

Physique atomique et moléculaire

M. Claude COHEN-TANNOUJDI, membre de l'Institut
(Académie des Sciences), professeur

Le cours de l'année 1989-1990 a poursuivi l'étude, entreprise au cours de l'année antérieure, de problèmes liés aux « cohérences quantiques » et à la dissipation. Il a porté plus particulièrement sur le rôle joué par les cohérences quantiques dans l'opération de mesure et sur la destruction de ces cohérences par couplage dissipatif avec un environnement.

Modèles simples d'opérations de mesure idéales

Après un bref rappel des résultats essentiels établis au cours de l'année antérieure, on commence par introduire un modèle très schématique d'opération de mesure idéale, le modèle de Von Neumann. Sous l'effet de l'interaction entre le système mesuré S et l'appareil de mesure M , des corrélations apparaissent entre S et M . Chaque état $|u_n\rangle$ de S se retrouve corrélé avec un état $|\Phi_n\rangle$ de M . De manière plus précise, si l'état initial de $S + M$ est $|u_n\rangle \otimes |\Phi\rangle$, le système global se retrouve après interaction dans l'état $|u_n\rangle \otimes |\Phi_n\rangle$. De plus, on suppose qu'à deux états orthogonaux $|u_n\rangle$ et $|u_m\rangle$ de S sont associés deux états orthogonaux $|\Phi_n\rangle$ et $|\Phi_m\rangle$ de M , de sorte que les corrélations entre S et M sont parfaites : la connaissance de l'état final de M détermine sans ambiguïté l'état initial de S .

Supposons alors que le système mesuré S possède initialement des cohérences quantiques, c'est-à-dire que son état initial soit une superposition linéaire $\sum c_n |u_n\rangle$ des états orthogonaux $|u_n\rangle$. La linéarité de l'équation de Schrödinger, qui régit l'évolution du système global $S + M$, entraîne dans ce cas que $S + M$, partant de l'état initial $(\sum c_n |u_n\rangle) \otimes |\Phi\rangle$, doit aboutir dans l'état final $\sum c_n |u_n\rangle \otimes |\Phi_n\rangle$. Un tel état final, qui est une superposition linéaire de produits d'états orthogonaux de S et M , ne peut plus être factorisé sous forme d'un produit d'un état de S par un état de M . On voit apparaître là des « corrélations quantiques non séparables » entre S et M qui

constituent l'une des difficultés essentielles rencontrées dans la description quantique de l'opération de mesure.

Avant de passer à une étude plus détaillée de ces difficultés, l'analyse précédente est généralisée au cas où deux mesures idéales successives sont effectuées sur S au moyen de deux appareils de mesure différents M_A et M_B . Une telle étude permet en effet de préciser simplement le statut des divers postulats de la mécanique quantique sur la mesure, postulats qui sont généralement classés en deux catégories, les postulats sur les divers résultats possibles de la mesure et leurs probabilités respectives (postulats de type I), et ceux décrivant l'état du système observé après une mesure qui a donné un certain résultat (postulat de type II, appelé encore postulat de « réduction du paquet d'ondes »). On montre que le fait d'inclure dans l'analyse les appareils de mesure M_A et M_B permet de déduire le postulat II des postulats I. La détermination de l'état final de $S + M_A + M_B$ dans le cadre du modèle de Von Neumann permet en effet de calculer, à partir des seuls postulats I, la probabilité d'observer les résultats a_n sur M_A et b_p sur M_B . On trouve alors que cette probabilité est identique à celle obtenue en considérant l'état du seul système S et en lui appliquant les postulats I et II. Enfin, on montre que si la mesure de M_A n'est pas lue (après l'interaction $S - M_A$), toutes les observations ultérieures faites sur S , au moyen d'appareils de mesure M_B différents de M_A , ne sont plus sensibles aux corrélations quantiques non séparables apparues entre S et M_A à l'issue de leur interaction. Pour toute cette classe restreinte d'observations ne faisant plus intervenir M_A , on peut alors remplacer l'état final $\sum c_n |u_n\rangle \otimes |\Phi_n^A\rangle$ de $S + M_A$ par un mélange statistique des états $|u_n\rangle$ avec des poids $|c_n|^2$, ne faisant plus intervenir que S . Il n'en est plus de même bien sûr si S interagit une nouvelle fois avec M_A .

