ditions nécessaires à l'obtention de l'uréthane en évitant les réactions secondaires.

Nons nous proposons de généraliser ces recherches par l'étude de l'action du brome et des alcoolates de soude sur quelques homologues supérieurs de la série des éthers amiques (amides à groupement fonctionnel acide sous forme d'éther-sel) en vue d'examiner si le groupement fonctionnel acide se comporte de la même façon que les groupements fonctionnels alcool primaire et secondaire, que nous avons étudiés antérieurement.

ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ. — Sur la relativité du phénomène de la charge électronique*, *par* ***Jean Romaïdès.*** Ἀνεκοινώθη ὑπὸ κ. Κ. Μαλτέζου.

Dans notre première communication nous avons proposé un nouveau modèle électronique de nature complètement électromagnétique en le supposant constitué d'un groupe d'ondes en mouvement rotatoire très rapide. Nous avons encore montré que le phénomène de sa masse au repos doit être attribué uniquement au mouvement rotatoire de ce champ, sans l'intervention d'un substratum matériel particulier. Par la présente communication nous nous proposons de démontrer que même le comportement électrostatique de l'électron n'est qu'apparent; en d'autres termes, que sa charge électrique e n'existe pas réellement et que ce que nous appelons ordinairement «champ électrostatique de l'électron» n'est qu'une manifestation de son champ-groupe électromagnétique tournant, dans l'espace environnant.

Etant donné que tout mouvement rotatoire, suivant le principe d'équivalence d'Einstein, introduit un champ de gravitation géométrique, on voit tout de suite qu'il faut lui appliquer les principes de la Relativité Générale. On sait que le tenseur du second ordre $f_{\mu\nu}$ résume en lui toutes les composantes du champ électromagnétique ordinaire et que plus spécialement ses composantes d'espace constituent le champ magnétique tandis que les composantes mixtes correspondent au champ électrique. La comparaison des deux notations ci-dessus donne le schéma suivant:

$$\begin{gathered} f_{11}=0,\ f_{12}=N,\quad f_{13}=-M,\ f_{14}=X,\quad f_{21}=-N,\ f_{22}=0 \\ f_{23}=L,\ f_{24}=Y,\quad f_{31}=M,\quad f_{32}=-L,\ f_{33}=0\quad f_{34}=Z \\ f_{41}=-X,\ f_{42}=-Y,\ f_{43}=-Z,\ f_{44}=0. \end{gathered} \tag{1}$$

* ΙΩ. ΡΩΜΑΪΔΟΥ.—Ἐπὶ τῆς σχετικότητος τοῦ φαινομένου τῆς ἠλεκτρονικῆς φορτίσεως.

Nous allons chercher tout d'abord les formules de transformation du tenseur $f_{\mu\nu}$ quand nous passons d'un système galiléen à un autre système en rotation par rapport au premier. Représentons par X_1, X_2, X_3, X_4 les coordonnées galiléennes et par x_1, x_2, x_3, x_4 les coordonées du système tournant. Soit OX_3 l'axe de rotation et ωc la vitesse angulaire constante. Les coordonnées se transforment suivant les formules:

$$\begin{aligned} X_1 &= x_1 \cos \omega x_4 - x_2 \sin \omega x_4 \\ X_2 &= x_1 \sin \omega x_4 + x_2 \cos \omega x_4 \\ X_3 &= x_3 \\ X_4 &= x_4 . \end{aligned} \tag{2}$$

En différentiant ces équations on obtient:

$$\begin{aligned} dX_1 &= \cos \omega x_4 dx_1 - \sin \omega x_4 dx_2 - \omega(x_1 \sin \omega x_4 + x_2 \cos \omega x_4) dx_4 \\ dX_2 &= \sin \omega x_4 dx_1 + \cos \omega x_4 dx_2 + \omega(x_1 \cos \omega x_4 - x_2 \sin \omega x_4) dx_4 \\ dX_3 &= dx_3 \\ dX_4 &= dx_4 . \end{aligned} \tag{3}$$

