

Sur l'utilisation du prisme-objectif pour la détermination des longueurs d'onde effectives

Autor(en): **Rossier, Paul**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences physiques et naturelles**

Band (Jahr): **16 (1934)**

PDF erstellt am: **21.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-741437>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

SUR L'UTILISATION DU PRISME-OBJECTIF

POUR LA DÉTERMINATION

DES LONGUEURS D'ONDE EFFECTIVES

PAR

Paul ROSSIER

RÉSUMÉ

Remplacer, dans la détermination des longueurs d'onde effectives, le réseau généralement utilisé par un prisme entraîne un déplacement vers le rouge du maximum d'énergie apparente. Ce déplacement est pratiquement indépendant du type spectral. L'emploi du prisme à vision directe ne couvrant qu'une partie de l'objectif, ou de deux prismes opposés permet une technique de mesure analogue à celle utilisée dans les systèmes à réseau, mais avec un gain de luminosité.

1. — Soient $e(\lambda)$, $\sigma(\lambda)$ et $\lambda = \lambda(x)$ les fonctions donnant la répartition de l'énergie dans un spectrogramme stellaire, la sensibilité du récepteur et la relation, pour le prisme utilisé, entre la longueur d'onde λ et l'abscisse x du point considéré du spectrogramme. La puissance d'énergie rayonnante apparente, sur un domaine de largeur $d\lambda$, au voisinage de la longueur d'onde λ est:

$$dW' = e(\lambda) \sigma(\lambda) d\lambda = e(\lambda) \sigma(\lambda) \frac{d\lambda}{dx} \cdot dx .$$

La densité de puissance apparente, sur le spectrogramme est donc:

$$\frac{dW'}{dx} = e(\lambda) \sigma(\lambda) \frac{d\lambda}{dx} .$$

Cherchons l'abscisse et la longueur d'onde λ_p du maximum de cette densité, que nous appellerons maximum apparent d'énergie apparente, par opposition au maximum vrai, correspondant à un spectre normal. Cette abscisse satisfait à l'équation:

$$\frac{d}{dx} \left[e(\lambda_p) \sigma(\lambda_p) \frac{d\lambda_p}{dx} \right] = 0 . \quad (1)$$

2. — Dans les applications à l'astronomie stellaire, on peut poser:

$$e(\lambda) = C \lambda^{-5} e^{-\frac{b}{\lambda T}} \quad (\text{équation spectrale de Wien}) ,$$

$$\sigma(\lambda) = \left(\frac{\lambda_s}{\lambda} e^{1-\frac{\lambda_s}{\lambda}} \right)^n , \quad (2)$$

où λ_s est la longueur d'onde du maximum de sensibilité et n mesure l'acuité du maximum de sensibilité.

Dans ces conditions, l'équation 1 devient:

$$\frac{d^2 \lambda_p}{dx^2} + \left(\frac{d\lambda_p}{dx} \right)^2 \lambda_p^{-2} \left(\frac{b}{T} - [n + 5] \lambda_p + n \lambda_s \right) = 0 . \quad (3)$$

Si le spectre est normal, la deuxième dérivée est nulle; on tombe sur l'équation que nous avons déjà trouvée dans ce cas particulier¹:

$$\frac{b}{T} - (n + 5) \lambda_a + n \lambda_s = 0 , \quad (4)$$

où λ_a est la longueur d'onde effective apparente.

3. — La formule de dispersion utilisée dans la plupart des applications est celle de Hartmann:

$$\lambda = \lambda_0 + H(x - x_0)^{-1} . \quad (5)$$

En remplaçant dans l'équation 3, on trouve une équation du deuxième degré, dont les coefficients ont une forme assez lourde.

¹ P. ROSSIER, De la longueur d'onde effective apparente. *Archives* (5), 13, p. 191 (1931) = *Publications de l'Observatoire de Genève*, fasc. 16.