Interférences quantiques et observation

Le fait que les corrélations quantiques non séparables apparues entre S et M_A à l'issue d'une première interaction ne peuvent plus être ignorées si S et M_A interagissent de nouveau est illustré au moyen d'un modèle très simple, le modèle de Bell-Nauenberg. On montre sur ce modèle que si S et M_A interagissent plusieurs fois, des effets d'interférence quantiques apparaissent entre toutes les amplitudes associées aux divers « chemins » suivis par $S + M_A$ au cours de cette série d'interactions.

Un autre exemple important est analysé en détail, celui de l'interferomètre de Stern et Gerlach. Dans ce dispositif, envisagé pour la première fois par Wigner et Bohm, un atome de spin $1/2$, initialement dans une superposition linéaire des états propres $|+\rangle$ et $|-\rangle$ de la composante S_z du spin, traverse successivement deux appareils de Stern et Gerlach dont les gradients de champ magnétique sont tous deux parallèles à O_z et de sens opposés. Le paquet d'ondes incident se sépare, lors de la traversée du premier appareil, en

deux paquets d'ondes qui se recombinaient ensuite lors de la traversée du second appareil pour former à nouveau un seul paquet d'ondes. On montre que les corrélations quantiques apparues après la première interaction entre le spin de l'atome et sa position sont essentielles pour comprendre l'évolution de l'atome dans le deuxième appareil, et en particulier le fait que l'état final du paquet d'ondes sortant soit une superposition linéaire des états $| + \rangle$ et $| - \rangle$, et non plus un mélange statistique de ces deux états. La discussion se poursuit par l'analyse de plusieurs variantes de cette expérience, proposées récemment par Scully, Englert et Schwinger, et consistant à introduire dans un bras de l'interferomètre des dispositifs destinés à déterminer si l'atome est passé ou non dans ce bras. Ces dispositifs consistent en deux cavités micro-ondes placées en série et basculant chacune le spin qui les traverse de $| + \rangle$ à $| - \rangle$ ou de $| - \rangle$ à $| + \rangle$. L'examen de l'état final du champ dans les cavités doit alors permettre de déterminer si le spin est passé ou non à travers elles. On montre que les cohérences quantiques entre les états $| + \rangle$ et $| - \rangle$ du spin de l'atome sortant de l'interferomètre ne disparaissent que si l'état final du champ dans la cavité après traversée du spin est orthogonal à l'état initial du même champ. En d'autres termes, pour que les cohérences quantiques disparaissent complètement, il faut que les deux chemins possibles de l'atome dans l'interferomètre soient corrélés avec deux états orthogonaux du champ dans les cavités. Il en est ainsi quand le champ initial dans les cavités contient un nombre bien défini de photons (état de Fock). Par contre, si l'état initial du champ est un état cohérent, l'état final du champ est également un état cohérent, proportionnel au précédent, et les cohérences entre $| + \rangle$ et $| - \rangle$ subsistent.

Les difficultés d'une théorie quantique de la mesure

Une première difficulté, qui est liée à l'apparition de corrélations quantiques non séparables entre S et M à l'issue de la mesure, est que ces corrélations peuvent se manifester sur plusieurs paires d'observables corrélées de S et M , ne commutant pas entre elles. Le vecteur d'état final de $S + M$ peut en effet être développé sur plusieurs bases différentes de S , correspondant à des observables différentes A, B, \dots . Chacun des vecteurs propres de A, B, \dots peut apparaître alors comme étant corrélé à des états différents de M , et ceci introduit une ambiguïté sur la grandeur A, B, \dots de S qui est mesurée par M .

Une autre difficulté concerne la différence de nature entre l'évolution unitaire de $S + M$ pendant l'interaction $S - M$ et le caractère aléatoire du résultat de mesure observé, résultat pour lequel les postulats sur la mesure ne donnent que des probabilités. On peut certes, pour essayer de décrire la « lecture » du résultat enregistré par M , introduire un autre système N qui interagit avec M , mais ceci ne fait que déplacer le problème, car il faudra

ensuite déterminer quel résultat sera fourni par N (« chaîne infinie » de Von Neumann).

Mentionnons enfin que, si S est initialement dans une superposition linéaire d'états, des cohérences quantiques entre états macroscopiquement différents de S + M doivent apparaître à l'issue de l'interaction. Or, de telles situations ne correspondent pas à notre expérience courante des phénomènes macroscopiques. Il faut donc comprendre pourquoi ces cohérences quantiques macroscopiques ne se manifestent pas davantage.