En substituant les valeurs des dX_μ, données par les équations (3) dans l'expression de ds^2 on trouve pour l'intervalle d'univers la formule suivante:

$$\begin{aligned} ds^2 = & - dx_1^2 - dx_2^2 - dx_3^2 + [1 - \omega^2(x_1^2 + x_2^2)] dx_4^2 \\ & + 2\omega x_2 dx_1 dx_4 - 2\omega x_1 dx_2 dx_4 . \end{aligned} \tag{4}$$

On en déduit les composantes du tenseur métrique correspondant, qui forment le tableau suivant:

$$g_{\mu\nu} = \begin{matrix} -1 & 0 & 0 & +\omega x_2 \\ 0 & -1 & 0 & -\omega x_1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ +\omega x_2 & -\omega x_1 & 0 & +1 - \omega^2(x_1^2 + x_2^2) . \end{matrix} \tag{5}$$

Les composantes du tenseur contrevariant $g^{\mu\nu}$ se calculent aussi aisément et sont les suivantes:

$$g^{\mu\nu} = \begin{matrix} +\omega^2 x_2^2 - 1 & -\omega^2 x_1 x_2 & 0 & +\omega x_2 \\ -\omega^2 x_1 x_2 & +\omega^2 x_1^2 - 1 & 0 & -\omega x_1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ +\omega x_2 & -\omega x_1 & 0 & +1 . \end{matrix} \tag{6}$$

Le déterminant des $g_{\mu\nu}$ se trouve égal à l'unité négative. Ainsi nous avons tous les élements nécessaires pour calculer les formules de transformation du tenseur électromagnétique. On a, comme on sait, la formule générale suivante pour la transformation d'un tenseur covariant du second ordre:

$$\bar{f}_{\sigma\tau} = \frac{\partial x_\mu}{\partial x_\sigma} \cdot \frac{\partial x_\nu}{\partial x_\tau} \cdot f_{\mu\nu} \tag{7}$$

d'où l'on tire les relations suivantes:

$$\begin{aligned}
&\bar{f}_{12} = f_{12}, \\
&\bar{f}_{31} = \cos\omega x_4 f_{31} - \sin\omega x_4 f_{23}, \qquad \bar{f}_{23} = \cos\omega x_4 f_{23} + \sin\omega x_4 f_{31}, \\
&\bar{f}_{14} = \cos\omega x_4 f_{14} + \sin\omega x_4 f_{24} + \omega x_1 f_{12}, \quad \bar{f}_{24} = \cos\omega x_4 f_{24} - \sin\omega x_4 f_{14} + \omega x_2 f_{12} \\
&\bar{f}_{34} = -\left(\omega x_1 \sin\omega x_4 + \omega x_2 \cos\omega x_4\right) f_{31} \\
&\qquad\qquad - \left(\omega x_1 \cos\omega x_4 - \omega x_2 \sin\omega x_4\right) f_{23} + f_{34}.
\end{aligned} \tag{8}$$

Les composantes du tenseur contrevariant $\bar{f}^{\mu\nu}$ se déduisent de la formule analogue:

$$\bar{f}^{\sigma\tau} = g^{\sigma\mu} \cdot g^{\tau\nu} \cdot \bar{f}_{\mu\nu} \tag{9}$$

et l'on trouve alors:

$$\begin{aligned}
&\bar{f}^{23} = \cos\omega x_4 f_{23} + \sin\omega x_4 f_{31} - \omega x_1 f_{34}, \\
&\bar{f}^{31} = \cos\omega x_4 f_{31} - \sin\omega x_4 f_{23} - \omega x_2 f_{34}, \\
&\bar{f}^{12} = \omega x_1 \left(\cos\omega x_4 f_{14} + \sin\omega x_4 f_{24}\right) + \omega x_2 \left(\cos\omega x_4 f_{24} - \sin\omega x_4 f_{14}\right) + f_{12} \\
&\bar{f}^{14} = -\left(\cos\omega x_4 f_{14} + \sin\omega x_4 f_{24}\right), \\
&\bar{f}^{24} = -\left(\cos\omega x_4 f_{24} - \sin\omega x_4 f_{14}\right), \quad \bar{f}^{34} = -f_{34}.
\end{aligned} \tag{10}$$

