

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL

INSTITUTO DE FÍSICA

DEFINIÇÃO E APLICAÇÃO DE UM
SISTEMA FOTOMÉTRICO EM $H\alpha$

Jorge Ricardo Ducati

Dissertação realizada sob a orientação do Dr. Federico Maximo Strauss, apresentada ao Instituto de Física da UFRGS em preenchimento parcial aos requisitos para a obtenção do grau de Mestre em Física.

Trabalho parcialmente financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) e pela Financiadora de Estudos e Projetos (FINEP)

Porto Alegre

1978

AGRADEÇO A

Edemundo da Rocha Vieira, pelo apoio

Jurgen Rochol, pelo constante auxílio junto ao
equipamento eletrônico

DEDICO A

Meus Pais

R E S U M O

Dois filtros interferenciais, de 208 e 37 Å centrad_os em H α foram usados para definir um sistema padr_o basead_o em 168 estrelas brilhantes distribu_ídas uniformemente pelo hemisf \acute{e} rio celeste sul, de tipos espectrais entre B0 e G5 e de classes I a V. Todas elas t \hat{e} m β publicados. O α varia entre 1.870 e 2.070 para estrelas com pouca ou nenhuma emiss_o. O erro rms de uma medida \acute{e} de 0.^m004, sendo que os valores finais t \hat{e} m erro rms de 0.^m0014. Os resultados s_o comparados com outros sistemas H α . Uma aplica_o deste sistema ao estudo de 50 estrelas supergigantes mostrou ser poss_ível : a) separ_á-las das estrelas de menor luminosidade; b) dividi-las em supergigantes quentes e frias. Foi definido um β como combina_o linear de α e β que \acute{e} indicador de exist \hat{e} ncia de emiss_o; al \acute{e} m disso a correla_o α x (B-V) para os dois grupos de supergigantes define duas envolventes a partir das quais \acute{e} poss_ível determinar o valor do excesso de cor E(B-V).

A B S T R A C T

Two $H\alpha$ -interference filters with half-widht of 208 and 37 Å were used to define a standard system of 168 bright stars uniformly distributed in the northern sky, with spectral types from B0 to G5 and classes I to V. All of them have published β indices. The α -index ranges from 1.870 to 2.070 for stars with little or no emission. The rms error of a measure is $0^m.004$, and the final values have a rms error of $0^m.0014$. The results are compared with other $H\alpha$ systems. An application of this system to the study of 50 supergiants showed that it is possible to : a) separate them from smaller luminosity stars, and b) divide them in hot and cold supergiants. An index which is a linear combination of α and β which is an indicator of the existence of emission was defined; furthermore, the correlation $\alpha \times (B-V)$ for both groups of supergiants defines two envelopes from which it is possible to determine the color excesses $E(B-V)$.

Í N D I C E

I - Introdução	1
I.1 - Métodos de Observação	1
I.2 - Sistemas Fotométricos	3
I.3 - Filtros	4
I.4 - Absorção Interestelar	5
I.5 - Medidas Intrínsecas	7
I.6 - Calibração	11
I.7 - Trabalho a Desenvolver	12
II - Sistemas Padrão Nas Linhas $H\alpha$ e $H\beta$	13
II.1 - Sistema $H\beta$ Padrão de Crawford	13
II.2 - Sistemas $H\alpha$ Padrão	13
III - Um Novo Sistema Padrão em $H\alpha$	19
III.1 - Necessidade de um Novo Sistema $H\alpha$ Padrão	19
III.2 - Escolha das Características do Sistema	20
III.3 - Equipamento	21
III.4 - Programa de Observações	25
IV - Observações e Redução dos Dados	27
IV.1 - Escolha dos Tempos dos Filtros	27
IV.1.1 - Influência do Ruído Quântico e da Cintilação	27
IV.1.2 - Tratamento do Problema	28
IV.2 - Procedimento Durante as Observações	30
IV.3 - Observações Iniciais	31
IV.4 - Balanço das Observações	32
IV.5 - Redução dos Dados	33
IV.5.1 - Tempo Morto	33
IV.5.2 - Correção do Efeito de Saturação	34
IV.5.3 - Intensidade Instrumental	37

IV.5.4 - Cálculo da Magnitude Instrumental	39
IV.5.5 - Avaliação da Medida	40
V - Definição do Sistema Padrão de Índices α	42
V.1 - Obtenção dos Índices β por Crawford	42
V.2 - Processo Manual para Cálculo dos Índices α	43
V.3 - Determinação dos Índices α por Resolução Simultânea de um Sistema de Equações	46
V.4 - Resultados da Resolução do Sistema de Equações	53
V.5 - Transformação para Outros Sistemas $H\alpha$	74
V.5.1 - Comparação com o Sistema de Andrews	75
V.5.2 - Comparação com o Sistema de Feinsein	76
V.5.3 - Comparação com o Sistema de Dachs & Schmidt-Kaler	76
V.6 - Observações em $H\beta$	78
VI - Aplicação dos Sistemas $H\alpha$ e $H\beta$ a Observações de Estrelas Supergigantes	80
VI.1 - Razão da Escolha das Supergigantes	80
VI.2 - Índices α e β Obtidos	80
VI.2.1 - Supergigantes	80
VI.2.2 - Outras Estrelas Observadas	81
VI.3 - Resultados Gráficos	81
VI.4 - Determinação de Excessos de Cor	91
VI.5 - Determinação de Distâncias	95
VI.6 - Conclusão	96
Referências	97
Apêndice	99

I - INTRODUÇÃO

I.1 - Métodos de Observação

A análise das radiações provenientes dos corpos celestes nos fornece a maioria das informações que dispomos sobre sua natureza. Com esta finalidade desenvolveram-se técnicas que diferem entre si basicamente em função da região espectral em que são utilizáveis e, dentro dos mesmos limites espectrais, do tipo desejado de informação. Assim temos na região do espectro visível as técnicas de fotometria e espectroscopia, que têm por objetivo fornecer, a partir de observações ópticas de estrelas ou outros objetos, parâmetros que se correlacionem com suas características físicas ou químicas, como temperatura, luminosidade, tamanho, abundância de elementos, velocidade de rotação, etc.

As técnicas mais comuns podem ser descritas assim como segue :

- a) espectroscopia fotográfica : o espectro obtido fazendo-se passar a luz colhida pelo telescópio por uma fenda e por um elemento dispersante é impresso numa chapa fotográfica, sendo após a revelação analisado por uma fotocélula que varre a chapa.
- b) espectrofotometria fotoelétrica : o espectro é diretamente analisado por uma fotocélula colocada no espectrógrafo em lugar da chapa fotográfica.

Por outro lado existem técnicas fotométricas que medem apenas as partes de interesse do espectro :

- c) fotometria fotográfica : é tomada uma fotografia de um campo de estrelas através de filtros que isolam certas fai-

xas do espectro, analisando-se após o grau de sensibilização da chapa fotográfica por cada estrela.

d) fotometria fotoelétrica : faz-se a luz de uma única estrela, após atravessar um filtro, incidir sobre uma fotomultiplicadora, registrando-se a intensidade da corrente da mesma ou o número de fótons contados.

Como já foi dito, o tipo de trabalho determina a técnica escolhida; no entanto, em muitos casos em que é possível uma opção as técnicas fotométricas são mais convenientes : não exigem telescópios grandes e usam equipamento menos sofisticado; são mais precisas quando se medem estrelas fracas ou muito avermelhadas e, como são mais rápidas, nas medidas de estrelas cujo brilho varia em pouco tempo; e por esta última razão, quando as estrelas são muito numerosas para serem estudadas individualmente por espectroscopia em um tempo que não seja demasiadamente longo (Golay 1974).

Em geral a fotometria fotográfica é menos precisa que a fotoelétrica devido a problemas relacionados com chapas e processos fotográficos (Stock e Williams 1969); no entanto, é um método importante pela possibilidade de registrar simultaneamente dados para muitas estrelas (Johnson 1969). A técnica fotométrica que utilizarmos, seja qual for, deve ser testada e padronizada com estrelas bem conhecidas, para as quais já saibamos a distribuição da energia emitida $E(\lambda)$, isto é, o espectro. Desta maneira podemos saber quais os parâmetros obtidos fotometricamente que têm significado frente a características espectrais.

I.2 - Sistemas Fotométricos

Quando se faz fotometria de estrelas os resultados das observações dependem da parte do espectro que atinge o equipamento de medida. A relação das intensidades medidas em duas regiões diferentes do espectro define um índice de cor que se relaciona com o tipo espectral, de modo que observações fotométricas de muitas estrelas em duas ou mais regiões selecionadas do espectro resultam num conjunto de índices de cor característicos dos vários tipos de estrelas observadas. Um sistema fotométrico é definido por um conjunto de pelo menos duas bandas passantes para determinadas cores ou linhas do espectro, escolhidas de acordo com a necessidade específica do trabalho que se quer fazer. Assim, a cada estrela de um conjunto observado em um sistema fotométrico correspondem vários índices de cor.

A padronização de um sistema fotométrico é feita através de muitas observações de estrelas de tipo espectral conhecido, sendo definido desta maneira um sistema padrão para as cores ou linhas escolhidas, que será aproveitável se satisfeitas certas condições : um sistema padrão não deve ter estrelas variáveis, ao menos nas faixas espectrais que definem o sistema; todos os tipos espectrais e classes de luminosidade devem estar representados a menos que o sistema seja definido para aplicações muito específicas; o sistema deve ter estrelas espalhadas por toda a esfera celeste; os erros nos valores dos índices não devem ser tão grandes a ponto de torná-los sem significado; o equipamento com o qual se fazem as medidas deve ser facilmente reproduzível por outros pesquisadores, devendo ainda manter-se estável

durante o período das observações feitas para a definição do sistema; e o método de redução das observações deve ser o mesmo para toda a massa de dados. Nestas condições, o sistema torna-se suficientemente uniforme, padronizado e auto-consistente para que possa servir como referencial fotométrico a todos os pesquisadores que o utilizem em seus programas de observações.

I.3 - Filtros

A seleção das regiões espectrais a serem medidas por métodos fotométricos é feita através de filtros que interceptam o feixe de luz antes que este atinja o detector. De acordo com a largura da banda passante mais estreita, medida à altura da metade do valor máximo da transmissão para a banda, os sistemas fotométricos são divididos em três categorias :

- a) sistemas de banda larga : 300 A a 1000 A
- b) sistemas de banda intermédia : 100 A a 300 A
- c) sistemas de banda estreita : menos de 100 A

Os filtros podem ser de dois tipos, em função da largura da banda passante : para medidas de cores em bandas largas usam-se filtros de vidro colorido; para cores de banda intermédia e para medidas de intensidade de linhas ou bandas cuja largura é de até algumas dezenas de angstroms usam-se filtros interferenciais, que refletem toda a luz incidente com exceção de uma banda em torno do comprimento de onda especificado.

Quanto maior a largura da banda passante de um filtro, maior é a fração do feixe de luz incidente que o a-

travessa. Esta consideração é importante quando se quer observar estrelas fracas, pois um filtro de banda estreita pode cortar tanta luz a ponto da relação sinal/ruído tornar-se pequena, introduzindo um erro muito grande na determinação das magnitudes. Por exemplo, se para o sistema de banda larga UBV a magnitude de uma estrela medida no filtro V ($\lambda \approx 5300 \text{ \AA}$, largura $\approx 900 \text{ \AA}$) é m_v , usando no mesmo equipamento um filtro interferencial centrado no mesmo comprimento de onda e com igual transmissão máxima, mas com 40 \AA de largura mede-se uma magnitude m_e dada por

$$m_v - m_e = -2.5 \log \frac{I_v}{I_e} = -2.5 \log \frac{900}{40} = -3.4 \quad (\text{I-1})$$

onde as intensidades I_v e I_e medidas com os filtros V e interferencial são diretamente proporcionais às larguras das bandas passantes. Então

$$m_e = m_v + 3.4 \quad (\text{I-2})$$

Vemos que o limite de magnitudes não depende só do telescópio e do objeto a ser observado, mas também do sistema fotométrico escolhido.

I.4 - Absorção Interestelar

A existência de pó no meio interestelar é um dos principais fatores a considerar quando se escolhem as características de um sistema fotométrico. Isto deve-se ao efeito de absorção que o pó exerce sobre a luz emitida pelas estrelas, de maneira seletiva com respeito ao comprimento de onda, sendo maior para λ menor. Conforme o trabalho de Trumpler citado por Sharpless (1969), a absorção interestelar

varia com $1/\lambda$ no intervalo óptico, o que sugere a existência de partículas interestelares de tamanhos comparáveis ao comprimento de onda da luz visível.

Se medirmos uma estrela em dois comprimentos de onda, λ_1 e λ_2 , a contribuição ao índice de cor medido dado por $C(\lambda_1-\lambda_2)$, definido como a diferença entre a magnitude medida em λ_1 e a medida em λ_2 , devida ao avermelhamento interestelar é

$$A(\lambda_1) - A(\lambda_2) = E(\lambda_1-\lambda_2) \quad (\text{I-3})$$

onde $A(\lambda_1)$ e $A(\lambda_2)$ são as absorções para cada comprimento de onda e E é o excesso de cor, também dado por

$$E(\lambda_1-\lambda_2) = C(\lambda_1-\lambda_2) - C(\lambda_1-\lambda_2)_0 \quad (\text{I-4})$$

onde $C(\lambda_1-\lambda_2)_0$ é o índice de cor intrínseco. Tanto A quanto E são proporcionais à quantidade de pó interestelar. A razão entre a absorção total em λ_1 e a absorção seletiva é

$$R(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{A(\lambda_1)}{E(\lambda_1-\lambda_2)} = \frac{A(\lambda_1)}{A(\lambda_1)-A(\lambda_2)} \quad (\text{I-5})$$

a qual depende apenas das propriedades do pó, mas não de sua quantidade. Assim, se determinarmos o valor de R medindo A e E , teremos um parâmetro conhecido para os casos em que A ou E não puderem ser medidos.

Para o sistema UBV o valor geralmente aceito é $R \approx 3.0$, determinado a partir da comparação das distâncias a aglomerados galácticos obtidas geometricamente e fotometricamente. Variações nas propriedades ópticas do meio interestelar, no entanto, podem fazer com que em certas regiões do

espaço R tenha valores diferentes. Para medidas em B e V te mos então

$$A_V = RE(B-V) \quad (I-6)$$

onde a absorção visual A_V é usada para corrigir o valor da magnitude aparente medida m_V

$$m_0 = m_V - A_V \quad (I-7)$$

sendo m_0 a magnitude aparente corrigida pela absorção visual. A equação corrigida para uma estrela de magnitude absoluta M_V situada a uma distância d (em parsecs) é :

$$m_V = M_V + 5 \log \frac{d}{10} + A_V \quad (I-8)$$

Fica então evidente a importância da determinação do excesso de cor $E(B-V)$, assunto ao qual voltaremos no último capítulo.

I.5 - Medidas Intrínsecas

Uma consideração importante com respeito à utilização de filtros refere-se aos valores medidos de parâmetros estelares como magnitudes e índices de cor, em relação aos seus valores intrínsecos. Os parâmetros que medimos têm valores diferentes dos intrínsecos devido aos efeitos de distância, absorção interestelar e de nossa atmosfera. Estes dois últimos são tratados com resultados razoáveis pelos sistemas fotométricos de banda larga e intermédia, obtendo-se magnitudes aparentes corrigidas que podem, entre outras aplicações, ser confrontadas com as absolutas para

a determinação de distâncias. No entanto, usando filtros interferenciais, podemos obter parâmetros estelares intrínsecos, procedendo como se segue :

Escolhemos dois filtros interferenciais centrados no mesmo comprimento de onda λ , correspondente a uma determinada linha espectral; suas bandas passantes são diferentes, sendo um filtro bem mais largo do que o outro.

A magnitude medida com o filtro largo é

$$m_1 = -2.5 \log I_1 + \text{constante} \quad (\text{I-9})$$

onde a constante é arbitrária, dependendo do sistema de unidades em que se expressa I , e onde I_1 é a intensidade registrada neste filtro, diferindo da intensidade absoluta em função dos efeitos da distância, da absorção interestelar e da atmosfera. Podemos então escrever

$$m_1 = -2.5 \log \gamma_1 I_{1a} + \text{constante} \quad (\text{I-10})$$

onde I_{1a} é a intensidade absoluta neste filtro e $\gamma_1 < 1$ é um fator que engloba todos os efeitos que a alteram.

Por outro lado a magnitude medida com o filtro estreito é

$$m_e = -2.5 \log I_e + \text{constante} \quad (\text{I-11})$$

a qual analogamente pode ser escrita como

$$m_e = -2.5 \log \gamma_e I_{ea} + \text{constante} \quad (\text{I-12})$$

onde γ_e e I_{ea} são definidos similarmente a γ_1 e I_{1a} . Como as larguras das bandas são diferentes, $I_{1a} > I_{ea}$; no entanto, os efeitos de alteração das intensidades devidos à distân-

cia são obviamente os mesmos para ambos os filtros, e como estes estão centrados no mesmo comprimento de onda, os efeitos da absorção interestelar e da atmosfera também são os mesmos. Isto significa que $\gamma_1 = \gamma_e$.

Fazendo agora a diferença das magnitudes, obtemos

$$m_e - m_1 = -2.5 \log \frac{I_{ea}}{I_{1a}} \quad (I-13)$$

A diferença de magnitudes $m_e - m_1$ é um índice obtido a partir de parâmetros intrínsecos da estrela, sendo por conseguinte intrínseco.

Embora o índice obtido desta maneira seja intrínseco, o seu valor depende da relação entre as larguras dos filtros, sendo crítica a escolha do filtro estreito porque sua largura deve ser da ordem da largura da linha espectral. Isto se deve a que as asas da linha fornecem informação valiosa sobre a classe de luminosidade; se o filtro for demasiadamente estreito só mediremos o núcleo da linha, sendo truncadas as asas, enquanto que no caso contrário além da linha estaremos medindo o espectro contínuo adjacente. Por outro lado o filtro largo deve sê-lo o suficiente para que se meça essencialmente a intensidade do contínuo adjacente à linha, qualquer que seja a largura da linha em função do tipo de estrela medida. Um meio alternativo de observação é substituir o filtro largo por dois mais estreitos, centrados em comprimentos de onda simetricamente dispostos em ambos os lados da linha.

Podemos então, observando estrelas por meio de sistemas fotométricos com filtros interferenciais, definir sistemas padrão cujas estrelas tenham índices intrínsecos. Esta

é uma vantagem considerável quando comparamos estes sistemas com os que não medem índices intrínsecos. Além disso as observações para que sejam de boa qualidade não precisam realizar-se em noites fotométricas, isto é, excepcionalmente boas; basta que durante o intervalo de tempo em que se fazem as medidas com os filtros largo e estreito o céu se mantenha constante, sendo até esta condição dispensada se fizermos as duas medidas simultaneamente. Devido a esta facilidade nas observações os erros dos índices nos sistemas padrão deste tipo são em geral menores que os erros dos sistemas que não medem propriedades intrínsecas : enquanto, por exemplo, a precisão do sistema UBV é de 0^m02 , com filtros interferenciais facilmente se alcança 0^m01 . No entanto, para muitas aplicações os sistemas de banda larga são fundamentalmente importantes, não se devendo esquecer que seu limite prático de magnitudes, como já mostramos, pode ser bem maior.

Sob certas condições as medidas com filtros interferenciais não nos fornecem índices intrínsecos, sendo afetadas pelo efeito seletivo da absorção interestelar, e também pela extinção atmosférica. Vimos que estes índices são intrínsecos porque cada um deles resulta de um sistema fotométrico cujos filtros são centrados no mesmo comprimento de onda. Se não houver esta coincidência, o efeito de absorção, que varia com $1/\lambda$, será diferente para cada filtro. A não coincidência pode ser devida a uma alteração nas características de um dos filtros com o passar do tempo, ou devida ao seu deslocamento da posição perpendicular em relação ao feixe incidente, o que pode ser crítico no caso do filtro estreito.

O efeito de extinção atmosférica aumenta quando λ diminui; a relação λ x extinção tem a forma de uma curva muito íngreme na região do ultravioleta, suavizando-se rapidamente à medida que λ cresce, a ponto de ser quase plana no infravermelho. Por isto uma dessintonia em um dos componentes de um par de filtros interferenciais, provocando uma não coincidência dos centros de bandas, é muito mais grave para sistemas no azul, como H β , do que para sistemas na região vermelha do espectro, como H α , pois nestes o efeito de absorção sobre as medidas em cada filtro, em caso de dessintonia, é quase o mesmo.

I.6 - Calibração

Quando desenvolvemos um programa de observações ex tendendo-se por várias noites, é provável que as condições atmosféricas e instrumentais sejam diferentes a cada noite. Em consequência, se observarmos várias vezes a mesma estrela mediremos uma série de índices diferentes. Poder-se-ia esperar que com índices intrínsecos não haveria este problema; no entanto na prática ele ocorre principalmente porque a transmissão dos filtros não é completamente invariante.

Para solucionar este problema se observam a cada noite, além das estrelas de programa, algumas estrelas do sistema padrão para as cores ou linhas em que se quer observar as estrelas de programa. As estrelas padrão têm índices bem definidos, mas suas medidas em cada noite são em geral ligeiramente diferentes, pois as condições de observação não coincidem com as condições padrão. Fazendo para cada noite uma regressão linear por quadrados mínimos que correlacione,

para as estrelas padrão, os índices medidos com os índices padrão, obtemos uma relação entre os dois conjuntos que é a correção a ser aplicada aos índices das estrelas de programa observadas na mesma noite, para levá-las às condições padrão de observação. Este procedimento, aplicado a cada noite, faz a transformação de todas as observações a um sistema padrão.

A precisão da calibração, por se empregar o método de quadrados mínimos, é tanto maior quanto maior for o intervalo coberto pelos índices das estrelas padrão observadas, dependendo também de seu número; dificilmente uma calibração feita com menos de dez estrelas padrão é confiável, pois uma única medida com problemas já pode alterar significativamente o resultado da regressão.

I.7 - Trabalho a Desenvolver

Após esta revisão sobre fotometria astronômica podemos colocar em termos claros o nosso trabalho : a definição de um sistema fotométrico padrão na linha $H\alpha$ da série de Balmer do hidrogênio por fotometria fotoelétrica.

Seguindo-se a este capítulo temos um apanhado dos sistemas $H\alpha$ e $H\beta$ já existentes; no capítulo III justificamos a necessidade de um novo sistema $H\alpha$ e a escolha das suas características, e fazemos uma descrição breve de nosso equipamento e do programa de observações; no capítulo IV discorremos sobre as observações e a redução dos dados, sendo então definido o nosso sistema padrão. Finalmente no capítulo VI temos uma aplicação do sistema ao estudo de estrelas supergigantes. Ao final do trabalho são fornecidos mapas de localização das estrelas observadas.

II - SISTEMAS PADRÃO NAS LINHAS H α E H β

II.1 - Sistema H β Padrão de Crawford

Este sistema, definido em 1958 (Crawford 1958) tornou-se um referencial básico para observações nas linhas da série de Balmer. Posteriormente foi revisado (Crawford e Mander 1966), sendo publicada mais tarde (Crawford, Barnes e Golson 1970) uma lista adicional de observações.

O sistema padrão revisado (Crawford e Mander 1966) compreende 80 estrelas brilhantes, observadas fotoeletricamente no Kitt Peak National Observatory e no Cerro Tololo Interamerican Observatory. O par de filtros que caracteriza o sistema consiste em um filtro largo com banda passante de 145 Å centrado em 4890 Å, com transmissão máxima de 70%, e de um filtro estreito com 30 Å de banda passante, centrado em ... 4859 Å, com transmissão máxima de 62%.

Os índices padrão β tornaram-se largamente usados, assim como o processo de sua determinação a partir dos dados observacionais, descrito no capítulo IV. O desvio padrão de uma medida é de 0^m.009, sendo a precisão dos índices β de ... 0^m.006. O intervalo de variação de β é aproximadamente de 0^m.4.

II.2 - Sistemas H α Padrão

Mencionamos abaixo alguns sistemas padrão em H α , na ordem de sua publicação; a determinação de muitos destes sistemas foi feita pelo método usado em Crawford e Mander (1966). Ao final do capítulo a tabela II-1 sumariza todos os sistemas.

a) Peat (1964, 1966). Espectrofotometria de 597 estrelas no hemisfério norte e 172 estrelas ao sul; as regiões espectrais

escolhidas para as observações no hemisfério sul foram : região central de 6454.5 Å a 6582.5 Å, ou seja, 36 Å, equivalente ao filtro estreito em sistemas que usam filtros interferenciais; duas regiões de comparação : de 6469.0 Å a 6505.0 Å e de 6624.0 Å a 6660.0 Å, cobrindo uma faixa total de 191 Å. As observações foram feitas ao norte com o telescópio de 90 cm do Cambridge Observatory e ao sul com o telescópio de 188 cm do Radcliff Observatory. Os índices α têm um intervalo de variação de $0^m.3$, e um erro médio de $0^m.003$.

b) Andrews (1968). Espectrofotometria de 951 estrelas em ambos hemisférios, usando o mesmo equipamento do sistema anterior. As regiões espectrais escolhidas nas observações ao sul foram : região central de 6546.5 Å a 6582.4 Å, equivalente a um filtro de 35.9 Å em sistemas de filtros interferenciais; duas regiões de comparação : de 6469.0 Å a 6505.0 Å e de 6623.8 Å a 6659.6 Å, cobrindo uma faixa total de 190 Å. Os índices R_α deste sistema têm um intervalo de variação de $0^m.55$, com um erro médio de $0^m.010$. Um dos objetivos do trabalho foi investigar a aplicabilidade do sistema $H\alpha$ como discriminador de luminosidades para estrelas azuis.

c) Tebbe (1969). Fotometria fotoelétrica de 80 estrelas brilhantes no hemisfério norte, usando filtros interferenciais com as seguintes características : filtro largo centrado em 6550 Å com banda passante de 157 Å e transmissão máxima de 57%; filtro estreito centrado em 6570 Å com banda passante de 45 Å e transmissão máxima de 41%. As observações foram feitas com o telescópio de 30.5 cm de Georgetown College Observatory. Os índices α têm um intervalo de variação de $0^m.45$, com um erro médio de $0^m.011$. O sistema foi aplicado na separação entre

estrelas Be e supergigantes azuis.

d) Peton et al. (1971). Fotometria fotoelétrica de 94 estrelas do hemisfério norte, com os seguintes filtros interferenciais: um filtro centrado na linha $H\alpha$, com 158 Å de banda passante e transmissão máxima de aproximadamente 90%; dois filtros para comparação: o primeiro centrado em 6350 Å com 164 Å de banda passante e transmissão máxima de 90%; o segundo centrado em 6645 Å com banda passante de 89 Å e transmissão máxima de aproximadamente 80%. As observações, feitas com o telescópio de 60 cm do Observatoire de Haute Provence, tiveram por objetivo definir um método fotoelétrico para medir a emissão em estrelas Be. Os índices α determinados cobrem um intervalo de $0^m.3$, com um erro médio sobre cada medida de $0^m.005$ e sobre os índices α da ordem de $0^m.001$.

e) Feinstein (1974). Fotometria fotoelétrica de 298 estrelas em ambos hemisférios, das quais 92 definem um sistema padrão em $H\alpha$, sendo as restantes estrelas Be, metálicas ou "helium-weak". Os filtros interferenciais usados têm as seguintes características: filtro largo centrado em 6595 Å, com banda passante de 159 Å e transmissão máxima de 88%; filtro estreito centrado em 6575 Å, com banda passante de 54 Å e transmissão máxima de 47%. As observações foram feitas com o telescópio de 40 cm, nº 2, do Kitt Peak National Observatory, e com os telescópios de 40 cm e 90 cm do Cerro Tololo Interamerican Observatory. Os índices α têm um intervalo de variação de $0^m.1$, com erros por medida de $0^m.009$. O valor pequeno do intervalo de variação de α pode ser atribuído à banda passante do filtro estreito ser demasiadamente larga, o que diminui a sensibilidade do sistema, pois em geral além da linha também é me-

didada uma parte importante do contínuo adjacente.

f) Dachs e Schmidt-Kaler (1975). Fotometria fotoelétrica de 100 estrelas do hemisfério sul, usando os seguintes filtros interferenciais : filtro largo centrado em 6566 Å, com banda passante de 157 Å e transmissão máxima de 59%; filtro estreito centrado em 6560.5 Å, com banda passante de 13 Å e transmissão máxima de 46.5 Å. As observações foram feitas com o telescópio de 61 cm do European Southern Observatory. O intervalo de variação dos índices α é de 1^m.0, sendo o erro de uma medida de 0^m.03. O valor alto do erro pode ser devido à banda passante demasiadamente estreita do filtro de 13 Å, o que o torna passível de ficar dessintonizado em relação à linha H α caso se desloque da posição perpendicular ao feixe incidente ; por outro lado, a banda passante torna o sistema muito sensível, como vemos pelo intervalo grande de variação de α .

g) Mendoza (1976). Fotometria fotoelétrica de estrelas de ambos os hemisférios, usando os seguintes filtros interferenciais : um filtro centrado aproximadamente na linha H α , em 6566 Å, com 35 Å de banda passante e 71% de transmissão máxima; e dois filtros de comparação : um centrado em 6497.0 Å, com banda passante de 37 Å e 76% de transmissão máxima, e outro centrado em 6639 Å com banda passante de 38 Å e transmissão máxima de 70%. As observações foram feitas com o telescópio de 100 cm do Observatorio de Tonantzintla. Posteriormente (Mendoza 1978) o sistema foi modificado, usando-se para a medida da linha H α um filtro de 16 Å de banda passante, obtendo-se com isso uma separação gráfica entre estrelas supergigantes e de sequência principal.

h) Baliunas et al.(1975). Fotometria fotoelétrica de 56 estre

las brilhantes do hemisfério norte, das quais 33 foram definidas como padrão. Os filtros usados foram : filtro largo centrado em 6575 A, com banda passante de 295 A e 83% de transmissão máxima; filtro estreito centrado em 6565 A, com banda passante de 36 A e transmissão máxima de 74%. As observações foram feitas com o telescópio de 38 cm da Villanova University. O intervalo de variação de α é de $0^m.15$, com um erro para um índice α qualquer de $0^m.005$. Este trabalho teve por objetivo estabelecer um método fotométrico para distinguir as estrelas de emissão das estrelas azuis normais.

i) Cester et al. (1977). Fotometria fotoelétrica de 293 estrelas brilhantes do hemisfério norte. Os filtros usados foram : um filtro centrado na linha $H\alpha$, com aproximadamente 30 A de banda passante e transmissão máxima por volta de 80%; e outro filtro centrado em 6622 A, com banda passante e transmissão semelhantes ao primeiro filtro. As observações foram feitas com o telescópio de 30 cm do Osservatorio Astronomico di Trieste. Os índices α determinados cobrem um intervalo de $0^m.4$, com um erro médio de $0^m.007$. À semelhança do trabalho de Tebbe (1969) o trabalho foi aplicado na separação entre estrelas Be e supergigantes azuis, assim como na detecção de variabilidade em linhas de emissão.

TABELA II-1

<u>espectrofotometria</u>	banda central (A)			bandas de comparação (A)			telesc. (cm)	nº estr.	var. α (mag)	erro α (mag)	erro 1 med. (mag)
	λ central (A)	$\Delta\lambda$ (A)	transm. (%)	λ central (A)	$\Delta\lambda$ (A)	transm. (%)					
Peat(1964,1966)	6454.5 a 6582.5			6469 a 6505			188	172	0.3	0.003	
Andrews(1968)	6546.5 a 6582.4			6624 a 6660 6469 a 6505 6623.8 a 6659.6			188	951	0.55	0.010	
<u>fotometria fotoelétrica</u>	filtro largo			filtro estreito							
	λ central (A)	$\Delta\lambda$ (A)	transm. (%)	λ central (A)	$\Delta\lambda$ (A)	transm. (%)					
Tebbe(1969)	6550	157	57	6570	45	41	30.5	80	0.45	0.011	
Feinstein(1974)	6595	159	88	6575	54	47	40 90	92	0.1		0.009
Dachs & Kaler(1975)	6566	157	59	6560.5	13	46.5	61	100	1.0		0.030
Baliunas et al.(1975)	6575	295	83	6565	36	74	38	33	0.15	0.005	
	filtro da linha			filtros de comparação							
Peton et al.(1971)	H α	158	\approx 90	6350	164	\approx 90	60	94	0.3	0.001	0.005
Mendoza(1976)	6566	35 (16)	71	6645	89	\approx 80	100				
Cester et al.(1977)	H α	\approx 30	\approx 80	6497	37	76	30	293	0.4	0.007	
				6639	38	70					
				6622	\approx 30	\approx 80					

III - UM NOVO SISTEMA PADRÃO EM $H\alpha$

III.1 - Necessidade de um Novo Sistema $H\alpha$ Padrão

Os sistemas na linha $H\alpha$ que descrevemos no capítulo anterior, na sua maioria, foram definidos por seus autores com a finalidade de servirem como padrões de calibração em fotometria. No entanto, até o momento não existe sistema nessa linha que seja largamente aceito. As razões para isto são várias : alguns dos sistemas têm erros muito grandes ou poucas medidas (uma ou duas) para muitas das suas estrelas, o que lhes reduz a confiabilidade. Outros foram definidos a partir de observações com espectrofotômetros, equipamento sofisticado que não é disponível para muitos observatórios, tornando necessárias, caso se opte por estes sistemas para a calibração, equações de transformação que podem aumentar os erros dos índices medidos. Alguns se aplicam só a estrelas de certos tipos espectrais, não tendo sido medidas estrelas padrão de outros tipos. Além disso, muitos dos sistemas têm quase só estrelas do hemisfério norte, não sendo utilizáveis por pesquisadores do hemisfério sul a menos que se façam observações através de grandes massas de ar, o que aumenta muito os erros.

