

Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 8 (1955)
Heft: 1

Heft

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 20.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

10 6 9
11. mai 1955

CENT SOIXANTIÈME ANNÉE
DES ARCHIVES DES SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES

ARCHIVES DES SCIENCES

ÉDITÉES PAR LA
SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE ET D'HISTOIRE NATURELLE
DE GENÈVE

VOLUME 8
FASCICULE PREMIER



LIBRAIRIE DE L'UNIVERSITÉ
GEORG & C^{ie} S.A.
GENÈVE
5, rue de la Corraterie
1955

Y

LIBRAIRIE DE L'UNIVERSITÉ

GEORG & C^{ie} S.A.

GENÈVE - CORRATERIE 5

vous fournit tous les ouvrages scientifiques suisses et étrangers

Quelques ouvrages suisses :

RENÉ DUGAS

Maitre de conférences à l'Ecole polytechnique

LA MÉCANIQUE AU XVII^e SIÈCLE

(Des antécédents scolastiques à la pensée classique). Préface de Louis de Broglie. 1954. 16,5 × 23. 626 pages, relié, fr. 48.—.

« Ce livre unit deux qualités presque contradictoires : une minutieuse érudition et une évocation pleine de vie de grands hommes et de grandes doctrines. Il n'intéressera pas seulement ceux qui aiment l'histoire des Sciences, mais tous ceux qui s'intéressent au pénible, mais magnifique cheminement de l'esprit humain à la recherche de la vérité. »

(LOUIS DE BROGLIE.)

ALBERT CAROZZI

Privat-docent à l'Université de Genève, Chef de travaux à l'Institut de Géologie

PÉTROGRAPHIE DES ROCHES SÉDIMENTAIRES

Préface d'Edouard Paréjas. 1953. 16,5 × 23,5. 258 pages, broché, fr. 23,40.

J. CADISCH

O. Prof. der Geologie an der Universität Bern

GEOLOGIE DER SCHWEIZER ALPEN

En collaboration avec le Dr E. Niggli. 1953. 18 × 25, 480 pages, relié, fr. 44.—.

ARTHUR LINDER

Professor für mathematische Statistik an der Universität Genf
und an der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich

PLANEN UND AUSWERTEN VON VERSUCHEN

Eine Einführung für Naturwissenschaftler, Mediziner und Ingenieure. 1953. 17,5 × 24,5, 182 pages, relié, fr. 21.—.

FRANZ MARIA FELDHAUS

DIE MASCHINE IM LEBEN DER VÖLKER

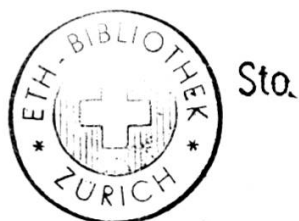
Ein Überblick von der Urzeit bis zur Renaissance. 1954. 15 × 22,5, 342 pages, 205 illustrations en noir et une planche en couleurs, relié, fr. 26.—.

CENT SOIXANTIÈME ANNÉE
DES ARCHIVES DES SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES

ARCHIVES DES SCIENCES

ÉDITÉES PAR LA
SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE ET D'HISTOIRE NATURELLE
DE GENÈVE

VOLUME 8
FASCICULE PREMIER



Per 919408

LIBRAIRIE DE L'UNIVERSITÉ

GEORG & C^{ie} S.A.

GENÈVE

5, Rue de la Corraterie

1955

Sta.

LES SABLES PROFONDS DE LA MEDITERRANÉE

PAR

Jacques BOURCART

Les ouvrages classiques admettent qu'il existe en Méditerranée deux catégories très différentes de sédiments: ceux du Plateau continental, habituellement limités à 200 m, et ceux des profondeurs. Les premiers dépôts, qui correspondent à la zone néritique des géologues, seraient essentiellement des *sables* où la fraction d'origine biologique: débris de coquilles, de bryozoaires, foraminifères, est particulièrement importante; la phase minérale, surtout du quartz, est pourtant toujours présente. La seconde catégorie de sédiments, qui n'est guère connue que par les récoltes des expéditions danoises du « Thor » et du « Dana » et, plus récemment, par celles des expéditions suédoises du « Skagerak » et de l'« Albatross », sont essentiellement des *vases* fines (pélites), calcaires en moyenne à 50%. La poudre calcaire est, en grande partie, formée de débris de coquilles très finement moulues, de fragments de foraminifères et surtout de coccolithophoridées. Des larves de mollusques, des foraminifères planctoniques, des spicules d'éponges, des phyllites et des cendres volcaniques constituent la fraction déterminable. Il n'existe aucune différence tranchée entre les différents types de vase.

