

# STUDIO FOTOMETRICO IN DUE COLORI DELLA VARIABILE A ECLISSE SZ HERCULIS

Nota di P. BROGLIA, A. MASANI, E. PESTARINO (\*)

RIASSUNTO. — Da 303 e 321 osservazioni fotoelettriche eseguite rispettivamente alle  $\lambda_{\text{eff}}$  4260 Å e 5260 Å sulla variabile SZ Her di tipo EA si sono ottenute le curve di luce e l'andamento dell'indice di colore. È discussa e confermata la variazione del periodo prima ritenuta come dubbia.

Si sono calcolati col metodo di Russell-Merrill gli elementi fotometrici del sistema nei due colori ed inoltre si è valutata la differenza dei coefficienti di oscuramento al bordo  $x_{\text{bleu}} - x_{\text{giallo}}$ .

Si suggerisce un metodo per la determinazione della funzione sorgente monocromatica e si discute la possibilità di applicarlo alle variabili a eclisse sulla base dei risultati ottenuti per la SZ Her.

ABSTRACT. — From 303 and 321 photoelectric observations at  $\lambda_{\text{eff}}$  4260 Å and 5260 Å of the EA type variable SZ Her light and colour curves have been obtained. Period variation before doubt retained is discussed and confirmed.

System's photoelectric elements in two colours with Russell-Merrill method have been obtained.

Darkening coefficient's difference  $x_b - x_y$  have also evaluated.

A method for monochromatic source function determination is suggested and his applicability to eclipsing systems is discussed from results obtained from SZ Her.

## CENNO BIBLIOGRAFICO

Un completo riassunto dei lavori riguardanti la SZ Herculis (= BD + 33°2930) dalla scoperta della sua variabilità, fatta da M.me Ceraski nel 1908, fino al 1923 è stato fatto da Dugan <sup>(1)</sup> il quale poi, usando sue osservazioni eseguite con un fotometro a polarizzazione, ha ricavato gli elementi fotometrici del sistema e, basandosi sull'epoca iniziale di Blazko e su due minimi ben determinati del 1912 e del 1922 ha dato gli elementi: Min 2418495<sup>d</sup>.406 + 0<sup>d</sup>.8180972E. L'anno successivo, sulla scorta di nuove osservazioni, venne fatta una nuova determinazione del periodo da Zessewitsch <sup>(2)</sup> che due anni dopo, usando 27 epoche di minimo, dà una seconda effemeride contenente un termine sinusoidale <sup>(3)</sup>.

(\*) Pervenuta il 15 maggio 1955.

Osservazioni ulteriori, mentre da un lato sembrano confermare l'effemeride di Dugan (<sup>4</sup>), dall'altro mostrano una variazione del termine sinusoidale confermando i dati di Zessewitsch (<sup>5</sup>). Piotrowski, studiando le 110 epoche di minimo a lui note, concluse poi che l'aggiunta all'effemeride di un solo termine trigonometrico non bastava a rappresentare tutti i minimi (<sup>6</sup>). Per contro Lause l'anno dopo tornava a rappresentare i residui con un termine sinusoidale di piccola ampiezza (<sup>7</sup>). Dugan e Wright nel 1939 (<sup>8</sup>), usando tutte le osservazioni tratte dalla raccolta di Harvard, davano i nuovi elementi  $\text{Min } 2418495^{\text{d}}.407 + 0^{\text{d}}.8180965\text{E}$  e rappresentavano in un diagramma gli  $O - C$ , sia delle osservazioni di Harvard, sia di quelle ricavate dalla letteratura che nel frattempo si era andata notevolmente arricchendo (<sup>9</sup>). Da questo grafico non appariva nessuna sicura variazione di periodo fino al 1932, mentre le più recenti osservazioni concordavano nel mostrare un leggero accorciamento. Gli autori concludevano che le osservazioni fino ad allora fatte non permettevano l'introduzione nell'effemeride di un termine parabolico o sinusoidale per rappresentare i residui e notavano inoltre che probabilmente il minimo secondario seguiva il principale di  $\frac{P}{2} + 0^{\text{d}}.09$  (\*).

Dalla curva media ricavavano infine: Max  $10^{\text{m}}.24$ , MinI  $12^{\text{m}}.06$ , MinII  $10^{\text{m}}.36$  (grandezze fotografiche).

Questo sistema fotometrico appariva interessante anche per altro motivo. Da un risultato di Maggini riportato in (<sup>10</sup>) lo sfasamento tra le epoche dei minimi osservati in  $\lambda_{\text{eff}}$  corrispondenti al fotografico e fotovisuale internazionali era dell'ordine di  $3^{\text{m}}$ , risultato confermato da Himpel (<sup>11</sup>). Sempre in (<sup>11</sup>) è detto che il tipo spettrale è A3-A3. Nel Catalogo di Kukarkin e Parenago lo spettro è A0.

Moore (<sup>18</sup>) dà l'ultima epoca di minimo da noi trovata nella letteratura:  $2433501^{\text{d}}.723 \pm 0^{\text{d}}.002$  e propone gli elementi:  $2433501^{\text{d}}.723 + 0^{\text{d}}.8180929\text{E}$ . Infine nella « A Finding List » di Wood (1953) sono richieste osservazioni di minimo, di spettro e una nuova determinazione del periodo.

## LE OSSERVAZIONI

Le osservazioni sono state fatte secondo la tecnica seguita in precedenti lavori (<sup>13</sup>). La cellula applicata al riflettore Zeiss di 102 cm è di tipo Lallemand ed i filtri sono lo Schott BG 12 e OG 4 (\*\*\*) con i quali sono state fatte rispettivamente 303 e 321 misure. Abbiamo prese come confronto le stelle  $c := \text{BD} + 33^{\circ}2936$ ,  $d$ ,  $e$ ,  $f$ , indicate in Fig. 1. Al massimo

(\*) Lo sfasamento di  $0^{\text{d}}.09$  è incompatibile con la curva di luce ottenuta dallo stesso Dugan nel 1924. Probabilmente c'è un errore di stampa.

(\*\*\*) Le  $\lambda_{\text{eff}}$  risultano essere: Bleu = 4260 Å, Giallo = 5260 Å.

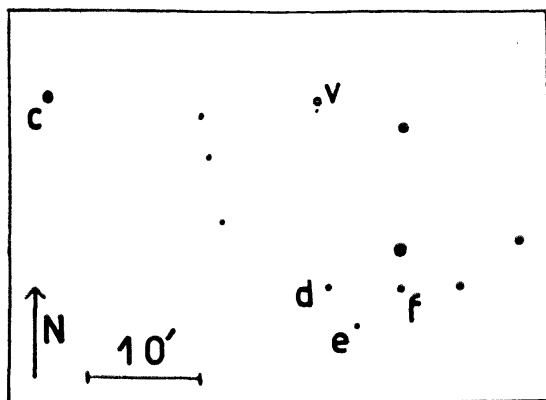


Fig. 1

di luminosità la variabile era paragonata con la *c*, al minimo principale in un primo tempo con la *d* e poi, essendo sorto un dubbio (rivelatosi poi del tutto infondato) sulla sua costanza, con la *e*. In ogni notte erano presi almeno due confronti. Tutte le stelle di paragone sono risultate costanti, come appare dai  $\Delta m$  ricavati durante le varie notti e qui riportati:

$n = 24$	$(d-c)_B = +0.996 \pm 0.004$	$(d-c)_G = +1.011 \pm 0.003$	$\Delta CI = -0.01_s$
$= 28$	$(e-c)_B = +1.296 \pm 0.004$	$(e-c)_G = +1.232 \pm 0.003$	$= +0.06_4$
$= 22$	$(f-c)_B = +1.198 \pm 0.005$	$(f-c)_G = +0.547 \pm 0.003$	$= +0.65_4$

$\Delta CI$  è la differenza tra gli indici di colore rispettivamente delle stelle *d*, *e*, *f*, e quello della *c*;  $n$  è il numero delle osservazioni da cui è stata ottenuta la media riportata a fianco.

Le stelle del campo della SZ Herculis sono state confrontate con la Sequenza polare ad Harvard (<sup>14</sup>). Riferendosi alle grandezze fotografiche e fotovisuali della BD + 33°2936 ivi riportate, con i  $\Delta m$  sopra trovati si ottiene:

	$m_B$	$m_G$	CI
BD + 33° 2936 = <i>c</i>	10.30	10.22	+ 0.08
<i>d</i>	11.30	11.23	+ 0.07
<i>e</i>	11.60	11.45	+ 0.15
<i>f</i>	11.50	10.77	+ 0.73

La variabile al massimo ed al minimo secondario è risultata più bleu del confronto *c*, al minimo principale più gialla del confronto *e*.

Complessivamente sono stati osservati 4 minimi principali. Le epoche eliocentriche dedotte sono:

Bleu	Giallo	
$d$	$d$	
2434901.486	901.486	incerto
—	905.5761	
923.5732	923.5732	
987.3854	987.3854	

TABELLA I —  $\Delta m = m_{var} - m_{conf}$ 

G. G. elioc. 2434000. +	Fase eliloc.	$\Delta m$ BLEU	$\Delta m$ GIALLO	G. G. elioc. 2434000. +	Fase eliloc.	$\Delta m$ BLEU	$\Delta m$ GIALLO
901.4484	.7814	+ 0.52		905.4741	.7166	— 0.086	
.4491	.7821		+ 0.63	.4777	.7202		+ 0.040
.4494	.7824	.53		.4783	.7208	.089	
.4540	.7870		.72	.4813	.7238		.046
.4544	.7874		.72	.4822	.7247	.089	
.4547	.7877	.67		.4869	.7294	.081	
.4554	.7884		.75	.4877	.7302		.044
.4609	.7939	.90		.4908	.7333	.072	
.4613	.7943		.96	.4914	.7339		.051
.4616	.7946	.95		.4941	.7366	.057	
.4623	.7953		1.00	.4948	.7373		.064
.4655	.7985		1.04	.4982	.7407	.048	
.4658	.7988	1.04		.4987	.7412		.089
.4692	.8022		1.16	.5019	.7444	— 0.023	
.4699	.8029	1.19		.5025	.7450		.108
.4731	.8061		1.30	.5056	.7481	+ 0.004	
.4738	.8068	1.43		.5064	.7489		.134
.4769	.8099		1.46	.5096	.7521	.041	
.4773	.8103	1.55		.5102	.7527		.168
.4814	.8144		1.67	.5102	.7527		.168
.4821	.8151	1.82		.5134	.7559	.082	
.4852	.0001		1.69	.5143	.7568		.201
.4859	.0008	1.90		.5190	.7615	.143	
.4898	.0047		+ 1.67	.5196	.7621		.268
901.4901	.0050	+ 1.80		.5227	.7652	.195	
905.3898	.6323		+ 0.008	.5232	.7657		.319
.3909	.6334	— 0.125		.5268	.7693	.260	
.3944	.6369		.010	.5273	.7698		.361
.3950	.6375	.134		.5306	.7731	.322	
.4012	.6437		.012	.5311	.7736		.429
.4019	.6444	.121		.5349	.7774	.403	
.4068	.6493	.129		.5353	.7778		.502
.4074	.6495		.006	.5384	.7809	.484	
.4111	.6536	.117		.5388	.7813		.571
.4117	.6542		.012	.5425	.7850		.735
.4151	.6576	.132		.5430	.7855	.608	
.4158	.6583		.008	.5464	.7889	.700	
.4210	.6635		.017	.5529	.7954	.910	
.4218	.6643	.125		.5532	.7957		.942
.4249	.6674		.012	.5634	.8059	1.375	
.4255	.6680	.117		.5638	.8063		1.325
.4288	.6713		.019	.5684	.8109	1.642	
.4297	.6722	.124		.5686	.8111		1.525
.4330	.6755		.019	.5728	.8153	1.852	
.4336	.6761	.101		.5733	.8158		1.671
.4384	.6809	.134		.5767	.0011		1.719
.4391	.6816		.024	.5770	.0014	1.902	
.4448	.6873		.023	.5777	.0021	+ 1.861	
.4454	.6879	.105		.5782	.0026		1.674
.4512	.6937	.106		.5821	.0065		1.529
.4526	.6951		.026	.5843	.0087		1.445
.4591	.7016		.037	.5871	.0115		1.344
.4599	.7024	.099		.5904	.0148		1.278
.4644	.7069		.038	.5929	.0173		1.103
.4648	.7073		.037	.5957	.0201		1.022
.4665	.7090	— 0.087		.5982	.0226		0.956
905.4734	.7159		+ 0.042	905.6012	.0256		+ 0.894

segue tabella I.

