

Comptes rendus
hebdomadaires des
séances de l'Académie
des sciences / publiés...
par MM. les secrétaires
perpétuels

Académie des sciences (France). Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences / publiés... par MM. les secrétaires perpétuels. 1835-1965.

1/ Les contenus accessibles sur le site Gallica sont pour la plupart des reproductions numériques d'oeuvres tombées dans le domaine public provenant des collections de la BnF. Leur réutilisation s'inscrit dans le cadre de la loi n°78-753 du 17 juillet 1978 :

*La réutilisation non commerciale de ces contenus est libre et gratuite dans le respect de la législation en vigueur et notamment du maintien de la mention de source.

*La réutilisation commerciale de ces contenus est payante et fait l'objet d'une licence. Est entendue par réutilisation commerciale la revente de contenus sous forme de produits élaborés ou de fourniture de service.

Cliquer [ici](#) pour accéder aux tarifs et à la licence

2/ Les contenus de Gallica sont la propriété de la BnF au sens de l'article L.2112-1 du code général de la propriété des personnes publiques.

3/ Quelques contenus sont soumis à un régime de réutilisation particulier. Il s'agit :

*des reproductions de documents protégés par un droit d'auteur appartenant à un tiers. Ces documents ne peuvent être réutilisés, sauf dans le cadre de la copie privée, sans l'autorisation préalable du titulaire des droits.

*des reproductions de documents conservés dans les bibliothèques ou autres institutions partenaires. Ceux-ci sont signalés par la mention Source gallica.BnF.fr / Bibliothèque municipale de ... (ou autre partenaire). L'utilisateur est invité à s'informer auprès de ces bibliothèques de leurs conditions de réutilisation.

4/ Gallica constitue une base de données, dont la BnF est le producteur, protégée au sens des articles L341-1 et suivants du code de la propriété intellectuelle.

5/ Les présentes conditions d'utilisation des contenus de Gallica sont régies par la loi française. En cas de réutilisation prévue dans un autre pays, il appartient à chaque utilisateur de vérifier la conformité de son projet avec le droit de ce pays.

6/ L'utilisateur s'engage à respecter les présentes conditions d'utilisation ainsi que la législation en vigueur, notamment en matière de propriété intellectuelle. En cas de non respect de ces dispositions, il est notamment passible d'une amende prévue par la loi du 17 juillet 1978.

7/ Pour obtenir un document de Gallica en haute définition, contacter reutilisation@bnf.fr.

accord avec l'existence de tels états observables (c'est-à-dire obéissant au principe de conservation de l'énergie), il faudra que l'ensemble des états d'énergie soit suffisamment dense au voisinage de l'énergie initiale ν_0 .

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Moment angulaire et parité des systèmes composés de deux bosons identiques de masse nulle.* Note de MM. **GEORGES BONNEVAY** et **LOUIS MICHEL**, présentée par M. Louis de Broglie.

Les résultats de Landau ⁽¹⁾ sur les systèmes de deux photons sont généralisés aux bosons de masse nulle et spin S . Dans le référentiel où l'impulsion totale est nulle, deux tels bosons ne peuvent former un système de moment angulaire total J impair $< 2S$, ou bien J impair et parité impaire.

On sait ⁽¹⁾ qu'une particule de masse nulle et de spin $S \neq 0$ ne possède que deux états de spin indépendants qui peuvent être caractérisés ainsi : les valeurs du moment angulaire de spin en projection sur Oz , la direction de propagation, sont $s_z = \pm S$. En se limitant aux bosons ayant une parité intrinsèque bien définie, on peut dire, en d'autres termes, que les vecteurs d'état représentant les deux états de spin d'un boson de masse $= 0$ et spin $S \neq 0$ forment la base de l'espace d'une représentation irréductible du sous-groupe G_3 de O_3 qui laisse Oz invariant (O_n désigne le groupe orthogonal réel à n dimensions).

Ce groupe G_3 est ⁽²⁾ le produit direct de O_3 et du groupe $1 + S_3$ où S_3 est la symétrie par rapport à l'origine. On en connaît donc toutes les représentations unitaires irréductibles; elles sont soit à deux dimensions ${}^n\mathcal{D}_m$ (où $m > 0$) soit à une dimension ${}^n\mathcal{D}_0^\pm$. La rotation d'angle θ autour de Oz est représentée par 1 dans ${}^n\mathcal{D}_0^\pm$ et par $\begin{pmatrix} e^{im\theta} & 0 \\ 0 & e^{-im\theta} \end{pmatrix}$ dans ${}^n\mathcal{D}_m$. Un demi-tour autour d'un axe perpendiculaire à Oz est représenté par $\zeta = \pm 1$ dans ${}^n\mathcal{D}_0^\pm$ et par $\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ dans ${}^n\mathcal{D}_m$. La symétrie S est représentée partout par $\eta = \pm 1$. Le produit direct de deux représentations irréductibles se réduit ainsi :