La théorie de Zurek - Règles de supersélection induites par l'environnement

Pour résoudre une partie des difficultés précédentes, une possibilité, explorée par Zurek, consiste à faire intervenir le couplage nécessairement présent de l'appareil de mesure M avec son environnement E qui possède un très grand nombre de degrés de liberté. Cet environnement E peut d'ailleurs être lui même constitué par les nombreux degrés de liberté de l'appareil de mesure qui ne sont pas directement couplés à S, les degrés de liberté (en petit nombre) directement couplés à S constituant ce que nous appelons ici M.

Un premier résultat important de cette théorie est que le couplage M – E privilégie une base particulière de M, la base des états $|\Phi_n\rangle$ de M dans laquelle l'hamiltonien d'interaction M – E est diagonal. Ce couplage M – E laisse intactes les corrélations apparues, lors de l'interaction S – M, entre les états $|\Phi_n\rangle$ de M et les états $|u_n\rangle$ de S, car il n'agit pas sur S et ne change pas par définition les probabilités d'occupation des états $|\Phi_n\rangle$. Il n'en est plus de même pour toute autre base d'états $|\psi_p\rangle$ de M corrélés avec des états $|v_p\rangle$ de S, car l'interaction M – E, non diagonale dans la base $|\psi_p\rangle$, brouille les corrélations quantiques entre $|v_p\rangle$ et $|\psi_p\rangle$ apparues lors de l'interaction S – M. L'ambiguïté concernant l'observable de S qui est mesurée par M est donc levée. C'est l'observable dont les vecteurs propres $|u_n\rangle$ sont corrélés avec les états $|\Phi_n\rangle$ de la base de M qui est privilégiée par le couplage de M avec son environnement E.

Une autre conséquence du couplage M – E est d'atténuer les difficultés liées aux cohérences quantiques apparues entre les états $|u_n\rangle \otimes |\Phi_n\rangle$ de S + M. Chacun de ces états se retrouve en effet corrélé avec un état $|\varpi_n\rangle$ de E. Si l'on ne s'intéresse pas aux corrélations entre S + M et E (qui seraient d'ailleurs très difficiles à mettre en évidence, compte tenu du très grand nombre de degrés de liberté de E), on peut prendre la trace sur E de l'opérateur densité de S + M + E. Cette opération de trace partielle fait disparaître les cohérences quantiques entre états $|u_n\rangle \otimes |\Phi_n\rangle$ à cause de l'orthogonalité des états $|\varpi_n\rangle$. Pour cette classe restreinte d'observations ne faisant plus intervenir E, il est donc légitime de remplacer la superposition linéaire d'états de S + M apparue après la mesure par un mélange statistique de ces mêmes états.

Tous les résultats précédents sont établis sur des exemples de complexité croissante. Une théorie plus élaborée, développée récemment par Endo, est également présentée, car elle permet d'établir un lien entre la théorie de la mesure et la théorie de l'élargissement homogène et inhomogène des raies spectrales. Enfin, le contenu physique des résultats obtenus est discuté en détail, en particulier la signification des règles de supersélection induites par l'environnement.

Dynamique des corrélations quantiques

L'étude précédente suggère tout naturellement la question suivante : si deux systèmes S_1 et S_2 sont initialement non corrélés, c'est-à-dire si le vecteur d'état de $S_1 + S_2$ est le produit d'un état de S_1 par un état de S_2 , et si les deux systèmes interagissent à partir de $t = 0$, à quelle vitesse vont apparaître les corrélations quantiques non séparables entre S_1 et S_2 ? Comment ces vitesses vont-elles dépendre des états initiaux de S_1 et S_2 ?

Après avoir défini la forme canonique de Schmidt pour le vecteur d'état d'un ensemble de deux systèmes dans un état pur, on établit une expression perturbative donnant la vitesse d'apparition des corrélations quantiques entre deux systèmes S_1 et S_2 , en fonction d'éléments de matrice de l'hamiltonien d'interaction et de projecteurs sur les états initiaux de S_1 et S_2 . Les résultats obtenus sont appliqués à plusieurs situations importantes, en particulier celle où S_1 est un atome à deux niveaux et S_2 le champ de rayonnement. On montre que si le champ contient un nombre bien défini de photons (état de Fock), les corrélations quantiques apparaissent très vite entre l'atome et le champ. Par contre, si le champ est dans un état cohérent, et si l'émission spontanée est négligeable, le vecteur d'état du système global reste toujours factorisé. Dans ce cas, les corrélations quantiques n'apparaissent plus entre l'atome et le champ, ce qui justifie les traitements semiclassiques des interactions matière-rayonnement, où l'effet du champ est traité comme une perturbation extérieure dépendant du temps, et où l'atome reste décrit à tout instant par un vecteur d'état.