G. G. elioc. 2434000. +	FASE	$\Delta_m$ BLEU	$\Delta_m$ GIALLO	G. G. elioc. 2434000. +	FASE	$\Delta_m$ BLEU	$\Delta_m$ GIALLO
906.4370	.0433		+ 0.44	926.4111	.3831	+ 0.027	
.4408	.0471	+ 0.27		.4337	.4057		+ 0.241
.4415	.0478		.35	.4344	.4064	.044	
.4474	.0537	.17		.4368	.4088		.241
.4481	.0544		.27	.4375	.4095	.036	
.4509	.0572	.12		.4406	.4126		.250
.4516	.0579		.23	.4416	.4136	.043	
.4534	.0597	.08		.4448	.4168		.233
.4551	.0614		.19	.4455	.4175	.034	
.4586	.0649	.05		.4489	.4209		.230
.4593	.0656		.17	.4496	.4216	.028	
.4623	.0686	.01		.4524	.4244		.221
.4627	.0690		.13	.4538	.4258	.017	
.4658	.0721	+ 0.01		.4591	.4311	.013	
.4665	.0728		.12	.4598	.4318		.190
.4697	.0760	- 0.04		.4625	.4345	+ 0.009	
.4704	.0767		.09	.4632	.4352		.178
.4731	.0794	.05		.4691	.4411		.162
.4738	.0801		.07	.4701	.4421	- 0.006	
.4769	.0832	.08		.4736	.4456		.155
.4776	.0839		.04	.4750	.4470	.014	
.4815	.0878	.07		.4785	.4505		.138
.4822	.0885		.05	.4792	.4512	.029	
.4880	.0943	.10		.4850	.4570	.036	
.4887	.0950		+ 0.03	.4857	.4577		.110
906.4922	.0985	- 0.08		.4885	.4605	.039	
923.5217	.7661	+ 0.180		.4892	.4612		.100
.5223	.7667		+ 0.325	.4920	.4640	.048	
.5269	.7713		.390	.4927	.4647		.091
.5276	.7717	.290		.4955	.4675	.051	
.5318	.7762		.465	.4962	.4682		.085
.5326	.7770	.380		.4989	.4709	.055	
.5370	.7814		.565	.5000	.4720		.075
.5392	.7836	.540		.5035	.4755		.075
.5443	.7887	.660		.5042	.4762	.060	
.5452	.7896		.740	.5091	.4811	.070	
.5512	.7956	.920		.5094	.4814		.042
.5519	.7963		.950	.5128	.4848	.087	
.5596	.8040	1.225		.5138	.4858		.043
.5603	.8047		1.190	.5177	.4897	.083	
.5650	.8094	1.515		.5181	.4901		.042
.5658	.8102		.430	.5219	.4939	.090	
.5691	.8135	1.710		.5226	.4946		.032
.5698	.8142		.585	.5250	.4970	.098	
.5728	.8172	1.890		.5257	.4977		.027
.5733	.8177		.700	.5292	.5012	.098	
.5769	.0032	1.840		.5299	.5019		.029
.5782	.0045		.620	.5334	.5054	.097	
.5814	.0077	1.645		.5337	.5057		.025
.5827	.0090		.450	.5382	.5102	.093	
.5858	.0121	+ 1.415		.5385	.5105		.017
.5875	.0138		.245	.5438	.5158	.096	
.5921	.0184		.075	.5448	.5168		.020
923.5966	.0229		+ 0.945	.5549	.5269	.102	
926.4046	.3766		+ 0.144	.5556	.5276		.018
.4059	.3779	- 0.025		.5587	.5307	- 0.106	
926.4107	.3827		+ 0.188	926.5594	.5314		+ 0.014

segue tabella I.

G. G. elioc. 2434000. +	FASE	$\Delta_m$ BLEU	$\Delta_m$ GIALLO	G. G. elioc. 2434000. +	FASE	$\Delta_m$ BLEU	$\Delta_m$ GIALLO
926.5639	.5359	— 0.102		954.4860	.6427		+ 0.01
.5649	.5369	.109		.4867	.6434	— 0.12	
.5663	.5383		+ 0.011	.4874	.6441	.13	
.5698	.5418	.110		.4912	.6479		.00
.5705	.5425		.011	.4919	.6486	.14	
.5743	.5463	.110		.4954	.6521		— 0.01
.5753	.5473	.117		.5155	.6722		+ 0.02
.5760	.5480		.011	.5162	.6729	.14	
.5802	.5522	.115		.5173	.6740	.12	
.5806	.5526		.012	.5211	.6778		.00
.5816	.5536		.002	.5218	.6785	.13	
.5854	.5574	.109		.5256	.6823		.02
.5857	.5577		.009	.5266	.6833		.03
.5885	.5605	— 0.110		.5284	.6851	— 0.10	
.5892	.5612		.009	954.5336	.6903		+ 0.01
.5920	.5640		.015	956.4915	.1939	— 0.11	
.5941	.5661		.006	.4922	.1946		.00
926.5975	.5695		+ 0.016	.4970	.1994	.12	
947.5237	.2252		— 0.02	.4991	.2015		.01
.5244	.2259	— 0.15		.5019	.2043	.12	
.5275	.2290		.00	.5026	.2050		.00
.5279	.2294	.13		.5172	.2196		.02
.5317	.2332		.01	.5179	.2203	.12	
.5321	.2336		.01	.5248	.2272		.00
.5358	.2373	.15		.5255	.2279	.12	
.5365	.2380		.01	.5290	.2314		+ 0.01
.5411	.2426		.00	.5297	.2321	.11	
.5418	.2433	.14		.5331	.2355		.00
.5449	.2464		.01	956.5338	.2362	— 0.12	
.5456	.2471	.13		957.4497	.3341	— 0.084	
.5487	.2502		— 0.02	.4504	.3348		+ 0.060
.5490	.2505	.14		.4539	.3383	.083	
.5518	.2533		.00	.4546	.3390		.040
.5525	.2540	.11		.4591	.3435	.076	
.5567	.2582		.00	.4601	.3445		.060
.5598	.2613		+ 0.01	.4646	.3490	.075	
.5605	.2620	.12		.4656	.3500		.080
.5647	.2662	.13		.4699	.3543	.056	
.5740	.2755	.12		.4706	.3550		.090
.5750	.2765		.01	.4750	.3594	.045	
.5754	.2769		.01	.4757	.3601		.107
.5817	.2832	.10		.4796	.3640	.034	
.5824	.2839		+ 0.02	.4799	.3643		.120
.5869	.2884	.12		.4840	.3684	.025	
947.5879	.2894		.00	.4850	.3694		.131
954.4443	.6011		.00	.4903	.3747	.012	
.4451	.6018	.13		.4913	.3757		.147
.4492	.6059		+ 0.01	.4949	.3793	— 0.005	
.4499	.6066	.13		.4956	.3800		.169
.4509	.6076	.13		.5077	.3921		.209
.4562	.6129	.14		.5084	.3928	+ .018	
.4569	.6136		— 0.01	.5115	.3959		.225
.4634	.6201		+ 0.01	.5122	.3966	.021	
.4641	.6208	— 0.10		.5160	.4004		.209
.4756	.6323		.00	.5167	.4011	.010	
.4759	.6326		+ 0.01	.5215	.4059		+ 0.242
954.4784	.6351	— 0.12		957.5222	.4066	+ 0.024	

segue tabella I.

G. G. elioc. 2434000.+	FASE	$\Delta_m$ BLEU	$\Delta_m$ GIALLO	G. G. elioc. 2434000.+	FASE	$\Delta_m$ BLEU	$\Delta_m$ GIALLO
957.5254	.4098		+ 0.239	958.5519	.6182		- 0.01
.5261	.4105	+ 0.027		.5529	.6192	- 0.14	
.5317	.4161	.035		.5536	.6199	.14	
.5324	.4168		.221	.5585	.6248	- 0.12	
.5358	.4202	.028		958.5589	.6252		- 0.04
.5372	.4216		.209	983.4583	.1636	- 0.11	
.5407	.4251	.003		.4591	.1644		+ 0.01
.5414	.4258		.192	.4630	.1683	.11	
.5442	.4286	.023		.4637	.1690		.01
.5449	.4293		.187	.4676	.1729	.12	
.5459	.4303	+ .006		.4683	.1736		.01
.5490	.4334		.157	.4740	.1793		.01
.5497	.4341	- .005		.4748	.1801	.11	
.5528	.4372		.161	.4861	.1914	.12	
.5538	.4382	.005		.4899	.1952		.02
.5584	.4428	.021		.4908	.1961	.12	
.5591	.4435		.141	.5145	.2198	.12	
.5625	.4469	.030		.5154	.2207		.00
.5635	.4479		.115	.5165	.2218	.12	
.5847	.4691		.084	.5230	.2283	.13	
.5900	.4744	.065		.5245	.2298		.00
.5910	.4754		.058	.5269	.2322	- 0.12	
.5942	.4786	.085		983.5276	.2329		+ 0.01
.5952	.4796		.057	984.3594	.2466		- 0.01
.5990	.4834	.088		.3601	.2463	- 0.14	
.5997	.4841	.089		.3632	.2504		.00
.6004	.4848	.096		.3639	.2511	.11	
.6011	.4855		.073	.3688	.2560		.00
.6060	.4904	- 0.094		.3695	.2567	.12	
957.6074	.4918		+ 0.020	.3733	.2605		+ 0.02
958.4853	.5516		+ 0.01	.3740	.2612	.11	
.4857	.5520		.01	.4053	.2925	.09	
.4862	.5525	- 0.13		.4056	.2928		.03
.4869	.5532	.13		.4153	.3025	.10	
.4885	.5548		0.00	.4157	.3029		.03
.4892	.5555	.12		.4181	.3053	.10	
.4966	.5629	.12		.4185	.3057		+ 0.03
.4976	.5639		+ 0.02	.4219	.3091	.13	
.5007	.5670	.12		.4226	.3098		- 0.01
.5012	.5675		.02	.4254	.3126	.10	
.5046	.5709	.12		.4261	.3133		+ 0.03
.5054	.5717		.02	.4289	.3161	.12	
.5091	.5754	.13		.4299	.3171		.02
.5099	.5762		.01	.4330	.3202	.10	
.5129	.5792	.13		.4337	.3209		.00
.5136	.5799		.00	.4361	.3233	.08	
.5222	.5885		.00	.4365	.3237		.02
.5248	.5911	.13		.4438	.3310	.07	
.5257	.5920		.01	.4445	.3317		.02
.5261	.5924		.01	.4490	.3362	.07	
.5296	.5959	.13		.4497	.3369		.03
.5310	.5973		.00	.4532	.3404	.09	
.5341	.6004	.13		.4535	.3407		.04
.5348	.6011	.13		.4560	.3432	.06	
.5355	.6018		.00	.4581	.3453		.06
.5414	.6077	- 0.12		.4604	.3476	- 0.07	
958.5438	.6101		+ 0.03	984.4608	.3480		+ 0.07

segue tabella I.

