

Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 9 (1956)
Heft: 5: Colloque Ampère

Artikel: Transitions à plusieurs quanta entre niveaux atomiques
Autor: Winter, Jacques / Brossel, Jean
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-739026>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 14.03.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Transitions à plusieurs quanta entre niveaux atomiques

par Jacques WINTER et Jean BROSSEL

Ecole normale supérieure, Paris.

On sait qu'une transition entre deux niveaux atomiques de nombre quantique magnétique (m) et ($m + 1$) est produite par un champ magnétique radiofréquence H_1 tournant perpendiculairement à H_0 .

Si H_1 est linéaire, on peut le décomposer en deux champs tournants, l'un produisant la transition, l'autre étant « inactif ». Bloch et Siegert ont montré que la composante « inactive » produit un déplacement de la réso-

nance (déplacement en $\frac{1}{16} \frac{H_1^2}{H_0^2}$).

Une solution plus complète de l'équation de Schrödinger dans ce cas montre qu'en plus de la transition $\omega = \omega_0$, il apparaît les transitions $\omega_0 = 3\omega$, $\omega_0 = 5\omega$, ...

La transition $3\omega = \omega_0$ fait intervenir deux photons circulaires droits et un gauche de façon à satisfaire à la fois le bilan d'énergie et celui du moment cinétique. Ces deux lois de conservation ne permettent que les transitions comprenant un nombre impair de photons.

Dans le cas d'une transition $\Delta m = 0$, le champ H_1 produisant la transition doit être parallèle à H_0 , les photons ne transportant pas de moment cinétique. Dans ce cas, la théorie montre que toutes les transitions $n\omega = \omega_0$ sont possibles.

Si on revient au cas $\Delta m = \pm 1$ mais si H_1 a des composantes sur H_0 , toutes les transitions $n\omega = \omega_0$ peuvent avoir lieu.

L'expérience a été faite sur de la vapeur saturante de sodium orientée optiquement, H_1 étant induit sur H_0 . Les transitions correspondent à $\omega = \omega_0$; $\omega_0 = 2\omega$, $\omega_0 = 3\omega$, $\omega_0 = 4\omega$ (fig. I).

Les raies se placent aux endroits où les transitions ordinaires à un quantum tomberaient si elles étaient produites par les harmoniques $2\omega, 3\omega, \dots$ émis par l'émetteur. Elles ne correspondent pas à des harmoniques de l'émetteur, nous l'avons montré de deux façons:

- 1° si l'on dispose un filtre sur les harmoniques de l'émetteur de façon à les éliminer, le spectre observé ne change pas;
- 2° les raies observées présentent, quand l'intensité de la radiofréquence change, des déplacements calculables par la théorie. Leur position est en accord avec la théorie, en admettant qu'elles sont des transitions à plusieurs photons. Il y a, au contraire, un violent désaccord si on suppose qu'elles sont les transitions ordinaires induites par les harmoniques de l'émetteur.