Comportement classique induit par l'environnement

Pour montrer que la mécanique quantique peut rendre compte des comportements classiques observés sur de nombreux systèmes, on invoque en général le théorème d'Ehrenfest qui établit que le mouvement du centre d'un paquet d'ondes obéit aux lois de la mécanique classique si la largeur du paquet d'ondes est petite devant les distances caractéristiques du potentiel dans lequel se meut la particule. Un autre argument souvent avancé pour expliquer l'absence d'oscillations de Rabi entre les états droit et gauche d'une grosse molécule chirale est que l'effet tunnel entre ces deux positions devient astronomiquement long pour de grosses molécules.

Les arguments précédents ne sont pas entièrement convaincants. Ils ne précisent pas par exemple pourquoi l'étalement du paquet d'ondes d'une particule macroscopique peut être ignoré même aux temps très longs. Ni pourquoi l'oscillation de Rabi entre les positions droite et gauche d'une molécule chirale n'est pas observé même sur des molécules de taille intermédiaire où les temps d'effet tunnel restent raisonnablement courts. Enfin, ces arguments ne prennent pas en compte l'interaction avec l'environnement. La notion de système isolé a-t-elle vraiment un sens pour un système macroscopique ?

Le cours se poursuit par une analyse de ces divers problèmes. Il expose des idées récemment développées par Zeh et Joos, soulignant l'importance de l'interaction avec l'environnement pour l'émergence des propriétés classiques d'un système. Le lien avec l'approche de Zurek au problème de la mesure est très étroit. L'interaction de l'environnement avec un système macroscopique privilégie une base de ce système. Dans cette base, les cohérences quantiques sont très rapidement détruites et le système apparaît alors comme classique. On peut dire en quelque sorte que dans cette base, le système est « mesuré » en permanence par l'environnement. Ainsi, l'ambition d'une telle approche est de montrer que le comportement classique n'est pas une propriété intrinsèque d'un système physique, mais est plutôt déterminée par l'interaction avec l'environnement.

Pour illustrer ces idées, on commence par considérer un système ayant un spectre continu, une particule P_1 se déplaçant dans l'espace et interagissant avec une autre particule P_2 par un potentiel dépendant de la distance. Comme l'interaction dépend de la distance, la base privilégiée est celle de la position. On montre effectivement que, pour des particules macroscopiques comme des grains de poussière, les interactions électromagnétiques ou gravitationnelles entre P_1 et P_2 font apparaître très rapidement des corrélations quantiques non séparables entre les deux particules et détruisent donc très rapidement leurs cohérences spatiales. Le cas où la particule macroscopique P_1 subit des collisions répétées avec un gaz d'autres particules plus légères ou des photons est également examiné. On montre que, même dans le vide interstellaire, l'interaction avec le rayonnement à 3 °K est suffisante pour détruire les cohérences spatiales de P_1 . Le problème de l'étalement du paquet d'ondes est également abordé. L'effet des collisions l'emporte sur un tel processus et empêche toute cohérence spatiale d'apparaître, même aux temps très longs. Il apparaît ainsi clairement que c'est l'interaction avec l'environnement qui explique la localisation spatiale des objets macroscopiques.

On aborde ensuite le problème des molécules chirales, qui peuvent être schématiquement assimilées à des systèmes à deux états. A basse température, les collisions avec un environnement de particules ou de photons n'ont pas l'énergie suffisante pour faire franchir aux molécules la barrière de potentiel

séparant les configurations des deux isomères optiques. On montre cependant que ces collisions, sensibles à la conformation de la molécule, détruisent très rapidement les cohérences spatiales de la molécule entre les états droit et gauche. En quelque sorte, l'environnement « mesure » en permanence la conformation de la molécule. Le point important qui ressort de cette étude est que l'effet tunnel est inhibé par cette destruction collisionnelle des cohérences spatiales. L'oscillation de Rabi entre les deux états droit et gauche est remplacée par des transitions incohérentes entre les deux états, transitions dont la probabilité devient de plus en plus faible au fur et à mesure que la fréquence des collisions croît. Le lien avec « l'effet Zénon » quantique est souligné : l'environnement, en mesurant de plus en plus fréquemment la forme de la molécule, empêche cette dernière d'évoluer et la fige dans une position droite ou gauche. L'effet de l'environnement permet ainsi d'expliquer la stabilité des isomères optiques des grosses molécules.

