Fe	I	20	8	3917.18	A
{ Fe	I	124	3	3918.31	A
{ Fe	I	430	6	3918.64	A
Fe	I	4	20R	3920.26	A
Fe	I	4	25R	3922.91	A
Fe	I	660	?	3925.55	A
{ Fe	I	364	4	3925.65	A
{ Fe	I	364	6	3925.95	A
Fe	I	4	30R	3927.92	A
Fe	I	4	25R	3930.29	A
Ca	II	1	400R (K)	3933.66	(K)
Fe	II	173	6	3935.94	A
{ Fe	II	3	2	3938.28	A
{ Mg	I	18	(0)	3938.40	A
Fe	II	190	4	3939.97	A
{ Ce ?	II	234	100	3943.89	A
{ Al	I	1	10R	3944.01	E-A-E
{ Fe	I	280	4	3945.11	A
{ Fe	II	3	?	3945.21	A
{ O ?	I	3	10	3947.30	A
{ O ?	I	3	7	3947.48	A
{ O ?	I	3	4	3947.59	A
{ Ti	I	14	40	3947.77	A
Fe	I	562	6	3948.11	A

Elément	Ion.	Mult.	Int.	$\lambda$ .	E/A
Ti	I	13	60	3948.67	A
Fe	I	604	10	3948.78	A
Fe	I	661	9	3951.16	A
V	II	10	500	3951.96	A
Ce	II	177	125	3952.57	A
Fe	I	278	8	3952.60	A
Fe	I	219	0	3955.77	A
Fe	I	604	9	3956.46	A
Fe	I	278	12	3956.68	A
Ti	I	13	80	3958.21	A
Al	I	1	10R	3961.52	E-A-E?
Ca	II	1	350 R (H)	3968.47	(H)
He	I	1		3970.07	(E)
Fe	II	29	3	3974.16	A
V	II	10	60	3977.73	A
Fe	I	72	12	3977.74	A
Cr	II	183	20	3979.51	A
Fe	I	278	7	3981.77	A
Ti	II	11	TR	3981.99	A
Fe	I	277	10	3983.96	A
Mg	I	17	(1)	3986.75	A
Ti	II	11	?	3987.63	A
Ti	I	81	(0)	3989.58	A
Fe	I	605	?	3989.60	A
Fe	I	278	15	3997.39	A
Fe	I	276	10	3998.05	A
Fe				3998.81	A
Fe	II	29	2	4002.07	A
Cr	II	194	25	4003.33	A
Fe	I	43	25	4005.24	E-A-X (1)
Fe	I	72	10	4009.71	A
Co	I	(2)	2	4011.09	A
Ti	II	11	4	4012.37	A
Fe	II	126	1	4012.46	A
Cr	II	183	30	4012.50	A

Elément	Ion.	Mult.	Int.	λ.	E/A
Sc	II	8	5	4014.49	A
Fe	I	802	10	4014.53	A
Ni	II	12	1	4015.50	A
Fe	I	219	(1)	4019.05	A
Fe	I	278	12	4021.86	E-A
V	II	32	600	4023.39	A
Fe	II	127	5	4024.55	A
Fe	I	560	6	4024.74	A
Ni	I	240	(3)	4025.11	A
Ti	II	11	2	4025.13	A
Ti	II	87	7	4028.33	A
Ti	II	87	?	4029.64	A
Fe	I	556/563	3	4029.64	A
Fe	I	560	(6)	4030.50	A
Mn	I	2	200R	4030.75	A
Fe	II	126	3	4032.94	A
Mn	I	2	150R	4033.07	A
Mn	I	2	100R	4034.49	A
V	II	32	400	4035.63	A
Mn	I	5	15	4035.72	A
Cr	II	194	25	4038.03	A
Mn	I	5	50R	4041.36	A
Fe	I	276	5m	4043.90	A
Fe	I	43	60R	4045.81	E-A-Z
Mn	I	5	15	4048.75	A
Fe	II	172	3	4048.83	A
Fe	I	700	(2)	4051.92	A
Cr	II	19	12	4051.97	A
Ti	II	87	3	4053.81	A
Sc	I	6	35	4054.56	A
Mn	I	5	20	4055.54	A
Fe	I	277	2	4057.36	E-A
Fe	II	212	2	4057.46	E-A
Mg	I	16	5N	4057.51	E-A
Mn	I	5	10	4058.93	A

Elément	Ion.	Mult.	Int.	$\lambda$ .	E/A
				4061.14	A
Mm	I	5	8	4063.52	E-A
Fe	I	43	45	4063.59	E-A
Fe	I	358	6	4066.97	A
Ni	II	11	3	4067.05	A
Fe	I	217	4	4067.28	A
Fe	I	559	8	4067.98	A
Mm	I	5	(2)	4068.00	A
Fe	I	558	5	4070.77	A
Fe	I	43	40	4071.74	E-A-E
Fe	I	558	4	4073.76	A-E
Fe	I	558	8	4076.64	E-A-E?
Sr	II	1	400R	4077.71	E-A-E
Hd	I	1		4101.74	( $\delta$ )
Fe	I	357	9	4109.81	A
Cn	II	26	18	4111.01	E-A-E
Cn	I	85	?	4118.45	A
Fe	I	801	15	4118.54	A
Fe	II	28	4	4122.63	A
Fe	II	22	1	4124.79	A
Si	II	3	8	4128.05	A
Fe	II	27	3	4128.73	A
Si	II	3	10	4130.88	A
Fe	I	43	25	4132.06	A
Fe	I	357	12	4134.68	A
Fe	I	523	15	4143.41	A
Fe	I	43	30	4143.87	A
				4144.58	A
Fe	I	274	(1)	4145.20	A
Cn	II	162	25	4145.77	A
Zn	II	41	75	4149.22	A
Fe	I	694	5	4149.37	A
Cn	I	35	25	4153.82	A
Fe	I	695	10	4153.91	A

Elément	Ion.	Mult.	Int.	$\lambda$ .	E/A
Fe	I	355	12	4154.50	A
Fe	I	694	9	4154.81	A
Fe	I	354	12	4156.80	A
Fe	I	695	8	4157.79	A
Ce	II	246	50	4159.03	A
Ti	II	21	1	4161.52	A
Sn	II	3	30	4161.80	A
Ti	II	105	40	4163.64	A
Fe	I	274 / 699	(1)	4163.67	A
Mg	I	15	10m	4167.26	A
Mg	I	15	10m	4167.27	A
Ti	I	206	8	4171.02	A
Ti	II	105	30	4171.89	A
Fe	I	650	(2)	4171.90	A
Fe	II	27	8	4173.45	E-A-E
Ti	II	21	1	4173.53	E-A-E
Ti	II	105	(2)	4174.08	A
fe	I	695	7	4176.57	A
Co	I	2	(1)	4177.59	A
Fe	I	18	4	4177.60	A
Fe	II	21	?	4177.70	A
Fe	II	28	8	4178.85	A
Cr	II	26	12	4179.43	E-A-E
Fe	I	354	15	4181.76	A
Fe	I	274	(1)	4184.22	A
Ti	II	21	0	4184.32	A
Fe	I	355	10	4184.90	A
fe	I	152	20	4187.04	A
Fe	I	152	20	4187.80	A
Fe	I	152	15	4191.43	A
Fe	I	274	?	4194.50	A
Fe	I	693	5	4195.33	A
Cr	II	161	10	4195.41	A
Fe	I	478	(3)	4195.62	A

Elément	Ion.	Mult.	Int.	$\lambda$ .	E/A
Fe	I	693	(1)	4198.26	A
Fe	I	152	20	4198.31	A
Cn	II	180	?	4199.02	A
Fe	I	522	20	4199.09	A
Fe	I	42	30	4202.03	A
Fe	I	355	10	4203.99	A
Fe	I	152	15	4210.35	A
Fe	I	274	2	4215.43	E-A-E?
Sn	II	1	300R	4215.52	E-A-E?
Fe	I	693	7m	4217.55	A
Fe	I	800	12	4219.36	A
Fe	I	152	12	4222.21	A
Cn	II	31	?	4224.09	A
Ti	I	301	5	4224.79	A
Cn	II	162	20	4224.85	A
Fe	I	693	6N	4225.46	A
Ca	I	2	500R	4226.72	E-A-E?
Fe	I	693	30	4227.43	A
Fe	II	27	11	4233.16	E-A-E
Cn	II	31	10	4233.25	E-A-E
Fe	I	152	25	4235.94	A
Fe	I	693	10m	4238.81	A
Cn	I	131	35	4238.96	A
Cn	II	31	30	4242.38	A
Mg	II	20	4	4242.47	A
Sc	II	7	100	4246.82	E-A-E
Fe	I	693	12	4247.43	A
Fe	I	152	25	4250.12	A
Fe	I	42	25	4250.79	A
				4251.62	A
Cn	II	31	10	4252.62	A
Cn	I	1	1000R	4254.35	A
Fe	II	28	3	4258.15	A
Fe	I	152	35	4260.47	A
Cn	II	31	20	4261.92	A

Elément	Ion.	Mult.	Int.	$\lambda$ .	E/A
Cn	II	31	10	4269.28	A
Fe	I	152	20	4271.15	A
Fe	I	42	35	4271.76	A
Fe	II	27	3	4273.31	A
Cn	I	1	800R	4274.80	A
Cn	II	31	30	4275.57	A
Cn	II	161	1	4278.10	A
Fe	I	71	12	4282.40	A
Cn	II	31	20	4284.21	A
Ti	II	20	2	4287.89	A
Ti	II	41	50	4290.22	E-A-E
Ti	II	20	40	4294.10	E-A-E
Fe	I	41	15	4294.12	E-A-E
Fe	II	28	6	4296.56	A
Ti	I	148	15	4299.23	A
Fe	I	152	18	4299.24	A
Ti	II	41	60	4300.05	E-A-E
Ti	II	41	15	4301.92	?-A-E
Ca	I	5	60	4302.53	A
Fe	II	27	8	4303.16	E-A-E
Sn	II	3	40	4305.45	A
Fe	I	476	3	4305.46	A
Sc	II	15	10	4305.72	A
Ti	II	41	40	4307.90	X-A-E (II)
Fe	I	42	35	4307.90	X-A-E
Ti	II	41	35	4312.86	A
Sc	II	15	60	4314.08	A
Fe	II	32	4	4314.29	A
Ti	II	41	40	4314.97	A
Fe	I	71	10	4315.08	A
Ti	II	94	1	4316.80	A
Ti	I	235	10	4318.63	A
Fe	I	691	(1)	4320.36	A
Fe	I	691	(1)	4320.52	A
Fe	II	125	60	4320.72	A

Elément	Ion.	Mult.	Int.	$\lambda$ .	E/A
Sc	II	15	50	4320.74	A
Ti	II	41	1	4320.96	A
Sc	II	15	40	4325.01	E-A-E?
Ti	I	235	9	4325.13	E-A-E?
Fe	I	42	35	4325.76	E-A-E?
Ti	II	41	0	4330.70	A
H $\gamma$	I	1		4340.47	( $\gamma$ )
Fe	II	27	9	4351.76	E-A-E
Fe	I	71	9	4352.73	A
Ce	II	220	75	4352.73	A
Fe	II		4	4357.57	A
Ti	II	104	15	4367.65	A
Fe	II		1	4368.26	A
Fe	II	28	2	4369.40	A
Fe	II	148	?	4369.61	A
Ti	I	290	5m	4369.68	A
Sc	II	14	40	4374.46	A
Ti	II	93	1	4374.83	A
Fe	I	41	45R	4383.54	E-A-E
Fe	II	32	?	4384.33	A
Ni	II	10	?	4384.60	A
Mg	II	10	8	4384.64	A
Fe	II	27	7	4385.38	E-A-E
Ti	II	104	10	4386.85	A
Mg	II	10	10	4390.58	A
Ti	II	51	2	4394.05	A
Ti	II	13	60	4395.03	E-A-E
Ti	II	51	35	4399.76	E-A-E?
Sc	II	14	30	4400.36	A
Fe	I	46	30	4404.75	A
Ti	II	115	15	4411.08	A
Fe	II	32	0	4413.60	A
Fe	I	41	20	4415.12	A
Fe	II	27	7	4416.81	E-A-E
Ti	II	40	40	4417.71	E-A-E?

Elément	Ion.	Mult.	Int.	$\lambda$ .	E/A
Ti	II	51	1	4418.34	A
Ti	II	93	1	4421.95	A
Mg	II	9	8	4433.99	A
Ti	I	113 / 161	15	4434.00	A
Ca	I	4	60R	4434.96	A
Ti	II	40	?	4441.73	A
Fe	I	68	12	4442.34	A
Ti	II	19	50	4443.80	E-A-E
Fe	I	68	9	4447.72	A
Ti	II	19	10	4450.48	E-A-E
Fe	II		4	4451.54	A
Ca	I	4	80	4454.78	A
Fe	II		3	4455.26	A
Ti	II	115	Tr	4456.65	A
Fe	I	68	10	4459.12	A
Ti	II	40	1	4464.45	A
Fe	I	350	12	4466.55	A
Ti	II	31	50	4468.49	E-A-E
Fe	II	37	2	4472.92	A
Fe	I	350	10	4476.02	A
Mg	II	4	100	4481.12	A
Mg	II	4	100	4481.32	A
Cn	I	293	30	4488.05	A
Ti	II	115	15	4488.31	E-A-E?
Fe	II	37	4	4489.18	E-A-E?
Fe	II	37	5	4491.40	A
Zn	II	130	8	4494.41	A
Fe	I	68	12	4494.56	A
Ti	II	31	40	4501.27	E-A-E
Fe	II	38	8	4508.28	E-A-E
Fe	II	37	7	4515.33	E-A-E?
Fe	II	37	7	4520.22	E-A-E?
Fe	II	38	9	4522.63	E-A-E
Fe	I	68	18	4528.61	A
Ti	II	82	1	4529.46	A

Elément	Ion.	Mult.	Int.	$\lambda$ .	E/A
Ti	II	50	30	4533.96	E-A-E
Fe	II	38	4	4541.52	A
Fe	II	38	10	4549.46	E-A-E
Ti	II	82	60N	4549.62	E-A-E
V	I		10	4549.64	E-A-E
Zn	II	130	12	4553.96	A
Ba	II	1	1000R	4554.03	A
Cr	II	44	20	4555.02	E-A-E?
Fe	II	37	8	4555.89	E-A-E?
				4556.77	E
Cr	II	44	100	4558.65	E-A-E?
Ti	II	50	30	4563.76	X? - A-E (III)
Ti	II	82	50N	4571.97	X? - A-E (IV)
Cr	II	16	?	4573.63	A
Fe	I	115	(2)	4574.72	A
Fe	II	38	4	4576.33	E-A-E
Fe	II	26	1	4580.06	A
Fe	II	37	3	4582.83	A
Fe	II	38	11	4583.82	E-A-E
Cr	II	44	75	4588.21	E-A?
Cr	II	44	3	4589.89	E-A?
Ti	II	50	2	4589.96	A
Cr	II	44	20	4592.09	E-A?
				4596.09	A
Fe	I	348	0	4605.10	A
Cr	II	44	18	4616.64	E-A-E
Cr	II	44	35	4618.83	E-A
Fe	II	38	3	4620.51	E-A-E?
Fe	II	37	7	4629.33	E-A-E?
Cr	II	44	25	4634.11	E-A-E?
Fe	II	186	5	4635.33	A
Fe	II	43	1	4656.97	E-A-E?
Fe	I	347	?	4664.71	A
Fe	II	37	2	4666.75	A
Sc	II	24	15	4670.40	A

Elément	Ion.	Mult.	Int.	$\lambda$ .	E/A
Mg	I	11	40	4702.97	A
Mg	I	11	40	4702.98	A
Mg	I	11	40	4702.99	A
Fe	II	43	3	4731.43	A
				4776.42	A
Ti	II	92	1	4779.98	A
Ti	I	242	12	4799.79	A
Ti	II	92	2	4805.10	A
Ni	I	163	4	4807.00	A
Cr	II	30	75	4824.13	A
H $\beta$	I	1		4861.33	( <sup>6</sup> )
Ti	II	114	Tr	4874.03	A
				4875.05	A
Fe	I	318	25	4890.76	A
Fe	I	318	50	4891.49	A
Fe	I	318	60	4920.50	A
Fe	II	42	12	4923.92	E ( <sup>7</sup> )

## a) Présentation de la table 1 :

- 
- colonne 1 : élément.  
 colonne 2 : état d'ionisation.  
 colonne 3 : n° du multiplet.  
 colonne 4 : Intensité laboratoire.  
 colonne 5 : longueur d'onde de la raie.

Si l'identification est certaine, la  
 colonne 5 donne la longueur d'onde  
 laboratoire, si elle est incertaine  
 c'est la longueur d'onde observée  
 qui est reprise.

- colonne 6 : E : émission.  
 A : absorption.

## b) Renvois :

- 
- (18) l'absorption présente se confond avec le continuum  
 (17) l'absorption présente se confond avec le continuum  
 (16) l'absorption est large de 3 Å environ  
 (15) l'absorption est large de 6 Å environ  
 (14) l'absorption est large de 7 Å environ  
 (13) l'absorption est large de 11 Å environ  
 (12) l'absorption est large de 15 Å environ  
 (11) l'absorption est large de 18 Å environ  
 (10) l'absorption est large de 19 Å environ  
 (9) l'absorption est large de 21 Å environ  
 (8) l'absorption est large de 22 Å environ avec une très fai-  
 ble émission soupçonnée sur l'aile violette.

- (K) structure complexe (voir ch. III)
- (H) structure complexe (voir ch. III)
- (ε) large absorption par la raie H de CaII, (l'absorption est large de 47 Å environ.
- (I) E-A-X X signifie la présence d'une déféctuosité dans le cliché sur l'aile rouge de la raie.
- (δ) l'absorption est large de 45 Å environ et une faible émission est présente.
- (II) X-A-E X signifie la présence d'une déféctuosité dans le cliché sur l'aile violette de la raie.
- (γ) l'absorption est large de 32 Å environ et est accompagnée d'une émission.
- (III) X-A-E X signifie la présence d'une déféctuosité dans le cliché sur l'aile violette de la raie.
- (IV) X-A-E X signifie la présence d'une déféctuosité dans le cliché sur l'aile violette de la raie.
- (β) l'absorption est large de 28 Å environ et est accompagnée d'une émission.
- (+) émission présente dont la largeur est de 2 Å environ.

c) Remarques :

- 
- ? signifie incertain ou non identifié
  - E-A-E signifie raie complexe constituée d'une émission sur l'aile violette, d'une absorption centrale et d'une émission sur l'aile rouge.
  - Le cliché sélectionné est SP. 14
  - Dans les profondes et larges raies en absorption de l'hydrogène, seules les raies intenses d'éléments présentes en E ou A ont pu être mesurées.
  - la table utilisée pour les identifications est : (Moore 1959)
  - La méthode de mesure employée est présentée en annexe.
  - Aucune indication relative aux intensités observées pour les raies n'est donnée dans ce tableau; de telles mesures seront effectuées dès que les programmes de traitement des données du microdensitomètre utilisé seront terminés.
  - Les accolades présentes dans la table 1 soulignent la présence d'un blend.

B) Principaux multiplets dont les raies les plus intenses sont présentes en E-A-E. -----

Table 2 : Principaux multiplets dont les raies les plus intenses sont présentes en E-A-E. <sup>(1)</sup>

1) Fe II M.27			E.P Low: 2.67 ev High: 5.55 ev			
$\lambda$	Int.		$\Delta\lambda^- (\text{Å})$	$\Delta\lambda^+ (\text{Å})$	$\Delta v^- (\text{km/sec})$	$\Delta v^+ (\text{km/sec})$
4233.17	11		0.42	0.32	29.4	22.4
4351.76	9		0.38	0.46	26.6	32.2
4416.82	7		0.40	0.36	28.0	25.2
4473.45	8		0.44	0.40	30.8	28.0
4385.38	7		0.31 : ?	0.50	21.7	35.0
	$\bar{\lambda}$		0.41	0.41	28.6	28.6
	$\Delta\lambda$		0.03	0.07	2.1	4.9

2) Fe II M.37			E.P Low: 2.82 ev High: 5.54 ev			
$\lambda$	Int.		$\Delta\lambda^- (\text{Å})$	$\Delta\lambda^+ (\text{Å})$	$\Delta v^- (\text{km/sec})$	$\Delta v^+ (\text{km/sec})$
4629.34	7		0.42	0.40	27.7	26.3
4555.89	8		0.46	?	30.3	?
4515.34	7		0.44	0.40	29.0	26.3
4520.23	7		0.42	0.42	27.7	27.7
4489.19	4		0.42	0.42	27.7	27.7
	$\bar{\lambda}$		0.43	0.41	28.3	27.0
	$\Delta\lambda$		0.02	0.01	1.3	0.7

3) Fe II M.38			E.P Low: 2.83 ev High: 5.53 ev			
$\lambda$	Int.		$\Delta\lambda^- (\text{Å})$	$\Delta\lambda^+ (\text{Å})$	$\Delta v^- (\text{km/sec})$	$\Delta v^+ (\text{km/sec})$
4583.83	11		0.37	0.35	24.4	23.0
4549.47	10		0.42	0.33	27.4	21.9
4522.63	9		0.42	0.38	27.4	25.0
4508.28	8		0.44	0.38	29.0	25.0
4620.51	3		0.50 :	0.40 :	33.0 :	26.3 :
4576.33	4		0.40 :	0.44 :	26.3 :	29.0 :
4541.52	4		0.50	0.42	32.9	27.7
	$\bar{\lambda}$		0.43	0.37	28.3	24.5
	$\Delta\lambda$		0.05	0.03	3.1	2.3

<sup>(1)</sup> Les profils de ces raies sont repris dans les figures 4a, b, c, d.

4) Fe II M.42

E.P Low: 2.88 eV High: 5.39 eV

$\lambda$	Int.
4923.92	12

Emission intense.

