

Paris, le 2 Septembre 1936

Monsieur,

J'ai l'honneur de vous envoyer un mémoire sur le problème des perturbations atmosphériques. Ce travail était destiné à être présenté et discuté au prochain Congrès d'Edimbourg de l'Association de Météorologie de l'Union Géodésique et Géophysique Internationale : il constitue, en effet, la réponse de l'auteur aux questions mises à l'ordre du jour de ce Congrès.

Par une lettre du 23 Mars 1936, le Bureau de l'Association m'a fait savoir qu'ayant examiné mon mémoire, il jugeait insoutenable les idées qui y sont exprimées et qu'en conséquence, "il avait décidé qu'il ne pouvait publier ce travail ni le discuter à Edimbourg".

Le mémoire en question critique sévèrement les idées des deux seules personnes qui forment actuellement le Bureau de l'Association de Météorologie. Malgré cela - et même à cause de cela -, il eût été de la plus élémentaire correction de la part du Bureau de ne pas prononcer la condamnation de mon mémoire avant de l'avoir soumis à une discussion sérieuse et non suspecte au cours des séances.

En vous demandant de bien vouloir porter à la connaissance du Congrès ce procédé, qui risque d'introduire dans les milieux scientifiques de fâcheuses habitudes, veuillez agréer, Monsieur, l'expression de mes sentiments très distingués.

António Gião

NOTICE
SUR LES
TRAVAUX SCIENTIFIQUES

FONCTIONS ET TITRES.

Né le 20 septembre 1890.

Ancien élève de l'École Polytechnique (promotion 1911).

Au front pendant la Guerre comme Sous-Lieutenant, puis Lieutenant d'Artillerie de campagne (Croix de guerre, trois citations; Chevalier de la Légion d'honneur).

Capitaine d'Artillerie (1920).

Chef de la Section des Avertissements à l'Office National Météorologique (1921).

Ingénieur du Corps de l'Aéronautique (1925).

Ingénieur en chef du Corps de l'Aéronautique (1927).

Sous-Directeur scientifique de l'Office National Météorologique (1932).

Directeur de l'Office National Météorologique (1934).

Officier de la Légion d'honneur (1935).

Vice-Président de l'Association de Météorologie, de l'Union Géodésique et Géophysique Internationale.

Professeur à l'École Nationale Supérieure de l'Aéronautique (Météorologie).

Membre du Conseil de l'Association française pour l'Avancement des Sciences.

Membre du Comité de rédaction du Mémorial de l'Artillerie.

Secrétaire général de la Société Météorologique de France.

Président de la Commission de la Turbulence atmosphérique créée par le Ministre de l'Air (1935).

Expert de la Commission Internationale de Navigation Aérienne.

Président de la Commission aérologique de la Fédération Aéronautique Internationale.

Membre du Conseil exécutif du Comité Météorologique International et suppléant du Président de l'Organisation Météorologique Internationale.

Vice-Président de la Commission pour l'Étude des Nuages de l'Organisation Météorologique Internationale et membre de la plupart des autres Commissions de cet organisme.

Lauréat de l'Académie des Sciences à deux reprises (prix V. Raulin et prix de la Marine).

Lauréat de la Société d'Encouragement à l'Industrie nationale et de la Société française de Navigation Aérienne.

Lauréat du prix Rovel (1936) décerné tous les deux ans à l'auteur le plus méritant de recherches pouvant faire progresser la Météorologie.

Médaille d'Or de l'Office national des Recherches scientifiques et industrielles et des Inventions (1937).

Médaille de la Navigation et des Transports de la Société de Géographie commerciale et d'Études coloniales (1937).

Ne sera mentionné ici que pour mémoire, puisqu'il ne s'agit pas d'une activité proprement scientifique, un rôle technique dans :

— La création de l'Office National Météorologique (O. N. M.) en 1920;

— La réorganisation de l'Office National Météorologique en 1934 (en particulier du service scientifique);

→ — La réforme et le développement de la coopération internationale (Organisation Météorologique Internationale);

→ — La création et le développement du réseau radiométéorologique des océans et des échanges intercontinentaux;

— La création du réseau des sondages de la haute atmosphère;

— Le perfectionnement des méthodes de prévision du temps et de protection de la navigation aérienne;

— L'élaboration des nouveaux codes météorologiques internationaux et des Atlas internationaux de Nuages;

— La publication des cartes quotidiennes rétrospectives de l'Hémisphère Nord;

— L'Année Polaire Internationale 1932-1933 (organisation mondiale et participation française);

— De nombreuses missions à l'étranger.

→ Nestes pontos, terá sucedido naqueles projectos em que Gião falhou (1937)

#21 – Correspondência entre António Gião e a revista Nature, (1947) (Casa António Gião).

NATURE

40 A

Telephone Number: WHITEHALL 8831

Telegrams PHUSIS LESQUARE LONDON

EDITORIAL AND PUBLISHING OFFICES:

MACMILLAN & CO. LTD., ST. MARTIN'S STREET, LONDON, W.C.2

AG/JGB

1st Mar, 1947.

Dr. J. J. Spira,
59 Chesterfield House,
London, W.1.

The Editors of NATURE present their compliments and beg to return herewith the communication entitled ON THE PROPERTIES OF MICROELECTRONS by Dr. A. Giau. As was explained to Dr. Spira when he delivered this note at NATURE office, it was necessary with a communication of this type to seek expert advice upon it. Their advisor comments that the communication gives a list of results which are not in agreement with the accepted principles of quantum mechanics. As these results are not supported by any arguments it is difficult to assess their value and it is very doubtful if any useful scientific purpose would be served by their publication. It would seem that a better course would be for Dr. Giau to arrange for publication of a fuller statement of his arguments and results in the journal of a scientific society.

O Dr. Spira era o irmão da esposa Sophie.



Telegraphic Address:
PHUSIS, LESQUARE, LONDON.
Telephone Number:
WHITEHALL 8831.
AG/JGB

MACMILLAN & CO., LTD.,
ST. MARTIN'S STREET,
LONDON, W.C.2.

29th May, 1947.

The Editors of "Nature" ~~present~~ present their compliments to Dr. A. Giau and beg to acknowledge receipt of his letter of May 10th with the reprint of his recent paper published in "Comptes Rendus".

Dr. Giau states that "Letters to the Editors" in NATURE are headed by a note pointing out that the Editors do not hold themselves responsible for opinions expressed by their correspondents. The Editors naturally have to safeguard themselves by some such statement, but nevertheless they have a responsibility to their readers to ensure that the very limited space available to them is well used. In the case of Dr. Giau's communication, their advisor has pointed out that Dr. Giau's results are inconsistent with quantum mechanics and are not in accord with present experimental knowledge. This, of course, is no ground for the rejection of Dr. Giau's views, but when such novel views are announced there should be very strong supporting evidence for them. It may be that it would not be possible to provide the necessary space in NATURE to include such evidence, but the Editors adhere to their previous opinion that it is not desirable to publish in the Correspondence Columns of NATURE the bare announcement of hitherto unaccepted results.

Dr. A. Giau,
107 Rue Lauriston,
Paris, 16.

ON THE PROPERTIES OF MICROELECTRONS

The cosmological theory ⁽¹⁾ on which I have been working since 1944 in order to arrive at a synthesis of general relativity and quantum mechanics has the important consequence that the genuine elementary particles must have discontinuous spectra of proper mass, electric charge, spin, magnetic moment, etc. A brief summary of these results as a guide for future experimental investigations may be stated as follows.

Proper masses $(m_0)_n$ - They are given by the formula:

$$(1) \quad (m_0)_n = 2\pi c (m_0)_e^2 / \hbar n^4 \sqrt{\alpha_n},$$

where $(m_0)_e$ is the proper mass of the electron and α_n ($n=1, \dots, \infty$) the proper values (eigenvalues) of the laplacian operator of the internal metric of space-time.

Electric charges e_n - The corresponding formula is:

$$(2) \quad e_n = e^2 \sqrt{(m_0)_e} / (\sqrt{a}) \hbar n^4 \sqrt{\beta_n}$$

where e is the electric charge of the electron, a a numerical constant depending only on the number of protons and neutrons at the beginning of the expanding phase of the Universe, and finally β_n are the proper values of the laplacian operator of the external metric of space-time. The usual electrons correspond to $n=1$, and for $n>1$ we have a series of microelectrons (or rather a series of microelectronic states of the elementary particles). Formulae (1) and (2) can

(1)- Portugaliae Physica, vol. 2, fasc. 1, p.1-98, 1946 ; Portugaliae Mathematica , vol.5, fasc. 3, p.145-192, 1946; Gazeta de Matematica nº 30, Lisbon, 1946.

also be written simply as follows: $(m_0)_n = (m_0)_e / n^5$ and $e_n = e / n^5$. For the heaviest and most charged microelectrons, ⁽ⁿ⁼²⁾ we have the values:

$$(m_0)_2 = (m_0)_e / 32 \text{ and } e_2 = e / 32.$$

Spins S_n and magnetic moments B_n - They are given by:

$$(3) \quad S_n = \pm \hbar / 4\pi n \quad (n = 1, \dots, \infty)$$

and:

$$(4) \quad B_n = \pm \left[\frac{e}{(m_0)_e c} \sqrt{1 + \frac{\hbar^2 \chi \omega_n^w}{4\pi^2 (m_0)_e^2 c^4 n^2}} \right] \frac{\hbar}{4\pi n},$$

τ_n meaning the "half-lives" of the microelectrons and ω_n^w the deviations of the temporal external metric coefficient of space-time from the corresponding value for a De Sitter-Lanczos Universe with mean curvature χ .

According to my theory the neutrino must be a couple of microelectrons for $n=2$ (or several couples of microelectrons for $n \geq 2$) and these particles are responsible for the conservation of spin and energy in the β radioactivity ⁽²⁾. Some recent experimental results (Vieira at Lisbon, Thibaud at Lyons³) can probably be interpreted as a manifestation of microelectrons for $n=2$ and even for $2 \leq n \leq 8$, with high penetrating power. It is hoped that complete experimental research will test the theoretical values of mass, charge, spin, etc., of the microelectrons.

Paris, April 1947

Antonio Gião

(2) - Comptes Rendus Ac. des Sc. de Paris, 224, 1947, p. 454.

(3) - Comptes Rendus Ac. des Sc. de Paris, 224, 1947, p. 739.

Communication to
Dr. J. S. SPIRA
58, Chesterfield House
London W. 1.
GPO 2433-

107, Rue LAURISTON
Paris.

En recouvrant la plaque photopapier d'une feuille d'aluminium on constate que le spectre est beaucoup plus affaibli par le spectre de raies de raie. Ce résultat semble pour être en accord avec la même expérience que le spectre de raie ~~est~~ est modifié par des ~~particules~~ ~~composés~~ inconnues.

Il semble que le spectre de raies soit plus sensible que le spectre de raies aux champs magnétiques. "à la fois également influencé par le champ magnétique; (c'est-à-dire, il y a une action des raies sur l'intensité de l'absorption du champ magnétique et d'autres qui se déplacent beaucoup moins ou. peut-être pas du tout" - (Commentaire de M. Valadares).

#24 – Carta de Glaphyra Vieira a António Gião (incompleta). (1948)

Fonte: Romão, S. *et al.* (1996)

-48-

Carta 1 - Glaphyra Vieira para António Gião - Lisboa 26 de Maio 1948

Querido Ex.^{mo} Amigo

Enclosed: Um apadego o curso das separatas da minha carta, que recebi, primeiro, uma parte, por ariar, e o resto acaba de chegar por via ordinária.

O famoso português do Compt. Röntgen (como é o baptismo). Foi devidamente festejado à hora habitual do nosso lunch, tendo o modesto chá, sendo substituído por um cocktail, confeccionado pelo nosso amigo Zolner.

Bebem-se em honra dos colaboradores portugueses e pelos seus bons trabalhos científicos. Temo que não estejam todos presentes.

Fiquei sinceramente satisfeita quando soube dos bons resultados, já obtidos no Laboratório Curie, das experiências destinadas a verificar a existência de raios microelectrónicos, utilizando, como origem radioactiva o ThB, conforme as suas previsões teóricas.

As experiências de absorção que tenho

réticulaires normaux à ses faces, éclairée par une source ponctuelle, donne une image stigmatique symétrique de l'objet, constituée par l'intersection de n droites formant entre elles les mêmes angles que les n directions de plans réticulaires perpendiculaires aux faces du cristal : c'est d'ailleurs un moyen de mesurer ces angles directement. Nous avons obtenu pour le quartz trois droites formant des angles de 60° .

Si le cristal était parfait et infiniment mince, l'intersection de ces droites serait rigoureusement ponctuelle. Lorsqu'on fait tourner la lame cristalline autour d'un axe quelconque perpendiculaire à son plan, ces droites tournent avec le cristal, leur intersection restant fixe. Il est possible ainsi d'obtenir une image assez peu contrastée, mais d'une grande définition. Si e est l'épaisseur du cristal et ω_0 le demi-angle d'ouverture, le rayon du cercle de moindre diffusion est $e \operatorname{tg} \omega_0$.

Les exemples qui précèdent montrent que l'optique réticulaire, tout en ayant de grandes analogies avec les phénomènes lumineux, demande une étude particulière tenant compte de la structure des cristaux.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Le rayonnement émis par les substances radio-actives à désintégration β* . Note (1) de M. JEAN THIBAUD, présentée par M. Maurice de Broglie.

La distribution continue en énergie des particules β et la nécessité de maintenir les principes de conservation de l'énergie et du moment ont conduit Pauli à suggérer l'émission simultanée d'une particule, le neutrino, dont la recherche, fort difficile, a fait l'objet de plusieurs tentatives expérimentales.

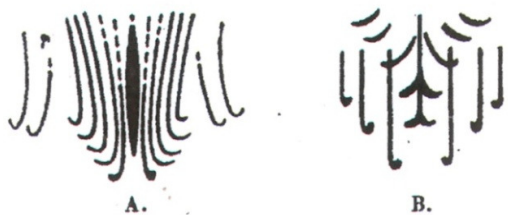
1. Des recherches m'avaient prouvé, en 1937, l'existence d'un rayonnement, accompagnant l'émission des spectres β du RaC et du RaE, dont la pénétration dans le plomb pouvait atteindre jusqu'à $3,3 \text{ g/cm}^2$ pour le RaC, c'est-à-dire *beaucoup plus* que celle des rayons β les plus rapides de cet élément (limitée à $1,35 \text{ g/cm}^2$). Ce rayonnement se caractérisait, de plus, par des trajectoires ou des arcs paraissant difficilement imputables à des rayons β , tout au moins si l'on n'attribuait pas à ceux-ci de propriétés nouvelles. Par contre, ces arcs pouvaient être interprétés comme l'effet de particules chargées, extrêmement légères, portant un moment magnétique μ décelable, c'est-à-dire susceptibles de gagner ou de perdre de l'énergie dans un champ magnétique inhomogène, suivant leur sens d'orientation dans celui-ci. La pénétration de ces trajectoires dans les écrans augmentait d'ailleurs avec l'intensité du champ magnétique. Par ailleurs ces particules étaient chargées, positivement et négativement, mais étaient peu sensibles à l'action d'un champ électrostatique : en fait une influence faible, mais nette, a été observée pour les tensions comprises entre 15 et 40 K.V.

(1) Séance du 13 novembre 1946.

Si E est l'énergie de ces particules, on peut déduire de la courbure des trajectoires la quantité $\mu E/e^2 c^2$, dont la valeur est trouvée 10^{11} fois plus grande qu'elle ne serait dans le cas des électrons les plus rapides.

L'ionisation produite par ces particules est très faible; leur action photographique n'est décelable, semble-t-il, que pour les particules émises avec les énergies les plus petites ou encore pour celles ayant subi un ralentissement.

Mais le résultat le plus important est sans doute le suivant: si l'on parvient à réduire considérablement l'énergie initiale des particules, l'action photographique croît et l'on obtient de curieuses figures (voir A et B) rappelant des



striations d'interférences; elles indiqueraient l'existence d'états stationnaires dans le nuage de particules, qui permettent une mesure de la longueur d'onde λ . Le moment cinétique descendrait alors jusqu'à 10^{-28} g.cm.sec⁻¹, bien que la pénétration dépasse encore 1^{mm} de plomb. Une telle valeur du moment ne serait obtenue qu'avec des électrons de 10^{-13} eV.

J'ajoute que la pénétration générale de ce rayonnement nouveau varie dans le même sens que celle de la radiation β l'accompagnant: c'est ainsi qu'elle est plus faible pour le RaE que pour le RaC.

2. De l'ensemble de ces résultats on peut déduire que la masse au repos m_0 de ces particules serait 10^{11} fois plus petite que celle de l'électron e . Leur charge, plus difficile à estimer, atteindrait, au plus, $10^{-4}e$. De telles particules ayant une charge petite, certes, vis-à-vis de celle de l'électron, mais non nulle, ne mériteraient plus le nom de neutrinos, mais plutôt celui d'électrinos. En admettant le spin $1/2$, leur moment magnétique, pris égal à $eh/4\pi m_0$, serait $\mu = 10^{-13}$ u. e. m. Toutes ces particules, même pour les plus ralenties, se déplaceraient à une vitesse voisine de c : il y aurait un spectre de masses $m_0\eta$, tel que η puisse atteindre la valeur 10^7 . Alors même que e/m_0 de ces particules serait 10^7 fois plus grand que celui de l'électron e/m_0 , η se rapprocherait de la valeur de la charge spécifique de l'électron, d'où la faiblesse des actions électrostatiques.

3. De telles particules des deux signes, de par leur faible masse au repos m_0 , pourraient constituer, par association, le photon lumineux. La désintégration β serait la conséquence de la transition de l'état neutron à l'état proton, accompagnée de la création d'une paire électron-photon, se partageant l'énergie. Ce photon se désintégrerait aussitôt, dans le champ nucléaire même, en une paire d'électrinos positifs et négatifs.

de type T' par un ensemble de type T . En prenant dans chacun de ceux-ci l'élément ayant un même rang, on a une réunion de type T d'ensembles de types T' . On pose

$$\tau(n \times p) = \tau(n) \times \tau(p).$$

On appelle *nombre cardinal* des éléments d'un ensemble fini E le nombre ordinal servant à qualifier le rang de l'élément terminal de E . L'addition, la multiplication des nombres cardinaux et celle des nombres ordinaux ont les mêmes propriétés.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur les électrinos de M. Thibaud et l'existence éventuelle d'une très petite charge électrique des neutrons.* Note de M. LOUIS DE BROGLIE.

Dans la théorie usuellement admise des spectres continus β , on admet qu'un neutron nucléaire peut se transformer en proton, avec émission d'un électron négatif et d'un neutrino de charge nulle et de masse très faible, suivant le schéma



où les chiffres placés en bas à gauche des lettres indiquent les charges électriques des particules mesurées en prenant pour unité la charge électrique du proton, notation qui permet de vérifier d'un coup d'œil la conservation de l'électricité. L'émission des spectres continus de positons par certains radioéléments artificiels correspond de même au schéma



Le proton, le neutron et l'électron étant des corpuscules de spin $1/2$ (en unités $\hbar/2\pi$), la conservation du moment cinétique conduit, on le sait, à attribuer également au neutrino un spin $1/2$. Ces schémas usuels respectent donc la conservation de l'électricité et celle du moment cinétique (spin).

Dans une Note récente ⁽¹⁾, M. Jean Thibaud a communiqué de curieux résultats expérimentaux qu'il interprète en admettant que, lors de l'émission d'un spectre continu β , il y a, en dehors de l'expulsion des électrons, projection de particules très légères (c'est-à-dire de masse très inférieure à celle de l'électron) qui auraient une charge électrique $\pm e$ très petite, positive ou négative. A ces particules, M. Thibaud donne le nom d'*électrin*os. Sans préjuger de l'interprétation finale qui devra être donnée des expériences de M. Thibaud, il nous paraît intéressant de présenter quelques remarques au sujet de l'existence possible des électrin

Si l'on adopte l'hypothèse suivant laquelle des électrin

(1) *Comptes rendus*, 223, 1946, p. 984.

M. Thibaud sont émis lors de l'expulsion d'une particule β hors d'un noyau radioactif, on a le choix entre deux possibilités principales : ou chaque émission de particule β est accompagnée par l'éjection d'un seul électrin, ou bien au contraire deux électrin de signes opposés sont émis en même temps que l'électron. Chacune de ces possibilités soulève une grave objection. Si un seul électrin de charge $\pm e$ est émis en même temps qu'un électron, le principe de conservation du moment cinétique serait respecté en faisant l'hypothèse naturelle que les électrin ont un spin $1/2$, mais alors le principe de la conservation de l'électricité, l'un des mieux assurés de toute la Physique, ne serait plus satisfait. Si, au contraire, deux électrin de signes opposés sont émis en même temps que l'électron, le principe de la conservation de l'électricité est respecté, mais la conservation du moment cinétique exigerait l'attribution aux électrin d'un spin égal à $1/4$, hypothèse qui semble impossible à concilier avec la façon dont la théorie quantique des particules parvient à rattacher la théorie générale des moments cinétiques à celle des groupes de rotation et à la transformation de Lorentz. Des deux côtés, la difficulté qui se présente est très sérieuse.