Mesure, information et entropie

Le cours se termine par des considérations sur l'information gagnée ou perdue lors d'une mesure. Après des brefs rappels sur l'entropie statistique associée à un état quantique et sur les propriétés de cette grandeur qui caractérise l'information manquante sur le système, on montre que plusieurs entropies peuvent être introduites à propos d'une mesure idéale : l'entropie de l'état final du système après une mesure non lue de l'observable mesurée ; l'entropie du système après une mesure lue ayant donné un certain résultat ; l'entropie moyenne après un résultat lu ; enfin, l'entropie statistique associée à la distribution de probabilité des résultats de mesure. Le lien entre ces diverses entropies est analysé en termes d'additivité de l'information. On montre alors que la séparation de S et M après une mesure non lue augmente l'entropie de S, l'information perdue correspondant aux corrélations quantiques non séparables entre S et M auxquelles on renonce en ne s'intéressant plus qu'au seul système S. Par contre, si le résultat de mesure est lu, l'information moyenne gagnée par cette lecture l'emporte sur la perte d'information associée au renoncement aux corrélations quantiques non séparables entre S et M.

C. C.-T.

SÉMINAIRES 1989-1990

Les séminaires donnés au Collège de France ont été consacrés à la présentation et à la discussion d'un certain nombre de développements récents en physique atomique et moléculaire et en optique quantique.

Huit séminaires ont été organisés :

W.D. PHILLIPS (N.I.S.T., Gaithersburg), *Optical molasses and new laser cooling mechanisms*.

P. PILLET (Laboratoire Aimé Cotton, Orsay), *Corrélations électroniques des états double-Rydberg du barium*.

P. JULIENNE (N.I.S.T., Gaithersburg), *Theory of ultracold atomic collisions*.

A. DUCASSE (Centre de Physique Moléculaire Optique et Hertzienne, Université Bordeaux I), *Non linéarités optiques géantes dans des mélanges liquides*.

W. SCHLEICH (Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching), *Tests of Complementarity in Quantum Mechanics*.

C. WEISSBUCH (Laboratoire Central de Recherche Thomson-C.S.F., Corbeville), *Structures quantiques à semi-conducteurs pour l'optique et l'opto-électronique* ».

W. MAMPE (I.L.L., Grenoble), *La physique fondamentale avec des neutrons ultrafroids à l'Institut Laue-Langevin*.

P. KOCH (Max-Planck-Institut, Garching, R.F.A.), *Experiments in quantum chaos*.

ACTIVITÉ SCIENTIFIQUE

M. Claude COHEN-TANNOUDJI effectue ses recherches au sein du Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Ecole Normale Supérieure. Il y dirige avec M. Alain ASPECT, Sous-Directeur de Laboratoire au Collège de France, les travaux d'une équipe de chercheurs sur le thème général des interactions matière-rayonnement et du refroidissement et piégeage d'atomes par des faisceaux laser.

Ce Laboratoire, qui est associé au C.N.R.S., à l'Ecole Normale Supérieure et à l'Université Paris VI, est implanté géographiquement, d'une part au Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure (24, rue Lhomond), d'autre part à l'Université Paris VI (quai Saint-Bernard). Il est dirigé depuis le 1^{er} octobre 1985 par M. Jacques DUPONT-ROC, Directeur de Recherches au C.N.R.S.

Le personnel du Laboratoire comporte : 10 enseignants-chercheurs (professeurs, maître de conférences, agrégés-préparateurs), 29 chercheurs au C.N.R.S. (directeurs, et chargés de recherche), 15 chercheurs étrangers, 16 élèves de grandes écoles, 23 techniciens et administratifs.

Le Laboratoire est constitué d'une dizaine d'équipes de recherches, comprenant 3 à 10 chercheurs, et étudiant divers problèmes de physique atomique et moléculaire et d'optique quantique.