Ce tableau appelle quelques corrections. Depuis 1891, Pruvot a montré que, dans le golfe du Lion, une bande de vases côtières, à peu près indistinguishable de celles des profondeurs, interrompt la sédimentation sableuse environ entre 40 et 100 mètres. Dans les baies, comme la baie des Anges, où le fond est *concave* jusqu'au littoral, la vase calcaire monte jusqu'à 15 ou 20 m; rien ne permet de la distinguer de celle qui se dépose à 2000 mètres.

Les expéditions suédoises ont signalé, dans les carottes de grandes profondeurs (3000 m environ), l'existence de bandes de sable de grain millimétrique. Des grains isolés de cette dimension peuvent aussi facilement être observés dans toutes les prises de vase. On a discuté sur leur origine: apports éoliens ou par des courants de surface. Mais l'opinion la plus générale est, qu'au large des côtes, la sédimentation est essentiellement planctonique. La chute des particules se ferait à une vitesse inversement proportionnelle à leur rayon.

Aussi les différents ouvrages renferment, depuis Thoulet, des tableaux indiquant la *vitesse de descente* des particules. La rapidité de sédimentation d'une cuvette est le plus souvent basée sur ces chiffres. Ceux-ci reposent sur des expériences qui ont été faites dans des conditions toutes particulières: les particules, mouillées par l'eau de mer, sont très distantes les unes des autres et sans action réciproque; la densité de l'eau est celle de l'eau de mer pure. Il faut aussi remarquer que la plupart des pétrographes supposent, entièrement gratuitement, qu'à partir d'une certaine profondeur, d'ailleurs variable suivant les auteurs, il n'existe plus aucun courant. Il est aujourd'hui presque inutile de souligner qu'une telle affirmation ne peut pas avoir de valeur générale: tout détroit ou tout relief sous-marins renforce le courant au point que, non seulement celui-ci peut empêcher toute sédimentation, déterminer le vannage d'un dépôt, mais même, probablement, éroder des sédiments mous. Il semble qu'il en est de même quand une paroi raide limite vers l'extérieur un courant giratoire, comme c'est le cas du Gulf-Stream au niveau du plateau de Blake.

Depuis quelque temps, les océanographes du Pacifique ont attiré l'attention sur les remaniements qu'ont subis les sédiments profonds: il est possible d'y trouver une collection très variée de foraminifères et de diatomées datant de diverses époques du Tertiaire.

Il convient donc d'examiner les diverses exceptions à la sédimentation verticale:

1° Les plongées nous ont appris que la vase peut se déposer sur des parois verticales, comme celles qui se présentent souvent dans les cañons sous-marins. L'accumulation reste en

équilibre instable. Un choc quelconque, comme celui qui s'est produit lors d'une plongée du bathyscaphe FNRS 3 dans le cañon de Toulon, peut alors les remettre en mouvement. La vase s'éboule d'abord, puis forme un véritable nuage. Les chocs naturels sont bien entendu les secousses sismiques, les tsounamis, les explosions volcaniques, mais aussi probablement la brusque arrivée d'un courant de turbidité canalisé dans ce ravin étroit. L'influence des chocs est d'autant plus grande que la vase est plus « sensible » (Terzaghi), c'est-à-dire que les mailles solides qui la constituent sont plus larges, que sa teneur en eau naturelle est plus grande. L'étude de la baie de Villefranche nous a conduit à la notion simple que la résistance à l'érosion par un courant, d'un sédiment vaseux est en fonction inverse de sa teneur en eau. Tous les modes de remaniement conduisent à une diminution de cette teneur en eau et à la consolidation de la vase. Les phénomènes naturels suivent les mêmes lois que celles que l'on peut déduire d'agitations successives de la vase dans un verre; à chaque période de repos, la teneur en eau de la vase qui a refait prise, augmente et correspond à une augmentation de sa rigidité.

