

Quelques suggestions concernant la production optique et la détection optique d'une inégalité de population des niveaux de quantifigation spatiale des atomes. Application à l'expérience de Stern et Gerlach et à la résonance magnétique

Alfred Kastler

▶ To cite this version:

Alfred Kastler. Quelques suggestions concernant la production optique et la détection optique d'une inégalité de population des niveaux de quantifigation spatiale des atomes. Application à l'expérience de Stern et Gerlach et à la résonance magnétique. Journal de Physique et le Radium, 1950, 11 (6), pp.255-265. 10.1051/jphysrad:01950001106025500. jpa-00234250

HAL Id: jpa-00234250 https://hal.science/jpa-00234250

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers. L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

QUELQUES SUGGESTIONS CONCERNANT LA PRODUCTION OPTIQUE ET LA DÉTECTION OPTIQUE D'UNE INÉGALITÉ DE POPULATION DES NIVEAUX DE OUANTIFICATION SPATIALE DES ATOMES.

APPLICATION A L'EXPÉRIENCE DE STERN ET GERLACH ET A LA RÉSONANCE MAGNÉTIQUE (1)

Par Alfred KASTLER.

Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure, Paris.

Sommaire — 1º En éclairant les atomes d'un gaz ou d'un faisceau atomique par des radiations de résonance orientées (faisceau lumineux ayant une direction déterminée) et convenablement polarisées, · il est possible -- lorsque ces atomes au niveau fondamental sont paramagnetiques (nombres quantiques $J \neq 0$ ou $F \neq 0$) — d'obtenir un peuplement inégal des divers sous-niveaux m qui caractérisent la quantification spatiale ou magnétique du niveau fondamental. Une évaluation grossière montre qu'avec les moyens d'irradiation actuels, cette dissymetrie de population peut devenir fortimportante. Îl résulte de l'examen des probabilités de passage des transitions Zeeman π et σ que l'illumination en lumière naturelle ou en lumière polarisée rectilignement permet de concentrer les atomes suivant les cas, soit vers les sous-niveaux m du milieu (m = o), soit, au contraire, vers les sous niveaux extérieurs (| m | maximum) L'emploi de lumière polarisee circulairement permet de créer une dissymétrie de population entre les niveaux m négatifs et les niveaux m positifs, le sens de cette dissymétrie pouvant être inverse en inversant le sens de polarisation circulaire de la lumière incidente Cette creation de dissymetrie peut s'obtenir soit en l'absence de champ extérieur, soit en présence d'un champ magnétique ou d'un champ électrique En presence d'un champ extérieur les divers sous-niveaux m (dans le cas d'un champ magnétique) ou |m| (dans le cas d'un champ électrique) sont énergetiquement distincts, et la creation d'une dissymetrie de population par le procéde optique correspond à une augmentation ou a une diminution de la « température de spin »

2° Une dissymmetrie de population des sous-niveaux m de l'etat fondamental peut être détectée optiquement par l'examen de l'intensite et de la polarisation des radiations de resonance optique L'emploi de recepteurs photoélectriques et l'utilisation d'une technique de modulation permettent une détection commode et sensible

 3° L'examen optique des diverses branches en lesquelles se divise un pinceau atomique dans l'expérience de Stern et Gerlach permet le contrôle du niveau quantique *m* des atomes de chacune de ces branches. Cette methode optique permet d'étendre l'analyse magnétique des atomes dans l'experience de Stern et Gerlach à l'étude des niveaux excites métastables

4° Dans les experiences de resonance magnetique, les transitions induites par le champ magnétique oscillant de radiofrequence tendent a detruire l'inegalite de population des niveaux m. L'etude de la resonance magnétique des atomes d'un faisceau atomique peut donc se faire en remplaçant les champs magnetiques non uniformes du dispositif de Rabi, l'un par un producteur optique de dissymétrie a la sortie du resonateur La methode optique permet d'étendre l'etude de la resonance magnétique à des niveaux métastables Cette methode permet d'étudier les transitions entre niveaux hyperfins dans un champ nul, les effets Zeeman hyperfins dans des champs faibles et les effets Paschen-Back hyperfins dans des champs forts Grâce a la connexion entre l'effet Zeeman hyperfin et l'effet Paschen-Back hyperfin on peut ainsi analyser optiquement la résonance nucléaire pure dans des champs qui découplent

les vecteurs J et I Enfin, l'etude de l'effet Stark d'un niveau atomique par la méthode de résonance peut egalement se faire optiquement Le procedé d'etude optique d'un faisceau atomique permet l'emploi de faisceaux larges et à contours assez mal définis. L'appareillage à réaliser pour cette étude est donc simple et peu coûteux

5º La sensibilité de la détection du phénomène de résonance magnétique par les procédés radio-

électriques d'induction ou d'absorption est limitee par la faible valeur du facteur $\frac{h_v}{kT}$ qui régit la

dissymétrie naturelle de population des niveaux m Ceci nécessite l'utilisation de matière sous forte concentration à l'état de solide, de liquide ou de gaz comprimé En créant par irradiation de la cuve de résonance magnetique une dissymétrie artificielle des niveaux m on peut rendre les gaz ou vapeurs sous faible pression accessibles à ces procedes de detection. Il est interessant également d'etudier l'action que peut avoir une irradiation sur l'intensite de la résonance magnetique de cristaux contenant des ions paramagnétiques absorbants et fluorescents.

(1) Conférence faite devant la Societé française de Physique, le mardi 30 mai 1950

6° Possibilite d'effets lumino-caloriques et lumino-frigoriques : Dans le cas de vapeurs et de cristaux de sels de terres rares dont les ions possèdent un rendement de fluorescence egal a lunite, il doit être possible d'obtenir par irradiation une dissymetrie de population des sous niveaux m du niveau fondamental ou du niveau excite qui correspond, suivant le choix de l'etat de polarisation de la lumiere incidente, a une augmentation ou a une diminution de la « temperature de spin). Celle ci tend a se mettre en equilibre avec la temperature du gaz ou du reseau cristallin. Il en resulte, suivant les cas, un effet d'echauffement ou de refroidissement analogue a l'effet magneto calorique. Mais alors que dans ce dernier effet on est oblige, pour refroidir un corps, de proceder en deux etapes, aimantation et desaimantation, pour pouvoir evacuer la chaleur produite dans l'aimantation adiabatique, le refroidissement par irradiation peut se poursuivre de maniere continue car l'energie thermique du milieu est evacuee peu à peu par les radiations de fluorescence antistokes. La possibilité d'obtenir de telles radiations de sitons de sitons des terres rares. Mais, même si lon arrive à realiser les conditions experimentales d'un refroidissement par irradiation, cet effet restera une curiosite scientifique plutôt qu'un moyen pratique d'obtention de basses temperatures.