5) Fe I M.20

E.P Low: 0.96 eV High: 4.15 eV

$\lambda$	Int.
3820.43	250R
3825.88	200R
3840.44	80R
3849.97	40
3878.02	60
3872.50	60
3865.53	30
3898.01	10

$\Delta\lambda$ (Å)	$\Delta\lambda^+$ (Å)	$\Delta V$ (km/sec)	$\Delta V^+$ (km/sec)
0.22	0.40	17.1	31.1
0.44	0.40	34.2	31.1
0.24	0.39	18.7	30.3
0.20	0.22	15.6	17.1
0.36	0.20	28.0	15.6
0.40	0.58	31.1	45.1
0.48	?	37.1	?
?	0.40	?	31.1

3961.52	$\bar{X}$
3941.52	$\Delta\bar{X}$

0.39	0.45	30.1	34.8
0.11	0.09	8.5	7.0

6) Fe I M.43

E.P Low: 1.54 eV High: 4.58 eV.

$\lambda$	Int
4045.82	60R
4063.60	45
4071.74	40
4082.06	25

$\Delta\lambda$ (Å)	$\Delta\lambda^+$ (Å)	$\Delta V$ (km/sec)	$\Delta V^+$ (km/sec)
0.44	0.20	32.4	14.7
0.42	0.20	30.9	14.7
0.38	0.25	28.0	18.4
0.30	?	22.1	?

4062.7	$\bar{X}$
4071.74	$\Delta\bar{X}$

0.39	0.22	28.2	15.9
0.06	0.03	4.5	2.1

4071.74

4071.74

4071.74

4071.74

4071.74

7) Cr II M.44

EP Low: 4.05 eV High: 6.74 eV.

$\lambda$	Int	$\Delta\lambda^-(\text{\AA}^0)$	$\Delta\lambda^+(\text{\AA}^0)$	$\Delta V^-(\text{km/sec})$	$\Delta V^+(\text{km/sec})$
4558.66	100	0.44	0.42	28.9	27.4
4588.22	75	0.46	0.40	30.2	26.2
4648.83	35	0.26 :	?	17.1 :	?
4634.11	25	0.44	0.38	28.9	24.9
4555.02	20	0.42	0.46	27.6	30.2
4592.09	20	0.40	?	26.2	?
4616.64	18	0.42	0.50	27.6	32.8
	$\bar{\lambda}$	0.43	0.43	28.1	28.2
	$\Delta\bar{\lambda}$	0.02	0.05	1.4	3.2

8) Ar I M.1

EP Low: 0.00 eV High: 3.13 eV

$\lambda$	Int.	$\Delta\lambda^-(\text{\AA}^0)$	$\Delta\lambda^+(\text{\AA}^0)$	$\Delta V^-(\text{km/sec})$	$\Delta V^+(\text{km/sec})$
3961.52	10R	0.50	0.30	38.2	22.9
3944.01	10R	0.35	0.44	26.7	33.6
	$\bar{\lambda}$	0.43	0.37	32.3	28.1
	$\Delta\bar{\lambda}$	0.11	0.10	8.0	7.5

9) Sc II M.7

EP Low: 0.31 eV High: 3.22 eV

$\lambda$	Int.	$\Delta\lambda^-(\text{\AA}^0)$	$\Delta\lambda^+(\text{\AA}^0)$	$\Delta V^-(\text{km/sec})$	$\Delta V^+(\text{km/sec})$
4246.83	100	0.31	0.25	21.9	17.5

10) Ca I M.2

EP Low: 0.00 eV High: 2.92 eV

$\lambda$	Int.	$\Delta\lambda^-(\text{\AA}^0)$	$\Delta\lambda^+(\text{\AA}^0)$	$\Delta V^-(\text{km/sec})$	$\Delta V^+(\text{km/sec})$
4226.73	500R	0.40	0.40	28.4	28.4

11) Sr II M.I

EP Low: 0.00 eV High: 2.98 eV

$\lambda$	Int	$\Delta\lambda^-(\text{\AA}^0)$	$\Delta\lambda^+(\text{\AA}^0)$	$\Delta V^-(\text{km/sec})$	$\Delta V^+(\text{km/sec})$
4077.71	400R	0.40	0.28	29.1	20.4
4215.52	300R	0.42 :	0.28 :	30.5 :	20.4 :
	$\bar{\lambda}$	0.40	0.28	29.1	20.4

(12)	Ti	II	M. 19	E.P. Low: 1.08 eV High: 3.86 eV			
	$\lambda$		Int.	$\Delta X (A^\circ)$	$\Delta X^+ (A^\circ)$	$\Delta V (km/sec)$	$\Delta V^+ (km/sec)$
	4395.03		60	0.46	0.42	31.6	28.8
	4443.80		50	0.34	0.40	23.3	27.4
	4450.49		10	0.40	0.36	27.4	24.7
			$\bar{X}$	0.40	0.39	27.1	26.7
			$\Delta \bar{X}$	0.06	0.03	4.0	2.1

(13)	Ti	II	M. 31	E.P. Low: 1.12 eV High: 3.88 eV.			
	$\lambda$		Int.	$\Delta X (A^\circ)$	$\Delta X^+ (A^\circ)$	$\Delta V (km/sec)$	$\Delta V^+ (km/sec)$
	4468.49		50	0.40	0.40	26.8	26.8
	4501.29		40	0.40	0.34	26.9	22.9
			$\bar{X}$	0.40	0.37	26.7	24.7
			$\Delta \bar{X}$		0.04		2.8

(14)	Ti	II	M. 34	E.P. Low: 1.12 eV High: 4.28 eV.			
	$\lambda$		Int.	$\Delta X (A^\circ)$	$\Delta X^+ (A^\circ)$	$\Delta V (km/sec)$	$\Delta V^+ (km/sec)$
	3900.55		70	0.36	0.30	27.9	23.2
	3913.46		60	0.32	0.36	24.8	27.9
			$\bar{X}$	0.34	0.33	26.1	25.3
			$\Delta \bar{X}$	0.03	0.04	2.2	3.3

(15)	Ti	II	M. 41	E.P. Low: 1.17 eV High: 4.03 eV.			
	$\lambda$		Int.	$\Delta X (A^\circ)$	$\Delta X^+ (A^\circ)$	$\Delta V (km/sec)$	$\Delta V^+ (km/sec)$
	4300.05		60	0.38	0.40	26.7	28.1
	4290.22		50	0.34	0.40	23.9	28.1
	4312.86		35	0.40	0.44	28.1	30.9
	4307.90		40	?	0.44	?	30.9
	4314.98		40	?	0.40	?	28.1
			$\bar{X}$	0.37	0.42	26.0	29.0
			$\Delta \bar{X}$	0.03	0.02	2.1	1.5

16) Ti II M.50

EP Low: 1.23 eV High: 3.93 eV.

$\lambda$	Int.	$\Delta\lambda^- (\text{\AA})$	$\Delta\lambda^+ (\text{\AA})$	$\Delta V^- (\text{km/sec})$	$\Delta V^+ (\text{km/sec})$
4533.97	30	0.50	0.42	33.2	27.7
4563.76	30	?	0.42	?	27.7
	$\bar{x}$	0.50	0.42	33.2	27.7

Résumé.

	$\Delta\lambda^-$	$\Delta\lambda^+$	$\Delta V^-$	$\Delta V^+$	P.I + E.P (eV)		AE; (H-L) eV	Nombre de raies présentes.
					Low	High		
Fe II M.27, 37, 38	0.43	0.40	27.9	26.0	10.65	13.41	2.76	17
	$\pm 0.03$	$\pm 0.05$	$\pm 2.1$	$\pm 3.2$	$\pm 0.08$	$\pm 0.01$	$\pm 0.09$	
Fe I M.20, 43	0.39	0.35	29.2	26.4	1.25	4.37	3.12	12
	$\pm 0.09$	$\pm 0.14$	$\pm 6.5$	$\pm 10.5$	$\pm 0.41$	$\pm 0.30$	$\pm 0.43$	
Cr II M.47	0.43	0.43	28.1	28.2	10.81	13.5	2.69	7
	$\pm 0.02$	$\pm 0.05$	$\pm 1.4$	$\pm 3.2$				
Al I M.1	0.43	0.37	32.3	28.1	0	3.13	3.13	2
	$\pm 0.11$	$\pm 0.10$	$\pm 8.0$	$\pm 7.5$				
Sc II M.7	0.31	0.25	21.9	17.5	6.85	9.76	2.91	1
Ca I M.2	0.40	0.40	28.4	28.4	0	2.92	2.92	1
Sn II M.1	0.40	0.28	29.1	20.4	0	2.98	2.98	2
	$\pm 0.01$		$\pm 0.8$					
Ti II M.19, 31, 34	0.39	0.39	28.2	28.4	7.96	10.82	2.86	14
41, 50	$\pm 0.05$	$\pm 0.04$	$\pm 3.8$	$\pm 2.9$	$\pm 0.06$	$\pm 0.17$	$\pm 0.23$	

Conclusions : Aux erreurs de mesures près, les déplacements mesurés des ailes en émission sont égaux. Aussi peut-on conclure après l'examen des figures 4 qu'aucune corrélation n'apparaît entre les intensités des ailes et des potentiels d'excitation des raies (voir table 2).

Remarques : -? la raie est perturbée par une autre et elle n'est donc pas mesurable.

-; mesure imprécise.

-  $\Delta\lambda^-$  mesure du déplacement de l'aile violette en angströms

-  $\Delta\lambda^+$  mesure du déplacement de l'aile rouge en angströms

-  $\Delta V^-$  mesure du déplacement de l'aile violette en km / sec.

-  $\Delta V^+$  mesure du déplacement de l'aile rouge en km / sec.

-E.P : potentiel d'excitation.

-P.I : potentiel d'ionisation.

- $\bar{X}$  : valeur moyenne de la grandeur X.

- $\overline{\Delta X}$  : écart quadratique moyen.

- Les profils des raies dans les figures 4 sont des relevés en densité effectués sur le SP.14

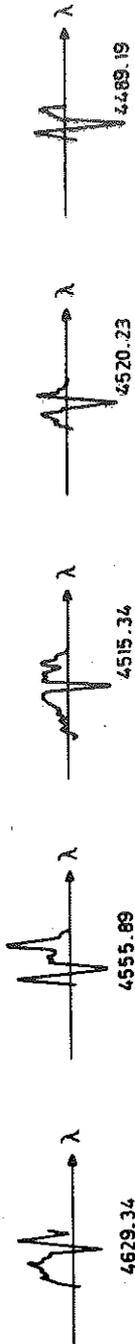
- 1 mm représente sur les figures 4 environ  $0.2 \text{ \AA}$

Il ne semble donc pas y avoir une stratification en couches de l'atmosphère pour ces différents éléments.

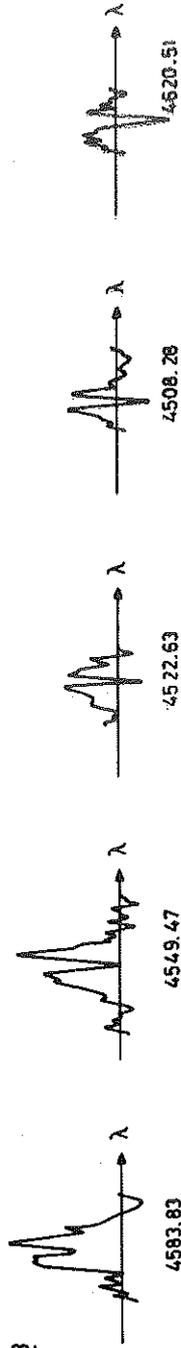
Fe II 27



Fe II 37



Fe II 38

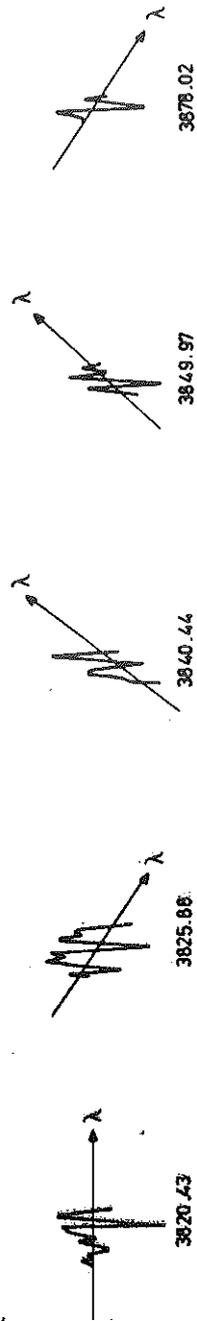


Fe II 42



Fig. 4a.- Profils de raies présentes en E-A-E.

Fe I 20



Fe I 43

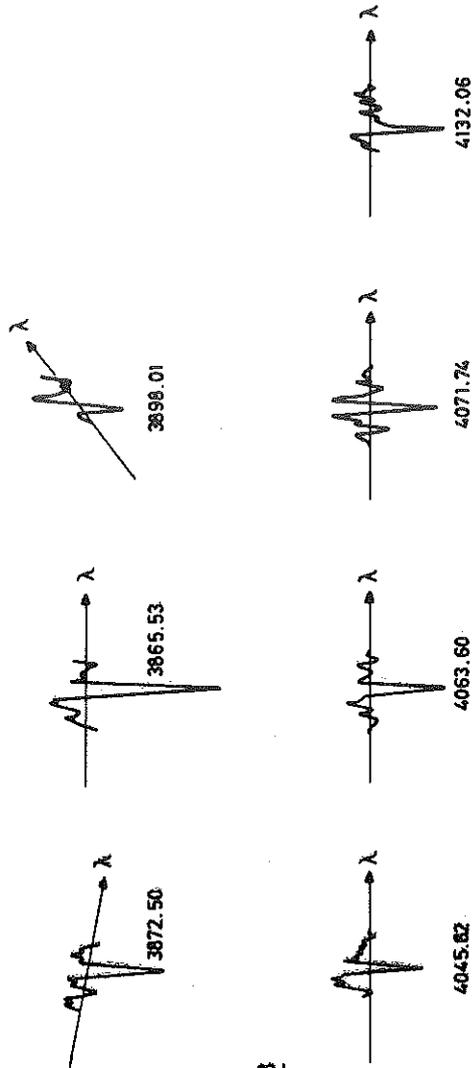
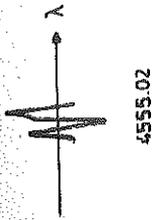
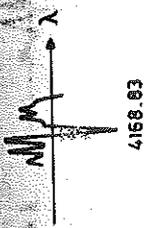
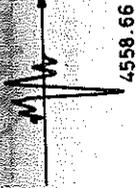
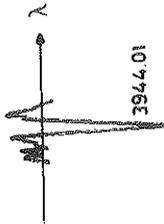
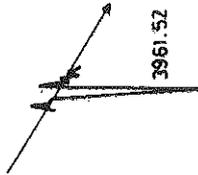
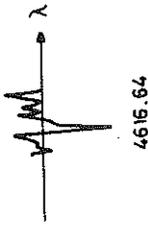
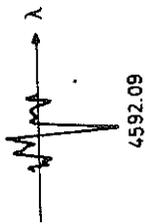


Fig. 4b.- Profils de raies présentes en E-A-E.

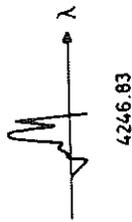
Cr II 64



Al I 1



Sc II 7



Ca I 2



Sr II 1

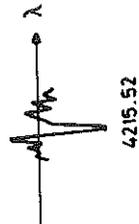
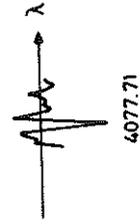


Fig. 4c.- Profils de raies présentes en E-A-E.

Ti II 19



4395.03

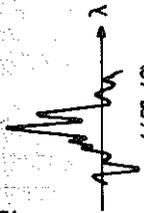


4443.80

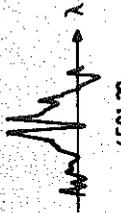


4450.49

Ti II 31



4468.49



4501.29

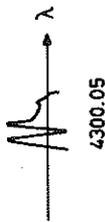


3900.55



3913.46

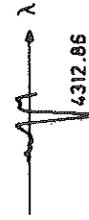
Ti II 41



4300.05



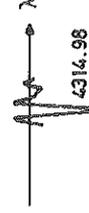
4290.22



4312.85

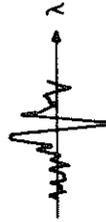


4307.90



4314.98

Ti II 50



4533.97



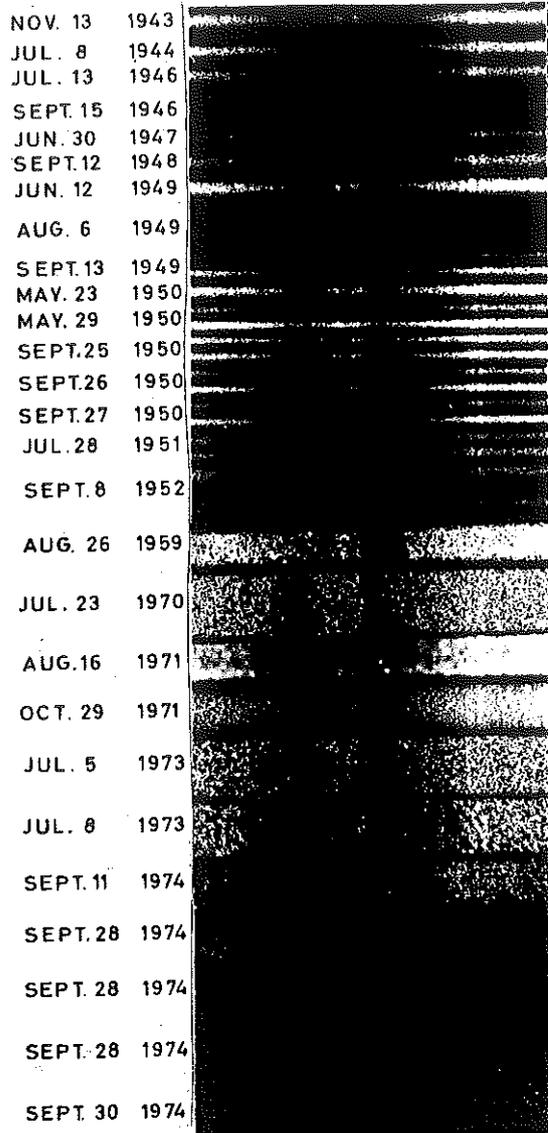
4563.76

Fig. 4d.- Profils de raies présentes en E-A-E.

C) Les raies d'hydrogène (série de Balmer).

---

Un simple examen de la figure 3 suffit à montrer le caractère complexe des raies d'hydrogène. La figure 5 montre le caractère variable d'une d'entre elles,  $H\gamma$  à différentes époques.



De nombreux astronomes (Merrill 1933a, Beals 1939, Swings et Struve 1940, Beals 1940, 1942a, Struve 1942, Struve et Swings 1942, Struve 1947, Beals 1949, Berger et al 1950) ont étudié et proposé des modèles relatifs à ces profils complexes. De façon très générale, on trouve une raie en absorption très élargie (de l'ordre de 60 Å), et qui est de plus en plus profonde lorsqu'on passe de  $H\alpha$  à  $H\delta$ ... Ces raies sont produites dans les couches renversantes de l'étoile où l'élargissement important est vraisemblablement dû à un effet Stark très important. (Swings et Struve 1940, Beals 1942a,).

Un profil P Cygni, généralement présent pour les raies  $H\alpha$ ,  $H\beta$  et parfois aussi très marqué pour les raies  $H\gamma$  (voir Fig. 5) et  $H\delta$ , <sup>(1)</sup> vient se superposer centralement sur l'absorption large décrite ci-dessus. Un profil P Cygni consiste en une raie d'émission approximativement non déplacée et bordée sur son côté violet par une raie en absorption déplacée.

Fig. 5 Variations du profil de la raie  $H\gamma$  dans le spectre de HD 190073. 1 cm représente environ 30 Å

Un tel profil est dû à l'existence de fortes éjections d'atomes hors de l'étoile. Dans le domaine visible, la vitesse moyenne des absorptions de type P Cygni est environ de -280 km / sec. (Beals 1942a).

<sup>(1)</sup> La raie  $H\epsilon$  est perturbée par la raie CaII (H).

Cependant de temps à autres, certaines raies d'hydrogène (notamment  $H\gamma$ ,  $H\delta$ ,  $H\epsilon$ ,) sont typiques d'étoiles Be. Les profils de ces raies consistent en une émission superposée à une large absorption semblable à celles décrites antérieurement, l'émission étant à son tour divisée centralement par une étroite raie d'absorption.

Sur quelques spectres, les profils de certaines raies d'hydrogène semblent être intermédiaires aux deux types décrits auparavant.

### Chapitre III.-

#### Les raies H et K de CaII dans l'étoile HD 190073.

##### A) Généralités.

La première description du profil des raies H et K de CaII date de 1933 (Merrill 1933a) Merrill écrit : "Chacune des raies H et K de CaII possède en plus d'une faible absorption normalement située, une intense composante en absorption large de 3 Å et déplacée de 3.2 Å vers les courtes longueurs d'onde. Les raies étroites non déplacées montrent de chaque côté des ailes brillantes. A l'intérieur de la composante large en absorption se trouve une étroite émission (voir la croix dans la figure 6) déplacée de 2.9 Å vers les courtes longueurs d'onde par rapport à la position normale de la raie K".

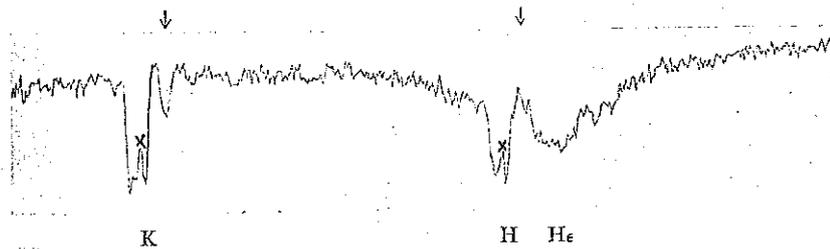


Fig. 6 : courbe en intensité de la région H et K du spectre de HD 190073. (19 juillet 1932).  
La dispersion est de 23 Å/mm.  
Les flèches indiquent les positions normales des raies.