G. G. elioc. 2434000.+	FASE	$\Delta_m$ BLEU	$\Delta_m$ GIALLO	G. G. elioc. 2434000.+	FASE	$\Delta_m$ BLEU	$\Delta_m$ GIALLO
984.4643	.3515	— 0.07		986.3568	.6078	— 0.130	
.4650	.3522		+ 0.08	.3575	.6085		— 0.005
.4674	.3546	.07		.3616	.6126	.125	
.4685	.3557		+ 0.09	.3623	.6133	.120	
984.4722	.3594	— 0.06		.3634	.6144		.000
985.3913	.4604		+ 0.120	.3676	.6186	.120	
.3971	.4662		.110	.3683	.6193	.120	
.3978	.4669	— 0.030		.3690	.6200		.000
.4013	.4704		.110	.3731	.6241	.130	
.4103	.4794		.070	.3741	.6251		— 0.010
.4110	.4801	.055		.3863	.6373		.000
.4145	.4836		.055	.3870	.6380	.130	
.4152	.4843	.080		.3915	.6425		+ 0.010
.4184	.4875		.060	.3922	.6432		+ 0.020
.4191	.4882	.070		.3929	.6439	.115	
.4291	.4982	.085		.3970	.6480		— 0.010
.4298	.4989		.050	.3977	.6487	.130	
.4329	.5020	.060		.4099	.6609		+ 0.010
.4336	.5027		.040	.4106	.6616	.120	
.4371	.5062	.075		.4151	.6661		.000
.4374	.5065		.040	.4155	.6665	.120	
.4406	.5097	.065		.4199	.6709		+ 0.010
.4409	.5100		.050	.4203	.6713	.120	
.4441	.5132	.085		.4248	.6758		.000
.4448	.5139		.040	.4254	.6764	.110	
.4475	.5166	.085		.4294	.6804		.010
.4482	.5173		.030	.4301	.6811	.110	
.4586	.5277		.010	.4331	.6841		.025
.4596	.5287	.105		.4338	.6848	.100	
.4624	.5315		.055	.4440	.6950	.095	
.4631	.5322	.085		.4447	.6957		.020
.4663	.5354		.030	.4477	.6987	.100	
.4670	.5361	.100		.4484	.6994		.020
.4718	.5409		.025	.4523	.7033	.100	
.4725	.5416	.095		.4530	.7040		.030
.4760	.5451		.025	.4582	.7092	.090	
.4770	.5461	.110		.4599	.7109		.025
.4805	.5496		.040	.4641	.7151	.085	
.4812	.5503	.085		.4648	.7158		.045
.4860	.5551		.025	.4679	.7189	.090	
.4864	.5555	.105		.4686	.7196		.025
.4895	.5586		.020	.4780	.7290		.045
.4906	.5597	.080		.4787	.7297	.080	
.4944	.5635		.020	.4821	.7331		.045
.4951	.5642	.095		.4828	.7338	.090	
.4982	.5673		.020	.4866	.7376		+ 0.065
.4989	.5680		.030	986.4873	.7383	— 0.080	
.4992	.5683	.095		987.3671	.8000		+ 1.11
.5121	.5812		.035	.3675	.8004	+ 1.14	
.5159	.5850	.120		.3709	.8038		1.24
.5166	.5857		+ 0.010	.3730	.8059	1.41	
.5204	.5895	— 0.110		.3765	.8094		1.48
985.5211	.5902		.00	.3772	.8101	1.59	
986.3377	.5887		+ 0.005	.3817	.8146		1.64
.3387	.5897	— 0.120		.3820	.8149	1.85	
.3433	.5943		+ 0.035	.3907	.0055	+ 1.65	
986.3447	.5957	— 0.110		987.3914	.0062		+ 1.50



segue tabella I.

G. G. elioc. 2434000 +	FASE	$\Delta m$ BLEU	$\Delta m$ GIALLO	G. G. elioc. 2434000. +	FASE	$\Delta m$ BLEU	$\Delta m$ GIALLO
987.3966	.0114	+ 1.42		992.3602	.0664		+ 0.16
.3980	.0128		+ 1.26	.3609	.0671	+ 0.02	
.4029	.0177	1.10		.3801	.0863	- 0.06	
.4036	.0184		1.10	.3808	.0870		.06
.4080	.0228	0.94		.3838	.0900	.07	
.4087	.0235		0.94	.3843	.0907		.05
.4143	.0291	.71		.3877	.0939	.07	
.4150	.0298		.72	.3884	.0946		.05
.4254	.0402	.42		.3915	.0977	.07	
.4261	.0409		.48	.4144	.1206		.05
.4341	.0489		.37	.4189	.1251	.11	
.4348	.0496	.22		.4196	.1258		.02
.4435	.0583		.24	.4241	.1303	.10	
.4445	.0593	.13		.4248	.1310		.03
.4483	.0631		.20	.4290	.1352	.11	
.4501	.0649	.04		.4300	.1362		.02
.4543	.0691		17.	.4405	.1467	.10	
.4553	.0701	+ 0.02		.4412	.1474		.02
.4598	.0746		.11	.4446	.1508	.11	
.4612	.0760	- 0.03		.4456	.1518		.01
.4671	.0819		.11	.4498	.1560	.12	
.4698	.0846	- 0.02		.4505	.1567		+ 0.01
.4705	.0853		.08	.4551	.1613	.13	
987.4800	.0948		+ 0.06	.4558	.1620		.00
992.3523	.0585		+ 0.24	.4565	.1627		- 0.01
.3530	.0592	+ 0.11		.4606	.1668	- 0.13	
.3561	.0623		+ 0.21	992.4616	.1678		+ 0.01
992.3568	.0630	+ 0.06					

Poichè le epoche sono identiche per i due colori, dalle ultime cinque sopra scritte è stato calcolato un unico minimo normale :

Min norm. elioc. 2434987<sup>d</sup>.3852  $\pm$  0<sup>d</sup>.0002.

Le presenti osservazioni non confermano dunque lo sfasamento osservato da Maggini e Himpel.

Corrette le osservazioni per l'estinzione differenziale di colore nel modo descritto oltrove (<sup>13</sup>), si è constatato che non vi erano scostamenti sistematici tra osservazioni appartenenti a notti diverse. Le osservazioni così corrette sono state poi tutte riferite al confronto *c* e sono riportate nella Tabella I con le relative fasi calcolate con gli elementi 2434987<sup>d</sup>.3852 + 0.<sup>d</sup>8180964 E, dedotti dalle nostre osservazioni come è detto in seguito. A seconda della qualità della notte in cui sono state fatte le misure queste sono riportate nella Tabella I fino al millesimo, arrotondate al mezzo centesimo; od al centesimo di grandezza. La qualità della notte è stata dedotta sia dalla dispersione dei punti delle rette di Bouguer, sia dalla dispersione dei punti della curva di luce della variabile, sia dagli errori medi dei  $\Delta m$  dei confronti presi in una stessa notte. Questi sono risultati per il bleu ordinatamente nei tre casi  $\pm$  0<sup>m</sup>.007,  $\pm$  0<sup>m</sup>.013,  $\pm$  0<sup>m</sup>.015 e

per il giallo  $\pm 0^m.007$ ,  $\pm 0^m.007$ ,  $\pm 0^m.010$ , valori che è lecito assumere come errori medi di una singola misura della variabile. Usando le fasi date nella Tabella I ed attribuendo ai  $\Delta m$  peso 3, 2 od 1 a seconda della bontà della notte in cui sono stati eseguiti, si sono ricavati complessivamente 169 luoghi normali rappresentati nella fig. 2.

Dalle due curve medie è stata dedotta la curva che dà la variazione dell'indice di colore e da questa, basandosi sui valori del confronto  $c$  dati in <sup>(14)</sup>, si ottengono infine:

	Bleu	Giallo	CI
	m	m	m
Max	10.17 <sub>5</sub>	10.22 <sub>0</sub>	- 0.04 <sub>5</sub>
Min I	12.19 <sub>5</sub>	11.93 <sub>0</sub>	+ 0.26 <sub>5</sub>
Min II	10 33 <sub>5</sub>	10.46 <sub>5</sub>	- 0.13 <sub>0</sub>

#### DETERMINAZIONE DELLA VARIAZIONE DEL PERIODO E NUOVA EFFEMERIDE

Le epoche di minimo che abbiamo usato per questo scopo sono 173: 110 (riunite in 67 minimi normali) tratte da <sup>(7)</sup> riguardanti le osservazioni dal 1909 al 1934; 10 riportate in <sup>(9)</sup> ottenute da misure fatte ad Harvard; 49 ricavate dalla letteratura relativa al periodo 1934-1952 ed infine le 4 da noi trovate (1954).

Si sono anzitutto riuniti i minimi singoli in normali badando che le epoche estreme di ogni gruppo non distinto più di 250 periodi. I valori ottenuti sono riportati nella Tabella II dove nella 1<sup>a</sup> colonna sono indicate le epoche trascorse dalla effemeride di Piotrowski <sup>(6)</sup>: Min elioc. =  $2418495^d.4099 + 0^d.81809648 E$ ; nella 2<sup>a</sup> il numero dei minimi che hanno formato quello normale; nella 3<sup>a</sup> l'intervallo, espresso in periodi, compreso tra i minimi estremi di un singolo normale; nella 4<sup>a</sup> il valore del minimo normale trovato con il relativo errore medio quando è stato possibile calcolarlo; nella 5<sup>a</sup> gli  $O-C$  ricavati usando l'effemeride sopra scritta. Gli  $O-C$  sono rappresentati nella fig. 3. In ascissa sono segnati i tempi, in ordinata gli  $O-C$ . Il trattino verticale sovrapposto ad alcuni punti è proporzionale all'error medio con cui è nota l'epoca del minimo e quindi anche al suo  $O-C$ . Dalla figura appare che il periodo della variabile, che dal 1924 aveva cominciato a diminuire continuando probabilmente con lo stesso ritmo fino a circa il 1950, negli ultimi anni ha continuato probabilmente a diminuire con minore rapidità. Molto opportune sarebbero state delle osservazioni di minimo relative all'intervallo 1940-1950; effettivamente la SZ Herculidis è stata osservata in questo intervallo a Kasan e a Odessa, ma purtroppo non abbiamo trovato le relative pubblicazioni nè a Merate, nè in alcuni altri Osservatori interpellati in proposito.