$$(1) \quad \begin{cases} {}^n\mathcal{D}_0^\pm(I) \times {}^{n'}\mathcal{D}_0^\pm(II) = {}^{n+n'}\mathcal{D}_0^\pm(+); & {}^n\mathcal{D}_m \times {}^{n'}\mathcal{D}_{m'} = {}^{n+n'}\mathcal{D}_{m+m'} + {}^{n+n'}\mathcal{D}_{|m-m'|}; \\ {}^n\mathcal{D}_0^\pm \times {}^{n'}\mathcal{D}_m = {}^{n+n'}\mathcal{D}_m; & {}^n\mathcal{D}_m(I) \times {}^{n'}\mathcal{D}_m(II) = {}^{n+n'}\mathcal{D}_{2m}(+) + {}^{n+n'}\mathcal{D}_0^+(+) + {}^{n+n'}\mathcal{D}_0^-(-); \end{cases}$$

où $(+)$ et $(-)$ donnent respectivement les caractères de symétrie et d'antisymétrie par rapport à l'échange des particules identiques (I) et (II) ⁽³⁾.

⁽¹⁾ M. FIERZ, *Helv. Phys. Acta*, 12, 1939, p. 3; G. WENTZEL, *Quantum Theory of fields New-York* (1949), p. 205; V. BARGMANN et E. P. WIGNER, *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 34, 1948, p. 211.

⁽²⁾ Ce groupe est isomorphe au groupe $D_{2\nu}$ de symétrie des molécules diatomiques homonucléaires.

⁽³⁾ Pour les notations, voir L. MICHEL, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 703.

Enfin D_J^ζ , représentation irréductible ⁽³⁾ de O_3 devient réductible dans G_3 :

$$(2) \quad D_J^\zeta = \eta \omega_0^\zeta + \sum_{m=1}^J \eta \omega_m \quad (\text{pour } J \text{ entier}),$$

avec $\zeta = (-1)^J$ et $\eta \varepsilon \zeta = 1$. Les physiciens appellent η la « parité » de l'état.

Considérons maintenant un système de deux bosons identiques de masse = 0 et de spin $\neq 0$ ⁽⁴⁾. Plaçons-nous dans le système de Lorentz pour lequel l'impulsion totale est nulle et prenons la direction commune de propagation comme axe Oz . Le moment angulaire total est $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}_1 + \vec{S}_2$. En projetant sur Oz on a $j_z = l_z + s_{1z} + s_{2z}$ avec $l_z = 0$ et $|s_{1z}| = |s_{2z}| = S$. En traduisant la dernière égalité en langage de représentation du groupe G_3 on a [en posant $(-1)^l = \lambda$]:

la représentation du système appartient à :

$$(3) \quad \lambda \omega_0^\lambda(\lambda) \times \eta \omega_S(I) \times \eta \omega_S(II) = \lambda \omega_0^\lambda(\lambda) \times [{}^+ \omega_{2S}(+) + {}^+ \omega_0^+(+) + {}^+ \omega_0^-(+)] \\ = \lambda \omega_{2S}(\lambda) + \lambda \omega_0^\lambda(\lambda) + \lambda \omega_0^{-\lambda}(-\lambda).$$

La statistique de Bose exige.....	$\lambda = 1$	$\lambda = -1$	$\lambda = -1$
L'indice inférieur signifie.....	$J \geq 2S$	-	-
L'indice supérieur droit.....	-	J pair	J impair
L'indice supérieur gauche indique la parité.....	+	+	-

D'où les deux règles : 1° *Il n'y a pas d'états impairs de J impair*; 2° *Il n'y a pas d'état de J impair < 2S*.

Cela a déjà été prouvé dans le cas des photons ($S = 1$) par Landau ⁽⁵⁾; voir aussi ⁽⁶⁾.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur le calcul de la section efficace d'émission du rayonnement de freinage électromagnétique (bremsstrahlung) par un corpuscule de spin $\hbar/2$ en interaction avec un corpuscule de spin $n \hbar/2$ (n entier). Note de M. GÉRARD PETIAU, présentée par M. Louis de Broglie.*

Calcul covariant de la section efficace d'émission du rayonnement de freinage par un corpuscule chargé de spin $\hbar/2$ en interaction coulombienne avec un corpuscule de spin $n \hbar/2$ représenté par les solutions des équations d'ondes irréductibles de la théorie des corpuscules de spin quelconque que nous avons proposée antérieurement.

Nous avons calculé dans des Notes antérieures ⁽¹⁾ la section efficace

⁽⁴⁾ Pour $S = 0$ le cas des particules de masse nulle est identique à celui des masses non nulles et a été traité en référence ⁽³⁾.

⁽⁵⁾ L. D. LANDAU. *Dokladi Akad. Nauk SSSR*, 60, 1948, p. 207.

⁽⁶⁾ E. WIGNER, cité par J. STEINBERGER, *Phys. Rev.*, 76, 1949, p. 1180; C. N. YANG, *Phys. Rev.*, 77, 1950, p. 242; D. C. PEASLEE, *Helv. Phys. Acta*, 23, 1950, p. 845.

⁽¹⁾ *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 1038; 232, 1951, p. 153; 233, 1951, p. 1581.