1. Détection optique des niveaux m dans l'expérience de Stern et Gerlach. — Dans l'experience de Stern et Gerlach un pinceau de rayons atomiques de direction OX est soumis à un champ magnétique H transversal, parallèle à OZ et de fort gradient de même direction OZ. Si les atomes sont paramagnétiques, c'est-à-dire s'ils possèdent un moment magnetique non nul

$$\dot{\mu} = \mu_R g \vec{J}$$

(où μ_B est le magneton de Bohr et g le facteur de Lande), lie à un moment cinétique $\overrightarrow{M} = \frac{\overrightarrow{Jh}}{2\pi}$, pinceau se divise en $_2J + _1$ branches caractérisée, chacune, par une valeur determinee du nombre quantique magnetique ou spatial m, ce nombre pouvant prendre toutes les valeurs differant d'une unité de +J à -J. Si, en outre, les noyaux atomiques possedent un moment magnetique

$$\dot{\mu}_{i} = \mu_{n} g_{i} I$$

(où μ_n est le magneton nucléaire et g_i le facteur de Lande du noyau) lie à un moment cinétique nucléaire

$$\overrightarrow{M}_{i} = \overrightarrow{I} \frac{h}{2\pi}$$

chacune de ces branches se subdivise à son tour en ${}_{2}I + {}_{1}$ brins hyperfins, le champ H etant suppose suffisamment intense pour produire l'effet Paschen-Back hyperfin. On peut considerer que le champ Hproduit la quantification spatiale des atomes et que son gradient effectue le tri des divers sousniveaux magnetiques m.

En éclairant le pinceau atomique sortant du champ H par une radiation de résonance des atomes, radiation formée de vibrations convenablement orientees et polarisees, il est possible de contrôler optiquement la valeur du nombre m dans chacune des branches. Cette methode de verification optique a l'avantage d'être applicable, non seulement aux états fondamentaux des atomes, mais aussi aux etats metastables, ce qui permettrait d'etendre l'experience de Stern et Gerlach à l'analyse magnetique de ces etats. Ces etats peuvent être produits en proportion importante, soit par bombardement electronique des atomes du pinceau, soit en soumettant ces atomes à une excitation par echelon le long de leur trajet.

Considérons l'exemple d'un pinceau d'atomes de mercure contenant des atomes au niveau métastable $6^{3}P_{2}$. Éclairons le pinceau à la sortie du champ magnetique par $\lambda 5 461$ Å et observons dans la direction OY l'emission du triplet de fluorescence 4 046-4 358-5 461 Å.



La figure 1 montre le diagramme des transitions spectrales qui interviennent, la figure 2 indique la structure magnetique des niveaux

$$6\,{}^{_3}P_2$$
 et $7\,{}^3S_1$

et les transitions Zeeman de la raie

5461 Å
$$(7^{3}S_{1} - 6^{3}P_{2})$$

Une transition verticale correspond à une composante Zeeman π , une transition oblique à une composante σ . Elle sera de vibrations circulaires droites (σ_+) ou gauches (σ_-) suivant le sens de la pente. Les nombres inscrits sur les traits des transitions representent les probabilites de passage de Honl-Kronig [1] des composantes Zeeman. La figure 3 schematise la decomposition du pinceau des atomes Hg 6^3P_2 en cinq branches correspondant aux cinq valeurs du nombre quantique m.



Si nous éclairons le pinceau par des rayons lumineux parallele à OZ contenant des vibrations circulaires droites et correspondant aux transitions d'absorption $\Delta m = +1$ (fleches de la figure 2)



seules les trois branches inferieures m=-2, -1et o pourront les absorber et s'illumineront. Les rapports de leurs intensites de fluorescence, observées suivant OY pour la raie d'emission 4 358 Å (fig. 4),



seront 6:2:1. L'inversion du sens de polarisation circulaire de la lumière incidente produira, au contraire, l'illumination des trois branches superieures m = +2, +1 et o avec le même rapport d'intensité.

Enfin, en eclairant suivant une direction du plan XOY avec des vibrations rectilignes paralleles à OZ (transitions π) on constatera l'illumination des trois branches du milieu — 1, o, + 1 avec les rapports d'intensites de 4 358 Å : 9 : 8 : 9. En etudiant dans chaque cas les etats de polarisation des trois radiations emises par chaque branche du pinceau, on pourra contrôler dans tous leurs details les previsions deduites des valeurs des diverses

~

probabilités de passage. Les indications précédentes ne sont valables que pour les isotopes pairs du mercure depourvus de spin nucléaire.

2. Production d'une inégalité de population des sous-niveaux m de l'état fondamental par illumination par des radiations de résonance convenablement orientées et polarisées. L'etude de la polarisation des radiations de resonance et de fluorescence [2] montre que la notion de quantification spatiale conserve son intérêt, même en l'absence de champ exterieur. D'après le postulat de Heisenberg [3] la direction de quantification « fictive » en l'absence de champ doit coïncider avec un axe de symetrie de la vibration lumineuse excitatrice : Si la vibration incidente est polarisée rectilignement, la direction de quantification lui est parallele et seules les transitions Zeeman π interviendront dans l'absorption. Si la vibration incidente est naturelle (ou polarisee circulairement), il faut quantifier par rapport à un axe perpendiculaire au plan de la vibration et seules les composantes σ (ou σ_+) seront absorbées. Les états de polarisation des radiations reémises s'interprètent par ce postulat qui conserve sa validité, comme nous l'avons montré [4], dans le cas de l'excitation par échelon, lorsque les vecteurs lumineux incidents sont de direction de quantification concordante. Nous avions aussi attiré l'attention sur le fait que le cas des vecteurs incidents non concordants dans l'excitation par echelon exige une généralisation du postulat de Heisenberg [5]. La solution de ce problème a été donnee par P. Soleillet [6] qui a montré qu'on peut admettre, en l'absence de champ exterieur, une direction de quantification arbitraire à condition de tenir compte d'une certaine cohérence entre les vibrations correspondant aux diverses transitions Zeeman.