Vemos então que a falta de um sistema padrão $H\alpha$ largamente aceito para fotometria fotoelétrica vem retardando a pesquisa nesta linha espectral, o que é de lamentar visto ser possível a obtenção de índices intrínsecos potencialmente valiosos. Uma tentativa de estabelecer uma base operacional para a fotometria fotoelétrica em $H\alpha$ é a definição de nosso sistema padrão.

III.2 - Escolha das Características do Sistema

As estrelas de nosso programa de observações para estabelecer o novo sistema foram selecionadas das listas de estrelas com índice β medido de Crawford e Mander (1966) e de Crawford, Barnes e Golson (1970). Excluíram-se as estrelas de declinação mais ao norte que $+10^{\circ}$, de magnitude visual menor que 2.0, variáveis ou de emissão.

A razão da escolha destas listas de estrelas é a de constituírem um sistema $H\beta$ largamente aceito, sendo de esperar que fazendo-se observações em $H\alpha$ das mesmas estrelas se venha a constituir um conjunto α, β de muita utilidade, pois estes índices nos dão informações diferentes ou complementares.

A escolha dos filtros $H\alpha$ é crítica. Se o filtro é muito estreito, por exemplo, 10 Å, só podemos medir estrelas de linha estreita, como as supergigantes; para estrelas de sequência principal parte da linha é cortada, perdendo-se a informação contida nas asas da linha. Além disso, quanto mais estreito for o filtro mais luz é cortada e menor é o limite observável de magnitudes. Ainda, os efeitos de dessintonia devidos à inclinação do filtro com respeito ao feixe luminoso incidente e ao envelhecimento do filtro são mais críticos, afetando a precisão do sistema. Com um filtro muito largo, como 50 Å, para a maioria das estrelas além da linha medimos o contínuo adjacente, tornando menos diferenciáveis os tipos espectrais e as classes de luminosidade.

Um valor de compromisso entre estas alternativas, e que corresponde aos 30 Å geralmente usados em $H\beta$ está por volta de 40 Å. Podemos demonstrar a correspondência considerando o alargamento de uma linha devido ao efeito Doppler :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} \quad (\text{III-1})$$

Para uma mesma estrela, as larguras das linhas H α e H β estão relacionadas por

$$\frac{\Delta\lambda_{\alpha}}{\Delta\lambda_{\beta}} = \frac{\lambda_{\alpha}}{\lambda_{\beta}} = \frac{4}{3} \quad (\text{III-2})$$

Como o sistema β de Crawford e Mander (1966) utiliza filtros de aproximadamente 30 e 150 Å, os valores correspondentes para α são 40 e 200 Å respectivamente.

Os filtros H α escolhidos têm as seguintes características : filtro largo : centro de banda em 6550 Å; largura da banda passante : 208 Å; transmissão máxima : 84%; filtro estreito : centro de banda em 6570 Å; largura da banda passante : 37 Å; transmissão máxima : 84% (figura III-1)

Um sistema H α definido desta maneira é equivalente ao sistema H β de Crawford.

III.3 - Equipamento

As observações foram feitas no Observatório Astronômico da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, situado no Morro Santana, em Porto Alegre, com um telescópio refletor Zeiss-Jena de 50 cm de abertura de tipo Cassegrain, com relação focal f:13. Ao telescópio estão acopladas uma luneta refletora de 15 cm e outra refratora, de busca, com 11 cm.

O fotômetro acoplado ao telescópio foi projetado por F. M. Strauss e construído nas oficinas do Instituto de Física da UFRGS, sendo constituído de módulos com funcionamento inde

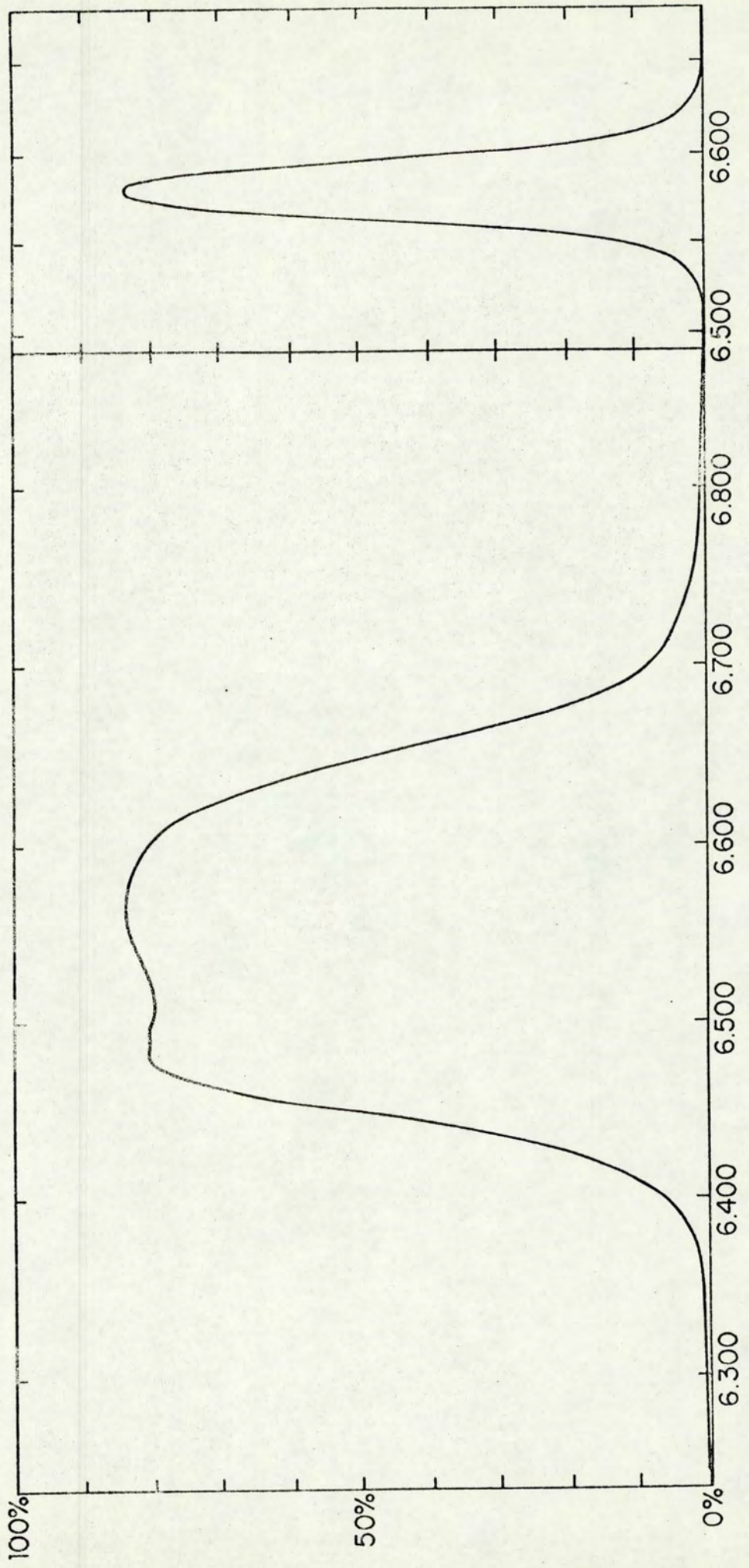


FIGURA III-1

pendente. O diagrama em blocos do equipamento está na figura III-2, sendo descrito a seguir.

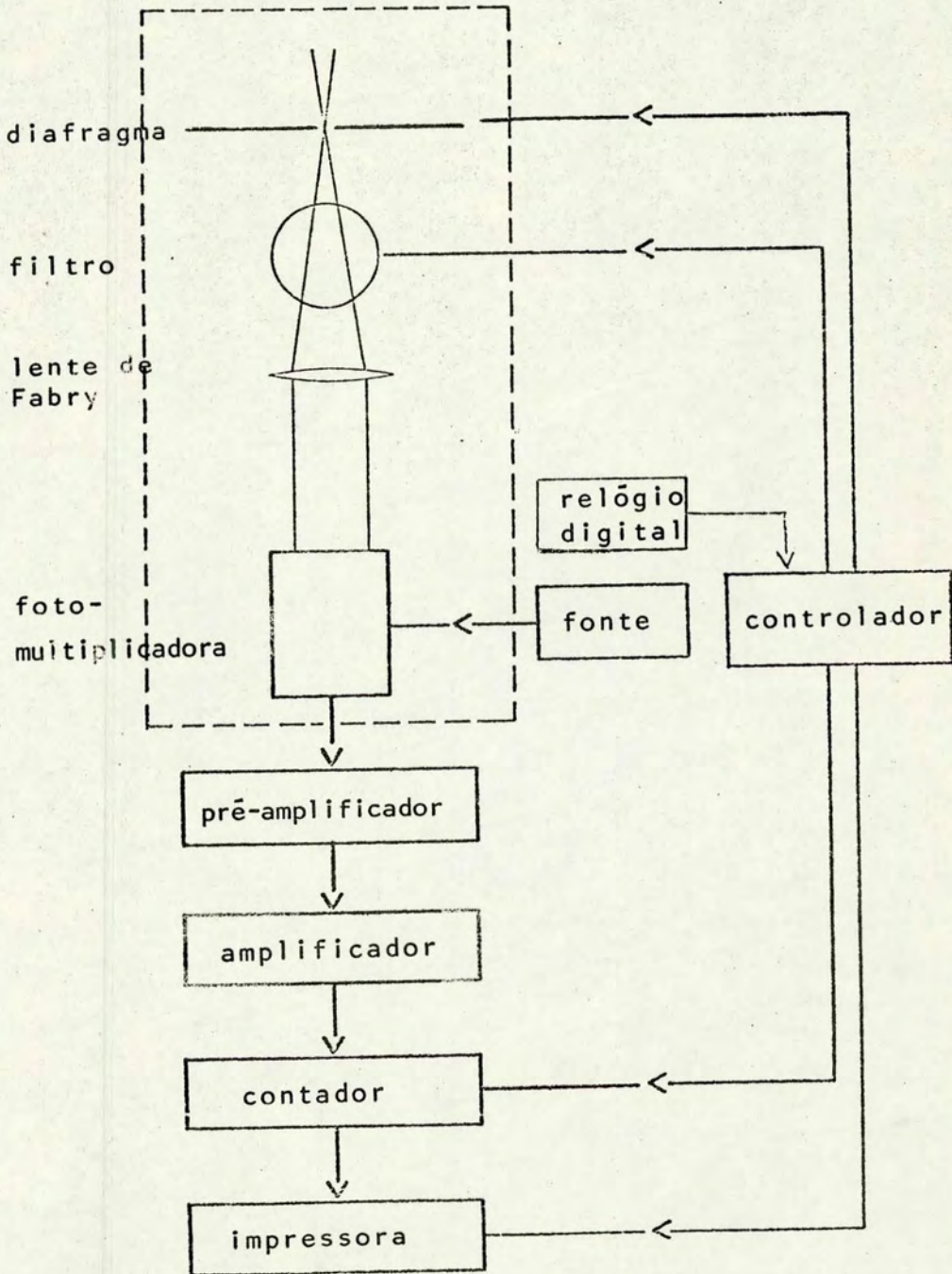


FIGURA III-2

Em uma medida fotométrica o objeto a ser observado é selecionado do campo vizinho por um diafragma cujo tamanho pode ser escolhido dentre vários existentes em uma lâmina colocada no percurso do feixe de luz incidente. O foco do feixe está exatamente no plano da lâmina. Para trabalhos em que é necessária comparação com o céu adjacente o diafragma, após a medida do objeto em estudo, se afasta para o lado, deslocando-se até quatro minutos de arco. O posicionamento do objeto no centro do diafragma é controlado por um periscópio.

Os filtros estão colocados sobre uma roda com seis lugares; é possível escolher os filtros com os quais faremos medidas, e para cada um deles estabelecer o tempo durante o qual são contados os fótons que o atravessam (tempo de integração). Durante uma medida a roda de filtros gira até o último filtro indicado, voltando após em sentido contrário até a posição inicial; há pois, numa medida, duas integrações para cada filtro.

O feixe de luz selecionado por um filtro atinge a fotomultiplicadora após passar por uma lente de Fabry que o faz incidir sempre sobre a mesma região do fotocatodo, pois este não é igualmente sensível em toda a sua superfície. A fotomultiplicadora é de marca EMI, modelo 9658ARM com fotocatodo S-20 de alcance estendido; está colocada numa caixa que pode ser refrigerada a -70°C com uma mistura de gelo seco e álcool etílico para diminuir o número de elétrons térmicos produzidos no interior do tubo. A baixa temperatura pode causar condensação de vapor sobre a lente de Fabry, embora haja uma separação evacuada entre a lente e o fotocatodo. Para evitar este problema, um par de resistores aquece permanentemente a lente.

O sinal à saída da fotomultiplicadora passa por um pré-amplificador provido de um discriminador que elimina grande parte dos fótons térmicos, como é descrito no próximo capítulo; o estágio seguinte é o amplificador, de onde o sinal segue para o contador de pulsos. A ação deste é coordenada por um controlador, que é o núcleo do sistema de aquisição de dados (Rochol e Strauss 1975). Além do contador de pulsos, o controlador coordena o funcionamento da roda de filtros, do diafragma e da impressora para onde são enviadas as contagens. Um relógio digital ligado ao controlador fornece-lhe a hora, os tempos dos filtros (dados que são impressos para cada medida, juntamente com as contagens) e todas as outras medidas de tempo necessárias à execução das observações.

III.4 - Programa de Observações

As medidas de estrelas para definir nosso sistema foram programadas de maneira a minimizar os erros devidos ao equipamento ou às condições atmosféricas.

Além dos filtros $H\alpha$ também colocamos filtros $H\beta$, para fazer observações simultâneas nas duas linhas. Como o movimento da roda de filtros é de ida e volta, os filtros foram colocados de modo a que os intervalos de tempo entre as duas integrações em cada filtro $H\alpha$ sejam os menores, para reduzir o efeito das modificações rápidas na transparência atmosférica. De qualquer modo, a atmosfera é suficientemente perturbada para fazer com que a imagem da estrela tenha um diâmetro de dois segundos aproximadamente. Por isso escolhemos um diafragma de diâmetro de trinta segundos de arco, tendo ainda o cuidado de sempre colocar a estrela exatamente no seu centro; is

to é importante, pois se a estrela estiver próxima à borda, pode haver perda de luz, com efeitos sobre a intensidade medida. Ao final da medida confere-se se a estrela continua no centro do diafragma; e como precaução final, mede-se cada estrela no mínimo duas vezes em cada noite. Interferências com a medida do fluxo luminoso, como lâmpadas acesas e faiscamentos, devem ser evitadas o mais possível.

A cada noite os filtros e a lente de Fabry são limpos, para evitar que a deposição de pó altere suas transmissões.

Com este procedimento traçado e tornado familiar através da convivência com o equipamento, iniciaram-se as observações.

IV - OBSERVAÇÕES E REDUÇÃO DOS DADOS

As observações deram-se de 07.06.1975 a 03.06.1977, sendo colhidos dados durante aproximadamente setenta noites, cinquenta e quatro das quais foram aproveitadas na redução .

IV.1 - Escolha dos Tempos dos Filtros

Para cada um dos quatro filtros usados nas observações foi possível escolher o tempo de integração do fluxo recebido da estrela ou do céu. Essa escolha foi feita dentro de certos limites que veremos, em função da magnitude do objeto observado, com a finalidade de reduzir os efeitos do ruído quântico e da cintilação.

IV.1.1 - Influência do Ruído Quântico e da Cintilação

O sinal emitido por uma estrela, já em sua origem, tem um certo nível de ruído, pois a produção de fótons em sua superfície, sendo aleatória, não é constante no tempo. A recepção do sinal em nosso instrumental introduz mais ruído devido, por exemplo, à existência de termoelétrons na fotomultiplicadora e faiscamentos nos componentes. Todos esses efeitos resultam em uma certa oscilação no número contado de fótons, que, por ser devida a eventos individuais, recebe o nome de ruído quântico. Por outro lado, a perturbação atmosférica faz com que o fluxo recebido de um objeto puntiforme como uma estrela sofra oscilações no tempo com toda sorte de componentes, desde muito rápidas até de várias horas. Es-

ta variação, de efeito variável, difere do ruído quântico e recebe o nome de cintilação.

O ruído quântico tem pouca importância na observação de estrelas brilhantes, sendo apenas alguns décimos por cento do sinal. No entanto, para estrelas fracas, pode ser um efeito a considerar. A cintilação age igualmente para qualquer magnitude, de modo que para estrelas brilhantes pode ser um efeito mais importante do que o ruído quântico.

IV.1.2 - Tratamento do Problema

Uma das origens do ruído quântico é a geração de termoelétrons na fotomultiplicadora. O resfriamento do tubo reduz o seu número até duas ordens de grandeza, mas sempre se observa a existência de pulsos, devido, por exemplo, ao estado de excitação do fotocátodo frente a estímulos anteriores. Alguns dos termoelétrons gerados em dinodos próximos ao anodo serão pouco multiplicados, produzindo pulsos baixos na saída. Assim, se estabelecermos um nível de discriminação conveniente, poderemos eliminar ainda uma parcela das contagens de escuro. De qualquer modo, o ruído, sendo uma oscilação em relação a um fluxo médio, vai depender do tempo de integração no qual este fluxo é contado.

A flutuação das contagens devida ao ruído quântico é $\Delta N = \sqrt{N}$; o erro relativo será $1/\sqrt{N}$, onde N é o número de fótons contados em um certo intervalo de tempo. Se queremos que o erro relativo seja menor do que um certo ϵ , temos

$$\frac{1}{\sqrt{N}} < \epsilon \quad (\text{IV-1})$$

ou
$$N > \frac{1}{\epsilon^2} \quad (\text{IV-2})$$

Assim, o número de fótons contados em uma integração deverá entrar em consideração na escolha do tempo de integração, que vai então depender da magnitude do objeto observado. Um valor típico de nosso instrumental é 15000 contagens por segundo para uma estrela de magnitude 4.0 medida no filtro H β estreito. Numa medida de dois segundos teremos 30000 contagens, o que resulta em

$$\epsilon = \frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{1}{\sqrt{30000}} = 0.006 \quad (\text{IV-3})$$

Para reduzir o erro relativo devido ao ruído quântico a 0.003, temos que aumentar o número de contagens:

$$N = \frac{1}{\epsilon^2} = \frac{1}{(0.003)^2} = 110000 \quad (\text{IV-4})$$

o que equivale a oito segundos de integração. Para um nível desejado de ruído podemos então determinar os tempos de integração para cada filtro.

Este procedimento resolveria o problema do ruído quântico não fosse a existência da cintilação. Para tempos da ordem de vários segundos as componentes lentas da oscilação do fluxo devida à variação atmosférica podem tornar-se importantes, pois em geral quanto menor a velocidade de oscilação maior é a sua amplitude. Temos então que achar um compromisso entre a minimização do ruído quântico e o crescimento em importância da cintilação. O procedimento que adotamos foi de fixar para os filtros de banda passante mais larga o

tempo de 2 segundos, devido ao maior número de fótons transmitidos, e em função do número de contagens variar a integração nos filtros de banda estreita entre 2, 4 e 8 segundos como máximo.

IV.2 - Procedimento Durante as Observações

Em uma medida se fazem duas integrações para cada estrela; desta maneira procura-se minimizar o efeito das variações atmosféricas, fazendo-se uma média das duas contagens para cada filtro. A roda de filtros avança, passando sucessivamente pelos diversos filtros e retornando depois, repetindo as integrações na ordem inversa. No entanto, isto faz com que a diferença de tempo entre as duas integrações para os primeiros filtros seja bem maior do que para os seguintes; assim, os efeitos atmosféricos são, na média, mais intensos para os primeiros filtros, pois entre a primeira e a segunda integração pode, com maior probabilidade, haver modificações na transparência atmosférica.

Para o controle deste problema estabelecemos uma variação percentual máxima entre as duas integrações em um filtro qualquer. Ultrapassada esta tolerância, a medida toda era considerada nula e repetida. Para as nossas observações esta tolerância foi fixada em 5%, embora nos esforçássemos para deixá-la em geral em torno de 2%.

Terminada uma medida, a posição da estrela no diafragma era imediatamente conferida; havendo um afastamento considerável do centro, a medida em geral era repetida; considerando-se também a variação das contagens no par de integrações em cada filtro.

Foi ainda estabelecido fazer-se duas medidas para cada estrela, cuja consistência era examinada.

Todos estes procedimentos tiveram por fim minimizar o quanto fosse possível os erros das medidas, que mesmo no nosso caso de observações para o estabelecimento de índices intrínsecos poderia diminuir como um todo a qualidade do novo sistema H α .

IV.3 - Observações Iniciais

As observações de junho de 1975 serviram principalmente para ajustar o sistema de aquisição de dados e as equações de redução a um ponto ótimo, embora algumas noites tenham se revelado boas o suficiente para serem aproveitadas.

Um problema grave que se manifestou quando da redução das primeiras noites foi da inexistência de relação linear entre os nossos índices β' e os índices β padrão. Os índices β' , obtidos por um procedimento descrito na seção seguinte, são comparados com os índices β padrão, e através de uma regressão linear é determinada uma equação de transformação dos nossos valores ao sistema padrão em H β (Crawford & Mander, 1966). Os gráficos β x β' para as primeiras noites indicaram desvios de uma relação linear não aceitáveis para valores extremos de β' , o que se refletiu nos valores elevados do desvio padrão do ajuste σ :

$$\sigma = \left(\frac{\sum x^2}{M-V} \right)^{1/2} \quad (\text{IV-5})$$

onde $x = \text{resíduo } (\beta - \beta')$

M = número de medidas na noite

V = número total de variáveis usadas na regressão (duas, no caso linear)

Os valores admitidos de σ seriam de 0.009 em média, enquanto os valores obtidos eram da ordem de 0.015.

Este problema pôde ser corrigido quando se constatou que, devido a uma flexão do suporte da roda de filtros, estes não estavam posicionados perpendicularmente em relação ao feixe de luz incidente. Isto acarretou, especialmente para os filtros interferenciais de banda estreita, uma dessintonia no sentido de que a banda passante deslocou-se para o azul em relação à sua posição em condições normais. A correção do posicionamento levou os valores de β para as medidas de $H\beta$ em noites posteriores a valores aceitáveis, o que foi muito importante para as medidas simultâneas em $H\alpha$, uma vez que, não havendo valores padrão com os quais confrontar nossos índices α , a avaliação da qualidade das medidas com os filtros $H\alpha$ só podia ser feita indiretamente, através da qualidade das medidas em $H\beta$ feitas em condições semelhantes.

IV.4 - Balanço das Observações

Extendendo o programa de observações por dois anos, foi possível comparar as medidas iniciais com as feitas na mesma época nos anos seguintes. Assim, o sistema todo pôde ser repetidamente controlado quanto à existência de efeitos instrumentais sistemáticos, os quais não foram detectados por ocasião da redução.

Durante este período foram feitas aproximadamente

duas mil medidas de 276 estrelas, no decorrer de umas setenta noites, das quais muitas não foram aproveitadas por problemas de redução, má qualidade, ou por conterem predominantemente dados relativos a outros programas em andamento.

Constatou-se a grande importância do alinhamento dos filtros interferenciais; além disso, enfatiza-se a importância do controle constante de sua limpeza frente à deposição de pó ou orvalho. Também é muito importante que se reduzam os dados imediatamente, para que problemas instrumentais não fiquem sem pronta detecção e venham a inutilizar uma série de noites de observação.

IV.5 - Redução dos Dados

A redução dos dados tem por objetivo obter o valor em magnitudes instrumentais do fluxo recebido do objeto observado, na cor correspondente a cada filtro usado. Os dados medidos são perfurados em fita de papel no teletipo, e consistem em contagens de fótons durante intervalos pré-determinados de tempo para cada filtro. O número de contagens registrado deve ser corrigido por dois fatores:

- a) o tempo morto do sistema de aquisição
- b) a contribuição devida ao brilho do céu.

IV.5.1 - Tempo Morto

O problema do tempo morto ou saturação provém do fato de que todo instrumento de detecção usado para a contagem de fótons ou partículas tem uma constante de tempo característica, com a natureza de tempo de recuperação. Após ser es

timulado por um pulso e registrá-lo, o contador fica insensível a pulsos posteriores, até que transcorra um intervalo de tempo igual ou superior a um tempo de resolução ρ característico do sistema; este, pode compreender vários componentes, como fotomultiplicadora, amplificadores, discriminador e contador propriamente dito. Cada um destes estágios terá seu próprio tempo característico, ficando o sistema caracterizado por um valor ρ efetivo. A existência de um tempo de resolução finito faz com que dois ou mais pulsos que cheguem a um componente separados por um intervalo de tempo menor que o tempo de resolução sejam contados como um só pulso. Se a frequência de pulsos for muito grande, como sucede quando se observa uma estrela brilhante, um número considerável deles chegará ao sistema de contagem separados por um tempo menor que ρ , ocasionando a saturação do sistema, ou seja, a sua incapacidade em registrar todos os pulsos que chegam. Este tempo ρ é, por isto, chamado o tempo morto do sistema.

IV.5.2 - Correção do Efeito de Saturação

Vimos que a saturação do sistema de aquisição de dados ocasiona perda de contagem de pulsos. No entanto, se conhecemos o valor do tempo morto, podemos introduzir algumas correções. A fotomultiplicadora recebe fótons com uma frequência média f , chegando em um tempo t uma média de ft fótons. A probabilidade de que cheguem n fótons em vez de ft fótons é dada pela lei de Poisson

$$P_n(t) = \frac{(ft)^n}{n!} e^{-ft} \quad (\text{IV-6})$$

A probabilidade de que durante o tempo morto ρ não chegue nenhum fóton à multiplicadora ($n=0$) é

$$P_0(\rho) = e^{-f\rho}, \quad (\text{IV-7})$$

de modo que a probabilidade de haver perda de contagens é

$$P_p = 1 - P_0(\rho), \quad (\text{IV-8})$$

havendo em um tempo t uma perda de contagens dada por

$$n_p = ftP_p \quad (\text{IV-9})$$

para ft fótons que chegam. O número $f't$ de fótons contados é dado por

$$f't = ft - n_p = ft - ft[1 - P_0(\rho)] = ftP_0(\rho) = ft e^{-f\rho} \quad (\text{IV-10})$$

donde

$$f' = f e^{-f\rho} \quad (\text{IV-11})$$

A frequência de saturação f'_s é o máximo valor de f' , e ocorre para $f = 1/\rho$; o tempo morto então é dado por

$$\rho = 1/ef'_s \quad (\text{IV-12})$$

sendo $e = 2.71828\dots$

Para obter a frequência recebida de fótons f dada a

frequência medida f' e o tempo morto ρ , devemos resolver a equação implícita (IV-11). Para $f\rho \ll 1$, uma primeira aproximação dá

$$f = f'/(1-f'\rho) \quad (\text{IV-13})$$

equação muito usada (Evans, 1955). A aproximação seguinte (F. M. Strauss, comunicação privada) é

$$f = f' / [1 - f'\rho - \frac{1}{2} (f'\rho)^2] \quad (\text{IV-14})$$

sendo ρ dado pela equação (IV-12) em função da frequência de saturação f'_s medida experimentalmente. Fernie (1976) propõe o uso da fórmula (IV-13), usando porém a expressão empírica

$$\rho = 32 \text{ ns } (f')^{0.052} \quad (\text{IV-15})$$

onde as constantes numéricas foram determinadas experimentalmente. Preferimos aplicar a equação (IV-14), a qual foi verificada experimentalmente da seguinte maneira:

O tempo morto de um sistema de contagem só se torna importante para uma frequência alta de fótons incidentes. Para baixas frequências há uma relação linear entre a intensidade da luz incidente e o número registrado de contagens. O método consiste no uso de uma fonte de luz de intensidade variável, que incide sobre a fotomultiplicadora. Para uma dada intensidade do feixe de luz este é parcialmente interceptado por um diafragma de tamanho tal que é reduzida consideravel-

mente a sua intensidade, sendo registrado o número de contagens correspondente; logo após o diafragma é substituído por outro bem maior, que pouco diminua a intensidade do feixe que incide sobre a fotomultiplicadora; e, finalmente, repete-se a medida com o diafragma menor, para controlar a ocorrência de oscilações na fonte, verificando se se manteve constante o registro de contagens. O procedimento é repetido várias vezes para intensidades crescentes, até que se alcance uma intensidade em que, usando-se o diafragma maior, se obtenha saturação. Desta maneira, obtém-se uma série de pontos correspondentes a intensidades diferentes, em que as medidas feitas com o diafragma menor são livres de saturação e se relacionam linearmente com a intensidade. Um gráfico destas últimas medidas contra as medidas com o diafragma maior mostrará o número de contagens a partir do qual ocorre a saturação, ou seja, a partir do qual o gráfico afasta-se de uma linha reta.

A figura IV-1 mostra os valores medidos e os valores corrigidos usando a equação (IV-14). Os valores corrigidos são corretos dentro de uns 2% até $f' \sim 6 \times 10^6$ contagens medidas por segundo, o que corresponde aproximadamente à magnitude visual 1.0. A frequência de saturação resultou ser $f'_s = 18.4$ MHz, o que corresponde a um tempo morto $\rho = 20$ ns.

IV.5.3 - Intensidade Instrumental

Antes da correção por saturação, é feita a média das contagens registradas durante a 1.^a integração e a 2.^a integração da roda de filtros, as quais são convertidas em taxas de contagens por segundo:

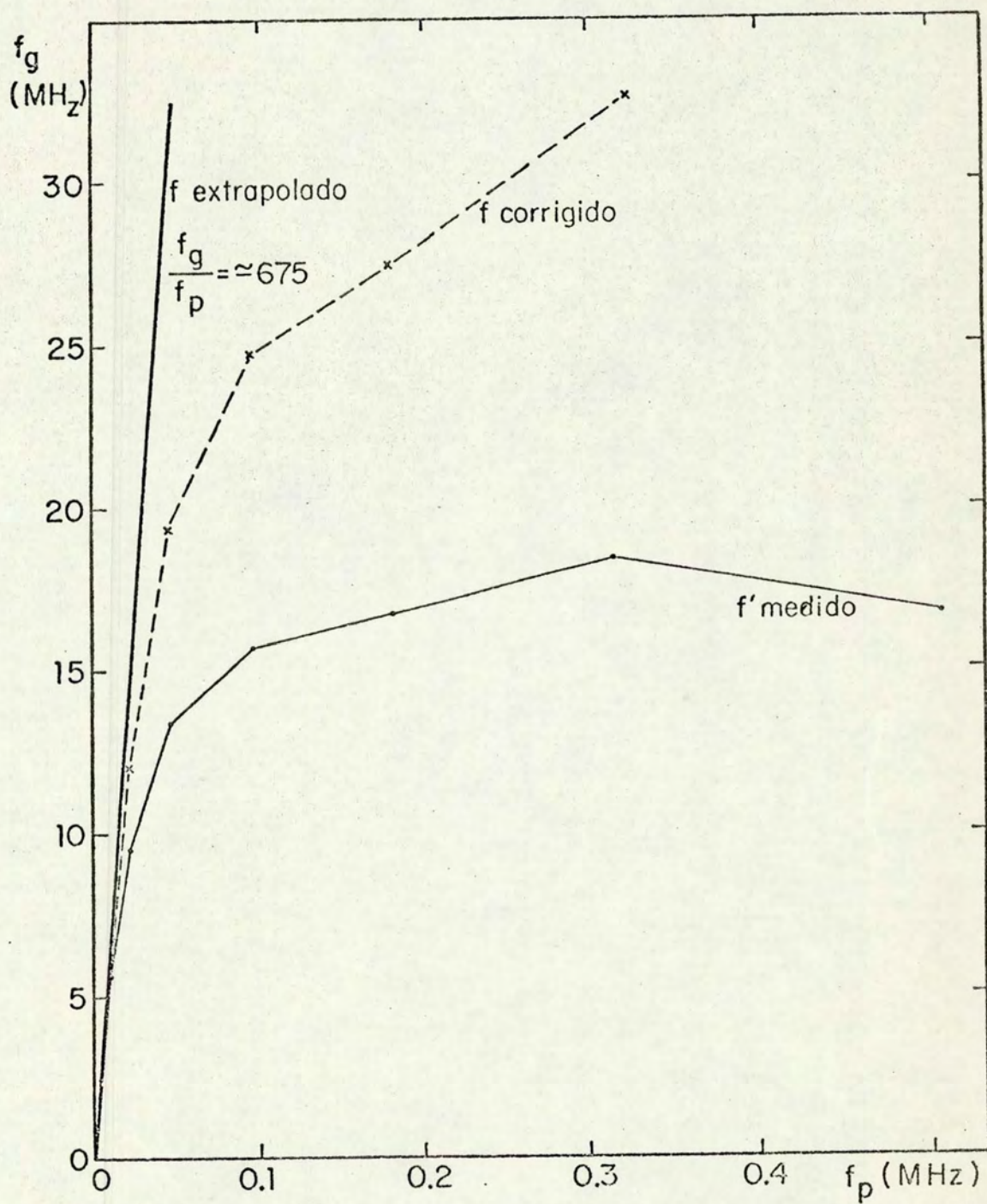


FIGURA IV-1

$$f' = \frac{(\text{contagens } 1^{\text{a}} \text{ integração}) + (\text{contagens } 2^{\text{a}} \text{ integração})}{(\text{tempo total de integração})} \quad (\text{IV-16})$$

Após a correção por saturação, é subtraída da frequência corrigida dos pulsos recebidos da estrela f_e a frequência corrigida das contagens registradas numa região adjacente do céu f_c (que inclui as contagens de escuro da fotomultiplicadora), obtendo-se a intensidade líquida devida à estrela,

$$I = f_e - f_c \quad (\text{IV-17})$$

IV.5.4 - Cálculo da Magnitude Instrumental

A magnitude é calculada pela relação

$$m = -2.5 \log I + C \quad (\text{IV-18})$$

Sucedee, porém, que este valor de I é instrumental, dependendo de características do sistema tais como sensibilidade da fotomultiplicadora, temperatura, ruídos em todos os componentes e nível de discriminador. Para atribuir às intensidades medidas um valor de magnitude que possa ser diretamente comparado às magnitudes citadas na literatura corrente, temos que fixar algum ponto de referência. No nosso equipamento a intensidade de 50×10^6 contagens por segundo no filtro V corresponde aproximadamente à medida de uma estrela de magnitude 0.0 nesse filtro, de modo que transformamos a equação (IV-18) segundo esta equivalência

$$m = -1.085736 \ln (2 \times 10^{-8} I) \quad (\text{IV-19})$$

onde $1.085736 = 2.5 \times 0.434294$, sendo este último número o fator de transformação do logaritmo neperiano para o decimal. Também vemos que agora o fator 2×10^{-8} amarra aproximadamente nossas magnitudes instrumentais ao sistema comum de magnitudes.