Outre le fait que les glissements sous-marins conduisent à des structures plissées, que Fairbridge a décrit dans des roches anciennes de l'Australie et dont un très bel exemple existe à la Roche-aux-Pigeons à Beyrouth, ils produisent des formes ondulées qui ont été décrites au bas du glacis continental dans les grandes plaines sous-marines par Koczy, grâce à la très grande sensibilité du sondeur de l'« Albatross ».

Tous ces éboulements sous-marins, quelle qu'en soit l'origine, ont certainement pour conséquence la naissance de *courants de turbidité* qui conduisent la vase vers les points bas.

On sait que ces courants, dont l'action est évidemment beaucoup plus importante quand ils ont été canalisés par des cañons sous-marins par exemple, peuvent éroder des sédiments mous. Les expériences de Kuenen sont, à cet égard, démonstratives. Je ne suis pourtant pas les auteurs quand ils attribuent à de tels courants le creusement de cañons dans le granite (Carmel Canyon, Massif sous-marin des Maures) ou même de gorges épigéniques comme celles de Saint-Tropez. Mais il est

certain qu'ils ont la possibilité de remettre en mouvement les vases ultrathixotropiques, comme celles qui forment, en général, la partie supérieure des dépôts méditerranéens ¹.

Il existe plusieurs origines possibles aux courants de turbidité, en dehors des éboulements: crues fluviales, ressac des tempêtes, dont je discuterai plus loin les modalités. Quoi qu'il en soit, ces courants peuvent convoyer vers la profondeur d'importantes quantités de sédiments grossiers, sables et même galets. J'en ai donné un exemple, carotté au large de Bougie, par 2800 m. Les sables que Pettersson a recueillis, à des profondeurs analogues au large d'Alger, où la côte est aussi raide sous la mer, doivent avoir la même origine, plutôt qu'un transport par le vent.

Une autre forme de remaniement peut permettre aux courants sous-marins d'éroder les fonds et de déposer des sables. Dans son travail classique sur la rivière Fyris, Hjulström a montré que la résistance d'un sédiment meuble à l'érosion passe par un minimum à 0,1 mm pour croître ensuite en raison inverse de la dimension des grains. Dans plusieurs publications, j'ai montré que ce seuil correspond à l'apparition des propriétés de rigidité lorsque les actions de surface (fonction de $1/r^2$) surpassent celles de la masse (fonction de $1/r^3$). Quand la surface des dépôts est balayée par un courant qui empêche son enfouissement continu, elle devient la proie des animaux fouisseurs et mangeurs de vase. Ceux-ci édifient notamment des sortes de volcans en miniature qui ont été photographiés de nombreuses fois et observés par le bathyscaphe même dans sa plongée record de plus de 4000 m. L'action des mangeurs de vase a comme résultat — on le sait depuis Lister — de transformer la vase en sable: Annélides, mollusques, échinodermes rejettent ainsi des *foecal pellets* de dimension millimétrique ². Ces gra-

¹ Lorsqu'on laisse tomber d'une trentaine de mètres le carottier en chute libre, il est presque impossible d'obtenir les premiers 20 cm du dépôt. Des expériences, faites en plongée en baie de Villefranche, ont montré que le résultat était d'autant meilleur, à ce point de vue, que le carottier était plus large et que la durée de chute libre était plus réduite.

² Les sables de la mer des Wadden proviennent de la granulation de la vase par les Lamellibranches (*Mytilus* surtout).

nules se consolident en fixant de la glauconie, des oxydes de fer ou de la collophanite. Les courants peuvent facilement les mobiliser, le plus souvent en ripple-marks.

Les carottes méditerranéennes montrent assez souvent des zones sableuses où l'on peut, évidemment, retrouver des minéraux continentaux d'origine éolienne ou volcanique, mais où dominent surtout les foraminifères planctoniques et benthiques, le plus souvent remplis de vase à sulfure de fer. Celle-ci est très souvent oxydée et transformée en glauconie plus ou moins parfaite; parfois, au contraire, en pyrite. Il semble qu'il s'agisse d'une transformation sur place, tout à fait analogue à celle que subissent sur le continent les vases bleues du Pliocène qui, sous l'effet des eaux d'infiltration, se transforment en sables (« faux-Astien » de F. Ottmann). La poudre calcaire, le sulfure de fer, les spicules d'éponges sont dissous par les eaux agressives et se concrétionnent dans des vides.