L'excitation optique d'un atome par des transitions Zeeman selectionnees entraîne une selection des sous-niveaux m' de l'etat excite, d'où les atomes retombent à l'etat inférieur suivant le jeu des probabilites de passage. Il en resulte, sous l'influence de l'irradiation, une modification de population des sous-niveaux m de cet etat. La production et le maintien d'une inegalite de population des niveaux m de l'état fondamental par ce « pompage optique » exige que ni le niveau excite, 'ni le niveau fondamental ne soient perturbes par les chocs ou par d'autres causes de perturbation. Les etudes de dépolarisation des radiations de resonance par les chocs [7] ont montré que le niveau excité est très sensible aux chocs et que la section efficace de choc, qui correspond à la perturbation de ses sousniveaux m^{i} , est bien superieure à la section de choc ordinaire de la theorie cinetique Les sous-niveaux m de l'etat fondamental sont certainement beaucoup moins vulnerables. La section efficace correspondante n'a pas ete expérimentalement déterminee mais la possibilité de sa détermination constitue l'une des applications des considerations que nous developpons.

Pour realiser les conditions de production et de maintien d'une inégalite de population des niveaux m il est donc necessaire d'operer sur les atomes d'un gaz ou d'une vapeur très rarefies ou sur un faisceau atomique de faible densité.

Designons par J' le nombre quantique du niveau superieur, par J'' celui du niveau inférieur de la transition spectrale envisagée. L'examen des probabilités de passage montre qu'on peut enoncer les règles suivantes :

Une excitation π par vibrations excitatrices polarisees rectilignement concentre les atomes vers les sous-niveaux m du milieu ($\rightarrow m = 0$) lorsque $J' \geq J''$ et vers les sous-niveaux m exterieurs ($\rightarrow |m| = J$) lorsque J' < J''. L'inverse a lieu pour une excitation σ en lumiere incidente naturelle.

Une excitation par des vibrations polarisees circulairement permet de concentrer les atomes, soit vers les niveaux m > 0 (excitation σ_+), soit, au contraire, vers les niveaux m < 0 (excitation σ_-). Nous allons illustrer ces regles par des exemples :

a. Transition $J' = 0 \Rightarrow J'' = 1$. — Une excitation π n'agira que sur les atomes au sousniveau m = 0 de l'etat inferieur. Des atomes excités,



un tiers seulement, retournera par emission vers m = 0, les deux autres tiers transiteront vers m = -1 et m = +1. Au bout d'un certain temps, l'etat m = 0 se sera donc vide au profit des etats |m| = 1. L'inverse a heu lorsqu'on opere par excitation σ . Une excitation par vibrations circulaires σ_+ videra l'etat m = -1 au profit des etats o et +1.

Une excitation simultanee en π et σ_+ permettra de concentrer tous les atomes vers m = +1.

b. Transition $J' = I \rightarrow J'' = I$. — En consultant le schema or-joint, on voit que :

Excitation π concentre $\rightarrow m = 0$, Excitation σ concentre $\rightarrow |m| = 1$, Excitation σ_+ concentre $\rightarrow m = +1$





$$\sigma \rightarrow \mid m \mid = 1,$$

 $\sigma_{+} \rightarrow m = +1$



Nous allons voir, sur l'exemple de l'atome de sodium que la dissymetrie de population, qu'on peut creer à l'etat fondamental, par de tels procédes de « pompage optique », peut devenir fort importante :

L'etat fondamental de l'atome Na est un etat 3^2S_1 .

Par absorption du doublet D_1 , D_2 l'atome est porte au niveau $3^2P_{\underline{1},\underline{3}}$.

Voici les schemas de ces deux raies de résonance



F1g. 8.

Ces schémas ne tiennent pas compte de la structure hyperfine due au spin nucléaire $I = \frac{3}{2}$. Mais il suffit d'un champ magnétique relativement faible, de l'ordre de 500 gauss, pour découpler les vecteurs Jet \tilde{I} . Les règles de sélection et de polarisation ne font intervenir alors que le vecteur J.

Si, dans ces conditions, nous eclairons les atomes avec les raies D_1 et D_2 polarisées circulairement (σ_+) les atomes vont se raréfier à l'etaït $m = -\frac{1}{2}$ de $3^2S_{\frac{1}{2}}$ pour s'accumuler à l'etaït $m = +\frac{1}{2}$. Nous allons etablir la loi de variation des concentrations en fonction du temps.

Le nombre d'atomes excités pendant le temps Δt est

$$\Delta n_1' = B_{mm'} \rho_{\nu} n_m \Delta t,$$

 n_m etant le nombre d'atomes au niveau m initial, ρ , la densite spectrale du rayonnement incident et B_{mm} la probabilite d'absorption d'Einstein de la transition Zeeman $m \rightarrow m'$.

Le nombre d'atomes qui retournent à l'état fondamental est

$$-\Delta n'_2 = n'_{m'} \Delta t \sum_m A_m m = \frac{n_m}{\tau} \Delta t,$$

 $A_{m\,m}$ etant la probabilite d'emission d'Einstein d'une transition $m' \rightarrow m$ et τ la durée de vie du niveau excité.

A l'etat d'équilibre, sous l'influence d'un rayonnement permanent, nous aurons

d'ou

$$\Delta n'_1 + \Delta n'_2 = 0,$$

$$\frac{n_m}{n_m} = \rho_{\gamma} \frac{B_{mm}}{\sum_m A_{mm}} = \rho_{\gamma} \frac{c^3}{8\pi h \gamma^3} \frac{A_{mm}}{\sum_m A_{mm}}.$$

Pour l'excitation -au sous-niveau $m' = +\frac{1}{2}$ de l'etat excite des atomes provenant du sousniveau $m = -\frac{1}{2}$ de l'état fondamental, l'expression $\frac{A_{m\,m}}{\sum_{m} A_{m\,m}}$ est egale à $\frac{2}{3}$ pour D_1 et égale à $\frac{1}{3}$ pour D_2 .

La proportion d'atomes excites $\frac{n'_{m'}}{n_m}$ dépend donc essentiellement de ρ_{ν} , 'c'est-à-dire de l'intensité du rayonnement incident efficace. Mitchell et Zemansky (réference [2 b], p. 96) estiment que cette proportion peut atteindre 10⁻⁴ au plus. Mais avec les moyens d'illumination actuels on doit pouvoir dépasser cette valeur, et l'intensité élevée du rayonnement de fluorescence qu'on peut obtenir par excitation par echelon le confirme. Nous admettrons donc que le facteur $\rho_{\gamma} \frac{c^3}{8\pi h \gamma^3}$ atteint facilement 10⁻⁴.