Pour sortir de l'impasse, on pourrait faire appel aux considérations assez hardies qui suivent. Rien ne prouve d'une façon absolue que la charge électrique du neutron soit *rigoureusement* nulle : nous savons seulement que, si elle existe, elle doit être énormément plus petite que celle du proton. Nous pourrions donc supposer que les neutrons puissent porter des charges $\pm e$, la charge du proton étant toujours prise comme unité et e étant une fraction extrêmement petite. Il y aurait ainsi des neutrons positifs et négatifs, mais leurs propriétés provenant presque exclusivement de leur masse et de leur spin seraient pratiquement les mêmes. Symétriquement, nous pourrions supposer que les neutrinos sont des particules extrêmement légères, de masses énormément plus petites que celle de l'électron et dont la charge est non pas rigoureusement nulle, mais égale à $\pm e$: ces neutrinos à très petite charge se confondraient avec les *électrin* de M. Thibaud.

L'émission du spectre continu β serait alors représentée par l'un ou l'autre des schémas suivants [qui remplacerait le schéma (1)]

$$(3) \quad \begin{cases} eN = {}_1H + {}_{-1}e + {}_e n, \\ -eN = {}_1H + {}_{-1}e + {}_{-e} n, \end{cases}$$

suivant que le neutron nucléaire qui se transforme en proton est positif ou négatif. La conservation de l'électricité serait alors satisfaite et, comme un seul électrin positif ou négatif serait émis dans chaque processus élémentaire, on serait conduit à lui attribuer le spin $1/2$. Ainsi toutes les difficultés se trouveraient levées.

Naturellement il serait aisé de transposer les idées précédentes au cas des spectres continus de positons en remplaçant le schéma (2) par un schéma analogue à (3).

L'hypothèse faite plus haut sur la charge du neutron introduirait une agréable symétrie entre le neutron et l'électrino (ou neutrino chargé) de M. Thibaud. Elle permettrait aussi de considérer le photon comme équivalent à l'ensemble de deux électrinos de signes contraires et de spin $1/2$, formant une particule neutre de spin 1. Évidemment, avec ces hypothèses, la charge totale d'un noyau de nombre atomique Z serait égale non plus à Ze , mais à $Ze + (n_+ - n_-)\epsilon$, n_+ et n_- étant les nombres de neutrons nucléaires positifs et négatifs. Mais les propriétés de ce noyau et de l'atome dont il est le centre dépendraient extrêmement peu de la charge supplémentaire $(n_+ - n_-)\epsilon$ en raison de l'extrême petitesse du rapport ϵ/e ; d'ailleurs, dans les noyaux lourds, il pourrait y avoir une quasi-égalité des nombres de neutrons positifs et négatifs de sorte que $n_+ - n_-$ soit petit.

L'idée d'introduire une très petite charge pour le neutron est assurément assez hardie, mais de toutes façons, si l'interprétation donnée par M. Thibaud de ses expériences devait se confirmer, il serait nécessaire d'introduire des idées très nouvelles dans nos conceptions relatives aux particules élémentaires.

EMBRYOGÉNIE VÉGÉTALE. — *Embryogénie des Papilionacées. Développement de l'embryon chez l'Ononis repens L.* Note de M. RENÉ SOURGES.

L'embryogénie des *Ononis* pose un problème qui, depuis les premières observations de L. Guignard ⁽¹⁾, en 1881, n'a pas reçu de solution satisfaisante. D'après ce savant, le nombre des cellules qui constituent le suspenseur proprement dit, toujours disposées en chapelet, serait variable avec les espèces. Il est pair ou impair, atteignant le chiffre 7 chez l'*O. fruticosa* L., mais parfois ne dépassant pas l'unité chez l'*O. alopecuroides*. « On remarque, écrit Guignard, que, à travers quelques variations accidentelles, le proembryon est normalement formé d'un nombre pair de cellules. Le cas le plus général est celui d'un suspenseur à trois cellules terminées par la cellule-mère qui ne se différencie qu'au moment où un nombre déterminé de bipartitions a constitué le proembryon caractéristique de chaque espèce. Si le nombre des cellules du suspenseur est pair et que la cellule-mère soit unique, celle-ci paraît avoir été isolée dès la première bipartition de la cellule fécondée. »

Ainsi les règles qui président à l'origine de la cellule embryonnaire proprement dite n'offriraient aucune fixité. Cette cellule serait tantôt fille, tantôt petite-fille, tantôt arrière-petite-fille de l'oospore. On comprend qu'il soit nécessaire d'être fixé sur ces divers points pour bien connaître la vraie place des *Ononis* dans la classification périodique, et déterminer les rapports exacts des espèces de ce genre avec celles des genres de la même tribu ou de la même famille.

(1) *Ann. Sc. nat. Bot.*, 6^e série, 12, 1881, p. 87.

L'existence de microélectrons, c'est-à-dire de particules élémentaires dont la masse propre, la charge et le spin sont plus petits que la-masse propre, la charge et spin des électrons, est une des conséquences les plus importantes de la théorie cosmologique que je m'efforce de développer en vue d'une synthèse de la Relativité générale et de la Mécanique ondulatoire (*Portugaliæ Physica*, vol. 2, fasc. 1, 1946, p. 1-98, et *Portugaliæ Mathematica*, vol. 5, fasc. 3, 1946, p. 145-194). D'après cette théorie, le spectre des masses propres $[(m_0)_n]$ et des charges (e_n) des particules élémentaires de l'Univers est donné par les formules

$$(m_0)_n = \left(\frac{2\pi c}{h} (m_0)_e^2 \right) \frac{1}{n^4 \sqrt{\alpha_n}}, \quad e_n = \left(\frac{e^2}{h} \sqrt{\frac{(m_0)_e}{a}} \right) \frac{1}{n^4 \sqrt{\beta_n}},$$

$(m_0)_e$ et e étant la masse propre et la charge de l'électron, a une constante numérique qui ne dépend que du nombre de protons et de neutrons de l'Univers au début de sa phase en expansion, et enfin α_n et β_n les valeurs propres ($n=1, 2, \dots, \infty$) des opérateurs laplaciens attachés respectivement aux formes métriques *interne* et *externe* de l'espace-temps. Les électrons habituels correspondent à $n=1$, et pour $n>1$ on a une série de *microélectrons*. Pour les microélectrons les plus lourds et les plus chargés ($n=2$), on a les valeurs

$$(m_0)_2 = \frac{(m_0)_e}{32}; \quad e_2 = \frac{e}{32}.$$

On peut indiquer, *a priori*, quelques phénomènes où les microélectrons, au moins pour $n=2$, doivent se manifester. L'un de ces phénomènes est l'émission β continue des substances radioactives. En effet, comme il ne peut y avoir, d'après notre théorie, des particules élémentaires *neutres* et de masse propre *inférieure* à celle des électrons, le neutrino, qu'il est nécessaire d'envisager dans ces phénomènes pour assurer la conservation de l'énergie, doit être, en réalité, une paire de particules électrisées, de signes contraires, et possédant une masse considérablement inférieure à celle de l'électron. Ce sont là des caractéristiques des microélectrons, de sorte qu'on peut envisager le schéma suivant pour le phénomène de l'émission β continue. Supposons qu'un neutron N nucléaire en se transformant en un proton P^+ libère un électron (e^-) et un rayonnement γ de fréquence ν suivant le schéma $N \rightarrow P^+ + e^- + h\nu$. A cette transformation correspond, pour le nucléon, le passage d'un état d'énergie E_0

à des états E_f , et l'on peut admettre que les E_f forment un spectre continu tel que $(E_f)_{\max} - (E_f)_{\min}$, soit de l'ordre de 30000 ou 40000 électrons-volts. A son tour, le rayonnement γ , par le processus bien connu de la matérialisation de photons, produit des paires de corpuscules électrisés, que nous admettons être des microélectrons, dans le phénomène qui nous occupe.

On a donc $h\nu \rightarrow e_2^- + e_2^+$ en négligeant naturellement les microélectrons pour $n > 2$ dont l'influence ne se fait presque pas sentir ici. Le résultat de ces deux transformations sera donc : $N \rightarrow P^+ + e^- + e_2^- + e_2^+$, avec conservation évidente de la charge. Il y a aussi conservation du spin, car il résulte de la théorie que chaque microélectron a un spin $\pm 1/2n$ en unités $h/2\pi$, c'est-à-dire $\pm 1/4$ pour $n=2$. La conservation de l'énergie devant être assurée par les microélectrons, on voit qu'à l'émission d'un électron e^- à faible énergie doit correspondre l'émission d'une paire de microélectrons à grande énergie et inversement; de sorte que le spectre de l'émission de microélectrons doit avoir, au contraire du spectre de l'émission β , *une intensité décroissante des grandes vers les faibles énergies*. D'autre part, si l'on admet que les photons, dont il a été question, ont des fréquences à spectre discontinu, il en sera de même des microélectrons, et *leur spectre d'énergie doit être un spectre de raie parfaitement symétrique par rapport à l'abscisse de déviation nulle, l'une des moitiés du spectre étant produite par les microélectrons négatifs (e_2^-) et l'autre moitié par les microélectrons positifs ou micropositons (e_2^+)*. Dans ces conditions, le spectre bien connu de l'émission β doit présenter, dans sa structure fine, *une forme en escalier dont chaque palier correspond à une raie du spectre des microélectrons*, la largeur de ces paliers étant due au fait que les protons nucléaires provenant des neutrons ont des niveaux énergétiques variant entre $(E_f)_{\max}$ et $(E_f)_{\min}$. Cette théorie schématique peut être précisée par une adaptation de la théorie de Fermi; quoi qu'il en soit, s'il existe effectivement des microélectrons, on doit, en principe, pouvoir photographier, dans un spectrographe à rayons β , le spectre des microélectrons positifs et négatifs (voir *Gazette de Mathématique*, n° 30, Lisbonne, 1946).

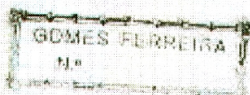
Dans des expériences récentes, effectuées par M^{lle} Vieira au Laboratoire de Physique de la Faculté des Sciences de Lisbonne, sous la direction de M. Valadares (*Portugaliæ Physica*, vol. 2, fasc. 2, 1947), on fait agir un champ magnétique d'environ 300 gauss sur l'émission d'une source forte de RaC + RaD + RaE, et l'on obtient, avec des poses très longues, *un spectre de raies fines* se superposant au spectre β^- classique du côté des négatifs, et un spectre des raies fines, *parfaitement symétrique du premier*, du côté des positifs. L'intensité des raies, la même pour les raies correspondantes de chaque côté, *diminue des fortes vers les faibles énergies*. Tout ceci semble conforme à ce qu'on pourrait s'attendre en admettant les microélectrons. D'ailleurs, l'énergie des deux raies d'intensité maxima, calculée évidemment dans l'hypothèse où elles seraient dues à des électrons habituels, a été trouvée égale à 5 MeV,

ce qui dépasse largement l'énergie maxima de l'émission β^- continue pour les sources radioactives naturelles employées dans ces expériences. D'après le schéma de la conservation de l'énergie dans l'émission β , donné plus haut, il y aurait là une indication favorable à l'existence de microélectrons (¹).

(¹) M. L. de Broglie a attiré mon attention sur des résultats expérimentaux de M. J. Thibaud (*Comptes rendus*, 223, 1946, p. 984) qui semblent révéler plusieurs termes de notre série de microélectrons pour $n \geq 6$. M. J. Thibaud a d'ailleurs eu l'obligeance de me communiquer verbalement qu'il existe, pour les particules étudiées par lui, un spectre des moments magnétiques probablement en n^{-1} , ce qui est d'accord avec ma théorie.

(Extrait des *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*,
t. 224, pp. 454-456, séance du 17 février 1947.)

HEOL
690 1948



Para o colega Gon
com a amizade
30

V.154

RADIOACTIVITÉ. — Spectres de raies positives et négatives du Ra(D + E + F).
Note de M^{me} GLAPHYRA VIEIRA.

Le spectre β^- continu du RaE a été étudié par un grand nombre de chercheurs et certains d'entre eux ont obtenu des vestiges de raies d'énergie supérieure à la limite du spectre (¹). Nous avons repris cette étude dans le but de rechercher des raies β du RaE dans la région indiquée en utilisant pour cela la méthode directe de déviation magnétique avec enregistrement photographique. La source est constituée par de vieilles aiguilles d'émanation dans lesquelles les éléments Ra(D + E + F) sont en équilibre radioactif. Après des essais préliminaires, nous procédons maintenant dans les conditions suivantes : distance source-fente 6^{cm}, 8 et fente-châssis 4^{cm}, 7; intensité du champ magnétique 290 Oe et 240 Oe. Des poses allant jusqu'à 15 jours ont permis d'obtenir des clichés où l'on peut voir des raies fines entre la tache directe et la limite supérieure du spectre β^- continu du RaE. Sur ces mêmes clichés nous avons obtenu un spectre de raies dans la région des grandes énergies placé de l'autre côté de la tache directe et correspondant par conséquent à des particules de charge positive. L'examen des clichés montre que la plupart des raies positives et négatives observées sont symétriques par rapport à la tache directe et que les raies de même énergie ont la même intensité, celle-ci diminuant des plus grandes vers les plus petites énergies. On peut admettre *a priori* qu'il s'agit d'un phénomène de création de paires d'électrons où l'énergie matérialisée se partage également entre raies positives et raies négatives.

S'il en est ainsi, ce rayonnement proviendrait de l'une des transmutations de la source complexe Ra (D + E + F) et devrait posséder une énergie supérieure à 1,02 MeV. Comme l'on sait, le rayonnement γ de la transmutation RaD $\rightarrow$ RaE, de même que le rayonnement β de la transmutation RaE $\rightarrow$ RaF n'ont pas d'énergie suffisamment grandes pour la matérialisation. Dans la transmutation RaF $\rightarrow$ RaG l'examen (²) du spectre α permet cependant d'admettre l'existence de plusieurs rayonnements γ dont la plus énergétique aurait 1,6 MeV, mais son énergie est encore insuffisante pour expliquer les raies que nous avons observées quand on suppose qu'elles correspondent à des électrons.

(¹) O'COXON, *Phys. Rev.*, 32, 1937, p. 303. Ce travail contient la bibliographie de la question.

(²) W. Y. CHANG, *Phys. Rev.*, 67, 1945, p. 267.

Au cours de ce travail, M. A. Gião nous a suggéré que ces raies pourraient correspondre à des paires de *microélectrons* du second ordre, particules de masse et de charge 32 fois plus petites que celles de l'électron et dont l'émission assurerait la conservation de l'énergie dans le spectre β continu des substances radioactives. L'existence de ces microélectrons a été déduite par cet auteur de sa théorie unitaire dans des travaux récents ⁽¹⁾ où l'on trouve une analyse de nos expériences.

La colonne I du Tableau ci-dessous donne les valeurs de $H\beta$ pour les principales raies observées dans nos clichés (les valeurs calculées de $H\beta$ sont les mêmes qu'il s'agisse d'électrons ou de microélectrons). La colonne II donne les valeurs des énergies qui correspondent aux différents $H\beta$ et la colonne III les énergies (E) des rayonnements γ dont pourraient provenir les particules, en admettant qu'il s'agit d'électrons de matérialisation; enfin, les colonnes IV et V donnent les valeurs des mêmes grandeurs que celles des colonnes II et III respectivement, mais dans le cas des microélectrons.

I	Électrons		Microélectrons	
	II $E_{\beta\alpha}$ (eV) pour une raie.	III E (eV) (rayonnements).	IV $E_{\beta\alpha}$ (eV) pour une raie.	V E (eV) (rayonnements).
$H\beta$ (Oe.cm).				
$31,3 \cdot 10^3$	$9 \cdot 10^5$	$19 \cdot 10^6$	$2,8 \cdot 10^2$	$5,9 \cdot 10^3$
15,8	4,2	9,4	1,3	2,9
10,5	2,7	6,4	0,84	2,0
7,5	1,8	4,6	0,56	1,4

On voit que ces dernières valeurs sont largement au-dessous de l'énergie maxima du spectre β^- de la source utilisée, tandis que les énergies exigées par les électrons conduiraient à admettre l'existence de γ qui n'ont jamais été observés dans les transmutations qui se produisent dans notre source.

[Dans l'hypothèse des microélectrons les valeurs observées correspondraient à la conservation de l'énergie dans l'émission β^- continue depuis le voisinage du maximum (1,2 MeV) jusqu'à 0,6 MeV.]

Nous essayons actuellement de déterminer le pouvoir pénétrant des particules qui produisent les raies observées et tâchons d'autre part d'améliorer les conditions expérimentales.

(1) A. Gião, *Portugalia Mathematica*, 6, n. 1947, p. 67-114; *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 454.

(Extrait des *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*,
t. 226, p. 1183-1191, séance du 12 avril 1948).

β (1')

LES MICROÉLECTRONS

par Antonio Gião

L'existence de microélectrons, c'est-à-dire de particules élémentaires dont la charge, la masse propre et le spin sont plus petites que la charge, la masse propre et le spin des électrons, est une des conséquences les plus importantes de la théorie cosmologique que je m'efforce de développer en vue d'une synthèse de la Relativité générale et de la Mécanique ondulatoire. Cette théorie ayant déjà fait l'objet de ^{plusieurs} ~~deux~~ mémoires détaillés (1), je me bornerai à en donner ici un résumé général, nécessaire pour comprendre la prévision de l'existence de microélectrons et la détermination théorique de leurs principales propriétés.

Le présent exposé est divisé en ^{trois} ~~quatre~~ chapitres. ^{Après} ~~Dans~~ le premier chapitre, ^{après le résumé} ~~après le résumé~~ de la théorie cosmologique, je m'occupe successivement de la détermination de la masse propre et de la charge électrique des microélectrons, de la théorie de leurs spins et de leurs moments magnétiques et enfin de la forme que prennent les relations d'incertitude pour ces particules. Ensuite, dans le chapitre II, je donne une théorie de l'émission β continue des substances radioactives en admettant les microélectrons comme agents conserva-

I- I)- "Le problème cosmologique généralisé et la mécanique ondulatoire relativiste" (Portugaliae Physica, vol. 2, fasc. 1, pag. 1-98, 1946). II)- "Forces nucléaires, gravitation et électromagnétisme" (Portugaliae Mathematica, vol. 5, fasc. 3, pag. 145-193, 1946).

note: obrigado ao Sr. Dr. Newton & Dr. Carlos por a sua ajuda e colaboração.

teurs de l'énergie. Parmi les phénomènes dont on peut dire a priori qu'ils doivent mettre en jeu les microélectrons, l'émission β est en effet le plus important. Finalement, j'expose dans le chapitre IV quelques résultats expérimentaux qui semblent favorables à l'existence de microélectrons.

Chapitre premier

Résumé de la Théorie Unitaire Théorie des microélectrons

Définitions

1.-la masse propre et la charge électrique des microélectrons.

Soit $\mathcal{E}$ l'ensemble des continus $\mathcal{E}_N$ à un nombre quelconque N de dimensions. Chaque $\mathcal{E}_N$ peut évidemment être considéré comme un sous-espace à N dimensions ou

→
système (5a) et aux relations de conservation qui lui sont associées pour le tenseur , tandis que les phénomènes électromagnétiques doivent être rattachés au système (5b) et aux relations de conservation

$$(17b) \quad U_n^{ik} = \bar{\Phi}_{mn} \varepsilon_{nq}^i \frac{\partial \bar{\Phi}_n^m}{\partial q_k} - \frac{\partial \bar{\Phi}_{mn}}{\partial q_k} \varepsilon_{nq}^i \bar{\Phi}_n^m + \bar{\Phi}_{mn} \varepsilon_{nq}^k \frac{\partial \bar{\Phi}_n^m}{\partial q_i} - \frac{\partial \bar{\Phi}_{mn}}{\partial q_i} \varepsilon_{nq}^k \bar{\Phi}_n^m.$$

~~1. Masse propre et charge électrique du corpuscule~~

Ceci étant dit, considérons un corpuscule élémentaire, invariable et isolé, de matière, relatif à une certaine valeur de l'indice n . D'après la Relativité générale l'expression du tenseur T_n^{ik} , densité partielle d'énergie-quantité de mouvement, sera:

$$(18a) \quad T_n^{ik} = \frac{\kappa_e}{\kappa_g} (\mu_n + p_n) \frac{d\varphi_n^i}{ds} \frac{d\varphi_n^k}{ds} + \Theta_n^{ik}$$

$d\varphi_n^i/ds$ étant le quadri vecteur vitesse du globule, κ_e la constante einsteinienne de la gravitation, μ_n la densité de masse au repos, p_n la pression et Θ_n^{ik} le tenseur des tensions, donné, en première approximation par: $\Theta_n^{ik} = -p_n \delta^{ik}$ (efforts de frottement négligeables)

Prenons des axes locaux q^i par rapport auxquels le globule est au repos à un "instant" donné. On aura alors:

$$T_n^{vv} = \frac{\kappa_e}{\kappa_g} \mu_n$$

~~en désignant par~~ En désignant par $(m_0)_n$ la masse

(pesante ou d'inertie) au repos du globule on aura donc:

$$(19a) \quad (m_0)_n = \int \mu_n dv = \frac{\kappa_e}{\kappa_g} \int T_n^{vv} dv = \frac{\kappa_g}{\kappa_e} \bar{T}_n^{vv}$$

en désignant par $\bar{T}_n^{vv}$ l'intégrale de T_n^{vv} dans le petit volume spatial V occupé par le globule. De même, pour le tenseur partiel U_n^{ik} de densité d'énergie-quantité de mouvement ^{de l'électricité} on aura, en coordonnées locales q^i l'expression suivante, parallèle à (18a):

$$(18b) \quad U_n^{ik} = \frac{\kappa'_e}{\kappa_e} [\mu_{en} + (p_{en})] \frac{dq_n^i}{ds} \frac{dq_n^k}{ds} + (\Theta_{en})^{ik}$$

κ'_e étant une constante qui est par rapport à κ_e ce que la constante einsteinienne de la gravitation κ_e est par rapport à κ_g , (μ_{en}) la densité (au sens classique) de charge électrique, (p_{en}) la pression et

$(H_w)_n^{ik}$ le tenseur des tensions dans le fluide électrique qui correspond à U_n^{ik} (on a ici $(H_w)_n^{ik} \approx \mu_w \delta^{ik}$). Pour un corpuscule élémentaire d'électricité, invariable et isolé, relatif à une certaine valeur de l'indice n , on aura, ~~xxxxxxxxxxxxxxxxxxxx~~ en axes locaux $g'_{\mu\nu}$ rapport auxquels le corpuscule est au repos à un "instant" donné:

$$(196) \quad e_n = \int_{V_2} \mu_w dv = \frac{\kappa'_w}{\kappa_w} \int_{V_2} U_n^{44} dv = \frac{\kappa'_w}{\kappa_w} \overline{U_n^{44}}$$

e_n étant la charge électrique du corpuscule, ~~invariant~~ et $\overline{U_n^{44}}$ l'intégrale de U_n^{44} dans le petit volume spatial V_2 occupé par le corpuscule.