IV.5.5 - Avaliação da Medida

A medida em cada filtro é avaliada inicialmente através do cálculo de seu erro interno e de seu peso. O erro interno é calculado a partir da equação (IV-19) na sua forma

$$m = -1.086 \ln I + C \quad (\text{IV-20})$$

onde $C = -1.086 \ln (2 \times 10^{-8})$.

Daí temos

$$E = |dm| = \left| \frac{-1.086}{I} dI \right| \quad (\text{IV-21})$$

onde dI é a semi-diferença entre as intensidades registradas para cada filtro,

$$dI = \frac{(\text{cont.estr.1}^{\text{a.integr.}} - \text{cont.céu 1}^{\text{a.integr.}})}{2 \times \text{tempo total de integração}} + \frac{(\text{cont.estr.2}^{\text{a.integr.}} - \text{cont.céu 2}^{\text{a.integr.}})}{2 \times \text{tempo total de integração}} \quad (\text{IV-22})$$

sendo esta a flutuação com relação à intensidade média I dada

na equação (IV-17).

Em função do erro atribuímos um peso à medida em cada filtro. Na fase de redução manual, que será discutida no próximo capítulo, os pesos relacionavam-se com os erros através da tabela IV-1 :

$$0.000 \leq E \leq 0.005 : P = 1.00$$

$$0.005 < E \leq 0.010 : P = 0.50$$

$$0.010 < E \leq 0.020 : P = 0.25$$

$$0.020 < E : P = 0.00$$

(tabela IV-1)

Posteriormente, adotamos a relação

$$P = \left\{ \text{parte inteira de } \left| 10.999 - \frac{10E}{T} \right| \right\} / 10 \quad (\text{IV-23})$$

onde T é a tolerância, tipicamente 0.02 a 0.05. Para parte inteira menor que 1 em observações não rejeitadas, o peso atribuído é 0.1. O intervalo de variação dos pesos é, pois, de 0.1 a 1.0.

V - DEFINIÇÃO DO SISTEMA PADRÃO DE INDICES α

As magnitudes, erros e pesos obtidos através da redução dos dados podem agora ser usados na definição do sistema padrão, para o que existem vários métodos.

V.1 - Obtenção dos Índices β por Crawford

O método usado na definição do sistema $H\beta$ (Crawford e Mander 1966) parte de medidas feitas na seguinte sequência: duas deflexões (medidas cujas intensidades analógicas são registradas com um registrador gráfico) com o filtro estreito (N), seguidas de duas deflexões com o filtro largo (W), seguidas de mais duas deflexões com o filtro estreito. Após, mede-se o brilho do céu com os filtros estreito e largo. O ganho do sistema durante as medidas com o filtro estreito é maior para não haver perda de precisão na leitura. O índice β' observado é dado por :

$$\beta' = -2.5 \log(\bar{N}) + \text{ganho}(N) + 2.5 \log(\bar{W}) - \text{ganho}(W) \quad (V-1)$$

Desta maneira são calculados os índices β' para cada medida de cada estrela em cada noite. Após serem feitas observações ao longo de umas vinte noites, algumas delas são escolhidas por terem os valores β' aproximadamente estáveis para cada estrela na sucessão das noites, além do β' de estrelas individuais ser estável no decorrer de uma noite, pelo exame de medidas repetidas a certos intervalos. Para estas noites são tirados valores médios β' para cada estrela, sendo estes os valores β preliminares. O restante

das noites deste primeiro grupo de vinte é então comparado com este conjunto de índices β ; a diferença média entre os índices β' de uma dada noite e o conjunto β é a correção para esta noite. Calculadas as correções para cada noite fazem-se médias entre os índices β' alterados por estas correções e os índices β ; o resultado são os novos índices β , que são novamente comparados com os índices β' de todas as noites, calculando-se novas correções. O processo continua até que os β não mais se alterem. Este conjunto de índices β é então usado como padrão preliminar em relação a uma nova série de vinte noites seguintes, sendo obtido um sistema β para quarenta noites. O processo continua até que as estrelas observadas na primeira noite sejam novamente medidas, podendo-se então procurar a existência de erros sistemáticos devidos ao instrumental; a repetição do ciclo até uma terceira ou posterior estação de medidas tornará o sistema cada vez mais auto-consistente.

Este método, embora simples, exige grande quantidade de trabalho manual e é muito vulnerável a erros de computação, pois um erro no início dos trabalhos, detectado mais tarde, significa a necessidade de refazer um grande número de cálculos.

V.2 - Processo Manual para Cálculo dos Índices α

Não obstante as desvantagens apontadas ao método de Crawford, a utilização de nossos dados na definição de um sistema padrão para a linha $H\alpha$ seguiu inicialmente um procedimento semelhante.

O índice α de uma estrela em uma dada medida é cal

culado pela relação

$$\alpha = m_e - m_l \quad (V-2)$$

onde m_e é a magnitude medida no filtro $H\alpha$ estreito e m_l é a magnitude medida no filtro $H\alpha$ largo. A esta medida do índice α é atribuído o menor peso entre os pesos das medidas nos dois filtros, calculados de acordo com a tabela IV-1.

Numa mesma noite temos em geral mais de uma medida por estrela, de modo que devemos calcular o α médio para uma estrela i em uma dada noite,

$$\alpha_i = \frac{\sum_{j=1}^{M'} p_j \alpha_{ij}}{\sum_{j=1}^{M'} p_j} \quad (V-3)$$

onde são feitas nesta noite M' medidas da mesma estrela, cada uma com peso p_j . Ao final desta etapa temos magnitudes e pesos de todas as estrelas observadas para cada noite, uma das quais é escolhida como sendo a noite padrão, em função do número de estrelas observadas e da excelência da confrontação entre as medidas em $H\beta$ e os seus valores padrão. Realmente, esta escolha não é muito crítica perante a massa de dados que aos poucos ser-lhe-á agregada. Os índices α das estrelas observadas nesta noite são considerados os valores padrão α_i^P , e o cálculo de um termo aditivo de correção a_o para os índices α_i de uma segunda noite, que leva-los-á às mesmas condições de observação que a noite padrão, é feito pela relação

$$a_o = \frac{(\sum_i p_i \alpha_i^P - \sum_i p_i \alpha_i)}{\sum_i p_i} \quad (V-4)$$

onde os p_i são os pesos dos índices α_i das estrelas em comum entre a noite padrão e a noite considerada.

Com a correção a_0 determinada transformamos todos os índices α_i da segunda noite, para estrelas comuns ou não com a noite padrão:

$$\alpha_i^C = a_1 \alpha_i + a_0 = \alpha_i + a_0 \quad (V-5)$$

onde por hipótese de trabalho a transformação é linear com o coeficiente a_1 do termo de 1º grau igual a um.

Agora devemos unir as duas noites; para as estrelas em comum temos dois índices que constituirão um novo índice padrão, cujo peso será a soma dos pesos dos dois índices:

$$\alpha_i^{P'} = (p_i^P \alpha_i^P + p_i^C \alpha_i^C) / (p_i^P + p_i^C) \quad (V-6)$$

Os índices corrigidos das estrelas exclusivas da segunda noite são incorporados à noite padrão, a qual agora constitui um conjunto mais numeroso de estrelas, com pesos mais altos para muitas delas.

Neste momento está finalizada a agregação de uma noite à noite padrão, que foi assim aumentada, devendo-se agora repetir o processo para cada uma das outras noites observadas; ao final, teremos o nosso sistema de índices α padrão, com os respectivos pesos.

Como foi dito no início desta subsecção, este método é muito vulnerável a erros de cálculo, além de exigir uma grande quantidade de trabalho manual no manejo dos da-

dos. Devido a isto foi abandonado, em favor de um processo mais avançado.

V.3 - Determinação dos Índices α por Resolução Simultânea de um Sistema de Equações

Este método, desenvolvido por F.M.Strauss (ainda não publicado), também baseia-se na existência de uma noite padrão e de fatores de correção para as magnitudes medidas em outras noites. Se S é o índice padrão na linha H α de uma estrela, e se A é o índice nesta linha, medido em uma dada noite, temos

$$S = C + A \quad (V-7)$$

onde C é a correção para esta noite. No entanto, C é uma correção média para as estrelas observadas em uma noite, de modo que para uma estrela j que em uma noite i teve observado um índice α igual a A_{ij} , temos, em geral,

$$S_j \neq C_i + A_{ij} \quad (V-8)$$

O resíduo R_{ij} com respeito ao valor padrão S_j , será

$$S_j - C_i - A_{ij} = R_{ij} \quad (V-9)$$

Podemos calcular o desvio quadrático médio σ_i para uma noite i, levando em conta os pesos de cada medida A_{ij} :

$$\sigma_i^2 = \frac{\sum_j p_{ij} (S_j - C_i - A_{ij})^2}{\sum_j p_{ij}} \quad (V-10)$$

Para o nosso conjunto total de N noites, considerando todas as medidas das M estrelas observadas, o desvio quadrático médio em relação aos valores padrão é dado por

$$\sigma^2 = \frac{\sum_i \sum_j p_{ij} (S_j - C_i - A_{ij})^2}{\sum_i \sum_j p_{ij}} \quad (V-11)$$

onde $C_1 = 0$ devido a noite padrão receber o número $i = 1$. Este σ^2 indica a qualidade de nosso sistema padrão em $H\alpha$, que queremos estabelecer. O objetivo é tornar σ^2 tão pequeno quanto possível, o que equivale a fazer com que, em relação a um índice S_k qualquer,

$$\frac{\partial \sigma^2}{\partial S_k} = 0 \quad (V-12)$$

com $k = 1, 2, \dots, M$.

Pela equação (V-11) resulta então

$$2 \sum_i \sum_j p_{ij} (S_j - C_i - A_{ij}) \delta_{jk} = 0 \quad (V-13)$$

onde δ_{jk} é a delta de Kronecker, já que $\partial S_j / \partial S_k = \delta_{jk}$; então

$$\sum_i p_{ij} (S_k - C_i - A_{ik}) = 0 \quad (V-14)$$

ou, ainda,

$$S_k \sum_{i=1}^N p_{ik} - \sum_{i=1}^N p_{ik} C_i = \sum_{i=1}^N p_{ik} A_{ik} \quad (V-15)$$

Como $C_1 = 0$, a segunda somatória é sobre $i \geq 2$.

Em relação aos índices C_ℓ temos, similarmente,

$$\frac{\partial \sigma^2}{\partial C_\ell} = 0 \quad (\text{V-16})$$

onde $\ell = 2, 3, \dots, N$, já que o valor de C_1 foi fixado arbit \underline{r} riamente. Então,

$$2 \sum_i \sum_j p_{ij} (S_j - C_i - A_{ij}) \delta_{il} = 0 \quad (\text{V-17})$$

ou

$$\sum_j p_{\ell j} (S_j - C_\ell - A_{\ell j}) = 0 \quad (\text{V-18})$$

ou ainda

$$- \sum_{j=1}^M p_{\ell j} S_j + C_\ell \sum_{j=1}^M p_{\ell j} = - \sum_{j=1}^M p_{\ell j} A_{\ell j} \quad (\text{V-19})$$

$$\ell = 2, \dots, N$$

As equações (V-15) e (V-19) constituem um sistema de $M + N - 1$ equações, dado pela equação (V-20).

Neste sistema são incógnitas os índices padrão S_j e as correções para cada noite C_i , aplicadas sobre os índices A_{ij} observados. Os coeficientes de S_j e C_i são os índices A_{ij} e seus respectivos pesos p_{ij} , que constituem a nossa massa de dados.

$$(p_{11}+p_{21}+\dots+p_{N1})S_1 - p_{21}C_2 - p_{31}C_3 - \dots - p_{N1}C_N = p_{11}A_{11} + p_{21}A_{21} + \dots + p_{N1}A_{N1}$$

$$(p_{12}+p_{22}+\dots+p_{N2})S_2 - p_{22}C_2 - p_{32}C_3 - \dots - p_{N2}C_N = p_{12}A_{12} + p_{22}A_{22} + \dots + p_{N2}A_{N2}$$

$$(p_{1M}+p_{2M}+\dots+p_{NM})S_M - p_{2M}C_2 - p_{3M}C_3 - \dots - p_{NM}C_N = p_{1M}A_{1M} + p_{2M}A_{2M} + \dots + p_{NM}A_{NM}$$

$$-p_{21}S_1 - p_{22}S_2 - p_{23}S_3 - \dots - p_{2M}S_M + (p_{21}+p_{22}+\dots+p_{2M})C_2 = -(p_{21}A_{21} + p_{22}A_{22} + \dots + p_{2M}A_{2M})$$

$$-p_{31}S_1 - p_{32}S_2 - p_{33}S_3 - \dots - p_{3M}S_M + (p_{31}+p_{32}+\dots+p_{3M})C_3 = -(p_{31}A_{31} + p_{32}A_{32} + \dots + p_{3M}A_{3M})$$

$$-p_{N1}S_1 - p_{N2}S_2 - p_{N3}S_3 - \dots - p_{NM}S_M + (p_{N1}+p_{N2}+\dots+p_{NM})C_N = -(p_{N1}A_{N1} + p_{N2}A_{N2} + \dots + p_{NM}A_{NM})$$

(V-20)

Vemos ainda que os coeficientes formam uma matriz simétrica:

$$\begin{array}{cccccccc}
 \sum_{i=1}^N p_{i1} & 0 & 0 \dots & 0 & -p_{21} & -p_{31} \dots & -p_{N1} \\
 0 & \sum_{i=1}^N p_{i2} & 0 \dots & 0 & -p_{22} & -p_{32} \dots & -p_{N2} \\
 0 & 0 & \sum_{i=1}^N p_{i3} \dots & 0 & -p_{23} & -p_{33} \dots & -p_{N3} \\
 \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\
 0 & 0 & 0 \dots & \sum_{i=1}^N p_{iM} & -p_{2M} & -p_{3M} \dots & -p_{NM} \\
 -p_{21} & -p_{22} & -p_{23} \dots & -p_{2M} & \sum_{j=1}^M p_{2j} & 0 \dots & 0 \\
 -p_{31} & -p_{32} & -p_{33} \dots & -p_{3M} & 0 & \sum_{j=1}^M p_{3j} \dots & 0 \\
 -p_{N1} & -p_{N1} & -p_{N3} \dots & -p_{NM} & 0 & 0 \dots & \sum_{j=1}^M p_{Nj}
 \end{array}$$

(V-21)

O problema, da forma como se apresenta, pode ser resolvido pelo método de Gauss-Seidel (McCracken & Dorn, 1966) de resolução simultânea de um sistema de equações lineares por iterações sucessivas, desde que sejam satisfeitas as condições de convergência

$$|\text{coef. diagonal}| \geq \sum |\text{coef. não diagonais}| \quad (\text{V-22})$$

para todo i , e se, para ao menos um i

$$|\text{coef. diagonal}| > \sum |\text{coef. não diagonais}| \quad (\text{V-23})$$

Para as equações (V-15) o coeficiente diagonal é $\sum_{i=1}^N p_{ik}$ e os não diagonais são os p_{ik} ($i=2, \dots, N$), ou seja, para cada uma das M equações os coeficientes diagonais são maiores do que as somatórias dos coeficientes não diagonais. Como todos os p_{ik} são positivos, temos

$$|\text{coef. diagonal}| > \sum_i |\text{coef. não diagonais}| \quad (\text{V-24})$$

Para as equações (V-19) o coeficiente diagonal é $\sum_{j=1}^M p_{lj}$ e os não diagonais são os p_{lj} ($j=1, \dots, M$), ou seja, para cada uma das $N-1$ equações os coeficientes diagonais são iguais à somatória dos coeficientes não diagonais, ou seja,

$$|\text{coef. diagonal}| = \sum_j |\text{coef. não diagonais}| \quad (\text{V-25})$$

Ficam, portanto, cumpridas as condições suficientes de convergência do método de Gauss-Seidel.

Antes de aplicar o método de Gauss-Seidel, vamos modificar as equações (V-15) e (V-19); fazemos

$$G'_j = \frac{1}{\sum_{i=1}^N p_{ij}} \quad j = 1, 2, \dots, M \quad (\text{V-26})$$

e

$$G''_i = 1 / \sum_{j=1}^M p_{ij} \quad i = 2, 3, \dots, N \quad (\text{V-27})$$

Também

$$B'_j = \left(\sum_{i=1}^N p_{ij} A_{ij} \right) G'_j \quad j = 1, 2, \dots, M \quad (\text{V.28})$$

e

$$B_i'' = \left(\sum_{i=1}^N p_{ij} A_{ij} \right) G_j'' \quad j = 1, 2, \dots, N \quad (V-29)$$

Então, obtemos

$$S_j = \left(\sum_{i=2}^N p_{ij} C_i \right) G_j' + B_j' \quad (V-30)$$

e

$$C_i = \left(\sum_{j=1}^M p_{ij} S_j \right) G_i'' - B_i'' \quad (V-31)$$

Usando o procedimento de Gauss-Seidel, damos um valor inicial aos C_i : $C_i = 0$, e o aplicamos à equação (V-30), obtendo então um conjunto de valores para S_j que serã imediatamente usado na determinação de cada C_i da equação (V-31). Este passo constitui a primeira iteração do processo de resolução do sistema, o qual, em função das iterações sucessivas, é escrito na forma

$$S_j^{(r)} = \left(\sum_{i=2}^N p_{ij} C_i^{(r-1)} \right) G_j' + B_j' \quad (V-32)$$

e

$$C_i^{(r)} = \left(\sum_{j=1}^M p_{ij} S_j^{(r)} \right) G_i'' - B_i'' \quad (V-33)$$

onde r determina a ordem de iteração. Após a primeira iteração, temos determinado um conjunto de C_i diferentes de zero, que serão usados na determinação de novos S_j . Como já vimos, para o nosso sistema de equações o processo converge, ou seja, os valores de S_j ou C_i , após muitas iterações, ficam estáveis dentro da precisão desejada. Isto significa que na computação temos que fixar o valor de um ϵ tal que, quando

$$\left| S_j^{(r)} - S_j^{(r-1)} \right| < \epsilon \quad (V-34)$$

e

$$\left| C_i^{(r)} - C_i^{(r-1)} \right| < \epsilon \quad (V-35)$$

o processo seja interrompido.

Este método é muito adequado para uso em computadores, e tal foi feito através de nosso programa LIVRE (tabela (V-1)). Os dados necessários à resolução do sistema são as magnitudes A_{ij} e os seus respectivos pesos p_{ij} , os quais formam duas matrizes $N \times M$, que são fornecidas ao programa. Como a convergência, embora assegurada, pode ser lenta, por medida de segurança é estabelecido um número máximo de iterações, após o qual o processo é interrompido.

V.4 - Resultados da Resolução do Sistema de Equações

Os índices S_j (ou α_j), com seus respectivos pesos totais p_j , resultantes da resolução do sistema de equações, definem um conjunto de 168 estrelas que, observadas durante 54 noites, vêm a constituir o nosso sistema padrão $H\alpha$.

Deve-se observar que, pelo fato da resolução ser simultânea, cada medida A_{ij} ou peso p_{ij} pode alterar significativamente todo o conjunto de índices padrão resultante. Em vista disso, fizemos também um cálculo do resíduo de cada A_{ij} em relação ao valor padrão resultante α_j , e estudamos a influência da retirada de um dado de resíduo muito grande sobre o sistema padrão e, especialmente, sobre os desvios quadráticos médios para cada índice e noite. Constatamos que num sistema em que a maioria dos índices tem r.m.s. pequeno, a presença de alguns com desvios maiores é bem


```

C   CALCULO DO NUMERO DE ESTRELAS POR NOITE:
DO 12 I=1,N
NE(I)=0
DO 14 J=1,M
IF(P(I,J)) 14,14,20
20 NE(I)=NE(I)+1
14 CONTINUE
12 CONTINUE
WRITE(6,109) (NE(I),I=1,N)
WRITE(6,101)
DO 15 J=1,M
15 WRITE(6,103) J,(A(I,J),I=1,N)
IF(IEKR) 67,16,67
16 DO 17 J=1,M
PJ=0.0;PAJ=0.0;S(J)=0.0
DO 19 I=1,N
C   PJ=PESO TOTAL DA ESTRELA J
PJ=P(I,J)+PJ
19 PAJ=P(I,J)*A(I,J)+PAJ
G1(J)=1/PJ
17 B1(J)=PAJ*G1(J)
DO 21 I=1,N
PI=0.0;PAI=0.0;C(I)=0.0
DO 23 J=1,M
C   PI=PESO TOTAL DA NOITE I
PI=P(I,J)+PI
23 PAI=P(I,J)*A(I,J)+PAI
G2(I)=1/PI
21 B2(I)=PAI*G2(I)
D2(I)=0.0
WRITE(6,77)
DO 39 ITER=1,ITERM
DO 25 J=1,M
PC=0.0
DO 27 I=2,N
27 PC=P(I,J)*C(I)+PC
SN=PC*G1(J)+B1(J)
D1(J)=SN-S(J)
S(J)=SN
25 CONTINUE
DO 29 I=2,N
PS=0.0
DO 31 J=1,M
31 PS=P(I,J)*S(J)+PS
CN=PS*G2(I)-B2(I)
D2(I)=CN-C(I)
C(I)=CN
29 CONTINUE
IF(ITER/30*30-ITER) 35,33,35
33 WRITE(6,83) (D1(J),J=1,M)
WRITE(6,83) (D2(I),I=1,N)
35 DO 37 J=1,M
C   CONVERGENCIA DO VALOR DE ALFA:
IF(ABS(D1(J))-1.E-6) 37,37,39
37 CONTINUE
DO 45 I=2,N
C   CONVERGENCIA DA CORRECAO "C" PARA CADA NOITE:
IF(ABS(D2(I))-1.E-6) 45,45,39
45 CONTINUE
GO TO 47
39 CONTINUE
47 WRITE(6,79) ITER
WRITE(6,85)

```



```

C     CALCULO DOS RESIDUOS:
C     SAO USADOS OS ESPACOS OCUPADOS PELAS MATRIZES A(I,J),B1(J) E B2(I)
DO 51 J=1,M
PRJ=0.0
DO 53 I=1,N
A(I,J)=A(I,J)-S(J)+C(I)
53 PRJ=P(I,J)*A(I,J)*A(I,J)+PRJ
B1(J)=SQRT(PRJ*G1(J))
WRITE(6,87) J,1./G1(J),B1(J),S(J),B1(J)*SQRT(G1(J)),
1 (10000.*A(I,J),I=1,N)
51 CONTINUE
SOMP=0.0; SRMS=0.0; SERR=0.0
C     SOMP=SUMA SOBRE TODAS AS ESTRELAS DOS PESOS DE CADA ESTRELA(=PT)
C     SRMS=SUMA SOBRE TODAS AS ESTRELAS DO RMS DE CADA ESTRELA
C     SERR=SUMA SOBRE TODAS AS ESTRELAS DO ERRO DE CADA ESTRELA
DO 54 J=1,M
SOMP=1./G1(J)+SOMP
SRMS=B1(J)+SRMS
54 SERR=B1(J)*SQRT(G1(J))+SERR
C     PMEST:PESO MEDIO DE UMA ESTRELA QUALQUER
C     RMSM:VALOR MEDIO DO RMS DE UMA ESTRELA QUALQUER
C     ERRM:VALOR MEDIO DO ERRO DE UMA ESTRELA QUALQUER
PMEST=SOMP/M
RMSM=SRMS/M
ERRM=SERR/M
WRITE(6,105) PMEST,RMSM,ERRM
WRITE(6,89) (10000.*C(I),I=1,N)
SOM1=0.0
DO 55 I=1,N
PRI=0.0
DO 57 J=1,M
57 PRI=P(I,J)*A(I,J)*A(I,J)+PRI
SOM1=SOM1+PRI
55 B2(I)=SQRT(PRI*G2(I))
WRITE(6,91) (10000.*B2(I),I=1,N)
MED=0;PT=0.0
DO 63 I=1,N
DO 63 J=1,M
IF(P(I,J))63,63,65
65 PT=P(I,J)+PT
MED=MED+1
63 CONTINUE
C     SEE=ERRO TIPICO DE UMA MEDIDA QUALQUER
SEE=SQRT(SOM1/PT)
PESOM=PT/MED
MVAR=M+N-1
WRITE(6,93)SEE,M,N,MVAR
WRITE(6,95)MED,PT,PESOM
67 STOP
END

```


importante, sendo recomendada a retirada de medidas, estrelas ou noites, para evitar a contaminação dos resultados.

O número de iterações para alcançar a precisão desejada ($\epsilon < 10^{-6}$) varia imprevisivelmente. Para o sistema preliminar de quarenta noites e 175 estrelas com medidas em três ou mais noites, a partir do qual iniciamos o uso do método, foram necessárias 31 iterações, número que variou muito durante os ajustes do sistema, até as 39 iterações para o sistema final de 54 noites e 168 estrelas. De qualquer modo, foi muito menor que o esperado, pois o número previsto, por exemplo, em McCracken & Dorn (1964) fica em torno do total de variáveis, no nosso caso $M + N - 1 = 221$.

O sistema $H\alpha$ padrão resultante, com os respectivos pesos e erros, aparece na tabela V-2, enquanto que os valores das correções e dos desvios quadráticos médios para cada noite aparecem na tabela V-3 e na figura V-1. Em média, as estrelas foram observadas 5,1 noites, sendo 7,3 o peso médio para cada estrela. O erro médio de um índice α para uma dada estrela j , calculado por

$$\epsilon_{\alpha j} = \frac{\sigma_{\alpha j}}{\sqrt{\sum_i p_{ij}}} = \frac{\sqrt{\sum_i p_{ij} (\alpha_j - \alpha_{ij})^2}}{\sum_i p_{ij}} \quad (V-36)$$

é igual a 0^m.0014, enquanto que o desvio quadrático médio de uma medida qualquer, calculado pela relação

$$\sigma^2 = \frac{\sum_j \sum_i p_{ij} (\alpha_j - \alpha_{ij})^2}{\sum_i \sum_j p_{ij}} \quad (V-37)$$

é igual a 0^m.0041. A figura V-2 mostra a distribuição no céu

das 168 estrelas do sistema padrão, enquanto que no Apêndice são fornecidos os seus mapas de localização, com campos de 2° de diâmetro. Finalmente, os histogramas das figuras V-3 a V-8 mostram várias características de nosso sistema padrão em H α .

A figura V-3 mostra a distribuição dos valores de α . A maior incidência está entre 1.950 e 1.975, sendo os valores extremos 1.770 e 2.072, com um intervalo de variação de $0^m.302$.

Na figura V-4 temos o histograma dos pesos dos índices α das estrelas padrão. O peso mais freqüente é 7.3, não havendo índices com peso menor que 2.0.

A figura V-5 é o histograma integrado dos pesos. Podemos ver que 25 estrelas têm peso igual ou superior a 10, e que se limitarmos o sistema somente a estrelas com peso superior a 5, teremos ainda em torno de 120 estrelas.

A figura V-6 mostra quantas estrelas foram medidas por noite; o valor mais comum é 15 estrelas. Temos três noites com menos de cinco estrelas e que foram incluídas por terem valores bons do desvio padrão do ajuste $\beta \times \beta'$ e dos desvios quadráticos médios para cada filtro. Por ocasião da redução para H α estes critérios revelaram-se acertados, pois os resíduos para α foram pequenos.

A figura V-7 mostra a distribuição do desvio quadrático médio por estrela; não há estrela cujo índice α tenha um erro maior que 0.0075, sendo que o erro mais freqüente é de 0.0030.