Des carottes de sable vert typique ont été ainsi recueillies sous la vase aux abords du Massif sous-marin liguro-corse. Certains de ces sables sont entièrement décalcifiés et les moules glauconieux de Foraminifères se sont visiblement agrandis par concrétionnement. Dans beaucoup de carottes où la poudre calcaire n'a pas encore complètement disparu, les moules glauconieux, parfaits ou imparfaits, ont été naturellement dégagés d'une façon plus ou moins complète; ils se sont souvent oxydés en surface.

Il ne nous a pas jusqu'ici été possible de recueillir de véritables grains de glauconie, comme ceux qui sont si fréquents dans les sédiments du Tertiaire ou du Crétacé. Tous ceux qui ont pu être observés jusqu'ici proviennent certainement de l'érosion de formations continentales. Il me paraît évident qu'il faut souvent attribuer ces grains au concrétionnement dans les espaces vides de la glauconie des moules, préalablement peptisée. Je pense, suivant une ancienne idée de Gümbel, que ces vides sont d'anciennes bulles de gaz.

Il semble qu'il en soit de même pour la collophanite qui, sur le Plateau continental de la Meseta marocaine, remplit les foraminifères. Dans les roches anciennes, elle se présente sous forme de grains oolithiques. Visse a montré qu'ils contiennent souvent un radiolaire, dans le cas des phosphates crétacés.

Les sédiments de type vaseux peuvent donc, *in situ*, par dissolution d'une partie de leurs constituants pulvérulents et concentration de ceux-ci dans des bulles de gaz, se transformer en sable.

Les sables sont surtout fréquents sur les pentes du Socle continental ou dans les régions plissées qui en tiennent lieu (*Continental borderland*). Shepard et ses collaborateurs en ont signalé de très nombreux exemples en Californie. Sur le littoral français de la Méditerranée, ils sont en liaison avec les cañons sous-marins. A l'exception de celui de la Bocca, près de Cannes, et de ceux de la baie des Anges, ces cañons sont obturés, à 90 m environ, par un bouchon sableux. La constitution de ce sable est identique à celle des sables du plateau continental voisin. Shepard remarque que la preuve n'a pas été apportée du transport de ces sédiments par des courants de turbidité. Il est probable que, grâce à une particularité sur laquelle on n'a pas jusqu'ici beaucoup insisté, ils sont transportés essentiellement par des courants hydrauliques :

Les quartz que l'on recueille sur la vase jusqu'à 100 et même 200 m sont, à Nice et Villefranche, entièrement recouverts de diatomées fixées. Il existe en outre une curieuse relation entre l'abondance de ces grains millimétriques et celle, quelle que soit la profondeur, des feuilles et des rhizomes de posidonies ou même des rhizomes d'*Arundo donax* (la canne de Provence). Tout se passe comme si ces grains avaient été flottés. Le Var en crue est visible, par vent d'est, en baie des Anges au moins jusqu'à la Brague, parfois jusqu'au Fort-Carré d'Antibes. Ses eaux sont beiges, la diminution de la tension superficielle empêche le friselis; un liseré d'écume limite le courant superficiel. Les prises d'eau nous y ont donné du sable dont la dimension moyenne de 0,1 mm est celle des grains du sable du littoral niçois ou de l'anse Saint-Roch d'Antibes. Quelques-uns atteignent même 0,5 mm. De pareils grains ont été observés en juin 1954 en baie de Villefranche où les écoulements limoneux dus à une très forte pluie se voyaient au moins dans la moitié de la rade. Ces grains de sable sont associés à d'autres particules, sous forme d'écume ou de flocons (assemblages dont la charge superficielle globale est pratiquement nulle).

Mais il s'agit là d'un phénomène encore relativement exceptionnel. Quand la tempête de vent d'est entre dans la baie de Villefranche, le verdissement de la mer sous l'influence du ressac peut atteindre plusieurs centaines de mètres. Du sable et surtout des micas peuvent y être pêchés au filet à plancton. L'observation immédiate montre que la totalité des grains de sable sont recouverts d'une coque d'air. Celle-ci peut permettre la flottaison du grain soit en surface, soit entre deux eaux, au milieu des feuilles mortes de Posidonies.