Considérons maintenant à nouveau les équations (11a,b) des fonctions et valeurs propres des opérateurs laplaciens Δ et Δ_w . On peut montrer que les valeurs propres α_n et β_n tendent vers l'infini comme n^2 quand $n \rightarrow \infty$. Pour que les laplaciens de Ψ_{mn} et de Φ_{mn} restent finis quand $n \rightarrow \infty$ il faut donc que les fonctions d'onde Ψ_{mn} et Φ_{mn} tendent vers zéro au moins comme n^{-2} quand $n \rightarrow \infty$; mais alors comme les Ψ_{mn} et les Φ_{mn} tendent vers zéro en chaque point de l'espace-temps quand $n \rightarrow \infty$, il doit en être de même des laplaciens, ce qui ne peut avoir lieu que si les Ψ_{mn} et les Φ_{mn} tendent vers zéro comme n^{-3} quand $n \rightarrow \infty$ (toute autre valeur de ~~l'exposant de n~~ introduirait un élément arbitraire dans l'expression des fonctions d'onde). On a donc nécessairement (puisque, d'après (17), les T_n^{ik} et U_n^{ik} tendent vers zéro comme n^{-5} quand $n \rightarrow \infty$):

$$\overline{T_n^{44}} n^4 \sqrt{\alpha_n} = \text{Const.} ; \quad \overline{U_n^{44}} n^4 \sqrt{\beta_n} = \text{Const.}$$

ou bien d'après (19a) et (19b):

$$(20) \quad \begin{cases} a) \quad \frac{\kappa_e}{\kappa_g} (m_0)_n n^4 \sqrt{\alpha_n} = \text{Const.} \\ b) \quad \frac{\kappa'_w}{\kappa_w} e_n n^4 \sqrt{\beta_n} = \text{Const.} \end{cases}$$

(les tenseurs d'énergie-quantité de mouvement T_n^{ik} et U_n^{ik} peuvent

comme nous l'avons vu, être exprimés par les fonctions propres des opérateurs Δ et Δ_ω respectivement; il est donc clair que les α_n , valeurs propres de Δ , doivent être reliés aux masses propres, tandis que les β_n , valeurs propres des Δ_ω , doivent, par contre, être reliés aux charges électriques propres). Il est très facile de déterminer les constantes des expressions (20 a,b): En effet, nous verrons un peu plus loin que pour que le spin de l'électron soit $\pm 1/2$ en unités $\hbar/2\pi$ il faut lui attacher la valeur $n=1$ de l'indice de numérotage des valeurs propres des laplaciens. Autrement dit, il faut poser:

$$(21a) \quad (m_0)_1 \equiv (m_0)_e$$

$(m_0)_e$ étant la masse propre de l'électron. Dans ces conditions, en posant $n=1$ dans (20 a) il vient:

$$\frac{\kappa_e}{\kappa_g} (m_0)_e \sqrt{\alpha_1} = \text{Const.}$$

Mais d'après l'équation de propagation du second ordre bien connue de mécanique ondulatoire on a:

$$\Delta \psi_{m1} = \alpha_1 \psi_{m1} = \frac{4\pi^2 c^2}{\hbar^2} (m_0)_e^2 \psi_{m1}$$

donc:

$$\sqrt{\alpha_1} = \frac{2\pi c}{\hbar} (m_0)_e$$

de sorte que (20a) devient:

$$\frac{2\pi c}{\hbar} \frac{\kappa_e}{\kappa_g} (m_0)_e^2 = \text{Const.}$$

et nous obtenons finalement, d'après (20a):

$$(22) \quad \boxed{(m_0)_n = \frac{2\pi c}{\hbar} (m_0)_e^2 \frac{1}{n^4 \sqrt{\alpha_n}}}$$

Pour déterminer aussi la constante de (20b), nous utiliserons la relation suivante de la théorie cosmologique:

$$(23) \quad (e_c)_n = \alpha \frac{\hbar^2}{(m_0)_e} \sqrt{\beta_n}$$

dans lesquelles les $(e)_n$ sont les "charges Électriques cosmologiques" des particules élémentaires et α une constante numérique reliée au nombre N_e^0 de neutrons et de protons de l'Univers au début de sa phase en expansion par la relation:

$$\alpha = \frac{1}{16\pi} \sqrt{\frac{1}{N_e^0}}$$

Pour $n=1$ nous devons poser:

$$(21b) \quad e_1 \equiv (e_c)_1 \equiv e$$

car, comme nous le verrons un peu plus loin, c'est là la condition nécessaire et suffisante pour que le spin de l'électron, considéré comme un corpuscule d'électricité, soit $\pm 1/2$. La relation (23) donne donc:

$$e = \alpha \frac{\hbar^2}{(m_0)_e} \sqrt{\beta_1}$$

et (20b) devient:

$$\frac{\kappa'_{\omega}}{\kappa_{\omega}} e \sqrt{\beta_1} = \text{Const.}$$

et l'on obtient finalement:

$$(24) \quad e_n = \left(\frac{e^2}{\hbar} \sqrt{\frac{m_0 \hbar}{\alpha}} \right) \cdot \frac{1}{n^4 \sqrt{\beta_n}}$$

Les formules (22) et (24) sont fondamentales. Elles relient les masses propres et les charges électriques des particules élémentaires aux valeurs propres des laplaciens, elles donnent donc le spectre des masses propres et des charges électriques des particules élémentaires de l'Univers. Les électrons habituels correspondent à $n=1$, tandis que pour $n>1$ on a une série de microélectrons, de plus en plus légers et de moins en moins chargés d'électricité. En effet, en tenant compte du fait, déjà signalé, que les valeurs propres α_n et β_n des laplaciens Δ et Δ_{ω} tendent vers l'infini comme n^2 quand $n \rightarrow \infty$, on déduit immédiatement des formules (22) et (24) les relations

équivalentes:

$$(25) \quad e_n = \frac{e}{n^5} \quad ; \quad (m_0)_n = \frac{(m_0)_e}{n^5}$$

Par exemple, pour les microélectrons les plus lourds et les plus chargés ($n=2$) on a les valeurs:

$$(26) \quad (m_0)_2 = \frac{(m_0)_e}{32} \quad ; \quad e_2 = \frac{e}{32}$$

D'après les principes fondamentaux de la mécanique ondulatoire les valeurs propres des opérateurs Δ et Δ_ω , qui sont linéaires ~~hermitiques~~, sont les valeurs possibles de deux grandeurs attachées intrinsèquement (opérateurs complets) aux corpuscules élémentaires. Au lieu de dire qu'à chaque valeur de l'indice n correspondent des particules élémentaires d'espèces différentes, il est donc plus rationnel de dire que les formules (22) et (24) donnent les valeurs que peuvent prendre la masse propre et la charge électrique d'une seule espèce de particules élémentaires, susceptibles de se trouver dans une infinité ~~d'états~~ ^{de quantités} de masse et de charge (et de spin comme nous le verrons dans le § suivant), l'état de base étant l'état électron ($n=1$), et les états suivants les états microélectrons. ⁽¹⁾

2.- Le spin des microélectrons- Considérons les équations de propagation de premier ordre des fonctions d'onde Ψ_{mn} sous la forme (12a):

$$\varepsilon_0' \frac{\partial \Psi_{mn}}{\partial x} = -\sqrt{\alpha_n} \Psi_{mn}$$

Introduisons dans ces équations la relation:

$$\sqrt{\alpha_n} = \frac{2\pi c}{h} (m_0)_e n,$$

qui est valable rigoureusement pour une petite déformation d'un espace-temps de De Sitter-Lanczos (cf. [1]) (Dans le cas de l'espace-temps réel on a une relation de même forme, à la valeur près du coefficient

(1) - *M. au opérateur en électromagnétisme, dans un cas.*

de n , ce qui est suffisant pour assurer l'invariance des résultats concernant le spin, comme le calcul qui suit le montre immédiatement). Grâce à (27) les équations ^(12a) prennent la forme:

$$\varepsilon_0^i \frac{\hbar}{2\pi n} \frac{\partial \Psi_{mn}}{\partial p_i^i} + (m_0)_e c \Psi_{mn} = 0,$$

ce qu'on peut encore écrire de la manière suivante:

$$(28) \quad \varepsilon_0^i \frac{\hbar}{2\pi n} \frac{\partial \Psi_{mn}'}{\partial p_i^i} + (m_0)_e c \Psi_{mn}' = 0 \quad (\text{avec } \Psi_{mn}' = \Lambda \Psi_{mn})$$

à l'aide de la matrice Λ de transformation des fonctions d'onde pour un changement (rotation générale) des axes p_n^i . En définissant des matrices hermitiques par les relations:

$$\gamma_0^i = -i \varepsilon_0^* \varepsilon_0^i \quad (i=1,2,3) ; \quad \gamma_0^4 = -\varepsilon_0^4$$

(ces matrices satisfont, comme les ε_0^i , aux relations: $\gamma_0^i \gamma_0^k + \gamma_0^k \gamma_0^i = 2\delta_{ik}$,

et en multipliant, à gauche, les équations (28) par ε_0^4 , tout en tenant compte de $dp^4 = ic dt$, on peut écrire ces équations (28) ~~de~~

la forme:

$$(29) \quad \frac{\hbar}{2\pi i n} \frac{\partial \Psi_{mn}'}{\partial t} = (H_n)_{op} \Psi_{mn}'$$

avec la définition suivante de l'opérateur hamiltonien:

$$(30) \quad (H_n)_{op} = \frac{\hbar c}{2\pi i} \left[\gamma_0^i \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial p_i^i} + \frac{2\pi i}{\hbar} \gamma_0^4 (m_0)_e c \right]$$

En comparant les équations (29) appliqués à l'électron ($n=1$) aux équations de Dirac pour l'électron en l'absence de champ, on voit qu'elles sont identiques. Pour $n>1$ il faut donc considérer (29) comme étant les équations d'onde ^{d'une onde} d'une particule élémentaire dont le spectre de masse est donné par la formule (22). Ceci signifie évidemment que les opérateurs de quantité de mouvement correspondants sont les opérateurs $-\frac{\hbar}{2\pi i n} \frac{\partial}{\partial p_i^i}$, dont les opérateurs classiques $-\frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial p_i^i}$ ne sont qu'un cas particulier, relatif à l'électr^{on}.

Les opérateurs de moment orbital qui correspondent aux opérateurs de quantité de mouvement $-\frac{\hbar}{2\pi i n} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}$ ont évidemment l'expression:

$$(\vec{M}_n)_{oh} = -\frac{\hbar}{2\pi i n} (\vec{p} \times \nabla),$$

les flèches désignant ici les vecteurs spatiaux. Un calcul très facile nous donne la valeur suivante pour le commutateur de l'opérateur hamiltonien et des opérateurs $(\vec{M}_n)_{oh}$:

$$(\vec{M}_n)_{oh} (H_n)_{oh} - (H_n)_{oh} (\vec{M}_n)_{oh} = \frac{\hbar^2 c}{4\pi^2 n^2} \vec{p}_0 \times \nabla$$

$\vec{p}_0$ étant la matrice-vecteur spatiale dont les composantes sont p_0^1, p_0^2, p_0^3 . Pour obtenir le spin, il suffit de trouver l'opérateur qu'ajouté à l'opérateur de moment orbital, commute avec l'hamiltonien, et dont les valeurs propres sont les valeurs possibles de la grandeur (le moment cinétique propre) qui, ajoutée au moment cinétique orbital est une intégrale première du mouvement. Si l'on pose:

$$(31a) \quad (S_n)_{oh}^1 = \frac{\hbar}{4\pi n} i p_0^2 p_0^3; \quad (S_n)_{oh}^2 = \frac{\hbar}{4\pi n} i p_0^3 p_0^1; \quad (S_n)_{oh}^3 = \frac{\hbar}{4\pi n} i p_0^1 p_0^2$$

un calcul facile montre que l'opérateur $(\vec{S}_n)_{oh}$ défini par ces trois composantes est tel que $(\vec{M}_n)_{oh} + (\vec{S}_n)_{oh}$ commute avec l'hamiltonien. L'opérateur de spin est donc:

$$(\vec{S}_n)_{oh} = \frac{\hbar}{2\pi n} (\vec{J})_{oh}$$

et l'on pose comme d'habitude:

$$(31b) \quad J_{oh}^1 = \frac{1}{2} i p_0^2 p_0^3; \quad J_{oh}^2 = \frac{1}{2} i p_0^3 p_0^1; \quad J_{oh}^3 = \frac{1}{2} i p_0^1 p_0^2$$

On voit que les valeurs du spin, pour les différentes valeurs de l'indice n , sont les valeurs $\pm \hbar/4\pi n$, puisque les valeurs propres des opérateurs (31b) sont $\pm 1/2$.

Considérons maintenant le spin des microélectrons en tant que corpuscule d'électricité. Introduisons dans les équations () la relation:

$$\sqrt{\beta_n} = \left(\frac{e}{h} \sqrt{\frac{m_0 e}{a}} \right) n$$

qui n'est rigoureusement valable que pour une petite déformation d'un espace-temps de De Sitter - Lanczos, mais dont la forme reste la même (proportionalité de $\sqrt{\beta_n}$ à n) avec un coefficient légèrement différent pour l'espace-temps réel (ceci suffit, comme dans le cas du spin matériel, pour que les résultats restent rigoureusement les mêmes). Les équations (12b) prennent donc la forme:

$$(32) \quad \epsilon'_0 \frac{h}{2\pi n} \frac{\partial \Phi_{mn}}{\partial q'_i} = -ec \bar{\alpha} \Phi_{mn},$$

avec:

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{2\pi c} \sqrt{\frac{m_0 e}{a}}$$

A l'aide de la matrice Λ_w de transformation linéaire des fonctions d'onde Φ_{mn} pour un changement (rotation générale) des axes locaux q'_i on peut écrire les équations précédentes sous la forme, équivalente à (32):

$$(33) \quad \epsilon'_0 \frac{h}{2\pi n} \frac{\partial \Phi'_{mn}}{\partial q'_i} + ec \bar{\alpha} \Phi'_{mn} = 0$$

avec:

$$\Phi'_{mn} = \Lambda_w \Phi_{mn}$$

En comparant ces équations aux équations (28) on voit immédiatement que les opérateurs de quantité de mouvement ^{de l'}électricité sont ici les opérateurs $-\frac{h}{2\pi i n} \frac{\partial}{\partial q'_i}$, auxquels correspondent les opérateurs suivants pour le moment cinétique orbital de l'électricité:

$$(\vec{M}_{w,n})_{q_i} = -\frac{h}{2\pi i n} (\vec{q} \times \nabla_q)$$

En utilisant les matrices γ^i_j , définies précédemment, on voit ~~un~~

facilement que les équations (33) peuvent s'écrire comme suit:

$$\frac{\hbar}{2\pi i n} \frac{\partial \Phi'_{mn}}{\partial t} = (H_{\omega, n})_{\phi} \Phi'_{mn}$$

avec la définition suivante de l'opérateur hamiltonien électrique:

$$(H_{\omega, n})_{\phi} = \frac{\hbar c \sqrt{\chi}}{2\pi i} \left[\gamma_0^j \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial q^j} + \frac{2\pi i}{\hbar} \gamma_0^j \bar{a} e c \right] \quad (j=1,2,3)$$

On a en effet $dq^j = i\sqrt{\chi} c dt$, χ étant la courbure moyenne de l'espace-temps. Le commutateur des opérateurs $(\vec{M}_{\omega, n})_{\phi}$ et $(H_{\omega, n})_{\phi}$ a ici la valeur:

$$(\vec{M}_{\omega, n})_{\phi} (H_{\omega, n})_{\phi} - (H_{\omega, n})_{\phi} (\vec{M}_{\omega, n})_{\phi} = \frac{\hbar^2 c \sqrt{\chi}}{4\pi^2 n^2} \vec{\gamma}_0 \times \nabla_g,$$

de sorte qu'en ajoutant à $(\vec{M}_{\omega, n})_{\phi}$ l'opérateur $(\vec{S}_{\omega, n})_{\phi}$ défini par ses composantes (31a)

on obtient un opérateur $(\vec{M}_{\omega, n})_{\phi} + (\vec{S}_{\omega, n})_{\phi}$ qui commute avec $(H_{\omega, n})_{\phi}$. Le spin des microélectrons, considérés en tant que particules d'électricité, a donc les valeurs $\pm \hbar/4\pi n$. En résumé, nous sommes donc arrivés à l'important résultat suivant: le spin de l'ensemble de l'électron et de microélectrons, considérés en tant qu'états différents d'une même espèce de corpuscules d'électricité et de matière, a la valeur $\pm 1/2n$ en unités $\hbar/2\pi$. On voit donc qu'il faut nécessairement attacher à l'électron la valeur $n=1$. Pour les microélectrons les plus lourds et les plus chargés le spin est $\pm 1/4$.