Le nombre d'atomes $\Delta n''$ qui transite pendant le temps Δt vers le sous-niveau inférieur m'' (différent du niveau initial m) est

$$\Delta n'' = n'_m \Delta t A_{m m} = n'_m \frac{\Delta t}{\tau} \frac{A_{m m'}}{\sum_m A_{m'm}},$$

$$\frac{A_{m m}}{\sum_{m m} A_{m m}} \text{ pour la transition } m' = +\frac{1}{2} \rightarrow m'' = +\frac{1}{2} \text{ est}$$

égal à $\frac{1}{3}$ pour D_1 et $\frac{2}{3}$ pour D_2 .

D'où, finalement pour chacune des raies

$$\Delta n'' = \frac{2}{9} \cdot 10^{-4} n_m \frac{\Delta t}{\tau},$$

 $\Delta n''$ represente l'accroissement du nombre d'atomes au niveau $m = +\frac{1}{2}$ de l'etat fondamental et est égal à — Δn , diminution simultanée de ce nombre au niveau $m = -\frac{1}{2}$.

En admettant que les deux raies excitatrices D_1 et D_2 sont de même intensité, le nombre d'atomes de ce niveau baisse donc, sous l'influence de l'irradiation, suivant la relation différentielle

$$\frac{\Delta n}{n} = -\frac{4}{9} \cdot 10^{-4} \frac{\Delta t}{\tau} \cdot$$

$$\begin{aligned} \tau' &= \frac{9}{4} \cdot 10^{4} \tau, \\ n_{-\frac{1}{2}} &= n_{0} e^{-\frac{t}{\tau}}, \\ n_{+\frac{1}{2}} &= n_{0} \left(2 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \end{aligned}$$

9

Pendant que le nombre d'atomes du niveau $m = -\frac{1}{2}$ decroît exponentiellement, le nombre d'atomes de l'autre niveau $m = +\frac{1}{2}$ tend exponentiellement vers le double du nombre initial.

Au bout d'un temps de l'ordre de τ' le rapport $\frac{n_{+\frac{1}{2}}}{n_{-\frac{1}{2}}}$ aura dépassé la valeur 4. La dissymétrie

de population sera devenue considérable.

La durée de vie du niveau $3^2 P$ de Na est de l'ordre de $\tau = 10^{-8}$ s. D'où $\tau' \approx 2.10^{-4}$ s. Vers 100° C, la vitesse thermique des atomes de sodium est de l'ordre de 500 m : s. Pendant le temps τ' ces atomes parcourent des trajets d'une dizaine de centimètres. Il est donc possible, en irradiant latéralement un faisceau atomique, d'obtenir, après quelques centimetres de parcours, une dissymetrie importante de population des niveaux m de quantification spatiale.

3. Détection optique d'une inégalité de population des niveaux m. — Les radiations de resonance optique qui servent à creer une dissymetrie de population des sous-niveaux magnetiques mpeuvent servir egalement à detecter cette dissymetrie, car l'intensite et l'état de polarisation de la lumière de résonance optique sont fonction de la population des divers sous-niveaux m. Considerons encore l'exemple du faisceau d'atomes Na qui se propage suivant OX et que nous eclairons lateralement, parallelement à OZ avec les raies D_1 et D_2 polarisees circulairement (σ_+). Observons parallelement à OY l'intensite de la lumiere de resonance à travers un polariseur qui ne transmet que les vibrations paralleles à OZ (transitions π). Au fur et à mesure que le long du trajet le nombre d'atomes à l'etat $m = -\frac{1}{2}$ diminue, l'intensite de la lumière de résonance baisse. (Si l'on observait sans polariseur on constaterait une augmentation d'intensité pour D_2 , une diminution pour D_1).



Si au delà d'une certaine abscisse A nous inversons le sens de polarisation circulaire de la radiation excitatrice (ce seront maintenant les atomes a l'état $m = +\frac{1}{2}$ qui pourront l'absorber) nous constaterons à cet endroit une augmentation subite de l'intensite de la lumiere de resonance optique (vibration π).

Un detecteur optique sensible du facteur de dissymetrie

$$\delta = \frac{n_{+\frac{1}{2}} - n_{-\frac{1}{2}}}{n_{+\frac{1}{2}} + n_{-\frac{1}{2}}}$$

peut être constitué de la manière suivante : le faisceau AB est eclaire suivant OZ à travers un polariseur suivi d'une lame quart d'onde tournante. Tous les quarts de tour le sens de polarisation circulaire de la radiation incidente est ainsi inverse et il en resulte une modulation de l'intensite de la lumiere de résonance reemise à angle droit, dont on isole la composante π par un nicol analyseur. Cette lumiere de resonance tombe sur la couche sensible d'un multiplicateur d'electrons suivi d'un amplificateur basse frequence accorde sur la frequence de modulation.

Si l'on veut mesurer photographiquement le facteur de dissymetrie δ , il vaut mieux eclairer le faisceau atomique à explorer par une vibration rectiligne π et l'observer parallelement à OZ à travers un analyseur circulaire composé d'une lame quart d'onde suivie d'un wollaston qui fournira deux images dont le rapport d'intensité est égal au rapport $\xrightarrow{n_{-1}}$

apport
$$\frac{1}{n_{+\frac{1}{2}}}$$

On imagine des dispositifs analogues adaptes aux autres cas particuliers.

4. Application à la résonance magnétique d'un faisceau atomique. — Lorsque des atomes paramagnetiques se trouvent dans un champ magnétique H_0 uniforme et constant dans le temps, les divers états de quantification spatiale m, qui etaient de même energie E_0 en absence de champ, forment une suite equidistante de niveaux d'energie

$$E_m = E_0 - mg\Delta,$$

g etant le facteur de Landé et $\Delta = 4,7.10^{-5} H$ (ærsted) l'écart Zeeman normal exprime en nombres d'ondes au centimetre. Si l'on etablit, perpendiculairement au champ H_0 un champ oscillant rectiligne H_1 (qui peut être considere comme la superposition de deux champs tournant en sens inverse), l'une des composantes circulaires de ce champ produit des transitions energetiques entre les niveaux m adjacents, transitions dont le hombre passe par un maximum aigu lorsque la frequence f du champ oscillant (exprimee en cm⁻¹) correspond à l'intervalle $g\Delta$ (en cm⁻¹) entre ces niveaux. On dit qu'il y a resonance magnetique, et les transitions induites entre sous-niveaux m d'un même etat atomique correspondent à des transitions spectrales, de frequence radioélectrique, d'un rayonnement dipolaire magnétique (les transitions dipolaires electriques etant interdites par la règle de sélection $\Delta L = \pm 1$).