Quelques années plus tard, le caractère variable du profil des raies H et K est bien établi. La petite composante, indiquée par une croix, semble osciller d'un spectre à l'autre. En 1940, elle apparaît un peu plus décalée vers les courtes longueurs d'onde (Swings et Struve 1940), en 1942 elle se retrouve un peu plus vers les grandes longueurs d'onde (Struve 1942). De façon générale le profil de ces raies <sup>(1)</sup> est constitué d'une composante en émission d'intensité modérée, entrecoupée par une raie assez fine en absorption (H<sub>1</sub>, K<sub>1</sub>). Deux raies (H<sub>2</sub> et H<sub>3</sub>, K<sub>2</sub> et K<sub>3</sub>) en absorption sont déplacées vers le côté violet avec des minima atteints pour des vitesses de l'ordre de -180km/sec. et -320km/sec (voir fig 2).

(<sup>1</sup>) : La raie H de CaII est perturbée par la raie H<sub>ε</sub> .

Comment expliquer ces profils?

De nombreux astronomes (Struve & Swings 1942, Beals 1942b, Merrill 1951a, Struve 1952, Merrill 1959, Beals 1968, Scargle 1971, 1973) ont recherché les phénomènes physiques à la base d'une explication de ces profils compliqués.

Notons tout d'abord que le parallélisme qui apparaît entre les profils des raies H et K (voir Fig. 2, 6, 7, 9), enlève toute possibilité d'expliquer ceux-ci par la présence de raies en absorption dues à d'autres éléments.

En ce qui concerne l'émission présente dans H et K, celle-ci prend vraisemblablement naissance dans une enveloppe d'atomes, de type chromosphérique, entourant l'étoile.

Il en est de même pour l'absorption non déplacée ainsi que nous le verrons au Chapitre IV.

Les profils des raies déplacées en absorption, ne peuvent être expliqués en termes de déplacements "Doppler" dus à des nuages interstellaires de CaII doués de très grandes vitesses radiales (Merrill 1951a). Non seulement, aucune autre étoile voisine de HD 190073 ne présente de telles raies H et K compliquées mais encore vu la latitude galactique de HD 190073 ( $-14^\circ$ ) et étant donné la très faible absorption interstellaire qui apparaît sur les raies  $D_1$  et  $D_2$  de Na, on peut conclure que l'absorption interstellaire due à CaII doit être aussi très faible pour HD 190073.

L'idée qu'il puisse s'agir de quelque phénomène atomique déplaçant par de petites quantités les niveaux d'énergie relatifs à  $2S$  ou  $2P$  dans l'atome CaII a été discutée et rejetée (Merrill 1951a).

Dans les novae et les étoiles de type P Cygni, de telles absorptions déplacées s'expliquent facilement en termes de déplacements "Doppler" dus à plusieurs enveloppes successives s'éloignant de l'étoile. Si ces enveloppes sont émises à un moment bien précis, l'intensité des raies correspondantes en absorption diminue de façon notable en l'espace de quelques semaines, voire même quelques jours. En effet si on considère une enveloppe formée suite à une éjection soudaine d'atomes, le nombre de ceux-ci par unité de surface situés dans le cône joignant l'observateur à l'étoile varie de façon inverse avec le carré de la distance étoile-enveloppe. Comme l'intensité des raies en absorption est proportionnelle à ce nombre, celle-ci doit donc diminuer de la même manière au cours du temps.

Pour l'étoile HD 190073, des atomes voyageant à des vitesses de l'ordre de 320km/sec. auraient parcouru en l'espace de 40 ans des distances bien supérieures à 2500.U.A <sup>(2)</sup> et par conséquent l'intensité de la raie correspondante ( $H_3$  ou  $K_3$ ) devrait être inobservable aujourd'hui. La figure 7 montre bien que les intensités des différentes composantes de H et K sont au contraire restées très semblables pendant plus de 30 ans.

(2) U.A (unité astronomique). 1 U.A vaut la distance moyenne terre - soleil.

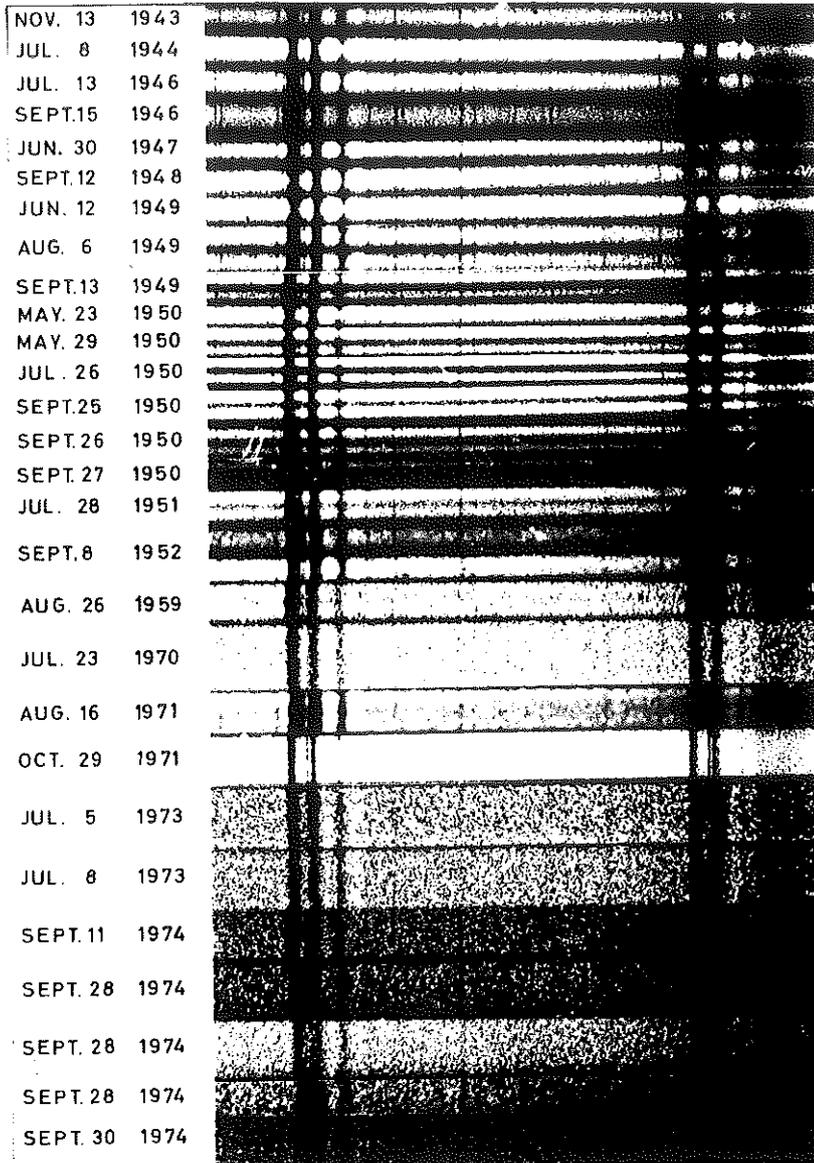


Fig. 7 : Variations du profil des raies H et K dans le spectre de l'étoile HD 190073 de 1943 à 1974.

Il est apparu très tôt que la nature des forces responsables de l'éjection d'atomes hors de l'atmosphère d'une étoile devait être de type radiatif.

Mais pourquoi cette interaction est-elle limitée dans le cas de l'étoile HD 190073 à des atomes de  $\text{Ca}^+$ , dont les vitesses d'éjection ne prennent que des valeurs discrètes?

Reprenant une idée émise par Milne à propos de l'effet des forces radiatives sur les atomes (Milne 1926), Scargle a établi un modèle basé sur la diffusion pure "pure-scattering" permettant de rendre compte des vitesses observées pour les atomes de  $\text{Ca}^+$  dans HD 190073 (Scargle 1973). Il prétend rendre compte par cette théorie d'un rapport 2:1 observé entre les vitesses de certaines composantes des raies H et K.

Cependant, ce rapport établi par Merrill pour la première fois (Merrill 1951a) n'a jamais eu qu'une valeur significative de moyenne pour un ensemble de 12 spectres.

Ayant à notre tour mesuré les vitesses des différentes composantes de H et K présentes dans un échantillon de 24 spectres, il apparaît que ce rapport ne peut être déduit que d'une moyenne établie en ne considérant que certaines composantes parmi d'autres. Au sein de celles-ci (voir tables 3 et 4), certaines, bien que présentes sur 14 de nos spectres (sous-groupe b<sub>3</sub> dans la table 4) sont considérées par Scargle (Scargle 1973) comme étant des raies intruses, "Interlopers".

Nous nous proposons dans le Chapitre IV d'établir un modèle, basé cette fois sur l'absorption pure "pure-absorption", permettant de rendre compte du profil d'éjection observé. A la base de ce modèle se trouve aussi l'effet sélectif des forces radiatives suggéré par Milne (Milne 1926).

B) Mesures de vitesse radiale des différentes composantes  
présentes dans les raies H et K de CaII.

Les mesures de vitesse radiale des différentes composantes qui apparaissent dans les raies H et K de CaII ont été effectuées pour 24 spectres s'échelonnant sur plus de 30 ans (Voir table 3). La précision des mesures est de  $\pm 5$  km/sec. en ce qui concerne les spectres ayant une dispersion de  $10 \text{ \AA/mm}$  et de  $\pm 10$  km/sec. pour ceux ayant une dispersion de  $20 \text{ \AA/mm}$ . Les figures 9a, b, c, d, e montrent les profils pour lesquels nous avons mesuré les vitesses des différentes composantes des raies H et K.

Table 3 : mesures de vitesse radiale des composantes dans les raies H et K de CaII depuis 1943 à 1974.  
(Les résultats sont exprimés en km/sec.).

SP.	$E^+$	A	$E^-$	110	140	150	160	170	180	190	200	210	220	230	240	250
1.	H	32.5	-1.5	45.3		151.1			176.0		200					
	K	96.5	+0.8	(104.7)		P			176.8		202					
2.	H	34.0	-0.8	56.7		147.3		173.8			P					
	K	70.6	-0.9	105.5		P			180.6		198.2					
3.	H	39.3	-1.5	43.8		145.0			179.0							
	K	108.7	-2.3	107.0		150.1			184.4							
4.	H	38.5	+3.8	52.1		144.3			181.3							
	K	140.7	+2.3	101.7			147.1		179.9							
5.	H	41.6	+1.5	45.3			146.6		179.8							246.3
	K	78.2	+3.1	88.7			147.9		180.6						239.3	
6.	H	34.8	+5.3	43.1		141.3			174.5							
	K	98.0	+2.3	76.5			147.1		179.9							
7.	H	31.0	+2.3	55.2			148.8		178.3							251.6
	K	85.8	+1.5	94.8			147.9		177.6							
9.	H	32.5	+0.8	>34.8			147.3		179.8							250.1
	K	91.9	+0.8	91			157.7		181.4							
10.	H	45.8	+3.8	57.4			145.0		176.0				223.6			
	K	99.5	-0.8	82.6			147.1		177.6							
11.	H	48.4	+1.3	52.9			145.8		176.8							
	K	90.4	-2.3	92.5			P		182.9							
12.	H	>33.2	+1.5	47.6			146.6		175.3							237.7
	K	105.6?	0.0	<102.4			147.1		184.4							

SP.	260	270	280	290	300	310	320	330	340	350	360	370	380	390	400
1.	H						318.0								
	K	262.2					314.0	324.7							
2.	H						315.8		343.7						
	K	261.4					316.3			347.5					
3.	H	257.6				302.2			338.4		355.8			388.3	
	K	260.7				301.8		334.6		355.2				389.4	
4.	H					301.4	320.3	332.4	342.2		362.6				
	K	259.9					318.6	333.8	342.2		362.8				
5.	H					302.9				349.0					
	K	257.6				306.4				350.6					
6.	H						321.8				361.1				398.9
	K							326.2			360.5				400.1
7.	H		287.1					329.4			361.9				
	K	259.1	291.1					328.5			361.2				
9.	H					298.4		326.4							399.6
	K	258.4				298.0		329.2							
10.	H						320.3				361.9				
	K	255.3					320.9				362.8				
11.	H						321.1								
	K	262.2						328.5							
12.	H						321.8				P				
	K	262.2					322.4				358.2				

SP.	E <sup>+</sup>	A	E <sup>-</sup>	110	140	150	160	170	180	190	200	210	220	230	240	250
13.	H	45.3	+2.3	-45.3		143.5		174.5						226.6		
	K	99.3	+6.9	<106.9		142.5		173.0						232.5		253.8
14.	H	>33.2	-3.0	51.4		151.1		182.1						234.2		
	K	86.9	-5.5	>68.3		150.9			185.2							
15.	H	40	0.0	43.1		149.6		179.0							237.2	
	K	93.1	-2.3	>69.0			160.8		187.5						235.5	
17.	H	43.8	+0.8	35.5		146.6		176.0						229.7		
	K	<104.1	-1.5	89.5		148.6		175.3								
18.	H	32.5	-1.5	41.6		148.8		178.3								
	K	<109.4	+4.6	76.5		P		178.3								
19.	H	43.1	-7.6	66.5				173.0								
	K	95.0	-3.8	96.3				170.7								
20.	H	34.8	+3.8	37.8		145.8	141.7				204.7					
	K	99.5	0.0	91.0		P		173.0				211.9				
21.	H	38.5	+6.0	41.6				169.2			203.2					
	K	107.9	+2.3	75.0				170.0				205.8				
23.	H	41.6	-3.0	65.0				169.2			P					
	K	88.9	+2.3	91.0				174.5			P					
24.	H	37.0	≤-13.6	434.8				168.5	177.5			207.0				248.5
	K	<111.0	≤-15.2	459.0				167.7	179.9			206.5			243.1	
26.	H	43.8	≤-12.1	28.7	110.3		159.4		182.8			207.0		234.9		
	K	85.8	~-4	86.4					176.8			206.5				



SP.	E <sup>+</sup>	A	E <sup>-</sup>	110	140	150	160	170	180	190	200	210	220	230	240	250
27.	H ~40	-3.8	52.9				160.1				204				241.7	
	K 105.5	-0.8	87.6						176.8		202.7					
30.	H 31.7	0.8	37.0		139.8		P 173.7						215.3	233.4:		252.3
	K 103.2	0.0	69.4		143.3		157 173.0					211.9				252.3



Présentation de la table 3.

- SP. X indique qu'il s'agit du spectre n°X pour lequel les indications sont données en annexe.
- E<sub>+</sub> indique la vitesse mesurée pour le maximum de l'aile en émission sur le flanc rouge de la raie non déplacée.
- E<sub>-</sub> indique la vitesse mesurée pour le maximum de l'aile en émission sur le flanc violet de la raie non déplacée.
- A indique la vitesse mesurée pour la raie en absorption non déplacée.  
 Si le signe - précède : déplacement vers les courtes longueurs d'onde  
 Si le signe + précède : déplacement vers les grandes longueurs d'onde.

Il est bien entendu que les composantes en absorption dont les vitesses sont comprises entre 110 et 400 km/sec, sont décalées vers les courtes longueurs d'onde par rapport à la raie non déplacée et correspondent donc à des "blueshift" (éjections d'atomes vers l'observateur).

- H indique qu'il s'agit des vitesses mesurées relatives aux composantes de la raie H en absorption (ces vitesses sont indiquées sur la ligne correspondante et sont comprises entre 110 et 400 km/sec.)
- K indique qu'il s'agit des vitesses mesurées relatives aux composantes de la raie K en absorption (ces vitesses sont indiquées sur la ligne correspondante et sont comprises entre 110 et 400 km/sec.)

Remarques :

- la lettre P, signifie que la composante est présente mais non mesurée.
- le signe ?, signifie que la mesure est assez incertaine.
- la composante qui apparait à 259km/sec, dans K, a été identifiée avec la raie de Fe I  $\lambda$  3930.29

On peut considérer de façon très générale (voir fig. 2 et 7) qu'il existe trois groupes globaux, et bien distincts pour chacun des spectres depuis 1943 jusqu'à 1974, auxquels appartiennent les différentes composantes des raies H et K. (groupe 1 :  $H_1, K_1$ ; groupe 2 :  $H_2, K_2$ ; groupe 3 :  $H_3, K_3$ ). De plus un examen rapide de la table 3 révèle que l'on peut trouver au sein de ces groupes mêmes plusieurs sous-groupes différents de composantes dont les mesures de vitesse radiale sont voisines d'une certaine valeur moyenne. (voir fig. 8).

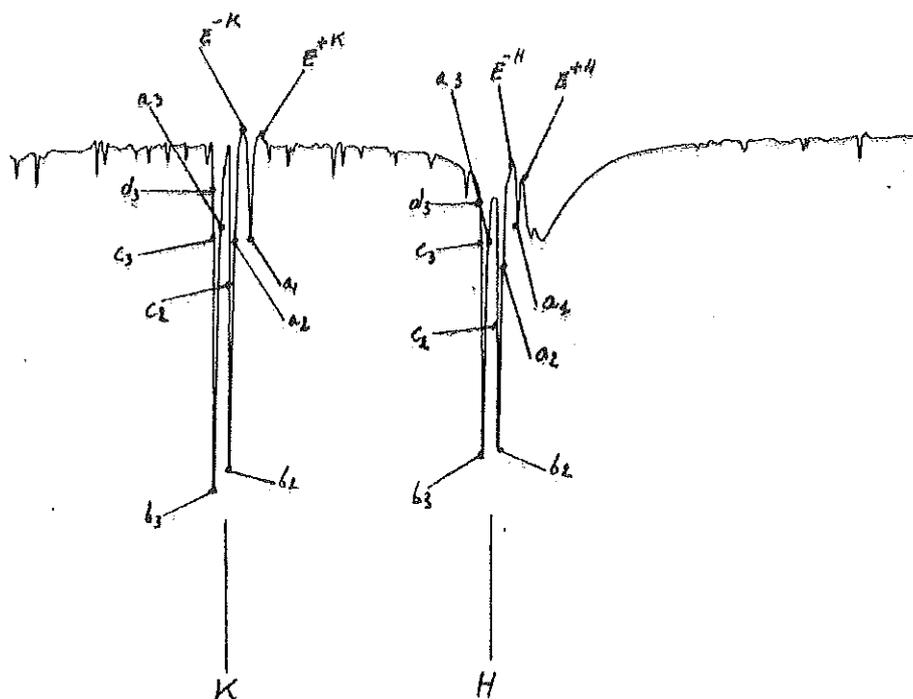


Fig. 8. : Représentation de l'emplacement approximatif et éventuel des différents sous-groupes de composantes +H -H +K -K  $E, E, E, E, a_1, a_2, b_2, c_2, a_3, b_3, c_3, d_3$  sur le profil de la région spectrale des raies H et K.

Pour le groupe 1 ( $H_1, K_1$ ) apparaissent 5 tels sous-groupes différents respectivement notés :	-H -K $E, E$ +H +K $E, a_1, E$
Pour le groupe 2 ( $H_2, K_2$ ) apparaissent 3 tels sous-groupes différents respectivement notés :	$a_2, b_2, c_2$
Pour le groupe 3 ( $H_3, K_3$ ) apparaissent 4 tels sous-groupes différents respectivement notés :	$a_3, b_3, c_3, d_3$

Ces différents sous-groupes sont repris et caractérisés dans la table 4 ci-dessous.

Table 4 : Groupes et sous-groupes auxquels appartiennent les différentes composantes des raies H et K.

Groupes	Raies	A/E	Sous-Groupes.	$\bar{V}$ (km/sec)	$\Delta\bar{V}$ (km/sec)	m.s.a	m.s.m	
1	H	E	$E^{+H}$	39	6	24	22	
1	H	E	$E^{-H}$	47	10	24	22	
1	K	E	$E^{+K}$	96	14	24	20	
1	K	E	$E^{-K}$	88	12	24	20	
{	1	H	A	$a_1$	1	4	24	22
	1	K	A	$a_1$	0	3	24	22
{	2	H	A	$a_2$	146	3	18	18
	2	K	A	$a_2$	148	4	18	12
{	2	H	A	$b_2$	176	4	23	23
	2	K	A	$b_2$	178	5	23	23
{	2	H	A	$c_2$	204	2	6	6
	2	K	A	$c_2$	206	5	6	6
{	3	H	A	$a_3$	303	3	12	12
	3	K	A	$a_3$	307	6	12	10
{	3	H	A	$b_3$	322	4	14	14
	3	K	A	$b_3$	323	5	14	14
{	3	H	A	$c_3$	359	4	8	7
	3	K	A	$c_3$	359	4	8	8
{	3	H	A	$d_3$	397	6	4	4
	3	K	A	$d_3$	395	8	2	2

PRESENTATION DE LA TABLE 4.

Colonne n° 1 : groupe (1 ou 2, ou 3).

Colonne n° 2 : raie (composante dans H ou K)

Colonne n° 3 : A / E (en absorption ou en émission)

Pour la signification de  $E^+$  et  $E^-$  voir "présentation de la table 3"

Colonne n° 4 : dénomination du sous-groupe.

Colonne n° 5 : vitesse moyenne des composantes présentes dans les différents spectres où elles apparaissent.

Colonne n° 6 : écart quadratique moyen relatif à cette vitesse moyenne.

Colonne n° 7 : nombre de spectres sur lesquels les composantes considérées apparaissent.

Colonne n° 8 : nombre de spectres sur lesquels les composantes considérées ont été mesurées.