3.- Le moment magnétique propre des microélectrons - Connaissant les spins, la détermination des moments magnétiques propres est immédiate. En effet, sans qu'il soit nécessaire de refaire le calcul qui aboutit aux opérateurs de Dirac pour les moments électriques et magnétiques propres de l'électron, il suffit de remarquer que le magnéton de Bohr (pour l'électron) est, ~~en unités de spin~~, le produit

de la charge spécifique de l'électron par le ^(en u.e.m.) spin correspondant. Nous aurons donc nécessairement ici une série de micromagnétons:

$$(35) \quad B_n = - \frac{e_n}{(m_0)_n c} \frac{h}{4\pi n}$$

puisque le spin des microélectrons est $\pm 1/2n$ en unités $h/2\pi$. Les moments magnétiques et électriques propres des microélectrons auront donc les valeurs $\pm B_n$. Comme les rapports $e_n/(m_0)_n$ sont constants pour toute valeur de n , ainsi que le montre la formule (25), on voit que l'on peut écrire:

$$(36) \quad B_n = \frac{B}{n}$$

Pour les microélectrons les plus lourds et les plus chargés ($n=2$) dont le spin est $\pm 1/4$, nous aurons donc un moment magnétique prop

$$(37) \quad B_2 = \pm \frac{B}{2}$$

Cette détermination des moments magnétiques et électriques propres suppose~~nt~~ essentiellement que chaque charge élémentaire possède l'inertie qui correspond aux masses propres élémentaires $(m_0)_n$ pour les mêmes valeurs de n . En d'autres termes, pour que les moments magnétiques et électriques propres aient les valeurs données plus haut, il faut que les globules de densité d'énergie (U_n^w) de l'électricité coïncident constamment avec les globules correspondants de densité d'énergie (T_n^w) matérielle, (Fig. 1a). Toute l'inertie de $(m_0)_n$ est alors attachée aux charges $\pm e_n$. Si, par contre, il y a un décalage du globule d'électricité par rapport au globule de matière, (fig. 1b), alors évidemment l'inertie, c'est-à-dire, ce qui revient au même, la masse attachée à la charge $\pm e_n$ ne sera que la partie de $(m_0)_n$ qui correspond à la partie du globule de T_n^w située à l'intérieur du globule de U_n^w . La détermination effective du décalage des deux globules nous semble extrêmement difficile, car elle exigerait la ~~détermination~~

détermination des fonctions d'onde $\bar{\Psi}_{nn}$ et $\bar{\Phi}_{nn}$ dans un domaine assez grand de l'espace-temps. Mais on peut tourner la difficulté comme suit. Considérons l'équation des fonctions et valeurs propres de l'opérateur Δ_ω :

$$\frac{1}{\sqrt{\omega}} \frac{\partial}{\partial x^i} \left(\sqrt{\omega} \omega^{ik} \frac{\partial \bar{\Phi}_{nn}}{\partial x^k} \right) = \beta_n \bar{\Phi}_{nn}$$

Si l'espace-temps satisfaisait à la condition $\omega_{ik} = \chi g_{ik}$, c'est-à-dire s'il avait une courbure moyenne constante, alors l'équation précédente s'écrirait :

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x^i} \left(\sqrt{g} g^{ik} \frac{\partial \bar{\Phi}_{nn}}{\partial x^k} \right) = \chi \beta_n \bar{\Phi}_{nn}$$

Dans ce cas, les fonctions d'onde de l'opérateur Δ_ω se confondraient avec les fonctions d'onde de l'opérateur Δ et l'on aurait $\alpha_n = \chi \beta_n$. De sorte que, d'après (17a,b) les globules de densité d'énergie (U_n^m) électrique, pour une valeur donnée de n , coïncideraient, dans ce cas particulier important, et tout le long de leurs lignes d'Univers, avec les globules de densité d'énergie matérielle (T_n^m) pour la même valeur de n . Donc, pour un espace-temps à courbure moyenne constante, à toute charge $\pm e_n$ il faut attacher la masse propre $(m_0)_n$ dans la formule des moments magnétiques. Mais en réalité, pour l'espace-temps ^{véritable} on a :

$$(33) \quad \omega_{ik} = \chi g_{ik} + \tilde{\omega}_{ik}$$

les $\tilde{\omega}_{ik}$ étant des petites quantités dont on peut négliger les carrés et les produits. Ces expressions des ω_{ik} , introduites dans l'équation (16), conduisent immédiatement à l'équation :

$$(39) \quad \Delta \bar{\Phi}_{nn} + \frac{\chi}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x^i} \left(\sqrt{g} g^{ik} \frac{\partial \bar{\Phi}_{nn}}{\partial x^k} \right) = \chi \beta_n \bar{\Phi}_{nn}$$

avec:

$$\omega^{ik} = \omega^{ik} - \frac{g^{ik}}{\chi}$$

En remarquant d'une part qu'à l'intérieur des globules d'électricité les ω^{ik} pour i ou $k \neq 4$ sont petits par rapport à ω^{44} et d'autre part que

$$\sum_i^4 \frac{\partial \omega^{ik}}{\partial x^i}$$

est pratiquement nul, on peut écrire l'équation (39) à l'intérieur des globules d'électricité sous la forme simplifiée:

$$(40) \quad \Delta \Phi_{nn} = \chi \left(\beta_n - \omega_n^{44} \frac{\partial^2}{\partial x^4 \eta^2} \right) \Phi_{nn}$$

En axes locaux x^i par rapport auxquels le globule d'électricité est au repos à un instant donné, on a:

$$\frac{\partial^2 \Phi_{nn}}{\partial x^4 \eta^2} = - \frac{1}{c^2 \tau_n^2} \Phi_{nn}$$

les τ_n étant les "vies moyennes" de l'électron ($n=1$) et des microélectrons. L'équation (40) devient alors:

$$(41) \quad \Delta \bar{\Phi}_{nn} = \chi \left(\beta_n + \frac{\omega_n^{44}}{c^2 \tau_n^2} \right) \bar{\Phi}_{nn},$$

ce qui montre que les $\bar{\Phi}_{nn}$ sont, dans les conditions où nous nous sommes placés, des fonctions propres du laplacien, les valeurs propres correspondantes étant données par:

$$\alpha'_n = \chi \left(\beta_n + \frac{\omega_n^{44}}{c^2 \tau_n^2} \right)$$

En remplaçant, dans la formule (32), les α_n par les α'_n on doit donc obtenir le spectre des masses propres modifiées $(m'_0)_n$ qui sont attachées effectivement aux charges propres et qu'il faut introduire dans les formules des moments magnétiques à la place des masses propres véritables m_{0n} . On trouve ainsi:

$$(42) \quad (m'_0)_n = m_{0n} \sqrt{\frac{\alpha_n}{\chi \left(\beta_n + \frac{\omega_n^{44}}{c^2 \tau_n^2} \right)}}$$

et:

$$(43) \quad B_n = - \left[\frac{e_n}{(m'_0)_n c} \sqrt{\frac{\chi \left(\beta_n + \frac{\omega_n^{44}}{c^2 \tau_n^2} \right)}{\alpha_n}} \right] \frac{h}{4\pi n},$$

à la place de (35). La formule (42) montre que la masse propre modifiée est toujours plus petite que la masse propre véritable, ce qui était évident a priori puisqu'il s'agit de l'effet du décalage du globule de matière par rapport au globule d'électricité, décalage qui ne laisse à l'intérieur des globules d'électricité qu'une partie de la masse propre véritable.

Comme l'espace-temps réel peut être considéré (cf. I) comme un espace-temps de De Sitter-Lanczos légèrement déformé, pour lequel on a rigoureusement $\alpha_n = \chi \beta_n$, nous pouvons encore écrire cette relation dans (42) en première approximation, ce qui nous donne:

$$(44) \quad (m'_0)_n = (m_0)_n \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{\chi \tilde{\omega}_n^{vv}}{c^2 \tau_n^2 \alpha_n}}}$$

En tenant compte de la relation:

$$\alpha_n = \frac{4\pi^2 c^2}{h^2} (m_0)_e^2 n^2$$

(valable aussi pour un espace-temps de De Sitter-Lanczos légèrement déformé) et en se rappelant que les rapports $e_n/(m_0)_n$ sont constants pour toute valeur de n , (43) devient donc:

$$(45) \quad B_n = - \left[\frac{e}{(m_0)_e c} \sqrt{1 + \frac{h^2 \chi \tilde{\omega}_n^{vv}}{4\pi^2 (m_0)_e^2 c^4 \tau_n^2 n^2}} \right] \frac{h}{4\pi n}$$

Comme on sait que le moment magnétique de l'électron ($n=1$) a la valeur $\pm B$, les formules précédentes montrent que l'électron se comporte, au point de vue du décalage entre le globule d'électricité et le globule de masse, comme une particule à vie moyenne pratiquement infinie (c'est-à-dire $\tau_1 \cong \infty$), ce qui donne $(m'_0)_1 = (m_0)_e$. Il n'est plus de même pour les microélectrons, pour lesquels il peut intervenir, dans les formules du moment magnétique, un facteur considérable de réduction de la masse propre, ce qui entraîne des valeurs

du moment magnétique considérablement supérieures aux microélectrons (35) pour la même valeur de l'indice n .

4.-Les relations d'incertitude et les microélectrons- On démontre en Mécanique ondulatoire le théorème fondamental suivant ⁽¹⁾:

" Si deux grandeurs physiques observables correspondent respectivement aux deux opérateurs linéaires et hermitiens A et B , on a

$$\Delta A \cdot \Delta B \geq \frac{1}{2} |[A, B]|$$

$[A, B]$ étant le commutateur de A et de B et ΔA , ΔB étant les écarts quadratiques définis par les formules:

$$\Delta A = \sqrt{(A - \bar{A})^2} \quad \Delta B = \sqrt{(B - \bar{B})^2}$$

Généralisant la définition classique de variables "canoniquement conjuguées", généralisation rendue indispensable par l'intervention fondamentale de l'indice n dans tous les problèmes de notre théorie, nous dirons que deux grandeurs observables sont canoniquement conjuguées quand les opérateurs A_n et B_n qui leur correspondent satisfont à la relation de commutation:

$$(47) \quad [A_n, B_n] = -\frac{\hbar}{2\pi i n} \cdot I.$$

On a alors:

$$[A_n, B_n] = -\frac{\hbar}{2\pi i n},$$

et le théorème signalé plus haut conduit aux relations d'incertitude généralisées :

$$(48) \quad \Delta A_n \cdot \Delta B_n \geq \frac{\hbar}{4\pi n}$$

1- L. de Broglie, "Théorie générale des particules à spin", pag. 30, (Gauthier-Villars, Paris, 1943).

Le produit des incertitudes des mesures simultanées de deux grandeurs canoniquement conjuguées, attachées à une particule élémentaire (électron ou microélectrons d'indice n quelconque) tend donc vers zéro quand $n \rightarrow \infty$, c'est-à-dire quand la masse propre, la charge et le spin des microélectrons tendent vers zéro. Nous ne nous occuperons pas ici des nombreuses conséquences de ce résultat au point de vue expérimental.

Chapitre II

L'émission β continue des substances radioactives et les microélectrons

1.- Théorie schématique de l'émission β continue- On peut indiquer a priori plusieurs phénomènes où les microélectrons doivent se manifester. L'un de ces phénomènes est l'émission β continue des substances radioactives. En effet, comme il ne peut y avoir, d'après notre théorie, des particules élémentaires neutres et de masse propre inférieure à celle de l'électron, le neutrino, qu'il est nécessaire d'envisager dans ces phénomènes pour assurer la conservation de l'énergie, doit être en réalité une paire de particules électrisées, de signes contraires, et possédant une masse propre considérablement inférieure à celle de l'électron. Ce sont là des caractéristiques des microélectrons, de sorte qu'on peut envisager le schéma suivant pour le phénomène de l'émission β continue ⁽¹⁾. Supposons qu'un neutron

1.- "Sur l'existence de microélectrons", (Comptes Rendus de l'Acad. de Sciences, 224, 1947, pag. 454).

N nucléaire en se transformant en un proton P^+ libère un électron (e^-) et un rayonnement γ de fréquence ν suivant le schéma:

$$(49) \quad N \rightarrow P^+ + e^- + \gamma$$

(On pourrait faire intervenir la transformation intermédiaire:

$$N \rightarrow P^+ + M^-$$

avec un méson chargé M^- , mais cela ne changerait rien au résultat final, puisqu'on aurait alors:

$$M^- \rightarrow e^- + \gamma$$

A son tour, le rayonnement γ , par le processus bien connu de la matérialisation de photons, produit des paires de corpuscules électrisés, que nous admettons être des microélectrons dans le phénomène qui nous occupe. On a donc:

$$(50) \quad \gamma \rightarrow (e_2^- + e_2^+) + (e_3^- + e_3^+) + \dots + (e_n^- + e_n^+) + \dots$$

Nous négligerons naturellement les microélectrons pour $n > 2$ dont l'influence ne se fait presque pas sentir ici, et écrirons simplement:

$$(51) \quad \gamma \rightarrow e_2^- + e_2^+$$

Le résultat de (49) + (51) sera donc:

$$N \rightarrow P^+ + e^- + e_2^+ + e_2^-$$

avec conservation évidente de la charge. Il y a aussi conservation du spin, car il résulte de la théorie (Chapitre I, § 2) que chaque microélectron a un spin $\pm 1/2n$ en unités $\hbar/2\pi$, c'est-à-dire $\pm 1/4$ pour $n=2$. La conservation de l'énergie devant être assurée par les microélectrons, on voit qu'à l'émission d'une paire de microélectrons à grande énergie doit correspondre l'émission d'un électron à faible énergie, et inversement; de sorte que le spectre de l'émission de microélectrons doit avoir, au contraire du spectre de l'émission β , une intensité décroissante des grandes vers les faibles énergies. De

plus, il doit évidemment être symétrique par rapport à l'abscisse qui correspond à ~~une~~ l'énergie infinie (déviati on nulle dans un chan l'une des moitiés de ce spectre étant produite par les microélectrons négatifs (et devant donc se superposer au spectre classique) et l'autre moitié par les microélectrons positifs ou micropositons

L'ensemble $p^+ + e^-$ d'un proton et d'un électron provenant d'un neutron nucléaire peut être considéré, au moment de l'émission de l'électron, comme un neutron à l'état dissocié que nous désignerons par N_d . Soit E_{Nd} l'énergie qui correspond à ce neutron dissocié c'est-à-dire l'énergie du proton plus l'énergie de l'électron. D'après (49), l'énergie de chaque photon émis par le nucléon lors de sa ~~dissociation~~ dissociation est la différence des énergies du nucléon dans son état normal (E_0) et dans son état dissocié, c'est-à-dire:

$$(53) \quad h\nu = E_0 - E_{Nd}$$

Comme il est naturel d'admettre qu'il peut y avoir des niveaux discrets d'énergie pour le nucléon dissocié, le spectre du rayonnement γ de (49) sera un spectre discontinu dont les fréquences seront données par la relation (53), c'est-à-dire:

$$(54) \quad \nu_r = \frac{1}{h} [E_0 - (E_{Nd})_r] \quad , \quad (r = 1, 2, \dots)$$

Dans ces conditions, le spectre d'énergie des microélectrons sera, d'après (51), un spectre de raies symétrique (tant en ce qui concerne la position des raies que leur intensité) par rapport à l'abscisse de déviation nulle (énergie infinie).

Considérons de plus près la relation (53). E_{Nd} , nous l'avons dit, est la somme des énergies du proton et de l'électron émis. En désignant par E_p l'énergie du proton et par E_e l'énergie de l'elec-

tron, on a:

$$(55) \quad h\nu = (E_0 - E_p) - E_e$$

Désignons enfin par $(E_2)_n$ l'énergie des microélectrons, positifs ou négatifs, qui résultent de la matérialisation de photons γ d'énergie

ν_n . La relation précédente devient:

$$(56) \quad 2(E_2)_n = (E_0 - E_p) - E_e$$

puisque chaque photon γ produit une paire de microélectrons. On sait expérimentalement que la quantité $E_0 - E_p$ est pratiquement constante pour tous les neutrons qui se dissocient, mais nous admettons, ce qui n'est pas du tout contraire aux résultats expérimentaux (vu la précision de ceux-ci), que les valeurs de E_p varient légèrement d'un proton à l'autre de telle sorte que dans une substance radioactive bien définie on peut trouver pour E_p toutes les valeurs comprises entre un maximum

$(E_p)_{\max}$ et un minimum $(E_p)_{\min}$, existant tels que $(E_p)_{\max} - (E_p)_{\min}$ soit de l'ordre de 30000 ou 40000 électrons-volts. Alors, la relation (55) montre compte tenu du fait que ν a un spectre discontinu, que l'énergie des électrons émis en même temps que les photons de fréquence ν_2 ($n=1, 2, \dots$) pourra varier d'une manière continue, et prendre des valeurs $(\widetilde{E_e})_n$ données par:

$$(\widetilde{E_e})_n = (E_0 - E_p) - 2(E_2)_n$$

avec:

$$[E_0 - (E_p)_{\max}] - 2(E_2)_n \leq (\widetilde{E_e})_n \leq [E_0 - (E_p)_{\min}] - 2(E_2)_n$$

En conséquence, il est évident que le spectre de l'émission β (nombre d'électrons en fonction de leur énergie) doit présenter, dans sa structure fine, une forme en escalier dont chaque palier doit corres-

pondre, d'après le principe de conservation de l'énergie, à une raie du spectre des microélectrons, la largeur de ces paliers étant due au fait que les protons nucléaires provenant des neutrons ont des niveaux énergétiques pouvant varier entre $(E_n)_{\max}$ et $(E_n)_{\min}$.

Ces paliers seront horizontaux si toutes les valeurs de E_n comprises entre $(E_n)_{\max}$ et $(E_n)_{\min}$ sont également probables. Sinon, il y aura une structure hyperfine de ces paliers, comme nous le verrons plus loin.

Désignons par E_m l'énergie maxima du spectre β . De la relation (56) on déduit immédiatement:

$$E_m = E_0 - (E_n)_{\min} - 2(m_0)_2 c^2$$

puisque, d'après le principe de conservation, les microélectrons ont nécessairement une énergie cinétique nulle lorsque l'électron possède l'énergie cinétique maxima. La relation (57), associée à (56), donne alors:

$$(58) \quad (E_{cin})_e - (E_{cin})_m + 2[(E_2)_{cin}]_2 = -[E_n - (E_n)_{\min}] = -\delta E_n$$

$(E_{cin})_e$, $(E_{cin})_m$, et $(E_2)_{cin}$ étant respectivement l'énergie cinétique des électrons, l'énergie cinétique maxima du spectre β , et l'énergie cinétique des microélectrons. De (58) on déduit:

$$(58a) \quad (E_{cin})_e = (E_{cin})_m - 2[(E_2)_{cin}]_2 - \delta E_n$$

et:

$$(58b) \quad 2[(E_2)_{cin}]_2 = (E_{cin})_m - (E_{cin})_e - \delta E_n$$

δE_n pouvant varier d'une manière continue et satisfaisant naturellement à:

$$0 \leq \delta E_n \leq (E_n)_{\max} - (E_n)_{\min}$$

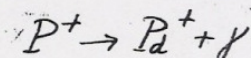
Désignons enfin par $P[(E_{cin})_e]$ la probabilité d'émission d'un

électron d'énergie cinétique $(E_2)_{en}$ et par $h[2(E_2)_{en}]$ la probabilité h d'émission d'une paire de microélectrons d'énergie cinétique $(E_2)_{en}$. On doit donc avoir, par suite de (58) :

$$P \{ (E_{en})_n - 2[(E_2)_{en}]_2 - (\delta E_n)_2 \} = h \{ 2[(E_2)_{en}]_2 \} ,$$

la fonction P devant être insensible, en première approximation à la variation de δE_n entre des limites qui peuvent dépendre de n . C'est ce qui explique que les différents paliers (pour $n=1,2,\dots$) du spectre β^- puissent avoir des largeurs ~~et~~ variables.

Il va sans dire que le schéma précédent de l'émission β^- s'applique aussi à l'émission β^+ qui provient de la transformation des protons nucléaires en neutrons. On aura dans ce cas:



P_d^+ étant un proton dissocié, c'est-à-dire l'ensemble d'un neutron et d'un positon e^+ au moment de l'émission de celui-ci ($P_d^+ = N + e^+$). Le rayonnement γ donne, comme dans l'émission β^- , des paires de microélectrons:

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+ + \dots$$

de sorte que (49) est ici remplacé par:

$$P^+ \rightarrow N + e^+ + e^- + e^+$$

Toutes les considérations énergétiques qui précèdent s'appliquent donc sans aucun changement et le spectre de l'émission β^+ ~~suraxial~~ avec microélectrons aura les mêmes caractères généraux que le spectre β^- .

2.-Adaptation de la théorie de Fermi à l'émission β avec micro électrons. - La théorie schématique du paragraphe précédent peut être précisée par une adaptation de la théorie de Fermi de l'émission β . Cette adaptation est facile car les microélectrons satisfont aux équations de propagation (29) qu'on peut écrire comme suit:

$$(59) \quad \frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial \Psi'_{mn}}{\partial t} = \frac{\hbar c}{2\pi i} \left[\gamma_0^i \frac{\partial}{\partial \rho^i} + \frac{2\pi i}{\hbar} \gamma_0^i (m_0)_n n^i c \right] \Psi'_{mn}$$

en tenant compte de la première des relations (25). Posons:

$$(60) \quad k_n = \frac{2\pi n^i}{\hbar c} E_n ; \quad \vec{k}_n = \frac{2\pi n^i}{\hbar} \vec{p}_n ; \quad (k_n)_0 = \frac{2\pi}{\hbar} (m_0)_n c n^0,$$

E_n et $\vec{p}_n$ étant respectivement l'énergie et la quantité de mouvement de l'électron ($n=1$) ou des microélectrons. Pour que l'onde plane monochromatique

$$\Psi_{mn} = a_{mn} e^{i(k_n c t - \vec{k}_n \cdot \vec{p})}$$

soit une solution des équations (59), il faut et il suffit que l'on ait:

$$k_n^2 = |\vec{k}_n|^2 + (k_n)_0^2$$

ou bien, d'après (60):

$$\frac{E_n^2}{c^2} = |\vec{p}_n|^2 + (m_0)_n^2 c^2,$$

relation qui est toujours satisfaite d'après la théorie de la Relativité.