Avant de continuer nos raisonnements il faut nous assurer que les nouvelles composantes du tenseur électromagnétique laissent invariantes les équations de Maxwell. Introduisant les expressions (8) dans le premier groupe de Maxwell on constate que l'on a, conformément au principe de la Relativité, les équations:

$$
\left.
\begin{aligned}
&\frac{\partial \bar{f}_{23}}{\partial x_4}+\frac{\partial \bar{f}_{34}}{\partial x_2}+\frac{\partial \bar{f}_{42}}{\partial x_3}=0\,,\\
&\frac{\partial \bar{f}_{34}}{\partial x_1}+\frac{\partial \bar{f}_{41}}{\partial x_3}+\frac{\partial \bar{f}_{13}}{\partial x_4}=0\,,\\
&\frac{\partial \bar{f}_{41}}{\partial x_2}+\frac{\partial \bar{f}_{12}}{\partial x_4}+\frac{\partial \bar{f}_{24}}{\partial x_1}=0\,.\\
&\frac{\partial \bar{f}_{12}}{\partial x_3}+\frac{\partial \bar{f}_{23}}{\partial x_1}+\frac{\partial \bar{f}_{31}}{\partial x_2}=0\,.
\end{aligned}
\right\}
\qquad (11)
$$

D'autre part en introduisant le système (10) dans le second groupe de Maxwell on trouve également:

$$
\left.
\begin{aligned}
&\frac{\partial \bar{f}^{12}}{\partial x_2}+\frac{\partial \bar{f}^{13}}{\partial x_3}+\frac{\partial \bar{f}^{14}}{\partial x_4}=\bar{u}\,,\\
&\frac{\partial \bar{f}^{21}}{\partial x_1}+\frac{\partial \bar{f}^{23}}{\partial x_3}+\frac{\partial \bar{f}^{24}}{\partial x_4}=\bar{v}\,,\\
&\frac{\partial \bar{f}^{31}}{\partial x_1}+\frac{\partial \bar{f}^{32}}{\partial x_2}+\frac{\partial \bar{f}^{34}}{\partial x_4}=\bar{w}\,,\\
&\frac{\partial \bar{f}^{41}}{\partial x_1}+\frac{\partial \bar{f}^{42}}{\partial x_2}+\frac{\partial \bar{f}^{43}}{\partial x^3}=\bar{P}\,,
\end{aligned}
\right\}
\qquad (12)
$$

$\bar{u}$, $\bar{v}$ $\bar{w}$, $\bar{P}$, représentant les nouvelles composantes du quadrivecteur «courant», lesquelles se laissent déduire des composantes galiléennes au moyen des formules suivantes:

$$
\left.
\begin{aligned}
\bar{u}&=\cos\omega x_4 u+\sin\omega x_4 \upsilon+\omega x_2 P\,,\\
\bar{v}&=\cos\omega x_4 \upsilon-\sin\omega x_4 u-\omega x_1 P\,,\\
\bar{w}&=w\,,\\
\bar{P}&=P\,,
\end{aligned}
\right\}
\qquad (13)
$$

Faisons maintenant une remarque importante. Si, au lieu de calculer les nouvelles expressions des composantes du champ dans le système tournant, on cherchait les formules de transformation pour un système fixe faisant avec le système galiléen donné l'angle ωx_4 on aurait trouvé les relations connues:

$$
\begin{aligned}
&f'_{14}=\cos\omega x_4\, f_{14}+\sin\omega x_4\, f_{24}\,,\quad f'_{24}=\cos\omega x_4\, f_{24}-\sin\omega x_4\, f_{14}\,,\\
&f'_{23}=\cos\omega x_4\, f_{23}+\sin\omega x_4\, f_{31}\,,\quad f'_{31}=\cos\omega x_4\, f_{31}-\sin\omega x_4\, f_{23}\,, \qquad (14)\\
&f'_{34}=f_{34}\,,\quad f'_{12}=f_{12}
\end{aligned}
$$