Menard a consacré un récent travail¹ à cette flottaison du sable dont les exemples sont fréquents, notamment dans les détroits, comme le chenal de Bas à Roscoff, qui sont parcourus par des courants de marée. Il n'y a aucun doute qu'il ne s'agisse d'un phénomène important le long de toutes les plages où il se produit un violent ressac. Il explique notamment la perte définitive de sable (*dispersion* dans le sens de Rivière) que subissent les plages pendant les mois de mauvais temps.

Sur le littoral de la Côte d'Azur, les courants (de vent ou de dépression) qui ont le littoral *à droite* ont comme effet un transport de l'eau superficielle vers les baies et les anses qui s'ajoute, par mauvais temps, à la surélévation qui y est produite par le tassement des lames. Ce mouvement est compensé par un courant de fond qui a toujours tendance à suivre toutes les dépressions du sol sous-marin, notamment les cañons. Ce courant de fond entraîne beaucoup de sable.

On sait que l'inverse est vrai des courants qui, comme celui qui accompagne le « mistral », ont le littoral *à leur gauche*. Ils produisent un courant de fond qui rentre dans les baies. A Villefranche, ce courant détermine en été une profonde baisse de température. En hiver, il amène dans la rade le plancton bathypélagique qui en a fait la célébrité. Youssouf Halim y a obtenu, dans les pêches planctoniques de surface, des foraminifères arénacés de grande profondeur. Il est très probable que l'action d'entraînement vers le large domine de beaucoup le transport inverse et que ce transport en flottaison est le grand responsable du bouchon des cañons.

¹ Menard, H. W.: Transportation of sediment by bubbles; Sediment, Petrology, juin 1950, pp, 98-106.

Dans une publication récente, j'ai émis l'hypothèse que les grains de sable ou de sablon recouverts d'air sont responsables des étoilements que l'on observe sur toutes les photographies profondes et que le bathyscaphe a constaté dans le cañon de Toulon. Ainsi peut aussi s'expliquer l'extraordinaire abondance de plancton au niveau du sol sous-marin qui nécessite un ravitaillement en oxygène difficile à concevoir dans une mer stratifiée.

Les sables que rencontrent les géologues au milieu de zones caractérisées par une sédimentation vaseuse (marnes ou schistes) ne témoignent pas toujours de régressions. Ils peuvent être produits :

- 1^o par érosion et triage par les courants sous-marins. Ils sont alors surtout zoogènes ;
- 2^o par arénisation pédologique de sédiments vaseux. Des éléments peu solubles, comme en partie les spicules d'éponges, peuvent avoir subsisté au milieu de grains de quartz terrigènes et de glauconie résiduelles. C'est le cas des gaizes ;
- 3^o par des courants de turbidité. Ils présentent alors souvent une structure graduée (*graded bedding*) et pas d'entrecroisement ;
- 4^o par des courants superficiels ou internes dans lesquels ils flottent grâce à une carapace d'air.

Deux conclusions semblent se dégager de ces observations :

- A. L'étude purement granulométrique d'un sédiment ne permet pas, à elle seule, de se renseigner sur son origine. Son étude minéralogique ne peut non plus fournir à coup sûr de renseignements sur son mode de dépôt. Il y a lieu notamment d'insister sur les profondes transformations que subissent les sédiments profonds, non seulement en surface (sables résiduels ou éluviaux), mais même dans leur profondeur, par arénisation et concrétionnement. Une minutieuse étude permet seule de dégager les multiples variations possibles du milieu. Géologues et biologistes marins doivent y concourir.
- B. L'étude chimique des eaux d'imprégnation des sédiments, jadis abordée par Thoulet, doit être reprise. Ces eaux doivent

être extraites, *à bord*, par centrifugation rapide de fragments de carottes. Non seulement il convient d'établir leur composition chimique, mais aussi celle des gaz qui y sont dissous.

Les géologues ne doivent pas attendre simplement que les océanographes soient en mesure de résoudre tous les problèmes que pose la lithologie des roches du passé; ils doivent provoquer ces études, grâce à une étude minutieuse de ces roches.

*Laboratoire de Géologie marine
de la Sorbone.*

*1, Rue Victor-Cousin
PARIS V^e*

PSEUDO-DÉPÔTS GLACIAIRES ET RÉCURRENCE DES GLACIERS JURASSIENS

PAR

† **Henri LAGOTALA**

La note de M. Ad. Jayet sur la récurrence des glaciers jurassiens et le loess de Thoiry [3] nous oblige à répondre et à rectifier ce qu'il y a d'inexact dans une citation.