Un rapport d'activité scientifique est rédigé tous les deux ans pour le Comité National du C.N.R.S. Il contient une analyse détaillée des problèmes scientifiques abordés par chaque équipe et un bilan des résultats nouveaux obtenus. Nous nous contenterons donc ici de donner la liste des publications du Laboratoire en 1989, ainsi que celle des thèses soutenues au cours de cette même année.

PUBLICATIONS

GOUEDARD G., GIRARD B., BILLY N., VIGUE J., ω_v scaling law near a molecular dissociation limit : theory and experimental tests in Cl_2B state » (*J. Chem. Phys.*, 132, 385,1989).

BILLY N., GIRARD B., GOUEDARD G., VIGUE J., di CAPRIO D., CAILLAUD B., LE GALL J.L., VENTURI M., *Crossed beam study of the $I_2 + F_2 \rightarrow IF(B) + IF(X)$ reaction : spectrum of the chemiluminescence and rovibrational distribution of $IF(B)$* (*J. Chem. Phys.*, 90, 4198,1989).

VIGUE J., GIRARD B., GOUEDARD G., BILLY N., *Vibronic amplification of angular momentum in photodissociation : application to the case of ICN* (*Phys. Rev. Lett.*, 62, 1358,1989)

VIGUE J., BILLY N., GOUEDARD G., *Les collisions moléculaires réactives* (*Bulletin de la Société Française de Physique*, 72, 12,1989).

VIGUE J., *Photon* (sur les interférences à un seul photon) (*Mc Graw Hill Yearbook of Science and Technology*, 282-284, 1989).

CHERET M., ROUSSEL F., BALZINGER T., SPIESS G., HARE J., GROSS M., *Baryum circular atoms prepared by the crossed field method* (*Europhys. Lett.*, 9 (3), 231-236, 1989).

BOUCHIAT M.A., GUENA J., JACQUIER P., LINTZ M., POTTIER L., *The Cs 6S-7S-6P3/2 forbidden three-level system : analytical description of the inhibited fluorescence and optical rotation spectra* (*J. Physique*, Paris, 50, 157, 1989).

GUENA J., JACQUIER P., LINTZ M., POTTIER L., BOUCHIAT M.A., HRI-SOHO A., *Reaching the shot noise limit in the polarization measurement of individual nanosecond light pulses* (*Opt. Commun.*, 71, 6, 1989).

AMINOFF C., LARAT C., LEDUC M., LALOE F., *Optical pumping of helium with arc lamp excited L.N.A. lasers* (*Phys. Appl.*, 24, 827,1989).

LEDUC M., HAMEL J., *Magnétomètres à hélium pompé par laser* (*Journal Scient. et Technique de la D.R.E.T.*, juin 1989).

BAGNATO V.S, ASPECT A., ZILIO S.C., *Study of laser deceleration of an atomic beam by monitoring the fluorescence along the deceleration path (Optics Comm., 72, n° 1, 2, 76-81, juillet 1989),.*

ASPECT A., GRANGIER P., ROGER G., *Dualité onde-particule pour un photon unique (J. Optics, 20, n° 3, 119-129, 1989).*

ASPECT A., ARIMONDO E., KAISER R., VANSTEENKISTE N., COHEN-TANNOUDJI C., *Laser cooling below the one photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping : theoretical analysis (J.O.S.A. B, 6, n° 11, 2112-2124, novembre 1989).*

DALIBARD J., COHEN-TANNOUDJI C., *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models (J.O.S.A. B, 6, n° 11, 2023-2045, novembre 1989).*

CASTIN Y., WALLIS H., DALIBARD J., *Limit of Doppler cooling (J.O.S.A. B, 6, n° 11, 2046-2057, novembre 1989).*

DALIBARD J., REYNAUD S., COHEN-TANNOUDJI C., *La cascade radiative de l'atome habillé, in Quaderni, Interaction of radiation with matter, a volume in honour of A. Gozzini (Pisa, 1987).*

DALIBARD J., SALOMON C., ASPECT A., ARIMONDO E., KAISER R., VANSTEENKISTE N., COHEN-TANNOUDJI C., *New schemes in laser cooling (World Scientific) (Atomic Physics XI, Haroche, Gay, Grynberg eds, 1989).*

SALOMON C., DALIBARD J., *Temperature measurements of laser cooled cesium atoms (Springer Verlag) (Frequ. Standards and Metrol., De Marchi ed., 137,1989).*