On peut voir à partir des résultats de la table 4, que la largeur moyenne séparant les 2 maxima des ailes en émission est beaucoup plus grande pour la raie K ( $96 + 88 = 184$  km/sec.) que pour la raie H ( $47 + 39 = 86$  km/sec). On s'attendrait plutôt à trouver des largeurs moyennes fort semblables car, que les raies H et K soient en absorption ou en émission, celles-ci sont formées dans des mêmes régions.

Ceci peut cependant s'expliquer par le fait que la raie H de CaII est perturbée par une émission supplémentaire due à  $H_{\epsilon}$ .

Sur certains spectres (voir Fig. 6, 7 et 9), la présence d'une émission dans  $H_{\epsilon}$  paraît bien évidente, sur d'autres elle l'est moins.

Cette émission due à  $H_{\epsilon}$  tend à effacer un peu l'absorption non déplacée due à la raie H et diminue ainsi la largeur entre les deux ailes en émission qui seraient uniquement dues à H.

Ceci est tout à fait en accord avec les émissions qui apparaissent superposées aux larges absorptions d'autres raies de la série de Balmer : dans  $H\beta$  l'émission est très intense, dans  $H\gamma$  l'émission est assez complexe (Beals & Burland 1949, voir aussi Fig. 5), de même dans  $H\delta$ , parfois elle apparaît complexe aussi dans  $H\delta$  (Swings & Struve 1940).

Par d'autres méthodes telles que l'analyse d'un profil de la région  $H_{\epsilon}$  en intensité, on peut mettre en évidence beaucoup plus facilement l'émission dans  $H_{\epsilon}$ . (voir Chapitre IV.)

Le sous-groupe  $a_1$  (voir table 4) montre que le déplacement moyen des raies de CaII ( $H_1, K_1$ ) est, aux erreurs de mesure près égal au mouvement radial de l'étoile. (1)

Merrill avait remarqué, d'après les résultats obtenus pour un ensemble de 12 spectres, la présence d'un rapport 2:1 entre les vitesses radiales de certaines composantes.

Il est facile de voir d'après la table 4 qu'un tel rapport semble en effet exister entre les vitesses moyennes de certains sous-groupes :

rapport 2:1 entre les sous-groupes  $a_2$  et  $a_3$  ;  $b_2$  et  $c_3$  ;  
 $c_2$  et  $d_3$  (celui-ci est toutefois très peu significatif)

Le rapport ainsi établi ne peut être considéré que comme étant un résultat statistique. En effet si on recherche la présence de ce rapport au sein d'un seul spectre (voir table 3), on remarquera facilement qu'il n'est pas significatif, seulement parfois et pour un nombre très restreint de composantes.

(1) Nos mesures de longueurs d'onde ayant été effectuées en prenant pour références les longueurs d'onde de raies (FeII, TiII, ...) qui ont servi à la détermination de la vitesse radiale de l'étoile. (Merrill 1933a, Wilson 1963), il est tout à fait normal de retrouver pour l'absorption non déplacée des raies H et K de CaII les longueurs d'onde de laboratoire si ces absorptions prennent naissance dans une atmosphère au repos par rapport à l'étoile. (La vitesse radiale de HD 190073 est en effet nulle aux erreurs de mesure près).

Présentation des figures 9 a, b, c, d, e.

Nous pensions au début de ce travail pouvoir présenter au moyen de figures, "relevés en intensité", les variations des composantes H et K depuis 1943 jusqu'à 1974 pour l'étoile HD 190073. Des difficultés dans la mise au point des programmes de traitement de données du microdensitomètre ont empêché la réalisation de ce travail dans le délai qu'il nous était imparti.

Les figures 9 a, b, c, d, e, représentent donc des relevés en densité des régions spectrales voisines des raies H et K. Dans les commentaires qui suivront, nous avons donc fait abstraction de détails relatifs aux variations en intensité des composantes au cours du temps. Il est toutefois possible de relever des caractères généraux relatifs aux intensités de composantes présentes sur un même spectre (présence d'émission, comparaison d'ordre entre les intensités relatives des composantes, ...). Les figures présentées ici ont été réalisées de telle manière que la profondeur qui apparaît entre le continuum voisin de la raie  $H_{\alpha}$ , et la large absorption laissée par celle-ci soit très semblable pour chacun des clichés.

Remarquons que le fait qu'il s'agit de relevés en densité n'affecte en rien les mesures du déplacement et la largeur des différentes composantes présentes dans les raies H et K.

Pour examiner la présence des sous-groupes de composantes décrits ci-avant, nous renvoyons le lecteur à la table 3 et à la figure 8. C'est après avoir recherché un modèle pour l'explication de la formation des composantes H et K (voir Chapitre IV) que l'existence de corrélations entre la variation du profil des raies d'hydrogène ( $H_{\gamma}$ ,  $H_{\beta}$ , ...) et celle des raies H et K a été établie de façon décisive.

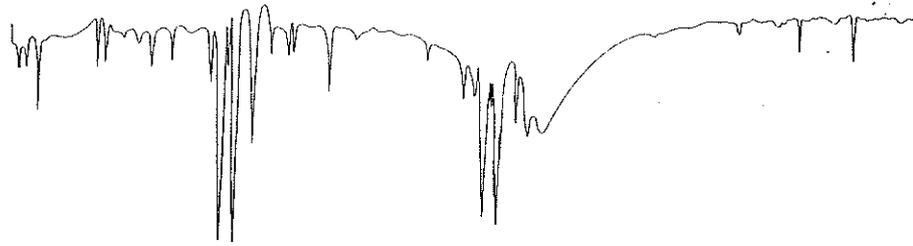
C'est la raison pour laquelle, on trouvera en ligne indiquée (b), dans les commentaires ultérieurs relatifs aux différents spectres, des remarques ayant trait au profil des raies d'hydrogène ( $H_{\gamma}$ ,  $H_{\beta}$ ). On pourra en ce qui concerne les variations de la raie  $H_{\gamma}$  avoir recours à la figure 5.

Pour la majorité des spectres, nous avons effectué les mesures concernant le déplacement et la largeur de la composante en absorption située sur l'aile violette des raies  $H_{\gamma}$ , et  $H_{\beta}$  (Cf. Ch. III). Les conclusions que l'on en a déduites sont reprises dans les commentaires ci-dessous.

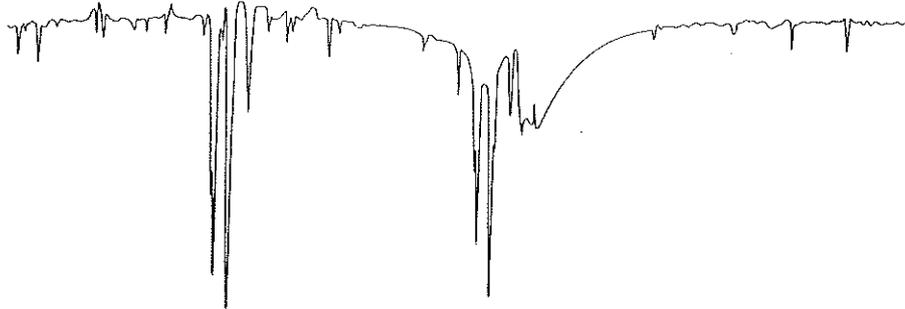
Nous demandons au lecteur d'examiner en première lecture les fig. 9 a, b, c, d, e et après avoir lu le chapitre IV (théorie), de revenir aux conclusions qui font suite ici. Ces dernières apparaîtront comme une justification du modèle proposé au ch. IV.

Fig. 9.- Variations du profil des composantes des raies H et K au cours du temps pour l'étoile HD 190073.

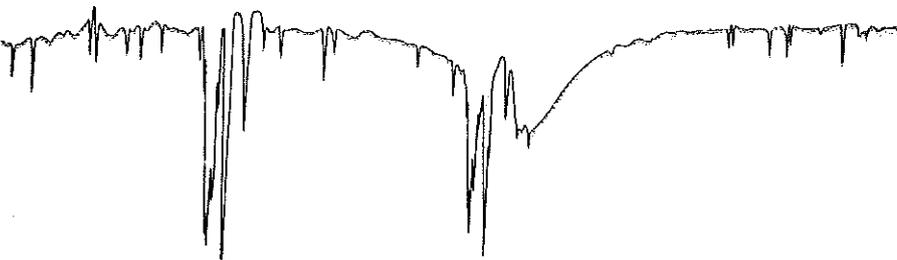
SP.1  
(13 NOV. 43)



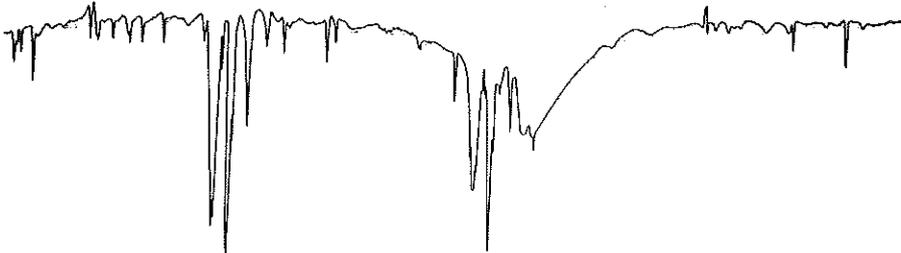
SP. 2  
(8 JUIL. 44)



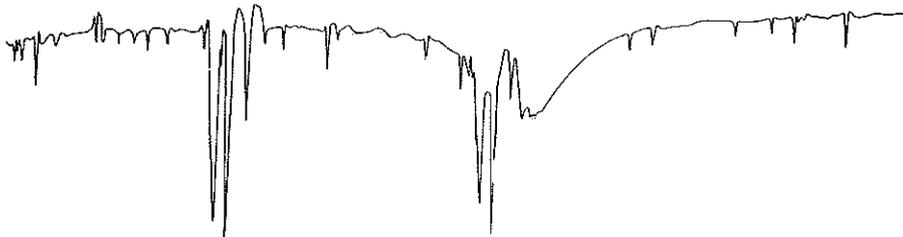
SP. 3  
(13 JUIL. 46)



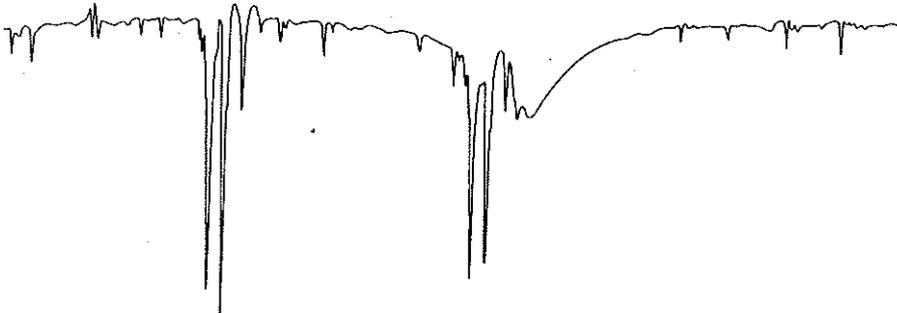
SP. 4  
(15 SEPT. 46)



SP. 5  
(30 JUIN 47)



SP. 6  
(12 SEPT. 48)



SP. 7  
(12 JUIN 49)

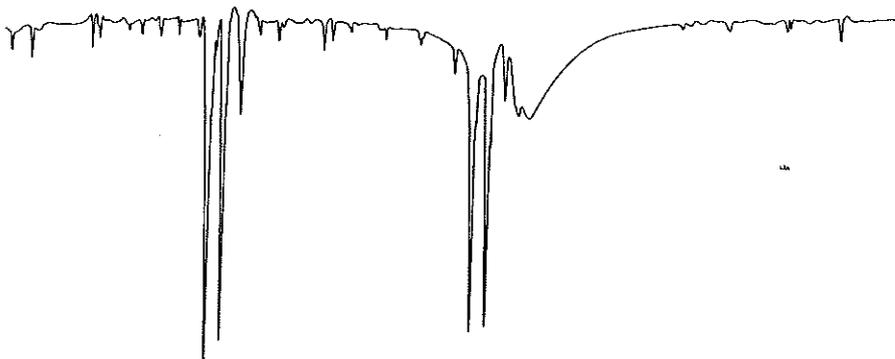
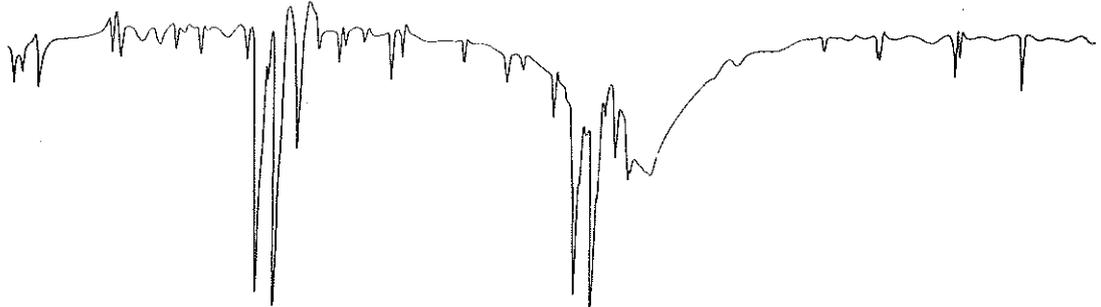
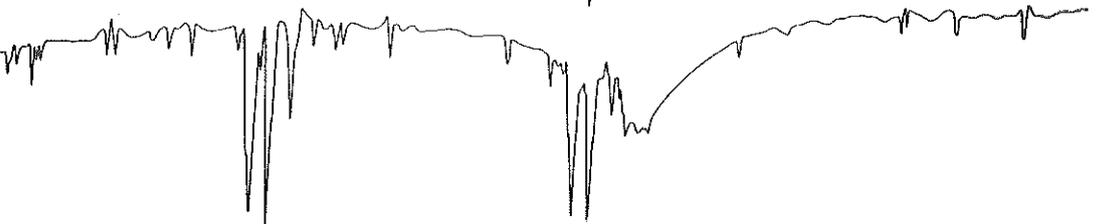


Fig. 9a

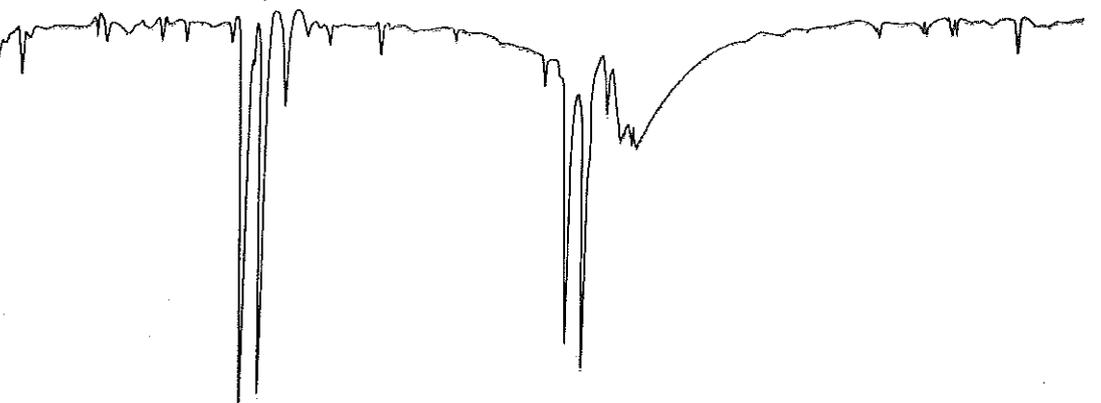
SP. 9  
(AOUT 49)



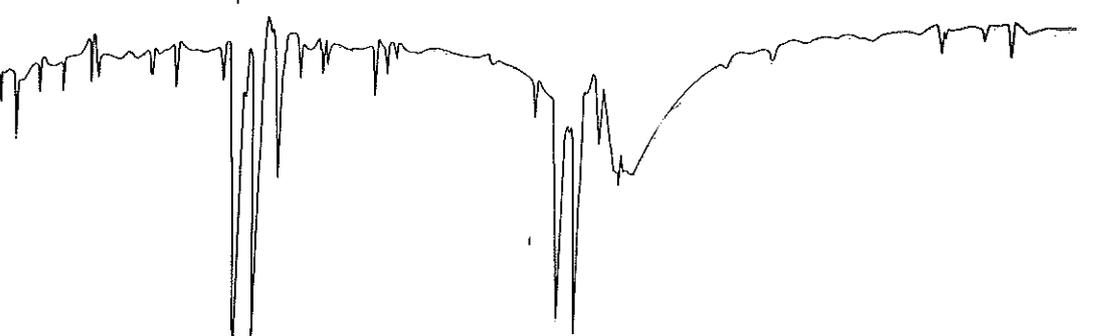
SP. 10  
(SEPT 49)



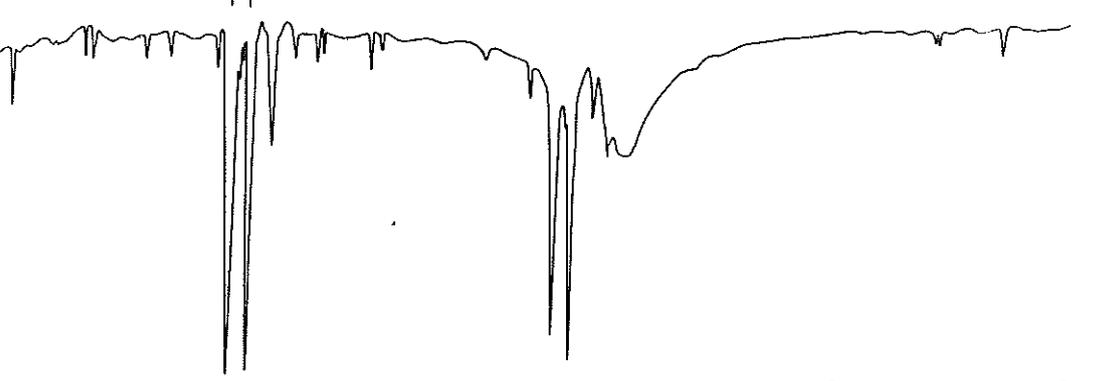
SP. 11  
(MAI 50)



SP. 12  
(MAI 50)



SP. 13  
(JUIL 50)



SP. 14  
(SEPT. 50)

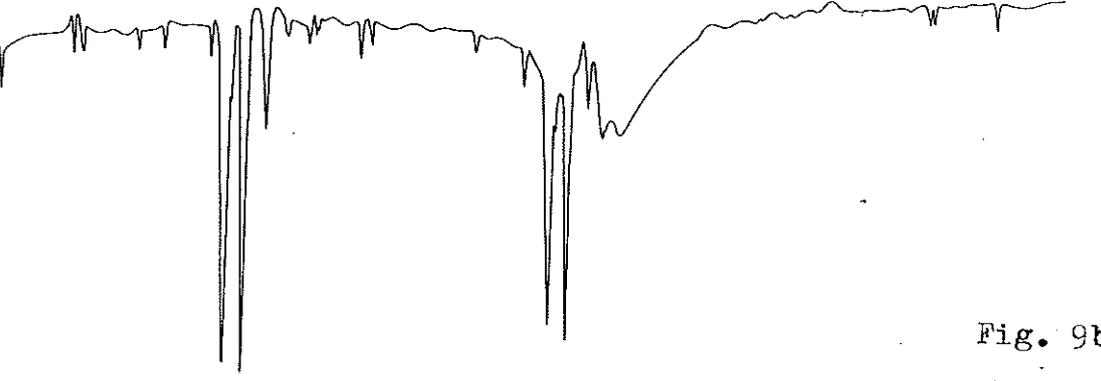
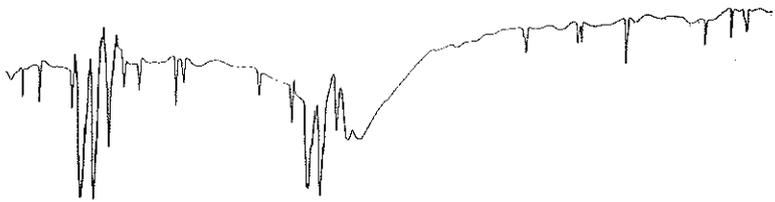
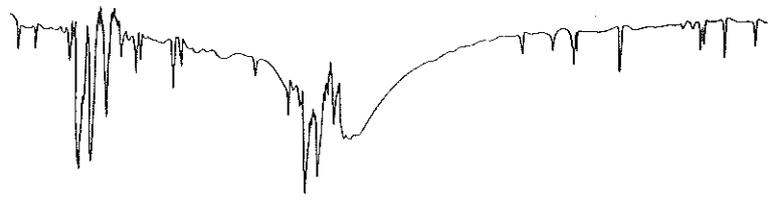


Fig. 9b

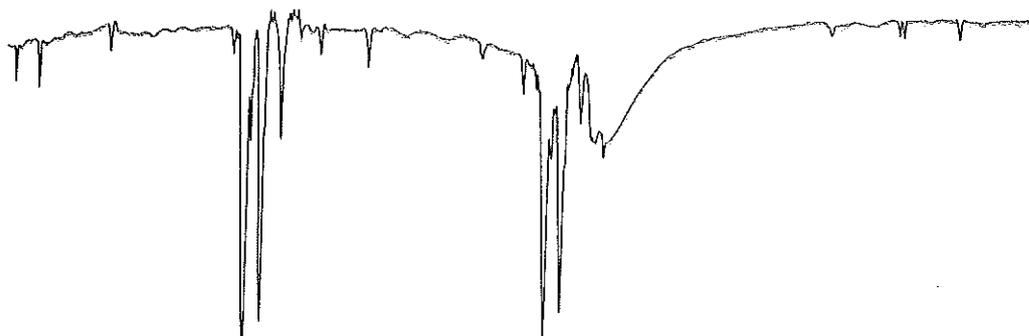
SP. 15  
26 SEPT. 50)