1^o Nous n'avons pas cherché « à prouver l'impossibilité de l'existence de glaciaire würmien alpin à de fortes altitudes ». Nous avons simplement indiqué quelles étaient les altitudes limites, observables sur le terrain, des dépôts rhodaniens et insisté sur le fait que M. Jayet avait commis une erreur, en confondant des matériaux de construction apportés aux abords du col de Poële-Chaud (Dôle) pour des travaux de bétonnage, avec des dépôts rhodaniens en place, dépôts qui, pour lui, étaient une « preuve directe » d'une altitude minimum de 1600 m pour le glacier du Würm [4, p. 464]. Nous avons ensuite insisté sur l'absence de valeur de certains arguments invoqués par cet auteur pour prouver « la prédominance du Würm par rapport au Riss » (un seul galet de la caverne des Dentaux et les blocs d'âge très discutable abandonnés sur le Grand-Salève par les glaciers alpins) [4, p. 464].

2^o Nous basant sur les dépôts glaciaires jurassiens que l'on peut observer à l'intérieur des chaînes et sur les flancs du Jura, de même qu'au pied de la chaîne où ils forment des moraines frontales et latérales, nous avons admis dès 1920 [6, pp. 21 et 22, et 7] une individualisation des glaciers locaux jurassiens lors de la retraite du glacier rhodanien, comme le prouve la superposition de moraine de fond jurassienne sur la moraine de

fond alpine. Nous sommes là en accord avec les conclusions d'Aeberhardt [1, p. 119]. D'autre part, Gagnebin étudiant le retrait des glaciers des Dranses de Savoie [5, p. 8] indique: « Ce n'est que lorsque le glacier rhodanien leur céda la place que les glaciers locaux purent se développer et envahir jusqu'aux bords de la vallée principale ». Enfin, Falconnier admet que les glaciers locaux du Jura manifestent leur individualisation dès le retrait du glacier du Rhône [2, p. 9]. A ce sujet, regrettons que M. Jayet ait faussé par une citation inexacte, quoiqu'il l'ait mise entre guillemets, nos idées. Nous avons écrit: « le glaciaire à éléments uniquement jurassiens couvre les hautes pentes, de même qu'il recouvre *localement*, au pied de la chaîne, des dépôts à éléments alpins ». Or, M. Jayet indique: « *ce* glaciaire à éléments uniquement jurassiens recouvre au pied de la chaîne *les* dépôts à éléments alpins ». Supprimant « *localement* », remplaçant le « des » par « les », M. Jayet transforme le sens de notre pensée.

3° M. Jayet nous reproche de ne pas donner d'indications sur la structure des graviers. Il me suffit de dire à M. Jayet que les dépôts du pied du Jura ne faisaient pas l'objet de notre note et que la structure des dépôts glaciaires et du produit de leur remaniement a été décrite dans de nombreuses publications.

4° M. Jayet ne semble pas admettre l'idée d'une retraite du glacier du Rhône qui dut prendre l'allure d'une débâcle. Notons à ce propos que Joukowski [8, pp. 102 et 103] a reproduit les valeurs des températures moyennes de diverses stations entre Genève et Sierre entre autres. Selon les chiffres de J. Maurer, R. Billwiller et Ch. Hess cités par cet auteur, Genève et Sion ne diffèrent que de un dixième de degré et Genève et Sierre que de deux dixièmes. L'écart maximum entre Lausanne et Montreux d'une part et Lausanne et Aigle d'autre part est de 1,2°. Il va de soi que dès que la température a déterminé la fusion des glaces à Genève, celle-ci dut être très rapidement généralisée sur un espace immense, d'où comme le comprendra M. Jayet, une masse extraordinaire d'eau libérée donnant à la retraite du glacier du Rhône l'allure d'une débâcle.

5° Quant à l'importance des moraines internes dont le rôle selon M. Jayet « est malheureusement encore méconnu »,

rappelons à cet auteur que la genèse et le rôle de ces moraines ont été étudiés il y a déjà plus de cinquante ans par de nombreux auteurs (Finsterwalder, Hess, Machaček, Drygalsky, etc...).

Nous n'insisterons pas, considérant cette discussion comme close. Nous attendons simplement que M. Jayet nous donne des arguments sérieux prouvant que le glacier du Rhône a franchi au Würm les cols de Saint-Cergue et de la Faucille. C'est là le fond du débat engagé.