Les relations (14) permettent d'écrire les équations (8) sous la forme:

$$
\begin{aligned}
&\bar{f}_{12}=f'_{12}=f_{12}\,,\\
&\bar{f}_{23}=f'_{23}\,,\qquad \bar{f}_{31}=f'_{31}\,,\\
&\bar{f}_{14}=f'_{14}+\omega x_1\,f_{12}\,,\qquad \bar{f}_{24}=f'_{24}+\omega x_2\,f_{12}\,,\\
&\bar{f}_{34}=f'_{34}-\omega\left(x_1\,f'_{23}+x_2\,f'_{13}\right).
\end{aligned}
\tag{15}
$$

Ces dernières formules doivent retenir notre attention, parce qu'elles ezpriment le fait important que la composante $f_{12}=N$ du champ magnétique reste inaltérée par le mouvement rotatoire, tandis que les composantes f_{14} et $\bar{f}_{24}$ du champ électrique deviennent des fonctions de la composante magnétique f_{12}.

Si l'on suppose alors, pour simplifier, que le champ électomagnétique a dans le système galiléen toutes ses composantes nulles à l'exception de f_{12} c.à d. si l'on met:

$$f_{23}=f_{31}=f_{14}=f_{24}=f_{34}=0\,,\qquad f_{12}=N\neq 0\,,$$

le champ électromagnétique présentera dans le système tournant sa composante $\bar{f}_{12}=f_{12}=N$ inaltérée et encore les deux composantes du champ électrique:

$$\bar{f}_{14}=\omega x_1 N\,,\quad \bar{f}_{24}=\omega x_2 N$$

comme fonctions de N et par conséquent différentes de zéro. Cette remarque va nous permettre d'expliquer l'apparition du champ électrostatique de l'électron.

On sait, en effet, que l'électron présente un moment magnétique M égal à une unité magnétique de Bohr:

$$M=\frac{-eh}{4\pi m_0 c}\,. \tag{16}$$

D'autre part en calculant au moyen du moment M l'intensité du champ magnétique sur un point distant de l de l'origine, et situé dans le voisinage de l'axe de rotation, où le système diffère très peu du système galiléen, on trouve:

$$N=\frac{2M}{l^3}\,, \tag{17}$$

ou en substituant M par sa valeur (16):

$$N = \frac{-eh}{2\pi m_0 c l^3}. \tag{18}$$

Mais on sait que, ν étant le nombre des tours de l'électron par seconde, on doit poser d'après notre première communication:

$$\nu = \frac{m_0 c^2}{h} \qquad \text{donc aussi} \qquad 2\pi\nu = \frac{2\pi m_0 c^2}{h}$$

Dans les calculs qui précèdent nous avons mis la vitesse angulaire du système égale à ωc, donc il faut écrire:

$$\omega = \frac{2\pi m_0 c}{h}. \tag{19}$$

La comparaison des relations (18) et (19) nous conduit à la relation simple:

$$N = \frac{-e}{\omega l^3}. \tag{20}$$

Par substitution de la valeur trouvée pour N dans les formules donnant les composantes du champ électrique nous trouvons les équations importantes:

$$\bar{f}_{14} = \bar{X} = \frac{-e x_1}{l^3}, \qquad \bar{f}_{24} = \bar{y} = \frac{-e x_2}{l^3}. \tag{21}$$

Un coup d'œil sur les formules (21) prouve qu'elles expriment l'intensité d'un champ électrostatique pur sur un point situé à la distance l provoqué par une charge électrique e.

Nous en concluons que la charge de l'électron e, comme d'ailleurs aussi sa masse au repos m_0, d'après notre première communication, ne sont pas des grandeurs irréductibles mais qu'elles sont des phénomènes dus uniquement au champ - groupe électromagnétique tournant, qui constitue l'électron, et que leurs valeurs numériques doivent être des fonctions de grandeurs caractéristiques du champ - groupe. Notre théorie donne une explication bien simple du fait que les photons n'ont pas de charge électrique, puisque ces corpuscules n'ont pas de «spin» comme il a été prouvé par les expériences récentes.