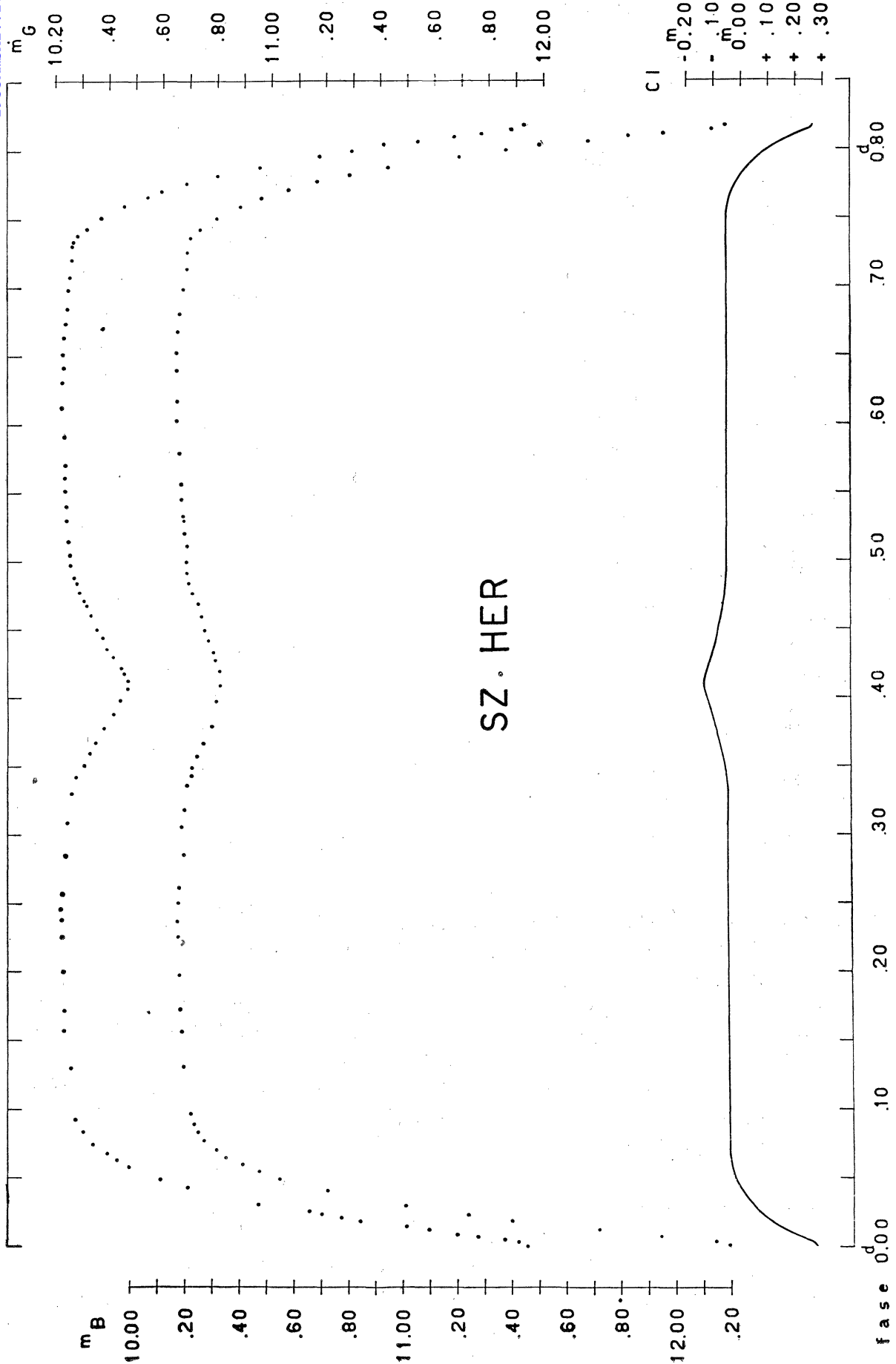


Fig. 2

Basandosi poi sulle epoche dei minimi da noi osservati si sono ricavati per la variabile i nuovi elementi :

$$\begin{aligned} \text{Min elioc.} &= 2434987.3853 + 0.81809832 \\ &\pm .0003 \quad \pm .00000006 \end{aligned}$$

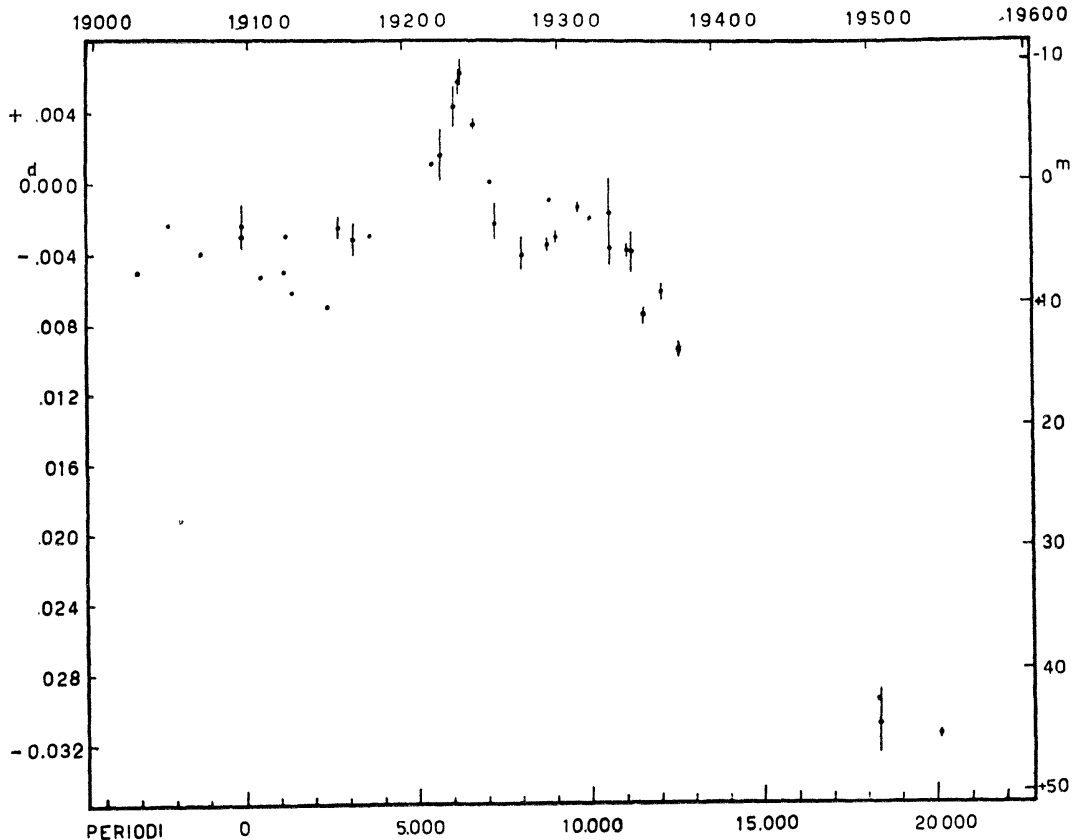


Fig. 3

Questi valori differiscono leggermente da quelli usati nel calcolo delle fasi, ma poichè lo scarto che si ha usando questi elementi è al massimo di una unità della quarta decimale, si è ritenuto inutile ripetere il calcolo. E' da notare infine che, essendo tutte le osservazioni comprese in un intervallo di 112 cicli, la variazione del periodo (che si può dedurre sia dagli elementi di Moore e dai nostri, sia dall'andamento degli  $O-C$  in fig. 3 od in Tabella II) può influenzare i valori delle fasi al più di un importo inferiore a  $0^{\text{d}}.0002$ . Appare pertanto lecito riportare tutte le osservazioni alla stessa fase e ricavarne i luoghi normali.

#### ELEMENTI FOTOMETRICI (P. Broglia e E. Pestarino).

1. — Per prima cosa si è trasformato ogni punto normale da grandezza in intensità, dopo aver assunto fuori eclisse  $\Delta m = 0$ , e si è passati

dalle fasi espresse in giorni alle fasi angolari. Tracciata a mano libera una curva che rappresentava i valori così ottenuti, si è cercato di rappresentare i tratti fuori eclisse in serie di Fourier :

$$L_{\text{rett}} = L_{\text{oss}} + \sum (A_n \cos n\vartheta + B_n \sin n\vartheta).$$

E' importante in questo procedimento il poter fissare le fasi dell'inizio e della fine delle eclissi in modo da non includere nel calcolo punti giacenti nei minimi, ciò che altererebbe i risultati; mentre la scelta di intervalli fuori eclisse troppo stretti porterebbe alla conseguenza che i valori dedotti per i coefficienti hanno un peso minore. Nel caso di una variabile di tipo EA la determinazione delle fasi  $\vartheta_e$  dei contatti può essere fatta a vista senza considerevoli incertezze. Si è preferito tuttavia, per maggiore sicurezza, ricorrere ad un metodo grafico trovato da Merrill (<sup>15</sup>), che permette inoltre di dare una prima valutazione dei coefficienti  $A_n$  e  $B_n$ . Si è ottenuto: bleu  $\vartheta_e = 45^\circ$ , giallo  $\vartheta_e = 43^\circ$ . E' risultato poi che gli  $A_n$  con  $n > 2$  sono trascurabili e che  $B_1$  e  $B_2$  sono di importo inferiore agli  $A_n$  e determinati con una incertezza maggiore. Prendendo per entrambi i colori  $\vartheta_e = 45^\circ$ , letti dalla curva i valori di  $L$  compresi tra le fasi  $45^\circ, 135^\circ, 225^\circ, 315^\circ$  ad intervalli di  $15^\circ$ , si sono formate 14 equazioni del tipo :

$$L_{\text{rett}} = L_{\text{oss}} + A_1 \cos \vartheta + A_2 \cos 2\vartheta + B_1 \sin \vartheta + B_2 \sin 2\vartheta,$$

che risolte con i minimi quadrati hanno dato :

bleu :	0.9731	=	$L_{\text{oss}}$	+	0.0058	cos $\vartheta$	+	0.0277	cos $2\vartheta$	-	0.0014	sin $\vartheta$	+	0.0039	sin $2\vartheta$
	$\pm .0008$				.0016			.0012			.0009			.0011	
giallo :	0.9731	=	$L_{\text{oss}}$	+	0.0081	cos $\vartheta$	+	0.0253	cos $2\vartheta$	-	0.0017	sin $\vartheta$	+	0.0025	sin $2\vartheta$
	$\pm .0006$				.0013			.0010			.0007			.0008	

La curva in giallo appare essere la migliore anche dalle equazioni ora scritte. E' da notare poi che l'importo massimo che può avere fuori eclisse il termine  $B_1 \sin \vartheta + B_2 \sin 2\vartheta$  è di  $0^m.005$  in bleu e  $0^m.004$  in giallo, cioè dello stesso ordine dell'error medio di un punto normale; inoltre i coefficienti dei termini in  $\sin n\vartheta$  hanno un notevole error medio. Per queste ragioni si è preferito effettuare la rettificazione senza tenerne conto, tanto più che, come osservano Russell e Merrill (op. cit.), non si conoscono metodi di rettificazione, fondati su solide basi teoriche, che diano ragione della presenza di termini in  $\sin n\vartheta$ .

Avendo poi osservato che le curve di luce nei due colori non mostrano asimmetrie entro i minimi, ci è sembrato opportuno riportare le misure alle fasi comprese tra  $0$  e  $\frac{P}{2}$ , al fine di ottenere dei punti normali di peso più omogeneo.