BIBLIOGRAPHIE

1. AEBERHARDT, B., « Etude critique sur la théorie de la phase de récurrence des glaciers jurassiens ». *Ecl. géol. helv.*, VII, 2, 103-119, 1901.
2. FALCONNIER, A., *Notice explicative F. 25 Atlas géol. de la Suisse*, 1951.
3. JAYET, Adrien, « A propos de la récurrence des glaciers jurassiens, le loess de Thoiry (Ain, France) ». *Arch. des Sc.*, 7, 1, 47-52, 1954.
4. — « A propos de l'âge du maximum glaciaire quaternaire ». *Ecl. géol. helv.*, 38, 2, 458-469, 1945.
5. JOUKOWSKY, Etienne et Elie GAGNEBIN, « L'altitude moyenne des vallées et le retrait des glaciers des Dranses de Savoie ». *Bull. lab. géol., min., géophys. et Mus. géol. Univ. Lausanne*, n° 81, 1-21, 1945.
6. LAGOTALA, Henri, « Etude géologique de la région de la Dôle: La Dôle, Noirmont, Saint-Cergue, Arzier, Trélex, Nord de la Rippe, etc. ». Thèse n° 642, Fac. Sc. Genève. *Extr. Mat. Carte géol. de la Suisse*, N. S. Livr. XLVI (4), Berne 1920.
7. — « Le quaternaire du Jura (environs de Saint-Cergue) ». *Actes Soc. helv. Sc. nat.*, 1 p., Neuchâtel 1920.
8. MAURER, J., R. BILLWILLER, Ch. HESS, « Das Klima der Schweiz » in JOUKOWSKY, Etienne, « Géologie et Eaux souterraines du Pays de Genève », 110 pp., Impr. Kundig, Genève, 1941.

Note de la rédaction.

L'article de M. Lagotala a été terminé juste avant l'opération à la suite de laquelle il devait succomber; il nous a été envoyé par M^{me} H. Lagotala et nous le publions bien volontiers.

Cependant, comme il représente la suite d'une discussion déjà engagée dans les *Archives*, le Comité a reconnu à M. Jayet, mis en cause, le droit de réponse avant de mettre un point final à un débat que clot le décès de notre regretté vice-président.

Notre collègue nous a fait parvenir le texte suivant:

La dernière note de M. Lagotala appelle les remarques suivantes:

1. Confusion entre dépôts rhodaniens et matériaux de construction. J'ai observé la présence de galets alpins en 1942 et 1932 alors qu'aucune construction bétonnée ne s'élevait au voisinage. J'ai signalé dans ma note de 1946 que ces restes, d'ailleurs très clairsemés, étaient à l'altitude de 1520 à 1540 m et sur le flanc ouest de la Dôle. Aucune confusion n'est possible avec les graviers déposés par la suite au sommet du col de Poêle-Chaud à l'altitude de 1563 m. J'ajoute que M. Lagotala n'a pas consulté mes matériaux.
2. Citation inexacte. Tout le contexte de ma note prouve que je ne fausse nullement le sens que M. Lagotala entend donner à ses remarques.
- 3 et 4. Structure des graviers et débâcles. Pour l'instant aucune structure de débâcle n'a été publiée qui permettrait d'attribuer les graviers du retrait à ce phénomène; par contre, il est facile de constater la parfaite analogie de ces graviers avec ceux des moraines alpines et des produits de leur remaniement par l'action torrentielle.
5. Rôle des moraines internes. Il semble bien que l'on ne tienne aucun compte, dans l'interprétation du Quaternaire régional du rôle que pourraient, et que jouent effectivement, ces moraines.

Nous comptons apporter prochainement de nouveaux arguments en faveur du franchissement du col de Saint-Cergue par le glacier du Rhône wurmien; en outre, il nous est d'ores et déjà possible de prouver que les blocs erratiques du Salève sont bien d'âge wurmien et non d'un âge très discutable comme l'estime M. Lagotala.

Ad. JAYET.

DISPOSITIFS DE HAUTE SENSIBILITÉ POUR LA DÉTECTION DE LA RÉSO- NANCE MAGNÉTIQUE NUCLÉAIRE

PAR

Claude MANUS et Georges BÉNÉ

(Avec 13 fig.)