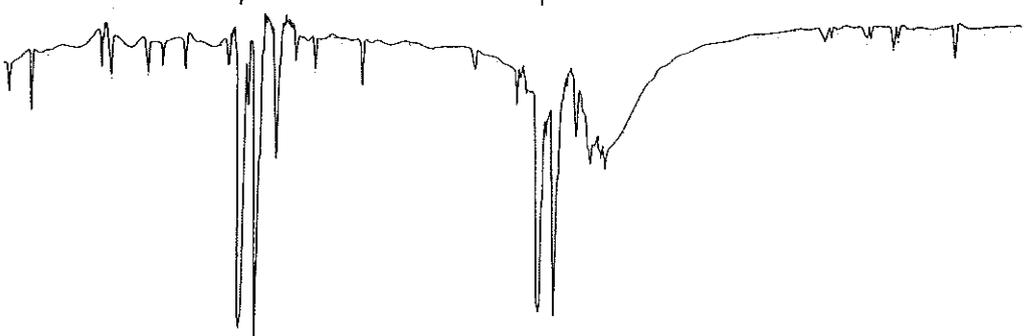
SP. 16  
27 SEPT. 50)



SP. 17  
JUL. 51)



SP. 18  
SEPT. 52)



SP. 20  
AOUT 71)



SP. 21  
OCT. 71)

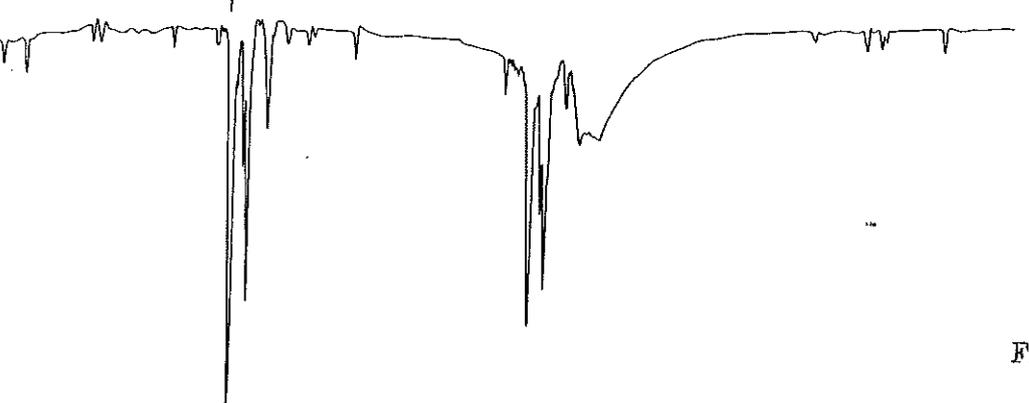


Fig. 9c

22  
(AOUT 72)

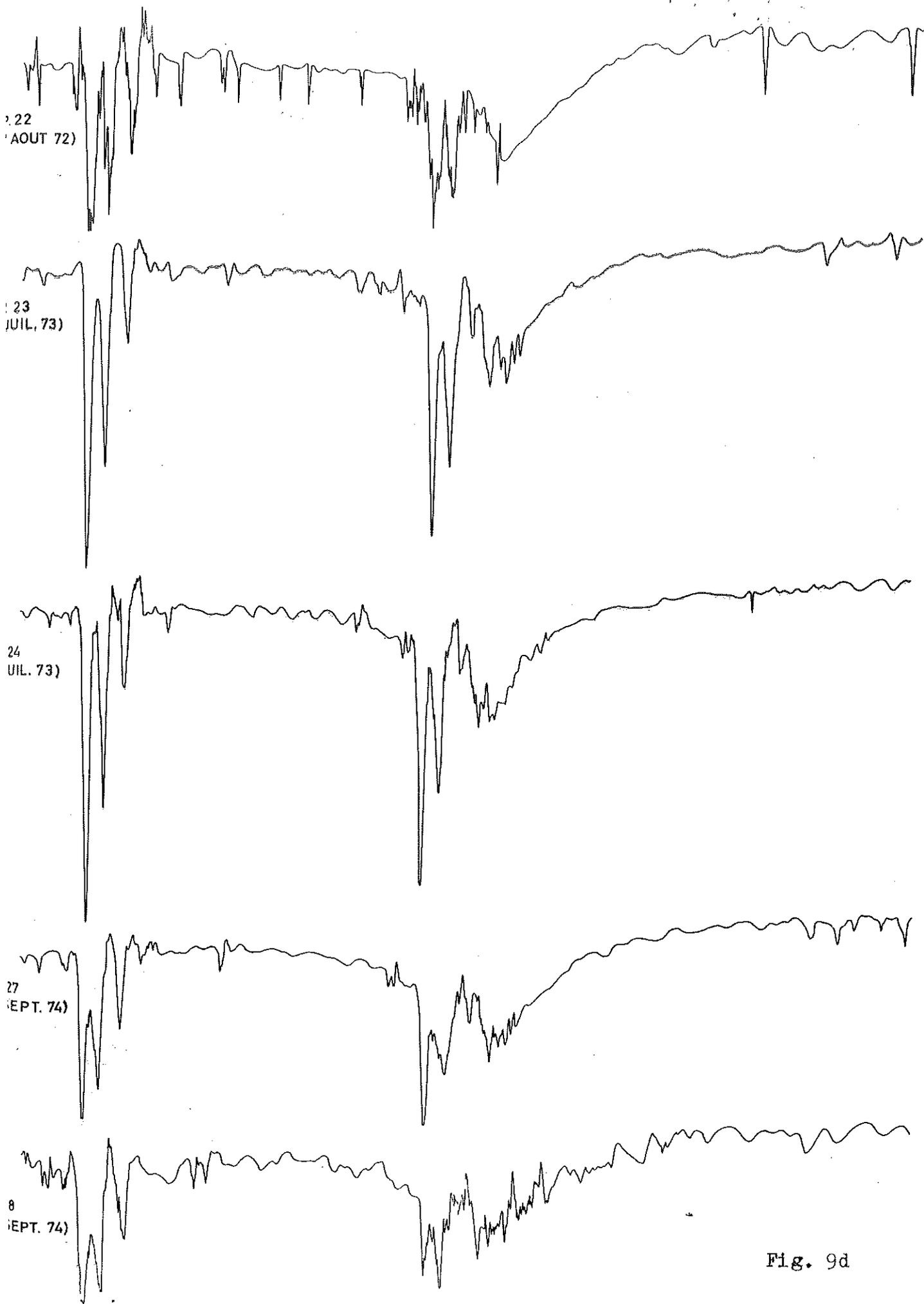
23  
(JUIL, 73)

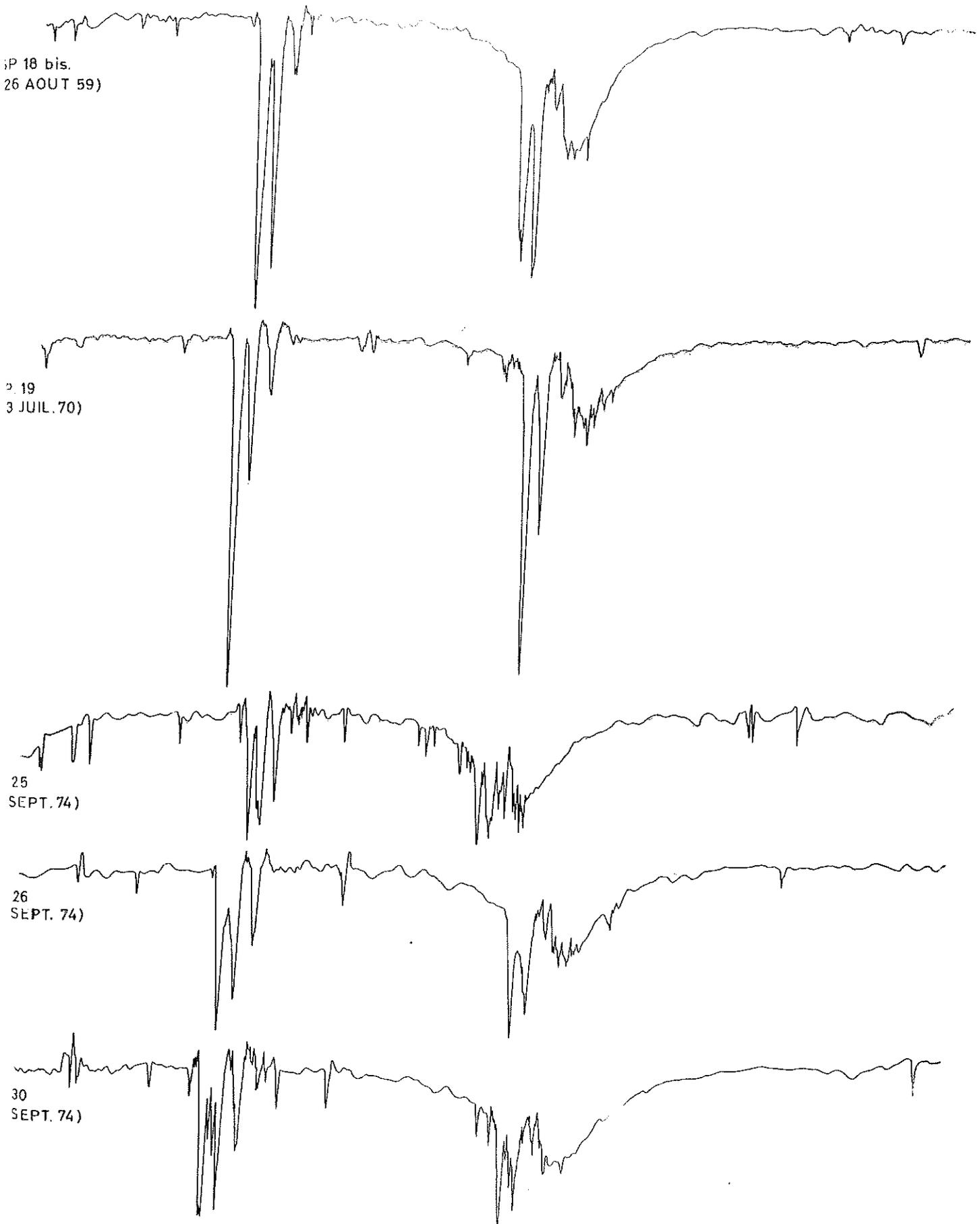
24  
(JUIL. 73)

27  
(EPT. 74)

8  
(EPT. 74)

Fig. 9d





P 18 bis.  
26 AOUT 59)

2. 19  
3 JUIL. 70)

25  
SEPT. 74)

26  
SEPT. 74)

30  
SEPT. 74)

Fig. 9e

Commentaires relatifs aux variations des différentes composantes  
présentes dans les raies H et K depuis 1943 à 1974 pour l'étoile

HD 190073.

- SP.1. a) Les émissions en H et K sont assez intenses et trop  
==== intenses en H comparativement à K.  
Ce dernier fait s'explique par la présence d'une émission supplémentaire due à la raie  $H_{\epsilon}$ . (Cf. Ch. III). Cette remarque sera sous-entendue pour les autres spectres.
- b) Les mesures du déplacement et de la largeur que présente l'absorption sur l'aile violette de la raie  $H_{\epsilon}$  rendent bien compte de la formation des composantes  $H_2$ ,  $K_2$  en absorption (voir Ch. IV). Ceci a été établi en effectuant les mesures sur les raies  $H_{\gamma}$  et  $H_{\delta}$  non perturbées et en extrapolant ensuite pour la raie  $H_{\epsilon}$  qui doit présenter un profil assez analogue. En effet, cette absorption est présente sur  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\delta}$ .
- c) Les largeurs des composantes  $K_2$ ,  $K_3$  sont fort semblables
- d) Les intensités des composantes  $K_2$ ,  $K_3$  ( $H_2$ ,  $H_3$ ) en absorption sont fort semblables.
- SP.2. a) cf. SP.1.  
----
- b) cf. SP.1.
- c) cf. SP.1.
- d) La composante  $K_3$  ( $H_3$ ) est un peu plus faible que  $K_2$  ( $H_2$ )
- SP.3. a) cf. SP.1.  
----
- b) cf. SP.1.
- c) La composante  $K_3$  est nettement plus large que  $K_2$ .
- d) cf. SP.2.
- SP.4. a) Les émissions en H et K sont moins intenses que précédemment, cependant encore assez intenses en H (vu la présence d'une émission dans la raie  $H_{\epsilon}$ ).  
-----
- b) non mesuré, mais absorption observable.
- c) cf. SP.3.
- d) cf. SP.2.

- SP.5. a) cf. SP.1.  
-----  
b) cf. SP.1.  
c) cf. SP.3.  
d) cf. SP.2.
- SP.6. a) cf. SP.1.  
-----  
b) cf. SP.1.  
c) cf. SP.1.  
d) cf. SP.3. cependant ici la composante est légèrement plus intense que H<sub>2</sub>.
- SP.7. a) cf. SP.1.  
-----  
b) cf. SP.1.  
c) cf. SP.1. Cependant à la base, K<sub>3</sub>(H<sub>3</sub>) est plus large que K<sub>2</sub>(H<sub>2</sub>)  
d) La composante K<sub>3</sub> est légèrement plus intense que K<sub>2</sub>. H<sub>3</sub> et H<sub>2</sub> ont des intensités fort semblables.
- SP.9. a) cf. SP.1.  
-----  
b) cf. SP.1.  
c) cf. SP.7.  
d) cf. SP.2.
- SP.10. a) cf. SP.1, (l'émission sur l'aile violette en K est  
----- cependant plus faible.)  
b) cf. SP.1.  
c) cf. SP.7.  
d) cf. SP.2.
- SP.11. a) cf. SP.4.  
-----  
b) non mesuré mais absorption observable.  
c) cf. SP.7.  
d) cf. SP.7.

- SP.12. -----  
a) cf. SP.1. Toutefois l'émission sur l'aile rouge apparaît plus faible.  
b) cf. SP.1.  
c) cf. SP.7.  
d) cf. SP.1.
- SP.13. -----  
a) cf. SP.4.  
b) Cliché défectueux pour la raie H $\gamma$  ; absorption observable dans H $\beta$  , mais non mesurée.  
c) cf. SP.7.  
d) cf. SP.1.
- SP.14. -----  
a) cf. SP.4.  
b) cf. SP.1.  
c) cf. SP.7.  
d) cf. SP.1. (K $_3$  apparaît un tout petit peu plus faible que K $_2$ ).
- SP.15. -----  
a) cf. SP.1.  
b) non mesuré mais absorption observable.  
c) cf. SP.3.  
d) cf. SP.1.
- SP.16. -----  
a) cf. SP.1.  
b) non mesuré mais absorption observable.  
c) cf. SP.3.  
d) cf. SP.1. (K $_3$  légèrement plus intense que K $_2$ ).
- SP.17. -----  
a) cf. SP.1.  
b) cf. SP.1.  
c) cf. SP.3.  
d) les composantes K $_3$  (H $_3$ ) sont légèrement plus intenses que K $_2$  (H $_2$ ).

SP.18. a) cf. SP.1.

-----  
b) cf. SP.1.

c) cf. SP.3.

d) cf. SP.2.

SP.20. a) cf. SP.1.

-----  
b) cf. SP.1. Cependant l'absorption présente dans  $H\gamma$ ,  $H\delta$  est plus large que celle qui apparaît dans les autres spectres.

c) cf. SP.1. Il semble de plus ici y avoir une légère fusion par la base entre les composantes  $K_2$  et  $K_3$  en absorption.

d) cf. SP.17.

SP.21. a) cf. SP.1.

-----  
b) cf. SP.1. Le flanc violet de l'absorption P Cygni présente dans  $H\delta$ , semble perturbé par une légère émission

c) cf. SP.1.

d) La composante  $K_3$  est plus intense que  $K_2$ .

SP.22. a) cf. SP.1. (pour  $H_1$ , la composante en absorption est  
----- presque insoupçonnable.)

b) cliché sous-exposé pour  $H\gamma$ ,  $H\delta$ .

c) cf. SP.3.

d) cf. SP.17.

SP.23. a) cf. SP.1.

-----  
b) non mesuré : une intense et large absorption P Cygni apparaît dans  $H\gamma$ ,  $H\delta$ . Une émission sur son flanc violet est apparente pour  $H\delta$ .

c) cf. SP.1. Une fusion par la base entre les composantes  $K_2$  et  $K_3$  en absorption est bien apparente.

d) Les composantes  $K_3$  ( $H_3$ ) sont nettement plus intenses que  $K_2$  ( $H_2$ ).

- SP.24. a) cf. SP.1. (Noter la dissymétrie des ailes rouges et  
----- violettes).
- b) cf. SP.1. Il y a une émission nette sur le flanc violet de l'absorption dans  $H\beta$ .
- c) cf. SP.23.
- d) cf. SP.23.
- SP.27. a) cf. SP.1.  
-----
- b) non mesuré. L'absorption P Cygni dans  $H\beta$  et  $H\gamma$  présente une largeur et intensité maximales en comparaison des spectres précédents. Il y a une émission sur l'aile violette de cette absorption pour la raie  $H\beta$ .
- c) Il y a une fusion importante par la base entre les composantes  $K_2$  et  $K_3$  ( $H_2$  et  $H_3$ ).
- d) Les composantes  $K_3$  ( $H_3$ ) sont plus intenses que  $K_2$  ( $H_2$ )
- SP.28. a) cf. SP.1.  
-----
- b) mesuré (bonne corrélation) cf. SP.27.
- c) cf. SP.27.
- d) cf. SP.27.
- SP.18bis. a) émission faible dans la raie K (dissymétrie des 2 ailes)  
-----
- b) L'absorption de type P Cygni, présente dans les raies  $H\gamma$  et  $H\beta$ , apparait assez élargie.
- c) cf. SP.3. (+ fusion par la base entre les composantes  $K_2$  et  $K_3$ )
- d) cf. SP.17.
- SP.19. a) cf. SP.1.  
-----
- b) non mesuré cf. SP.24.
- c) cf. SP.1.
- d)  $K_3$  ( $H_3$ ) sont nettement plus intenses que  $K_2$  ( $H_2$ )

SP.25. a) cliché sous-exposé.

-----

b) non mesuré, l'absorption de type P Cygni présente dans  $H\gamma$  et  $H\delta$  est considérablement large

c) les composantes  $K_2$  ( $H_2$ ) sont plus larges que  $K_3$  ( $H_3$ )  
Il semble y avoir une légère fusion par la base entre les composantes  $K_2$ ,  $K_3$ .

d) cf. SP.17.

SP.26. a) cf. SP.4.

-----

b) non mesuré : cf. SP.23.

c) fusion par la base entre les composantes  $K_2$  et  $K_3$  ( $H_2$  et  $H_3$ ).

d) les composantes  $K_3$  ( $H_3$ ) sont plus intenses que  $K_2$  ( $H_2$ )

SP.30. a) cf. SP.4.

-----

b) cf. SP.27. (mesuré) L'absorption P Cygni dans  $H\gamma$  et  $H\delta$  présente une largeur et intensité considérables.

c) cf. SP.26.

d) cf. SP.17.

### C ) Conclusions :

Il apparaît que non seulement les composantes des raies H et K varient sur des intervalles de temps longs mais aussi en l'espace de quelques jours (cf. (SP.11, SP.12.), (SP.15, SP.16.), (SP.23, SP.24.) voire même en l'espace de quelques heures (SP.26., SP.27., SP.28.).

Les émissions ( $E^{+H}$ ,  $E^{-H}$ ,  $E^{+K}$ ,  $E^{-K}$ ) et les absorptions ( $a_1$ ) subissent aussi des variations au cours du temps. Il semble donc que la région chromosphérique entourant l'étoile, responsable de ces émissions et absorptions (Ch.IV) subit elle-même de larges variations. On sait (Ch.IV) que sans cesse des atomes sont éjectés hors de celle-ci et comme pour notre chromosphère solaire, sans cesse elle doit être renouvelée par des atomes éjectés hors de l'étoile.

En ce qui concerne la composante en absorption située sur l'aile violette des raies  $H\gamma$ ,  $H\delta$  ... chaque fois que celle-ci apparaît dans un spectre, élargie de façon considérable, il apparaît une fusion par la base entre les composantes  $K_2$  et  $K_3$  ( $H_2$  et  $H_3$ ). (cf. SP.18bis., SP.20., SP.23., SP.25., SP.26., SP.27., SP.30) Ceci s'explique (voir Ch.IV) par le fait qu'une déplétion du rayonnement suite à la présence d'une absorption dans la raie  $H_c$  et située entre les composantes  $H_2$  et  $H_3$  diminue l'effet des forces radiatives pour le domaine spectral considéré et permet ainsi une accumulation d'atomes aux vitesses correspondantes, suffisante pour créer l'absorption présente.

Il semble aussi que chaque fois qu'il apparaît une émission assez nette sur le flanc violet de la composante en absorption de la raie  $H\delta$ , les composantes  $K_3$  ( $H_3$ ) sont plus intenses que  $K_2$  ( $H_2$ ) (cf. SP.19., SP.21., SP.23., SP.24., SP.26., SP.27., SP.28.). Pour établir avec certitude l'existence de cette corrélation, il est nécessaire d'examiner le profil de la raie  $H\delta$  en intensité. Nous espérons bientôt pouvoir le faire. En termes du modèle exposé au Ch.IV., cette corrélation peut s'expliquer par le fait que l'effet des forces radiatives étant plus important là où il y a présence d'une émission importante, les atomes seront fortement accélérés et pourront atteindre leur vitesse de saturation sur des distances plus courtes que celles nécessaires lorsque l'effet des forces radiatives est moins important. Ceci permet une accumulation plus considérable des atomes de  $Ca^+$  à cette vitesse de saturation et donc la formation d'une composante ( $K_3$ ) plus intense en absorption.

Il semble assez convaincant que la connaissance exacte des relevés en intensité des profils de la raie  $H_c$  (voire  $H\gamma$ ,  $H\delta$  ...) permette de rendre compte des fins détails observés dans les raies H et K (différents sous-groupes).

En conclusion, le problème de la formation des composantes dans les raies H et K repose donc entièrement sur la compréhension de la formation et des variations des raies complexes de l'hydrogène (série de Balmer).