Na figura V-8 temos o histograma dos erros dos índices α , dados pela equação V-36. O erro mais freqüente é 0.0011, sendo 0.0030 o valor máximo

TABELA V-2

HD	RA 1975 DEC	V	ALPHA	E	W	BETA	M'	W	SP
	H M °								
2262	0 25.0 43 49	3.9	2.033	1	7.0	2.841	16	4.9	A7 V N
2834	0 30.2 48 57	4.8	2.063	1	6.1	2.898	6	4.7	A0 V
4150	0 42.2 57 36	4.4	2.020	2	6.0	2.856	6	5.7	A0 IV
5737	0 57.4 29 30	4.3	1.945	1	9.4	2.659	6	7.0	B8 III
6882	1 7.3 55 23	3.9	1.991	2	8.2	2.746	5	6.3	B7 V
11171	1 48.4 10 49	4.7	1.987	1	13.2	2.738	10	8.2	F2 IV
12311	1 58.0 61 41	2.9	1.991	1	11.9	2.769	3	3.8	F0 V
12767	2 3.4 29 25	4.7	1.971	1	13.7	2.713	6	8.8	A0 III S1
14228	2 15.6 51 38	3.6	1.996	2	15.0	2.756	3	9.1	B8 V
15008	2 21.3 68 46	4.1	2.055	1	6.1	2.880	3		A2 V
15130	2 24.7 12 24	4.9	2.024	2	13.3	2.816	3	8.0	B9 V
15371	2 26.1 47 49	4.2	1.963	1	14.3	2.691	3	6.3	B5 IV
15798	2 30.9 15 21	4.8	1.941	1	13.9	2.643	14	4.2	F5 V
16754	2 38.8 43 0	4.8	2.054	1	8.9	2.887	3	7.2	A2 V
17081	2 42.9 13 58	4.2	1.975	1	10.3	2.719	20	8.6	B7 V
17206	2 43.9 18 41	4.5	1.943	1	9.6	2.649	3	6.2	F6 V
18622/3	2 57.3 40 24	2.9	2.033	1	7.6	2.842	3	5.4	A3 V, A2
18978	3 1.3 23 43	4.1	2.038	1	11.4	2.851	3	7.2	A5 V
20010	3 11.0 29 5	3.8	1.926	1	10.1	2.623	3	6.2	F8 IV
22203	3 32.7 21 43	4.3	1.999	1	8.6	2.766	3	6.3	B8 V
23227	3 41.2 32 1	5.0	1.952	2	9.2	2.668	3	4.5	B5 IV
23754	3 45.8 23 19	4.2	1.957	1	8.8	2.669	11	6.3	F3 V
24071/2	3 47.7 37 42	4.3	2.062	1	7.3	2.889	5	6.2	A0, A0
24587	3 52.6 24 41	4.6	1.991	2	10.0	2.743	12	6.3	B6 V
25267	3 58.8 24 5	4.7	1.987	1	7.5	2.733	8		A0 III S1

RA DEC V ALPHA E W BETA W' SP

26612	4	10.0	42	4	4.9	1.972	3	6.7	2.714	3	A9 V
27290	4	15.4	51	33	4.2	1.989	1	7.4	2.742	4	F5 V
27376	4	16.9	33	52	3.6	2.002	1	9.0	2.768	3	B8.5 V
29305	4	33.5	55	6	3.3	1.993	3	7.5	2.759	3	A0 III S1
29875	4	39.8	41	55	4.4	1.981	1	14.2	2.732	3	F2 V
32045	4	58.8	12	34	4.0	1.969	1	10.8	2.755	4	F0 IV
32309	5	0.3	20	5	4.9	2.035	1	0.0	2.839	3	B9 V
33262	5	5.1	57	30	4.7	1.927	1	4.4	2.618	4	F8 V
33904	5	11.8	16	14	3.3	1.987	1	4.2	2.735	15	B9 III P
33949	5	12.1	12	58	4.4	1.980	3	5.7	2.722	3	B8 V
36673	5	31.6	17	50	2.6	1.971	1	13.5	2.731	6	F0 IB
37350	5	33.4	62	30	3.4	1.892	3	3.5	2.641	3	F8 IA
38393	5	43.4	22	27	3.6	1.941	1	3.4	2.630	3	F8 V
38678	5	45.8	14	50	3.6	2.052	1	8.4	2.877	10	A3 V
39014	5	44.7	65	45	4.4	2.002	1	18.5	2.790	3	A6 IV
39060	5	46.7	51	5	3.8	2.043	2	10.9	2.859	3	A3 V
39764	5	52.2	33	48	4.9	1.977	3	4.3	2.717	10	B5 V
40136	5	55.3	14	10	3.7	1.983	2	4.4	2.716	3	F0 V
40494	5	56.7	35	17	4.4	1.935	2	9.5	2.645	13	B2.5 IV
42933	6	9.8	54	58	4.8	1.925	2	7.3	2.599	3	B0.5 IV
44402	6	19.4	30	3	3.0	1.953	1	3.6	2.677	3	B2.5 IV
50241	6	47.9	61	55	3.3	2.000	2	3.7	2.788	9	A5 V
58350	7	23.1	29	15	2.4	1.867	3	6.4	2.538	3	B5 IA
63700	7	48.2	24	48	3.4	1.888	2	5.2	2.624	3	G3 IB
64760	7	52.6	48	2	4.2	1.883	0	5.0	2.583	3	B0.5 IB
75821	8	49.7	46	26	5.1	1.916	2	2.3	2.590	3	B0 III
80404	9	16.4	59	10	2.2	1.990	1	3.0	2.755	3	F0 IB
81188	9	21.3	54	54	2.5	1.940	2	5.2	2.628	3	B2 IV-V
82434	9	29.7	40	21	3.6	1.968	1	5.3	2.706	3	F2 IV
86440	9	56.0	54	27	3.5	1.918	2	8.7	2.597	3	B5 IB

88955	10	13.7	42	0	3.8	2.068	1	7.0	2.901	3	AZ V
89080	10	13.1	69	55	3.3	1.770	1	4.1	2.646	3	B8 III
90853	10	27.0	58	37	3.8	1.971	1	5.5	2.725	3	F0 II
93030	10	42.1	64	16	2.8	1.925	1	3.6	2.600	11	B0.5 V P
95370	10	59.0	42	5	4.4	2.038	1	12.6	2.866	9	4.9 AZ IV
96918	11	7.5	58	50	3.9	1.880	3	6.0	2.663	3	G0 IA-U
97277	11	10.4	22	41	4.5	2.055	1	6.7	2.864	13	AZ IV
98718	11	19.9	54	21	3.9	1.969	1	7.1	2.696	3	B5 V N
100673	11	33.6	54	8	4.6	1.931	1	4.4	2.765	3	B9 V
101431	11	39.0	34	36	4.7	2.007	2	9.2	2.762	3	B9 V
102249	11	44.4	66	35	3.6	2.036	2	5.1	2.856	3	A7 II-III
102350	11	45.3	61	2	4.1	1.894	1	3.2	2.576	3	G3 III
102776	11	48.5	63	39	4.2	1.893	2	7.5	2.648	3	B3 V NE
103192	11	51.6	33	46	4.3	1.958	1	5.4	2.732	3	B9 IV
104671	12	1.7	63	10	4.3	1.977	2	8.9	2.718	3	A5 M
104841	12	3.0	63	2	4.7	1.949	1	6.2	2.664	3	B2 V
106625	12	14.5	17	24	2.6	1.975	1	4.7	2.715	3	B8 III
106983	12	17.1	63	52	4.0	1.966	2	7.2	2.683	3	B2.5 V
108483	12	26.7	50	6	3.9	1.950	2	4.9	2.656	3	B2 V
108767	12	28.6	16	23	2.9	2.043	2	9.5	2.856	5	B9.5 V? N
109085	12	30.8	16	3	4.3	1.972	2	5.2	2.699	11	F0 IV
109668	12	35.7	69	0	2.7	1.945	1	5.4	2.645	3	B2 IV-V
110304	12	40.1	48	49	2.2	2.042	1	4.4	2.862	6	A0 III
110879	12	44.7	67	58	3.0	1.960	2	5.9	2.672	3	B2 V
110956	12	44.9	56	21	4.6	1.974	2	4.3	2.698	3	B3 V
111968	12	52.1	40	3	4.3	2.015	1	4.0	2.811	13	A7 III
112078	12	53.2	59	1	4.6	1.958	0	3.8	2.681	3	B4 V N
113703	13	4.8	48	20	4.7	1.979	1	8.7	2.710	3	B5 V
113791	13	5.4	49	46	4.3	1.957	2	5.2	2.653	3	B1.5 V
114529	13	10.7	59	47	4.6	1.995	2	6.3	2.755	3	B8 V

115892	13	19.2	36	35	2.7	2.064	1	14.7	2.901	3	7.9	A2 V
116243	13	22.3	64	24	4.5	1.886	2	9.0	2.554	3		G5 III-IV
118716	13	38.3	53	20	2.3	1.926	1	17.2	2.607	3	4.2	B1 III
119756	13	44.3	32	55	4.2	1.966	1	10.8	2.699	14		F2 III
120307	13	48.0	41	34	3.4	1.944	1	7.9	2.609	3		B2 IV
12070970	13	50.4	32	52	4.3	1.976	2	5.7	2.704	9		B5 III, B8 V
120955	13	51.8	31	48	4.7	1.950	2	5.6	2.665	3		B4 IV
121790	13	57.1	44	41	3.9	1.948	2	6.6	2.636	3		B2 IV-V
122223	14	0.2	45	29	4.3	1.925	1	8.7	2.647	3		F7 I-II
122980	14	4.5	41	4	4.4	1.955	1	7.2	2.655	13		B2 V
125238	14	17.8	45	57	3.6	1.945	2	7.2	2.656	3		B2.5 IV
125337	14	17.8	13	15	4.5	2.054	1	5.0	2.872	3	4.2	A M
125473	14	19.0	37	46	4.0	2.039	2	9.5	2.823	3		A0 IV
127381	14	30.9	50	21	4.4	1.936	2	6.5	2.625	3		B2 III
128345	14	36.2	49	19	4.0	1.973	1	7.2	2.715	3		B5 V
129056	14	40.3	47	17	2.3	1.926	1	9.3	2.604	3		B1.5 III
129116	14	40.4	37	41	4.0	1.958	1	7.9	2.672	3		B3 V
130109	14	45.0	2	0	3.7	2.031	1	5.9	2.846	ST		A0 V
130819	14	49.3	15	54	5.2	1.958	2	3.7	2.678	ST		F2 V
130841	14	49.5	15	56	2.8	2.038	1	9.4	2.863	ST		A3 V
132200	14	57.5	42	0	3.1	1.944	1	8.9	2.644	3	4.7	B2 IV
133955	15	7.2	45	11	4.0	1.963	1	9.7	2.686	13		B3 V
135153	15	13.1	31	26	4.9	1.975	2	12.9	2.744	12		F0 I
135382	15	16.6	68	35	2.9	2.018	1	6.1	2.814	3		A1 V
138690	15	33.5	41	5	2.8	1.942	1	8.8	2.638	3		B2 IV
139365	15	37.1	29	42	3.6	1.960	2	5.8	2.685	3		B2.5 V
140008	15	41.1	34	38	4.8	1.980	1	9.7	2.725	3		B5 V
141556	15	49.4	33	33	4.0	2.035	2	10.9	2.841	3		A0 III-IV
141637	15	49.5	25	41	4.7	1.941	1	6.2	2.638	11		B1.5 V N
142114	15	52.1	25	15	4.6	1.958	3	5.4	2.680	4		B2.5 V N

144197	16	4.7	45	6	4.7	2.037	1	7.2	2.850	3	A M
144470	16	5.3	20	36	4.0	1.933	1	4.1	2.621	ST	B1 V
144608	16	5.9	20	48	4.3	1.890	3	7.6	2.579	ST	G2 III
146143	16	15.1	50	0	5.0	1.914	1	12.7	2.669	3	F8 IAB
146624	16	16.8	28	33	4.8	2.072	2	7.8	2.926	12	AU V
147165	16	19.7	25	32	2.9	1.906	2	4.5	2.609	3	B1 III
148703	16	29.8	34	39	4.2	1.944	2	7.2	2.647	3	B2 III
149438	16	34.3	28	10	2.8	1.918	1	8.5	2.604	3	B0 V
149757	16	35.8	10	31	2.6	1.901	1	13.5	2.578	12	09.5 V
154090	17	3.2	34	5	4.9	1.832	1	7.2	2.538	3	B1 IA
155125	17	8.9	15	42	2.4	2.054	1	9.6	2.894	11	A2.5 V
155203	17	10.4	43	12	3.3	1.953	2	11.1	2.694	3	F0 IV N
156897	17	19.5	21	5	4.4	1.959	1	10.7	2.679	3	F2 V
157246	17	23.3	56	21	3.3	1.898	1	5.9	2.560	3	B1 IB
158408	17	29.1	37	17	2.7	1.945	1	8.0	2.629	3	B2 IV
159217	17	33.8	46	29	4.6	2.021	1	4.0	2.799	3	AU N
159876	17	36.1	15	23	3.5	2.003	2	3.7	2.786	3	F0 IV
161471	17	45.8	40	7	3.0	1.923	1	13.5	2.676	3	F2 IA
161868	17	46.6	2	43	3.8	2.053	2	5.2	2.908	ST	AU V
164353	17	59.4	2	56	4.0	1.905	1	7.8	2.590	ST	B5 IB
165024	18	4.7	50	6	3.7	1.910	2	8.5	2.583	11	B2 IB
165040	18	6.2	63	40	4.4	2.028	2	6.9	2.840	3	A5 V
169978	18	29.0	62	18	4.6	1.988	1	5.2	2.717	3	B8 III
170296	18	27.8	14	35	4.7	2.030	1	8.1	2.837	10	A3 V
172910	18	42.6	35	40	4.9	1.954	2	5.5	2.676	3	B2.5 V
176687	19	1.0	29	55	2.6	2.064	1	6.8	2.910	3	A2 III
178524	19	8.3	21	4	2.9	1.951	1	7.1	2.702	3	F2 II-III
184707	19	35.2	24	56	4.6	2.040	2	7.1	2.852	3	B9
184915	19	35.5	7	5	5.0	1.881	2	2.7	2.565	ST	B0.5 III
184930	19	35.4	1	21	4.4	1.967	1	7.7	2.711	ST	B5 III

189103	19	58.1	35	21	4.4	1.947	1	8.2	2.661	7		B2.5 IV
193432	20	19.3	12	50	4.8	2.047	2	3.9	2.856	22		B9 V
194943	20	27.4	17	54	4.8	1.972	1	6.1	2.700	11		F2 IV
197157	20	42.2	52	1	4.5	2.007	3	5.3	2.784	3		D A9
197692	20	44.6	25	22	4.1	1.964	2	6.5	2.670	4		F5 V
203006	21	19.2	40	55	4.8	2.037	1	4.0	2.837	3		A2 P
206742	21	43.5	33	8	4.3	2.049	1	5.3	2.875	6		A0 V S1
207971	21	52.4	37	29	3.0	1.982	1	4.6	2.748	8		B8 III
208450	21	56.2	55	7	4.4	1.991	1	4.8	2.758	3		F0 IV
209819	22	5.1	13	59	4.2	2.011	1	6.0	2.793	4	5.1	B8 V
210049	22	6.9	33	7	4.5	2.044	1	4.0	2.871	11	4.4	A2 V
213320	22	29.3	10	48	4.8	2.046	2	5.9	2.862	4		A0 IV
213398	22	30.1	32	28	4.3	2.069	1	6.1	2.908	3	4.1	A0 V
216336	22	51.1	33	0	4.5	2.029	1	5.9	2.830	3	4.1	A0 V
216627	22	53.3	15	57	3.3	2.053	1	4.1	2.881	10		A3 V
218227	23	5.5	43	39	4.3	1.972	1	6.9	2.733	3		F6 IV
219571	23	16.0	58	22	4.0	1.956	2	4.6	2.671	9		F0 III
221507	23	31.6	37	57	4.4	2.008	1	4.4	2.775	6	4.2	B9 V
221565	23	32.0	21	3	4.7	2.034	1	3.7	2.855	6		A1
222574	23	40.5	17	57	4.8	1.902	1	6.7	2.615	10		G0 IB
222661	23	41.4	14	41	4.5	2.048	1	4.7	2.870	6		B9.5 V
224990	0	1.0	29	52	5.0	1.970	2	4.8	2.708	8	4.3	B5 V
225132	0	2.5	17	28	4.6	1.950	1	4.4	2.789	6		B9 IV

NOTES:

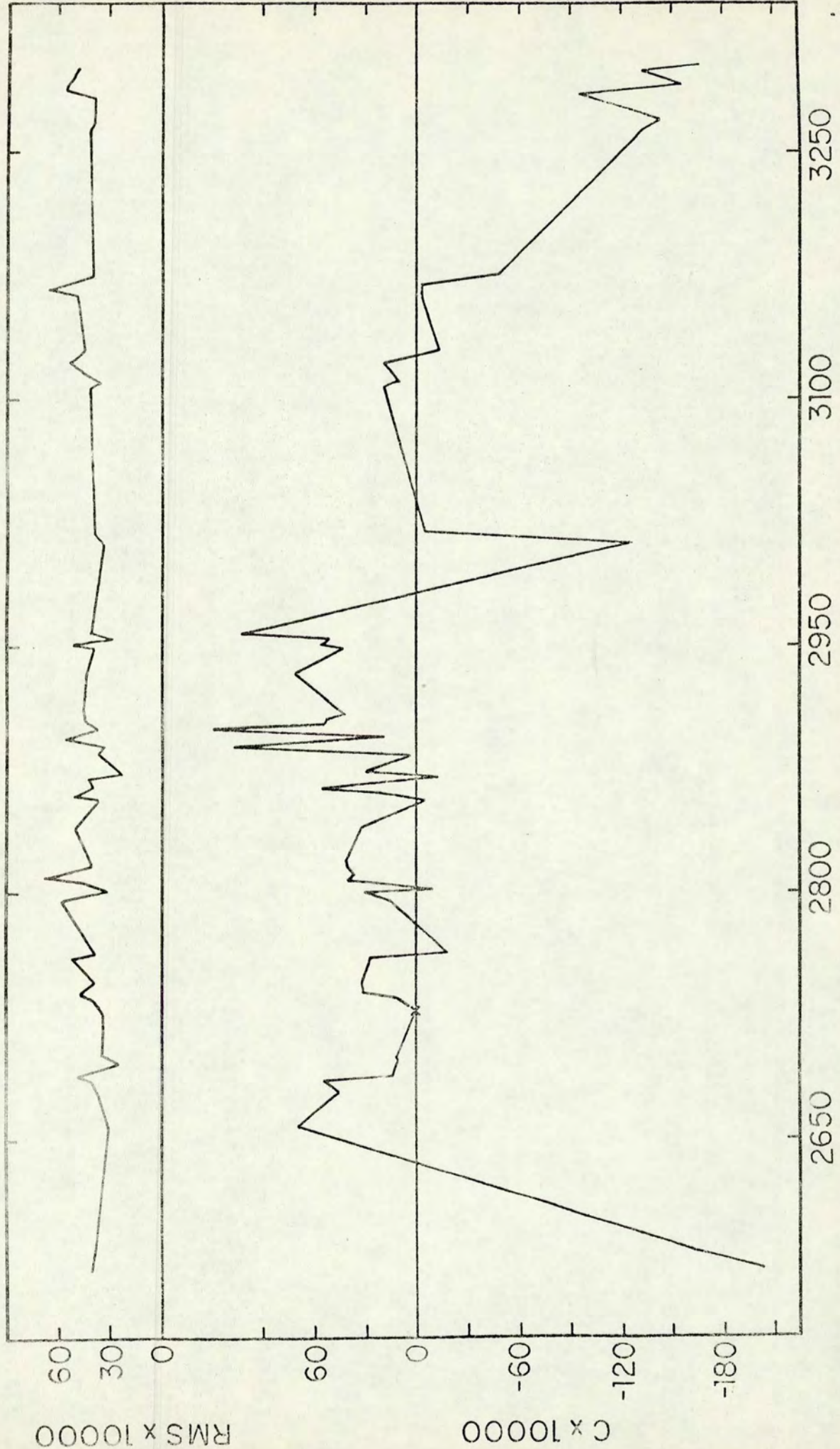
E = STANDARD ERROR OF ALPHA INDEX, IN 0.001 MAG (MEAN VALUE = 0.0014 MAG)

W = TOTAL WEIGHT OF THE PORTO ALEGRE OBSERVATIONS

W' = WEIGHT OF BETA INDEX BY CRAWFORD ET AL. (1970); ST = STANDARD STAR

TABELA V-3

JD (244)	DATA	C	RMS	JD (244)	DATA	C	RMS
2572	7. 6.75	-0.0203	0.0040	2884	14. 4.76	0.0004	0.0036
2584	19. 6.75	-0.0161	0.0038	2890	20. 4.76	0.0106	0.0034
2660	3. 9.75	0.0068	0.0030	2895	25. 4.76	0.0019	0.0057
2680	23. 9.75	0.0045	0.0036	2897	27. 4.76	0.0119	0.0035
2687	30. 9.75	0.0054	0.0040	2898	28. 4.76	0.0054	0.0040
2690	3.10.75	0.0014	0.0048	2901	1. 5.76	0.0050	0.0044
2698	11.10.75	0.0010	0.0024	2903	3. 5.76	0.0041	0.0045
2701	14.10.75	0.0010	0.0034	2933	2. 6.76	0.0071	0.0044
2729	11.11.75	0.0000	0.0033	2952	21. 6.76	0.0042	0.0038
2736	18.11.75	0.0013	0.0039	2953	22. 6.76	0.0055	0.0050
2737	19.11.75	0.0032	0.0046	2954	23. 6.76	0.0050	0.0028
2745	27.11.75	0.0032	0.0038	2959	28. 6.76	0.0102	0.0040
2762	14.12.75	0.0028	0.0050	3012	20. 8.76	-0.0126	0.0032
2763	15.12.75	-0.0018	0.0037	3020	28. 8.76	-0.0005	0.0037
2795	16. 1.76	0.0014	0.0058	3106	22.11.76	0.0018	0.0040
2801	22. 1.76	0.0030	0.0040	3107	23.11.76	0.0010	0.0034
2802	23. 1.76	-0.0013	0.0031	3123	9.12.76	0.0019	0.0050
2807	28. 1.76	0.0040	0.0043	3131	17.12.76	-0.0014	0.0043
2808	29. 1.76	0.0035	0.0067	3164	19. 1.77	-0.0003	0.0049
2817	7. 2.76	0.0040	0.0041	3166	21. 1.77	-0.0003	0.0065
2818	8. 2.76	0.0041	0.0041	3171	26. 1.77	-0.0048	0.0039
2841	2. 3.76	0.0032	0.0049	3262	27. 4.77	-0.0132	0.0041
2858	19. 3.76	-0.0005	0.0037	3264	29. 4.77	-0.0141	0.0039
2861	22. 3.76	0.0019	0.0050	3284	19. 5.77	-0.0096	0.0038
2862	23. 3.76	0.0055	0.0039	3285	20. 5.77	-0.0156	0.0056
2868	29. 3.76	-0.0012	0.0042	3297	1. 6.77	-0.0132	0.0049
2873	3. 4.76	0.0030	0.0020	3299	3. 6.77	-0.0166	0.0047



DJ - 2440000

FIGURA V-1

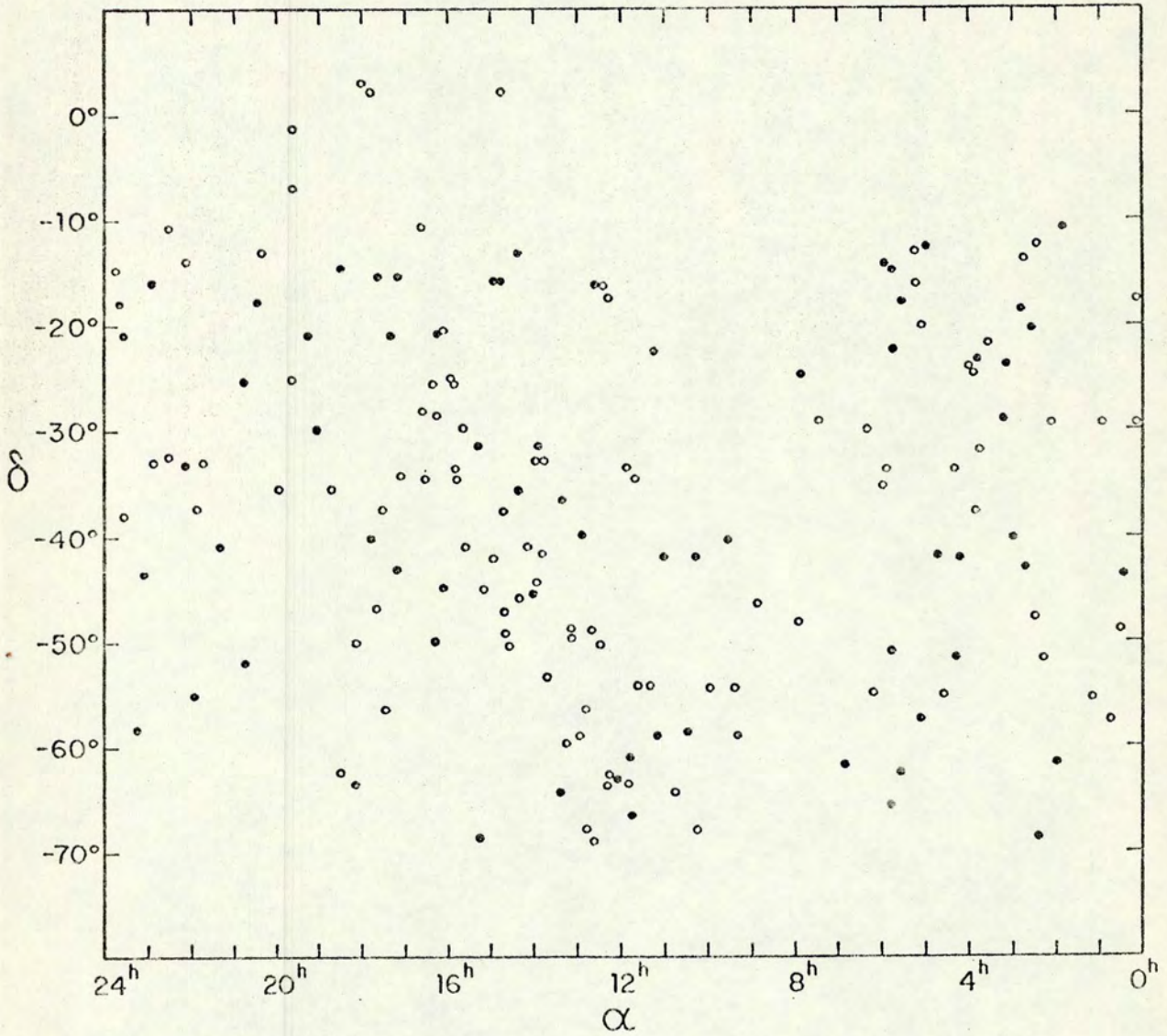


FIGURA V-2. Distribuição no céu das estrelas do sistema padrão. As estrelas mais frias que A0 são representadas por círculos cheios; as de tipo A0 e mais quentes são representadas por círculos vazios.