Rabi et ses collaborateurs [8] ont mis au point une méthode d'etude du phenomène de résonance magnetique des atomes d'un pinceau atomique dans le vide. La cellule de résonance magnétique C est precedée d'un champ magnétique non uniforme H_A qui joue le rôle de sélecteur des niveaux m. Elle est suivie d'un champ analogue H_B et d'un récepteur dont l'ensemble joue le rôle d'analyseur de population des niveaux m.

Dans le dispositif de Rabi la definition géometrique des fentes, la qualité magnétique des matériaux et l'execution mécanique de l'appareil doivent être impecçables. Cet appareil n'a été réalise qu'en un seul laboratoire au monde.

Pour beaucoup d'applications, pour l'etude de la résonance magnétique de particules monoatomiques notamment, il est possible de remplacer les selecteurs et analyseurs magnétiques par les dispositifs optiques producteurs de dissymetrie et détecteurs de dissymétrie que nous venons de decrure.

Le faisceau atomique sera soumis sur une premiere partie de son trajet à l'irradiation qui crée la dissymétrie entre les niveaux m, puis il traversera la cellule à résonance magnétique pour être soumis à sa sortie au detecteur optique de dissymétrie. Lorsque les conditions de la résonance magnétique sont réalisées, les transitions induites tendent à produire l'égalité de population des niveaux m, et le phénomène module qu'on enregistre baisse d'intensité. Il est possible d'utiliser des faisceaux atomiques larges à contours mal définis, L'appareil peut être réalisé avec les moyens d'un laboratoire modeste.

Grâce à la suppression des champs magnétiques non uniformes, la methode optique se prête tout particulièrement à l'etude de la resonance magnétique dans les champs H_0 faibles, c'est-à-dire à l'analyse des effets Zeeman de structure hyperfine, par exemple à l'etude de la structure du niveau fondamental 6^1S_0 des isotopes ¹⁹⁹Hg $\left(F = I = \frac{1}{2}\right)$

et ²⁰ ¹Hg
$$(F = I = \frac{3}{2})$$
.

Il sera possible d'appliquer tout le long du trajet des atomes un champ H_0 constant et de faire ainsi l'analyse des atomes dans des conditions parfaitement definies au point de vue théorique. On pourra, en particulier, etudier dans un champ nul les transitions radioelectriques entre les divers niveaux F hyperfins (par exemple : le niveau fondamental ${}^2S_{\pm}$ des alcalins); dans le cas de Na :

$$J = \frac{1}{2}, \qquad I = \frac{3}{2},$$

 $F_1 = I - J = 1, \qquad F_2 = I + J = 2$

Mais il sera également possible d'étudier la résonance nucleaire pure $(m'_t = m_t \pm 1)$ dans un champ magnétique fort qui découple les vecteurs J et I, grâce à la connexion entre les niveaux m_F dans les champs faibles et les niveaux $m_J + m_I$ de l'effet Paschen-Back hyperfin. Cette etude fournira les ecarts entre niveaux hyperfins F en l'absence de champ. Le champ magnétique fort devra être limite à la cellule de resonance magnétique, car autrement la règle de selection optique $\Delta m_i = 0$ empêcherait la détection optique des transitions nucléaires.

La methode optique permet egalement l'etude de l'effet Stark par la méthode de résonance radioélectrique, en associant dans la cellule de resonance un champ electrique constant, separant énergetiquement les niveaux |m|, à un champ magnétique oscillant. On emploiera de la lumière naturelle ou polarisee rectilignement et l'on tirera parti des regles enoncées precedemment.

Enfin, 1c1 aussi, la methode optique aura l'avantage de permettre l'analyse de niveaux metastables.

Nous allons, de nouveau, considerer le cas du niveau $6^{3}P_{2}$ de Hg (isotopes pairs).



L'irradiation d'un faisceau d'atomes de mercure, parallèlement aux lignes de force d'un champ magnetique constant, par les radiations 2537 Å et 4358 Å (vibrations naturelles) permettra d'atteindre le seul sous-niveau m = 0 de l'état 7^3S_1 , d'où la moitie des atomes environ (les $5/11^{\circ}$ exactement) transitera vers l'état $6^{3}P_2$, mais seuls les sous-niveaux du milieu m = -1, 0, +1 seront peuplés dans la proportion 3:4:3 (fig. 2).

La detection se fera en eclairant le faisceau par 5 461 Å (vibrations naturelles σ) et en etudiant les radiations 4 046-4 358 Å émises à angle droit, à travers un analyseur tournant modulant le rapport $\frac{I_{\pi}}{I_{\sigma}}$.

En l'absence de perturbation, l'éclairement par 5 461 Å (excitation σ) redonnera $\frac{9}{4}$ fois plus d'atomes au niveau m = 0 de 7^3S_1 , qu'aux deux niveaux $m = \pm 1$ reunis.

e

Il en resulte pour la raie 4 046 emise, un rapport de polarisation $\frac{I_{\pi}}{I_{\sigma}} = \frac{9}{2}$ et pour la raie 4 358 un rapport $\frac{I_{\pi}}{I_{\sigma}} = \frac{4}{11}$. Pour obtenir une modulation concordante de l'ensemble de ces deux raies, il suffit de placer devant l'analyseur tournant une lame de mica d'axes inclines à 45°, onde pour l'une et demi-onde pour l'autre radiation.

Lorsque la resonance magnetique realise l'egalité complete de population des niveaux *m* de l'etat $6^{3}P_{2}$, l'excitation de ce niveau par 5 461 Å fournira pour la raie 4 046 Å le rapport de polarisation $\frac{I_{\pi}}{I_{\sigma}} = \frac{6}{7}$ et pour 4 358 Å le rapport $\frac{I_{\pi}}{I_{\sigma}} = \frac{14}{13}$.

La modulation sera legèrement inversee. Elle sera donc sensiblement annulée si l'egalite de population n'est pas tout à fait realisee.