Chapitre IV.-Etude de la formation des composantes discrètes dans les raies  
H et K du spectre de HD 190073.A) Tracé en intensité du profil des régions H et K.

Le tracé du profil en intensité des régions H et K pour le spectre II (voir Fig. 10, courbe en continu) a été obtenu à partir du profil en densité modulé par la courbe de calibration correspondante.

Le tracé interrompu représente le profil de la profonde et large absorption due à la raie  $H_{\epsilon}$  (voir Chapitre II). Il apparaît clairement que la largeur de l'absorption non déplacée due à  $CaII$  est plus large pour  $K_1$ . Aussi, l'intensité de la raie en émission est plus grande pour  $H_1$  comparativement à  $K_1$ . Tout ceci s'explique donc bien, comme nous l'avons décrit antérieurement, par la présence d'une émission supplémentaire due à  $H_{\epsilon}$  (cf. Chapitre III).

Il est intéressant de rechercher la distribution d'énergie que nous donnerait l'étoile si on supposait les enveloppes d'atomes  $Ca^+$  absentes.

Si nous désignons par  $E_0$ , la mesure de l'intensité moyenne présente dans le continuum voisin de la raie K et  $E_1$  la mesure de l'intensité restante au centre d'une composante en absorption de la raie K, nous trouvons que la fraction d'énergie absorbée par cette composante K dans le continuum, soit F, vaut :

$$F = \frac{E_0 - E_1}{E_0}$$

La fraction d'énergie absorbée par la composante H (c'est-à-dire celle qui a le même "blueshift" que la composante K considérée auparavant) dans le continuum correspondant, soit F' vaut :

$$F' = F \cdot k$$

où k est une constante, dépendant notamment du rapport des intensités entre les raies H et K observées au laboratoire, soit

$$\frac{350}{400} = 0.875$$

Mais F' par définition vaut aussi  $F' = \frac{E_0' - E_1'}{E_0'}$ , où  $E_1'$  représente la mesure de l'intensité restante au centre de la composante H considérée, et  $E_0'$  la valeur de l'intensité du continuum pour cette même longueur d'onde.

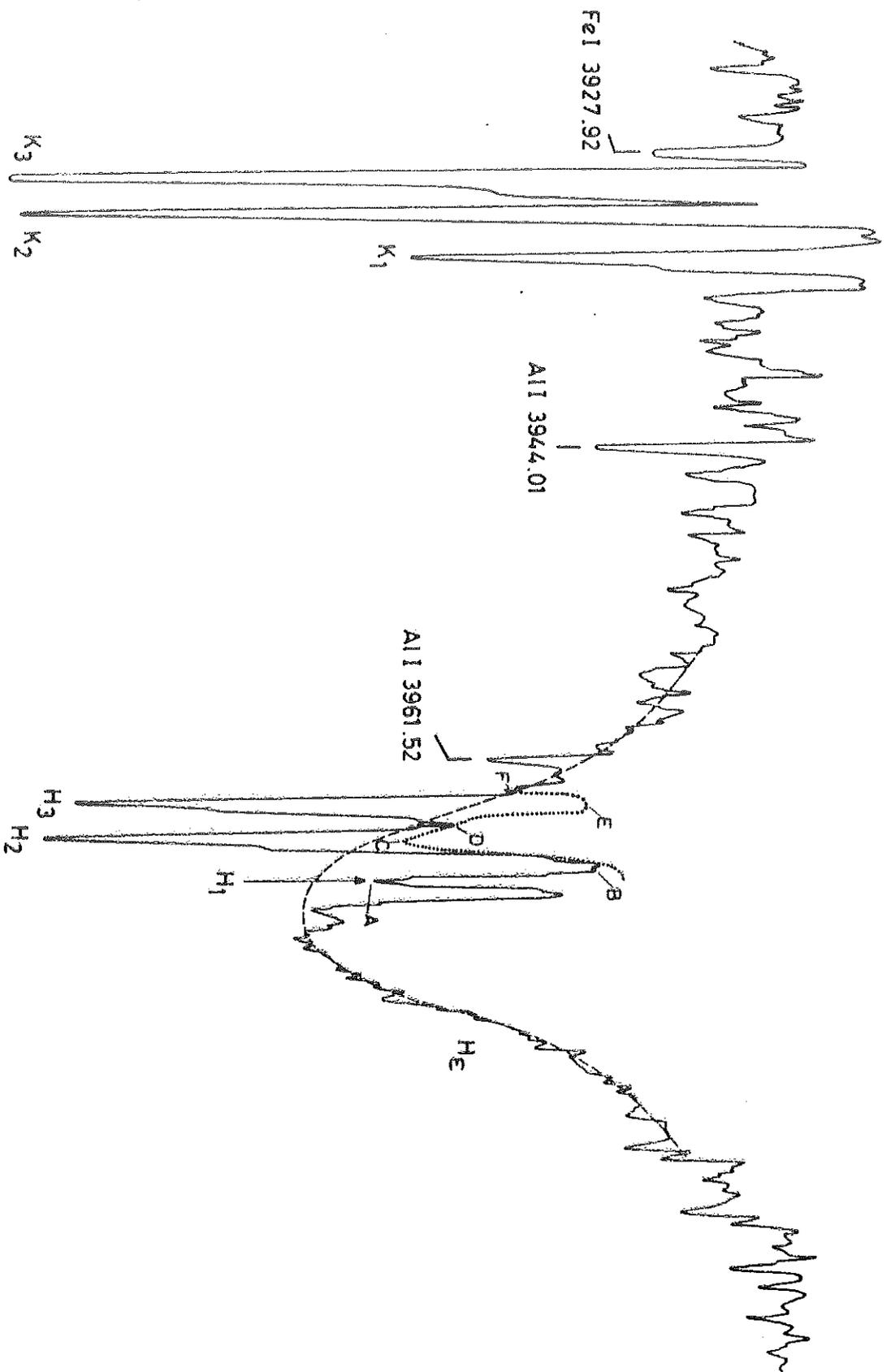


Fig. 10.- Tracé en intensité du profil des régions spectrales des raies H et K pour l'étoile HD 190073. (S.P.N.)

Il vient finalement que  $E_0' = \frac{E_1'}{1 - F'}$

Nous avons recherché pour quelques points les valeurs de  $E_0'$ . Cette courbe "intensité du continuum" en l'absence de la raie  $H_{\alpha}$  perturbatrice est portée sur la figure 10 en pointillés.

Nous reprenons ci-dessous dans la table 4 quelques valeurs obtenues.

Table 4. (les mesures d'intensité sont exprimées en cm.)

Compo- santes	$E_0$	$E_1$	$F_1$	$F'_1$	$E'_1$	$E_0'$
-----	--	--	--	---	---	---
A						11.25
B						17.5
C	21.5	1.2	0.944	0.826	2.1	12.1
D	21.5	22	- 0.023	- 0.020	13.7	13.5
E	21.5	1	0.953	0.834	2.8	17.2
F	21.5	23.25	- 0.081	- 0.071	15.4	14.4

B) Généralités.

Au début du siècle, la théorie classique du rayonnement restait incapable d'expliquer des phénomènes astrophysiques tels que l'orientation des queues de gaz dans les comètes, les proéminences solaires riches en atomes de  $\text{Ca}^+$ , H, He, ..., les extensions de l'atmosphère solaire, etc... En effet, si on recherche la cause des forces en jeu dans les effets de la pression de radiation, on voit que la force radiative s'évanouit avec les dimensions des particules considérées et devient tout à fait négligeable pour celles ayant la taille d'un atome.

Des théories se basant sur les champs électriques, d'autres relatives à des considérations thermodynamiques... restaient toutes aussi impuissantes devant les faits observés.

Dès l'avènement de la théorie quantique du rayonnement, ces énigmes furent rapidement résolues.

Dans cette nouvelle théorie, un rayonnement monochromatique apparaît comme une grêle de photons d'énergie  $h\nu$ . On attribue à ceux-ci une quantité de mouvement donnée par la relation  $p = \frac{h\nu}{c}$ .

Supposons qu'un atome puisse absorber un photon d'énergie  $h\nu$ , ce dernier cèdera à l'atome sa quantité de mouvement et l'atome sous l'effet de cette impulsion ( $\vec{P}_i$ ) se déplacera dans la même direction que le photon incident. Après un temps moyen qui caractérise la durée de vie de l'atome dans son état excité, celui-ci émettra de façon spontanée un photon  $h\nu$  spatialement distribué au hasard. <sup>(1)</sup> L'atome en se désexcitant acquiert une quantité de mouvement ( $\vec{P}_f$ ) égale et opposée à celle du photon émis ( $-\vec{P}_p$ ). La moyenne de cette impulsion ( $\vec{P}_f$ ) calculée sur un petit intervalle de temps est nulle, vu ce qui précède.

L'effet de cette force radiative sera donc de transporter les atomes soumis à ce rayonnement dans la direction des photons incidents. Dans une chromosphère, les atomes sont en équilibre vraisemblablement sous l'effet de ces forces radiatives et de gravitation (Milne 1924, 1925, 1926, 1927 Kanto Sur 1926).

On comprend dès lors que si l'intensité du rayonnement vient à croître soudainement, des atomes pourront être éjectés en s'éloignant de l'étoile. En effet les forces radiatives (expulsion) deviennent supérieures aux forces gravifiques (attraction). Pourquoi l'éjection d'atomes dans l'étoile HD 190073 est-elle limitée aux atomes  $\text{Ca}^+$  ?

Un atome possèdera une probabilité d'autant plus grande d'être éjecté que ses caractéristiques seront proches de celles énumérées ci-dessous.

(1) (On peut négliger l'émission induite avec une bonne approximation dans le domaine spectral que l'on considère.).

1) L'atome doit posséder au moins une transition, caractérisée par une grande probabilité de transition. En effet ceci permettra une grande interaction avec le rayonnement. De plus cette transition devra partir du niveau fondamental (raie de résonnance), étant donné que ce niveau est peuplé de façon prépondérante par rapport aux autres.

2) Cette raie de résonnance doit se trouver assez proche de la longueur d'onde définie par la loi de Wien <sup>(1)</sup> ( $\lambda_m T = C$ ) Le taux d'absorption et par conséquent l'effet des forces radiatives dépendent en effet de l'intensité du rayonnement à la fréquence considérée.

3) La valeur du potentiel d'ionisation de l'atome doit être assez élevée pour que ce dernier puisse accumuler dans son état d'ionisation initial l'impulsion nécessaire permettant de rendre compte des vitesses observées.

4) L'éjection sera d'autant plus facile que la force de gravitation s'exerçant sur l'atome est faible. Les atomes de faible masse seront donc très favorisés.

5) L'abondance de l'élément considéré doit être suffisante pour que cette éjection d'atomes puisse imprimer sur le spectre une raie d'absorption détectable.

Nous avons repris dans la table 5 ci-dessous, les atomes dont les caractéristiques répondent pour le mieux aux critères cités ci-avant.

Table 5.

Atome	Potentiel d'ionisation (ev)	Raies de résonnance	Poids atomique	Abondance solaire relative de l'élément/hydrogène
1. Na I	5.12	D <sub>1</sub> , D <sub>2</sub>	22.29	2 10 <sup>-6</sup>
2. Ba II	9.96	$\lambda$ 4554	137.36	6 10 <sup>-11</sup>
3. Sr II	10.98	$\lambda$ 4077	87.63	7 10 <sup>-10</sup>
4. Ca II	11.82	H, K	40.08	2 10 <sup>-5</sup>
5. H I	13.54	Ly $\alpha$	1.00	1
6. He I	24.48	$\lambda$ 584	4.00	1.6 10 <sup>-1</sup>

(1) Si on admet en première approximation que la distribution d'énergie de l'étoile est celle d'un corps noir à la température effective de l'étoile.

### Discussion de la table 5

---

- 1) Na I : Le P.I est trop peu élevé. L'équilibre  $\text{Na}^+ + e \rightleftharpoons \text{Na}$  est cependant fortement déplacé vers la gauche pour permettre de rendre compte des raies D<sub>1</sub>, D<sub>2</sub> intenses dans HD 190073. Il a donc probablement lieu dans une région de type chromosphérique.
  - 2) Ba II: Même dans HD 190073 l'abondance semble trop faible pour mettre en évidence des éjections.
  - 3) Sr II: Même remarque.
  - 4) Ca II: En plus de bien remplir les critères énumérés ci-dessus, il semble que l'abondance de Ca dans HD 190073 soit supérieure à celle portée dans la table 5.
  - 5) H : Bien que la raie Ly $\alpha$  (1216 Å) tombe dans l'U.V lointain, l'intensité du rayonnement est encore bien suffisante pour expliquer la possibilité d'éjection de ces atomes (masse petite, potentiel d'ionisation élevé, grande abondance). Ceci permet vraisemblablement la formation des profils de type P Cygni observés.
  - 6) He I : Dans HD 190073, l'abondance doit être très faible (étoile type A.0)  
 Dans la région spectrale analysée (cf. Ch. II) on n'observe aucune raie He. Bien que la raie de résonance tombe dans l'U.V lointain, il n'est pas impossible que la raie He  $\lambda$  3888, qui émerge d'un état d'énergie fortement métastable 2<sup>3</sup>S, joue un rôle analogue aux raies de résonance permettant d'expliquer l'éjection d'atomes d'He observés.  
 (voir Chapitre V, AG Pegasi)
- Remarque : Lors de l'éclipse totale du soleil en 1905, les raies H et K de Ca II ont été observées en émission jusqu'à 14.000 km au dessus de la photosphère, quelques raies d'hydrogène en émission (Balmer) jusqu'à 8.500 km. (Mitschke 1913).  
 Ceci est en faveur de l'hypothèse qu'il existe des régions dans les hautes atmosphères stellaires (HD 190073..) où le gaz consiste principalement si pas entièrement d'atomes de calcium presque tous ionisés. On peut supposer que le nombre de collisions est tout à fait négligeable dans de telles conditions (Milne 1924). Ces considérations seront sous-entendues lorsqu'on établira l'équation de mouvement d'un atome Ca<sup>+</sup> soumis seulement aux forces de radiation et de gravitation (voir théorie).

C) Théorie relative à la formation des composantes dans les  
raies H et K.

1) Introduction.

Dans le cas de HD 190073, nous pouvons supposer qu'il existe une enveloppe d'atomes  $\text{Ca}^+$ , de type chromosphérique entourant l'étoile, responsable de l'émission et de l'absorption non déplacée ( $H_1$ ,  $K_1$ ). Nous supposons de plus que les atomes de  $\text{Ca}^+$  sont en équilibre sous l'effet des forces radiatives et de gravitation. ( $F_g = F_r$ ). Si un atome de  $\text{Ca}^+$  parvient à être expulsé hors de cette enveloppe, celui-ci verra rougir la radiation de longueur d'onde  $\lambda_1$  qu'il absorbait lorsqu'il était au repos. Il revient à dire que par rapport à un système de référence lié à l'étoile, l'atome continue à absorber de la radiation non plus à la longueur d'onde  $\lambda_1$  mais à une longueur d'onde  $\lambda$  plus courte donnée par la relation Doppler :

$$\lambda = \left(1 - \frac{V}{C}\right) \cdot \lambda_1$$

où  $V$  est la vitesse de l'atome par rapport à l'étoile, comptée ici positivement, où  $C$  est la vitesse de la lumière.

Supposons que l'on connaisse la distribution d'énergie radiative à chaque longueur d'onde que cet atome de calcium peut voir en provenance du disque stellaire (voir Fig. 11)

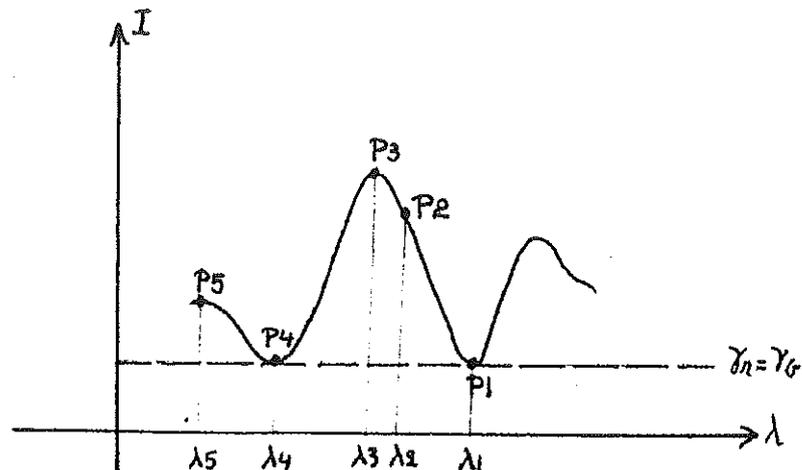


Fig. 11.- Distribution d'énergie radiative vue par un atome de  $\text{Ca}^+$  dans l'atmosphère supérieure de l'étoile HD 190073.

L'atome au repos ( $P_1$ ) est initialement soumis à une accélération positive <sup>(1)</sup> due aux forces radiatives, soit  $\gamma_r$ , et à une accélération égale mais opposée due aux forces de gravitation soit  $\gamma_g$ . Il est évident que l'accélération  $\gamma_r$  est proportionnelle à l'intensité  $I(\lambda)$  (voir Fig. 11) et inversement proportionnelle au carré de la distance séparant l'atome du centre de l'étoile.

Si l'atome  $Ca^+$  vient à s'éloigner de l'étoile avec une vitesse  $v(\lambda_2)$  ( $P_2$  sur la fig. 11), on voit que l'amplitude  $I(\lambda_2)$  est plus grande que  $I(\lambda_1)$  et donc l'accélération due aux forces radiatives est maintenant supérieure à l'accélération due à la gravitation  $\gamma_g$ . L'atome aura donc tendance à s'éloigner davantage de l'enveloppe et en quelque sorte il remontera l'aile violette de la raie chromosphérique en absorption d'où il est issu, pour atteindre des vitesses de plus en plus grandes.

Cette vitesse ne cessera de croître, à moins que pour une certaine longueur d'onde  $\lambda_4$  ( $P_4$  sur la fig. 11), l'intensité  $I(\lambda_4)$  ne redevienne égale ou inférieure à sa valeur d'équilibre  $I(\lambda_1)$ . Dans ce cas, il est possible que l'atome puisse de nouveau surmonter cette dépression <sup>(2)</sup> et repartir comme avant. Néanmoins, il y aura certainement une accumulation d'atomes pour cette vitesse  $v(\lambda_4)$  dont l'effet sera de laisser sur le spectre une trace d'absorption à cette longueur d'onde.

Supposons toutefois que certains atomes poursuivent leur course, parcourant des distances de plus en plus grandes. Il est clair que suite à l'effet de dilution <sup>(3)</sup> augmentant sans cesse, l'accélération positive finira par atteindre une valeur négligeable ( $P_5$  sur la fig. 11). Dès ce moment l'atome maintiendra constante sa vitesse.

Une accumulation d'atomes se produira certainement à cette vitesse de saturation, et ceci aura pour effet d'imprimer sur le spectre une seconde raie en absorption déplacée vers les courtes longueurs d'onde.

Il serait possible, connaissant la distribution d'énergie réelle vue par un atome de  $Ca^+$ , de calculer la distance et la vitesse atteintes par cet atome au cours du temps.

<sup>(1)</sup> L'accélération est comptée positive suivant le sens joignant le centre de l'étoile à l'atome de  $Ca^+$ .

<sup>(2)</sup> à condition que  $I(\lambda_4)$  ne soit pas trop inférieure à  $I(\lambda_1)$ .

<sup>(3)</sup> dépendance en  $\frac{1}{r^2}$

Pour résoudre ce problème de façon rigoureuse il faut savoir qu'un atome de  $\text{Ca}^+$  présent dans une région de type chromosphérique interagira avec le rayonnement en absorbant celui-ci au moyen des raies H et K, mais aussi au moyen de certaines raies issues de niveaux métastables et situées dans le proche I-R. ( $\lambda\lambda 8498, 8542, 8662$ ).

En réalité pour avoir l'efficacité réelle des forces radiatives agissant sur un atome de  $\text{Ca}^+$  il faudrait pondérer les efficacités relatives à chacune des raies entrant en jeu.

Nous ne connaissons rien en ce qui concerne le profil du continuum voisin des raies situées dans le proche I-R.

Prendre seulement en considération l'efficacité des forces radiatives dues aux raies H et K serait très vraisemblablement surestimer l'action des effets radiatifs, c'est pourquoi en première approximation nous résoudrons le problème quantitatif en ne considérant que la raie H. Nous prendrons comme distribution d'énergie vue par l'atome, celle calculée au paragraphe précédent.

Qualitativement ceci est très en faveur des faits observés. En effet, nous avons mesuré sur 18 spectres de notre échantillon la longueur d'onde moyenne correspondant à l'absorption P Cygni, présente dans la raie  $\text{H}\gamma$ <sup>(1)</sup>, nous avons trouvé  $\lambda 4336.88 \pm 0.28 \text{ \AA}$ , sa demi largeur pouvant atteindre parfois 2  $\text{\AA}$ . Cette absorption P Cygni est aussi présente dans  $\text{H}\beta$ . Dans  $\text{H}\alpha$ , nous ne pouvons la distinguer vu qu'elle est perturbée par la raie H de  $\text{CaII}$ . Cependant si on calcule par extrapolation l'endroit où elle devrait se trouver, on trouve qu'elle est située à 150 ( $\pm 30$ ) km/sec sur le flanc violet de la raie H ( $\text{CaII}$ ). Il paraît donc assez convaincant qu'une déplétion du rayonnement aux longueurs d'onde correspondant à ce domaine de vitesses aura pour effet de diminuer l'action des forces radiatives, permettant ainsi une accumulation d'atomes à ces vitesses et donc la formation d'une raie en absorption ( $\text{H}_2, \text{K}_2$ ). En ce qui concerne la raie d'absorption  $\text{H}_3, \text{K}_3$  on verra qu'elle est produite par une accumulation d'atomes à la vitesse de saturation.