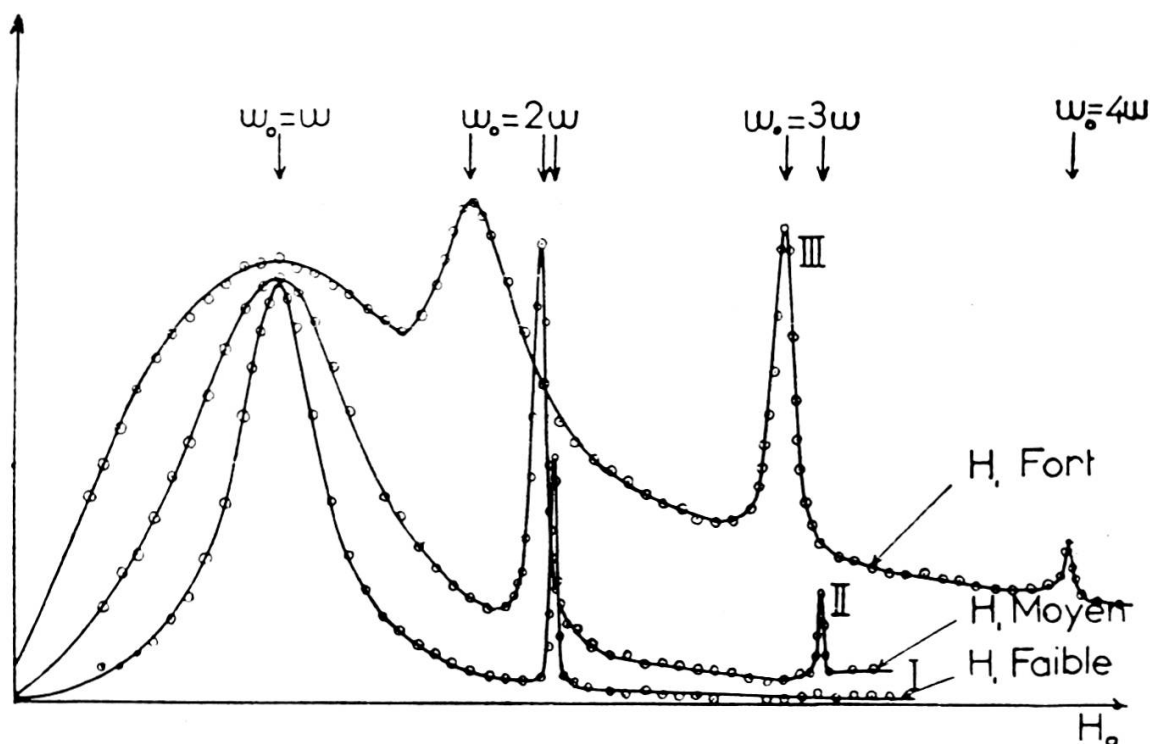


Fig. I

Au lieu de soumettre l'atome à un champ linéaire, ce qui correspond au fond à une irradiation simultanée par des photons ω et $-\omega$, on peut le soumettre à deux champs haute-fréquence de fréquence ω et ω' (intensité H_1 et H_1').

On montre alors que la transition a lieu pour $\omega_0 = p\omega + q\omega'$ (p et q étant des entiers positifs ou négatifs) à condition que l'état de polarisation des photons puisse satisfaire le bilan du moment cinétique.

En faisant l'expérience, toujours sur de la vapeur de sodium orientée optiquement, on observe un spectre qui, en plus des fréquences ω' , $2\omega'$, $3\omega'$, ω , 2ω , 3ω , comprend les fréquences $\omega + \omega'$, $2\omega + \omega'$, $2\omega' + \omega$,

$2\omega - \omega', \dots$ (Spectre *a, b, c, d, e*; dans ces spectres, H_1' est fixe et l'on fait croître H_1 , fig. II).