E' sembrata pertanto necessaria una determinazione precisa delle epoche dei minimi, tanto più che Maggini ed Himpel, come si è già ricor-

dato <sup>(10)</sup> <sup>(11)</sup>, hanno riscontrato uno sfasamento tra le epoche dei minimi osservati in colori diversi e Dugan <sup>(8)</sup> ha avanzata l'ipotesi che il minimo secondario sia sfasato rispetto a  $\frac{P}{2}$ . La determinazione è stata fatta nel seguente modo <sup>(16)</sup>. Scelti per ogni minimo quattro fasi  $\vartheta^I, \vartheta^{II}, \vartheta^{III}, \vartheta^{IV}$  tali che la fase  $\vartheta_0$  del minimo sia compresa nell'intervallo da esse abbracciato, si sono calcolate le espressioni:

$$S = \sum_{j=1}^{10} \left( m_{\vartheta^i + \vartheta_j} - m_{\vartheta^i - \vartheta_j} \right)^2; \quad (i = I, II, III, IV,)$$

dove  $m_{\vartheta^i + \vartheta_j}$  è la grandezza alla fase  $\vartheta^i + \vartheta_j$ , e le fasi  $\vartheta$  sono equidistanti tra loro e limitate alla parte centrale del minimo. I quattro punti  $(S, \vartheta^i)$ , presi a tre a tre, individuano quattro parabole distinte. Le ascisse dei vertici forniscono gli istanti dei minimi e dagli scarti tra i quattro valori trovati per ogni minimo si può avere un'indicazione della attendibilità della determinazione. Si è ottenuto:

Bleu	Min I	0.00029	Min II	0.40960
Giallo		.00001		.40860

con scarti inferiori a  $0^d.00026$ . Le epoche dei minimi principali sono quindi praticamente coincidenti. La media delle epoche dei minimi secondari coincide con  $\frac{P}{2} = 0^d.40905$  e la leggera divergenza che si ha tra i due colori è comprensibile data l'esiguità dell'escursione dei minimi secondari. Essendo le epoche del Min I e del Min II separate di  $\frac{P}{2}$  risulta essere nulla la componente tangenziale *e cos*  $\omega$  della eccentricità dell'orbita. Non apparendo d'altra parte sicure asimmetrie nella forma dei minimi e nella loro durata, la componente radiale dell'eccentricità *e sin*  $\omega$  risulta indeterminata. Assumeremo pertanto nel calcolo degli elementi un'orbita circolare, ciò che nei sistemi stretti ed in queste condizioni, come osserva Irwin <sup>(17)</sup>, offre un'approssimazione sicura.

Si sono ricavati infine i punti normali con i relativi pesi (colonne 1-3 di Tabella III) riducendo le osservazioni alle fasi comprese tra  $0^\circ$  e  $180^\circ$ ; si è poi rappresentato l'andamento fuori eclisse coi soli termini in  $\cos \vartheta$  e  $\cos 2\vartheta$  e risolvendo coi minimi quadrati un sistema di dieci equazioni ( $\vartheta = 45^\circ, 55^\circ, \dots, 135^\circ$ ) si è ottenuto:

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Bleu} \quad L_{\text{oss}} = 0.9709 - 0.0023 \cos \vartheta - 0.0308 \cos 2\vartheta \\ \quad \quad \quad \pm .0014 \quad .0016 \quad .0021 \\ \text{Giallo} \quad L_{\text{oss}} = 0.9720 - 0.0067 \cos \vartheta - 0.0248 \cos 2\vartheta \\ \quad \quad \quad \pm .0003 \quad .0005 \quad .0008 \end{array} \right.$$

Come hanno mostrato Russell e Merrill <sup>(18)</sup> si può correggere la curva di luce dagli effetti causati dalla riflessione aggiungendo alle intensità osservate la quantità:  $\Delta_{\text{rif}} = C_0 + C_1 \cos \vartheta + C_2 \cos 2\vartheta$ . I coefficienti  $C_i$  si possono ricavare usando un grafico (calcolato per  $\lambda = 4260$  e  $\lambda = 5290$ ) ripor-

TABELLA II

E	N	EPOCHE	Min Princ G. G.	O—C
— 3000	1	—	24 16041.115	— .0050
1200	1	—	17513.690	.0040
— 10	5	55	18487.2265 ± .0013	.0024
0	1	—	18495.407	.0030
+ 528	3	—	18927.3595	.0053
1200	1	—	19477.121	.0050
1259	1	—	19525.3904	.0030
1428	5	—	19663.6455	.0062
2450	1	—	20499.739	.0070
2788	4	16	20776.2603 ± .0005	.0026
3229	2	209	21137.0402 ± .0010	.0032
3700	1	—	21522.364	— .0030
5500	1	—	22994.941	+ .0010
5743	3	34	23193.7395 ± .0016	.0015
6145	9	17	23522.6171 ± .0012	.0043
6301	13	22	23650.2415 ± .0005	.0057
6368	12	164	23705.0545 ± .0008	.0062
6702	4	11	23978.2958 ± .0002	.0033
7163	8	—	24355.4351	+ .0001
7292	4	208	24460.9671 ± .0008	— .0023
7300	1	—	24467.517	+ .0030
8067	8	43	25094.9901 ± .0010	— .0041
8833	4	35	25721.6526 ± .0004	.0035
8900	1	—	25776.468	.0010
9035	5	66	25886.9085 ± .0003	.0031
9738	3	110	26462.0320 ± .0002	.0014
10050	1	—	26717.278	.0020
10625	9	226	27187.6813 ± .0010	.0037
10637	6	—	27197.5005 ± .0020	.0017
11143	10	154	27611.4552 ± .0004	.0038
11170	3	188	27633.5437 ± .0012	.0039
11577	14	226	27966.5053 ± .0004	.0075
12105	12	204	28398.4616 ± .0005	.0062
12606	12	248	28808.3246 ± .0004	.0095
18312	1	—	33476.363	.0296
18343	1	—	33501.723 ± .0020	.0310
+ 20159	3	105	34987.3852 ± .0002	— .0316

tato in (<sup>19</sup>), basandosi sui coefficienti delle (1) e sulla conoscenza dei tipi spettrali delle componenti e delle  $\lambda_{\text{eff}}$  in cui la variabile è stata osservata.

Una valutazione dei tipi spettrali delle componenti è stata fatta mediante la relazione CI-Spettro di Johnson e Morgan (<sup>20</sup>) e sull'indice di colore del confronto  $c$  appartenente alla Sequenza di Harvard. E' da notare che quest'ultimo è stato ricavato per confronto con la N.P.S. e che per una stella A0 il CI espresso sia nel primo che nel secondo di questi sistemi di colore è zero. E' risultato che il tipo spettrale equivalente del sistema è: al Max B9, al Min II B7 e al Min I A9. Poichè l'eclisse è quasi totale e  $k \sim 1$ , si può ritenere che i CI osservati ai minimi siano molto vicini a quelli delle componenti. Il tipo spettrale fuori eclisse è in buon

accordo col valore  $A_0$  dato nel Catalogo di Kukarkin e Parenago. Si sono assunte poi per le  $\lambda_{\text{eff}}$  i valori per cui è stato calcolato il grafico, valori che praticamente coincidono con i nostri. Si è ottenuto infine per le correzioni dell'effetto di riflessione:

$$(2) \quad \begin{cases} \text{Bleu} & \Delta_{\text{rif}} = 0.0021 + 0.0023 \cos \vartheta + 0.0007 \cos 2\vartheta \\ \text{Giallo} & \Delta_{\text{rif}} = 0.0059 + 0.0067 \cos \vartheta + 0.0019 \cos 2\vartheta \end{cases}$$

L'intensità fuori eclisse, liberata dall'effetto di riflessione, risulta in conseguenza:

$$(3) \quad A_0 + C_0 + (A_2 + C_2) \cos 2\vartheta.$$

L'intensità è completamente rettificata e resa eguale ad uno fuori eclisse dividendo il valore di ogni punto normale per la quantità ora scritta.

D'altra parte l'equazione geometrica fondamentale che vale per due ellissoidi simili:

$$\cos^2 i + \sin^2 i \sin^2 \vartheta = a_g^2 (1 + kp) (1 - z \cos^2 \vartheta)$$

può essere trasformata in quella valevole per due stelle sferiche mediante la seguente trasformazione trovata da Merrill (<sup>21</sup>):

$$(4) \quad \sin^2 \Theta = \frac{\sin^2 \vartheta}{1 - z \cos^2 \vartheta}.$$

Russell inoltre ha dimostrato (<sup>22</sup>) che gli effetti di oscuramento al bordo e di oscuramento di gravità possono essere rappresentati fuori eclisse aumentando l'ellitticità di un rapporto  $N$  detto ellitticità fotometrica, che ha calcolato in corrispondenza a diversi valori dell'oscuramento al bordo. Il valore di  $z$  è il seguente:

$$z = \frac{-4 (A_2 - C_2)}{(A_0 - C_0 - A_2 + C_2) N}.$$

Basandosi sui tipi spettrali equivalenti e sui valori di  $x$  ed  $N$  consigliati da Russell e Merrill (<sup>23</sup>), si è fatta la rettificazione servendosi delle (2) (3) e (4). Le fasi e i punti rettificati sono riportati nelle colonne 4 e 5 della Tabella III. Le intensità medie fuori eclisse e gli errori medi di un punto normale espressi in intensità luminosa ed in grandezza stellare sono i seguenti:

Bleu	0.9964	$\pm$ 0.0028	$\pm$ 0.003
Giallo	1.0009	.0020	.002

Questi valori sono una prova della bontà della rettificazione, e gli errori medi espressi in intensità luminosa danno il limite inferiore per gli  $O-C$  che si otterranno dagli elementi orbitali calcolati. Soluzioni che portassero ad  $O-C$  minori dei valori ora trovati darebbero in altre parole un miglioramento illusorio.



TABELLA III  
Punti normali (bleu)

Peso	Fase angolare	L	Fase rettificata	L rettificata	O—C	O—C $\Delta m$
6	0.22	0.1556	0.00	0.1704	+ 0.0001	0.000
11	1.28	.1630	1.28	.1782	— .0012	+ .007
8	2.86	.1932	2.92	.2103	+ .0019	— .010
4	3.65	.2156	3.72	.2340	+ .0061	— .028
8	5.28	.2450	5.38	.2651	— .0058	+ .024
3	6.38	.2916	6.50	.3144	+ .0119	— .041
3	8.01	.3251	8.15	.3499	— .0018	+ .005
8	10.12	.3823	10.32	.4101	+ .0063	+ .017
10	13.38	.4844	13.65	.5175	— .0001	— .000
7	15.93	.5562	16.23	.5924	— .0011	+ .002
6	17.95	.6177	18.29	.6566	+ .0045	— .008
10	20.73	.6874	20.50	.7285	+ .0013	— .002
6	23.19	.7509	23.60	.7938	+ .0058	— .008
10	26.01	.8046	26.47	.8481	— .0022	+ .003
3	28.29	.8511	28.13	.8949	+ .0055	— .000
10	30.19	.8758	30.03	.9191	— .0003	+ .007
8	33.31	.9204	33.83	.9626	— .0030	+ .004
16	36.79	.9401	37.34	.9794	— .0141	+ .016
9	36.19	.9674	36.75	1.0046	+ .0056	— .006
25	32.76	.9620	33.28	1.0025	+ .0067	— .007
15	29.59	.9515	30.08	0.9947	+ .0035	— .003
15	25.90	.9393	26.36	.9852	+ .0011	— .001
14	22.46	.9308	22.87	.9790	+ .0029	— .003
15	17.93	.9129	18.27	.9634	— .0005	+ .001
21	13.66	.8945	13.91	.9463	— .0046	+ .005
12	10.32	.8863	10.52	.9390	— .0015	+ .002
9	7.68	.8798	7.84	.9330	+ .0008	— .001
21	4.77	.8710	4.86	.9243	— .0000	— .000
12	0.37	.8654	0.00	.9188	+ .0024	— .003