Prenons comme axe des Z le support du vecteur de propagation $\vec{k}$ de l'onde électronique. On obtient alors la solution normée suivante ⁽¹⁾:

1- voir l'ouvrage de M. L. de Broglie : "De la mécanique ondulatoire à la théorie du noyau" (Tome II, pag. 44), Hermann, Paris, 1945, que nous suivons de près dans ce paragraphe.

que par le facteur $1/2$ au lieu de $1/4$, ce qui provient du fait qu'il y a ici deux particules légères (le microélectron positif et le microélectron négatif) au lieu d'une seule particule (le neutrino). Il est d'ailleurs inutile de conserver l'indice ^{l'expression précédente} indéterminé dans ψ car nous savons (§ précédent) que la conservation du spin ne peut avoir lieu que pour $\lambda=2$. On a donc:

$$|\psi_{m_1}^* \psi_2^m|^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{(m_0 c^2)}{E_e} \frac{(m_0)_2 c^2}{E_2} \right)$$

Ceci étant dit, il faut déterminer la probabilité $P(E_e)$ de la transition d'un nucléon d'un état à un autre état. Désignons par $\rho_e dE_e$ la densité des états de l'électron ^{dans l'intervalle} d'énergie $E_e \rightarrow E_e + dE_e$ et par $\rho_2 dE_2$ la densité des états des microelectrons (positif et négatif) ^{dans l'intervalle} d'énergie $E_2 \rightarrow E_2 + dE_2$. La probabilité P doit être de la forme:

$$(63) \quad P = \frac{4\pi^2}{h} |H_{ab}|^2 \rho_e \rho_2$$

H_{ab} étant ^{l'élément} de la matrice d'interaction nucléons-(électron+micro-électrons) qui correspond à la transition du nucléon de l'état a à l'état b . Pour les mêmes raisons que dans la théorie de Fermi, nous prendrons cette matrice sous la forme:

$$H_{ab} = g \int u_a^*(\vec{r}) \psi_{m_1}^*(\vec{r}) \psi_2^m(\vec{r}) u_b(\vec{r}) d\vec{r}$$

qu'on peut encore écrire comme suit:

$$H_{ab} = g G \psi_{m_1}^* \psi_2^m$$

avec:

$$G = \int u_a^*(\vec{r}) u_b(\vec{r}) d\vec{r},$$

en remarquant que les ~~longueurs~~ d'onde de l'électron et des micro-fonctions

électrons varient d'un point à l'autre beaucoup moins que les fonctions d'onde u des nucléons. L'expression (63) devient donc en tenant compte de (62):

$$P = \frac{4\pi^2}{h} g^2 |G|^2 \left(1 + \frac{m_e c^2}{E_e} \frac{m_{e/2} c^2}{E_2} \right) f_e f_2$$

Pour f_e et f_2 on a les expressions suivantes, classiques en statistique quantique:

$$f_e = \frac{8\pi}{h^3} \mu_e \frac{E_e}{c^2} \quad ; \quad f_2 = \frac{16\pi}{h^3} \mu_2 \frac{E_2}{c^2}$$

(dans l'expression de f_2 on a le facteur 16 au lieu de 8 parce qu'il y a deux microélectrons pour chaque électron émis). On a ainsi l'expression suivante pour P :

$$P = \frac{4\pi^2}{h} \left(\frac{8\pi}{h^3} \right)^2 g^2 |G|^2 \left(1 + \frac{m_e c^2}{E_e} \frac{m_{e/2} c^2}{E_2} \right) \mu_e \frac{E_e}{c^2} \frac{1}{2} \frac{E_2}{c^2}$$

De la relation (58a) on déduit:

$$E_e = E_n - 2 \left[(E_2/c^2) \right]_2 - \delta E_n$$

D'autre part, on a:

$$\mu_e = \sqrt{\frac{E_e^2}{c^2} - (m_e)^2 c^2} \quad ; \quad \mu_2 = \sqrt{\frac{E_2^2}{c^2} - (m_{e/2})^2 c^2}$$

Posons alors:

$$\varepsilon = \frac{E_e}{m_e c^2} \quad ; \quad \varepsilon_2 = \frac{E_2}{m_{e/2} c^2} \quad ; \quad \varepsilon_n = \frac{E_n}{m_e c^2} \quad ; \quad \varepsilon' = \frac{\delta E_n}{m_e c^2}$$

et:

$$K = \frac{4\pi^2}{h} \left(\frac{8\pi}{h^3} \right)^2 g^2 |G|^2 \frac{(m_e)^4 c^2}{(32)^2}$$

En remarquant que $m_{e/2} = m_e/2$ un calcul très facile donne:

$$P = K \left[1 + \frac{1}{2\varepsilon_2} \right] (\varepsilon_2/2) \left(\sqrt{(\varepsilon_2)^2 - 1} \right) \left(\sqrt{\left\{ \varepsilon_n - \frac{1}{16} [(\varepsilon_2)_2 - 1] - \varepsilon' \right\}^2 - 1} \right) \left\{ \varepsilon_n - \frac{1}{16} [(\varepsilon_2)_2 - 1] - \varepsilon' \right\}$$

Telle est l'expression pour la probabilité d'émission des électrons qui résulte de l'adaptation de la théorie de Fermi, quand on admet que la conservation de l'énergie est assurée par les paires de ~~nucléons~~

microélectrons. En remarquant que $\varepsilon_2 \gg 1$ on peut d'ailleurs simplifier l'expression précédente et écrire:

$$(64) \quad P = K(\varepsilon_2)_n \left(\sqrt{(\varepsilon_2)_n^2 - 1} \right) \left(\sqrt{\left\{ \varepsilon_n - \frac{1}{16} [(\varepsilon_2)_n - 1] - \varepsilon' \right\}^2 - 1} \right) \left\{ \varepsilon_n - \frac{1}{16} [(\varepsilon_2)_n - 1] - \varepsilon' \right\}$$

La variable indépendante fondamentale est ici l'indice $n (= 1, 2, \dots)$ qui sert à numérotter les raies du spectre des microélectrons, et l'on a toujours évidemment $\varepsilon' < 1$, ε' étant d'ailleurs la seule variable indépendante continue dans (64). Posons d'abord $\varepsilon' = 0$. On aurait alors un spectre β discontinu comme dans la figure 2 a. D'accord avec la théorie développée dans le § 1 de ce Chapitre, il est naturel de poser $\varepsilon' = 0$ pour $\varepsilon_2 = (\varepsilon_2)_n$. Les valeurs de P qui correspondent aux intervalles semi-ouverts à gauche:

$$(\varepsilon_2)_{n-1} < \varepsilon_2 \leq (\varepsilon_2)_n$$

s'obtiennent alors, par la formule (64), en donnant à ε' toutes les valeurs comprises dans l'intervalle semi-ouvert:

$$0 \leq \varepsilon' < |(\varepsilon_2)_n - (\varepsilon_2)_{n-1}|$$

La formule (64) montre immédiatement que les différents paliers (dus à ε') sont pratiquement horizontaux dans le voisinage des deux extrémités du spectre et ne prennent une inclinaison notable que dans la région du maximum. Cette région aura donc une forme "dentelée" comme dans la figure 2b, et ce résultat semble être d'accord avec les faits expérimentaux.

3.- Les photons et les microélectrons.- Nous avons supposé, dans la théorie de l'émission β , que les photons émis par les nucléons, suivant le schéma (49), se matérialisent en donnant de

paires de microélectrons (positifs et négatifs). Ceci nous conduit naturellement à généraliser l'idée fondamentale de M. L. de Broglie sur la structure des photons ⁽¹⁾, en admettant qu'il y a une série $\gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_n, \dots$ de photons dont chacun résulte de la "fusion" (au sens de M. de Broglie) d'un couple de microélectrons (positif et négatif) pour la même valeur de l'indice n . Nous poserons donc:

$$\gamma_n = [e_n^+ + e_n^-]$$

les crochets [] servant à indiquer la fusion des particules.

Cherchons les équations de propagation du premier ordre pour l'onde du photon γ_n . Pour cela, conformément à la méthode de M. de Broglie pour les photons habituels à spin maximum 1, nous écrirons comme suit les équations (12a), appliquées à l'onde $\psi_{mn}^{(1)}$ du microélectron positif e_n^+ et $\psi_{mn}^{(2)}$ du microélectron négatif e_n^- :

$$(65) \quad \begin{cases} \varepsilon_0' \frac{\partial \psi_{mn}^{(1)}}{\partial \rho^i} = -\sqrt{2} \gamma_n \psi_{mn}^{(1)} \\ \varepsilon_0' \frac{\partial \psi_{mn}^{(2)}}{\partial \rho^i} = -\sqrt{2} \gamma_n \psi_{mn}^{(2)} \end{cases}$$

Faisons alors pour l'onde du photon γ_n qui résulte de la "fusion" de deux électrons ($n=1$) ou microélectrons ($n>1$) du même ordre:

$$\psi_{m\mu n} \equiv \psi_{mn}^{(1)} \psi_{\mu n}^{(2)}$$

En multipliant à droite les premières équations (65) par $\psi_{\mu n}^{(2)}$ et les secondes équations par $\psi_{mn}^{(1)}$ on trouve, par addition, les équations:

1-L. de Broglie: "Une nouvelle théorie de la lumière" (Hermann, Paris 1940 et 1942) et "Théorie générale des particules à spin (méthode de fusion)" (Gauthier-Villars, Paris, 1943)

On a ϵ_0^i et ϵ_0^i symétriques par rapport à ϵ_0^i de (1) premier le dérivé.

(66) $\epsilon_0^i \frac{\partial \psi_{\mu\nu}}{\partial p^i} = -2\sqrt{\alpha_n} \psi_{\mu\nu}$

qui admettent les équations adjointes générales suivantes:

avec: $\frac{\partial \psi_{\mu\nu}^+}{\partial p^i} \epsilon_0^i = 2\sqrt{\alpha_n} \psi_{\mu\nu}^+$

$\psi_{\mu\nu}^+ \equiv i \psi_{\mu\nu} \eta \epsilon_0^i$

η étant, comme dans (), une matrice constante quelconque à quatre lignes et quatre colonnes. Posons spécialement $\eta = -i \epsilon_0^i$, ce qui correspond à $\psi_{\mu\nu}^+ = \psi_{\mu\nu}$. Les équations adjointes sont alors simplement:

$\frac{\partial \psi_{\mu\nu}}{\partial p^i} \epsilon_0^i = 2\sqrt{\alpha_n} \psi_{\mu\nu}$

La matrice à quatre lignes et quatre colonnes $\psi_{\mu\nu}^+$ peut être développée suivant le système complet des 16 matrices hermitiennes linéairement indépendantes que l'on peut former avec la matrice unité ϵ_0^i , l'unité imaginaire et les matrices ϵ_0^i . En désignant ces matrices par ϵ_0^z ($z=1,2,\dots,16$), on a donc:

$\psi_{\mu\nu} = \epsilon_0^z (\bar{\xi}_z)_{\mu\nu}$

Les coefficients de ce développement sont un scalaire $\bar{\xi}_n^0$, un vecteur d'espace-temps $\bar{\xi}_n^i$, un tenseur antisymétrique du deuxième ordre $\bar{\xi}_n^{ik}$, un vecteur axial d'espace-temps $\bar{\xi}_n^{ijk}$ et un pseudo-scalaire $\bar{\xi}_n^{ijkl}$. Les équations (66) prennent alors la forme:

(1) - Pour le premier membre de l'équation (66) on a:

$$\left\{ \begin{aligned} \epsilon_0^i \frac{\partial}{\partial p^i} (\epsilon_0^z \bar{\xi}_{z,n}) &= -2\sqrt{\alpha_n} \epsilon_0^z \bar{\xi}_{z,n} \\ \frac{\partial}{\partial p^i} (\epsilon_0^z \bar{\xi}_{z,n}) \epsilon_0^i &= 2\sqrt{\alpha_n} \epsilon_0^z \bar{\xi}_{z,n} \end{aligned} \right.$$

on déduit immédiatement:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial p^i} (\epsilon_0^i \epsilon_0^i - \epsilon_0^z \epsilon_0^z) \bar{\xi}_{z,n} &= -2\sqrt{\alpha_n} \epsilon_0^z \bar{\xi}_{z,n} \\ \frac{\partial}{\partial p^i} (\epsilon_0^i \epsilon_0^z + \epsilon_0^z \epsilon_0^i) \bar{\xi}_{z,n} &= 0 \end{aligned} \right.$$

En égalant à zéro les coefficients de chaque ξ^2_0 dans le développement de ψ_{mpn} on obtient les deux systèmes:

$$(68) \quad \begin{cases} \frac{\partial \xi_n^{ik}}{\partial p^k} = -2\sqrt{\alpha_n} \xi_n^i & ; \quad \frac{\partial \xi_n^k}{\partial p^i} - \frac{\partial \xi_n^i}{\partial p^k} = -2\sqrt{\alpha_n} \xi_n^{ik} \\ \text{Max } \xi_n^{ik} = 0 & ; \quad \frac{\partial \xi_n^i}{\partial p^i} = 0 \end{cases}$$

et:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi_n^{ijk}}{\partial p^i} &= -2\sqrt{\alpha_n} \xi_n^{ijk} & ; & \quad \frac{\partial \xi_n^{ijk}}{\partial p^i} = 0 \\ \frac{\partial \xi_n^{ijk}}{\partial p^0} + \frac{\partial \xi_n^{ijk}}{\partial p^i} + \frac{\partial \xi_n^{kji}}{\partial p^i} + \frac{\partial \xi_n^{lji}}{\partial p^k} &= -2\sqrt{\alpha_n} \xi_n^{ijk} & ; \quad \xi_n^0 = 0 \end{aligned}$$

le premier de ces systèmes ayant une forme maxwellienne. L'opérateur

Max est le maxwellien défini par:

$$\text{Max. } \xi_n^{ik} = \frac{\partial \xi_n^{ik}}{\partial p^i} + \frac{\partial \xi_n^{ji}}{\partial p^k} + \frac{\partial \xi_n^{kj}}{\partial p^i}$$

Les systèmes (68) et (69) ont la même forme que les systèmes maxwelliens et non-maxwelliens obtenus par M. de Broglie dans sa mécanique ondulatoire du photon, à l'intervention près de l'indice n ; mais c'est justement cette intervention qui est le point important ici. Il faut d'ailleurs remarquer que les grandeurs $(\xi_n)_n$ ne peuvent pas être des grandeurs électromagnétiques, puisqu'elles dérivent de solutions des équations de propagation (12a) des fonctions d'onde universelles $\bar{\psi}_{mn}$ qui sont des propriétés de la métrique interne. Or, d'après les résultats généraux de notre théorie, toute grandeur formée soit directement soit indirectement avec les g_k est une propriété matérielle proprement dite (ou des champs gravifiques mésoniques), tandis que les grandeurs formées directement avec les ω_{ik} de la métrique externe ou indirectement par intermédiaire de $\bar{\phi}_{mn}$, sont au contraire des grandeurs électromagnétiques. Pour trouver le systé-

système d'équations électromagnétiques qui correspond aux systèmes (68) et (69) il faut donc, de toute évidence, partir des équations (70). En posant:

$$\varphi_{\mu\nu} = \varphi_{\mu n}^{(1)} \varphi_{\nu n}^{(2)}$$

pour l'onde du photon, considéré en tant que fusion de deux corpuscules d'électricité (et non en tant que fusion de corpuscules de matière comme dans (66)), on trouve les équations:

$$(70) \quad \begin{cases} a) \quad \varepsilon_0^i \frac{\partial \varphi_{\mu\nu}}{\partial q^i} = -2\sqrt{\beta_n} \varphi_{\mu\nu} \\ b) \quad \frac{\partial \varphi_{\mu\nu}}{\partial q^i} \varepsilon_0^i = 2\sqrt{\beta_n} \varphi_{\mu\nu} \end{cases}$$

qui correspondent aux équations (66) et (67). Le développement de la matrice $\varphi_{\mu\nu}$ suivant les ε_0^2 est ici:

$$\varphi_{\mu\nu} = \varepsilon_0^2 (\Sigma_n)_{\mu\nu}$$

et les équations (70) donnent:

$$\begin{cases} \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial q^i} (\varepsilon_0^i \varepsilon_0^2 - \varepsilon_0^2 \varepsilon_0^i) \Sigma_{n,\mu\nu} = -2\sqrt{\beta_n} \varepsilon_0^2 \Sigma_{n,\mu\nu} \\ \frac{\partial}{\partial q^i} (\varepsilon_0^i \varepsilon_0^2 + \varepsilon_0^2 \varepsilon_0^i) \Sigma_{n,\mu\nu} = 0 \end{cases}$$

On obtient donc les deux systèmes suivants:

$$(71) \quad \begin{cases} \frac{\partial \Sigma_n^{ik}}{\partial q^k} = -2\sqrt{\beta_n} \Sigma_n^i ; \quad \frac{\partial \Sigma_n^k}{\partial q^i} - \frac{\partial \Sigma_n^i}{\partial q^k} = -2\sqrt{\beta_n} \Sigma_n^{ik} \\ \text{Max}_q \Sigma_n^{ik} ; \quad \frac{\partial \Sigma_n^i}{\partial q^i} = 0 \end{cases}$$

et:

$$(72) \quad \begin{cases} \frac{\partial \Sigma_n^{ijk}}{\partial q^i} = -2\sqrt{\beta_n} \Sigma_n^{jk} ; \quad \frac{\partial \Sigma_n^{ijk}}{\partial q^i} = 0 \\ \frac{\partial \Sigma_n^{ijk}}{\partial q^e} + \frac{\partial \Sigma_n^{ikl}}{\partial q^i} + \frac{\partial \Sigma_n^{kli}}{\partial q^j} + \frac{\partial \Sigma_n^{lij}}{\partial q^k} = -2\sqrt{\beta_n} \Sigma_n^{lijk} ; \quad \Sigma_n^0 = 0 \end{cases}$$

Ces systèmes, tout en ayant la même forme que les systèmes (68) et (69), en diffèrent cependant essentiellement: 1^o parce qu'ils concernent des grandeurs $(S_n)_n$ formées avec des solutions des équations (126) et qui sont donc de véritables grandeurs électromagnétiques; 2^o parce qu'ils sont écrits en coordonnées géodésiques locales orthogonales

q^i relatives à la métrique externe et non en coordonnées géodésiques de la métrique interne comme les équations (68) et (69). On peut cependant, en première approximation, poser $dq^i \cong \sqrt{\chi_g} dp^i$, χ_g étant une courbure approximativement constante dans le domaine du photon. D'autre part, on a la relation $\alpha_n \cong \chi_{\beta_n}$ valable aussi en première approximation. Les systèmes électromagnétiques peuvent donc s'écrire comme suit:

$$\begin{cases} \frac{\partial S_n^{ik}}{\partial p^k} = -2 \sqrt{\frac{\chi_g}{\chi}} \sqrt{\alpha_n} S_n^i; & \frac{\partial S_n^k}{\partial p^i} - \frac{\partial S_n^i}{\partial p^k} = -2 \sqrt{\frac{\chi_g}{\chi}} \sqrt{\alpha_n} S_n^{ik} \\ \text{Max. } S_n^{ik} = 0 & ; \quad \frac{\partial S_n^i}{\partial p^i} = 0 \end{cases}$$

et

$$\begin{cases} \frac{\partial S_n^{ijk}}{\partial p^i} = -2 \sqrt{\frac{\chi_g}{\chi}} \sqrt{\alpha_n} S_n^{ijk}; & \frac{\partial S_n^{ijk}}{\partial p^i} = 0 \\ \frac{\partial S_n^{ijk}}{\partial p^i} + \frac{\partial S_n^{ikl}}{\partial p^j} + \frac{\partial S_n^{kjl}}{\partial p^i} + \frac{\partial S_n^{lij}}{\partial p^k} = -2 \sqrt{\frac{\chi_g}{\chi}} \sqrt{\alpha_n} S_n^{lijk}; & S_n^0 = 0 \end{cases}$$

Ce sont en réalité ces équations qu'on peut comparer à celles de M. de Broglie puisqu'elles décrivent un phénomène véritablement électromagnétique attaché aux photons γ_n . Considérons maintenant le système des équations électromagnétiques générales qui résulte de notre théorie cosmologique (cf. le mémoire I):

$$\begin{cases} \frac{\partial (M_\omega^+)^k}{\partial q^k} = -2 \sqrt{\beta_n} (V_\omega^+)_n^i + (P_\omega^+)_n^i \\ \frac{\partial (A_\omega^+)^k}{\partial q^i} - \frac{\partial (A_\omega^+)^i}{\partial q^k} = (M_\omega^+)_n^{ik} + (B_\omega^+)_n^{ik} \end{cases}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} (Max)_q (M_\omega^+)_n^{ik} = (L_\omega^+)_n^i ; \quad \frac{\partial (A_\omega^+)_n^i}{\partial q^i} = 0, \end{array} \right.$$

$(V_\omega^+)_n^i$ étant le vecteur courant donné par $i \bar{\Phi}_{mn}^+ \epsilon_{ij} \bar{\Phi}_n^+$, $(P_\omega^+)_n^k$ le vecteur de polarisation électrique donné par:

$$(P_\omega^+)_n^k = i \left(\frac{\partial \bar{\Phi}_{mn}^+}{\partial q_k} \bar{\Phi}_n^+ - \bar{\Phi}_{mn}^+ \frac{\partial \bar{\Phi}_n^+}{\partial q_k} \right); \quad (\bar{\Phi}_{mn}^+ = i \bar{\Phi}_{mn} \epsilon_{ij})$$

et $(A_\omega^+)_n^i$ le pseudo-vecteur d'aimantation:

$$(A_\omega^+)_n^i = (-1)^j [Max]_{qj} (B_\omega)_n^{ik}.$$

Dans le cas de la théorie de la fusion, il faut supposer que les charges (sources du champ électromagnétique) sont nulles de même que l'aimantation. Nous devons donc poser $(B_\omega^+)_n^{ik} = g A_{\omega n}^{ik} = 0$, et $(V_\omega^+)_n^i = 0$ dans le système précédent pour pouvoir le comparer au système (71). On voit alors que ce ~~dernier~~ système (74) dans ce cas particulier important, se réduit au système (71) à la condition de poser:

$$(75) \quad (P_\omega^+)_n^i = -2\sqrt{\beta_n} \Sigma_n^i$$

Telle est, d'après notre théorie, la condition nécessaire et suffisante pour que soient justifiées les hypothèses qui sont à la base ~~de~~ de la méthode de fusion.