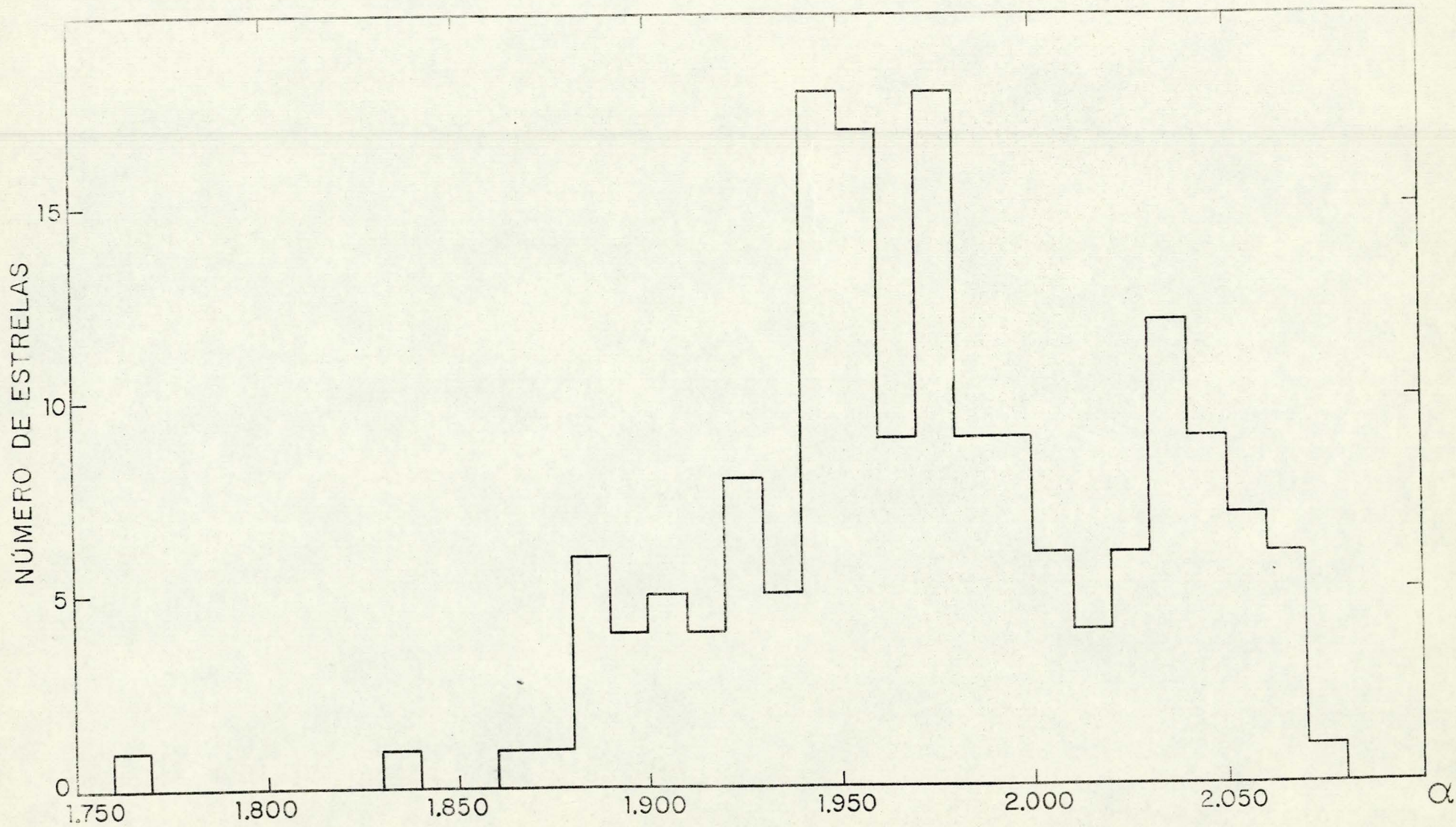


FIGURA V-3

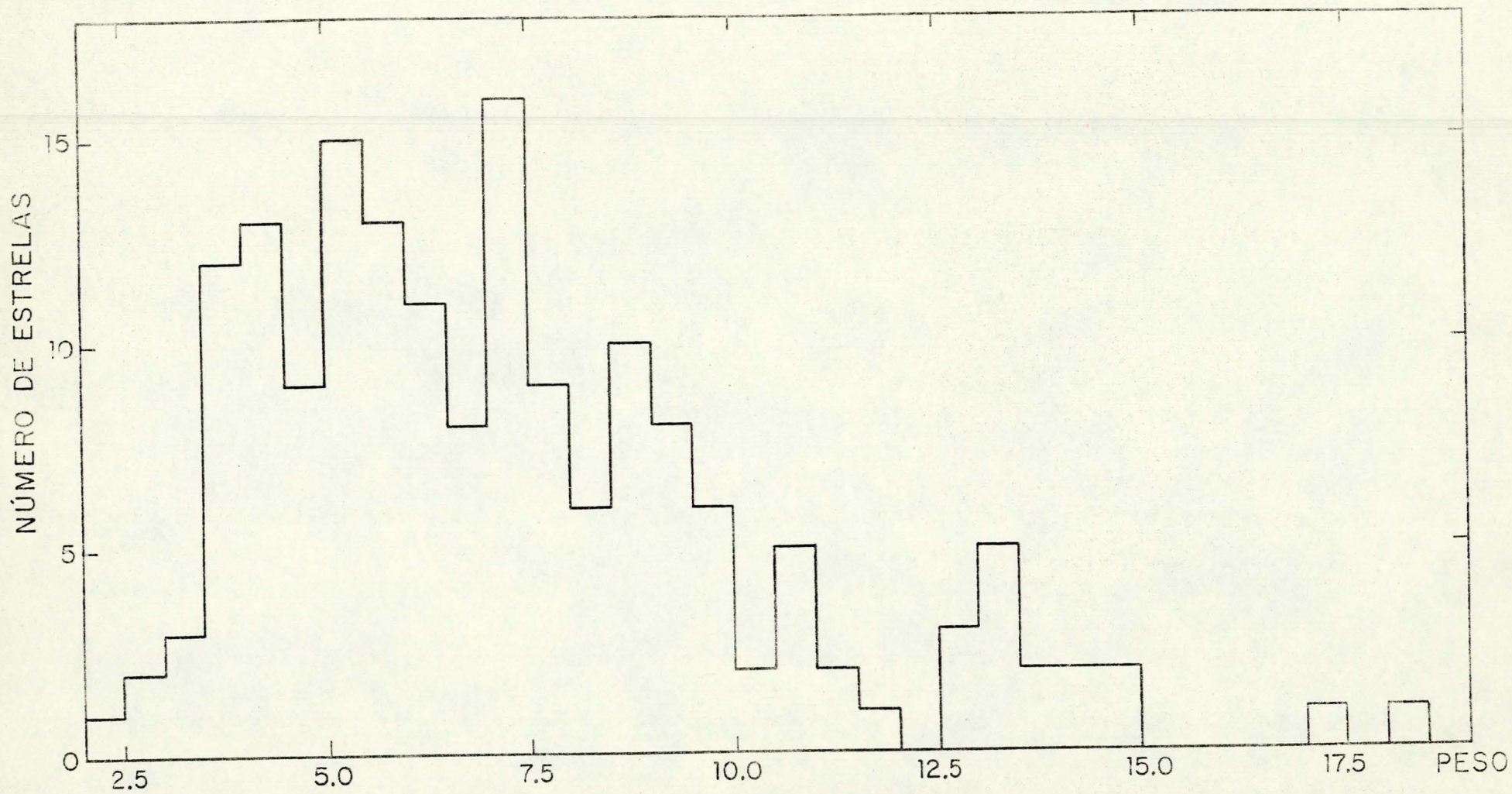


FIGURA V-4

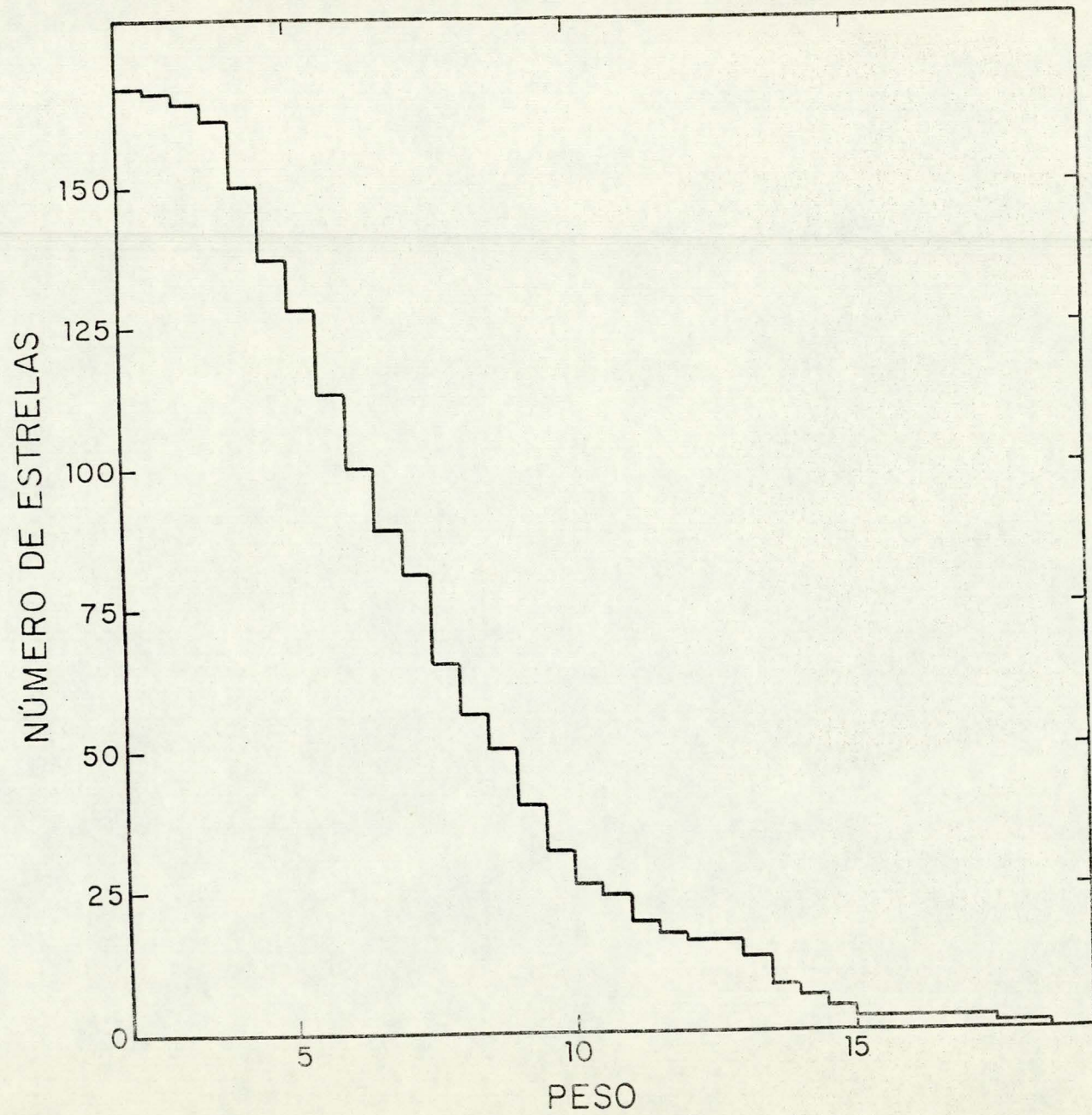


FIGURA V-5

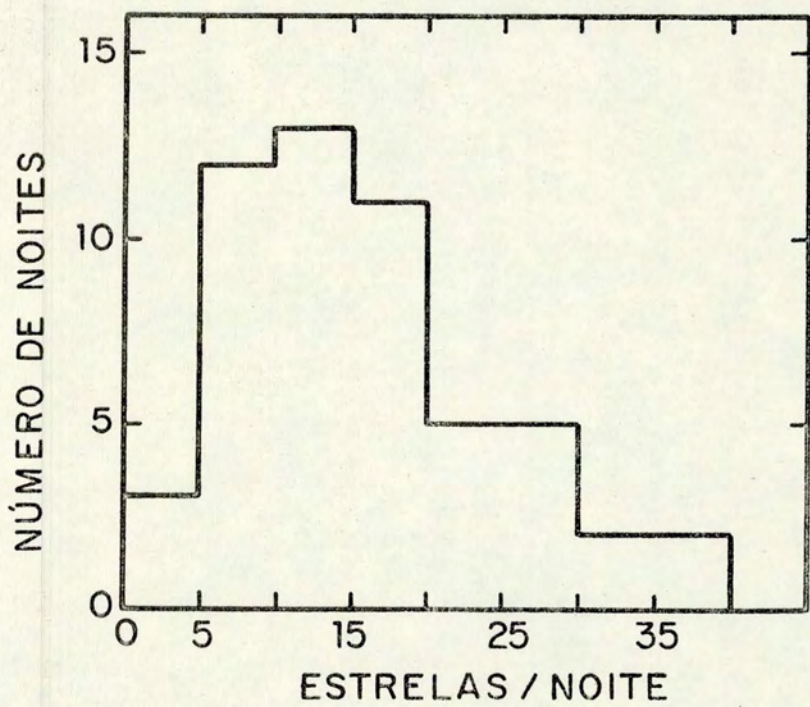


FIGURA V-6

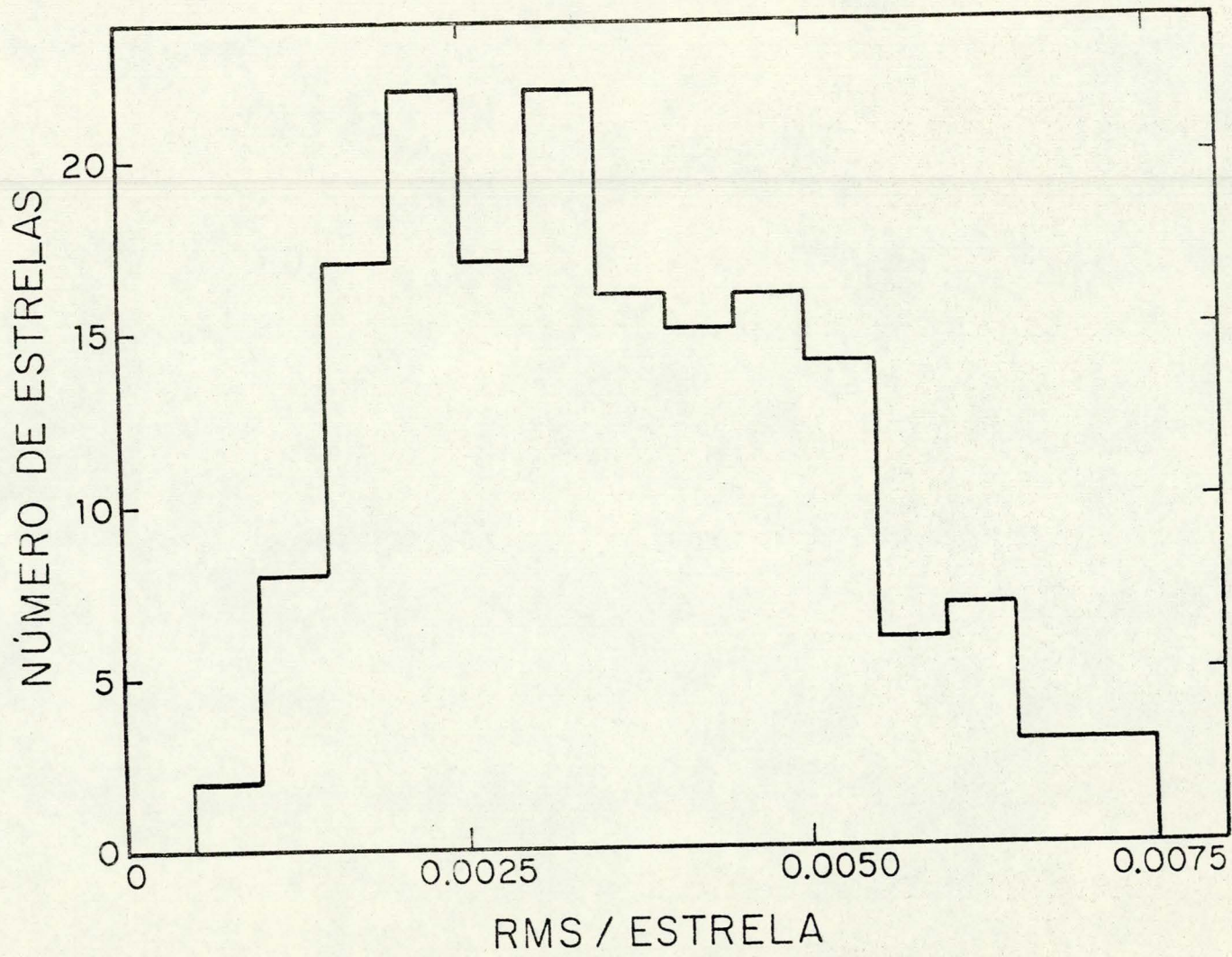


FIGURA V-7

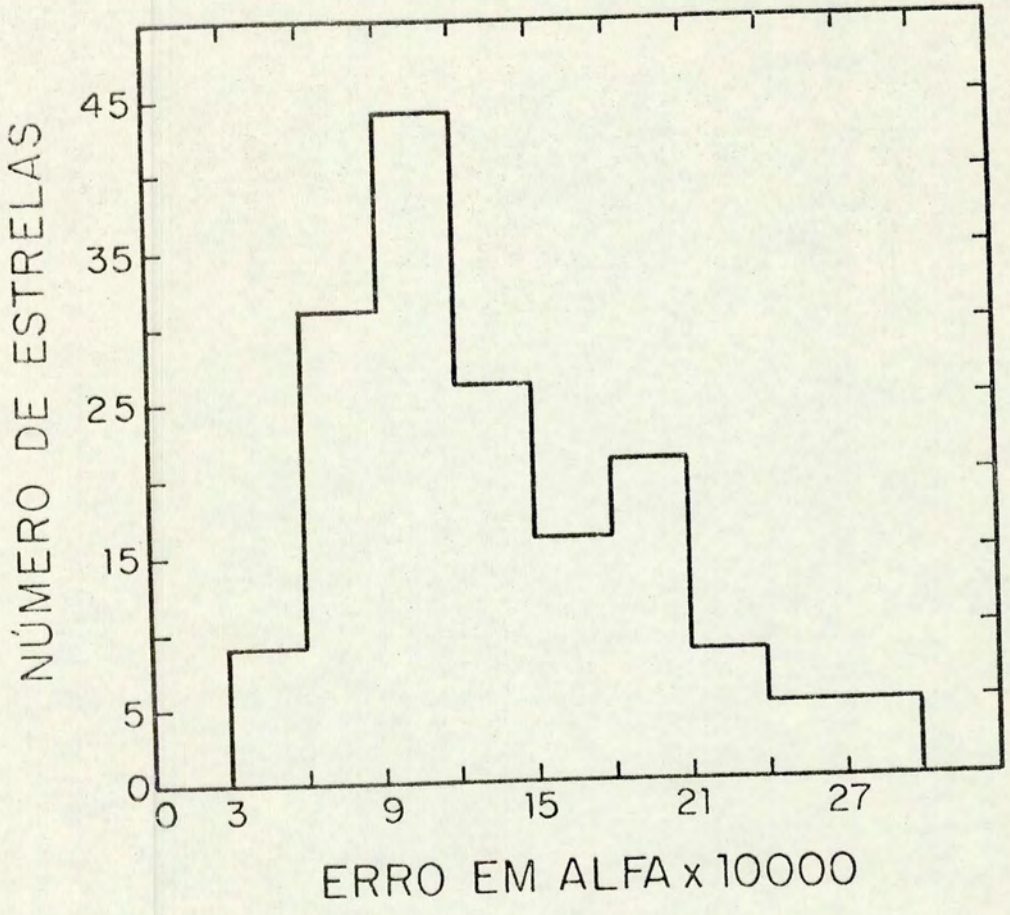


FIGURA V-8

V.5 - Transformação para Outros Sistemas $H\alpha$

Nosso sistema padrão em $H\alpha$ pode ser comparado com sistemas da mesma linha definidos por outros autores, desde que exista um número razoável de estrelas em comum. A comparação tem por fim verificar a compatibilidade dos sistemas, isto é, a existência de transformações que incorporem os valores α de um sistema ao conjunto de valores α' de outro. Se isto for possível podemos juntar os dois sistemas em um único, que tenha maior número de estrelas e que cubra uma região maior do céu.

É conveniente, por razões de confiabilidade, que uma única transformação possa relacionar os dois sistemas para todo tipo de estrelas, e que esta transformação seja linear. Além disso, pela mesma razão, os intervalos de variação dos índices α e α' não devem ser muito diferentes, pois a imprecisão dos índices do sistema de menor variação é multiplicada quando da transformação ao outro sistema.

Podemos determinar a transformação linear procurada através de uma regressão por quadrados mínimos para as estrelas em comum entre os sistemas, sendo as coordenadas de cada ponto da regressão os índices α e α' de uma mesma estrela. A exatidão da transformação, dada pela inversa da equação IV-5, dependerá do número de pontos usados, ou seja, do número de estrelas em comum, sendo maior a precisão quanto maior for este número. É importante verificar se nos extremos do gráfico $\alpha \times \alpha'$ superposto à reta de transformação não há dispersão sistemática para baixo ou para cima da reta, o que indicaria que a transformação não é igualmente boa para todo o intervalo coberto pelos índices comparados.

Os sistemas padrão de Andrews (1968), Feinstein (1974), e de

Dachs & Schmidt-Kaler (1975) possuem um bom número de estrelas em comum com o nosso, sendo feitas as respectivas correlações.

V.5.1 - Comparação com o Sistema de Andrews

O sistema de Andrews (1968) tem 17 estrelas em comum com o nosso. Para α representando o nosso sistema e R_α o de Andrews, temos a equação de transformação

$$R_\alpha = (1.40 \pm 0.09) \alpha - (1.6 \pm 0.2) \quad (\text{V-38})$$

com um desvio da regressão de $0^m.0059$ para α e de $0^m.0085$ para R_α . O coeficiente de correlação é $r = 0.97 \pm 0.01$, estando o gráfico $\alpha \times R_\alpha$ mostrado na figura V-9.

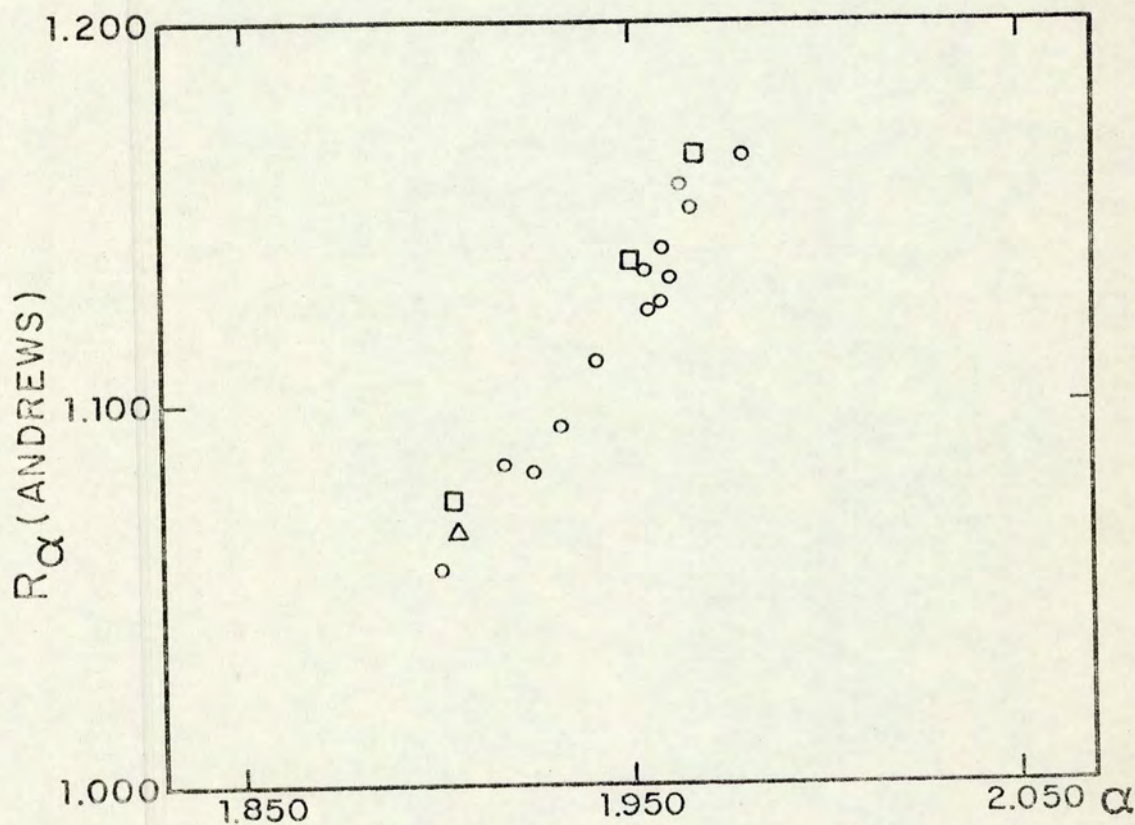


FIGURA V-9

V.5.2 - Comparação com o Sistema de Feinstein

O sistema de Feinstein (1974) tem 26 estrelas em comum com o nosso. Para α representando o nosso sistema e α_F o de Feinstein, temos a equação de transformação

$$\alpha_F = (0.33 \pm 0.03) \alpha + (0.8 \pm 0.1) \quad (V-39)$$

O desvio da regressão é de 0.0217 para α e 0.0077 para α_F , sendo $r = 0.93 \pm 0.03$ o coeficiente de correlação. O gráfico $\alpha \times \alpha_F$ é mostrado na figura V-10.

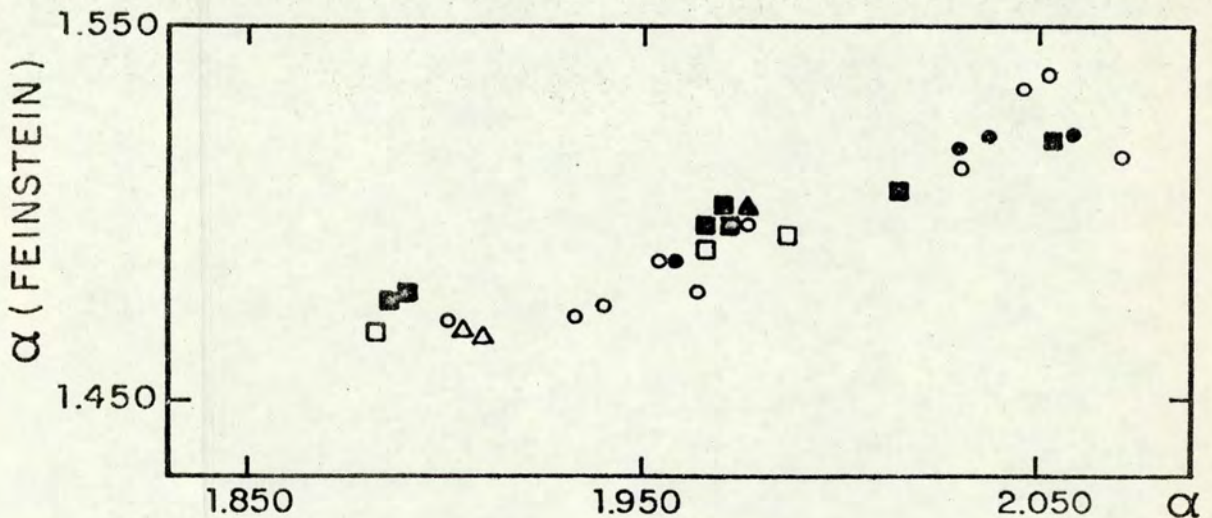


FIGURA V -10

V.5.3 - Comparação com o Sistema de Dachs & Schmidt-Kaler

O sistema de Dachs & Schmidt-Kaler (1975) tem 27 estrelas em comum com o nosso. Para α representando o nosso sistema e α_D o de Dachs & Schmidt-Kaler, temos a equação de transformação

$$\alpha_D = (1.46 \pm 0.04) \alpha + (0.3 \pm 0.1) \quad (V-40)$$

O desvio da regressão é 0.0083 para α e 0.0121 para α_D , sendo $r = 0.99 \pm 0.00$ o coeficiente de correlação. O gráfico $\alpha \times \alpha_D$ é mostrado na figura V-11.

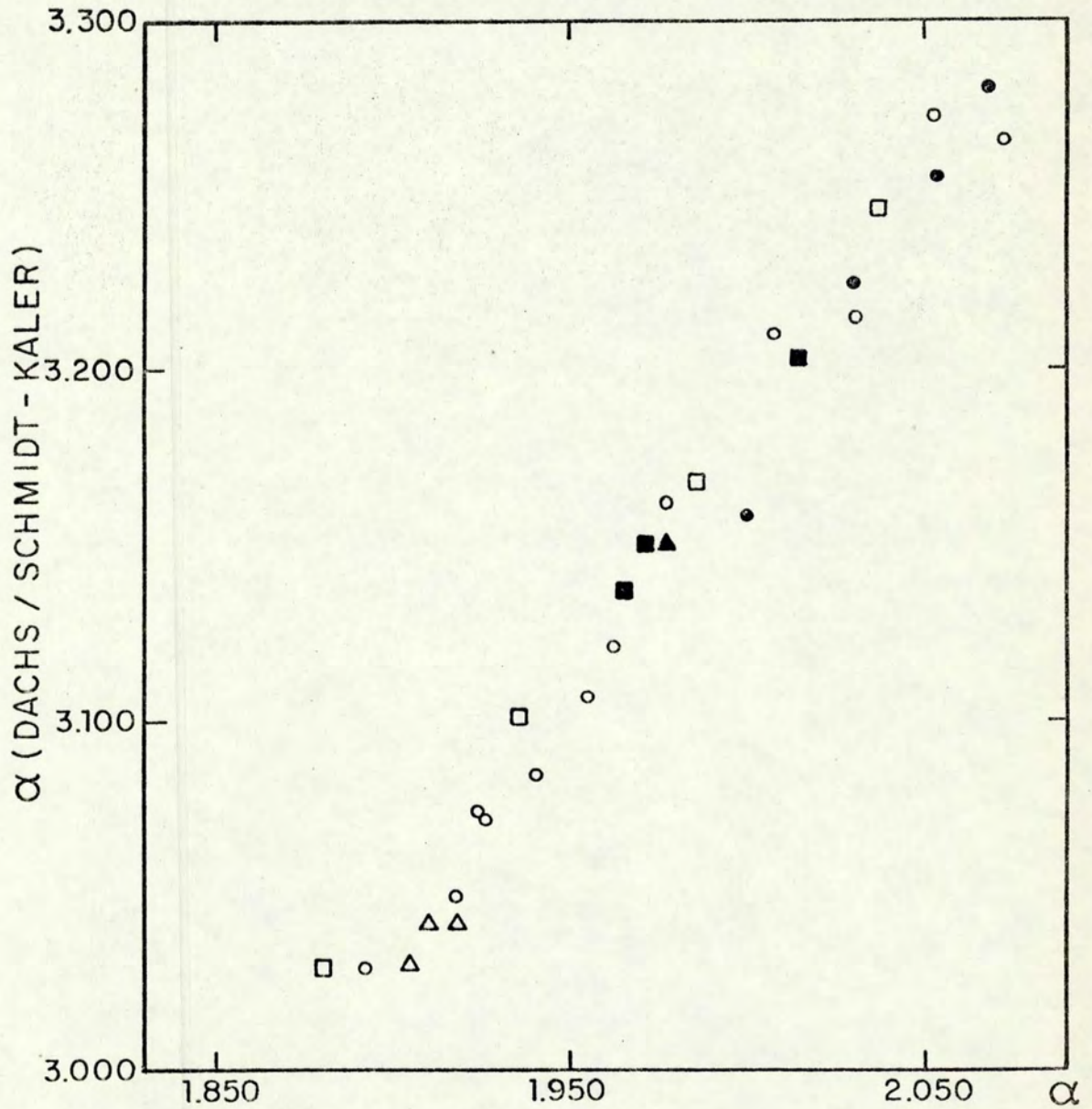


FIGURA V-11

V.6 - Observações em H β

Simultaneamente com as observações em H α medimos também H β , como explicado no capítulo III. A avaliação da qualidade destas medidas foi sempre imediata, através de regressões por quadrados mínimos efetuadas para cada noite, correlacionando nossos índices β' com os índices β padrão. A existência deste grande número de observações nos sugeriu a sua incorporação ao sistema padrão de Crawford, determinando para muitas estrelas novos índices β mais precisos.

Os critérios fixados para uma noite ser aproveitada foram :

- a) número de estrelas medidas superior a dez, em geral;
- b) valor do coeficiente angular na equação de transformação $\beta = a_1\beta' + a_0$ em torno de $a_1 = 1.490 \pm 0.25$
- c) desvios padrão até 0.010.

Para as vinte e uma noites selecionadas por estes critérios fizemos médias ponderadas das medidas de cada estrela sobre todas as noites em que foi observada, resultando um conjunto de índices β e seus respectivos pesos, a ser confrontado com os valores padrão. Estes não tem todos o mesmo peso : a lista em Crawford e Mander (1966) é realmente padrão e seus índices β são considerados definitivos; no entanto, a lista em Crawford, Barnes e Golson (1970) possui muitas estrelas com apenas três ou quatro medidas, sendo feita neste caso uma média ponderada com os nossos valores β' , no caso destes terem peso igual ou maior que 4.0; deste modo determinamos, para trinta e nove estrelas de nossa lista padrão em H α , novos índices β diferindo em média 0.002 dos índices publicados no

último artigo citado, com pesos iguais à soma dos pesos de nossas observações e dos publicados. Para outras vinte e quatro estrelas não houve alteração do índice β , aumentando todavia os respectivos pesos. A lista com os valores mais precisos de β está incluída na tabela V-2.

VI - APLICAÇÃO DOS SISTEMAS $H\alpha$ E $H\beta$ A OBSERVAÇÕES DE ESTRELAS SUPERGIGANTES

VI.1 - Razão da Escolha das Supergigantes

Definido nosso sistema padrão em $H\alpha$, torna-se possível sua utilização em programas de observação dos mais variados tipos de objetos. Com esta finalidade já durante o trabalho com as estrelas padrão iniciamos um projeto de observações de estrelas supergigantes, selecionadas pela sua visibilidade em nosso hemisfério das seguintes fontes : Humphreys (1970), Fernie (1972), Pel (1976), Houk et al. (1976). A razão da escolha das supergigantes reside em seu grande brilho intrínseco, o que possibilita a observação de estrelas até distâncias relativamente grandes na galáxia. Sabemos que estrelas desta classe estão geralmente localizadas perto de seus locais de origem nos braços espirais, onde também há maior concentração de gás e pó interestelar. A identificação e determinação das distâncias das supergigantes são por esta razão de primordial importância ao estudo da estrutura galáctica.

VI.2 - Índices α e β Obtidos

Através do processo de calibração descrito na seção I.6 obtemos índices α e β corrigidos e seus respectivos pesos para as estrelas de programa observadas em cada noite, calculando-se os índices finais sobre todas as noites através de médias ponderadas.

VI.2.1 - Supergigantes

Os resultados para as supergigantes são apresentados

em duas listas. Na tabela VI-1 estão as estrelas com $\sigma < 0^m.015$ em α e β , observadas em duas ou mais noites diferentes. Na tabela VI-2 está uma lista suplementar de estrelas com $\sigma > 0^m.015$ em α ou β , ou observadas em apenas uma noite.

VI.2.2 - Outras Estrelas Observadas

No decorrer de nosso trabalho foram observadas estrelas as quais posteriormente não foram aproveitadas na definição do sistema padrão em $H\alpha$, devido a seus resíduos altos ou por apresentarem emissão. Os resultados de suas observações são apresentados na tabela VI-3, onde também foi incluída HD38617, usada como estrela de calibração em outro programa desenvolvido simultaneamente ao nosso.

VI.3 - Resultados Gráficos

As figuras VI-1 e VI-2 mostram α x β e α x tipo espectral para as estrelas das tabelas V-1, VI-1 e para algumas estrelas de emissão. Nas duas figuras notamos a separação entre as estrelas de sequência principal e as supergigantes, estas últimas assumindo em geral os valores mais baixos para α e β . O mais notável no entanto é a separação que aparece na figura VI-1 entre supergigantes quentes, supergigantes frias e estrelas de sequência principal. Este efeito deve ser explorado, pois a determinação da classe de luminosidade se faz de ordinário por espectroscopia, o que, além do inconveniente de limitações de magnitude, exige equipamento sofisticado e muito tempo de telescópio; este trabalho feito por fotometria, ao menos como método seletivo, já seria de grande valor. É conveniente então procurar realçar a separação das supergi-

TABELA VI-1

HD	SP	V	B-V	α	P_{α}	σ_{α}	β	P_{β}	σ_{β}
37742	O9.5Ib	1.75	-0.21	1.852	9.4	0.003	2.551	8.6	0.013
38771	B0.5Ia	2.04	-0.18	1.867	12.5	0.006	2.550	10.1	0.011
52382	B1Ib	6.49	0.22	1.821	3.1	0.010	2.538	3.2	0.003
52877	M0Iab	3.46	1.73	1.874	3.6	0.002	2.608	3.2	0.008
60414/5	M2 epIab+B	4.99	1.42	1.691	3.7	0.010	2.525	3.5	0.008
62576	K3Ib	4.58	1.63	1.869	6.2	0.005	2.580	4.3	0.014
62623	A3epII	3.96	0.18	1.764	7.1	0.002	2.622	6.3	0.012
68553	K3Ib	4.44	1.62	1.874	5.0	0.003	2.576	4.6	0.002
70761	F2Ib	5.89	0.38	1.954	5.9	0.002	2.711	5.9	0.008
77581	B0Ia	6.88	0.56	1.784	3.0	0.008	2.527	2.5	0.009
78647	K5Ib	2.23	1.69	1.871	2.9	0.002	2.586	3.4	0.005
81471	A7Iab	6.09	0.57	1.920	3.0	0.001	2.630	3.2	0.012
89388	K5Ib	3.39	1.54	1.883	3.8	0.002	2.583	3.2	0.008
90706	B3Ik	7.06	0.47	1.856	3.6	0.005	2.610	3.2	0.001
90772	F0Ia	4.67	0.50	1.861	3.6	0.005	2.598	2.8	0.008
91533	A2Iab	5.99	0.31	1.880	3.4	0.002	2.594	2.8	0.009
91619	B5Ia	6.15	0.36	1.848	4.5	0.012	2.536	4.7	0.009
93070	K3Ib	4.56	1.72	1.873	3.8	0.008	2.566	3.7	0.003
94367	AoIa	5.25	0.15	1.838	5.6	0.009	2.543	4.8	0.002
97534	FoIa	4.60	0.53	1.867	13.3	0.003	2.601	12.8	0.011
99953	B2Ia	6.45	0.31	1.845	9.3	0.014	2.532	9.0	0.009
101947	GoIa	5.04	0.79	1.867	3.8	0.013	2.648	3.2	0.006
102878	A2Ia	5.69	0.26	1.889	3.3	0.005	2.593	3.2	0.010
102997	B4Ia	6.55	0.30	1.838	3.5	0.008	2.529	2.6	0.002
103779	B0/III	7.23	-0.01	1.879	7.2	0.005	2.564	7.9	0.015
106068	B8Ia/ab	5.92	0.29	1.862	13.8	0.010	2.557	13.2	0.013
106343	B2Ia	6.24	0.10	1.844	8.5	0.008	2.547	7.3	0.010

TABELA VI-1 (cont.)