Peso	Fase angolare	L	Fase rettificata	L rettificata	O—C	O—C $\Delta m$
6	0.00	0.2076	0.00	0.2327	— 0.0005	+ 0.002
9	1.28	.2152	1.28	.2407	— .0015	+ .007
2	1.98	.2245	1.98	.2504	+ .0018	— .008
9	2.68	.2428	2.74	.2696	+ .0040	— .016
9	3.61	.2635	3.71	.2911	+ .0036	— .014
7	5.15	.2938	5.23	.3228	+ .0002	— .001
10	6.25	.3203	6.32	.3505	— .0010	+ .003
8	7.96	.3671	8.13	.3993	+ .0003	+ .001
3	8.84	.3901	9.04	.4233	— .0003	+ .001
12	9.94	.4153	10.14	.4495	— .0034	+ .008
4	11.04	.4345	11.21	.4693	— .0130	+ .029
12	13.46	.5082	13.72	.5459	— .0069	+ .014
6	16.11	.5867	16.44	.6270	+ .0019	— .004
10	18.61	.6522	18.98	.6944	+ .0042	— .007
7	21.08	.7119	21.48	.7554	+ .0051	— .007
5	22.88	.7434	23.31	.7873	— .0032	+ .005
10	25.57	.8032	26.03	.8477	+ .0014	— .002
3	27.41	.8318	27.90	.8672	— .0131	+ .016
9	29.57	.8662	30.08	.9103	— .0048	+ .006
10	32.69	.9087	33.93	.9517	— .0046	+ .005
9	35.91	.9393	36.48	.9805	— .0047	+ .005
16	38.94	.9582	39.53	.9972	— .0021	+ .002
7	38.48	.9710	39.07	1.0000	+ .0004	0.000
15	34.92	.9638	35.49	0.9954	+ .0002	— .000
7	32.76	.9497	33.31	.9825	— .0082	+ .009
18	29.72	.9480	30.24	.9829	+ .0006	— .001
12	26.60	.9290	27.08	.9653	— .0106	+ .012
7	25.24	.9196	25.71	.9564	— .0092	+ .010
14	22.16	.9104	22.59	.9486	— .0029	+ .003
12	18.11	.8896	18.47	.9290	— .0018	+ .003
18	14.54	.8686	14.84	.9086	— .0011	+ .002
9	11.55	.8582	11.80	.8986	+ .0068	— .008
15	9.09	.8395	9.27	.8798	+ .0013	— .002
15	5.13	.8181	5.23	.8581	+ .0015	— .002
6	3.41	.8121	3.44	.8520	+ .0037	— .004
15	1.34	.7995	1.28	.8389	— 0.0023	+ .003

2. — Nel calcolo degli elementi abbiamo seguito il metodo di Russell che è stato recentemente sviluppato dallo stesso Russell e da Merrill (<sup>24</sup>). Questi autori, oltre a tabulare le funzioni che intervengono nel calcolo, hanno costruito dei nomogrammi che permettono di ottenere le soluzioni in modo più rapido, mostrandone chiaramente le incertezze. Siccome abbiamo calcolato gli elementi servendoci di questi nomogrammi, riteniamo opportuno di darne un breve cenno nel caso dell'eclisse parziale che è quello qui considerato, tanto più che non risulta fino ad oggi un'applicazione completa del metodo.

Scelti due assi cartesiani ortogonali  $H$  e  $V$ , per rendere lineare la relazione analitica che governa l'eclisse parziale:

$$\alpha_o^{\text{occ}} q_o = (1 - l_o^{\text{occ}}) q_o + (1 - l_o^{\text{tr}})$$

si può porre:

$$\begin{cases} H = q_o (1 - \alpha_o^{\text{occ}}) \\ V = q_o \alpha_o^{\text{occ}} \end{cases}$$

dove  $\alpha_o^{\text{occ}}$  è il rapporto tra la luce perduta all'istante centrale della eclisse e la luce perduta alla tangenza interna,  $q_o = \frac{\alpha_o^{\text{tr}} \tau}{\alpha_o^{\text{occ}}}$ ; (con  $\tau =$  rapporto tra la luce perduta alla tangenza interna della stella maggiore e la luce totale di questa). La retta  $H + V = 1$  corrisponde a  $q_o = 1$ , mentre le parallele a questa hanno per equazione  $q_o = \text{cost.}$  e quindi, poichè  $k$  è all'incirca proporzionale alla  $\sqrt{q_o}$ , le linee  $k = \text{cost.}$  avranno

un andamento parallelo alla  $q_o = 1$ . Poichè è  $\frac{V}{H} = \frac{\alpha_o^{\text{occ}}}{1 - \alpha_o^{\text{occ}}}$  i luoghi  $\alpha_o^{\text{occ}} = \text{cost.}$  (equivalenti ai  $p_o = \text{cost.}$ ) sono rette uscenti dall'origine degli assi. Oltre alle due famiglie di curve  $k = \text{cost.}$  e  $p_o = \text{cost.}$ , compaiono sui nomogrammi altre due serie di curve che rappresentano le funzioni  $\chi^{\text{tr}} = \text{cost.}$ ,  $\chi^{\text{occ}} = \text{cost.}$  essendo  $\chi(k, \alpha_o, n = 0.8) = \frac{\sin^2 \vartheta_{n=0.8}}{\sin^2 \vartheta_{n=0.5}}$ , dove i  $\vartheta_n$  sono le fasi corrispondenti ai valori di  $n = \frac{\alpha}{\alpha_o}$ .

Russell e Merrill hanno costruito una serie di nomogrammi in corrispondenza a  $x = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ .

Il calcolo degli elementi mediante l'uso dei nomogrammi avviene nel seguente modo. Si ricavano dalla curva di luce i dati:

$$l_o^p \text{ e } l_o^s$$

intensità luminose al minimo principale e secondario

$$\vartheta_{n=0.8}^{p,s} \text{ e } \vartheta_{n=0.5}^{p,s}$$

fasi angolari relative agli  $n$  indicati.

Si calcolano i valori di  $\chi$  relativi al Min I e al Min II. Siccome se il Min I è un passaggio, si ha  $\chi$  (pri) =  $\chi$  (sec), si comprende che se il Min II e quindi il suo  $\chi$  sono ben determinati si può stabilire con certezza se al Min I si ha un passaggio od un'occultazione. In caso contrario occorre verificare quale delle due ipotesi (passaggio od occultazione) soddisfa alle osservazioni. Stabilito questo, preso il nomogramma relativo al coefficiente di oscuramento al bordo scelto per l'eclisse principale, si cerca l'intersezione  $P$  della retta passante per il punto  $a = 2 - (l_o^{\text{occ}} + l_o^{\text{tr}})$  situato sulla  $H + V = 1$  e per il punto  $b = \frac{1 - l_o^{\text{tr}}}{l_o^{\text{occ}}}$  giacente sulla  $H = 0$  con la curva  $\chi$  (pri). Il punto  $P$  dà il valore di  $k$  e  $p_o$ . Mediante le sue coordinate  $H$  e  $V$  ed il valore della funzione  ${}^x\tau(k)$ , tabulata da Russell e Merrill, si ricavano:

$$\alpha_o^{\text{occ}} = \frac{V}{V+H}, \quad \alpha_o^{\text{tr}} = \frac{V}{\tau(k)}, \quad q_o = V + H.$$

Prima di determinare gli ulteriori elementi del sistema conviene calcolare (mediante apposite tavole) i  $\chi_n$  corrispondenti ai  $k$  ed  $\alpha_o$  ora trovati, ricavare i valori corrispondenti di  $\vartheta_n$  mediante l'equazione  $\sin^2 \vartheta_n = \sin^2 \vartheta_{0.5}^P \chi(k, \alpha_o, n)$  e costruire la curva  $n = n(\vartheta_n)$ . Il confronto di questa curva con quella dei punti normali dà un'indicazione della bontà della soluzione. Se l'accordo è buono si possono calcolare i restanti elementi:

$$r_g = \sqrt{\frac{\sin^2 \vartheta_e}{(1+k)^2 - (1+k p_o)^2 \cos^2 \vartheta_e}}; \quad r_s = k r_g; \quad i = \arccos \left[ (1 + k p_o) r_g \right]$$

dove  $\vartheta_e$  è la fase della fine dell'eclisse.

Se alle due componenti del sistema si devono attribuire coefficienti di oscuramento al bordo diversi, occorre, prima di calcolare i raggi e la inclinazione, apportare agli elementi ricavati una correzione che si può calcolare da apposite tavole.

Nel caso che il Min II sia ben determinato, si può calcolare una nuova serie di elementi che può essere confrontata con quella ottenuta dal Min I.

Ricavata così una soluzione preliminare del sistema, si può cercare una soluzione intermedia che possa servire di base per il calcolo delle perturbazioni, se queste esistono. Tale ricerca si riduce praticamente a considerare il  $\chi$  non più come un dato di osservazione, ma come un parametro, che si fa variare fino a determinarne un valore che rappresenti l'intero andamento del minimo nel miglior modo possibile.

Per la SZ Hercules si sono presi per il giallo il nomogramma  $x = 0.6$  e per il bleu  $x = 0.6$  (per il Min I) e  $x = 0.8$  (per il Min II).

Dalla curva rettificata si è ricavato :

	$l_0^p$	$l_0^s$	$\vartheta_{0.8}^p$	$\vartheta_{0.5}^p$	$\vartheta_{0.8}^s$	$\vartheta_{0.5}^s$
bleu	0.1698	0.9155	7 <sup>o</sup> .62	15 <sup>o</sup> .93	9 <sup>o</sup> .0	17 <sup>o</sup> .4
giallo	.2327	.8390	7 <sup>o</sup> .70	16 <sup>o</sup> .13	7 <sup>o</sup> .7	16 <sup>o</sup> .0

Si è ottenuto per il bleu  $\chi(\text{pri}) = 0.2333$ ,  $\chi(\text{sec}) = 0.274$  e per il giallo  $\chi(\text{pri}) = 0.2327$ ,  $\chi(\text{sec}) = 0.237$ , quindi l'eclisse principale è un transito. Per il bleu si è effettuata una prima soluzione usando il nomogramma  $x = 0.6$  per entrambe le componenti ed una seconda prendendo nel minimo primario  $x = 0.6$  e nel secondario  $x = 0.8$ . Le curve calcolate nei due casi praticamente coincidono come si vede dalla seguente tabella :

	$n = 0.0$	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8	0.9	0.95
$\vartheta_{0.6}$	39 <sup>o</sup> .37	30 <sup>o</sup> .17	25 <sup>o</sup> .65	18 <sup>o</sup> .87	13 <sup>o</sup> .13	7 <sup>o</sup> .64	4 <sup>o</sup> .49	3 <sup>o</sup> .03
$\vartheta_{0.8}$	39 <sup>o</sup> .35	30 <sup>o</sup> .16	25 <sup>o</sup> .65	18 <sup>o</sup> .87	13 <sup>o</sup> .13	7 <sup>o</sup> .64	4 <sup>o</sup> .49	3 <sup>o</sup> .03

Per il giallo si è assunto nella soluzione  $x = 0.6$ .

Un tentativo di determinazione degli elementi dalle curve dei minimi secondari ha portato ai seguenti risultati. In bleu gli elementi ottenuti sono abbastanza in buon accordo con quelli ottenuti dal Min I considerando il Min II come occultazione, mentre l'accordo è peggiore se ci si mette nell'ipotesi del passaggio. In giallo i nomogrammi non hanno dato soluzione nè nell'ipotesi dell'occultazione, nè in quella del passaggio. Pertanto il contributo dei minimi secondari alla soluzione è dato dalla sola profondità centrale.