ΠΕΡΙΛΗΨΙΣ

Δια τῆς ἐφαρμογῆς τῶν τύπων τῆς γενικευμένης σχετικότητος ἐπὶ τοῦ περιστρεφομένου ἠλεκτρομαγνητικοῦ πεδίου, ἐξ οὗ σύγκειται τὸ ἠλεκτρόνιον, ἀποδεικνύεται, διὰ τῆς προκειμένης ἀνακοινώσεως, ὅτι τὸ ἠλεκτροστατικὸν πεδίον, τὸ ὁποῖον

παρουσιάζει τοῦτο, ὅταν εὑρίσκεται ἐν στάσει, εἶναι φαινόμενον ὀφειλόμενον ἀποκλειστικῶς εἰς τὴν περιστροφικὴν κίνησιν τοῦ ἠλεκτρομαγνητικοῦ δεσμικοῦ πεδίου καὶ ὅτι συνεπῶς δὲν παρίσταται ἀνάγκη νὰ ὑποθέσωμεν ὅτι τὸ ἠλεκτρόνιον κέκτηται εἰδικὸν πρὸς τοῦτο ἠλεκτρικὸν φορτίον. Ἐν τοιαύτῃ περιπτώσει ἡ σταθερὰ e ἡ εἰσαγομένη εἰς τὰς ἐξισώσεις τῆς προκειμένης μελέτης διὰ τοῦ τύπου τοῦ δίδοντος τὴν μαγνητικὴν ῥοπὴν τοῦ ἠλεκτρονίου εἶναι ποσότης παράγωγος καὶ δὴ συνάρτησις τῶν χαρακτηριστικῶν στοιχείων τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς δέσμης.

Ἡ θεωρία δὲ αὕτη παρέχει ἁπλουστάτην ἀπόδειξιν τοῦ ὅτι τὰ *φωτόνια* δὲν κέκτηνται ἠλεκτρικὸν φορτίον, διὰ τὸν λόγον ὅτι ταῦτα δὲν ἔχουσι κινητικὴν ῥοπὴν περί ἄξονα διερχόμενον διὰ τοῦ κέντρου ἀδρανείας των (spin), ὅπως ἀπεδείχθη ἐσχάτως πειραματικῶς.

ΒΙΟΛΟΓΙΚΗ ΧΗΜΕΙΑ. — **Über die alkoholytische Eiweisspaltung, Kasein-Gelatine***, *von* ***Anast. Christomanos***. Ἀνεκοινώθη ὑπὸ κ. Γ. Ἰωακείμογλου.

Die Eiweisspaltung durch Äthylalkohol bei hohen Temperaturen wurde vor einigen Jahren zum 1. Male von Gränacher[1] versucht, der Äthylalkohol auf Gänsefedern bei 170° einwirken liess. Es erfolgte eine Lösung der Federn, und im Alkoholysat konnte er Diketopiperazin feststellen. Nähere Angaben über die Natur der entstandenen Abbauprodukte sind in der Arbeit jedoch nicht angeführt. Da die alkoholytische Eiweisspaltung ein an sich äusserst interessantes, und bis jetzt wenig untersuchtes Problem ist, haben wir versucht, den Gang der Spaltung, sowie die entstehenden Produkte, bei verschiedenen Eiweisskörpern mit verschiedenen Alkoholen zu studieren. Zu diesem Zwecke wurden als Eiweisskörper Kaseinum puriss. nach Hammarsten und Gelatine von Grübler verwandt, und ihre Spaltung in absolut chemisch reinem Methyl-Äthyl- und Isoamylalkohol bei verschiedenen Temperaturen untersucht.

METHODIK:

Die Spaltung wurde in Glasröhren mit einer mittleren Weite von 9 mm durchgeführt. Bei den höheren Temperaturen, über 140° wurden zuerst statt der Glasröhren, die die Dampfspannung der Alkohole nicht aushielten, Kupferröhren verwandt, welche im Sauersstoffgebläse zugeschmolzen wurden. Später kamen Glasröhren von 3 mm Wanddicke zur Verwendung. In die Röhren wurden vor dem Zuschmelzen jeweils 0,2 g Kasein, resp.

* Α. ΧΡΗΣΤΟΜΑΝΟΣ.—Περὶ τῆς ἀλκοολητικῆς διασπάσεως τοῦ λευκώματος. Καζεΐνη-Γελατίνη.

[1] CH. GRÄNACHER, *Helvetica chim. Acta*. **8**, 1925, 784.