HD	SP	V	B-V	α	P_{α}	σ_{α}	β	P_{β}	σ_{β}
108002	B2Ia-ab	6.93	0.13	1.877	2.7	0.007	2.555	3.3	0.003
108968	F7Ib/II	5.43	0.60	1.930	6.6	0.006	2.677	6.6	0.006
111613	A0Ia	5.73	0.37	1.879	5.6	0.003	2.578	5.2	0.004
111904	B9Ia	5.76	0.32	1.866	5.0	0.005	2.547	4.5	0.011
112244	O9Ib	5.40	0.04	1.808	8.9	0.006	2.535	8.6	0.009
112842	B4II	7.04	0.22	1.906	4.1	0.002	2.573	5.0	0.005
115842	B0.5Ia	6.01	0.29	1.826	15.6	0.006	2.527	15.7	0.015
122879	B0Ia	6.41	0.11	1.838	14.4	0.011	2.545	14.3	0.008
124471	B2Ib	5.74	-0.06	1.924	12.7	0.005	2.604	10.6	0.009
125835	A2Ia	5.60	0.49	1.930	11.2	0.007	2.646	11.7	0.009
135345/6	G5Ia+B	5.20		1.923	15.5	0.004	2.657	15.8	0.014
137709	K5Ib	5.25	1.75	1.877	20.3	0.007	2.580	19.1	0.009
142758	B1:5Ia	7.06	0.21	1.864	12.7	0.006	2.535	13.8	0.008
148379	B2Ia	5.38	0.54	1.819	16.0	0.012	2.507	16.0	0.012
148688	B1Ia	5.32	0.32	1.786	4.5	0.002	2.507	4.7	0.014
163428	M1Ib	6.65	2.03	1.853	3.8	0.005	2.572	3.5	0.001
169454	B1Ia+	6.61	0.94	1.695	8.9	0.005	2.465	8.6	0.015
174947	G5Ib	5.69	2.18	1.887	5.6	0.002	2.611	5.3	0.008
204075	G4Ib	3.74	1.00	1.899	7.8	0.006	2.585	6.8	0.006
204867	G0Ib	2.88	0.83	1.903	5.3	0.001	2.624	5.2	0.000
206778	K2Ib	2.40	1.55	1.871	5.8	0.004	2.595	4.6	0.012
209750	G2Ib	2.93	0.98	1.895	5.4	0.004	2.617	5.1	0.001
53138	B3Ia	3.01	-0.11	1.875	4.8	0.008	2.539	H β padrão	

TABELA VI-2

HD	SP	α	P_{α}	σ_{α}	β	P_{β}	σ_{β}
37128	B0Ia	1.850	9.2	0.008	2.545	8.6	0.018
38247	G8Iab	1.874	1.7		2.587	1.6	
41117	B2Ia	1.819	1.9		2.526	1.9	
46300	A0Ib	1.954	1.8		2.706	0.4	
50877	K3Iab	1.877	12.2	0.006	2.616	9.6	0.017
54605	F8Ia	1.916	8.6	0.005	2.689	6.1	0.024
56577	K3Ib	1.862	1.6		2.607	1.8	
72800	B9I	1.900	1.5		2.603	1.6	
74371	B5Iab	1.871	1.4		2.585	0.4	
80558	B7Iab	1.843	1.6		2.531	1.7	
92207	A0Ia	1.767	1.8		2.517	1.8	
94369	B1I	1.863	1.5		2.547	1.7	
96248	B1Iab	1.834	4.6	0.008	2.541	4.7	0.015
99857	B1Ib	1.880	6.8	0.009	2.578	6.5	0.018
99939	B2Ik	1.897	2.4		2.563	3.9	0.012
100262	A2Ia	1.862	3.4	0.001	2.582	3.0	0.012
101545F	O9.5Ib	1.880	1.2		2.551	1.1	
107209	A0I	1.893	4.1	0.005	2.612	4.8	0.031
109867	B0.5Ik	1.853	8.1	0.005	2.545	7.2	0.023
148478	MoIb+b	1.648	6.3	0.013	2.468	7.5	0.043
148743	A7Ib	1.964	5.0	0.006	2.719	5.0	0.015
149038	B0Ia	1.859	1.8		2.583	1.8	
150898	B0Iab	1.895	10.8	0.008	2.573	11.1	0.019
152424	O9I	1.805	9.7	0.004	2.537	8.4	0.018
152667	B0Ia?p	1.763	11.0	0.011	2.522	11.5	0.024
154368	O9.5Iab	1.860	3.2	0.009	2.564	3.6	0.015

TABELA VI-2 (cont.)

HD	SP	α	P_{α}	σ_{α}	β	P_{β}	σ_{β}
154385	B0.5I	1.903	4.5	0.006	2.565	4.3	0.026
157038/9	B4Ia	1.830	2.0		2.583	1.8	
159532	F0I-II	1.943	11.3	0.006	2.692	11.2	0.017
160529	A2Ia	1.687	7.1	0.018	2.488	6.9	0.032
164514	A5Ia	1.925	6.0	0.014	2.654	6.8	0.014
172365	F0Ib-III	1.923	9.1	0.006	2.659	9.1	0.018
180028	F6Ib	1.938	2.3	0.002	2.683	1.8	0.008
182835	F2Ib	1.968	1.8		2.733	1.7	
196725	K3Ib	1.876	7.5	0.007	2.590	6.9	0.020
UW AQL	M0Iab	1.840	4.6	0.009	2.636	2.0	0.040

TABELA VI-3

HD	SP	α	P_{α}	σ_{α}	β	P_{β}	σ_{β}
37795	B8Ve	1.726	10.7	0.005	2.657	10.7	0.007
38617	K3III	1.874	40.1	0.007	2.557	32.2	0.012
66811	O4ef	1.819	3.5	0.005	2.537	3.5	0.005
91465	B4Vne	1.436	14.0	0.008	2.489	13.5	0.009
105435	B2Ve	1.388	7.2	0.001	2.468	6.7	0.012
214748	B8Ve	1.803	7.6	0.003	2.680	7.3	0.013

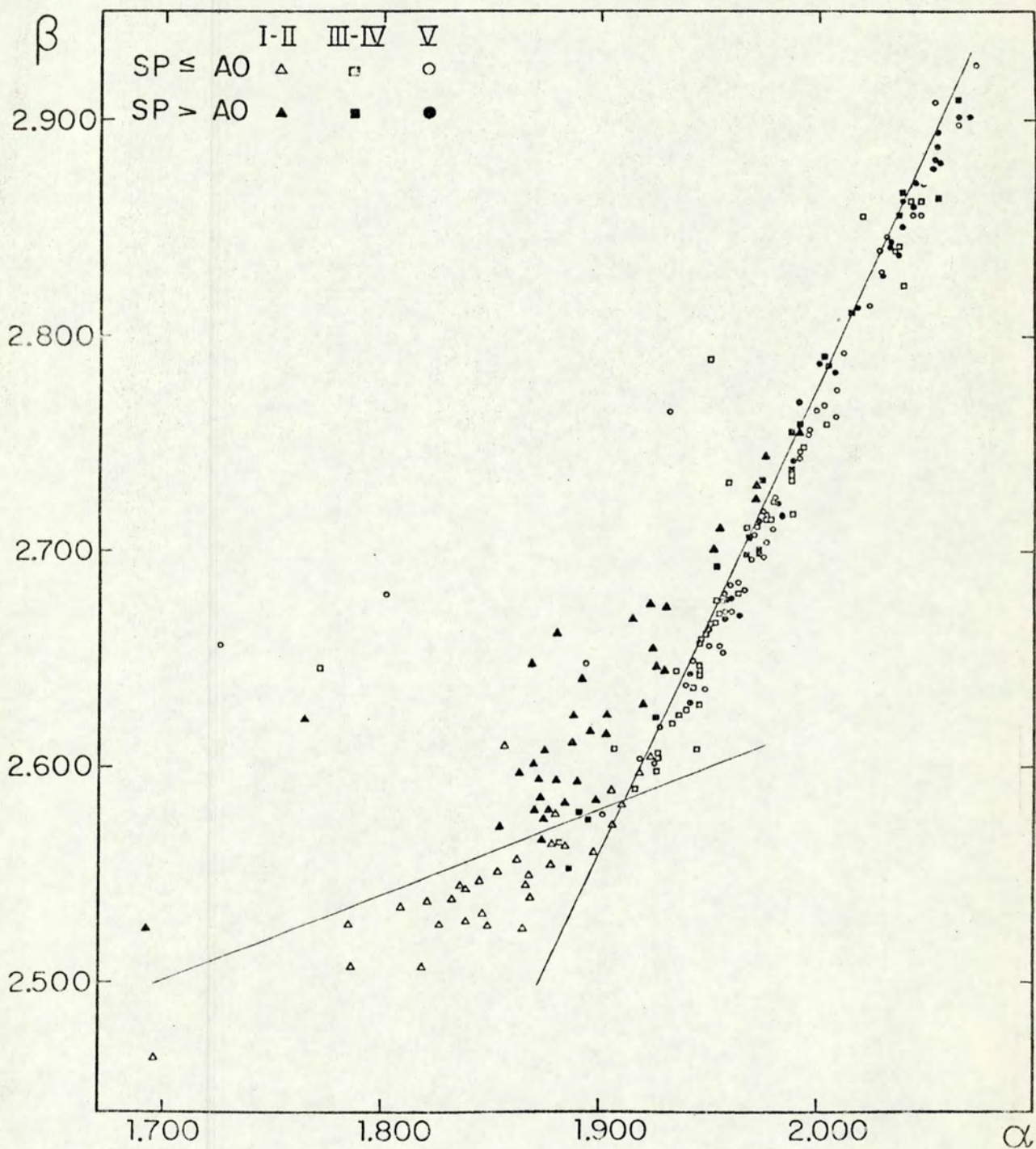


FIGURA VI-1

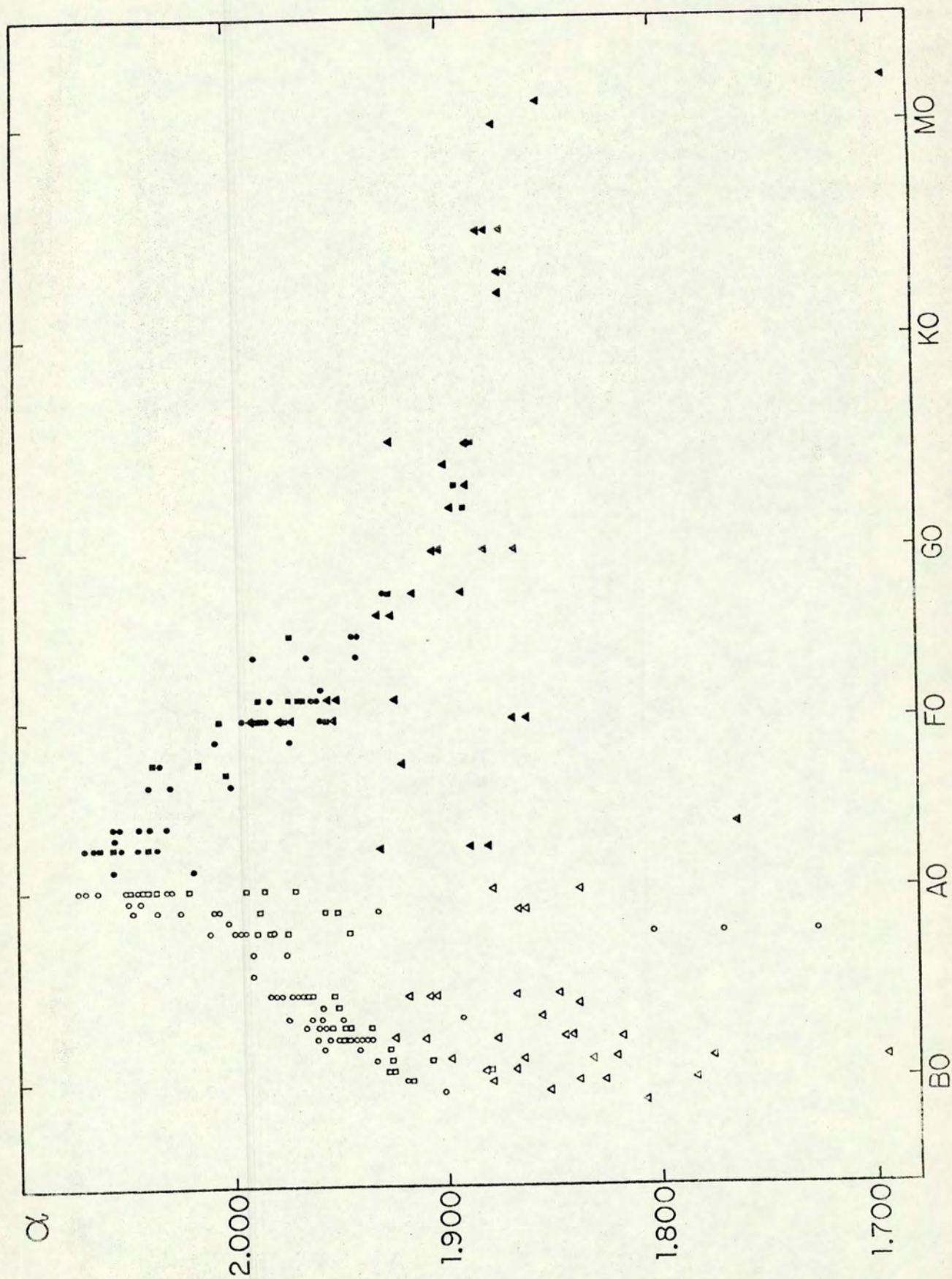


FIGURA VI-2

gantes.

Examinando a figura VI-1 vemos que para as supergigantes quentes existe a envolvente $\beta=0.4\alpha + \text{constante}$; para as estrelas de sequência principal temos $\beta=2.18\alpha + \text{constante}$. Queremos transformar estas retas em outras duas retas perpendiculares, conforme a figura VI-3, onde A,B,C,D representam estrelas sobre as retas.

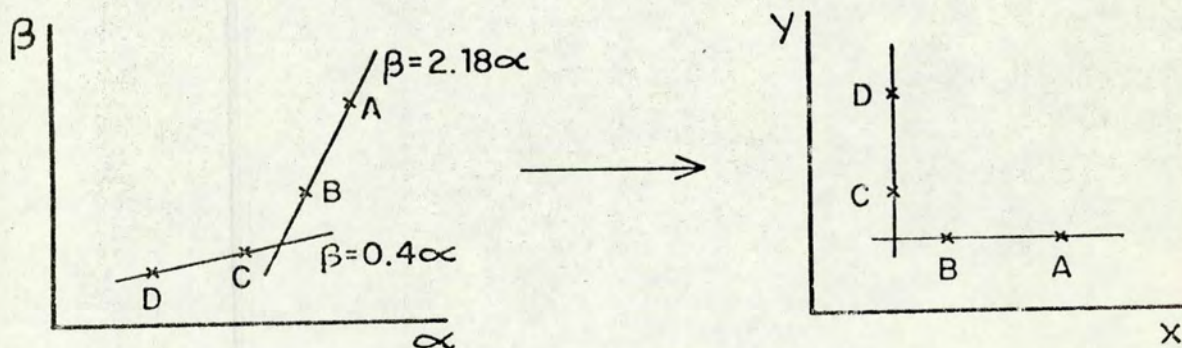


FIGURA VI-3

Sejam X e Y duas combinações lineares de α e β , definidas por

$$X = a\alpha + \beta \quad (\text{VI-1})$$

$$Y = b\alpha + \beta \quad (\text{VI-2})$$

Pela figura VI-3b,

$$X_C = X_D \quad (\text{VI-3})$$

$$Y_A = Y_B \quad (\text{VI-4})$$

donde

$$a\alpha_C + \beta_C = a\alpha_D + \beta_D \quad (\text{VI-5})$$

$$b\alpha_A + \beta_A = b\alpha_B + \beta_B \quad (\text{VI-6})$$

e obtemos

$$(\text{VI-7})$$

$$a = - \frac{\beta_C - \beta_D}{(\alpha_C - \alpha_D)} = -0.4 \quad (\text{VI-7})$$

$$b = - \frac{\beta_A - \beta_B}{(\alpha_A - \alpha_B)} = -2.18 \quad (\text{VI-8})$$

donde finalmente

$$X = \beta - 0.4\alpha \quad (\text{VI-9})$$

$$Y = \beta - 2.18\alpha \quad (\text{VI-10})$$

Assim podemos traçar o gráfico X x Y, mostrado na figura VI-4 para o mesmo conjunto de estrelas do gráfico $\alpha \times \beta$.

Aparecem três regiões :

I : $X < 1.820$ e $Y > -1.580$

II : $X > 1.820$ e $Y > -1.580$

III : $X > 1.820$ e $Y < -1.580$

Examinando o gráfico X x Y, vemos que 83% das estrelas da região I são supergigantes quentes, e que 80% destas estão na região; na região II 55% das estrelas são supergigantes frias, 95% das quais estão na região; e na região III 97% das estrelas são gigantes ou de sequência principal, sendo que 86% das estrelas de sequência principal e 66% das gigantes estão nesta região. Além disso vemos que valores grandes de Y indicam a existência de emissão, como se pode constatar pela posição das estrelas Be e pelas supergigantes quentes. Os trabalhos de Abt e Golson (1965) e Feinstein (1974) também revelam critérios para a separação de estrelas de emissão; o primeiro separa dois terços destas estrelas por uma reta num diagrama $\alpha \times (\alpha - \beta)$; no segundo, a condição para não haver emis-

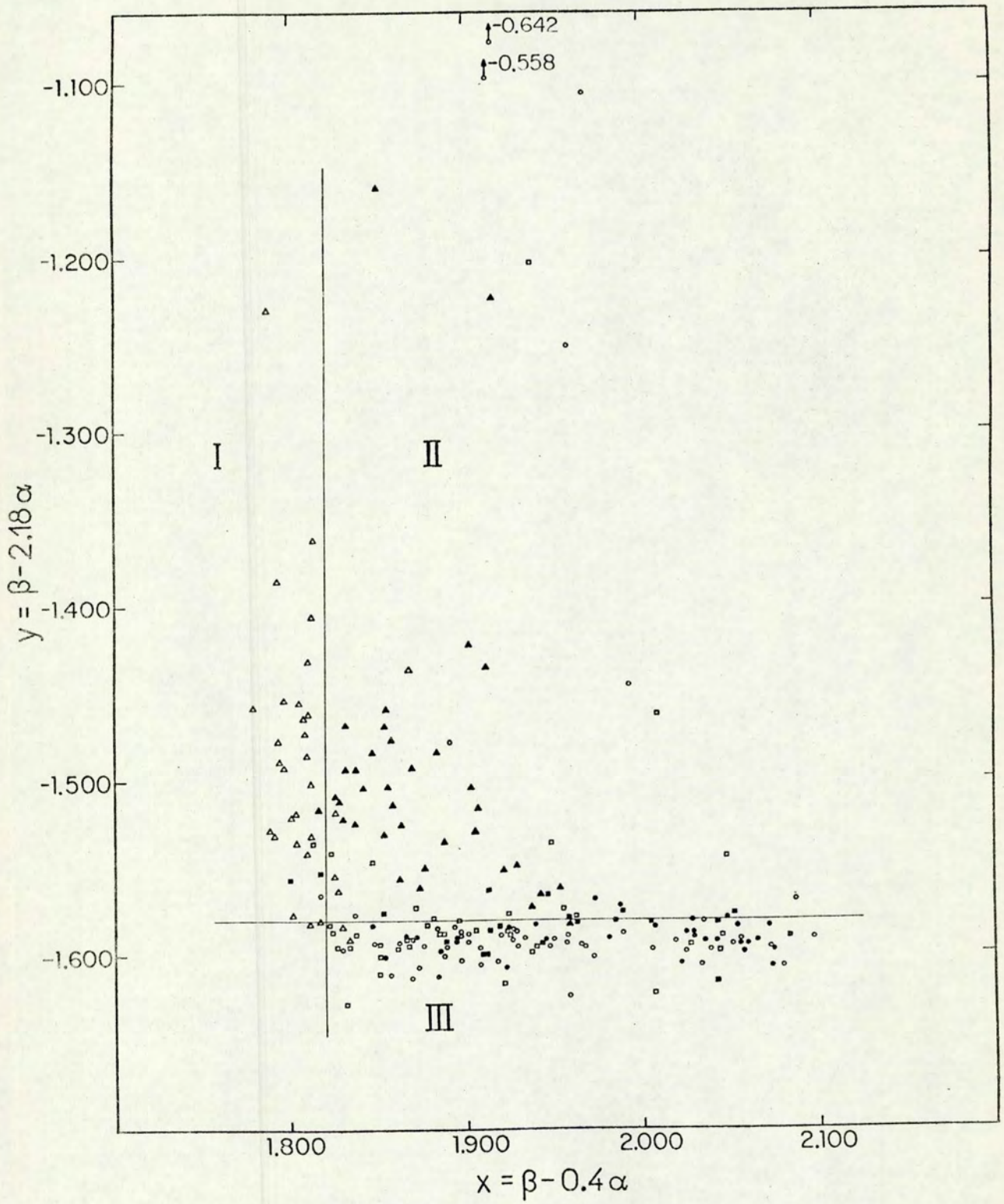


FIGURA VI-4

são é função dos valores α e β separadamente.

Podemos comprovar a relação entre Y e a existência de emissão considerando a rotação das supergigantes. Devido a seu raio muito grande, a gravidade superficial nestas estrelas é pequena; se a velocidade de rotação for grande, facilmente será ejetado material para o espaço circundante, formando-se em torno da estrela uma nuvem de gás quente, dando origem a linhas de emissão. Supõe-se então que quanto maior for a velocidade de rotação das supergigantes mais intensa será a emissão, ou seja, maior será Y . A partir dos dados do trabalho de Rosendhal (1970) traçamos um gráfico $V_{rot} \text{ sen } i \times Y$, mostrado na figura VI-5, onde vemos que realmente Y cresce com $V_{rot} \text{ sen } i$.

VI.4 - Determinação dos Excessos de Cor

Como exposto no primeiro capítulo, para sabermos o excesso de cor $E(B-V)$ devemos determinar $(B-V)_0$. Muitos métodos já foram desenvolvidos com este fim. Johnson e Morgan (1953) obtiveram um diagrama $(B-V)_0 \times (U-B)_0$ para estrelas livres de absorção, a partir do qual é possível traçar retas de avermelhamento até a posição das estrelas avermelhadas colocadas no gráfico; a diferença entre $(B-V)$ e $(B-V)_0$ é igual a $E(B-V)$.

Kron e Svolopoulos (1959) observaram estrelas supergigantes tipo F, G e K no sistema de seis cores de banda larga UVBGRI, obtendo um diagrama $(V-B) \times (R-I)$ a partir do qual traçaram trajetórias de avermelhamento para estrelas de mesmo tipo espectral mas a diferentes distâncias, definindo assim um envelope para as estrelas não avermelhadas, o que permitiu ob-

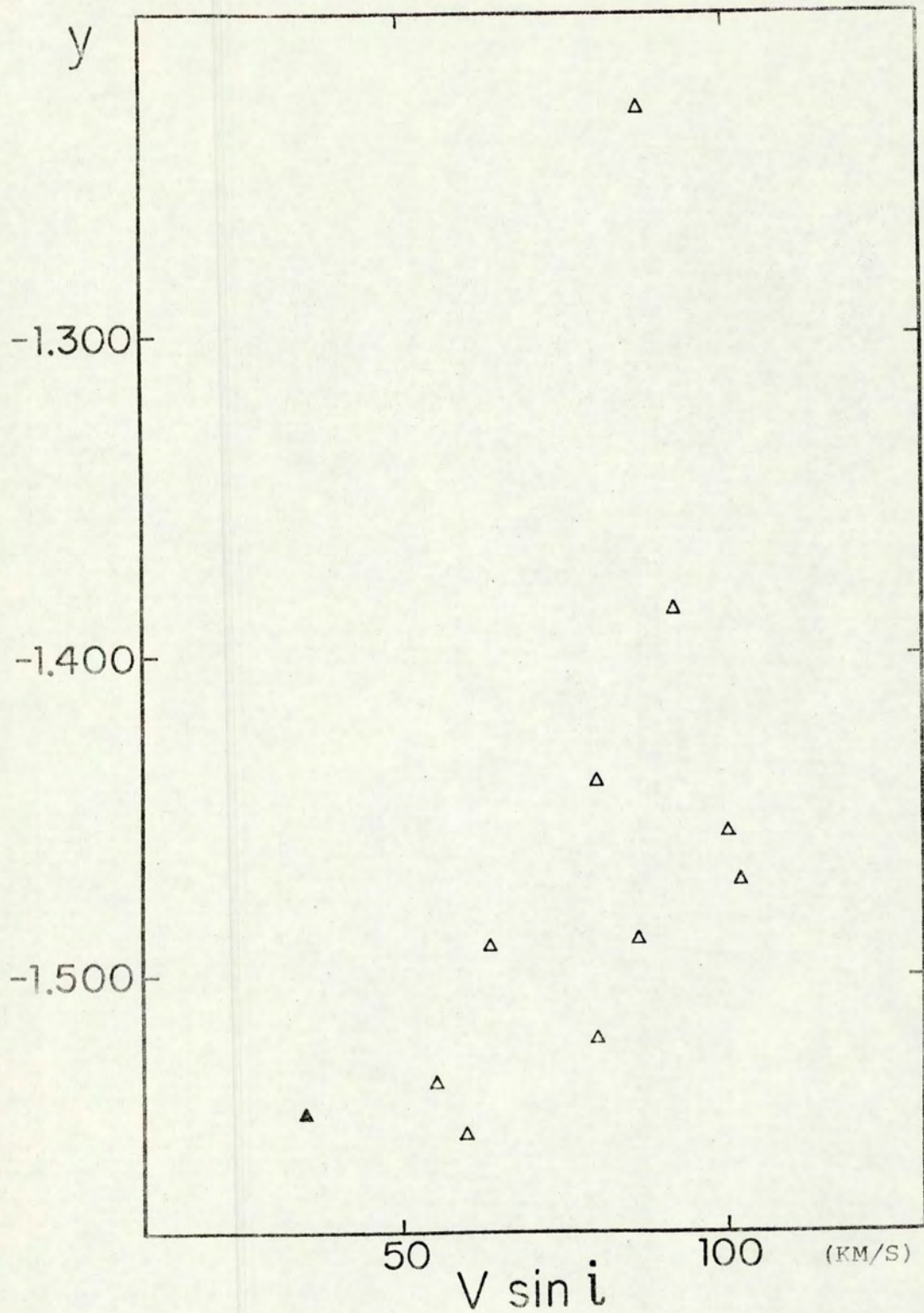


FIGURA VI-5

ter as cores intrínsecas.

Kraft (1963) obteve $(B-V)_0$ através da fotometria Γ , usando um par de filtros interferenciais, um com 10 Å de largura e outro com 200 Å de largura, centrados na banda G do CH. O filtro estreito é sensível à absorção pela banda G, enquanto o mais largo é sensível ao contínuo adjacente. A razão das intensidades em ambos os filtros é um índice da intensidade da banda G, e portanto está correlacionado com o tipo espectral da estrela, permitindo determiná-lo e, portanto, ao índice intrínseco $(B-V)_0$ sem ter o seu espectro total. Vemos que neste caso o índice Γ é obtido a partir de filtros centrados no mesmo comprimento de onda, não sendo afetado pelo avermelhamento interestelar.

Em nosso trabalho, a partir dos índices α das supergigantes de nosso sistema padrão e da tabela VI-1, e dos índices $(B-V)$ fornecidos por Humphreys (1970) e por Jaschek et al. (1972) obtemos um gráfico α x $(B-V)$, mostrado na figura VI-6. As linhas envolventes foram obtidas comparando os índices α medidos com os $(B-V)_0$ tabelados por Schmidt-Kaler (1965) para as estrelas supergigantes de cada tipo espectral.

O índice α é independente da absorção interestelar, de modo que estrelas de mesmo tipo espectral mas a diferentes distâncias ficarão neste gráfico colocadas sobre uma mesma linha vertical; estrelas de diferentes tipos espectrais com avermelhamento nulo ou muito pequeno tenderão a delinear uma envolvente que definirá o valor de $(B-V)_0$ para cada tipo espectral. Na figura VI-6 há duas envolventes, uma para as supergigantes quentes e outra para as frias; se medirmos os valores de α e de $(B-V)$ de uma supergigante e a colocarmos no diagra-

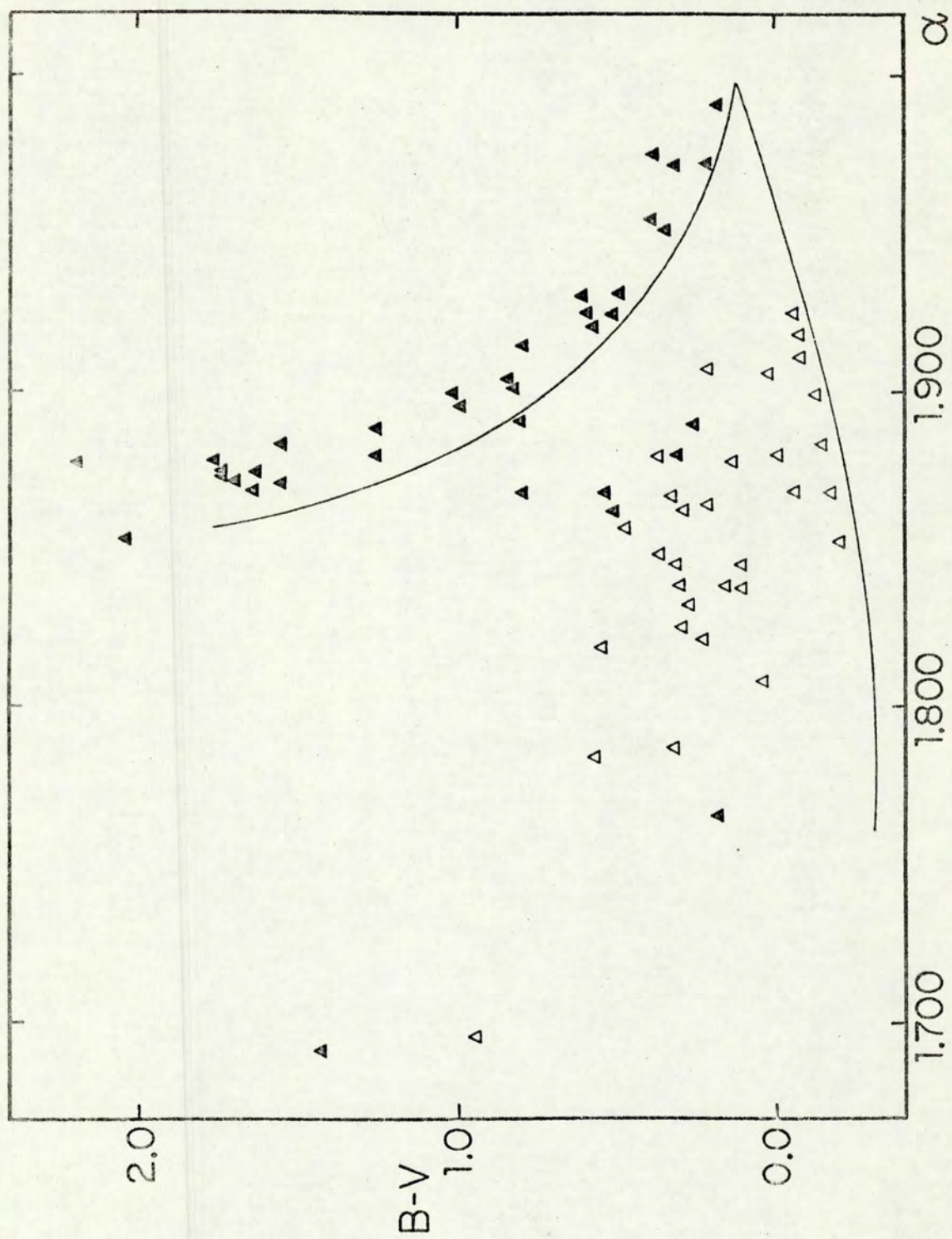


FIGURA VI-6

ma $\alpha \times (B-V)$, saberemos seu valor de $(B-V)_0$ baixando uma vertical de sua posição até a envolvente e lendo o valor do correspondente $(B-V)$, o qual será o $(B-V)_0$. Para α maior que 1.850 há uma ambiguidade para estrelas com $(B-V)$ maior que 0.05, a qual pode ser resolvida usando-se a figura VI-4 para distinguir as supergigantes quentes das frias.

Comparando os métodos de determinação de $(B-V)_0$, vemos que o uso da linha $H\alpha$ apresenta vantagens sobre as medidas na banda G, pois esta é função da abundância relativa de C, a qual pode variar de uma estrela para outra; as medidas em $H\alpha$ dependem da abundância relativa de H, a qual varia muito pouco. De qualquer modo, a comparação de um índice avermelhado como é $(B-V)$ com outro intrínseco como Γ ou α tem a vantagem sobre o uso de dois índices avermelhados como $(V-B)$ e $(R-I)$ de que a relação entre os excessos de cor (pendente da reta de avermelhamento) nesse caso é desconhecida "a priori" e deve ser estimada, aumentando a incerteza na determinação dos excessos.

VI.5 - Determinação de Distâncias

Para estrelas de tipo espectral conhecido a determinação de distâncias é imediata: a medição de $(B-V)$ fornece o valor de A_V usando-se os valores de $(B-V)_0$ tabelados por Schmidt-Kaler (1965), o qual fornece também M_V . No caso de observações de estrelas de tipo espectral desconhecido, que sejam distantes ou muito avermelhadas, a obtenção de $E(B-V)$ por espectroscopia é muito difícil; neste caso podemos medir α e β através da figura VI-4 identificar quais estrelas são super

gigantes, separando-as então em quentes e frias. Segue-se a determinação de A_V usando os excessos de cor intrínsecos obtidos da figura VI-6 e a partir de uma estimativa de M_V podemos ter um valor aproximado da distância.

VI.6 - Conclusão

O trabalho de definir um novo sistema $H\alpha$ mostrou-se compensador. Temos um sistema altamente preciso e adequado para muitas aplicações, como acabamos de ver um exemplo. Muito importante foi o desenvolvimento do método de redução simultânea dos dados, de tal modo eficiente que pode-se dizer representa uma contribuição relevante à pesquisa astronômica na área da fotometria. Vemos que os sistemas fotométricos baseados em índices intrínsecos oferecem vantagens sobre os tradicionais sistemas de banda larga, sendo de se esperar que para o futuro sua importância torne-se cada vez maior. Também devemos ressaltar que embora o nosso observatório seja de tamanho modesto em termos do que existe nos grandes centros de investigação, tem sido possível o desenvolvimento de pesquisa internacionalmente competitiva, em grande parte graças ao seu equipamento eletrônico sofisticado aqui mesmo desenhado e construído. Esperamos que este trabalho represente uma contribuição a outros pesquisadores e estudantes em astronomia, de modo a haver uma continuidade na aplicação do sistema fotométrico $H\alpha$ definido em Porto Alegre.