3. — Partendo dalle due soluzioni ora trovate, si è cercato di migliorarle usando le tavole di Merrill ( $x = 0.6$ ) facendo variare la  $\chi$ . Siccome il valore dell'inclinazione  $i$  dell'orbita dev'essere lo stesso nei due colori, si sono cercate le soluzioni che più si adattano alle osservazioni e nello stesso tempo portano a valori di  $i$  praticamente coincidenti. Sono stati fatti i seguenti tentativi :

Bleu	$\chi =$	0.233	.234	.238	.240	.242	.245	.250
Giallo	$\chi =$	0.225	.230	.233	.240			

L'accordo migliore si è avuto per  $\chi = 0.233$  in bleu e  $\chi = 0.230$  in giallo. Gli elementi dedotti sono scritti in Tabella IV. Gli  $O-C$  relativi a queste due soluzioni sono riportati nelle colonne 6 e 7 della Tabella III e rappresentati in fig. 4.

4. — E' ben nota la importanza di determinare sperimentalmente i valori del coefficiente di oscuramento al bordo per varie lunghezze d'onda e per vari tipi spettrali come prova delle teorie delle atmosfere stellari. Queste determinazioni sono però molto difficili e sono possibili solo con certi tipi di eclisse particolarmente favorevoli. Irwin infatti ha mostrato che, se si considerano gli scarti  $O-C$  tra le osservazioni e la curva calcolata come funzione di  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $r_1$ ,  $r_2$ ,  $i$  ed  $x$ , il coefficiente associato all'oscu-

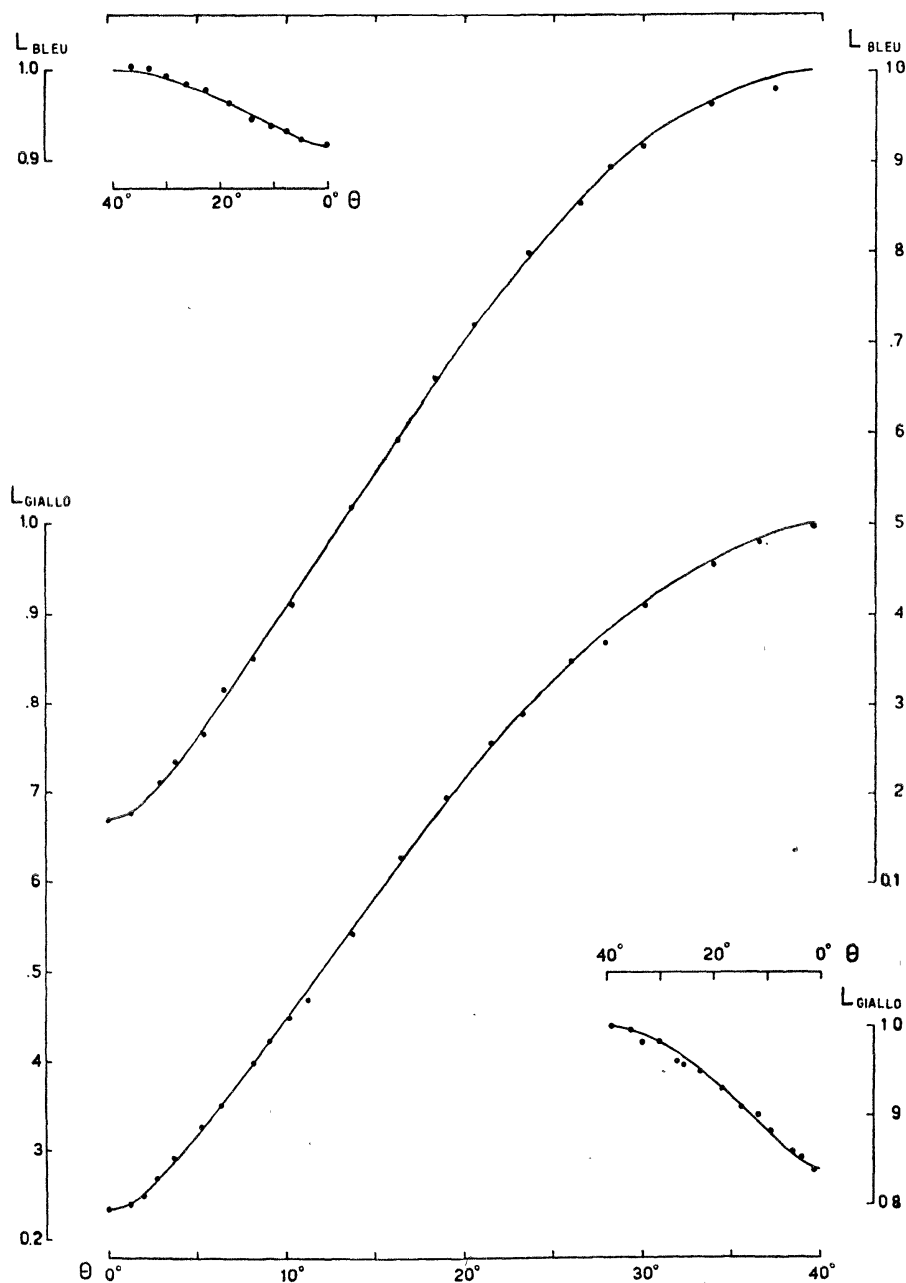


Fig. 4

ramento al bordo ha lo stesso andamento del coefficiente dipendente dal raggio della stella eclissata ed un importo inferiore di oltre venti volte.

Per la SZ Herculis non abbiamo creduto opportuno applicare il metodo laborioso delle correzioni differenziali, tanto più che ignorando il rapporto delle masse delle due componenti non si poteva calcolare la perturbazione dovuta ad una eventuale differenza di forma delle due stelle.

Avendo d'altra parte constatato che l'adozione del coefficiente

$x = 0.4$  non porta in giallo sui nomogrammi a nessuna soluzione, risulta che sia per il giallo che per il bleu deve essere  $x > 0.4$ .

Usando poi il metodo esposto da Irwin (<sup>25</sup>), che nel presente caso si mostra adatto data la profondità del Min I, si è calcolata la differenza di oscuramento al bordo  $\Delta x = x_b - x_g$ . Questa determinazione esige che siano eguali nei due colori gli elementi geometrici del sistema. Il calcolo è stato fatto assumendo per  $r_1, r_2, i$  le medie dei valori trovati nei due colori. Si è ottenuto:

$$\Delta x = 0.10 \pm 0.06.$$

Poichè dalla teoria risulta (<sup>26</sup>) che il coefficiente di oscuramento al bordo varia nell'intervallo  $3647^+ - 6500$  linearmente con  $\lambda$ , è interessante

TABELLA IV

Minimo principale	Bleu	Passaggio	Giallo
Periodo		$d$ 0.81809832 $\pm$ 6	
Epoca del Min I		2434987.3853 $\pm$ 3	
Fase del Min II		$\frac{P}{2}$	
Durata del Min I	4 <sup>h</sup> 17 <sup>m</sup>		4 <sup>h</sup> 19 <sup>m</sup>
id. » Min II	4 <sup>h</sup> 18 <sup>m</sup>		4 <sup>h</sup> 19 <sup>m</sup>
Grandezza al Max	10.17 <sub>5</sub>		10.22 <sub>0</sub>
id. al Min I	12.19 <sub>5</sub>		11.93 <sub>0</sub>
id. al Min II	10.33 <sub>5</sub>		10.46 <sub>5</sub>
Oscuramento al bordo		0.6	
Differenza di oscuramento al bordo		0.10 $\pm$ 0.06	
Rapporto dei raggi	0.953		0.957
Raggio della componente maggiore	0.325		0.329
Raggio della componente minore	0.310		0.315
Coefficiente di ellitticità $z$	0.126		0.108
Inclinazione dell'orbita	87 <sup>o</sup> .83		87 <sup>o</sup> .99
Luminosità della componente maggiore	0.9143		0.8367
Luminosità della componente minore	0.0858		0.1639

confrontare i gradienti  $\frac{x_1 - x_2}{\lambda_1 - \lambda_2}$  dedotti dalle osservazioni con quelli ricavati teoricamente.

		Osse vato	Teorico
SZ	Her	0.10 — 0.06	0.12
TW	Dra	.15	.15
YZ	Cas	.07	.13
Z	Her	.2 — 0.1	.12
RS	Vul	0.2 — 0.1	0.12

Gli ultimi quattro valori sono presi da uno studio di Baglow (<sup>27</sup>). Il valore teorico di  $x$  per SZ Her è stato dedotto, come per la RS Vul, per interpolazione tra i valori di Münch e Chandrasekhar per una stella di tipo A e quelli dati da Miss Underhill per una O9.5. Il gradiente della SZ Her è in accordo con i gradienti delle altre quattro stelle ed i valori osservati si accordano con quelli teorici contrariamente a quanto succede per l'oscuramento al bordo, che dagli studi di Baglow (<sup>27</sup>), Kron (<sup>28</sup>) e Kopal (<sup>29</sup>) risulta inferiore di almeno 0.2 ai valori teorici.

#### SULLA DETERMINAZIONE DELLA FUNZIONE SORGENTE (A. Masani).

Nell'analisi delle curve di luce delle variabili ed eclisse si assume generalmente che la distribuzione della intensità luminosa sul disco stellare segua la legge:

$$(5) \quad I_{\lambda}(\vartheta) = I_{\lambda}(0) [1 - x_{\lambda} + x_{\lambda} \cos \vartheta]$$

Si sa che una tale legge non si giustifica teoricamente altro che con piccola approssimazione. Münch e Chandrasekhar (<sup>30</sup>), che pure hanno dedotto per via teorica i valori di  $x_{\lambda}$  per alcune lunghezze d'onda e per diversi tipi spettrali, hanno tenuto a sottolineare il carattere di provvisorietà di una formula come la (5).

La moderna tecnica dei fotometri a moltiplicazione di elettroni ha fatto sperare di essere in grado di dare delle curve di luce in più lunghezze d'onda così precise da poterle studiare riferendosi a funzioni più complesse e più consone alla teoria delle atmosfere stellari.

Zdenek Kopal (<sup>31</sup>) si è lasciato guidare certamente da questa circostanza quando ha studiato il problema della determinazione dell'oscuramento al bordo nell'ipotesi che la distribuzione dell'intensità luminosa sul disco di una stella segua la legge più generale:

$$(6) \quad I_{\lambda}(\vartheta) = I_{\lambda}(0) [1 + \sum_{i=0}^n x_i (\cos^i \vartheta - 1)]$$

dove  $n$  è il numero che esprime il grado di approssimazione desiderata.

Il metodo di Kopal è certamente più giustificato del primo ma ha il

difetto di dedurre una legge di significato fisico non immediatamente evidente.

Con la presente ricerca ci siamo proposti di vedere fino a quale punto le nostre curve di luce consentono una interpretazione più approfondita di quanto è espresso dalla (5); e al fine di dare al nostro studio un significato fisico più concreto, anzichè ricercare la funzione di  $\vartheta$  che meglio rappresenta la distribuzione dell'intensità luminosa sul disco stellare, abbiamo preferito riferirci alla funzione sorgente dalla quale la prima dipende.

Sono note le difficoltà di dedurre tale funzione per via teorica mentre, fra le varie forme approssimate proposte, quella di Kourganoff (<sup>32</sup>) sembra la migliore. Per mezzo di essa è stata studiata la funzione sorgente della fotosfera solare dal Michard (<sup>33</sup>) e K. Pierce e L. Aller (<sup>34</sup>). Il Sole infatti è una stella che rende possibile una tale determinazione poichè offre la possibilità di eseguire misure dirette di  $I_\lambda(\vartheta)$ .

In realtà però non è la sola stella ad offrire tale possibilità; anche alcuni tipi di variabili ad eclisse possono prestarsi alla determinazione della funzione sorgente relativa alle loro atmosfere, per via osservativa.