4. — Il est possible de résoudre le problème plus simplement en raisonnant comme suit. La longueur d'onde λ_p du maximum apparent d'énergie apparente est certainement du même ordre de grandeur que λ_a , longueur d'onde du maximum d'énergie apparente dans un spectre normal. Posons donc :

$$\lambda_p = \lambda_a + \Delta\lambda, \quad (6)$$

où λ_a satisfait à l'équation 4. L'équation 3 donne :

$$\Delta\lambda = \frac{\frac{d^2\lambda_p}{dx^2} \lambda_p^2}{\left(\frac{d\lambda_p}{dx}\right)^2 (n+5)} \quad (7)$$

Examinons les signes des dérivées qui figurent dans ce quotient. Pour fixer les idées, supposons que x croisse avec λ ; $\frac{d\lambda}{dx}$ est positive. Un prisme disperse moins dans le rouge que dans le violet; la pente $\frac{d\lambda}{dx}$ de la courbe d'étalonnage augmente avec λ ; la deuxième dérivée $\frac{d^2\lambda}{dx^2}$ est positive.

$\Delta\lambda$ est donc toujours positif. Ce résultat est évidemment indépendant du sens dans lequel on mesure les abscisses sur le spectrogramme. D'ailleurs, le tassement du spectre dans le rouge, provoqué par le prisme, doit évidemment déplacer le maximum d'énergie vers les grandes longueurs d'onde.

Dans la formule 7, introduisons λ_a au lieu de λ_p . Cela revient à diminuer les trois facteurs autres que $n+5$. Le quotient ne semble pas devoir varier beaucoup. Nous poserons donc :

$$\Delta\lambda' = \frac{\frac{d^2\lambda_a}{dx^2} \lambda_a^2}{\left(\frac{d\lambda_a}{dx}\right)^2 (n+5)}, \quad \text{d'où} \quad \lambda_p' = \lambda_a + \Delta\lambda'. \quad (8)$$

On pourrait répéter le calcul en introduisant λ_p' dans la formule 7 et obtenir ainsi une deuxième approximation. Comme il s'agit de déterminer la longueur d'onde d'un maximum, toujours assez mal définie physiquement, cette deuxième approximation ne semble pas devoir présenter un grand intérêt.

5. — Il y a encore une autre raison à cela. Pour fixer les idées, raisonnons dans le cas particulier d'une formule de dispersion de Hartmann. La formule 7 prend la forme très simple:

$$\Delta\lambda = \frac{2\lambda_p^2}{(\lambda_p - \lambda_0)(n + 5)}$$

Examinons la dérivée:

$$\frac{d(\Delta\lambda)}{d\lambda_p} = \frac{2\lambda_p(\lambda_p - 2\lambda_0)}{(n + 5)(\lambda_p - \lambda_0)^2}$$

La constante λ_0 de la formule de Hartmann (qui n'a pas de signification physique) est de l'ordre de 2000 Angströms, tandis que λ_p , pour les plaques photographiques, est compris entre 4000 et 5000 Angströms. Ces valeurs ne sont pas loin d'annuler la dérivée de $\Delta\lambda$. Dans la région intéressante, $\Delta\lambda$ variera lentement en fonction de λ_p . L'approximation faite en remplaçant λ_p par λ_a semble donc devoir être suffisante.

Ce résultat, quoique obtenu en faisant intervenir la formule empirique de Hartmann, a un sens physique indépendant de l'expression analytique de la dispersion du prisme.

6. — Nous allons appliquer la théorie précédente à deux cas particuliers. Nous supposerons que l'on utilise le prisme-objectif Schaer-Boulenger de l'Observatoire de Genève et des plaques identiques à celles employées par MM. Davidson et Martin à l'Observatoire de Greenwich pour leurs mesures de longueurs d'onde effectives¹ dans un spectre normal.

La formule de dispersion de notre prisme est:

$$(\lambda - 2018,1)(x + 23,795) = 50172 ;$$

λ est mesuré en Angströms, x en millimètres, à partir d'une origine définie par les raies de l'hydrogène.

La courbe de sensibilité des plaques de MM. Davidson et Martin correspond à $n = 60,3$ ².

¹ *Monthly Notices*, déc. 1924.

² P. ROSSIER, De la longueur d'onde effective. *Loc. cit.*, p. 203.

Nous partirons des valeurs de λ_a déterminées à Greenwich, pour divers types spectraux. Les résultats du calcul figurent sur le tableau I, exprimés en Angströms.

TABLEAU I.