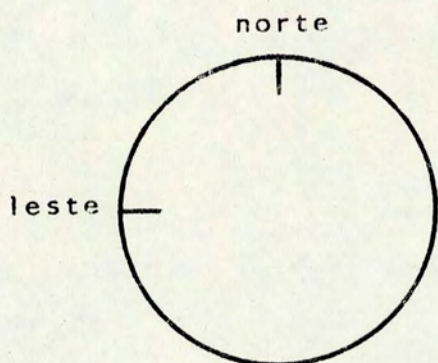
R E F E R Ê N C I A S

- Abt, H.A. & Golson, J.C. 1966, *Astrophys.J.* 143, 306
- Andrews, P.J. 1968, *Mem. R.A.S.* 72, 35
- Baliunas, S.L., Ciccone, M.A., Guinan, E.F. 1975, *Publ.A.S.P.* 87, 969
- Cester, B., Giuricin, G., Mardirossian, F., Pucillo, M., Castelli, F., Flora, U. 1977, *Astron.&Astrophys.Suppl.* 30, 1
- Crawford, D.L. 1958, *Astrophys.J.* 132, 166
- Crawford, D.L. & Mander, J. 1966, *Astron.J.* 71, 114
- Crawford, D.L., Barnes, J.V., Golson, J.C. 1970, *Astron.J.* 75, 624
- Dachs, J. & Schmidt-Kaler, Th. 1975, *Astron. & Astrophys. Suppl.* 21, 81
- Evans, R.D. 1955, *The Atomic Nucleus*, McGraw Hill, New York, p.785
- Feinstein, A. 1974, *Monthly Notices R.A.S.* 121, 171
- Fernie, J.D. 1972, *Astron.J.* 77, 150
- Fernie, J.D. 1976, *Publ.A.S.P.* 88, 969
- Golay, M. 1974, *Introduction to Astronomical Photometry*, D. Reidel, Boston, p.149
- Houk, N., Hartoog, M.R., Cowley, A.P. 1976, *Astron.J.* 81, 116
- Humphreys, R.M. 1970, *Astron.J.* 75, 602
- Jaschek, C., Hernandez, E., Sierra, A., Gerhardt, A. 1972, *Catalogo de Estrelas Observadas Fotoeletricamente*, La Plata
- Johnson, H.L. & Morgan, W.W. 1953, *Astrophys.J.* 117, 313
- Johnson, H.L. 1969, in *Basic Astronomical Data*, K. Aa. Strand ed., University of Chicago Press, Chicago, p.204
- Kraft, R.P. 1969, in *Basic Astronomical Data*, K. Aa. Strand ed., University of Chicago Press, Chicago, p.425

- Kron, G.E. & Svolopoulos, S.N. 1959, Publ.A.S.P.71,126
- McCracken, D.D. & Dorn, W.S. 1964, Numerical Methods and Fortran Programming, John Wiley, New York, p.250
- Mendoza, E.E. 1976, Rev.Mex.Astron.Astrof.1,363
- Mendoza, E.E. 1978, Reunião Regional Latinoamericana (Santiago) (não publicado)
- Peat, D.W. 1964, Monthly Notices R.A.S.128,435
- Peat, D.W. 1966, Monthly Notices R.A.S.131,467
- Pel, J.W. 1976, Astron. & Astrophys. Suppl.24,413
- Peton, A., Bigay, J.H., Garnier, R., Paturel, G. 1972, Astron. & Astrophys.17,47
- Rochol, J. & Strauss, F.M. 1975, Rev. Bras. Tec.6,317
- Rosendhal, J.D. 1970, Astrophys.J.159,107
- Schmidt-Kaler, Th. 1965, in Landolt-Börstein & H.H. Voigt eds., Astronomy and Astrophysics, Springer-Verlag, Berlin, p. 301
- Sharpless, S. 1969, in Basic Astronomical Data, K. Aa. Strand ed., University of Chicago Press, Chicago, p.225
- Stock, J. & Williams, A.D. 1969, in Astronomical Techniques, W.A. Hiltner ed., University of Chicago Press, Chicago, p. 374
- Tebbe, P.J. 1969, Astron. J.74,920

A P Ê N D I C E

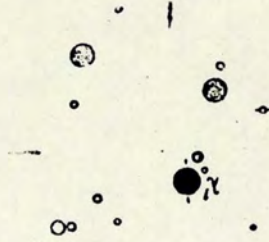
MAPAS DE LOCALIZAÇÃO DAS
ESTRELAS PADRÃO



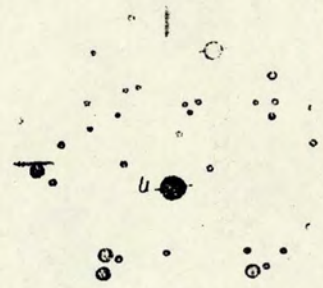
nº HD	letra designativa
ascensão reta	declinação
α	β mag. visual



HD2262 (χ)
 $0^{\text{h}}25^{\text{m}}.0 \quad -43^{\circ}49'$
 2.033 2.841 3.9



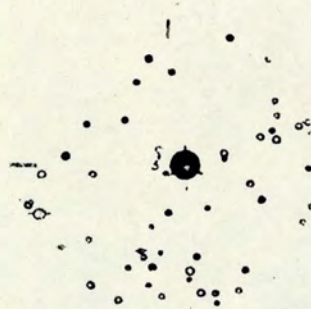
HD2834 (λ^1)
 $0^{\text{h}}30^{\text{m}}.2 \quad -48^{\circ}57'$
 2.063 2.898 4.8



HD4150 (η)
 $0^{\text{h}}42^{\text{m}}.2 \quad -57^{\circ}36'$
 2.020 2.856 4.4



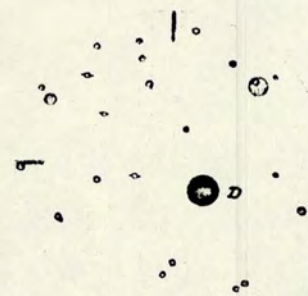
HD5737 (α)
 $0^{\text{h}}57^{\text{m}}.4 \quad -29^{\circ}30'$
 1.945 2.659 4.3



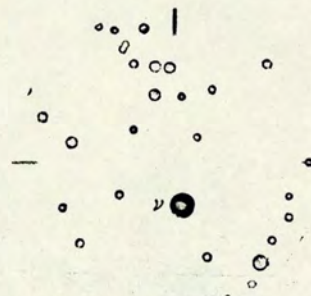
HD6882 (ξ)
 $1^{\text{h}}7^{\text{m}}.3 \quad -55^{\circ}23'$
 1.991 2.746 3.9



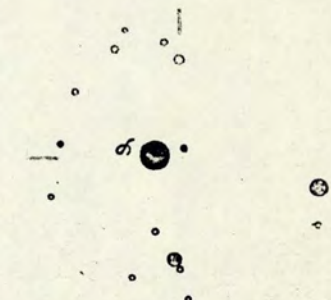
HD11171 (χ)
 $1^{\text{h}}48^{\text{m}}.4 \quad -10^{\circ}49'$
 1.987 2.738 4.7



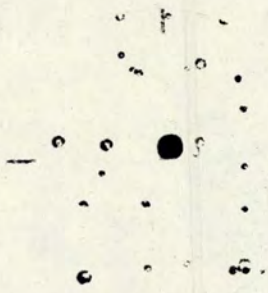
HD12311 (α)
 $1^{\text{h}}58^{\text{m}}.0 \quad -61^{\circ}41'$
 1.991 2.769 2.9



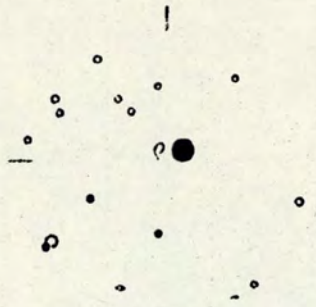
HD12767 (ν)
 $2^{\text{h}}3^{\text{m}}.4 \quad -29^{\circ}25'$
 1.971 2.713 4.7



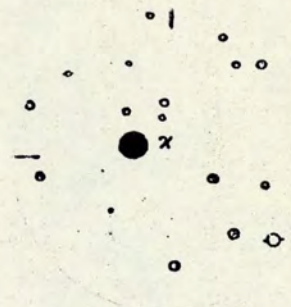
HD14228 (ϕ)
 $2^{\text{h}}15^{\text{m}}.6 \quad -51^{\circ}38'$
 1.996 2.756 3.6



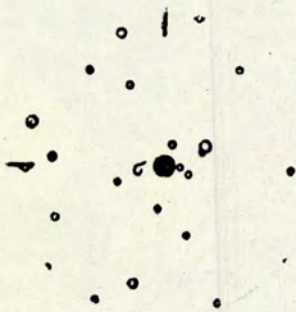
HD15008 (δ)
 $2^{\text{h}}21^{\text{m}}.3$ $-68^{\circ}46'$
 2.055 2.880 4.1



HD15130 (ρ)
 $2^{\text{h}}24^{\text{m}}.7$ $-12^{\circ}24'$
 2.024 2.816 4.9



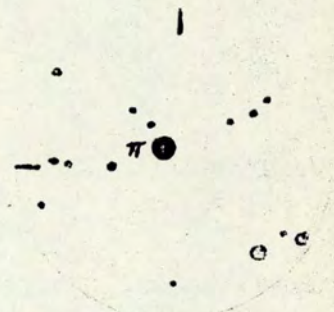
HD15371 (χ)
 $2^{\text{h}}26^{\text{m}}.1$ $-47^{\circ}49'$
 1.963 2.691 4.2



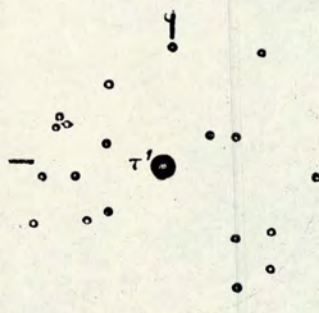
HD15798 (σ)
 $2^{\text{h}}30^{\text{m}}.9$ $-15^{\circ}21'$
 1.941 2.643 4.8



HD16754 (s)
 $2^{\text{h}}38^{\text{m}}.8$ $-43^{\circ}00'$
 2.054 2.887 4.8



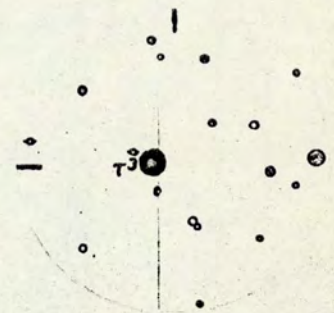
HD17081 (π)
 $2^{\text{h}}42^{\text{m}}.9$ $-13^{\circ}58'$
 1.975 2.719 4.2



HD17206 (τ^1)
 $2^{\text{h}}43^{\text{m}}.9$ $-18^{\circ}41'$
 1.943 2.649 4.5



HD18622/3 (u^{1^2})
 $2^{\text{h}}57^{\text{m}}.3$ $-40^{\circ}24'$
 2.033 2.842 2.9



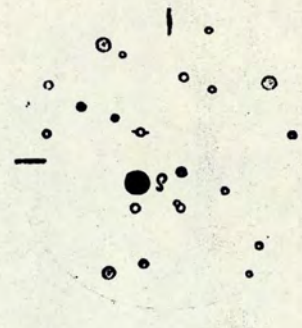
HD18978 (τ^3)
 $3^{\text{h}}1^{\text{m}}.3$ $-23^{\circ}43'$
 2.038 2.851 4.1



HD20010 (α)
 $3^{\text{h}}11^{\text{m}}0$ $-29^{\circ}05'$
 1.926 2.623 3.8



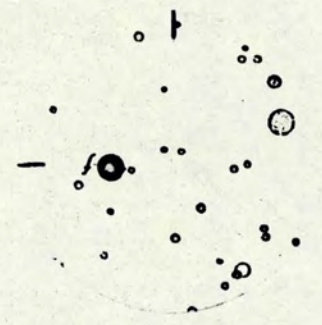
HD22203 (τ^5)
 $3^{\text{h}}32^{\text{m}}7$ $-21^{\circ}43'$
 1.999 2.766 4.3



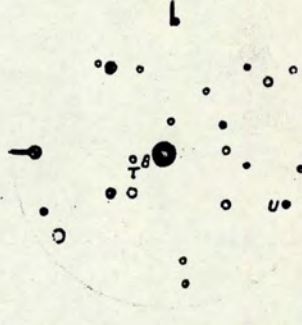
HD23227 (δ)
 $3^{\text{h}}41^{\text{m}}2$ $-32^{\circ}01'$
 1.952 2.668 5.0



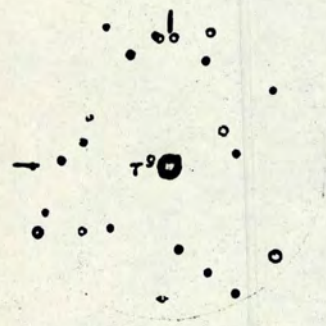
HD23754 (τ^6)
 $3^{\text{h}}45^{\text{m}}8$ $-23^{\circ}19'$
 1.957 2.669 4.2



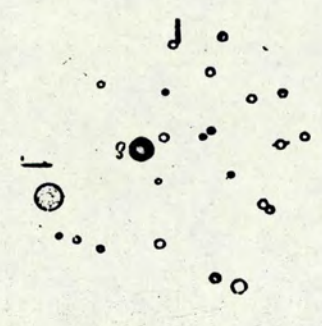
HD24071/2 (*f*)
 $3^{\text{h}}47^{\text{m}}7$ $-37^{\circ}42'$
 2.062 2.889 4.3



HD24587 (τ^8)
 $3^{\text{h}}52^{\text{m}}6$ $-24^{\circ}41'$
 1.991 2.743 4.6



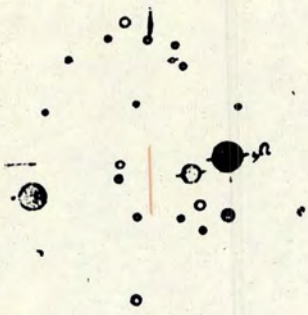
HD25267 (τ^9)
 $3^{\text{h}}58^{\text{m}}8$ $-24^{\circ}05'$
 1.987 2.733 4.7



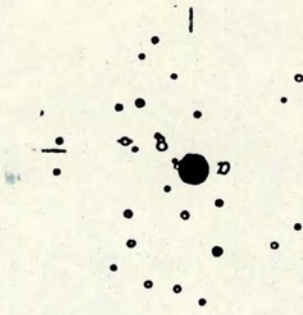
HD26612 (δ)
 $4^{\text{h}}10^{\text{m}}0$ $-42^{\circ}04'$
 1.972 2.714 4.9



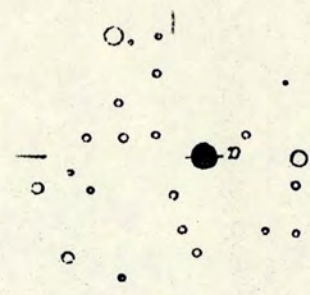
HD27290 (γ)
 $4^{\text{h}}15^{\text{m}}4$ $-51^{\circ}33'$
 1.989 2.742 4.2



HD27376 (ν^4)
 $4^{\text{h}}16^{\text{m}}9$ $-33^{\circ}52'$
 2.002 2.768 3.6



HD29305 (α)
 $4^{\text{h}}33^{\text{m}}5$ $-55^{\circ}06'$
 1.993 2.759 3.3



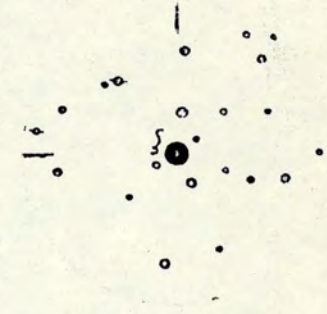
HD29875 (α)
 $4^{\text{h}}39^{\text{m}}8$ $-41^{\circ}55'$
 1.981 2.732 4.4



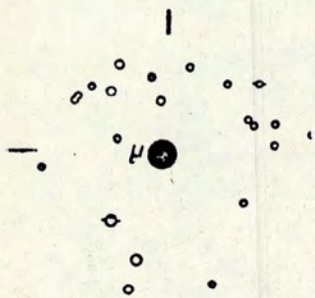
HD32045
 $4^{\text{h}}58^{\text{m}}8$ $-12^{\circ}34'$
 1.989 2.755 4.8



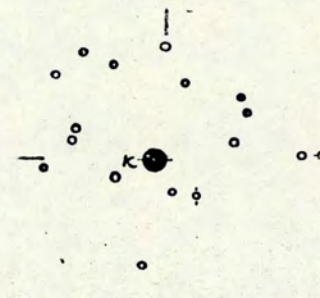
HD32309
 $5^{\text{h}}00^{\text{m}}3$ $-20^{\circ}05'$
 2.035 2.839 4.9



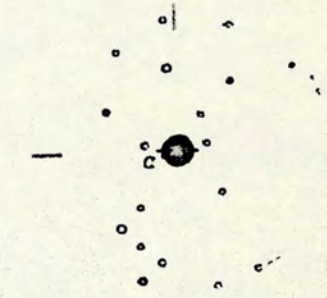
HD33262 (ϵ)
 $5^{\text{h}}05^{\text{m}}1$ $-57^{\circ}30'$
 1.927 2.618 4.7



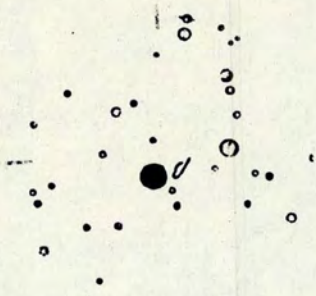
HD33904 (μ)
 $5^{\text{h}}11^{\text{m}}8$ $-16^{\circ}14'$
 1.987 2.735 3.3



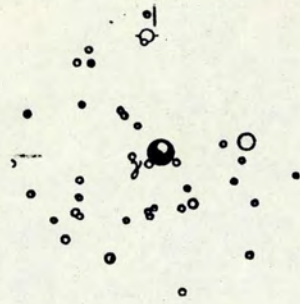
HD33949 (κ)
 $5^{\text{h}}12^{\text{m}}1$ $-12^{\circ}58'$
 1.980 2.722 4.4



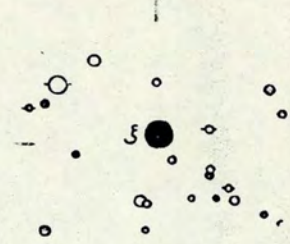
HD36673 (α)
 $5^{\text{h}}31^{\text{m}}6$ $-17^{\circ}50'$
 1.971 2.731 2.6



HD37350 (β)
 $5^{\text{h}}33^{\text{m}}.4 \quad -62^{\circ}30'$
 1.892 2.641 3.4



HD38393 (γ)
 $5^{\text{h}}43^{\text{m}}.4 \quad -22^{\circ}27'$
 1.941 2.630 3.6



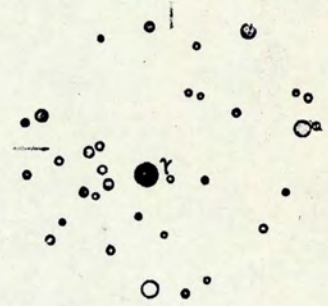
HD38678 (ϵ)
 $5^{\text{h}}45^{\text{m}}.8 \quad -14^{\circ}50'$
 2.052 2.877 3.6



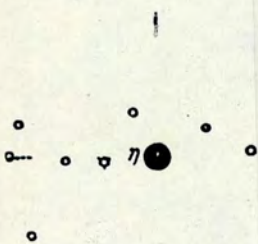
HD39014 (δ)
 $5^{\text{h}}44^{\text{m}}.7 \quad -65^{\circ}45'$
 2.002 2.790 4.4



HD39060 (β)
 $5^{\text{h}}46^{\text{m}}.7 \quad -51^{\circ}05'$
 2.043 2.859 3.8



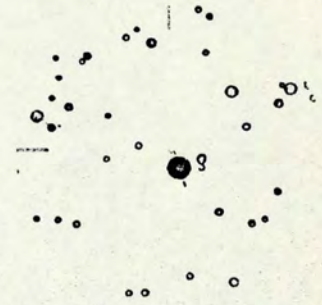
HD39764 (λ)
 $5^{\text{h}}52^{\text{m}}.2 \quad -33^{\circ}48'$
 1.977 2.717 4.9



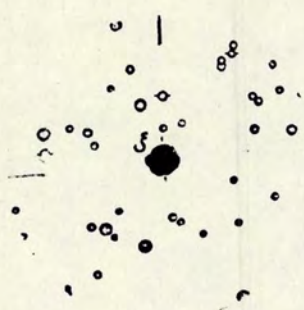
HD40136 (η)
 $5^{\text{h}}55^{\text{m}}.3 \quad -14^{\circ}10'$
 1.983 2.716 3.7



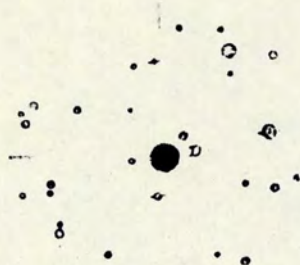
HD40494 (γ)
 $5^{\text{h}}56^{\text{m}}.7 \quad -35^{\circ}17'$
 1.935 2.645 4.4



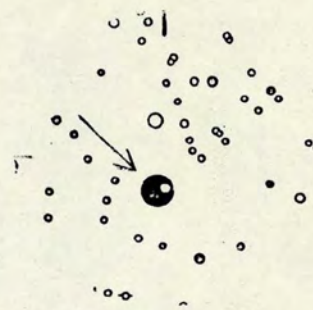
HD42933 (δ)
 $6^{\text{h}}9^{\text{m}}.8 \quad -54^{\circ}58'$
 1.925 2.599 4.8



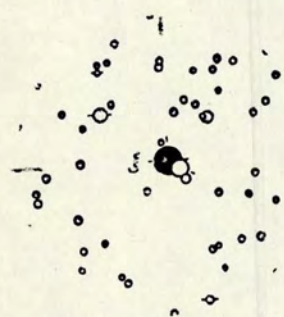
HD44402 (ϵ)
 $6^{\text{h}}19^{\text{m}}.4 \quad -30^{\circ}03'$
 1.953 2.677 3.0



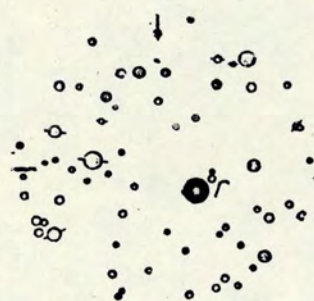
HD50241 (α)
 $6^{\text{h}}47^{\text{m}}.9 \quad -61^{\circ}55'$
 2.000 2.788 3.3



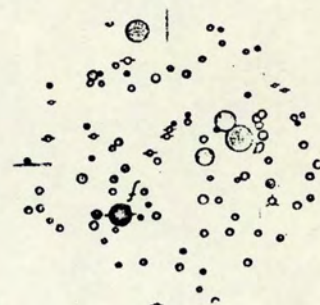
HD58350
 $7^{\text{h}}23^{\text{m}}.1 \quad -29^{\circ}15'$
 1.867 2.538 2.4



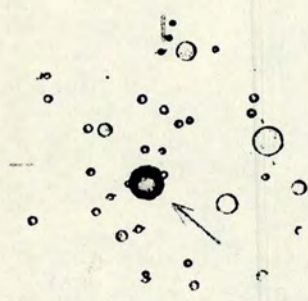
HD63700 (ϵ)
 $7^{\text{h}}48^{\text{m}}.2 \quad -24^{\circ}48'$
 1.888 2.624 3.4



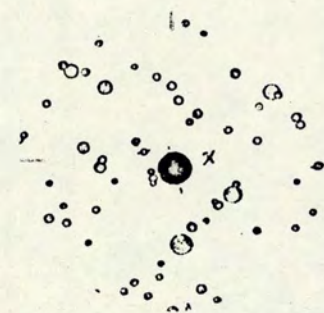
HD64760 (J)
 $7^{\text{h}}52^{\text{m}}.6 \quad -48^{\circ}02'$
 1.883 2.563 4.2



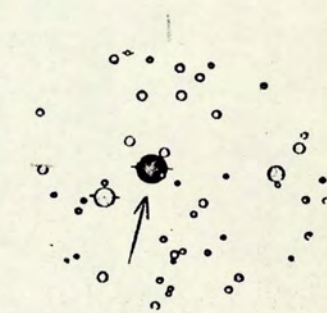
HD75821 (f)
 $8^{\text{h}}49^{\text{m}}.7 \quad -46^{\circ}26'$
 1.916 2.590 5.1



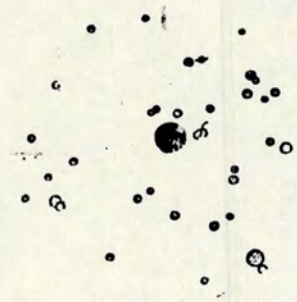
HD80404
 $9^{\text{h}}16^{\text{m}}.4 \quad -59^{\circ}10'$
 1.990 2.755 2.2



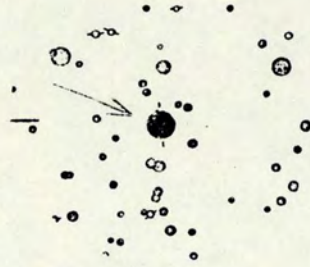
HD81188 (χ)
 $9^{\text{h}}21^{\text{m}}.3 \quad -54^{\circ}54'$
 1.940 2.628 2.5



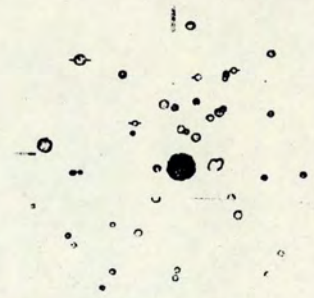
HD82434
 $9^{\text{h}}29^{\text{m}}.7 \quad -40^{\circ}21'$
 1.968 2.706 3.6



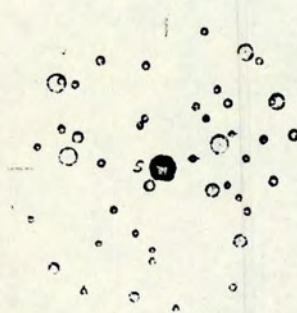
HD86440 (θ)
 $9^{\text{h}}56^{\text{m}}0$ $-54^{\circ}27'$
 1.918 2.597 3.5



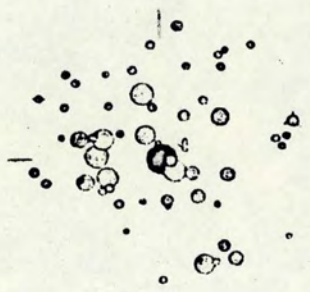
HD88955
 $10^{\text{h}}13^{\text{m}}7$ $-42^{\circ}0'$
 2.068 2.901 3.8



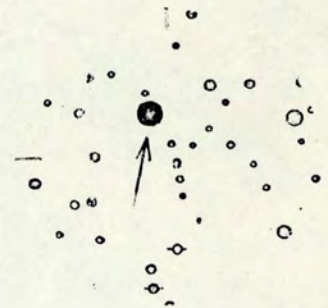
HD89080 (ω)
 $10^{\text{h}}13^{\text{m}}1$ $-69^{\circ}55'$
 1.770 2.646 3.3



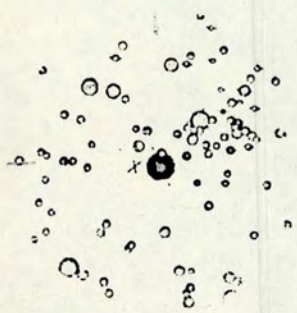
HD90853 (σ)
 $10^{\text{h}}27^{\text{m}}0$ $-58^{\circ}37'$
 1.971 2.725 3.8



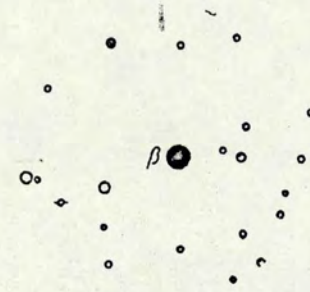
HD93030 (ν)
 $10^{\text{h}}42^{\text{m}}1$ $-64^{\circ}16'$
 1.925 2.600 2.8



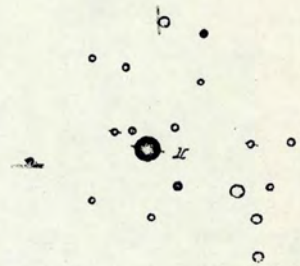
HD95370
 $10^{\text{h}}59^{\text{m}}0$ $-42^{\circ}5'$
 2.038 2.866 4.4



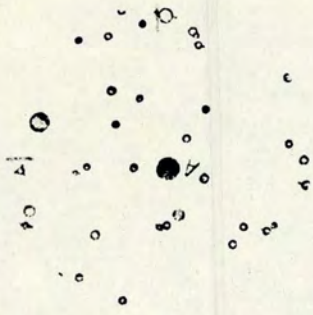
HD96918 (ξ)
 $11^{\text{h}}7^{\text{m}}5$ $-58^{\circ}50'$
 1.880 2.663 3.9



HD97277 (β)
 $11^{\text{h}}10^{\text{m}}4$ $-22^{\circ}41'$
 2.055 2.864 4.5



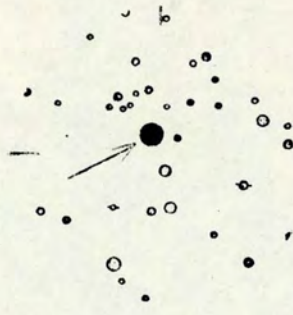
HD98718 (π)
 $11^{\text{h}}19^{\text{m}}9$ $-54^{\circ}21'$
 1.969 2.696 3.9



HD 100673 (A)

 $11^{\text{h}}33^{\text{m}}.6 \quad -54^{\circ}08'$

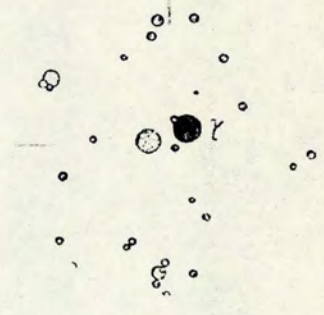
1.931 2.765 4.6



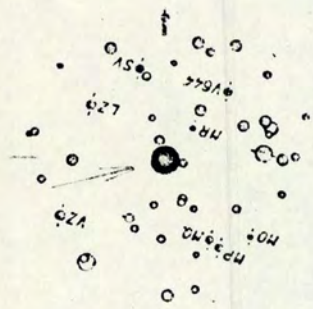
HD 101431

 $11^{\text{h}}39^{\text{m}}.0 \quad -34^{\circ}36'$

2.007 2.762 4.7

HD 102249 (λ)
 $11^{\text{h}}44^{\text{m}}.4 \quad -66^{\circ}35'$

2.036 2.856 3.6



HD 102350

 $11^{\text{h}}45^{\text{m}}.3 \quad -61^{\circ}02'$

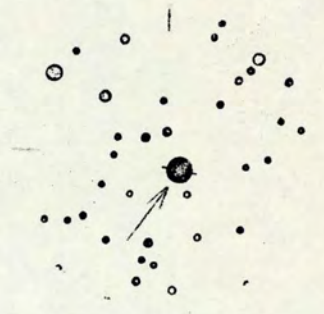
1.894 2.576 4.1



HD 102776 (j)