En utilisant les matrices β_0^i , les équations (70), que nous écrirons comme suit en coordonnées p^i :

$$\epsilon_0^i \frac{\partial \varphi_{\mu\nu n}}{\partial p^i} = -2\sqrt{\beta_n} \sqrt{\beta_n} \varphi_{\mu\nu n}$$

peuvent encore s'écrire sous la forme:

$$\frac{\hbar}{2\pi i n} \frac{\partial \varphi_{\mu\nu n}}{\partial t} = \frac{\hbar c}{2\pi i} \left[\beta_0^i \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial p^i} + \frac{2\pi c}{\hbar} p^\nu B_{\nu c} \right] \varphi_{\mu\nu n}$$

qui correspond à (34) et où l'on a posé:

$$B = \frac{1}{\pi c} \sqrt{\frac{\chi_p \mu_0 c}{a}}$$

On pourrait donc croire que l'opérateur du second membre est l'hamiltonien du photon γ_n . Il n'en est rien, car si l'on cherchait l'opérateur spin qu'il faut ajouter à l'opérateur de moment orbital pour avoir l'opérateur de moment cinétique total commutant avec l'opérateur du second membre de (76), on trouverait pour le spin, comme dans le § du Chap. I, les valeurs $\pm 1/2n$. Ceci est absurde, puisque la fonction de deux particules de spin ne peut donner que les valeurs de spin 0 et $\pm 1/n$. Il faut donc chercher le véritable opérateur hamiltonien des photons γ_n . Pour cela, nous considérons les équations (74) et leurs adjointes pour $\eta = -i\epsilon_0^\nu$. Ces équations peuvent s'écrire comme suit:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial g^i} [(\epsilon_0^\nu)^{\mu\nu} \delta_{\mu}^{\nu} \varphi_{\nu n}] + 2\sqrt{\beta_n} \varphi_{\mu\mu n} = 0 \\ \frac{\partial}{\partial g^i} [(\epsilon_0^\nu)^{\mu\nu} \delta_{\mu}^{\nu} \varphi_{\nu n}] + 2\sqrt{\beta_n} \varphi_{\mu\mu n} = 0 \end{cases}$$

ou encore:

$$\begin{cases} a_{(1)}^i \frac{\partial \varphi_{\mu\mu n}}{\partial g^i} + 2\sqrt{\beta_n} \varphi_{\mu\mu n} = 0 \\ a_{(2)}^i \frac{\partial \varphi_{\mu\mu n}}{\partial g^i} + 2\sqrt{\beta_n} \varphi_{\mu\mu n} = 0 \end{cases}$$

en posant les définitions suivantes des matrices $a_{(1)}^i$ et $a_{(2)}^i$ à 16 lignes et 16 colonnes:

$$[a_{(1)}^i]_{\mu\mu}^{lv} = (\epsilon_0^\nu)^{\mu\nu} \delta_{\mu}^{\nu} ; [a_{(2)}^i]_{\mu\mu}^{lv} = (\epsilon_0^\nu)^{\mu\nu} \delta_{\mu}^{\nu}$$

ainsi que la définition:

$$a_{(1)}^i \varphi_{\mu\mu n} = [a_{(1)}^i]_{\mu\mu}^{lv} \varphi_{lv n} \quad (\mu=1,2)$$

$$- \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x_4^2}$$

Multiplions les équations (76a) par $a_{(1)}^j$ et les équations (76b) par $a_{(2)}^j$. En tenant compte des conditions auxquelles satisfont les $a_{(1)}^j$ et $a_{(2)}^j$ et en posant:

$$b_{(1)}^j = -a_{(1)}^j a_{(1)}^j \quad ; \quad b_{(1)}^4 = -a_{(1)}^4 \quad (j=1,2,3, \quad \lambda=1,2)$$

on trouve immédiatement:

$$\frac{h}{2\pi i n} \frac{\partial \psi_{\mu\nu}}{\partial t} = (H_f)_n \psi_{\mu\nu}$$

avec:

$$(77) \quad (H_f)_n = \frac{hc}{2\pi i} \left[\frac{b_{(1)}^j + b_{(2)}^j}{2n} \frac{\partial}{\partial p_j} + \frac{2\pi i}{h} \left(\frac{b_{(1)}^4 + b_{(2)}^4}{2} \right) B \otimes C \right] \quad j=1,2,3$$

L'opérateur (spatial) de moment cinétique orbital qui correspond à (77) est visiblement:

$$(\vec{M}_f)_n = - \frac{h}{2\pi i n} \vec{p} \times \nabla$$

et le commutateur des opérateurs $(M_f)_n$ et $(H_f)_n$ est donné par:

$$[(\vec{M}_f)_n, (H_f)_n] = \frac{h^2 c}{4\pi^2 n^2} \frac{\vec{b}_{(1)} \vec{r}_{(1)} \times \nabla}{2}$$

L'opérateur

$$(\vec{M}_f)_n + (\vec{S}_f)_n$$

commute donc avec $(H_f)_n$ quand $(\vec{S}_f)_n$ est l'opérateur (spatial) défini par ses trois composantes:

$$(S_f)_n^1 = \frac{i h}{4\pi n} (b_{(1)}^2 b_{(1)}^3 + b_{(2)}^2 b_{(2)}^3) \quad ; \quad (S_f)_n^2 = \frac{i h}{4\pi n} (b_{(1)}^3 b_{(1)}^4 + b_{(2)}^3 b_{(2)}^4) \\ (S_f)_n^3 = \frac{i h}{4\pi n} (b_{(1)}^4 b_{(1)}^2 + b_{(2)}^4 b_{(2)}^2)$$

On peut montrer (cf. L. de Broglie, Théorie générale des particules à spin, pag. 132) que l'opérateur $(\vec{S}_f)_n$ a pour valeurs propres: 0 et $\pm h/2\pi n$, qui sont précisément les valeurs que doit prendre le spin d'un photon γ_n qui résulte de la fusion de deux électrons ($n=1$) ou microélectrons ($n>1$) du même ordre dont le spin a les valeurs

$\pm 1/2n$ en unités $\hbar/2\pi$. On voit donc que l'opérateur (77) peut effectivement être considéré comme l'opérateur hamiltonien des photons J_n .

Résumant les résultats de ce paragraphe, nous dirons qu'à chaque photon de spin maximum $1/n$ (en unités $\hbar/2\pi$) sont attachés deux champs, dont l'un (grandeurs $\Sigma_{n,2}$) est la contribution du photon au ~~champ~~^{rayonnement} électromagnétique effectif de l'Univers pour la même valeur de N , et d'où l'autre (grandeurs $\Sigma_{n,2}$) est la contribution du photon au champ "gravifique-mésonique" de rayonnement (pour cette valeur de N) qui existe effectivement dans l'Univers. On peut associer d'ailleurs à chaque photon quatre tenseurs symétriques et conservatifs du second ordre. Deux de ces tenseurs sont les tenseurs "particulaires" de densité d'énergie-quantité de mouvement matérielle (dans le cas du tenseur formé avec les $\psi_{\mu\nu}$) ou électrique (dans le cas du tenseur formé avec les $\varphi_{\mu\nu}$). Ces deux tenseurs, dont l'expression analytique fait intervenir les dérivées des fonctions $\psi_{\mu\nu}$ et $\varphi_{\mu\nu}$, représentent la contribution de chaque photon aux tenseurs de densité d'énergie-quantité de mouvement matérielle (T_n^{ik}) et électrique (U_n^k) donnés par nos expressions (17a) et (17b). En plus de ces tenseurs qui font intervenir, dans la théorie de la fusion, les dérivées des fonctions d'onde

$\psi_{\mu\nu}$ et $\varphi_{\mu\nu}$, il y en a deux autres ne faisant pas intervenir ces dérivées et qui représentent la contribution du photon au tenseur de Maxwell proprement dit (dans le cas des $\varphi_{\mu\nu}$) et au "tenseur de Maxwell du rayonnement gravifique-mésonique". Ces tenseurs sont, au point de vue de notre théorie cosmologique, la con-

tribution du photon respectivement au tenseur $(U_n)^{ik}$ d'énergie quantité de mouvement électromagnétique du rayonnement et au tenseur $(T_n)^{ik}$ d'énergie-quantité de mouvement matérielle de rayonnement (rayonnement gravifique mésonique). Les expressions des tenseurs $(T_n)^{ik}$ et $(U_n)^{ik}$ sont les suivantes dans notre théorie:

$$(T_n)^{ik} = \Psi_{nn}^+ \varepsilon_n^i \frac{\partial \Psi_n^k}{\partial \rho_k} - \frac{\partial \Psi_{nn}^+}{\partial \rho_k} \varepsilon_n^i \Psi_n^k + \Psi_{nn}^+ \varepsilon_n^k \frac{\partial \Psi_n^i}{\partial \rho_i} - \frac{\partial \Psi_{nn}^+}{\partial \rho_i} \varepsilon_n^k \Psi_n^i$$

et:

$$(U_n)^{ik} = \Phi_{nn}^+ \varepsilon_n^i \frac{\partial \Phi_n^k}{\partial q_k} - \frac{\partial \Phi_{nn}^+}{\partial q_k} \varepsilon_n^i \Phi_n^k + \Phi_{nn}^+ \varepsilon_n^k \frac{\partial \Phi_n^i}{\partial q_i} - \frac{\partial \Phi_{nn}^+}{\partial q_i} \varepsilon_n^k \Phi_n^i$$

où l'on a posé:

$$\Psi_{nn}^+ \equiv i \Psi_{nn} \varepsilon_0^0 \quad ; \quad \Phi_{nn}^+ \equiv i \Phi_{nn} \varepsilon_0^0$$

Ψ_{nn} et Φ_{nn} étant, comme toujours, les fonctions d'onde cosmologique ou fonctions propres non arbitraires des opérateurs laplaciens de la métrique interne et externe. On voit donc que les $(T_n)^{ik}$ et les $(U_n)^{ik}$ sont des cas particuliers des tenseurs $(\tilde{T}_n)^{ik}$ et $(\tilde{U}_n)^{ik}$ qui correspondent aux fonctions adjointes générales $\tilde{\Psi}_{nn}^+ = i \Psi_{nn} \eta \varepsilon_0^0$ et $\tilde{\Phi}_{nn}^+ = i \Phi_{nn} \eta \varepsilon_0^0$ quand on pose $\eta = \bar{L}_4$. De même, les tenseurs $(\tilde{T}_n)^{ik}$ et $(\tilde{U}_n)^{ik}$ sont aussi des cas particuliers des tenseurs $(\hat{T}_n)^{ik}$ et $(\hat{U}_n)^{ik}$ pour $\eta = -i \varepsilon_0^0$. D'une façon générale, toutes les grandeurs formées avec les Ψ_{nn} (ou les Φ_{nn}) quand $\eta = -i \varepsilon_0^0$ sont des propriétés "particulières" ou plus généralement des propriétés des "fluides cosmologiques" de matière (dans le cas des Ψ_{nn}) et d'électricité (dans le cas des Φ_{nn}), tandis que pour $\eta = \bar{L}_4$ toutes les grandeurs formées avec les Ψ_{nn} ou les Φ_{nn} sont des propriétés du rayonnement ~~gravifique~~ gravifique mésonique (dans le cas des Ψ_{nn}) et électromagnétique (dans le cas des Φ_{nn}). (Voir à ce sujet "Quelques propriétés des fonctions d'onde cosmologiques des particules élémentaires". Ces questions seront traitées en détail dans un

mémoire ultérieur sur la "Thermohydrodynamique des fluides cosmologiques de matière et d'électricité").

Une remarque s'impose avant de finir ce paragraphe. Dans sa mécanique ondulatoire du photon, ^{de l'un des} M. L. de Broglie n'obtient évidemment qu'un seul champ (le champ électromagnétique) et deux tenseurs symétriques conservatifs du second ordre attachés à chaque photon, au lieu de deux champs (les $\bar{F}_{\mu\nu}$ et les $\bar{S}_{\mu\nu}$) et quatre tenseurs symétriques conservatifs du second ordre. Il ne peut en être autrement, car toute mécanique ondulatoire classique y compris la mécanique ondulatoire de Dirac qui est à la base de la théorie de la fusion de M. de Broglie, ne fait intervenir que les fonctions formées avec des solutions des équations (12a), c'est-à-dire avec des propriétés de la métrique interne. De même que la Relativité ne s'occupe pas de la métrique externe et ne fait intervenir que les équations du champ (15a), de même la Mécanique ondulatoire, qui ignore aussi la métrique externe ne peut évidemment déduire les équations (12b) et les fonctions d'onde $\bar{\Phi}_{\mu\nu}$. En somme ceci revient à dire (cf. le mémoire I, page 82) que la Relativité générale et la Mécanique ondulatoire classique considèrent une particule élémentaire comme un corpuscule électrisé auquel correspondent des globules d'énergie matérielle et électrique occupant identiquement le même volume spatial (formant donc un ^{seul} tube d'Univers). Par contre, dans notre théorie, il y a en principe une distinction radicale à faire entre matière et électricité qui provient de la différence essentielle entre la métrique interne et la métrique externe de l'espace-temps. Une particule élémentaire, au sens classique doit donc en réalité être considérée comme un couple ^{de} ~~deux~~ cu-

particules, dont l'une est douée de masse ^{propre} mais n'a pas de charge électrique et dont l'autre est douée d'une certaine charge électrique mais n'a pas de masse propre. Il va sans dire que le point de vue classique représente toujours une très bonne approximation, car tout corpuscule électrique sans masse se trouve toujours dans le voisinage immédiat d'un corpuscule de masse sans charge électrique. Nous avons vu en effet qu'ils se confondent exactement dans le cas où $\omega_{ik} = K g_{ik}$, c'est-à-dire quand l'espace-temps est une hypersurface à courbure moyenne constante. Mais nous avons vu aussi que le décalage entre corpuscule matériel ~~non~~ électrique et corpuscule électrique non matériel intervient pour troubler les valeurs des moments magnétiques des particules élémentaires autres que l'électron.

Chapitre III

Les microélectrons et l'expérience

A l'heure actuelle (Mars 1947) aucune expérience n'a encore été faite, à ma connaissance, dans le but de déceler l'existence des microélectrons selon les directives que l'on peut déduire de ma théorie. Cependant, quelques résultats expérimentaux récents sur l'émission β des substances radioactives naturelles semblent être nettement favorables à l'existence des microélectrons. Ce sont ces expériences que nous allons analyser très brièvement et seulement

a

au point de vue de notre théorie.

1.- Expériences de Mlle Vieira. - ⁽¹⁾, Dans ces expériences on étudie le rayonnement β d'une source de $Ra(C+D+E)$ par la méthode de déviation directe dans un champ magnétique. L'intensité du champ est faible, environ 300 gauss, mais les poses sont très longues. Les clichés montrent invariablement un spectre de raies fines se superposant au spectre β^- classique du côté des négatifs et un spectre de raies fines (non accompagné d'un autre spectre quelconque) parfaitement symétrique du premier du côté des positifs. L'intensité est la même pour les raies correspondantes de chaque côté et diminue des grandes vers les petites énergies. (La figure 3 présente schématiquement les photos originales). Ces résultats semblent conformes à ce qu'on pourrait s'attendre suivant le schéma donné plus haut pour l'émission β en admettant les microélectrons comme agent conservateur de l'énergie dans ce phénomène. D'ailleurs une circonstance importante donne une indication très favorable à l'interprétation de ces expériences par les microélectrons. En effet, le calcul de l'énergie ^(totale) de deux raies d'intensité maxima, ~~est~~ en supposant évidemment qu'elles sont produites par des électrons habituels, donne la valeur 5 MeV qui dépasse largement l'énergie maxima ^(3,5 MeV) de l'émission β^- pour les sources radioactives naturelles employées dans ces expériences. Comme il ne semble pas y avoir, ~~des~~ ^{pour ces sources} un rayonnement γ d'énergie $\geq 5\text{ MeV}$ susceptible de se matérialiser en paires d'électrons habituels, et comme d'autre part le rayonnement γ nucléaire provient probablement, d'après le schéma de la goutte liquide, de phénomènes nucléaires superficiels, ce qui n'est pas ~~favorable à la mat.~~ ^{En fait Rev. 226, 1948, p. 222}

favorable à la matérialisation en électrons, on voit qu'il est extrêmement vraisemblable que les particules qui sont responsables pour l'apparition du spectre des raies fines dont il est question ici sont des particules liées à l'émission β^- . Dans ces conditions on peut admettre que ce sont elles qui assurent la conservation de l'énergie dans le phénomène radioactif étudié, chaque paire de ces particules jouant le rôle d'un neutrino, comme nous l'avons expliqué dans le §I du Chap. 2. Alors, par suite même de la conservation de l'énergie, les particules en question ont nécessairement une masse propre et une charge plus petite que celles de l'électron, puisque des particules de masse et de charge supérieures à celles de l'électron conduiraient à des valeurs supérieures à $5M_e$ pour les raies d'intensité maxima, ce qui serait une infraction encore plus grave qu'avec les électrons à la conservation de l'énergie. Il est alors naturel d'admettre que les particules qui produisent le spectre de raies dans ces expériences sont partie de notre série de microélectrons. Nous savons d'ailleurs que la conservation du spin exige que les microélectrons associés à l'émission β soient des microélectrons du second ordre ($k=2$). De la formule bien connue

$$Hr = \frac{1}{ec} \sqrt{E_{cin} (E_{cin} + 2m_0 c^2)}$$

qui relie le produit du champ magnétique par le rayon de courbure de la trajectoire des particules à leur énergie cinétique, on déduit pour l'énergie totale E :

$$E = \sqrt{e^2 c^2 (Hr)^2 + (m_0)^2 c^4}$$

En tenant compte des relations (28), la formule précédente, appliquée aux microélectrons, donne simplement:

$$E_n(Hz) = \frac{E_e(Hz)}{n^5}$$

Cette dernière formule montre que l'énergie d'une raie ^{de} ~~donnée~~ H_z donné, calculée en admettant qu'elle est produite par des électrons habituels est 32 fois plus grande que l'énergie qu'il faut lui assigner si elle due à des microélectrons du second ordre ($n=2$). Si le spectre de raies trouvé dans les expériences analysées ici est du effectivement aux microélectrons pour $n=2$, alors, au lieu de la valeur 5 MeV pour le couple des raies (positive et négative) d'intensité maxima que révèlent les clichés, on aura la valeur $5/32$ c'est-à-dire $\sim 0,2$ MeV, largement au-dessous de l'énergie maxima de l'émission β des sources utilisées. Ce résultat montre de plus que tout le spectre photographié dans ces expériences correspond à l'émission des microélectrons qui assure la conservation de l'énergie dans le voisinage de l'énergie maxima du spectre β . Tous les microélectrons de plus grande énergie, assurant la conservation de l'énergie dans le reste du spectre ne sont pas révélés, dans ~~cette~~ ^{ces} expériences, les raies correspondantes devant être noyées dans la trace du rayonnement γ de la source radioactive, ce qui n'est pas étonnant vu la faible intensité du champ magnétique utilisé.

Signalons ici ^{quel} ~~certain~~ prolongement, vers les grandes énergies, du spectre de raies trouvé par Melle Vieira semble avoir été photographié, pour des H_z de l'ordre de 15000 à 20000, dans des expériences de Yovanovitch et d'Espine⁽¹⁾. Dans ces expériences cependant

on n'a pas analysé l'émission positive.

2.- Expériences de M. J. Thibaud.-(¹) D'après leur auteur, ces expériences révèlent l'existence, dans l'émission du $R\alpha$ et du $R\alpha E$ de particules de charge et de masse beaucoup plus petites que celles de l'électron et possédant un spectre des moments magnétiques propres (déterminés par la méthode de Stern et Gerlach perfectionnée) probablement en n^{-1} . Au moins quatre moments magnétiques différents ont été révélés simultanément par cette méthode, et comme la valeur de la charge donnée par M. Thibaud est de l'ordre de $10^{-4}e$, qui correspond approximativement aux microélectrons pour $n=6$, on pourrait admettre que ces expériences manifestent l'existence des termes $n=6, 7, 8, 9$ de notre série de microélectrons. Considérons la formule (45) pour les moments magnétiques propres:

$$B_n = - \left[\frac{e}{m_0 c} \sqrt{1 + \frac{\hbar^2 \chi \bar{\omega}_n^{1/2}}{4\pi^2 (m_0 e^2 c^2 \epsilon_n^2 n^2)}} \right] \frac{\hbar}{4\pi n}$$

La variation du moment magnétique en n^{-1} s'explique par le facteur $\hbar/4\pi n$ à la fin de la formule. D'autre part, les valeurs absolues des moments magnétiques qui seraient, d'après ces expériences, de l'ordre de $10^7 B$, B étant le magnéton de Bohr, s'expliqueraient par l'intervention du facteur de réduction de la masse propre (radical de la formule précédente) conformément à la théorie du § 3 du Chap. I. D'une façon plus précise, pour que les moments magnétiques varient exactement comme n^{-1} à partir de $n=6$, il suffit d'admettre que les rapports:

$$\frac{\hbar^2 \chi \bar{\omega}_n^{1/2}}{4\pi^2 (m_0 e^2 c^2 \epsilon_n^2 n^2)}$$

1- Comptes Rendus, 223, 1946, pag. 984.

qui est presque rigoureusement nul pour l'électron ($n=1$) augmente rapidement ^{et tend} asymptotiquement vers une valeur de l'ordre de 10^{-14} , et de manière que sa valeur pour $n=6$ soit déjà très voisine de la valeur asymptotique.