5. Application à l'étude de la résonance magnétique par les procédés de détection radioélectriques. — La sensibilite des methodes d'étude de la relaxation paramagnetique [9] et de la resonance magnetique electronique [10] ou nucleaire par les procedes de detection radioelectriques d'induction [11] ou d'absorption [12] est limitee par la faible inegalite de population entre les divers sous-niveaux magnetiques. Cette inegalite est conditionnee par le facteur $\frac{h_{\nu}}{kT}$ qui, pour les frequences radioelectriques et à des temperatures qui ne sont pas extrêmement basses, n'est que de l'ordre de 10-6 à 10⁻⁵. Dans ces conditions, l'absorption du rayonnement radioelectrique est presque compensee par l'emission induite d'Einstein, et sous l'influence même de cette absorption les populations des niveaux m s'egalisent et la compensation devient totale : il y a effet de saturation. Comme dans le domaine radioelectrique l'emission spontanée est negligeable, l'equilibre thermique initial ne peut être restitué que s'il existe des mecanismes de transfert d'energie ou de « relaxation » : chocs dans le cas des gaz ou liquides, interaction avec les ondes thermo-élastiques du reseau dans le cas des solides. La faiblesse de l'effet à deceler d'une part, la necessite d'une relaxation d'autre part, imposent donc l'etude de la matiere à l'etat condense et dans ces conditions la finesse de la bande de resonance est conditionnee essentiellement par les mécanismes d'interaction.

Purcell et ses collaborateurs ont neanmoins reussi, en travaillant a la limite de sensibilite des procedes de detection, à deceler la resonance nucleaire des protons dans l'hydrogene gazeux a 10 atm [13], et Roberts, Beers et Hill [11] ont pu mettre en evidence, sur la vapeur de cæsium sous la pression de 10⁻² mm de mercure, la transition radioelectrique entre les deux niveaux hyperfins $F = I - \frac{1}{2}$

t
$$F' = I + \frac{1}{2}$$
 de l'etat fondamental
6' $S_{\frac{1}{2}}(\Delta v = 0.30 \text{ cm}^{-1} = 9192.6 \text{ Mc} \text{ s})$

et ont pu analyser l'effet Zeeman de cette transition.

En augmentant artificiellement la dissymetrie de population par irradiation optique, on peut accroître enormement la sensibilité des procedes de detection radioelectriques, et des gaz et vapeurs sous tres faible pression peuvent ainsi devenir accessibles à ces methodes. D'ailleurs, comme nous l'avons dejà vu plus haut, l'efficacite de l'intervention optique est conditionnee par l'emploi de tres faibles pressions (10⁻⁷ mm pour la vapeur de sodium, 10⁻⁴ mm pour la vapeur de mercure), car à des pressions plus elevees la perturbation par les chocs du niveau excite devient notable [7]. A d'aussi faibles pressions, la largeur des bandes de resonance depend èssentiellement de la duree de transit des atomes d'une paroi à l'autre du recipient, duree de l'ordre de 10⁻⁴ s. Pour des frequences de resonance de l'ordre de 100 Mc·s, la largeur relative des bandes sera alors

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} \leq \frac{10^4}{10^8} = 10^{-1}$$

Par l'irradiation on pourra augmenter la sensibilite de la detection par un facteur de l'ordre de 10⁵. La probabilite des transitions dipolaires magnetiques $[12 \ b]$:

$$W_{m \neq m-1} = \frac{1}{4} \gamma^2 H_1^2 g(\nu) (F + m) (F - m - 1)$$

depend du rapport gyromagnetique γ et du facteur de forme $g(\gamma)$ qui est pratiquement egal à l'inverse de la largeur $\Delta \nu$ de la bande de resonance. La comparaison avec le cas du gaz hydrogène comprimé [13] montre que la resonance nucleaire pure du niveau 6^1S_0 des atomes de mercure ¹⁹⁹Hg et ²⁰¹Hg ne peut pas être decelee radioelectriquement dans la vapeur de mercure, mais que la resonance electronique du niveau 3^2S_{\perp} de la vapeur de sodium

doit être decelable, surtout si l'on module l'etat de polarisation circulaire de la lumiere incidente afin de favoriser tour a tour l'absorption et l'emission induite. Il convient de rechercher egalement si la resonance magnetique des ions paramagnetiques dans un cristal ne peut pas être renforcee par une irradiation appropriee. Lorsque les ions sont fluorescents et que le temps de relaxation est grand, un tel effet est probable.

6. Possibilité d'un effet lumino-calorique et lumino-frigorique. — Lorsque les sous-niveaux m de l'etat fondamental d'atomes ou d'ions paramagnetiques sont energetiquement separes par un champ exterieur ou un champ cristallin, la population de ces divers sous-niveaux m est regie, à une température donnée, par la formule de Boltzmann :

$$\frac{n_{m_1}}{n_{m_2}} = e^{-\frac{\mathcal{W}_{m_1} - \mathcal{W}_{m_2}}{kT}} = e^{-\frac{\Delta \mathcal{W}}{kT}}$$

Quand on modifie la valeur du champ (ΔW) la formule n'est plus satisfaite, et une nouvelle repartition d'equilibre des populations s'etablit, sous l'influence des chocs dans le cas d'un gaz, sous l'influence des echanges d'energie avec les vibrations du reseau dans le cas d'un cristal. Lorsqu'on augmente ΔW , en augmentant le champ magnétique H qui sépare les niveaux m, des atomes passent du niveau supérieur m_1 au niveau inférieur m_2 en cedant leur énergie au réseau. La température du cristal augmente. L'inverse a lieu lorsqu'on diminue le champ H. Ainsi s'expliquent, à l'échelle moleculaire, l'échauffement par aimantation adiabatique et le refroidissement par désaimantation adiabatique [15]. Pour refroidir une substance par désaimantation adiabatique on est obligé de proceder en deux étapes, car il faut l'aimanter d'abord et éliminer la chaleur d'aimantation par conduction avant de pouvoir la refroidir par désaimantation.

Aux effets magnéto-calorique et magnéto-frigorique on peut faire correspondre des effets luminocalorique et lumino-frigorique. Nous avons vu, en effet, qu'il est possible de modifier par irradiation la population relative des divers niveaux m (dans un champ constant). En modifiant ainsi le rapport $\frac{n_{m_1}}{n_{m_2}}$

on altère la « temperature de spin » des atomes ou des ions, et par un choix judicieux de la fréquence et de l'état de polarisation des radiations lumineuses incidentes on peut soit augmenter, soit diminuer à volonté la « température de spin ». Cette température de spin cherche à se mettre en équilibre avec la temperature des autres degres de liberté du milieu (translations et rotations du gaz ou vibrations du reseau), et ces échanges d'energie entraînent un échauffement ou un refroidissement correspondant à l'ensemble des degres de liberté du milieu.