 $11^{\text{h}}48^{\text{m}}.5 \quad -63^{\circ}39'$

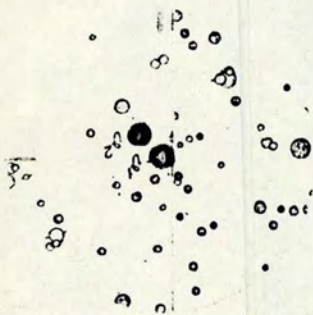
1.893 2.648 4.2



HD 103192

 $11^{\text{h}}51^{\text{m}}.6 \quad -33^{\circ}46'$

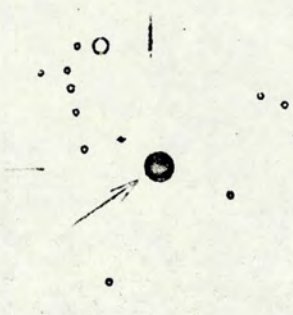
1.958 2.732 4.3

HD 104671 (v^1)
 $12^{\text{h}}01^{\text{m}}.7 \quad -63^{\circ}10'$

1.977 2.718 4.3

HD 104841 (v^2)
 $12^{\text{h}}3^{\text{m}}.0 \quad -63^{\circ}02'$

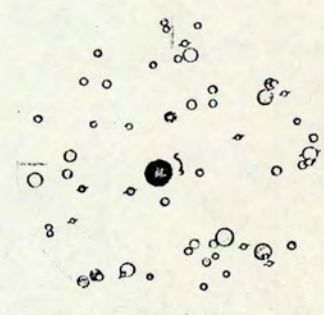
1.949 2.664 4.7



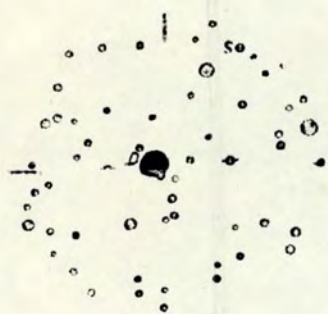
HD 106625

 $12^{\text{h}}14^{\text{m}}.5 \quad -17^{\circ}24'$

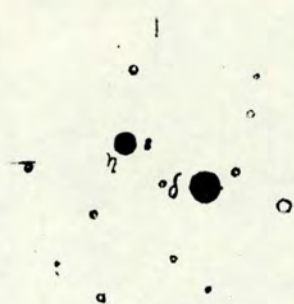
1.975 2.715 2.6

HD 106983 (ϵ)
 $12^{\text{h}}17^{\text{m}}.1 \quad -63^{\circ}52'$

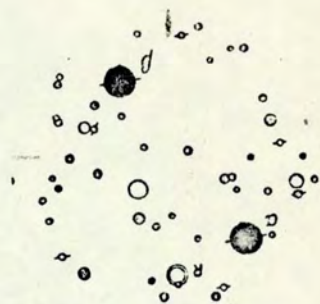
1.966 2.583 4.0



HD108483 (σ)
 $12^{\text{h}}26^{\text{m}}.7$ $-50^{\circ}06'$
 1.950 2.656 3.9



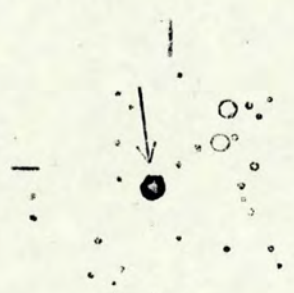
HD108767 (δ)
 $12^{\text{h}}28^{\text{m}}.6$ $-16^{\circ}23'$
 2.043 2.856 2.9
 HD109085 (η)
 $12^{\text{h}}30^{\text{m}}.8$ $-16^{\circ}03'$
 1.972 2.699 4.3



HD109668 (α)
 $12^{\text{h}}35^{\text{m}}.7$ $-69^{\circ}00'$
 1.945 2.645 2.7
 HD110879 (β)
 $12^{\text{h}}44^{\text{m}}.7$ $-67^{\circ}58'$
 1.960 2.672 3.0



HD110304
 $12^{\text{h}}40^{\text{m}}.1$ $-48^{\circ}49'$
 2.042 2.862 2.2



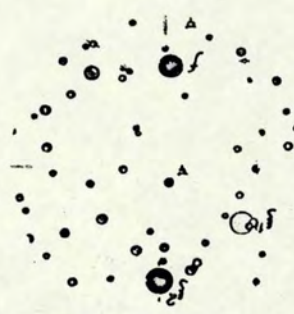
HD110956
 $12^{\text{h}}44^{\text{m}}.9$ $-56^{\circ}21'$
 1.974 2.698 4.6



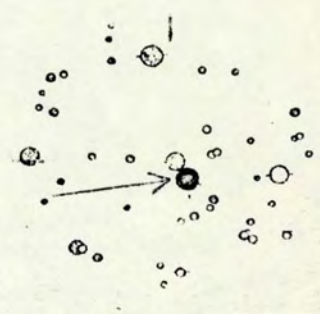
HD111968
 $12^{\text{h}}52^{\text{m}}.1$ $-40^{\circ}03'$
 2.015 2.811 4.3



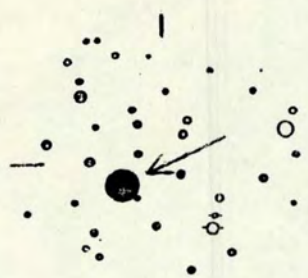
HD112078 (λ)
 $12^{\text{h}}53^{\text{m}}.2$ $-59^{\circ}01'$
 1.958 2.681 4.6



HD113703 (f)
 $13^{\text{h}}4^{\text{m}}.8$ $-48^{\circ}20'$
 1.979 2.710 4.7
 HD113791 (ξ^2)
 $13^{\text{h}}5^{\text{m}}.4$ $-49^{\circ}46'$
 1.957 2.653 4.3



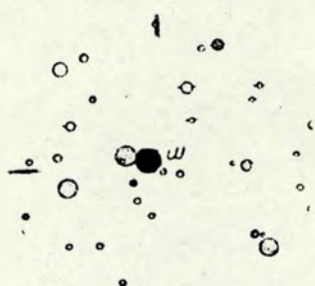
HD114529
 $13^{\text{h}}10^{\text{m}}.7$ $-59^{\circ}47'$
 1.995 2.755 4.6



HD115892

13^h19^m.2 -36°35'

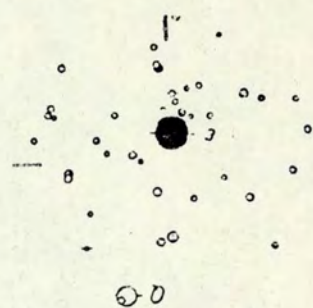
2.064 2.901 2.7



HD116243 (m)

13^h22^m.3 -64°24'

1.886 2.554 4.5



HD118716 (ε)

13^h38^m.3 -53°20'

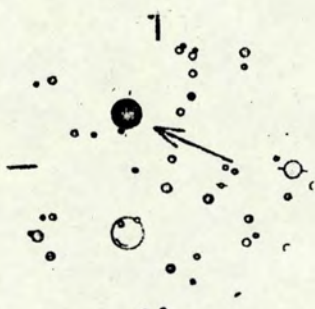
1.926 2.607 2.3



HD119756

13^h44^m.3 -32°55'

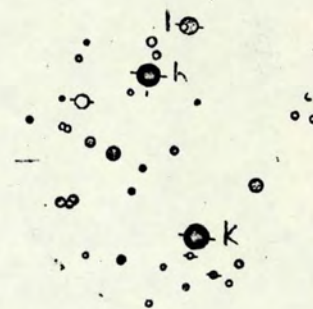
1.966 2.699 4.2



HD120307

13^h48^m.0 -41°34'

1.944 2.609 3.4



HD120709/0 (k)

13^h50^m.4 -32°52'

1.976 2.704 4.3

HD120955 (h)

13^h51^m.8 -31°48'

1.950 2.665 4.7

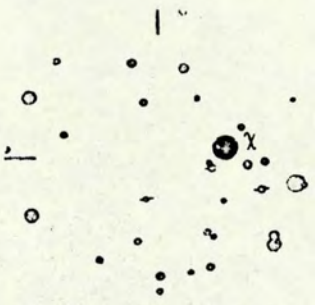
HD121790 (ν¹)13^h57^m.1 -44°41'

1.948 2.636 3.9

HD122223 (ν²)

14^h 0^m.2 -45°29'

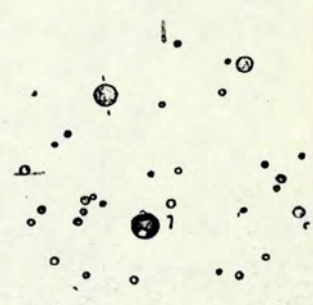
1.925 2.647 4.3



HD122980 (χ)

14^h 4^m.5 -41°04'

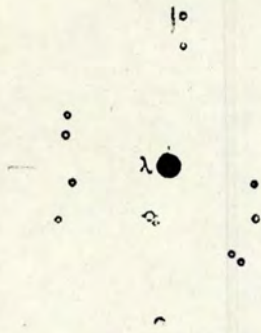
1.955 2.655 4.4



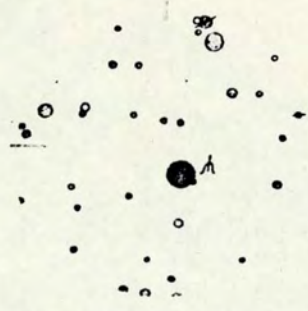
HD125238 (ι)

14^h17^m.8 -45°57'

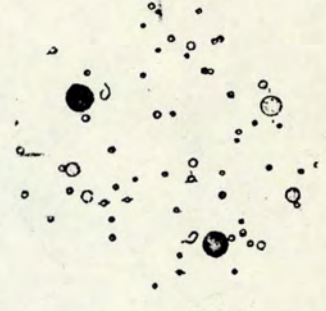
1.945 2.656 3.6



HD125337 (λ)
 $14^{\text{h}}17^{\text{m}}.8 \quad -13^{\circ}15'$
 2.054 2.872 4.5



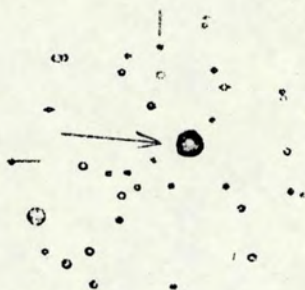
HD125473 (ψ)
 $14^{\text{h}}19^{\text{m}}.0 \quad -37^{\circ}46'$
 2.039 2.823 4.0



HD127381 (σ)
 $14^{\text{h}}30^{\text{m}}.9 \quad -50^{\circ}21'$
 1.936 2.625 4.4
 HD128345 (ρ)
 $14^{\text{h}}36^{\text{m}}.2 \quad -49^{\circ}19'$
 1.973 2.715 4.0



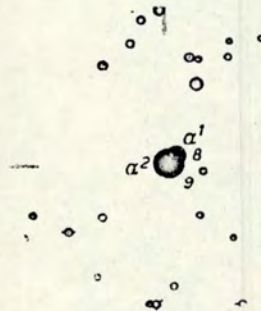
HD129056 (α)
 $14^{\text{h}}40^{\text{m}}.3 \quad -47^{\circ}17'$
 1.926 2.604 2.3



HD129116
 $14^{\text{h}}40^{\text{m}}.4 \quad -37^{\circ}41'$
 1.958 2.672 4.0



HD130109
 $14^{\text{h}}45^{\text{m}}.0 \quad +2^{\circ}00'$
 2.031 2.846 3.7

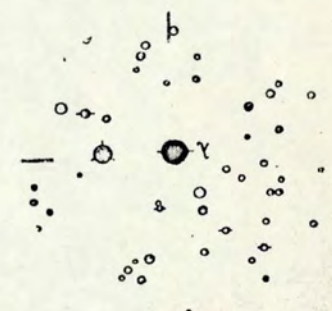


HD130819 (α^1)
 $14^{\text{h}}49^{\text{m}}.3 \quad -15^{\circ}54'$
 1.958 2.678 5.2

HD130841 (α^2)
 $14^{\text{h}}49^{\text{m}}.5 \quad -15^{\circ}56'$
 2.038 2.863 2.8



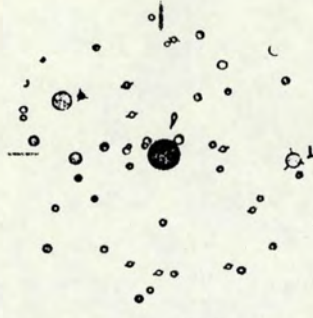
HD132200 (χ)
 $14^{\text{h}}57^{\text{m}}.5 \quad -42^{\circ}00'$
 1.944 2.644 3.1



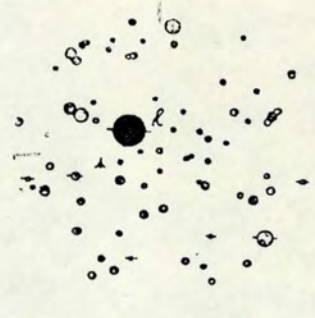
HD133955 (λ)
 $15^{\text{h}}7^{\text{m}}.2 \quad -45^{\circ}11'$
 1.963 2.686 4.0



HD135153 (i)
 $15^{\text{h}}13^{\text{m}}.1 \quad -31^{\circ}26'$
 1.975 2.744 4.9



HD135382 (δ)
 $15^{\text{h}}16^{\text{m}}.6 \quad -68^{\circ}35'$
 2.018 2.814 2.9



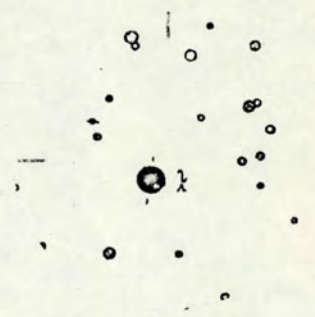
HD138690 (γ)
 $15^{\text{h}}33^{\text{m}}.5 \quad -41^{\circ}5'$
 1.942 2.638 2.8



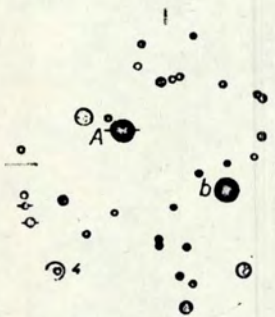
HD139365 (τ)
 $15^{\text{h}}37^{\text{m}}.1 \quad -29^{\circ}42'$
 1.960 2.685 3.6



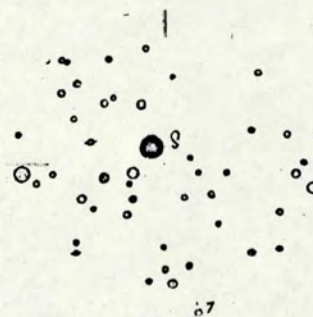
HD140008 (ψ^2)
 $15^{\text{h}}41^{\text{m}}.1 \quad -34^{\circ}38'$
 1.980 2.725 4.8



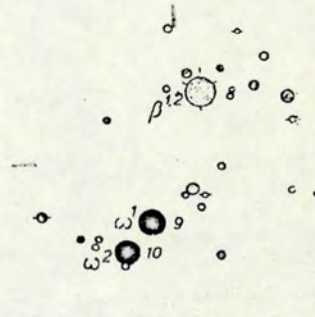
HD141556 (χ)
 $15^{\text{h}}49^{\text{m}}.4 \quad -33^{\circ}33'$
 2.035 2.841 4.0



HD141637 (b)
 $15^{\text{h}}49^{\text{m}}.5 \quad -25^{\circ}41'$
 1.941 2.638 4.7



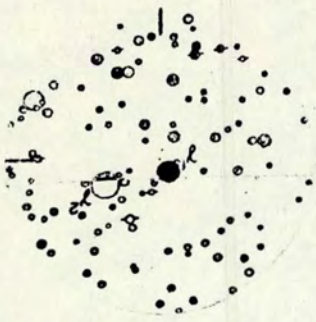
HD144197 (δ)
 $16^{\text{h}}4^{\text{m}}.7 \quad -45^{\circ}6'$
 2.037 2.850 4.7



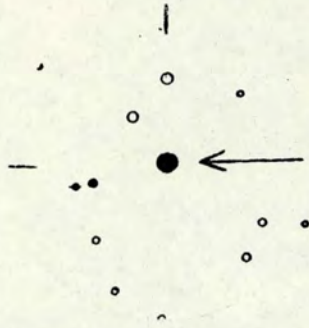
HD144470 (ω^1)
 $16^{\text{h}}5^{\text{m}}.3 \quad -20^{\circ}36'$
 1.933 2.621 4.0

HD142114 (A)
 $15^{\text{h}}52^{\text{m}}.1 \quad -25^{\circ}15'$
 1.958 2.680 4.6

HD144608 (ω^2)
 $16^{\text{h}}5^{\text{m}}.9 \quad -20^{\circ}48'$
 1.890 2.579 4.3

HD146143 (γ^1)
 $16^{\text{h}}15^{\text{m}}.1 \quad -50^{\circ}0'$

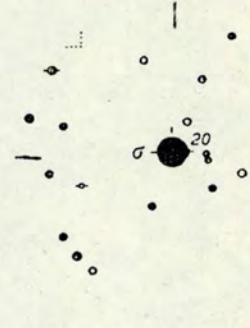
1.914 2.669 5.0



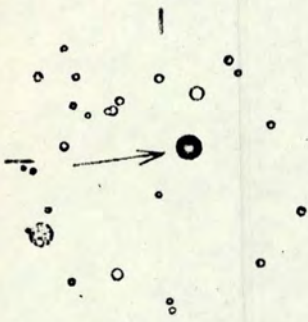
HD146624

 $16^{\text{h}}16^{\text{m}}.8 \quad -28^{\circ}33'$

2.072 2.926 4.8

HD147165 (σ)
 $16^{\text{h}}19^{\text{m}}.7 \quad -25^{\circ}32'$

1.906 2.609 2.9



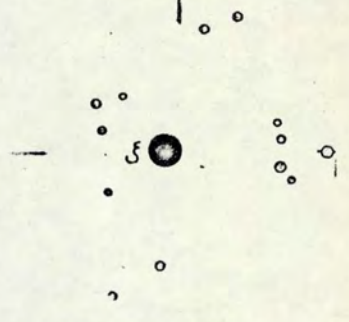
HD148703

 $16^{\text{h}}29^{\text{m}}.8 \quad -34^{\circ}39'$

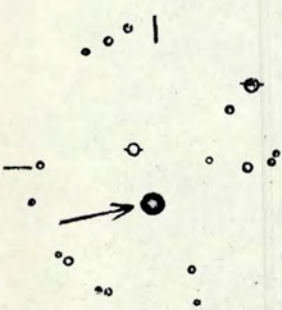
1.944 2.647 4.2

HD149438 (τ)
 $16^{\text{h}}34^{\text{m}}.3 \quad -28^{\circ}10'$

1.918 2.604 2.8

HD149757 (ϵ)
 $16^{\text{h}}35^{\text{m}}.8 \quad -10^{\circ}31'$

1.901 2.578 2.6



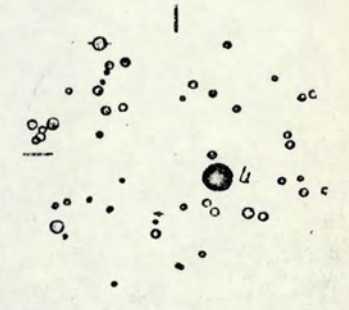
HD154090

 $17^{\text{h}}3^{\text{m}}.2 \quad -34^{\circ}5'$

1.832 2.538 4.9

HD155125 (η)
 $17^{\text{h}}8^{\text{m}}.9 \quad -15^{\circ}42'$

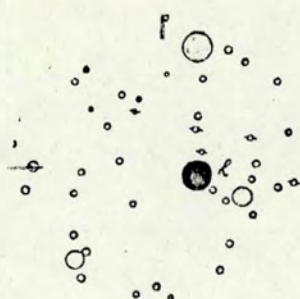
2.054 2.894 2.4

HD155203 (θ)
 $17^{\text{h}}10^{\text{m}}.4 \quad -43^{\circ}12'$

1.953 2.694 3.3



HD156897 (ξ)
 $17^{\text{h}}19^{\text{m}}.5$ $-21^{\circ}5'$
 1.959 2.679 4.4



HD157246 (γ)
 $17^{\text{h}}23^{\text{m}}.3$ $-56^{\circ}21'$
 1.898 2.560 3.3



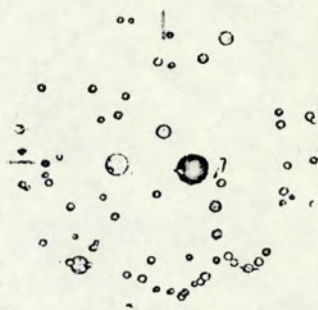
HD158408 (ν)
 $17^{\text{h}}29^{\text{m}}.1$ $-37^{\circ}17'$
 1.945 2.629 2.7



HD159217 (σ)
 $17^{\text{h}}33^{\text{m}}.8$ $-46^{\circ}29'$
 2.021 2.799 4.6



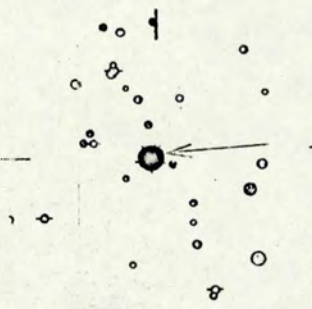
HD159876 (ϵ)
 $17^{\text{h}}36^{\text{m}}.1$ $-15^{\circ}23'$
 2.003 2.786 3.5



HD161471 (ι)
 $17^{\text{h}}45^{\text{m}}.8$ $-40^{\circ}7'$
 1.923 2.676 3.0



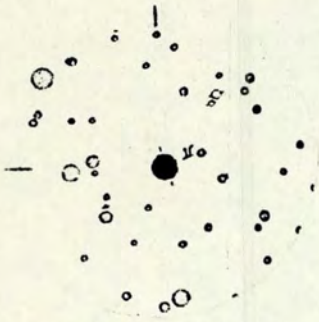
HD161868 (γ)
 $17^{\text{h}}46^{\text{m}}.6$ $+2^{\circ}43'$
 2.053 2.908 3.8



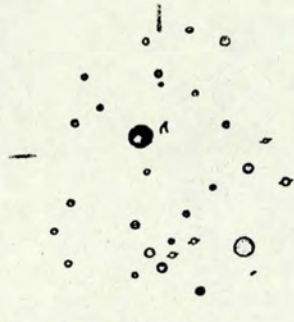
HD164353
 $17^{\text{h}}59^{\text{m}}.4$ $+2^{\circ}56'$
 1.905 2.590 4.0



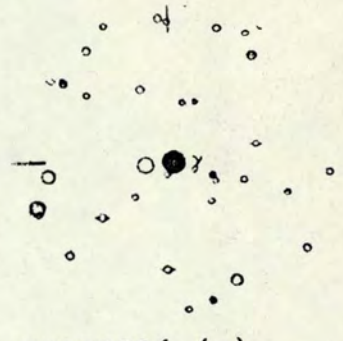
HD165024 (θ)
 $18^{\text{h}}4^{\text{m}}.7$ $-50^{\circ}6'$
 1.910 2.583 3.7



HD165040 (π)
 $18^{\text{h}} 6^{\text{m}}.2 \quad -63^{\circ} 40'$
 2.028 2.840 4.4



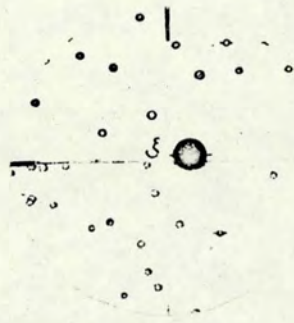
HD169978 (ν)
 $18^{\text{h}} 29^{\text{m}}.0 \quad -62^{\circ} 18'$
 1.988 2.717 4.6



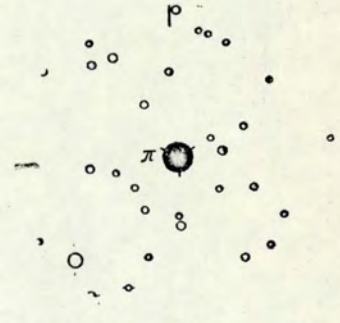
HD170296 (γ)
 $18^{\text{h}} 27^{\text{m}}.8 \quad -14^{\circ} 35'$
 2.030 2.837 4.7



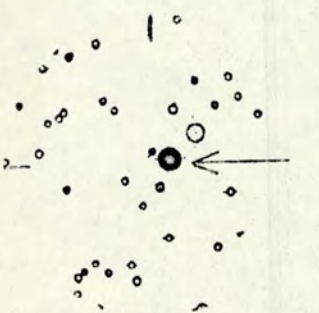
HD172910
 $18^{\text{h}} 42^{\text{m}}.6 \quad -35^{\circ} 40'$
 1.954 2.676 4.9



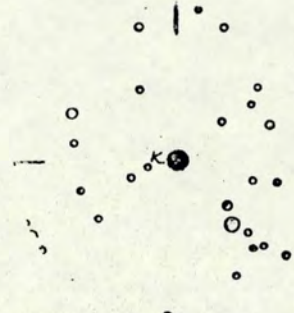
HD176687 (ξ)
 $19^{\text{h}} 1^{\text{m}}.0 \quad -29^{\circ} 55'$
 2.064 2.910 2.6



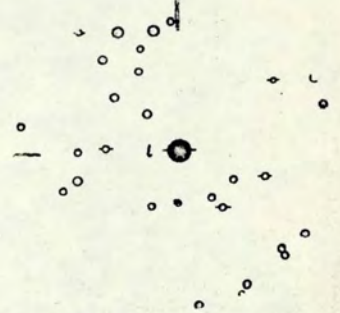
HD178524 (π)
 $19^{\text{h}} 8^{\text{m}}.3 \quad -21^{\circ} 4'$
 1.951 2.702 2.9



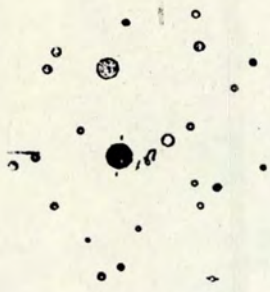
HD184707
 $19^{\text{h}} 35^{\text{m}}.2 \quad -24^{\circ} 56'$
 2.040 2.852 4.6



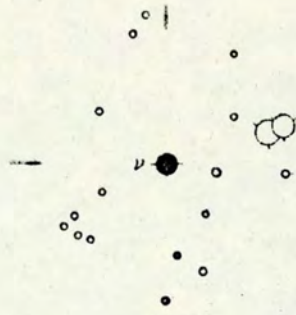
HD184915 (κ)
 $19^{\text{h}} 35^{\text{m}}.5 \quad -7^{\circ} 5'$
 1.881 2.565 5.0



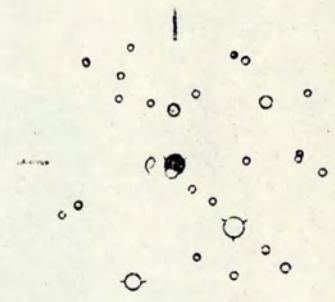
HD184930 (ι)
 $19^{\text{h}} 35^{\text{m}}.4 \quad -1^{\circ} 21'$
 1.967 2.711 4.4



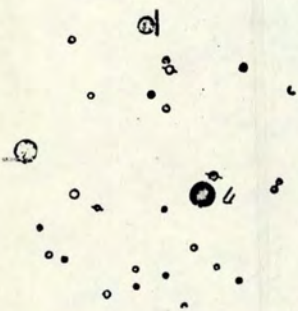
HD189103 (θ^1)
 19^h58^m.1 -35°21'
 1.947 2.661 4.4



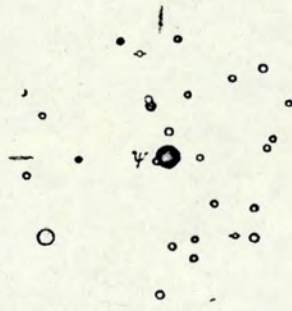
HD193432 (ν)
 20^h19^m.3 -12°50'
 2.047 2.856 4.8



HD194943 (ρ)
 20^h27^m.4 -17°54'
 1.972 2.700 4.8



HD197157 (η)
 20^h42^m.2 -52° 1'
 2.007 2.784 4.5



HD197692 (ψ)
 20^h44^m.6 -25°22'
 1.964 2.670 4.1



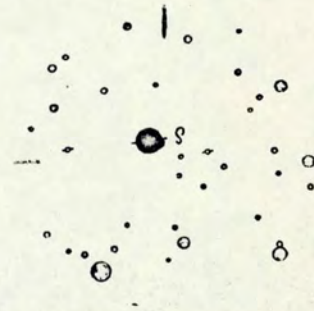
HD203006 (θ^1)
 21^h19^m.2 -40°55'
 2.037 2.837 4.8



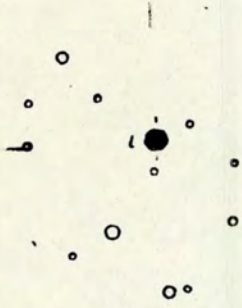
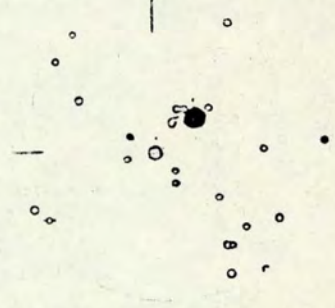
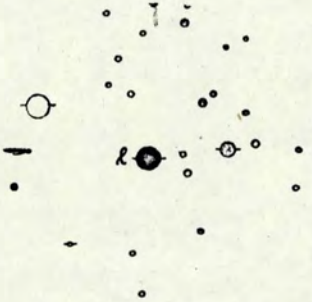
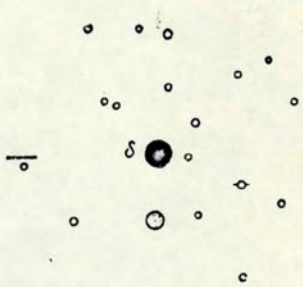
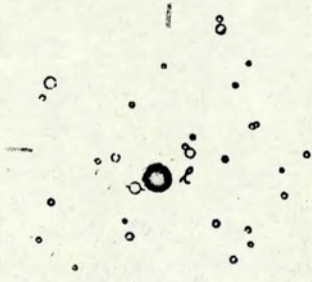
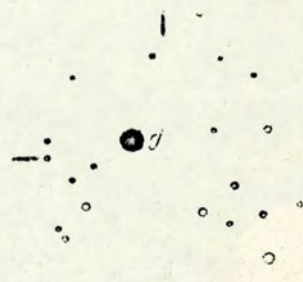
HD206742 (ι)
 21^h43^m.5 -33° 8'
 2.049 2.875 4.3

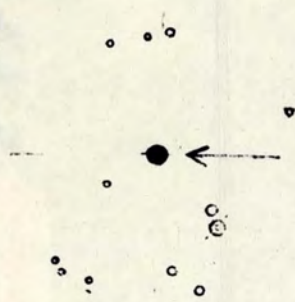


HD207971 (γ)
 21^h52^m.4 -37°29'
 1.982 2.748 3.0



HD208450 (δ)
 21^h56^m.2 -55° 7'
 1.991 2.758 4.4

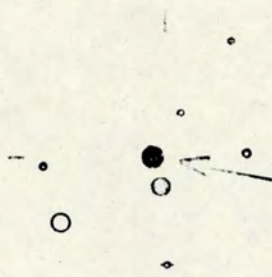
HD209819 (ι)
 $22^{\text{h}} 5^{\text{m}}.1 \quad -13^{\circ} 59'$
 $2.011 \quad 2.793 \quad 4.2$
HD210049 (μ)
 $22^{\text{h}} 6^{\text{m}}.9 \quad -33^{\circ} 7'$
 $2.044 \quad 2.871 \quad 4.5$
HD213320 (σ)
 $22^{\text{h}} 29^{\text{m}}.3 \quad -10^{\circ} 48'$
 $2.046 \quad 2.862 \quad 4.8$
HD213398 (β)
 $22^{\text{h}} 30^{\text{m}}.1 \quad -32^{\circ} 28'$
 $2.069 \quad 2.908 \quad 4.3$
HD216336 (γ)
 $22^{\text{h}} 51^{\text{m}}.1 \quad -33^{\circ} 0'$
 $2.029 \quad 2.830 \quad 4.5$
HD216627 (δ)
 $22^{\text{h}} 53^{\text{m}}.3 \quad -15^{\circ} 57'$
 $2.053 \quad 2.881 \quad 3.3$
HD218227 (θ)
 $23^{\text{h}} 5^{\text{m}}.5 \quad -43^{\circ} 39'$
 $1.972 \quad 2.733 \quad 4.3$
HD219571 (γ)
 $23^{\text{h}} 16^{\text{m}}.0 \quad -58^{\circ} 22'$
 $1.956 \quad 2.671 \quad 4.0$
HD221507 (β)
 $23^{\text{h}} 31^{\text{m}}.6 \quad -37^{\circ} 57'$
 $2.008 \quad 2.755 \quad 4.4$



HD221565

23^h32^m.0 -21° 3'

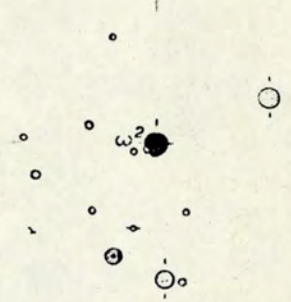
2.034 2.855 4.7



HD222574

23^h40^m.5 -17° 57'

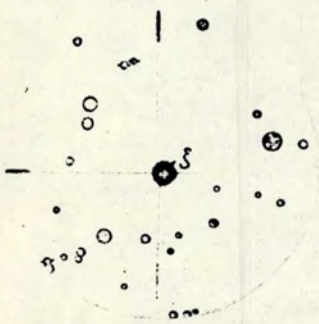
1.902 2.615 4.8



HD222661 (ω^2)

23^h41^m.4 -14° 41'

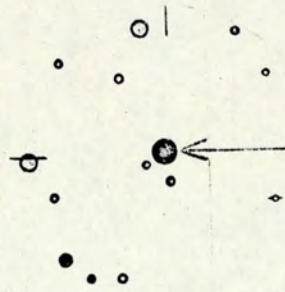
2.048 2.870 4.5



HD224990 (ξ)

0^h 1^m.0 -29° 52'

1.970 2.708 5.0



HD225132

0^h 2^m.5 -17° 28'

1.950 2.789 4.6