Réflexion de Bragg sur un milieu perturbé par des ultra-sons

aux limites, et qu'on a des rapports d'amplitude entre chaque onde d'indice l, ce qui donne $n\,(n - 1)$ équations, le système est complètement déterminé.

Nous avons pu montrer que l'amplitude relative des ondes réfléchies était du même ordre de grandeur que les différences relatives entre les vecteurs des ondes de même indice m. Dans les deux cas étudiés: rayons X et cristaux, lumière et ondes ultra-sonores, ces ondes sont en effet négligeables.

Nous avons aussi pu calculer complètement un cas numérique, pouvant s'apparenter à un réseau optique. Nous avons choisi un milieu stratifié dont la périodicité est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde et dont les fluctuations sinusoïdales de la constante diélectrique sont relativement grandes. Les ondes réfléchies ne sont plus négligeables et nos calculs montrent très nettement quelle orientation il faut donner au réseau par rapport à la direction de l'onde incidente pour avoir des intensités maxima dans les différents ordres. L'angle de Bragg joue alors un rôle important.

Enfin, nous avons appliqué ces mêmes considérations au problème de la propagation de la lumière dans les cristaux, lorsque la longueur d'onde, par conséquent, est beaucoup plus grande que la périodicité. En première approximation la théorie classique est vérifiée, mais des ondes latérales et de surface sont présentes qui ne joueront un rôle que lorsque le rapport entre la longueur d'onde et la périodicité diminuera.

Institut de Physique.
Université de Genève.

R. Extermann et J. Weigle. — *Réflexion de Bragg sur un milieu perturbé par des ultra-sons.*

Nous avons donné dans de précédents travaux la théorie de la diffraction d'une onde lumineuse plane qui traverse un milieu perturbé par des ultra-sons. La face d'entrée de l'onde lumineuse était alors supposée parallèle à la direction $\vec{b}$ dans laquelle le milieu est périodique.

Il est intéressant d'établir la théorie de la réflexion de la lumière sur une face perpendiculaire à cette direction; ce sera l'analogue de la réflexion de Bragg des rayons X sur un cristal.

Les équations générales sont les mêmes dans les deux cas, puisqu'elles caractérisent le milieu stratifié indéfini, mais il faudra établir d'autres conditions aux limites.

Dans le problème tel que nous l'avons résolu précédemment, on cherchait toutes les ondes possibles dans le milieu avec une composante $b\xi$ donnée selon $\vec{b}$; autrement dit toutes les composantes ρ^s possibles selon une direction $\vec{n}$ normale à $\vec{b}$ pour former les ondes $\vec{k}_0^s = \vec{b}\xi + \vec{n}\rho^s$.

Les conditions aux limites du nouveau problème donnent la composante ρ, on doit chercher les composantes $b\xi$ possibles. Le problème ainsi posé présente des caractéristiques assez différentes de celles du problème primitif. En effet, il peut arriver qu'à la composante ρ donnée ne corresponde aucune composante $b\xi$ réelle, alors que ce cas ne se présentait jamais dans l'étude précédente.

Pour obtenir une représentation géométrique du problème, on se placera dans l'espace réciproque et on tracera la surface de dispersion. La construction des conditions aux limites montre alors immédiatement que le cas où ξ cesse d'être réel est celui où l'angle d'incidence est voisin de l'angle de Bragg θ_n satisfaisant à la condition $\sin\theta_n = \frac{n/2\lambda}{\Lambda}$, où λ est la longueur d'onde de la lumière employée et Λ celle de la perturbation du milieu stratifié.

L'étude mathématique du problème montre que les valeurs complexes ξ à considérer lorsque l'angle d'incidence est voisin de θ_n sont de la forme $\xi = \frac{n}{2} + i\psi$; les ψ doivent annuler l'un des déterminants infinis

$$\begin{vmatrix}
\cdots & \cdot\cdot & \cdot\cdot & \cdot\cdot & \cdot\cdot & \cdots \\
\cdots & c-\left(\frac{3}{2}-i\psi\right)^2 & \theta & 0 & 0 & \cdots \\
\cdots & \theta & c-\left(\frac{1}{2}-i\psi\right)^2 & \theta & 0 & \cdots \\
\cdots & 0 & \theta & c-\left(\frac{1}{2}+i\psi\right)^2 & \theta & \cdots \\
\cdots & 0 & 0 & \theta & c-\left(\frac{3}{2}+i\psi\right)^2 & \cdots \\
\cdots & \cdot\cdot & \cdot\cdot & \cdot\cdot & \cdot\cdot & \cdots
\end{vmatrix}$$

si n est impair, ou

$$\begin{vmatrix} \cdots & \cdot\cdot & \cdot\cdot & \cdot\cdot & \cdot\cdot & \cdot\cdot & \cdots \\ \cdots & c-(2-i\psi)^2 & \theta & 0 & 0 & 0 & \cdots \\ \cdots & \theta & c-(1-i\psi)^2 & \theta & 0 & 0 & \cdots \\ \cdots & 0 & \theta & c-(i\psi)^2 & \theta & 0 & \cdots \\ \cdots & 0 & 0 & \theta & c-(1+i\psi)^2 & \theta & \cdots \\ \cdots & 0 & 0 & 0 & \theta & c-(2+i\psi)^2 & \cdots \\ \cdots & \cdot\cdot & \cdot\cdot & \cdot\cdot & \cdot\cdot & \cdot\cdot & \cdots \end{vmatrix}$$

si n est pair. Dans ces déterminants, c est une fonction de la composante tangentielle ρ de l'onde incidente, et θ une mesure de l'intensité de la stratification du milieu périodique.

On peut résoudre ces équations pour ψ^2, on aura donc pour ξ deux valeurs complexes conjuguées. A une onde extérieure correspond une infinité d'ondes intérieures dont le vecteur d'onde est $n\vec{\rho} + \vec{b}\left(\frac{n}{2} \pm i\psi\right)$. Tous ces vecteurs ont une composante imaginaire, ce qui signifie que les ondes ne sont pas stables: elles se divisent en deux groupes dont l'un croît indéfiniment dans la direction $+\vec{b}$, l'autre dans la direction $-\vec{b}$. Ce sont ces groupes qui donnent naissance à la réflexion de Bragg.

Celle-ci ne se produit pas pour un angle d'incidence exactement déterminé, comme le voudrait la théorie géométrique élémentaire, mais dans un certain domaine angulaire autour d'une valeur supérieure à l'angle θ_n de Bragg. Cet élargissement et ce déplacement sont d'autant plus sensibles que n est plus petit.

Institut de Physique,
Université de Genève.

Léon Schamès. — *La matière interstellaire comme cause éventuelle du déplacement du spectre des nébuleuses vers le rouge.*

On sait que le déplacement $\Delta\lambda$ du spectre des nébuleuses extragalactiques vers le rouge est proportionnel à la distance r

$$\Delta\lambda = \alpha \cdot \frac{r}{c} \cdot \lambda \qquad (1)$$