L'irradiation peut se poursuivre d'une maniere continue, et si le système est bien isole thermiquement, il peut en résulter un échauffement ou un refroidissement continu. En diminuant le champ extérieur et l'intervalle d'énergie ΔW au fur et à mesure que le refroidissement optique se poursuit, on peut evacuer ainsi des quanta d'energie de plus en plus petits et atteindre théoriquement le zéro absolu.

Considérons le modèle d'un atome ou d'un ion paramagnetique placé dans un champ magnetique et dont les^{*} niveaux inferieurs et supérieurs sont tous les deux caractérisés par le nombre quantique $J = \frac{1}{2}$. Chacun de ces niveaux sera dédoublé par le champ en $m = +\frac{1}{2}$ et $m = -\frac{1}{2}$, le niveau $m = +\frac{1}{2}$ étant situé au-dessus du niveau $m = -\frac{1}{2}$ (le facteur de Landé g étant suppose positif). La figure 11 a montre le schéma des transitions Zeeman et la figure 11 b l'aspect des composantes de la raie dans l'echelle des frequences.



Si nous éclairons les atomes par de la lumière excitatrice polarisee circulairement σ_+ , nous faisons passer des atomes du niveau $m'' = -\frac{1}{2}$ au niveau excité $m' = +\frac{1}{2}$ et nous aurons émission de la raie de résonance σ_+ de même fréquence ν que la lumiere incidente et de la raie π_+ de frequence plus basse $\nu - \Delta \nu$ que nous pouvons considerer comme une raie de fluorescence stokes. La population du niveau $m'' = -\frac{1}{2}$ basse au profit de la population du niveau $m'' = +\frac{1}{2}$. La « temperature de spin » des atomes augmente, et cette énergie thermique se communiquera aux autres degrés de liberté du milieu sous l'influence des chocs. Si le niveau supérieur est lui aussi perturbé par les chocs, cette perturbation ne peut consister qu'en un passage de $m' = +\frac{1}{2}\dot{a}$ $m' = -\frac{1}{2}$ et de nouvelles composantes stokes π_{-} et σ_{-} apparaîtront dansl'émission.

Supposons, au contraire, que la lumière incidente soit polarisée circulairement en sens inverse. Seule la transition σ_{-} (celle qui a la frequence la plus faible du groupe de composantes Zeeman) sera cette fois-ci absorbée, ce qui portera les atomes

Nº 6.

du niveau $m'' = +\frac{1}{2}$ au niveau excité $m' = -\frac{1}{2} \cdot La$ lumiere emise contiendra, à côte de la raie de resonance σ_{-} de frequence ν' , la raie de fluorescence antistokes π_{-} de frequence $\nu' + \Delta \nu$. (Si le niveau supérieur est perturbé lui aussi par des chocs, les raies antistokes π_+ et σ_+ seront emises à leur tour.) La population du niveau $m'' = +\frac{1}{2}$ baissera au profit de la population du niveau $m^y = -\frac{1}{2} \cdot La$ « temperature de spin » des atomes baissera et se mettra, grâce aux chocs, en equilibre avec la temperature des autres degres de liberte du milieu. Ceci aura pour effet de ramener des atomes de l'etat $m'' = -\frac{1}{2}$ à l'etat $m'' = +\frac{1}{2}$ où ils pourront reabsorber la lumiere incidente, et le cycle des operations recommencera. Ainsi, par un cycle continu, l'energie thermique des divers degrés de liberté du milieu sera evacuee par les radiations de fluorescence antistokes, l'emission de chaque photon antistokes de frequence $\nu' + \Delta \nu$ assurant l'eva-

cuation de l'energie $h\Delta_{\nu}$ du milieu, et ceci jusqu'à épuisement de l'energie thermique du milieu. En definitive, lorsqu'en irradiant un milieu il est possible d'obtenir l'emission, a côte de la radiation excitatrice, de radiations de fluorescence stokes sans emission simultanee de radiations antistokes, le milieu s'echauffera. Si, au contraire, les conditions sont telles qu'à côte de la radiation excitatrice le milieu ne puisse emettre que des radiations antistokes, sa temperature peut diminuer, si le rendement de fluorescence est égal à l'unité.

Exemples d'application. — Le rendement de resonance optique est voisin de l'unite pour les gaz et les vapeurs. Considerons l'exemple de la vapeur de sodium. Le schema que nous avons discute $\left(J''=\frac{1}{2}, J'=\frac{1}{2}\right)$ convient pour la raie D_1 , mais le cas de la raie $D_2\left(J''=\frac{1}{2}, J'=\frac{1}{2}\right)$, conduit aux mêmes conclusions · l'irradiation par σ_- ne fournit que des raies de fluorescence antistokes, l'irradiation par σ_+ que des raies de fluorescence stokes.





En eclairant la vapeur de sodium placee dans un champ magnetique a travers un wollaston W suivi d'une lame-quart d'onde, on peut exciter les atomes de deux regions de la vapeur par des vibrations circulaires inverses et il doit être possible de constater une difference de temperature entre les deux regions eclairees de la cuve de resonance. Il convient de melanger à la vapeur de sodium sous tres faible pression (10⁻⁵ à 10⁻⁶ mm Hg) un gaz inerte (helium ou argon) sous une pression d'environ 0,1 mm Hg qui reduira le libre parcours moyen des atomes Na et qui jouera le rôle de reservoir thermique. On sait qu'un gaz inerte sous faible pression ne produit pas de chocs extinctifs et ne reduit pas le rendement de la resonance optique.

On peut remarquer que dans le cas particulier de la vapeur de sodium un autre effet, plus ample, doit conduire à un resultat bien plus efficace :

Lorsqu'on eclaire la vapeur par l'une des composantes D_1 ou D_2 seule, en presence d'un gaz etranger, les deux raies D_1 et D_2 sont emises a la fois par suite des transferts d'energie par choc [16]. Une region de la cuve de resonance eclairee par D_1 va donc se refroidir, une region eclairee par D_2 va s'echauffer et l'ecart de temperature entre les deux regions peut devenir important. L'ecart $\Delta \nu$ entre les niveaux ${}^{\circ}P_{\perp}$ et ${}^{\circ}P$



est $\Delta \nu = 17$ cm⁻¹ et correspond, d'apres la relation $hc \Delta \nu = k \Delta T$

a une difference de temperature

$$\Delta T = \frac{hc}{k} \Delta t = 1,432 \times 17 = 24^{\circ}.$$

Un atome de sodium qui a absorbé la raie D_1 et qui, apres un choc avec un atome d'helium reemet la raie D_{2} , a donc produit un refroidissement de 24º par atome. Nous avons vu plus haut qu'il est possible, avec une irradiation moderee, d'exciter un atome de Na tous les 10^{-4} s. Si la cuve de résonance contient 10⁴ atomes d'helium ou d'argon pour 1 atome de sodium, le refroidissement de l'ensemble du gaz sera d'une vingtaine de degrés par seconde. L'ecart de temperature entre la region eclairee par D_1 et la region eclairee par D_2 peut donc devenir notable et doit être facilement mesurable.

