# Transitions à plusieurs quanta entre niveaux atomiques

Autor(en): **Winter, Jacques / Brossel, Jean**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences [1948-1980]**

Band (Jahr): **9 (1956)**

Heft 5: **Colloque Ampère**

PDF erstellt am: **25.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-739026

**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.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

**http://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 résonance (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 $2\omega$, $3\omega$, ... 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.

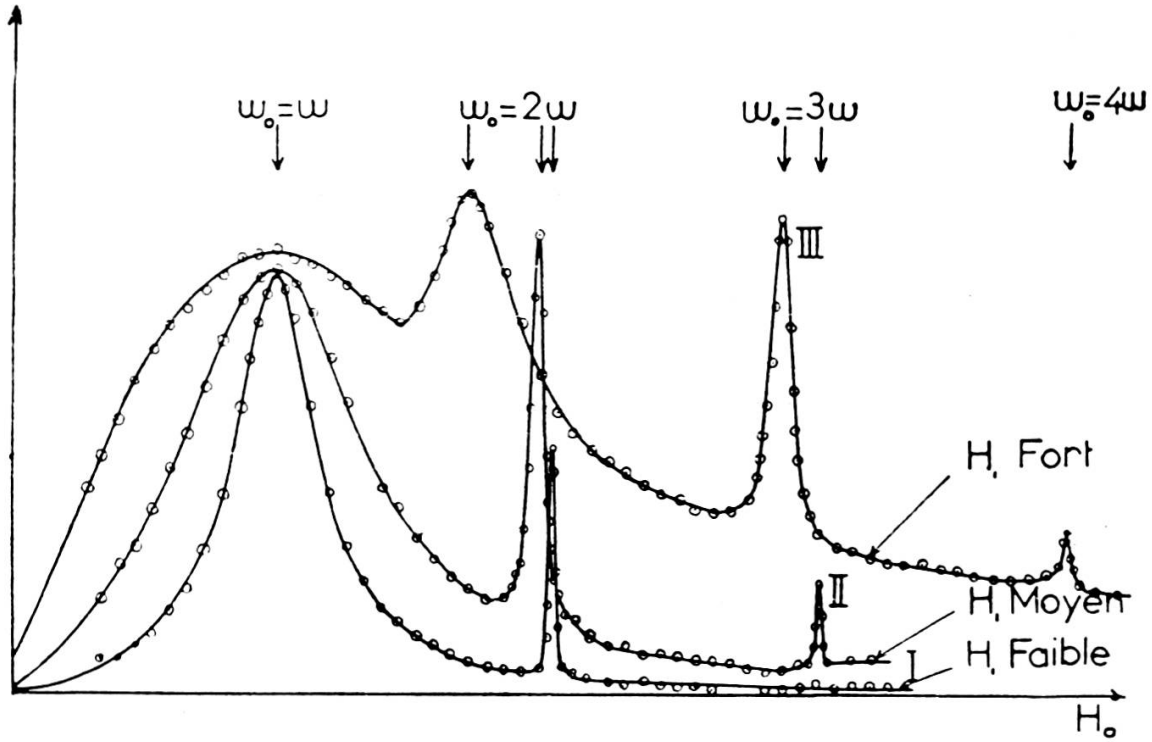


Fig. I

Au lieu de soumettre l'atome à un champ linéaire, ce qui correspond au fond à une irradiation simultanée par des photons $\omega$ et $-\omega$, on peut le soumettre à deux champs haute-fréquence de fréquence $\omega$ et $\omega'$ (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 $\omega'$, $2\omega'$, $3\omega'$, $\omega$, $2\omega$, $3\omega$, comprend les fréquences $\omega + \omega'$, $2\omega + \omega'$, $2\omega' + \omega$,

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

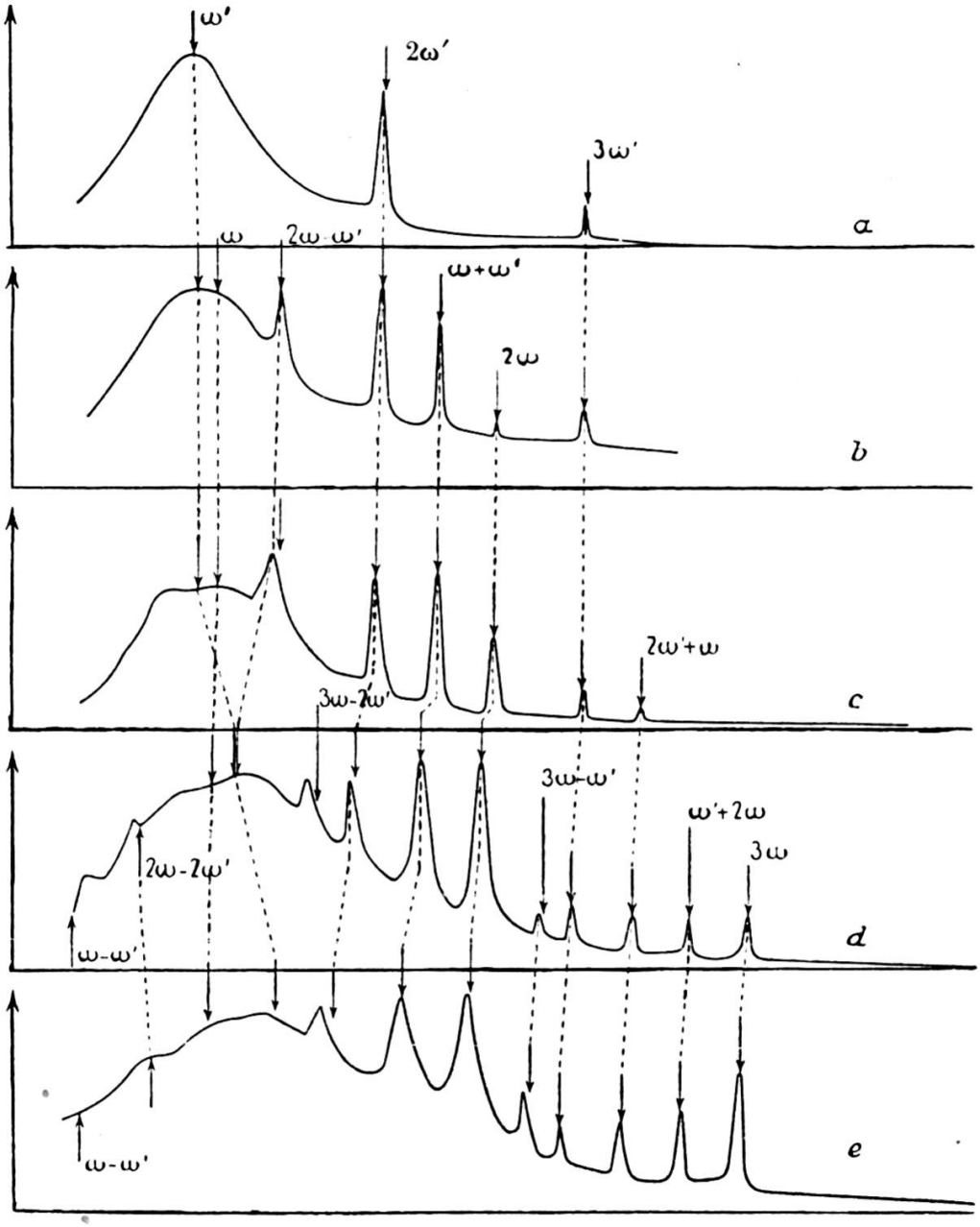


Fig. II

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.)