KAISER R., VANSTEENKISTE N., ARIMONDO E., ASPECT A., COHEN-TANNOUDJI C., KARRAIS M., HABERLAND H., *Manipulation of metastable helium with a L.N.A. laser (Springer Verlag) (Frequ. Standards and Metrology, De Marchi ed., 445, 1989).*

ASPECT A., *Atomes refroidis par laser : toujours plus froids (Bulletin de la Société Française de Physique, Mai 1989).*

VERKERK P., PINARD M., BIRABEN F., GRYNBERG G., *1S-3S and 1S-3D Doppler-free two photon transitions in hydrogen and deuterium (Opt. Commun, 1989).*

BIRABEN F., GARREAU J.C., JULIEN L., ALLEGRINI M., *New measurement of the Rydberg constant by two-photon spectroscopy of hydrogen Rydberg states (Phys. Rev. Lett., 62, 621, 1989).*

ALLEGRINI M., BIRABEN F., CAGNAC B., GARREAU J.C., JULIEN L., *Measurement of the Rydberg constant by Doppler-free spectroscopy of atomic hydrogen (Advances in Laser Sc. IV - Am. Instit. of Physics, 1989).*

ALLEGRINI M., BIRABEN F., CAGNAC B., GARREAU J.C., JULIEN L., *High resolution spectroscopy of atomic hydrogen : new measurement of the Rydberg*

constant (World Scientific) (*Atomic Physics II, Haroche, Gay, Grynberg eds*, 622, 1989).

ALLEGRI M., BIRABEN F., CAGNAC B., GARREAU J.C., JULIEN L., *Determination of the Rydberg constant by Doppler-free two-photon spectroscopy of atomic hydrogen Rydberg states* (Springer Verlag) (*Proc. of IVth Symp. on Frequency Stand. & Metrology*, De Marchi ed., 362, 1989).

ALLEGRI M., BIRABEN F., CAGNAC B., GARREAU J.C., JULIEN L., *Doppler-free two photon spectroscopy of hydrogen Rydberg states : remeasurement of the Rydberg constant* (Springer Verlag) (*The hydrogen atom*, 49, 1989).

GRYNBERG G., PAYE J., *Spatial instability for a standing wave in a nonlinear medium* (*Europhys. Lett.*, 8, 29, 1989).

TABOSA J.W.R., DI LORENZO-FILHO O., GRYNBERG G., RIOS-LEITE J., *Saturation lineshapes in forward optical phase conjugation in SF₆* (*Europhys. Lett.*, 9, 29-33, 1989).

GRYNBERG G., PINARD M., VERKERK P., *Spontaneous symmetry breaking in a ring four-wave mixing oscillator* (*Europhys. Lett.*, 9, 139, 1989).

PINARD M., HOROWICZ R., GRANDCLEMENT D., GRYNBERG G., *Self-oscillation of a cavity using a phase conjugate amplifier : study of the stationary regime* (*I.E.E.E. J. of Quantum Electron.*, 25, 570-579, 1989).

GRANDCLEMENT D., PINARD M., GRYNBERG G., *Four-wave mixing oscillation in a cavity using sodium vapor* (*I.E.E.E., J. of Quantum Electr.*, 25, 580-587, 1989).

GRYNBERG G., PINARD M., FAUCHEUX M., *Observation of pressure-induced non reciprocity in a ring four-wave mixing oscillator : application to optical gyros* (*Opt. Lett.*, 14, 63-65, 1989).

BERMAN P.R., GRYNBERG G., *Theory and interpretation of pressure-induced resonances* (*Phys. Rev. A*, 39, 570, 1989).

GRYNBERG G., BERMAN P.R., *Pressure-induced effects in two-level atoms : new approach and simple physical interpretation* (*Phys. Rev. A*, 39, 4016-4025, 1989).

GRYNBERG G., *Optoélectronique (principes physiques)* (*Encyclopedia Universalis*, 1989).

GRYNBERG G., *Les miroirs à conjugaisons de phase* (*Revue du Palais de la Découverte*, 1989).

GAY J.C., DELANDE D., BOMMIER A., *Building elliptic atomic states with maximum localization on classical orbits* (*Phys. Rev. A*, 39, 1989).

CHARDONNET C., DELANDE D., GAY J.C., *Interference and stabilization in the quasi-bound Stark spectrum* (*Phys. Rev. A*, 39, 1066, 1989).