Cas des cristaux paramagnetiques des terres rares. - Les ions des terres rares, dans les cristaux de leurs sels, possedent des raies d'absorption et de fluorescence très fines, surtout à basse température. Elles correspondent à des transitions à l'interieur de la couche electronique 4 f, protegee vers l'exterieur par les electrons des couches remplies 5 s et 5 p [17]. Ces ions possedent donc à l'interieur du cristal une certaine autonomie qui permet de les assimiler aux atomes d'un gaz. Les champs cristallins produisent dans les divers cristaux des decompositions des niveaux spectraux analogues à des effets Stark et l'application d'un champ magnetique produit des effets Zeeman remarquables [18]. Ce sont les différences d'énergie entre les niveaux Zeeman des etats fondamentaux de ces ions qui sont utilisees dans le refroidissement par desaimantation adiabatique. Un refroidissement par effet lumino-frigorique ne peut être efficace que si le rendement de fluorescence de ces ions est eleve et s'il est possible de trouver des cas où seules des radiations antistokes sont emises à côte de la

radiation excitatrice. A côté des fréquences correspondant aux transitions electroniques pures des ions, le cristal peut emettre et absorber des radiations de combinaison comme l'ont montré Ehrenfest et Tomaschek [19] pour l'emission et H. Ewald [20] pour l'absorption. Les frequences de ces radiations different des frequences electroniques par l'addition ou la soustraction des frequences de vibration du réseau ou des anions du réseau. Notre raisonnement suppose que la probabilite de ces processus d'effet Raman reste faible par rapport à la probabilite des processus electroniques pures. Le rendement de fluorescence des sels purs d'ions de terres rares est faible [17 d] mais pour les ions tres dilues dans un sel isomorphe le rendement de fluorescence à basse température doit s'approcher de l'unite. Il convient de remarquer qu'un tel effet lumino-frigorique reste une^{*} simple curiosite scientifique et ne peut guère être utilise pour refroidir pratiquement une substance, car, d'une part, l'effet est faible et lent, et, d'autre part, la necessite d'evacuer les radiations reemises par le milieu ne permet pas d'entourer la substance de parois refléchissantes. Cependant, en employant une double paroi semi-argentee constituant un filtre interferentiel translucide aux radiations de résonance, on pourrait evacuer celles-ci tout en empêchant les radiations infrarouges de penetrer à l'intérieur du vase Dewar. Il ne paraît donc pas impossible d'obtenir à basse temperature un refroidissement par irradiation provoquant la reemission antistokes si le rendement de fluorescence du cristal irradié est voisin de l'unite.

Manuscrit reçu le 23 fevrier 1950.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] HONL Z Physik, 1925, 31, 340, Ann Physik, 1926, 79, 288 — KRONIG — Z Physik, 1925, 31, 885
- [2] a PRINGSHEIM P Fluoreszenz und Phosphoreszenz. 3° edition, 1928, 4° Chapitre
 - MITCHELL et ZEMANSKY Resonance Radiation and b Excited Atoms, 1934, 5° Chapitre c PRINGSHEIM P — Fluorescence and Phosphorescence,
- New-York, 1949 [3] HEISENBERG W Z Physik, 1926, **31**, 617 [4] KASTLER A Ann Phys, 1936, **6**, 663, Physica,
- 1946, **12**, 619

- [5] KASTLER A *Acta Physica Polonica*, 1936, 5, 59
 [6] SOLEILLET P *J Phys*, 1936, 7, 77, 118, 173
 [7] PRINGSHEIM P Ref [2 a], p 131-132, ref [2 c],
- p 102 [8] RABI I I, MILLMAN S et KUSCH P — Phys Rev , 1939, 55, 526 — KELLOGG et MILLMAN — Rev. Mod Phys, 1946, **18**, 323
- [9] GORTER C J Physica, 1936, 3, 503 et 1006, Para magnetic Relaxation, edit Elsevier, 1947
- [10] ZAVOISKY E J Phys U R S S, 1945, 9, 211 et, 1946, 10, 197 — CUMMEROW, HALLIDAY et MOORE — Phys Rev, 1946, 70, 433 et 1947, 72, 1233 - BAG-GULEY, GRIFFITHS et PRYCE - Nature, 1948, 162, 538 539 — WEIDNER et WEISS & AL — Phys Rev, 1948, **74**, 1478 et 1949, **76**, 1727 — ARNOLD & KIP — Phys Rev, 1949, 75, 1199

- [11] BLOCH F Phys Rev, 1946, 70, 460 BLOCH F, HANSEN W W et PACKARD M — Phys Rev , 1946, **70**, 474
- [12] a. PURCELL, TORREY et POUND Phys Rev, 1946, 69, 37
 - b BLOEMBERGEN, PURCELL et POUND Phys Rev, 1948, 73, 679
- [13] PURCELL, POUND et BLOEMBERGEN Phys Rev, 1946, 70, 986
- [14] ROBERTS, BEERS et HILL Phys Rev, 1946, 70, 112
- [15] HERZBERG G Atomic Spectra a. Atomic Structure, New-York, 1944, p 211 [16] PRINGSHEIM P — Réf [2 c], p 97
- [17] a Joos G Ergebn exakt Naturw, 1940, 18, 78.
 - Томаscнек R Ergebn exakt Naturw, 1942, 20, 268
 - FREED S Rev Mod Phys , 1942, 14, 105 С
 - HELLWIGE K H Naturwissensch , 1947, 34, 225 d
 - TOMASCHEK R et DEUTSCHBEIN O Physik. Z.,
 - 1932, 33, 878 et 1933, 34, 374, Z Physik, 1933, 82, 309. PRINGSHEIM P. — Réf [2 c], Chapitre VI.
- [18] BECQUEREL J J Phys, 1929, 10, 313 ou Z. Physik, 1929, **58**, 205
- [19] TOMASCHEK R Z Elektrochemie, 1930, 36, 737. EHRENFEST P Gedenkboek Kammerling Onnes, p 362
- [20] EWALD H. Ann. Physik., 1939, 34, 209.