5- fin d'une première

B (fin)

Table des Matières

Revue scientifique de la chimie moderne

Chapitre I - Théorie des microélectrons..... pag.

Definition

- 1 - La masse propre et la charge électrique
- 2 - *Epit. pour la chimie / physique*
des microélectrons.....
- 3 - *Epit. pour la chimie / physique*
Le spin des microélectrons.....
- 3 - Le moment magnétique propre des microélectrons.....
- 4 - Les relations d'incertitude et les microélectrons.....

Chapitre II - L'émission continue des substances radioactives et les microélectrons.....

- 1 - Théorie schématique de l'émission β continue.....
- 2 - Adaptation de la théorie de Fermi à l'émission avec microélectrons.....
- 3 - Les photons et les microélectrons.....

Chapitre III - Les microélectrons et l'expérience....

- 1 - Expériences de Mme Vieira.....
- 2 - Expériences de M. J. Thibaud.....

5.3.48

17 Sandysford Place

Glasgow, C.3

Dear Dr. Gião

I was very pleased to receive your valuable papers and will try my utmost to understand them. This may take a little while. The ones you sent (FGE, PF and PMMR) did not include PC and FOC. If by any chance you have copies of these I would be most grateful - if only on loan, in which case I would return as soon as possible after making notes.

I am most interested that you are in touch with other workers in connection with 'microelectron' experiments, and also that you consider Prof. Thibaud's results could come within your scheme. I may publish a short paper in the Proceedings of the Physical Society shortly and would be glad to make reference to your work, particularly §§15, 16 of PF.

Prof. Blackett's work seems to receive the strong support of your theory and also of recent experiments (just described before Proc. Roy. Soc. London) showing an increase in the vertical component of the earth's magnetic field down a mine - (all theories hitherto proposed predicted a decrease).

A few offprints are enclosed. I would not pay much attention to the details of the 1938 paper, written under rather adverse conditions, with the possible exception of pp. 1042-1046, in which I discuss evidence for the flat 5 dimensional scheme (x, y, z, t, τ). With many good wishes and thanks again, Yours sincerely, W. Benham

Dr.P.Weinzierl, am

I. PHYSIKALISCHES INSTITUT
DER UNIVERSITÄT WIEN
WIEN, IX/66, STRUDELHOFGASSE 4
TEL. A 19 0 35

WIEN, am 8.10.1951

M.le Professeur
Dr.Antonio Gião
107,Rue Lauriston
Paris (16^e)

Monsieur le Professeur,

Avant tout je vous présente toutes mes excuses du retard que je mets à répondre à votre aimable lettre du mai 1951 et à l'envoi de votre separatum sur la "Théorie des particules fondamentales". Par malheur une longue maladie a bien entravé mon activité pendant des mois et je vous prie de bien vouloir m'excuser à cause de cette malchance.

Je regrette vivement de ne pas encore avoir de Mme.Vieira des nouvelles relatives à ses recherches. L'étude de votre ouvrage sur les particules fondamentales m'a extrêmement intéressé: il contient avant tout quelques dates précises sur les expériences de Mme.Vieira; je vous prie, Monsieur le Professeur, de ne pas m'en vouloir si je informe auprès de vous par rapport à cet ouvrage. En tant que je vois, vous ne citez que sur page 86 de votre ouvrage que la vie moyenne pratiquement infinie des électrons ordinaires ne doit pas nécessairement être la même pour les microélectrons. L'éventualité d'une vie limitée des microélectrons serait importante pour moi, pour la raison que je n'ai pu constater un part positive de la radiation de Ra DEF moyennant la méthode des trochoïdes. En cas d'une vie moyenne très courte des microélectrons positifs l'on ne saurait voir dans ce fait une contradiction aux résultats de Vieira.

Encore une deuxième question nous intéresserait à Vienne: Les recherches faites dans le temps par Ehrenhaft et collaborateurs sur la valeur de la quantité élémentaire de l'électricité donnait toujours des valeurs inférieures à la valeur généralement supposée à cette époque de $4,8 \cdot 10^{-10}$ e.s.u. (voir les résumés F.Ehrenhaft, Physik. Zeitschr. 39, 673, 1938, Phil. of Science, 8, No. 3, 1941; H.Daecke, Phil. Mag. 50, 637, 1925). Pourriez-vous peut-être trouver, Monsieur le Professeur, une interprétation de ces résultats à base de votre théorie?

Agréiez, Monsieur le Professeur, l'expression de mes respects et de sentiments les plus distingués



Peter Weinzierl

#28 Carta de Peter Weinzierl a António Gião (8/10/1951)

SYMPOSIUM INTERNATIONAL
sur les

RELATIONS ENTRE PHENOMENES SOLAIRES
ET TERRESTRES EN CHIMIE-PHYSIQUE ET BIOLOGIE.

Journée du 8 octobre 1958.

Matin.

- 10 h 20 : Introduction Prof. Bourgeois
- 10 h 25 : Prof. Piccardi : Remerciements
- 10 h 28 : Exposé introductif
- 11 h 02 : Tests chimiques
- 11 h 46 : Mr Bourgeois remercie Mr R. Dekkers de sa présence au Symposium. Mr Dekkers est le président des congrès de l'exposition de 58.
- 11 h 48 : Discussion de l'exposé.
Intervention de Mr Timmermans
Réponse de Mr Piccardi
Réponse de Mr Timmermans
Réponse de Mr Piccardi
- 11 h 56 : La séance est levée pour la visite du laboratoire.

Participants - 8.10.58 au matin.

Mme Bourgeois	Bruxelles
Piccardi	Directeur de l'Institut de Chimie-physique de l'Université de Florence.
Mme Capel-Boutte	Ingénieur - Université Libre de Bruxelles.
Mme Quilghini	Institut de mécanique rationnelle - Université de Florence.
Giao	Paris.
Vering	Vienne.
Godoli	Arcetri - Observatoire.
Sestini	Florence.
Becker	
Timmermans	Prof. hon. - Université Libre de Bruxelles.
Bertrand	Institut Royal Météorologique - Bruxelles.
Dommangeat	Observatoire Royal - Bruxelles.
Arend	Observatoire Royal - Bruxelles.
Hoge	Institut Royal Météorologique - Bruxelles.
Koeckelenbergh	Observatoire Royal - Bruxelles.
Coutrez	Observatoire Royal - Bruxelles.
Wedler	Observatoire - Météorologie - Hambourg.
Vandael	Mons.
Lefevbre	Mons.
Rene Causer	Max Planck institut - Berlin.
Poncelat	Institut Royal Météorologique - Bruxelles.
Dekkers	Prof. - Université Libre de Bruxelles. Commissaire général des congrès de l'exposition.

Après-midi.

- 15 h : Exposé de Madame Capel-Boutte.
- 16 h 08 : Mr Piccardi regrette que, par manque de temps, Madame Capel-Boutte ne puisse exposer tous ses résultats expérimentaux.
- 16 h 09 : Mme Capel-Boutte ajoute une remarque : sur la suggestion de Mr Vanderaist, elle a fait une étude de chaque récipient traité avec chaque récipient non traité - augmentation du nombre de données.
- Mr Gino fait remarquer que les conditions expérimentales du test D et D' de Florence et Bruxelles sont différentes et ne peuvent être comparées.
 - Mr Piccardi demande si la méthode classique ou la méthode de Vanderaist doit être employée.
 - Mr Contrez remarque sur les minimum d'activité solaire et l'enregistrement de l'intensité des effets sur le test physico-chimique.
 - Quelques mots de Mr Gino.
 - Mme Koba demande si pour les essais de Florence et de Bruxelles on a établi un échantillonnage c'est-à-dire déterminer si la moyenne du nombre d'essais envisagés était représentative par rapport à la moyenne d'un très grand nombre d'essais.
 - Mr Piccardi répond qu'entre la moyenne de 90 ou celle de 100 essais, il n'y a pas de différence.
 - Mme Koba dit qu'entre 10 et 100, il pourrait y en avoir.
 - Mr Tromp demande des renseignements techniques sur la réalisation des champs électriques.
 - Réponse de Mr Piccardi et de Mme Capel-Boutte.
 - Paroles de remerciements de Mr Decroly.
 - Remerciements de Mr Piccardi.

- 16 h 28 : Exposé en allemand de Mr Becker.
- 16 h 30 : Mr Piccardi remercie.
- 16 h 31 : Mr Vandaal demande des renseignements sur l'activation par contamination (expérimentalement).
- Mr Piccardi répond.
- 16 h 32 : Mr Poncelet demande quelle peut être la durée de l'activation.
- Mr Piccardi répond que les effets se manifestent pendant 4 jours (expérience personnelle).
 - A ce sujet, Mme Capel-Boutte cite les travaux de Caroli (titre du chiosulfate).
 - Mr Vandaal dit avoir gardé pendant des jours des solutions de chiosulfate dont le titre ne change pas.
 - Mr Bourgeois demande comment on réalise l'activation industriellement.
 - Mr Piccardi répond.
 - Mme Capel-Boutte remarque sur l'exposé de Becker - phénomène de saturation et nombre de Wolf.
effet de la couche ozone
déphasage dans le temps
corrélation avec l'activité solaire avant et après mars.
 - Mr Coutrez insiste sur le fait que pour des astrophysiciens, il est même difficile de corréler les effets et les phénomènes solaires entre eux.
 - Mr Vandaal revient aux tests : discute de la qualité des eaux distillées - bi-tri distillées - bouée électronique.
 - Mr Piccardi répond inutile de travailler avec eau tri distillée pour ses essais - eau de la conduite - effet comparatif de deux essais simultanés.
 - Mr Vandaal insiste sur la qualité de l'eau - présence de colloïde dans certaines eaux.

- M^{me} Capel-Boutte : effet T° - La vitesse de sédimentation des varie - variation de l'activation de l'eau pour l'effet de la T°.
- Mr Vandael : Dans les échangeurs, présence de substances colloïdales organiques.
- Mr Piccardi : Spectre raman sur structure H₂O.
- M^{me} Capel-Boutte
- Mr Defay : a étudié de l'eau de conductivité qui donnait des tensions superficielles différentes de celles de l'eau.
- Mr Vandael : parle du de carbonate de Ca se réfère aux listes de Mr De Keyser - proportion de calcite et d'aragonte variable dans les
- M^{me} Capel-Boutte parle des tests sur H₂O dure.
Ce test du CaCO₃ plus difficile que celui de l'oxychlorure de Bi
- M^{me} Capel-Boutte remarque sur les coquilles d'oeuf d'oiseau et de batraciens forme des cristaux.
- Mr Coutrez : Relation avec nombre de Wolf chez Becker.
Influence du flux solaire. 600 Megacycle 10 x 10⁻²⁴ Watts m² par 10 sec mesure énergie rayonnée.
- M^{me} Capel-Boutte
- Mr Coutrez : Effet solaire agit sur couche fine.
- M^{me} Capel-Boutte : influence de ozone - ions présente dans l'atmosphère.
- Mr Piccardi : il faut travailler selon ses possibilités
la partie physico-chimique est à faire.
On ignore comment agit un écran métallique.
Action des ondes kilométriques - champs -
- M^{me} Capel-Boutte veut exposer expériences de Tomasi.

17 à 17 : Prof. Piccardi expose son hypothèse solaire.

17 à 49 : Intervention en allemand de Hans Gauer.

- R. Defay - Existence du minimum en mars également dans l'autre hémisphère ?

- Mr Piccardi ne peut donner de réponse. Interruption des essais
à cette époque - pas encore ceux de Kerguelen.

séance levée à 17 h 57.

Sont présents à la réunion

Mrs Bourgeois
Piccardi
Mrs Capel-Boutte
Mrs Quilghini
Giso
Vering
Mrs Roba
Mrs Godoli
Sestini
Ledoux
Tzomp
Becker
Donnanget
Arend
Koeckelenbergh
Coutrez
Wedler
Vandael
Lefevbre
Camer
Foncellet
Pasteels
Decroly
Defay

Journée du 9 octobre 1958.

Matin.

- 10 h 20 : Monsieur Piccardi présente Monsieur Quilghini.
- 10 h 21 : Exposé en français de Mr Quilghini. Les éléments cinématiques du mouvement de la terre, référé aux étoiles fixes.
- 10 h 48 : Monsieur Piccardi demande s'il a des questions à poser et remercie Monsieur Quilghini pour le brillant travail de mécanique rationnelle qui donne à son hypothèse solaire une base mathématique. Il remercie également Monsieur Sestini qui donna la possibilité de faire ce travail à son laboratoire.
- 10 h 49 : Exposé en français de Monsieur Giac. Interprétation relativiste de la variation annuelle du test D physico-chimique de Piccardi et sa signification cosmologique. L'exposé est précédé de remerciements aux professeurs Bourgeois et Piccardi.
- 11 h 5 : L'exposé est suivi d'une discussion.

.....

- Mr Coutrez : Par rapport à quoi la vitesse W est-elle déterminée ?
- Réponse de Mr Giac.
- Mr Coutrez : Vitesse du Soleil varie par rapport à groupe d'étoiles fixes.
- Réponse de Mr Giac. Fait intervenir gradient de P .
- Mr Coutrez : Système d'équation avec second membre à variation périodique et annuelle. Qu'avez-vous démontré ?
- Giac : Que la variation du test D de Piccardi est la conséquence de l'action énergétique de U_3 sur U_4 . Flux d'énergie a beaucoup de conséquences sur notre univers. La création continue de matières dans notre univers en serait une autre, la formation de bras dans la galaxie spirale.
- On ne peut le démontrer d'une manière formelle mais l'attribuer.
- Mr Coutrez : La variation annuelle entre dans le cadre de l'influence des U_3 sur U_4 . Dans ce cadre, il apparaît que la vitesse (qui est celle de la terre dans son mouvement hélicoïdal) est corroborée par théorie.
- Réponse de Mr Giac.
- Mr Coutrez : Tenseurs T_{ik} est-il conservatif ?
- Réponse de Mr Giac.

l'importance de

- Mr Coutrez : Dans U_3 les équations ne dérivent pas d'un principe réactionnel.
- Mr Giau. Réponse. Parle du théorème de (?) Cartan.
- Mr Coutrez. Votre deuxième équation rendrait compte des phénomènes électro-magnétiques ?
- Mr Giau : U_1K source de potentiel électro-magnétique généralisé.
- Mr Sestini : Les champs sont-ils séparés ?
- Mr Giau : conséquences physiques curieuses.
Equation de (?) Codoli.
Tout corps suffisamment grand en rotation doit créer un champ électromagnétique.
- Mme Capel : La suggestion de Mr Giau d'une mesure absolue de vitesse de sédimentation se heurte à des difficultés expérimentales non insurmontables sans doute, mais importantes pour des essais de longue durée car l'abandon de la méthode différentielle impose la chambre thermostatique et la reproductibilité rigoureuse des conditions opératoires. La difficulté n'est pas l'enregistrement photographique du niveau.
- Mr Piccardi : Remercie Mr Giau de son brillant exposé, qui suffit, dit-il, à le présenter à son auditoire, mieux que lui n'aurait pu le faire avant.

Journée du 9 octobre.

Sont présents à la séance :

Mrs Bourgeois
Piccardi
Mmes Capel-Boute
Roba-Thilly
Mrs Quilghini
Vering
Codoli
Sestini
Ledoux
Becker
Bertrand
Arend

Mrs Demmanget
Koeckelenbergh
Coutrez
Vandael
Cauer
Poncelet
Defay.

Mme Reba cite l'exemple de synthèses biologiques possibles seulement après irradiation de l'eau par un rayonnement U.V., qu'elle considère comme ayant une action sur la structure même de l'eau.

Mme Capel souligne que l'action de certaines radiations sur la structure de l'eau, dans l'état actuel des connaissances de la chimie des radiations, est considérée comme une ionisation pouvant entraîner une rupture complète de la molécule en radicaux libres dont les circonstances de recombinaison et les effets dépendant précisément non seulement de la nature du facteur ionisant mais encore de la présence de substances dissoutes ou colloïdales dans l'eau.

Le Prof. Piccardi prévoyant que la discussion soulèverait le problème de la structure de l'eau tient à préciser celui-ci par un exposé historique des recherches et des théories publiées ces dernières années.

Il souligne en particulier l'existence d'un réseau présentant des singularités dans la structure entre 30 et 40° c et l'effet d'ions sur l'eau, semblable à l'effet de température, au point de vue de la rupture du réseau.

Théorie de la structure en chaîne.

mobilité particulière des ions H^+ etc.

Mme Capel cite théorie du Prof. et Mme E. Darnis^{mois} sur la solvation des ions H^+ par fixation de 4 molécules d'eau et effets électrostatiques observés dans la turbulence de l'eau.

Prof. Piccardi cite ses travaux sur les effets d'activation obtenus par vibrations mécaniques.

Prof. Defay demande dans quelle mesure des expériences imitant l'action sur l'eau ou sur la précipitation de l'oxychlorure de bismuth d'un facteur physique bien contrôlé ont été réalisées.

Le Prof. Piccardi cite les observations effectuées dans son laboratoire au moyen d'un émetteur d'ondes longues de 30 km semblables aux ondes dites "atmosphériques".

La comparaison des effets sur la précipitation à 2 m. et à 20 m. de l'émetteur présente encore des fluctuations qui apparaissent semblables à celles du test P effectué simultanément.

Le récepteur contrôlant l'intensité du flux à 2 m et à 20 m a révélé des flux variables d'origine extérieure dont l'intensité pouvait être beaucoup plus considérable que celle obtenue au voisinage de l'émetteur de 10 watts.

Symposium.

Journée du 10 octobre 1958.

Matin.

- 10 h 20 : Le Professeur Piccardi présente le Prof. Berg.
- 10 h 21 : Exposé en allemand du Professeur Berg sur "Les relations entre phénomènes sélaires et terrestres en biologie".
- 11 h.00 : Remerciements du Prof. Piccardi qui ouvre la discussion.
- 11 h 05 : Dr. Cauet rappelle au Prof. Berg les expériences faites à Cologne sur l'influence des charges positives et négatives, expérience de Takata et effets lever du soleil - charge prise par certains individus permettant d'enregistrer des tensions atteignant 5000V
- 11 h 10 : Le Prof. Piccardi présente le Dr. Vering et souligne l'intérêt de ses essais biologiques rigoureux. Le Dr. Vering remercie en français pour l'invitation à participer au Symposium et s'excuse de devoir poursuivre en allemand son exposé sur "la démonstration d'influences extra-terrestres sur des systèmes microbiologiques, par un test P biologique analogue aux tests P chimiques de Piccardi.
- 12 h.00 : Le Prof. Piccardi remercie le Dr. Vering qui répond à diverses questions soulevées pendant l'interruption de séance proposée par le Prof. Piccardi avant la discussion générale.
- 12 h 10 : Le Prof. Piccardi ouvre la discussion générale en donnant la parole au Prof. Van Dael qui suggère, sur la base des connaissances acquises en chimie colloïdale, des processus pouvant intervenir dans les effets observés de différents modes d'activation de l'eau, ainsi que dans celui des actions extérieures sur les tests de Piccardi.

Mme Capel confirme les vues exposées par le Prof. Van Dael en citant divers travaux faisant intervenir la formation ou la présence de germes colloïdaux observés dans les études sur les traitements physiques des incrustants des eaux, ainsi que l'action de faibles doses de radiations ionisantes sur le potentiel "Dzeta". Mais ceci n'exclut pas l'action de ces facteurs physiques sur l'eau elle-même.

Mr. Ceutrez tient à souligner que les flux électromagnétiques d'origine solaire les plus puissants qu'en ait enregistré sont de l'ordre de 10^{-22} watts/cm², ce qui exclut donc une activation directe de ces flux dans les tests chimiques. Ils ne peuvent être considérés que comme des indices de l'activité solaire. Seuls des phénomènes plus puissants peuvent agir sur les tests, et il faudrait donc trouver les conditions nécessaires pour séparer les facteurs influençants.

Mr. Cauet fait, en allemand, une remarque qui entraîne une discussion en allemand avec Mr. Wedler, discussion qui n'a pu être notée.

Prof. Defay demande s'il n'est pas possible de faire agir sur les tests des facteurs physiques d'intensité suffisante pour dominer ceux d'origine extérieure.

Mme Capel cite

1) les premières expériences avec action d'un champ électrique d'intensité $>$ au champ terrestre ayant conduit à l'organisation des essais de routine *parce que les résultats n'étaient pas reproductibles*

2) l'effet systématique obtenu avec certaines pipettes *particulières*

3) on a observé l'action sur l'eau d'un champ magnétique bien connu pour voir si l'intensité de l'activation dominait les facteurs extérieurs ; cela a donné des fluctuations semblables à celles observées au moyen de l'activation par la boue à Hg d'où, suivant la période de l'année, on aurait pu tirer de 2 suites de plus de 500 expériences des conclusions diamétralement opposées.