Type spectral	λ_a observé	$\Delta\lambda$	λ_p
B ₀	4105	247,2	4352
B ₅	4186	247,5	4434
A ₀	4250	247,9	4498
A ₅	4270	248,0	4518
F ₀	4278	248,0	4526
F ₅	4292	248,1	4540
G ₀	4320	248,3	4568
G ₅	4396	248,9	4645
K ₀	4474	249,6	4724
K ₅	4540	250,1	4790
M	4580	250,7	4830

Remplacer, dans la formule 8, λ_a par λ_p revient à effectuer le calcul pour un type plus avancé, ce qui, pratiquement, ne change la valeur de λ_p que de quantités de l'ordre de 2 Angströms. Cette correction est certainement négligeable dans l'état actuel de la technique des mesures.

7. — A l'Observatoire de Genève, nous utilisons des plaques Cappelli-bleu, dont la sensibilité spectrale a été étudiée par M. Abetti, à Florence¹. L'exposant d'acuité est très élevé, $n = 208$. Nous ne disposons pas de valeurs de longueurs d'onde effectives λ_a déterminées sur des plaques Cappelli. Contentons-nous de les calculer au moyen de la formule 4, en posant que les températures sont égales à celles de M. Graff².

¹ G. ABETTI, Determinazioni di indici di colore di stelle doppie. *Osservazioni e memorie del R. Osservatorio Astrofisico di Arcetri-Firenze*, fasc. 40, p. 12.

P. ROSSIER, Sur la sensibilité des plaques photographiques. *Compte rendu de la Société de physique de Genève* (supplément aux *Archives* (5), vol. 13), vol. 48, n° 3 (1931) = *Publications de l'Observatoire de Genève*, fasc. 17.

² SCHEINER et GRAFF, *Astrophysik*, 1922, p. 362.

Une fois λ_a connu, on calcule λ_p comme ci-dessus. Le tableau II donne les résultats.

TABLEAU II.

Type spectral	λ_a	$\Delta\lambda$	λ_p
B ₀	4529	76,7	4606
A ₀	4553	76,8	4630
F ₀	4579	76,9	4656
G ₀	4606	77,0	4683
K ₀	4638	77,1	4715
M	4669	77,2	4746

Ici encore, $\Delta\lambda$ est indépendant du type spectral.

8. — Ce résultat semble pouvoir être généralisé à un prisme-objectif quelconque, car la matière de notre appareil (flint dense) n'a rien d'exceptionnel. La longueur d'onde effective apparente, déterminée au moyen d'un prisme-objectif diffère donc d'une quantité constante de celle qu'on obtient au moyen d'un système dispersif normal.

A dispersion égale, les deux appareils, prisme ou réseau, sont donc pratiquement équivalents, dans ce cas particulier. Mais le prisme a un énorme avantage du point de vue de la luminosité. Le diamètre du système objectif d'un réseau doit être triple de celui d'un prisme pour que les spectres aient le même éclat.

Le chromatisme résiduel des réfracteurs rend très délicate la discussion des mesures de longueurs d'onde effectives. Ce qui précède s'applique donc au cas d'un miroir.

9. — Une difficulté dans les mesures au prisme-objectif réside dans l'absence de repères. Elle peut être facilement éliminée de la façon suivante: Construisons un prisme à vision directe donnant une dispersion comparable à celle d'un réseau. La chose est facile en accouplant deux prismes de petits angles en crown et en flint. Plaçons ce prisme devant un réflecteur dont le grand miroir est un peu plus grand que la monture du prisme.

Nous observerons dans le champ une image stellaire accompagnée d'un petit spectre. La distance de ces deux images sera une fonction de la longueur d'onde effective apparente de l'étoile. Cette distance pourra être mesurée à l'œil, au moyen d'un micromètre, comme une étoile double. On pourra aussi opérer photographiquement. La comparaison des résultats obtenus au même instrument, par ces deux procédés d'observation serait évidemment intéressante.

10. — On pourrait reprocher à cette méthode d'obliger à pointer deux objets de constitutions différentes: une image stellaire et un petit spectre. On peut augmenter la symétrie de l'appareil en plaçant devant le miroir objectif une paire de prismes à vision directe identiques et opposés. Il y aurait évidemment une perte de lumière plus considérable. L'appareil resterait tout de même beaucoup plus lumineux qu'un réseau.

L'emploi de prismes à vision directe permettrait l'emploi de dispersions plus grandes que celles des réseaux couramment employés, sans pour cela que l'écartement des images soit trop considérable.

Observatoire de Genève.