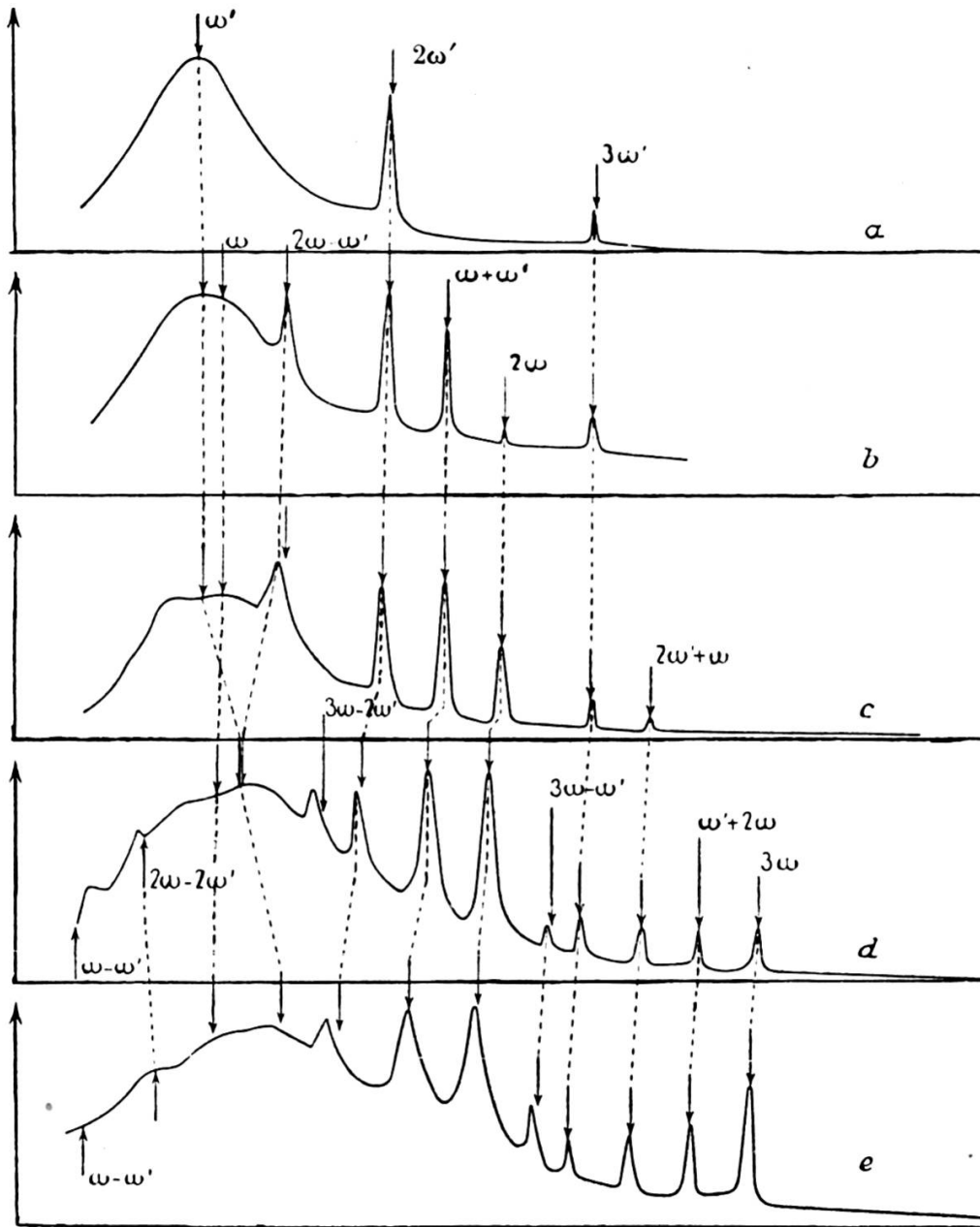


Fig. II

L'intensité de la raie $\omega_0 = p\omega + q\omega'$ est proportionnelle à $(H_1^2)^p (H_1'^2)^q$.
 Nous remarquons la grande importance des déplacements Bloch-Siegert de ces raies.

Le calcul montre que la position d'une raie est donnée par la formule :

$$\omega_0 = E - \frac{2 K^2}{E - \omega} - \frac{2 K^2}{E + \omega} - \frac{2 K'^2}{E - \omega'} - \frac{2 K'^2}{E + \omega'}$$

$$E = p\omega + q\omega'$$

K et K' étant proportionnels aux intensités des champs H_1 et H'_1 supposés linéaires.

Cette formule n'est valable que si les termes correctifs en K et K' sont faibles. Ceci n'a plus lieu pour les intensités fortes et dans la zone où les quantités $E - \omega$, $E + \omega$... sont faibles.

Malgré cette restriction, cette formule permet l'identification des raies du spectre. (Les flèches sur la figure donnent les positions calculées.)