Mme Roba demande si l'on ne peut faire des expériences absolues avec tout le soin nécessaire plutôt qu'un nombre statistique d'expériences différentielles plus difficiles à interpréter.

Le Prof. Piccardi considère que la difficulté de réaliser de façon rigoureusement reproductible les conditions nécessaires à des expériences absolues, sans contrôle possible des facteurs extérieurs aurait irrémédiablement arrêté toutes recherches si on s'était engagé dans cette voie.

Mr. Cauet fait remarquer que l'influence exercée par les facteurs extérieurs sur le système différentiel, dans le test P par exemple, ne peut se marquer que pendant la courte période de la formation du précipité pendant laquelle la plaque de cuivre recouvre une partie des béchers, la sédimentation se faisant ensuite dans des conditions identiques pour tous les précipités.

Mr. Coutrez et Mme Capel tiennent aussi à faire remarquer qu'ils considèrent tous deux que même dans un type d'essai différentiel comme celui des tests de Piccardi, une influence sur la dérivée des facteurs opératoires non standardisés reste possible.

Ainsi l'effet de la température ambiante peut être négligeable sur le signe de la différence des vitesses de sédimentation dans l'eau traitée et non traitée quand les variations de température sont de l'ordre de 1 à 2° comme cela a été le cas pour les essais faits à l'Université de Florence ou à l'Université de Bruxelles ; mais des différences de température de l'ordre de 8 à 10° comme celles enregistrées entre l'hiver et l'été dans le laboratoire de fortune installé par Mme Capel à l'Observatoire pourraient entraîner une sensibilité différente des tests à l'action d'autres facteurs.

Le Prof. Piccardi admet volontiers que de telles différences de température puissent modifier la sensibilité de l'eau à la fois à l'activation et aux facteurs extérieurs, étant donné précisément l'influence de la température sur la structure de l'eau.

Mr. Gino constate que malgré leurs conditions opératoires volontairement simplifiées et peut-être même grâce à elles, la somme énorme d'expériences que Piccardi a eu le grand mérite de faire, a réussi à mettre en évidence des phénomènes insoupçonnés.

Prof. Van Dael souhaiterait néanmoins qu'en prenne en considération trois points :

- 1°) des essais sur une eau aussi pure que possible
- 2°) qu'en évite toute contamination par un métal
- 3°) qu'en fasse des observations sur la cinétique de sédimentation de l'oxychlorure de bismuth dans des tubes de sédimentation assez longs.

Mr. Bertrand note que des actions extra-terrestres s'exerçant dans d'autres domaines aussi, notamment dans le domaine biologique, il doit être possible de confirmer les résultats de tests chimiques par d'autres expériences.

Mlle Holzapfel fait remarquer que les fluctuations semblables du test P et des résultats des essais à Florence avec un émetteur de 10 W - 10 K H z indiquent la nécessité de prendre garde aux effets possibles d'émetteurs plus ou moins éloignés, continus ou intermittents dans différentes gammes de longueur d'ondes, et de distinguer les composantes verticale et horizontale des champs locaux pour séparer éventuellement celle d'origine cosmique. Elle souhaite aussi l'étude à température constante des vitesses de coagulation de divers systèmes colloïdaux.

Le Prof. Piccardi remercie tous les interpellateurs et clôture le Symposium en associant aux présents tous ceux qui, empêchés d'y assister, ont tenu à manifester leur intérêt pour ce Symposium en lui adressant des messages.

Facoltà di Scienze dell'Università di Lisbona

Il fenomeno biologico nel quadro dell'Universo relativista

A. GIAO

L'Autore mette anzitutto in evidenza le caratteristiche specifiche del fenomeno biologico (unità organica, unità fenomenologica, unità teleologica). Questi caratteri, pur essendo compatibili, da un lato con l'unicità delle leggi della materia e di quella inorganica, dall'altro con il determinismo dell'evoluzione, conferiscono tuttavia all'essere vivente proprietà trascendentali, che non possono essere spiegate nel quadro di un universo relativista monadico. La loro esistenza implica essenzialmente un universo a struttura dualistica, i cui componenti sono tra loro in interazione. E' precisamente grazie a questa interazione che i domini di spazio-tempo occupati dagli esseri viventi possono presentare le caratteristiche trascendentali che le distinguono dal mondo della materia inerte.

Ora, l'esame del sistema di equazione del campo che esprime, in tutta la sua completezza, il principio della relatività, dimostra che queste equazioni comportano soluzioni non comuni, appartenenti a due tipi diversi: in uno di questi, i dati delle soluzioni sono costituiti da spazi quadridimensionali a metrica iperbolica, vale a dire di spazio-tempo. Una di tali soluzioni (U_4) deve rappresentare l'universo fisico propriamente detto, universo gravitazionale ed elettromagnetico, i cui componenti sono rappresentati dalla materia e dall'elettricità. Nell'altro tipo di soluzioni non comuni, i componenti sono degli spazi tridimensionali a metrica ellittica. Contenuti in essi, sono campi di pura tensione senza supporto materiale, e uno di essi (U_3) possiede la proprietà essenziale di esplorare o sgombrare successivamente l'universo U_4 , introducendosi per tale operazione un vero e proprio Tempo cosmico. L'associazione $U_3 + U_4$ dev'essere ritenuta la rappresentazione dualistica completa del Cosmo. Possiamo d'altra parte dimostrare che esiste un'importante interazione di U_3 ed U_4 . L'azione di U_4 su U_3 esiste evidentemente in rapporto al fatto che il contenuto della soluzione U_3 rappresenta una iperstruttura del contenuto di U_4 , che deve di conseguenza adattarsi alla struttura geometrica di U_4 . L'azione di U_3 su U_4 è essenzialmente una fonte di energia, che si manifesta in U_4 in più modi, modificando ad esempio la struttura dei sistemi fisico-chimici di U_4 . E' a questa forma d'azione di U_3 su U_4 che dobbiamo riferire talune delle relazioni evidenziate da M. Piccardi, tra il movimento della Terra nello spazio cosmico e l'evolvere dei fenomeni fisico-chimici di taluni substrati colloidali.

Grazie alla metrica ellittica di U_3 , le azioni che si realizzano in questi universi si propagano a velocità « infinita », contrariamente a quelle di U_4 . Questo stabilisce, tra le diverse parti di U_3 , una totale solidarietà, grazie a cui possiamo ammettere che U_3 possa esercitare su talune parti di U_4 un'azione unificante, che mette in qualche modo queste parti in comunicazione con la totalità di U_3 . Grazie a questa proprietà essenziale si comprende che U_3 può conferire a talune parti di U_4 (quelle che in rapporto alla loro struttura subiscono più facilmente e più intensamente l'azione di U_3) proprietà cosmiche trascendentali, che le differenziano nettamente dalle altre parti di U_4 . Secondo questa teoria i fenomeni biologici non sarebbero quindi che la manifestazione di una comunicazione istantanea di talune parti dell'Universo fisico con l'insieme degli universi tridimensionali. Oppure, se si preferisce, la materia vivente non sarebbe che la materia inerte « trasfigurata » dal suo contatto con l'insieme dell'universo immateriale U_3 . Vediamo d'altra parte che l'esistenza del fenomeno biologico è inti-



A. GIAO



E. C. VIGLIANI

mamente legata all'esistenza del Tempo, poichè la Vita ed il Tempo possiedono una causa comune: l'universo U_3 . Dobbiamo aggiungere che tale processo di trasfigurazione della materia inerte si verifica in perfetta compatibilità con il determinismo fisico-chimico, cosicchè è inutile, secondo noi, ricercare l'essenza del fenomeno biologico in leggi « sui generis », le quali non sarebbero applicabili che alla materia vivente.

Clinica del Lavoro « L. Devoto » - Università di Milano
Direttore: Prof. E. C. VIGLIANI

Recenti progressi nello studio della patogenesi della silicosi

E. C. VIGLIANI

SOBRE O PROBLEMA DA ROTAÇÃO DO ESPAÇO

- I -

O trabalho de Dr. F. Veiga de Oliveira que vou analisar intitula-se "Sobre a representação das rotações por meio de matrizes" (Rev. da Fac. de Ciências de Lisboa, 2 Série, A, vol. V, pp. 119-134). Este trabalho, ^{que} parece ter por fim mostrar que o cálculo matricial elementar permite deduzir facilmente as propriedades clássicas da rotação dum referencial invariavelmente ligado a um corpo sólido em movimento com um ponto fixo, não faz qualquer referência a outras representações equivalentes das rotações, como por exemplo as representações tensorial diádica, spinorial, hipercomplexa de Clifford, etc.

Os resultados que o autor deduz por meio da representação matricial são apenas as propriedades mais banais da cinemática do sólido, e não tranparece no trabalho em questão o facto fundamental que o problema da rotação do espaço, mesmo ao nível da cinemática clássica não relativística, não é um problema fechado. Por outras palavras: não se vê, que o autor tenha pensado que ha ainda importantes questões não resolvidas de cinemática clássica. Ora, são precisamente estas questões que devem necessariamente ser tratadas para que uma memória sobre este assunto possa actualmente ser considerada como um verdadeiro trabalho de investigação.

Alem disso, a representação matricial não me parece ser o método mais racional para analisar o problema das rotações do espaço. Assim por exemplo, para deduzir, nesta representação, que as rotações firtas do sólido com um ponto fixo são sempre descritas por uma matriz ortogonal de determinante 1, é necessário fazer intervir a condição de invariância das distancias de dois pontos quaisquer do sólido, e a condição, a priori independente da primeira, da invariância d

UNIVERSIDADE DE LISBOA

REVISTA
DA
FACULDADE DE CIÊNCIAS
(ADENDA).

GUIA



1965 - 66

**Regências Teóricas e Práticas das disciplinas
professadas na Faculdade de Ciências, no ano
lectivo de 1965 - 1966**

1.ª Secção — Ciências Matemáticas

Matemáticas Gerais

AULAS TEÓRICAS

Prof. Doutor José Vicente Martins Gonçalves
Prof. Agregado Doutor José Joaquim Dionísio
Doutor João Cosme Santos Guerreiro

AULAS PRÁTICAS

Prof. Agregado Doutor José Joaquim Dionísio
Doutor João Cosme Santos Guerreiro
Lic.ª Bárbara Palma Branco de Faria
Lic.º Eduardo Manuel Souto de Sousa Veloso
Lic.º Jaime da Cruz Campos Ferreira
Lic.ª Maria Alzira Matias Santos
Lic.ª Maria Higinia Benta Nunes da Silva Rendeiro Marques

Álgebra

AULAS TEÓRICAS

Prof. Doutor António Almeida e Costa
Doutora Maria Luísa Melo de Noronha Galvão

AULAS PRÁTICAS

Doutora Maria Luísa Melo de Noronha Galvão

**Geometria Descritiva e Elementos
de Geometria Projectiva**

AULAS TEÓRICAS

Doutor Humberto Augusto Carneiro de Sousa e Menezes
Doutora Maria Luísa Melo de Noronha Galvão

AULAS PRÁTICAS

Doutora Maria Luísa Melo de Noronha Galvão
Lic.º Maria Alzira Matias Santos
Lic.º Rui da Silva Rodrigues Vaquinhas
Lic.º Margarita Benito Ramalho

Álgebra Linear

AULAS TEÓRICAS

Prof. Doutor José Vicente Martins Gonçalves
Prof. Doutor António Almeida Costa

AULAS PRÁTICAS

Prof. Agregado Doutor José Joaquim Dionísio
Lic.º Maria Alzira Matias Santos
Lic.º Margarita Benito Ramalho

Análise Infinitesimal I

AULAS TEÓRICAS

Prof. Ext.º Doutor Fernando Roldão Dias Agudo

AULAS PRÁTICAS

Prof. Ext.º Doutor Fernando Roldão Dias Agudo
Lic.º Bárbara Palma Branco de Faria
Lic.º Maria Adelaide Vieira Coutinho de Lucena
Eng.º Domingos Passos Coelho

Mecânica Racional

AULAS TEÓRICAS

Prof. Doutor Fernando Vasco Alves da Veiga de Oliveira

AULAS PRÁTICAS

Lic.º Maria Carlos Ferreira Vilar de Figueiredo
Lic.º Fernando Manuel Santos Galvão de Melo

Análise Superior

AULAS TEÓRICAS

Prof. Doutor José Sebastião e Silva
Doutor João Cosme Santos Guerreiro

AULAS PRÁTICAS

Doutor João Cosme Santos Guerreiro

Cálculo das Probabilidades

AULAS TEÓRICAS

Prof. Agregado Doutor Pedro Bruno Teodoro Braumann

AULAS PRÁTICAS

Prof. Agregado Doutor Pedro Bruno Teodoro Braumann

Probabilidades, Erros e Estatística

AULAS TEÓRICAS

Prof. Ext.º Doutor José Tiago da Fonseca Oliveira

AULAS PRÁTICAS

Prof. Ext.º Doutor José Tiago da Fonseca Oliveira

Análise Numérica

AULAS TEÓRICAS

Prof. Ext.º Doutor José Tiago da Fonseca Oliveira

AULAS PRÁTICAS

Prof. Ext.º Doutor José Tiago da Fonseca Oliveira

Mecânica Celeste

AULAS TEÓRICAS

Prof. Doutor Fernando Vasco Alves da Veiga de Oliveira

AULAS PRÁTICAS

Lic.º Maria Carlos Ferreira Vilar de Figueiredo

Geometria Superior

AULAS TEÓRICAS

Doutor João Cosme Santos Guerreiro

AULAS PRÁTICAS

Doutor João Cosme Santos Guerreiro

Astronomia

AULAS TEÓRICAS

Prof. Agregado Doutor Inácio Francisco da Silva

AULAS PRÁTICAS

Prof. Agregado Doutor Inácio Francisco da Silva
Lic.º João Carlos de Macedo Franco

Física Matemática

AULAS TEÓRICAS

Prof. Doutor António Gião

AULAS PRÁTICAS

Prof. Agregado Doutor Raimundo Oliveira Vicente

Geodesia

AULAS TEÓRICAS

Eng.º Armando Eduardo Carvalho Sepúlveda

#33 – Recensão do artigo de Simões Pereira por C. Corduneanu

MR0209690 (35 #587)

Simões Pereira, J. M. S.

On the theory of the bi-dimensional diffusion equation. (Portuguese)

Univ. Lisboa Revista Fac. Ci. A (2) **11** 1964/1965 5–120

Ce travail est consacré à l'étude des équations paraboliques $\partial f / \partial t - \chi \Delta f = \varphi(x^1, x^2, x^3, t)$, où φ est une constante positive et χ une fonction donnée dans $D_3 \times [t_0, +\infty)$, D_3 étant un domaine de l'espace à trois dimensions, limité par une surface assez régulière σ . Après une brève introduction dans laquelle on souligne l'importance des équations aux dérivées partielles pour les applications, l'auteur expose dans le Chapitre II du travail quelques généralités sur l'équation indiquée plus haut et donne les formules de Oseen-Giã, qui expriment les dérivées premières de la fonction inconnue à l'aide des données du problème [voir C. W. Oseen, *Neuere Methoden und Ergebnisse in der Hydrodynamik*, Akad. Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1927; A. Giã, *J. Phys. Radium* (8) **11** (1950), 219–226; MR0036100 (12,58b)]. On y trouve aussi un théorème d'existence des solutions des équations de la forme envisagée. Le Chapitre III contient une étude très détaillée de l'équation de diffusion en deux dimensions, en appliquant la méthode de Oseen-Giã. On considère l'équation sur une surface plane, sur une surface cylindrique de rotation, sur la sphère et sur d'autres surfaces. Le dernier chapitre est consacré à l'étude de l'équation de diffusion sur une surface sphérique, en utilisant une méthode différente de la méthode de Oseen-Giã. On peut associer à l'équation de diffusion une équation intégro-différentielle, ce qui permet l'utilisation de l'appareil de la théorie des équations intégrales.

#34 – Recensão do livro de Simões Pereira por W. F. Ames

MR0196293 (33 #4485) 35.78

Simões Pereira, J. M. S.

The heat equation on closed surfaces.

Arquivo Inst. Gulbenkian Ci. A Estud. Mat. Fís.-Mat. **3** 1965 1–68

The author considers diffusion type phenomena governed by $\partial f / \partial t - a \Delta f = g$, $a > 0$, over closed hypersurfaces. The only admissible auxiliary conditions are initial ones. Among such are diffusion problems over two-dimensional ellipsoidal or spherical surfaces, and cosmological problems such as those of Giã [Arquivo Inst. Gulbenkian Ci. Sec. A Estud. Mat. Fís.-Mat. **1** (1963), 1–30; MR0160601 (28 #3812)]. This paper is limited to such considerations over closed bi-dimensional surfaces. The analysis proceeds via the Oseen-Giã method [Giã, *J. Physique et Radium* (8) **11** (1950), 219–226]. After development of a very general existence theorem, several bi-dimensional examples are given.

A tribute to Professor William F. Ames on his 80th birthday

Ravi P. Agarwal and Steven G. Krantz

Available online 27 March 2007.

Books

W.F. Ames, *Nonlinear Problems of Engineering*, Academic Press, New York (1964).

In: W.F. Ames, Editor, *Nonlinear Problems of Engineering, Proc. of the 1963 NSF Delaware Conference*, Academic Press, New York (1964).

W.F. Ames, *Nonlinear Partial Differential Equations in Engineering*, Academic Press, New York (1965).

In: W.F. Ames, Editor, *Nonlinear Partial Differential Equations: A Symposium on Methods of Solution, Proc. of the 1965 NSF Delaware Conference*, Academic Press, New York (1967).

W.F. Ames and A.E. Hoerl, *Mathematics Section of "Engineers Manual"*, McGraw-Hill, New York (1967).

W.F. Ames, *Nonlinear Ordinary Differential Equations in Transport Processes*, Academic Press, New York (1968).

W.F. Ames, *Numerical Methods for Partial Differential Equations*, Barnes & Noble, Inc., New York (1969).

W.F. Ames, *Nonlinear Partial Differential Equations in Engineering*, vol. II, Academic Press, New York (1972).

W.F. Ames and A.E. Hoerl, *Engineering Manual, Mathematics Section* (third ed.), McGraw-Hill, New York (1976).

W.F. Ames, *Numerical Methods for Partial Differential Equations* (second ed.), Academic Press, New York (1977).

In: W.F. Ames, R. Vichnevetsky and S. Sankar, Editors, *Proc. of the 10th IMACS World Congress*, North-Holland (1983) (4 volumes).

C. Rogers and W.F. Ames, *Nonlinear Boundary Value Problems in Science and Engineering*, Academic Press, Boston, MA (1989).

In: W.F. Ames, Editor, *IMACS Annals on Computing and Applied Mathematics*, vol. I, Baltzer Pub. Co. (1989).

W.F. Ames, *Numerical Methods for Partial Differential Equations* (third ed.), Academic Press, Boston, MA (1992).

In: W.F. Ames and C. Rogers, Editors, *Nonlinear Equations in the Applied Sciences*, Academic Press, Boston, MA (1992).

W.F. Ames and P.J. van der Houwen, *Computational and Applied Mathematics. II, Differential Equations, Papers from the IMACS Thirteenth World Congress held in Dublin, July 1991*, North-Holland Publishing Co., Amsterdam (1992).

In: W.F. Ames, E.M. Harrell II and J.V. Herod, Editors, *Differential Equations with Applications to Mathematical Physics*, Academic Press, Boston, MA (1993).

W.F. Ames, R.L. Anderson, V.A. Dorodnitsyn, E.V. Ferapontov, R.K. Gazizov, N.H. Ibragimov and S.R. Svirshchevski, *CRC Handbook of Lie Group Analysis of Differential Equations*, vol. 1. Symmetries, Exact Solutions and Conservation Laws, CRC Press, Boca Raton, FL (1994).

http://www.sciencedirect.com/science?_ob=ArticleURL&_udi=B6WK2-4NC392G-5&_user=10&_coverDate=09%2F01%2F2007&_alid=786719982&_rdoc=1&_fmt=high&_orig=search&_cdi=6894&_sort=d&_docanchor=&view=c&_ct=16&_acct=C000050221&_version=1&_urlVersion=0&_userid=10&md5=c1e72b964a342d5b2c48e3b8df56b9c9

C. Corduneanu

Functional Equations With Casual Operators : Theory and Applications
by C. Corduneanu February 2003

Functional Equations With Causal Operators
by C. Corduneanu November 2002

Volterra Equations and Applications
by C. Corduneanu, I. W. Sandberg October 1999

Qualitative Problems for Differential Equations and Control Theory
by C. Corduneanu (Editor) September 1995

Integral Equations and Applications
by C. Corduneanu April 1991, Hardcover

Almost Periodic Functions
by C. Corduneanu, Harald Bohr May 1989, Hardcover, 2nd edition

Principles of Differential and Integral Equations
by C. Corduneanu January 1988, Hardcover, 2nd edition

Integral Equations and Stability of Feedback Systems by C. Corduneanu June 1973,
Hardcover

Almost Periodic Functions
by C. Corduneanu September 2008

http://www.allbookstores.com/author/c_corduneanu.html