DELANDE D., GAY J.C., *Quantum chaos : destruction and scars of symmetries* (*Atomic Collisions II*, Plenum, 1989).

DELANDE D., GAY J.C., *The hydrogen atom in a magnetic field : symmetric field : symmetries and quantum chaos (Atomic Physics 11, Haroche, Gay, Grynberg eds (World Scientific), 281, 1989).*

DELANDE D., GAY J.C., *Quantum chaos and the hydrogen atom in strong magnetic fields (Proc. of the Symp., The Hydrogen Atom (Springer Verlag), 323, 1989).*

FABRE C., GIACOBINO E., HEIDMANN A., REYNAUD S., *Noise characteristics of a non-degenerate Optical Parametric Oscillator — Application to quantum noise reduction (J. Physique, 50, 1989).*

REYNAUD S., HEIDMANN A., *A semi-classical input output transformation for quantum fluctuations (Opt. Commun., 71, 209, 1989).*

REYNAUD S., FABRE C., GIACOBINO E., HEIDMANN A., *Photon noise reduction by passive optical bistable systems (Phys. Rev., 1989).*

GIACOBINO E., FABRE C., HEIDMANN A., REYNAUD S., LUGIATO L., *Squeezing bistability and instability in the Optical Parametric Oscillator (Proceedings of the Auckland Conf. on Quantum Optics, 1989).*

FABRE C., GIACOBINO E., HEIDMANN A., REYNAUD S., DEBUISSCHERT T., LUGIATO L., *The optical parametric oscillator : a model system for quantum noise reduction (Proc. of the Turin workshop on Noise & Chaos, 1989).*

GLASS-MAUJEAN M., *Collisional quenching of H(2S) atoms by molecular hydrogen : two competitive reactions (Phys. Rev. Lett., 62, 144, 1989).*

GLASS-MAUJEAN M., BESWICK J.A., *Polarization of Photodissociation fragments (Comptes Rendus de la Société Royale des Sciences de Liège, 5th European Workshop on Molecular Spectroscopy and Photon-induced Dynamics, Wegrinmont, Belgium, 1989).*

THÈSES

GARREAU J.C., Thèse d'Université, Paris VI, 1989, *Mesure de la constante de Rydberg par spectroscopie à deux photons des états de Rydberg de l'atome d'Hydrogène.*

VANSTEENKISTE N., Thèse d'Université, Paris Sud, 1989, *Réalisation d'un laser L.N.A. monomode et asservi sur la transition $2^3 S_1 \rightarrow 2^3 P$ de l'Hélium 4 (1 083 nm) : utilisation pour quelques expériences de refroidissement radiatif d'atomes d'Hélium 4 métastable.*

MESSAGER R., Thèse d'Université, Paris VI, 1989, *Phénomènes de diffusion en milieux non homogènes.*

ACTIVITÉS DIVERSES - MISSIONS - CONFÉRENCES

Claude COHEN-TANNOUJJI

Conférences invitées à des conférences internationales

— European Conference on Atomic and Molecular Physics, Bordeaux, avril 1989.

— International Conference on Laser Spectroscopy, Bretton Woods (U.S.A.), juin 1989.

— Société Belge de Physique, Bruxelles, juin 1989.

— Gordon Conference on Atomic Physics Wolfboro (U.S.A.), juillet 1989.

Séminaires

— Darmstadt (R.F.A.), mai 1989.

— Conférence au M.U.R.S., mars 1989.

Autres activités

Présidence de la Commission de Physique Atomique et Moléculaire du C.N.R.S.

Alain ASPECT

Conférences invitées

— International school on « Sixty years of Uncertainty », Erice (Italie), août 1989 : 2 conférences.

— International Conference on Quantum Electronics and Laser Science, Baltimore (U.S.A), avril 1989.

— Conférence de la Société de Physique Autrichienne, Linz, septembre 1989.

— Penning Workshop (Pays-Bas), novembre 1989.

— Conférence de la Société de Physique des Pays-Bas, novembre 1989.

— Présidence d'une session de la Conférence du 25^e anniversaire du Centre International de Physique Théorique, Trieste, octobre 1989.

Séminaires

— Conférence au M.U.R.S., Paris Sorbonne, mars 1989.

— Laboratoire Aimé-Cotton, Campus d'Orsay.

Autres activités

— Membre du comité national des universités.

— Editeur des Annales de Physique.