La legge dell'oscuramento al bordo può essere ben determinata dalla formula:

$$(7) \quad I_\lambda(0, \vartheta) = \int_0^\infty B_\lambda(\tau_\lambda) e^{-\tau_\lambda \sec \vartheta} \sec \vartheta d\tau_\lambda$$

dove  $B_\lambda(\tau_\lambda)$  rappresenta la funzione sorgente. Poniamo col Kourganoff [<sup>32</sup>]

$$(8) \quad B_\lambda(\tau_\lambda) = A_\lambda + B_\lambda \tau_\lambda + C_\lambda k_2(\tau_\lambda) + D_\lambda k_3(\tau_\lambda)$$

( $k_i(\tau_\lambda) =$  funzioni integro-esponenziali di ordine  $i$ )  
alla quale corrisponde la funzione:

$$(9) \quad I_\lambda(0, \vartheta) = A_\lambda + B_\lambda \mu + C_\lambda \left[ 1 - \mu \log_e \left( 1 + \frac{1}{\mu} \right) \right] \\ + D_\lambda \left[ \frac{1}{2} - \mu + \mu^2 \log_e \left( 1 + \frac{1}{\mu} \right) \right], \quad (\mu = \cos \vartheta).$$

Consideriamo allora le due stelle di una variabile ad eclisse, supponiamo che siano sferiche e di conoscerne il rapporto dei raggi e l'inclinazione orbitale  $i$ . La stella 1 sia eclissata in una certa fase dalla stella 2. Dividiamo la superficie stellari 1 in  $n$  zone circolari di raggi  $r_1^1, r_2^1, r_3^1, \dots, r_n^1$  aventi per centro il centro del disco.

Il flusso luminoso ricevuto dall'osservatore all'istante  $t$  sarà dato dalla somma dei flussi dei settori visibili di ogni zona circolare  $n, n-1, n-2, \dots, n-m$ , più quello dovuto alla stella 2 (vedi fig. 5).

Supponendo che le zone siano così strette che per ciascuna di esse si



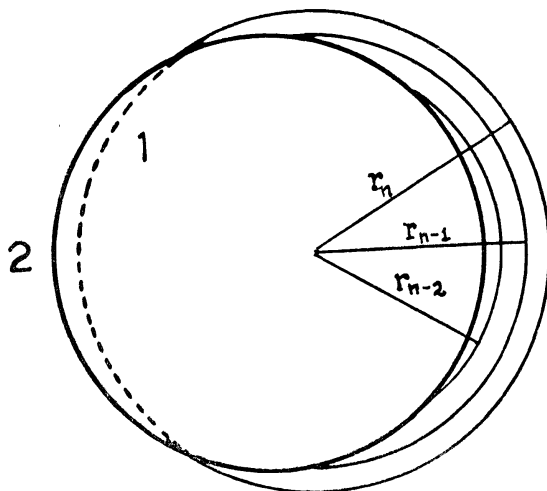


Fig. 5

possa porre con buona approssimazione  $\vartheta = \text{cost.}$  Indicando con  $\delta_m$  la superficie stellare visibile relativa alla zona circolare  $m$  avremo :

$$(10) \quad \Phi_{\lambda,t}^{1+2} = \Phi_{\lambda}^2 + I_{\lambda}^1(0, \vartheta_n) \sigma_n + I_{\lambda}^1(0, \vartheta_{n-1}) \sigma_{n-1} + \dots + I_{\lambda}^1(0, \vartheta_{n-m}) \sigma_{n-m}$$

dove abbiamo indicato con  $\Phi_1^2$  il flusso luminoso proveniente dalla stella 2. All'istante  $t + dt$  sarà invece :

$$(11) \quad \Phi_{\lambda,t+dt}^{1+2} = \Phi_{\lambda}^2 + I_{\lambda}^1(0, \vartheta_n) \sigma_n^1 + I_{\lambda}^1(0, \vartheta_{n-1}) \sigma_{n-1}^1 + \dots \\ \dots + I_{\lambda}^1(0, \vartheta_{n-m}) \sigma_{n-m}^1 + I_{\lambda}^1(0, \vartheta_{n-m-1}) \sigma_{n-m-1}^1$$

Se ora supponiamo di conoscere per ogni istante  $t$  la disposizione geometrica relativa dei due dischi stellari, possiamo supporre di conoscere delle (10) e (11) in ogni istante i valori di  $\Phi_{\lambda,t}^{1+2}$ ,  $\vartheta_i$ ,  $\sigma_i$ ; potremo perciò collegare con le  $k$  misure di  $\Phi_{\lambda,t}^{1+2}$  opportunamente distribuite nel tempo le costanti  $\Phi_{\lambda}^2$ ,  $A_{\lambda}$ ,  $B_{\lambda}$ ,  $C_{\lambda}$ ,  $D_{\lambda}$  che compaiono nelle (10) e (11) linearmente tramite la [9]. Esse determinano la funzione sorgente essendo noti e già tabulati i  $k(\tau)$  dal Placzek (<sup>35</sup>).

Occorre tener presente però che l'osservazione non misura  $\Phi_{\lambda,t}^{1+2}$  bensì  $h_{\lambda} \Phi_{\lambda,t}^{1+2}$  essendo  $h_{\lambda}$  una costante dipendente dalle unità di misura e dalla distanza della stella, per cui le costanti  $\Phi_{\lambda}^2$ ,  $A_{\lambda}$ ,  $B_{\lambda}$ ,  $C_{\lambda}$ ,  $D_{\lambda}$  così ricavate risultano tutte moltiplicate per  $h_{\lambda}$ . I valori  $h_{\lambda}$  potranno essere però calcolati ponendo la condizione :

$$h_{\lambda}^1 I_{\lambda}^1(0, 90^\circ) = B_{\lambda}(T_{0,1}) \quad h_{\lambda}^2 I_{\lambda}^2(0, 90^\circ) = B_{\lambda}(T_{0,2})$$

dove  $T_{0,1}$  e  $T_{0,2}$  potranno essere assunte in base ai tipi spettrali o all'indice di colore delle due stelle.

Si comprende quindi come sia possibile nel caso di molte variabili ad eclisse, studiare la costituzione dell'atmosfera stellare con misure fotometriche di alta precisione in più colori usando filtri a banda molto stretta. La determinazione della funzione sorgente infatti conduce alla determinazione di un modello di atmosfera stellare seguendo la stessa via con la quale Michard (<sup>33</sup>) ha determinato quello del Sole.

Il metodo di sopra parte dall'assunzione che siano noti  $r_1/r_2$  e  $i$ , elementi nella cui determinazione dovrebbero comparire evidentemente proprio le costanti  $A_\lambda$ ,  $B_\lambda$ ,  $C_\lambda$ ,  $D_\lambda$  che vogliamo ricavare. Si dà il caso fortunato però che gli elementi di sopra possono ritenersi abbastanza ben valutati col metodo normale che si riferisce alla (5) con approssimazione superiore al centesimo e al grado rispettivamente. Queste imprecisioni sono inferiori a quelle che in pratica si commettono nell'applicare le considerazioni di sopra dividendo in un numero finito  $n$  di zone le superfici stellari. Ad ogni modo queste imprecisioni determineranno il massimo numero  $n$  possibile oltre il quale non ha più senso calcolare la funzione sorgente con precisione maggiore. Questa precisione dipende naturalmente anche dal tipo di variabile ad eclisse in esame e il caso più attendibile sarà quello che richiede minori rettificazioni della curva osservata.

Si deve piuttosto sottolineare una causa di errore insita nel sistema di equazioni (10), (11). Essa deriva dal fatto che i coefficienti variano sempre nello stesso senso e tendono a introdurre perciò un certo grado di indeterminazione. Occorrono delle misure di alta precisione affinché quell'indeterminazione possa essere limitata e non porti a errori superiori alle grandezze incognite che si vogliono determinare.

Abbiamo applicato le considerazioni precedenti alla stella adesso studiata risolvendo un sistema di 12 equazioni col metodo dei minimi quadrati, misurando le  $\Phi_{\lambda,t}^{1+2}$  lungo il minimo principale della curva e quindi deducendo le costanti  $A_\lambda$ ,  $B_\lambda$ ,  $C_\lambda$ ,  $D_\lambda$  relativamente alla stella più brillante. Ne riportiamo i risultati ottenuti nei quali è compresa la costante arbitraria :

$$\begin{aligned} A &= + 0.40 \pm 0.91 \\ B &= + 0.95 \pm 0.15 \\ C &= - 1.86 \pm 5.05 \\ D &= + 3.10 \pm 9.47 \end{aligned}$$

Come si vede, gli errori ad eccezione del secondo sono più grandi delle incognite e ciò è dovuto proprio alla circostanza sopra rilevata. Il fatto però che quegli errori non siano più grandi dell'ordine di grandezza delle incognite stesse può far sperare che le misure eseguite col fotometro a moltiplicazione di elettroni non siano lontane dal poter realizzare questa meta. A un miglior risultato non sarà estranea la limpidezza del cielo e il tipo di variabile ad eclisse studiata: una stella a più lungo periodo della nostra, la quale dia maggiori probabilità che nella variazione di

luminosità non intervengono elementi estranei allo svolgimento del fenomeno nei termini presupposti, potrà dare dei risultati soddisfacenti. Dovrebbe rientrare ad esempio in questo caso il tanto discusso sistema  $\epsilon$  Aurigae se le osservazioni della prossima eclisse dovessero confermare il modello proposto da Gaposchkin (3).

## BIBLIOGRAFIA

- 1) Princ. Contr. **6**, 23, 1924.
- 2) A. N. **221**, 239, 1924.
- 3) B. Z. **8**, 37, 1926.
- 4) Rocznik-Krakow **4**, 46, 1926.
- 5) Rocznik-Krakow **6**, 68, 1928.
- 6) AAc **2**; 59, 1934; 62, 1933; 77, 1934.
- 7) AAc **2**; 106, 1935.
- 8) Princ. Contr. **19**, 49, 1939.
- 9) A. N. **254**, 374, 1934; **261**, 239, 1937; **266**, 19, 1938.
- 10) R. A. J., **11**, 421, 1934.
- 11) A. N. **261**, 239, 1937.
- 12) A. J. **56**, 183, 1951.
- 13) Memorie S.A.I. **25**, 432, 1954.
- 14) Harvard Annals **89**, 10, 174, 1937.
- 15) Princ. Contr. **26**, 54, 1952.
- 16) Lenouvel: Thèse; Stelle variabili, tomo III 164, 1947, Mosca.
- 17) Ap. J. **106**, 388, 1947.
- 18) Princ. Contr. **26**, 48, 1952.
- 19) Princ. Contr. **26**, 47, 1952.
- 20) Ap. J. **117**, 350, 1953.
- 21) Princ. Contr. **26**, 39, 1952.
- 22) Ap. J. **90**, 658, 1939.
- 23) Princ. Contr. **26**, 85, 1952.
- 24) Princ. Contr. **26**, 19, 1952.
- 25) Ap. J. **106**, 291, 1947.
- 26) Harvard Circ. **453**, 1949.
- 27) Dunlap Observ. Publ. vol. II, 1, 1952.
- 28) Ap. J. **96**, 173, 1942.
- 29) Proc. Am. Phil. Soc. **36**, 350, 1943.
- 30) Harv. Coll. Obs. Circ. **453**, 1949.
- 31) Harv. Coll. Obs. Circ. **454**, 1949.
- 32) Comptes Rendus, **228**, 1949.
- 33) Contr. I.A.P. serie B **103**, 1953.
- 34) Ap. J. **114**, 145, 1951.
- 35) Placzek, Nat. Res. Council, Canada, Div. Atomic Energy n. 1547 (1947).
- 36) Publ. Astr. Soc. Pac. **66**, 112, 1954.