Il est remarquable de constater que sur les spectres<sup>(2)</sup> SP.23, SP.25, SP.26, SP.27, SP.28, et SP.30 l'absorption P Cygni présente dans  $\text{H}\gamma$  et  $\text{H}\beta$  est fortement élargie (4  $\text{\AA}$ ) et très profonde. Aussi il apparaît sur ces mêmes spectres une fusion par la base entre les raies  $\text{H}_2$  et  $\text{H}_3$  ainsi qu'entre  $\text{K}_2$  et  $\text{K}_3$ . Ceci s'explique très bien par le fait que l'action des forces radiatives étant fortement atténuée il s'ensuit une accumulation d'atomes pour le rang de vitesses considéré et donc une trace d'absorption présente sur le spectre.

Il apparaît donc de façon assez convaincante que le profil de la raie  $\text{H}\alpha$  règle en quelque sorte celui des raies H et K de  $\text{CaII}$ .

(1) Cette absorption apparaît très bien sur la figure 5.

(2) SP.20, SP.21

2) Equation de mouvement d'un atome de  $\text{Ca}^+$  soumis aux seules forces de radiation sélectives et de gravitation.

Le profil de la distribution d'énergie vue par un atome de  $\text{Ca}^+$  a été obtenu sur la figure 10 (tracé en pointillé). On peut le schématiser avec une bonne approximation comme dans la figure ci-dessous.

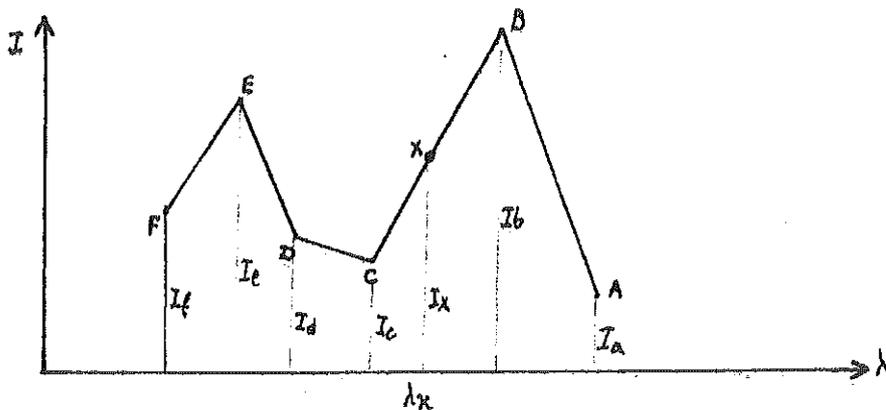


Fig. 12.- Profil schématique de la distribution d'énergie vue par un atome de  $\text{Ca}^+$ .

Les considérations qui suivent seront illustrées par la fig. 12

Au point A, l'accélération due aux forces radiatives est proportionnelle à  $I_a$  et inversement proportionnelle au carré du rayon de la chromosphère.<sup>(1)</sup> Soit  $\alpha$  cette constante de proportionnalité, on a donc :

$$\gamma_n = \frac{\alpha I_a}{a^2}$$

a : rayon de l'étoile  
 $2.1 R_{\odot}$   
 (a :  $1.4616 \cdot 10^{11} \text{cm}$ )

<sup>(1)</sup> Valeur proche du rayon de l'étoile.

L'accélération due à la gravité de l'étoile vaut quant à elle au point A :

$$\gamma_G = \frac{M \cdot G}{a^2} = g.$$

où M est la masse de l'étoile  
 $3.2 M_{\odot}$  ( $M: 6.3712 \cdot 10^{33} \text{g}$ )  
 et G la constante de la  
 gravitation ( $G: 6.668 \cdot 10^{-8} \text{dyne}$   
 $\text{cm}^2/\text{gm}^2$ )

Si on suppose l'équilibre des atomes de  $\text{Ca}^+$  dans cette chromosphère, il vient:

$$\gamma_n(A) = \gamma_G(A) \quad \text{et donc} \quad \frac{\alpha I_a}{a^2} = g \quad (I)$$

Ceci définit la constante de proportionnalité soit :

$$\alpha = \frac{g a^2}{I_a}$$

L'accélération agissant sur un atome (X) situé à une distance r de l'étoile, possédant une vitesse v, et absorbant à la longueur d'onde  $\lambda = \lambda_x$  vaut:

$$\gamma = \gamma_n - \gamma_G$$

$$\text{soit pour} \quad \gamma_n = \frac{\alpha I}{r^2} = \frac{\alpha \Delta I}{r^2} + \frac{\alpha I_a}{r^2} \quad \text{où} \quad \Delta I = I - I_a$$

$$\gamma_G = \frac{g a^2}{r^2}$$

et donc

$$\gamma = \frac{\alpha \Delta I}{r^2} + \frac{\alpha I_a}{r^2} - \frac{g a^2}{r^2}$$

$$\text{soit} \quad \gamma = \frac{\alpha \Delta I}{r^2} \quad \text{vu le (I)}$$

$$\boxed{\gamma_{\text{total}} = \frac{\Delta I}{I_a} \frac{g a^2}{r^2}} \quad (1)$$

Pour connaître le mouvement d'un atome initialement au repos et prenant une suite continue de vitesses jusqu'à  $v_f$ , il suffit de considérer son mouvement entre les points A et B, ensuite B et C etc... jusqu'à F (voir Fig. 12). On se ramène donc à étudier le mouvement d'un atome entre un point initial i, où l'intensité de la radiation qu'il absorbe à la vitesse  $V_i$  est  $I(i)$  et un point final f, où l'intensité de la radiation qu'il absorbe à la vitesse  $V_f$  est  $I(f)$ . Ceci est schématisé sur la fig. 13.

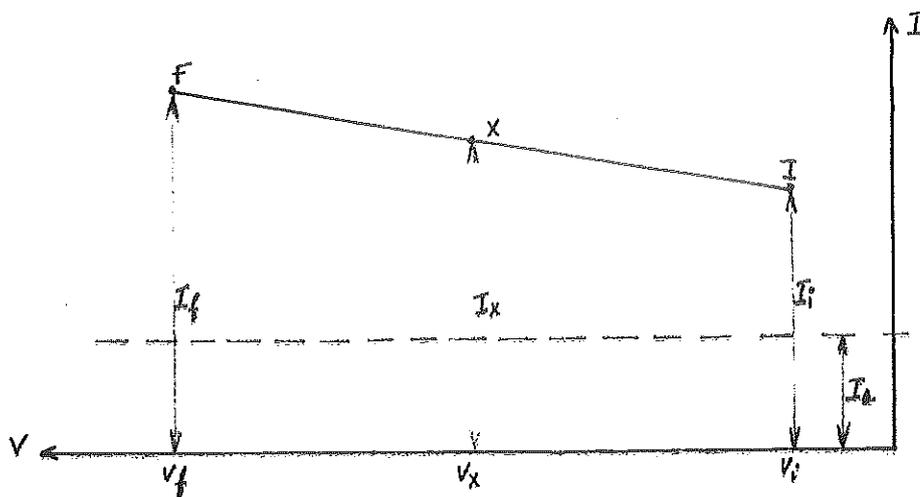


Fig. 13.- Distribution d'énergie vue par l'atome aux différentes vitesses comprises entre  $V_i$  et  $V_f$

Nous connaissons  $I_i$ ,  $I_f$ ,  $V_i$ ,  $V_f$ ,  $r_i$ ,  $t_i$   
où  $r_i$  est la distance centre étoile-atome lorsque ce dernier at-  
teint la vitesse  $V_i$ .

$t_i$  est le temps mis par l'atome pour atteindre le rayon  $r_i$   
Exprimons le  $\Delta I$  qui apparaît dans l'équation 1 en fonction de  $v$ .

$$J = \frac{I_f - I_i}{V_f - V_i}$$

soit  $J$  le coefficient angulaire de la  
droite joignant les points I et F  
(voir fig. 13).

$J$  est donc aussi égal à :

$$J = \frac{I - I_i}{v - V_i} = \frac{(I - I_a) - (I_i - I_a)}{v - V_i} = \frac{\Delta I - \Delta I_a}{v - V_i} \quad \text{où } \Delta I_a = I_i - I_a.$$

on obtient donc :  $\Delta I = J(v - V_i) + \Delta I_a$

ou encore  $\Delta I = Jv + L$

$$\text{où } L = \Delta I_a - JV_i$$

L'équation de mouvement devient donc

$$\ddot{r} = \frac{g a^2 (Jv + L)}{I_a r^2} \quad \text{avec } \gamma = \frac{d^2 r}{dt^2} = \ddot{r}, \quad \text{posons } \frac{g a^2 J}{I_a} = M \text{ et } \frac{g a^2 L}{I_a} = N$$

On a enfin :  $\ddot{r} = \frac{M \dot{r}}{r^2} + \frac{N}{r^2}$  avec  $v = \frac{dr}{dt} = \dot{r}$

Intégrons l'équation de mouvement  $\frac{dV}{dt} = \frac{M}{n^2} \frac{dn}{dt} + \frac{N}{n^2}$

$$\text{il vient: } n^2 \frac{dV}{dt} = M \frac{dn}{dt} + N$$

$$n^2 dV = M dn + \frac{N}{V} dn \quad (\text{II})$$

$$\text{et donc: } \int_{n_i}^{n_f} \frac{dn}{n^2} = \int_{V_i}^{V_f} \frac{1}{M + N/V} dV$$

$$\text{c'est-à-dire: } \frac{1}{n_i} - \frac{1}{n_f} = \int_{V_i}^{V_f} \frac{dV}{M + N/V}$$

En posant  $K = \frac{M}{N}$ , on trouve;

$$\int_{V_i}^{V_f} \frac{dV}{M + N/V} = \frac{1}{NK^2} \cdot [1 + KV - \ln(1 + KV)] \Big|_{V_i}^{V_f}$$

Finalement il vient que :

$$\pi_f = \frac{1}{\frac{1}{n_i} + \frac{1}{NK^2} [K(V_f - V_i) + \ln\left(\frac{1 + KV_f}{1 + KV_i}\right)]} \quad (2)$$

Recherchons maintenant le temps mis par un atome pour passer de  $r_i$  à  $r_f$

$$\Delta t = \int_i^f dt = \int_i^f \frac{dn}{v} \quad \text{où } dn = \frac{n^2 dV}{M + N/V} \quad \text{vu (II)}$$

$$\text{Soit: } \Delta t = \int_i^f \frac{n^2 dV}{M + N/V}$$

Remplaçant  $n(r)$  par  $(\ell)$  où on a remplacé  $v_f$  par  $v$  ainsi que dans  $K(r)$  et  $N(r)$ , il vient :

$$\Delta t = \int_0^{\ell} \left( \frac{1}{\frac{1}{n_i} + \frac{1}{NK^2} \left[ K(V_i - v) + \ln \frac{1+Kv}{1+KV_i} \right]} \right)^2 \cdot \frac{1}{Mv+N} dv \quad (3)$$

Nous résolverons numériquement cette intégrale.

Nous rechercherons aussi à combien de rayons stellaires correspond la distance  $r_f$  atteinte par l'atome à partir de la chromosphère, soit  $\Delta n^*$

$$\Delta n^* = \frac{\pi f - 1.4616 \cdot 10^{11}}{1.4616 \cdot 10^{11}} \quad (4) \quad \text{où } \pi f \text{ est exprimée en cm.}$$

### 3) Application numérique :

Résumons dans la table 6 ci-dessous, les données relatives aux différents points A, B, C, D, E, F du profil considéré (fig. 10 et 12), tirées des tables 3 et 4 en ce qui concerne le spectre SP. 11.

	$V_i$ (km / sec)	$I_i$ (cm)
A	0	11.25
B	53	17.5
C	177	12.1
D	239	13.5
E	321	17.2
F	392	14.4

Table 6 ; résultats des mesures de vitesses et d'intensités relatifs aux fig. 10 et 12

En prenant  $t_A = 0$ , c'est-à-dire le moment où l'atome quitte la chromosphère de rayon  $r_A = a$  ( $a$  : rayon de l'étoile). On trouve pour  $r_f$ ,  $\Delta n^*$ ,  $\gamma$  et  $t$  calculés respectivement par les formules 2, 4, 1, et 3 les valeurs reprises dans la table 7. Les valeurs en ce qui concerne  $\Delta n^*$ ,  $\gamma$  et  $t$  sont arrondies.

	$r_f$ (cm)	$\Delta n^*$ (en $n^*$ )	$\gamma$ (km/sec)	$t$	$V_f$
A	1.4616 $10^{11}$	0	0	0	0
B	1.4875 $10^{11}$	0.02	0.1	15'	53
C	1.9636 $10^{11}$	0.3	0.008	1h30'	177
D	3.6040 $10^{11}$	1.5	0.007	3h30'	239
E	8.2370 $10^{11}$	4.5	0.003	8h	321
F	! 1.156 $10^{15}$	7900	$8.9 \cdot 10^{-10}$	1 an	378 !

Table 7 : résultats des distances, accélérations et temps moyens relatifs à un atome de  $Ca^+$  aux différents points repris dans les figures 10 et 12.

Remarque : En ce qui concerne le point F, il n'est pas possible de trouver à quelle distance l'atome atteindra cette vitesse de 392 km/sec. En effet, la vitesse de saturation qu'il peut atteindre est de 378.2 km/sec. Cette vitesse est une bonne approximation des vitesses observées relatives aux composantes ( $H_3$ ,  $K_3$ ).

#### D) Conclusions :

Nous ne prétendons en aucun cas rendre compte par ce modèle très simple, du profil complexe et détaillé des composantes dans les raies H et K du SP.11. Nous avons en effet considéré au départ un grand nombre d'hypothèses simplifiant fortement le problème. Néanmoins il semble assez convaincant que les forces radiatives agissant de manière sélective soient la cause du processus physique expliquant l'éjection d'atomes de  $Ca^+$  hors de la chromosphère.

En résumé, des atomes de  $Ca^+$  initialement en équilibre sous l'effet de forces radiatives et de gravité sont éjectés hors de la chromosphère de HD 190073 à la suite de certaines instabilités (fluctuations dans l'intensité des forces radiatives ...etc...).

Aussitôt, l'atome suite à sa vitesse d'éloignement (effet Doppler) voit l'amplitude des forces radiatives devenir supérieure à celle de la force gravitationnelle. Ces forces radiatives agissent de manière sélective sur les atomes de  $\text{Ca}^+$  par l'intermédiaire des raies de résonance.

En effet, vu les très faibles densités régnant dans ce milieu, les atomes de  $\text{Ca}^+$  peuplent principalement le niveau fondamental. En outre, on suppose que les collisions d'un atome de  $\text{Ca}^+$  avec d'autres particules ( $\text{Ca}^+$ ,  $\text{H}$ , ...) sont négligeables (voir Ch. IV, B). Une déplétion du rayonnement causée par l'absorption de type P Cygni dans la raie  $\text{H}_\epsilon$  réduira l'action des forces radiatives pour une longueur d'onde située dans l'aile violette de la raie H de CaII. Une accumulation d'atomes à la vitesse correspondante aura pour effet d'imprimer sur le spectre une composante en absorption ( $\text{H}_2$ ,  $\text{K}_2$ ). Néanmoins, certains atomes pourront remonter cette dépression (en effet la force radiative agissant par la raie K n'est pas affectée), et continueront à être accélérés jusqu'à une vitesse de saturation. Il y aura une accumulation d'atomes à cette vitesse responsable d'une seconde composante en absorption ( $\text{H}_3$ ,  $\text{K}_3$ ).

La vitesse d'échappement au champ gravifique de l'étoile HD 190073 soit  $v_{\infty}$  vaut  $v_{\infty} = \sqrt{2ga} \sim 762 \text{ km/sec}$ .

Les atomes de calcium atteignant des vitesses moins élevées ne pourront donc pas quitter le champ gravifique de l'étoile. Il y a certainement formation d'une enveloppe comprenant du  $\text{Ca}^+$  située très loin de l'étoile ( $\sim 100 \text{ U.A. ?}$ ), peut être à l'origine de l'excès I-R observé

## Chapitre V.-

Etoiles présentant des composantes discrètes en absorption dans certaines raies, des profils de type P Cygni pour les raies d'hydrogène, et un excès I-R.

A) Description générale.

Table 8 : Caractéristiques d'étoiles présentant des composantes discrètes en absorption dans certaines raies, des profils de type P Cygni pour les raies H, et un excès I-R.

Etoiles	Type spectral.	Magnitude visuelle	$\alpha$ (R.A) (1950)	$\delta$ (décl.)	Composantes	Excès I-R	Profil P Cygni dans H (Balmer)
1.AB Aurigae	B9 q	7.0	04h54'	+30°30'	H et K	moyen	Présent
			4h 54.2	+30° 30.5' (1925.6)			
2.HD 31648	A2 q	7.7	04h57'	+29°48'	H et K	moyen	Présent
			4h 57.6	+30° 28.0' (1925.0)			
3.17 Leproris	B9 + gIII,	~5	06h03'	-16°29'	H et K	fai- ble	Présent
			4h 57.2	+29° 48.5' (1925.6)			
			4h 57.6	+29° 48.1' (1925.0)			
4.HD 45677	B2 IV ep	~8	06h26'	-13°01'	H et K	inten- se	Présent
5.U Mono- cerotis	G <sub>8</sub> -K <sub>2</sub>	8.5- 6.8	7h26' 01	-9°34'	H et K	prés- ent mais valeur incon- nue	Présent
6.HD 87643	Be	8.5	10h02'	-58°25'	H et K	impor- tant	Présent
7.GG Ca- rinae	Bq	8.8	10h54'	-60°08'	H et K	impor- tant	Présent
8.CD-52° 9243	Be	9.3	16h03'	-52°56'	H et K	impor- tant	Présent

.../...

[9.XX Op- hiuchi	Symb-	vari- able ~10	{ 17h30' -06° 17h42.6M -6°15.2' (1975.6) 17h41.3M -6°14.5' (1950.0)	H et K	moyen	Présent
[10. Sa- gitarii	BSP A p e +F2p	4.6	{ 19h16' -16°8' 19h25'12" -16°00'11" H <sub>1</sub> He A3965 A3888	H <sub>1</sub> H <sub>2</sub> H <sub>3</sub> ?		Présent
[11.HD 190073	Aoep	7.9	{ 20h01.9M +5°40.1' (1975.6) 20h00.6M +5°35.8' (1950) 20h02' +5°40'	H et K	moyen	Présent
12.PCygni	Bl e	4.8	20h15' +37°53'	H et K He ? A3888	très faible	Présent
13.V1057 Cygni	vari- able	~10 vari- able	{ 20h58' +44°24' 20h58.0 +44°10.0' (1975.6) 20h57.1 +44°4.0' (1950)	H et K	moyen	Présent
14.HD 200.775	Be	~7	{ 21h01' +67°58' 21h01.3' 68°4.1' (1975.6) 21h01.0' 67°58.0' (1950)	H et K	moyen	Présent
15.AG Pegasi	symb (Bep?)	7.5	{ 21h44' +12° 21h44.18 +12°30.7' (1975.6) A3888 21h48.6' +12°23.5' (1950)	HeI	très faible	Présent
16.Z An- dromedae	Symb,	8-10 vari- able	{ 23h31' +48°33' 23h32.5' +48°42.1' (1975.6) A3888 23h31.2' +48°32.6' (1950)	HeI	très faible	Présent
17.HD 223385	A.p	5.4	{ 23h48' +61°56' 23h47.6 +62°06.7' (1975.6) 23h46.4 +61°56.2' (1950)	H	?	Présent

Remarques : La 6ème colonne indique la raie de l'élément qui présente des composantes discrètes en absorption.  
 -----  
 Dans la 7ème colonne, la signification de l'importance de l'excès I-R a été établie comme suit :  
 H(1.6)-K(2.2) H-K : très faible <0.25;  
 faible 0.25 < 0.50; moyen 0.5 < 1; intense >1.

B) Commentaires de la table 8.

- es n°1. Les raies H et K sont variables.
- n°2. Sur le spectre SP.35, les raies H et K montrent deux composantes en absorption.
- n°3. Sur le spectre SP.33, les raies H et K présentent une large absorption, diffuse sur l'aile violette. Le spectre de cette étoile est repris notamment chez (Struve 1940).
- n°4. Les raies H et K sont variables dans HD 45677. On trouvera une étude du spectre de cette étoile chez (Swings & Struve, 1943 ; J.P.Swings 1973).
- n°5. En janvier 1963 les raies H et K présentent des composantes doubles (-45, -83 km/sec). En octobre 1971, il n'y a plus qu'une seule et intense composante (-71 km/sec). (Preston 1972). Nous expliquons cette variation comme dans l'étoile XX Ophiuchi (voir 9.) à la suite de modifications survenues au profil PCygni de la raie H $\epsilon$ .
- n°6. Deux composantes bien distinctes sont présentes en absorption dans les raies H et K (SP.38)
- n°7. Deux composantes bien distinctes sont présentes en absorption dans les raies H et K (SP.39).
- n°8. Deux composantes diffuses H et K présentes en absorption (SP.40)
- n°9. Les raies H et K présentent dans cette étoile un profil fortement variable. (voir fig. 14)

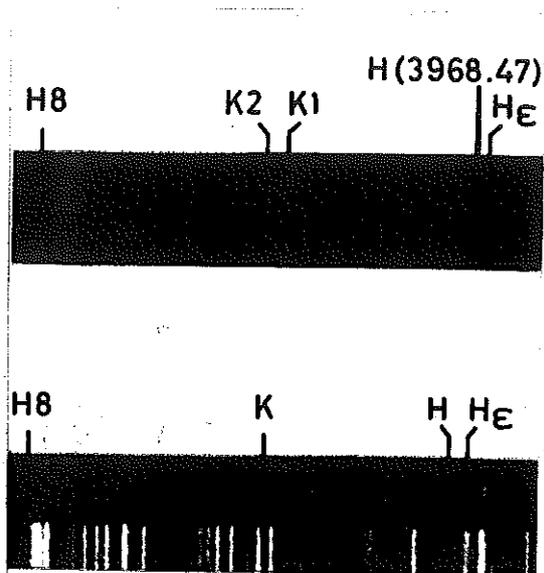


Fig. 14.- Composantes discrètes en absorption (H et K) dans le spectre de l'étoile XX Ophiuchi. Le cliché supérieur

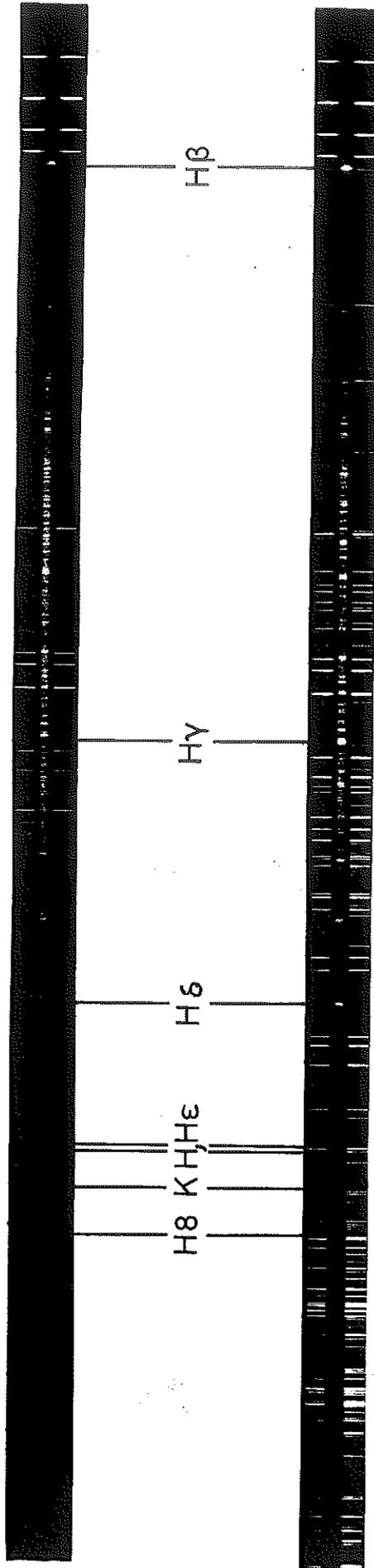


Fig. 15.- Spectres de l'étoile XX Ophiuchi

( $\lambda$ 3700-4900Å). Le cliché inférieur (SP.32) montre l'absorption P Cygni dans les raies d'hydrogène plus déplacée vers les courtes longueurs d'onde que dans le cliché supérieur (SP.31).

Fig. 14.- (suite) (SP.31, 16 avril 1968) montre 2 composantes ( $K_1, K_2$ ) déplacées. Dans le cliché inférieur (SP.32, 14 juillet 1970), apparaît une seule et large composante déplacée (H, K).  
XX Ophiuchi présente dans son spectre comme HD 190073 les raies  $D_1, D_2$  de Na en émission (Merrill 1932, 1951)

n°9. suite : En examinant la figure 15, on peut aisément voir que l'absorption P Cygni qui apparaît dans les raies d'hydrogène ( $H\beta, H\gamma, H\delta, H\epsilon, \dots$ ) est plus décalée vers les courtes longueurs d'onde dans le spectre inférieur (SP.32) que dans le spectre supérieur (SP.31). On peut ainsi rendre compte des composantes discrètes déplacées en absorption dans les raies H et K en se basant sur le modèle exposé pour l'étoile HD 190073 dans le chapitre précédent.  
En effet, dans le 1er spectre (SP.31), l'absorption P Cygni, présente dans la raie  $H\epsilon$ , est la cause d'une déplétion du rayonnement pour une longueur d'onde  $\lambda_1$  et réduit en conséquence l'efficacité des forces radiatives agissant sur les atomes de  $Ca^+$  lorsque ceux-ci sont animés d'une vitesse  $v_1$  correspondant à cette longueur d'onde ( $\lambda_1$ ). Ceci provoque une accumulation d'atomes ayant cette vitesse  $v_1$  et permet d'expliquer la présence sur le spectre des composantes  $H_1, K_1$  en absorption.

Les composantes  $H_2, K_2$  résultent de l'absorption causée par une accumulation d'atomes ayant atteint la vitesse de saturation (cf. Ch. IV).  
Pour le second spectre (SP.32), l'absorption P Cygni dans la raie  $H\epsilon$  étant beaucoup plus déplacée vers les courtes longueurs d'onde, l'absence d'une déplétion de rayonnement à la longueur d'onde  $\lambda_1$  (voir ci-dessus) empêche ici la formation des composantes  $H_1, K_1$  présentes dans le spectre précédent. Cette déplétion se produit en effet à une longueur d'onde  $\lambda_2$ , assez voisine de celle relative à la vitesse de saturation des atomes de  $Ca^+$ .

Il en résulte donc maintenant la formation d'une seule composante en absorption (H, K), cependant plus élargie que celle qui apparaît dans le spectre précédent ( $H_2, K_2$ ).

n°10. La raie He I  $\lambda 3965$  est aussi issue d'un niveau métastable ( $2^1S$ )  $\gamma$ Sagittarii est reprise entre autre chez (W.P. Bidelman 1949).

n°11. Voir Ch. I, II, III, et IV de ce travail.

- °12. Composantes discrètes dans H et K, peut être aussi pour He I  $\lambda$  3888, perturbée par la raie H $\delta$  (Wilson 1936)
- °13. L'étoile V 1057 Cygni présente dans son spectre plusieurs composantes dans les raies H et K. Ces composantes sont variables.
- °14. Sur les spectres SP.36, SP.37, les raies H et K présentent 2 composantes en absorption.
- °15. La raie He I  $\lambda$  3888 présente 2 à 8 composantes étroites en absorption ayant des déplacements de -56 à -428 km/sec. Le profil des composantes varie rapidement et apparemment de façon irrégulière en position et en intensité. Pour le spectre de cette étoile, voir notamment (Merrill 1929, 1951).
- °16. Sur le spectre SP.34, la raie He  $\lambda$  3888 montre 2 composantes larges en absorption. Le spectre de Z Andromedae est repris par exemple chez (P. Swings & o. Struve 1941).
- °17. Notamment repris chez (Mc Kellar 1939).

Nous avons recherché pour d'autres étoiles Be (table 9) sans excès I-R, et sans profil de type P Cygni en ce qui concerne H $\epsilon$ , la présence éventuelle de composantes discrètes en absorption de certaines raies (H et K de CaII, ...). Nous n'en avons trouvé aucune sur les spectres à 10 Å/mm obtenus en 1971-72 au Mont Wilson.

Table 9 : Etoiles Be sans excès I-R, et sans profil P Cygni apparent dans H $\epsilon$ .

HD 85860  
 HD 89884  
 HD 83953  
 HD 86612  
 HD 91120

C) Conclusions : Pour les étoiles de la table 8, les raies présentant des composantes discrètes en absorption sont perturbées par les raies d'hydrogène sous-jacentes au profil P Cygni. (CaII H, HeI  $\lambda$  3888, 3965...).

Il semblerait donc, comme pour HD 190073 (Ch. IV), que dans toutes

ces étoiles, le profil des raies d'hydrogène règle celui de certaines autres raies dont la longueur d'onde est voisine. Ceci s'explique comme dans le cas de l'étoile HD 190073 (ch. IV) en termes de forces de radiation sélectives agissant sur les atomes considérés.

De plus, la corrélation qui apparaît entre l'excès I-R de ces étoiles et la présence d'éjection de matière semble bien établie. Ces éjections semblent donc conduire à la formation d'enveloppes circumstellaires dans lesquelles une formation rapide de grains permet de rendre compte de l'excès I-R.

## A N N E X E .

-----

### A) Technique employée pour les mesures de longueurs d'onde.

---

L'appareil employé pour la mesure des longueurs d'onde des raies présentes dans le spectre de HD 190073 consiste en un microdensitomètre couplé à un plotter. Le microdensitomètre est composé d'un petit chariot, sur lequel est déposé le spectre à mesurer, et pour lequel un compteur électronique indique la mesure du déplacement avec une précision de 2 microns (1).

Un faisceau lumineux fixe, traversant le spectre par transparence, est concentré sur une fente (à largeur variable) (2) au moyen d'un réglage optique. Un tube photomultiplicateur situé juste derrière la fente, délivre à sa sortie un courant dont l'intensité est fonction de la densité de la plaque pour la région spectrale (0.005 Å) (3) dont on a concentré l'image sur la fente. Le plotter permet de visualiser à sa sortie l'amplitude du courant délivré par le tube photomultiplicateur.

La première opération consiste à prendre un relevé en densité, sur papier, de tout le spectre. Pour ce faire, le chariot du microdensitomètre est animé d'un mouvement translationnel uniforme permettant ainsi le balayage de tout le spectre sur la fente. En même temps, le déroulement du papier à la sortie du plotter se fait de manière uniforme. Cependant, la mécanique de ces appareils ne permettant pas des mouvements rigoureusement uniformes, l'étape suivante consistera à repérer la position de chaque raie distincte du bruit de fond de l'appareillage au moyen de l'affichage (4) du compteur électronique. Ceci peut être réalisé en déplaçant manuellement le chariot de telle manière que l'amplitude du signal délivré à la sortie du plotter passe par un maximum ou un minimum suivant qu'il s'agit d'une raie en E ou en A. A ce moment, on peut faire la lecture du numéro de canal repérant la raie sur le tableau d'affichage.

(1) Ceci correspond à une précision de mesure en longueur d'onde égale à 0.02 Å pour un spectre ayant une dispersion de 10 Å/mm.

(2) 0.5 μ pour nos mesures.

(3) pour un spectre ayant une dispersion de 10 Å/mm.

(4) numéro de canal.

Chaque raie étant maintenant repérée par un numéro de canal, nous avons calculé pour différents domaines spectraux larges de 100 Å environ, la dispersion relative à ceux-ci (1). Celle-ci est donnée par la relation :

$$D = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_n}$$

où  $\Delta\lambda$  est la différence, exprimée en Å, entre les longueurs d'onde relatives à deux raies présentes dans le domaine considéré et où  $\lambda_n$  est la différence des canaux mesurée, repérant ces raies.

Ces longueurs d'onde, inconnues à priori, sont calculées au moyen d'un comparateur (2). Il est dès lors possible connaissant la longueur d'onde relative à un canal de calculer rapidement toutes celles relatives aux autres canaux. (Programme 1).

Nous possédons sur bande magnétique toutes les données relatives à la table de Miss Moore (Moore 1959), c'est-à-dire toutes les longueurs d'onde et intensités de raies observées pour les différents éléments (ionisés ou pas) présents dans les étoiles. Le stockage a été effectué par groupes de données suivant la nature de l'élément et le numéro du multiplet auxquels elles appartiennent.

Au moyen d'un autre programme (programme 2), nous pouvons comparer (3) les longueurs d'onde, calculées pour les différentes raies présentes dans le spectre, aux longueurs d'onde stockées sur la bande magnétique. Chaque fois qu'une longueur d'onde calculée coïncide, les différentes longueurs d'onde appartenant au multiplet correspondant apparaîtront avec en face de chacune d'elles une indication permettant de voir si elle est observée ou non. En tenant compte simultanément des intensités des raies observées au sein d'un même multiplet, l'identification est ainsi rendue très rapide.

Ces programmes 1 et 2 ont été écrits en langage Basic pour le calculateur électronique HP.-9830 A. Ils seront aimablement mis à la disposition de toute personne intéressée.

- (1) Nous savons en effet que la dispersion présente des écarts considérables pour des domaines de longueurs d'onde assez éloignées. Nous avons ainsi découpé le spectre en plusieurs domaines (9) dont la largeur est de l'ordre de 100 Å.
- (2) On repère la position de la raie par rapport à certaines autres raies de fer du spectre de comparaison dont les longueurs d'onde sont connues.
- (3) On fixe au préalable la marge d'erreur souhaitée, soit par exemple  $\Delta\lambda = 0.04 \text{ Å}$

B) Numérotation et caractéristiques des spectres relatifs aux

étoiles considérées dans le travail.

1. Spectres de HD 190073 : (plaques II-A-O.  
 région spectrale  $\lambda\lambda$  3690-4870 Å.)

Réfé- ren- ce	Numéro	Date	Dis- per- sion (Å)	Qua- lité	Observateur	Observa- toire.
SP.1	Ce'3281	13 nov. 1943	10	bon- ne	P.W Merrill	Mont Wilson
SP.2	Ce'3497	8 juil. 1944	10	bon- ne	P.W Merrill	Mont Wilson
SP.3	Ce'4322	13 juil. 1946	10	bon- ne	P.W Merrill	Mont Wilson
SP.4	Ce'4423	15 sept. 1946	10	bon- ne	P.W Merrill	Mont Wilson
SP.5	Ce'4733	30 juin 1947	10	bon- ne	P.W. Merrill	Mont Wilson
SP.6	Ce'5315	12 sept. 1948	10	bon- ne	P.W. Merrill	Mont Wilson
SP.7	Ce'5683	12 juin 1949	10	sous- expo- sé.	P.W Merrill	Mont Wilson
SP.8	Pa 3	? 1949	2.5	sous- expo- sé.	P.W Merrill	Mont Palomar
SP.9	Ce'5821	6 août 1949	10	bon- ne	H.W Babcock	Mont Wilson
SP.10	Ce'5947	13 sept. 1949	10	bon- ne	P.W Merrill	Mont Wilson
SP.11	Ce'6235	23 mai 1950	10	bon- ne	P.W Merrill	Mont Wilson
SP.12	Ce'6258	29 mai 1950	10	bon- ne	P.W. Merrill	Mont Wilson
SP.13	Ce'6372	26 juil. 1950	10	bon- ne	P.W Merrill	Mont Wilson
SP.14	Ce'6548	25 sept. 1950	10	bon- ne	P.W Merrill	Mont Wilson

SP.15 Ce'6556	26 sept.1950	4.5	sous- expo- sé	P.W Merrill	Mont Wilson
SP.16 Ce'6559	27 sept.1950	4.5	sous- expo- sé	P.W Merrill	Mont Wilson
SP.17 Ce'7211	28 juil.1951	10	bon- ne	P.W Merrill	Mont Wilson
SP.18 Ce'8365	8 sept.1952	10	bon- ne	P.W Merrill	Mont Wilson
SP.18 Ce'12808 bis	26 août 1959	40	bon- ne	P. Swings	Mont Wilson
SP.19 V 3490	23 juil.1970	20	bon- ne	J.P Swings	Observa- toire de Haute Provence
SP.20 Ce 20.782	16 août 1971	10	bon- ne	J.P Swings	Mont Wilson
SP.21 Ce 20.859	29 oct.1971	10	bon- ne	J.P Swings	Mont Wilson
SP.22 W 5567	27 août 1972	10	sous- expo- sé	J.P Swings	Obs de H <sup>te</sup> Provence
SP.23 V 3870	5 juil.1973	20	bon- ne	J.P Swings	Obs de H <sup>te</sup> Provence
SP.24 V 3872	8 juil.1973	20	bon- ne	J.P Swings	Obs de H <sup>te</sup> Provence
SP.25 GB 3018	11 sept.1974	12	sous- expo- sé	J.Surdej	Obs de H <sup>te</sup> Provence
SP.26 V 4033	28 sept.1974	20	bon- ne	J.P Swings J. Surdej	Obs de H <sup>te</sup> Provence
SP.27 V 4034	28 sept.1974	20	bon- ne	J.P Swings J. Surdej	Obs de H <sup>te</sup> Provence
SP.28 V 4036	28 sept 1974	20	sous- expo- sé	J.P Swings J. Surdej	Obs de H <sup>te</sup> Provence

SP.29 V 4044	29 sept.1974	20	mau- vaise	J.P Swings J. Surdej	Obs de H <sup>te</sup> Provence
SP.30 W 6019	30 sept.1974	10	bon- ne	J.P Swings J. Surdej	Obs de H <sup>te</sup> Provence

2. Spectres de XX Ophiuchi : (plaques II-A-0 λ 3700-4800)  
 -----

SP.31 V 1969	16 avril 1968	20	bon- ne	M <sup>elle</sup> Bloch	Obs de H <sup>te</sup> Provence
SP.32 V 2711	14 juil. 1970	20	bon- ne	M <sup>elle</sup> Bloch	Obs de H <sup>te</sup> Provence

3. Spectre de 17 Leporis :  
 -----

SP.33 GB 2265	21 déc. 1972	12	bon- ne	J.M Vreux	Obs de H <sup>te</sup> Provence
---------------	--------------	----	------------	-----------	------------------------------------

4. Spectre de Z Andromedae :  
 -----

SP.34 V 2699	18 déc. 1967	20	bon- ne	J.P Swings	Obs de H <sup>te</sup> Provence
--------------	--------------	----	------------	------------	------------------------------------

5. Spectres de HD 31648 :  
 -----

SP.35 V 4037	28 sept. 1974	20	bon- ne	J.P Swings J. Surdej	Obs de H <sup>te</sup> Provence
SP.36 V 4048	30 sept. 1974	20	bon- ne	J.P Swings J. Surdej	Obs de H <sup>te</sup> Provence

6. Spectre de HD 200.775 :  
 -----

SP.37 V 4049	30 sept. 1974	20	bon- ne	J.P Swings J. Surdej	Obs de H <sup>te</sup> Provence
--------------	---------------	----	------------	-------------------------	------------------------------------



## Références.

- Allen D.A, 1973, Mon. Not. Roy. Astr. Soc; 161, 145.
- Babcock H.W, 1958a, Astrophys. J. Suppl; 3, 141.
- Babcock H.W, 1958b, Astrophys. J; 128, 228.
- Beals C.S, 1939, Pub. Astr. Soc. Pac; 51, 219.
- Beals C.S, 1940, J. Roy. Astr. Soc. Canada; 34, 169.
- Beals C.S, 1942a, J. Roy. Astr. Soc. Canada; 36, 145.
- Beals C.S, 1942b, J. Roy. Astr. Soc. Canada; 36, 201.
- Beals C.S & Burland M.S, 1949, Can. J of Research, A; 27, 169.
- Beals C.S, 1968, Wolf Rayet Stars (Symposium tenu à Boulder); pp 13, 15, 228, 229.
- Berger J, Canavaggia R, Chalonge D, 1950, Acad. Sc.
- Bidelman W.P, 1949, Astrophys. J; 109, 544.
- Geisel S.L, 1970, Astrophys. Lett; 161, 105.
- Johnson M.C, 1925, Mon. Not. Roy. Astr. Soc; 85, 813.
- Johnson M.C, 1926, Mon. Not. Roy. Astr. Soc; 86, 300.
- Kanto Sur R, 1925, Astrophys. J; 63, 111.
- Mc Kellar A, 1939, Pub. A.A.S, 9, 266.
- Merrill P.W, 1929, Astrophys. J; 69, 330.
- Merrill P.W, 1932, Astrophys. J; 75, 133.
- Merrill P.W, 1933a, Astrophys. J; 77, 51.
- Merrill P.W, Burwell C.G, 1933b, Contr. Mont Wilson. Obs n° 471.
- Merrill P.W, 1951a, Astrophys. J; 113, 55.
- Merrill P.W, 1951b, Astrophys. J ; 113, 605.
- Merrill P.W, 1951c, Astrophys. J; 114, 37.
- Merrill P.W, 1951d, Astrophys. J; 114, 338
- Merrill P.W, 1959, Pub. Astr. Soc. Pac; 71, 292.

- Milne E A, 1924a, Mon. Not. Roy. Astr. Soc; 84, 354.
- Milne E.A., 1924b, Mon. Not. Roy. Astr. Soc; 85, 111.
- Milne E.A., 1925, Mon. Not. Roy. Astr. Soc; 86, 8
- Milne E.A., 1926, Mon. Not. Roy. Astr. Soc; 86, 459.
- Milne E.A., 1927, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. Supp; 87, 697.
- Mitchele S.A, 1913, Astrophys. J; 38, 407.
- Moore C.E, 1959, A multiplet table of Astrophysical interest.
- Preston G.W, 1972, Astrophys.Lett; 172; 105.
- Wilson R.E, 1963, General catalogue of stellar radial velocities.
- Scargle J.D, Caroff L.J, Noerdlinger P.D, 1970, Astrophys. Lett; 161, 115;
- Scargle J.D, 1971, Bull. Am. Astr. Soc; Vol 3 N'4 Part 1.
- Scargle J.D, 1973, Astrophys. J; 179, 705.
- Slettebak; A, 1966a, Astrophys. J;145, 121.
- Slettebak. A, 1966b, Astrophys. J;145, 126.
- Struve O, 1940, Proc. Nat. Acad. Sc; 26, 117.
- Struve O, 1942, Pub. Astr. Soc. Pac; 54, 11.
- Struve O& Swings P, 1942, Astrophys. J; 96, 475.
- Struve O, 1947, Astrophys. J; 106, 358.
- Struve O, 1952, Pub. Astr. Soc. Pac; 64, 288.
- Swings P& Struve O, 1940, Astrophys. J; 91, 546.
- Swings P& Struve O, 1941, Astrophys. J; 93, 356.
- Swings P& Struve O, 1943; Astrophys. J; 98, 91.
- Swings J.P, 1973, Astron. et Astrophys; 26, 443.
- Van Genderen A.M, 1971, Astron. et Astrophys; 14, 48.
- Wilson O.C, 1936, Astrophys. J; 84, 296.
- Wilson W.J& Barrett A.H, 1972, Astron. et Astrophys; 17, 385.

## Remerciements

C'est avec la plus grande joie que j'adresse mes vifs remerciements à Monsieur Jean-Pierre Swings pour sa grande collaboration et l'enthousiasme remarquable qu'il a manifesté tout au long de ce travail.