1. INTRODUCTION.

Tous les appareils récepteurs électroniques sont soumis à des « bruits de fond » qui ont pour origine le caractère discontinu de l'électricité. Nous nous préoccupons ici d'étudier les moyens qui ont été mis en œuvre, non pour supprimer cet effet parasite, ce qui est impossible puisqu'il est lié à l'agitation thermique des électrons, mais pour le réduire fortement.

Nyquist et Johnson [1] établirent dès 1928 que la valeur quadratique moyenne du bruit de fond d'agitation thermique dans une résistance R était donnée par l'expression:

$$\overline{e_r^2} \text{ (volts)} = 4kTR\Delta f \quad (1)$$

dans laquelle kT = facteur de Boltzmann et Δf = bande passante en cycles/sec.

Il est théoriquement possible d'ailleurs de remplacer systématiquement une diode, une triode,... par une résistance fictive dite résistance équivalente qui émet un bruit de fond de même amplitude. Ainsi tous les éléments « bruyants » d'un appareil récepteur radioélectrique peuvent être décrits à l'aide de résistances.

Ceci permet par exemple d'établir l'expression suivante valable pour un récepteur à trois étages d'amplification:

$$\overline{e_3^2} = 4kT \cdot A^2 \left[R_1 \Delta f_1 + \frac{R_2 \Delta f_2}{A_1^2} + \frac{R_3 \Delta f_3}{A_1^2 A_2^2} \right] \quad (2)$$

expression dans laquelle les A sont les coefficients d'amplification des étages du récepteur.

Certaines conclusions peuvent être tirées de la forme de cette expression:

- a) Δf_1 doit être le plus petit possible;
- b) la résistance équivalente R_1 du premier étage doit être également petite. La lampe d'entrée, source principale de bruits de fond doit être choisie judicieusement.

2. BRUITS DE FOND EN RÉSONANCE NUCLÉAIRE

Les dispositifs de résonance nucléaire, sous leur forme la plus simple, qu'il s'agisse de dispositifs du type de Purcell [3] à une seule bobine, ou de dispositifs du type de Bloch [4] à deux bobines, sont actuellement très répandus. Ils comprennent en général les éléments donnés dans le schéma ci-joint (fig. 1).

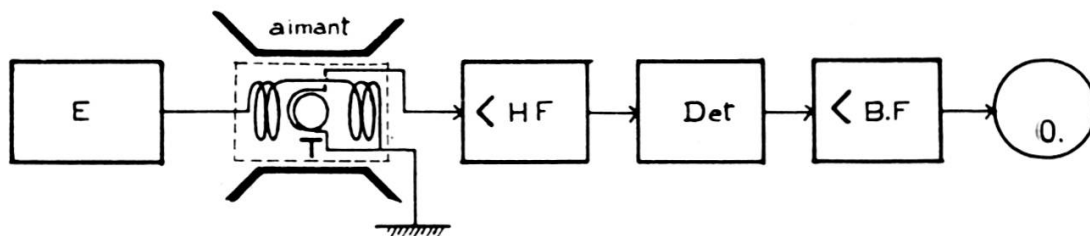


Fig. 1.

Schéma du dispositif de Bloch.

E = émetteur

T = tête de mesure.

Le signal de résonance nucléaire est préalablement amplifié en haute fréquence (< HF) avant de passer par l'étage détecteur. Il entre alors dans un amplificateur de basse fréquence (< BF) et attaque à la sortie les plaques verticales d'un oscillographe cathodique (o). Les plaques horizontales sont commandées par la tension de balayage du signal.

Supposons que la fréquence de balayage soit de 50 c/sec. Dans le cas de signaux de résonance possédant des battements,

c'est-à-dire correspondant à des passages non adiabatiques, il faut que l'amplificateur de basse fréquence ait une bande passante suffisante pour que la forme du signal soit respectée; 60 harmoniques suffisent en général; la bande passante est alors de 3 kc/sec.

De tels dispositifs sont susceptibles de rendre de très grands services:

- a) L'emploi d'un oscillateur stabilisé les rend propres à une détermination précise de la valeur d'un champ magnétique ou de rapports gyromagnétiques nucléaires;
- b) L'observation de tout le signal de résonance permet de repérer immédiatement le caractère de l'interaction entre le système des noyaux et le milieu (effets de relaxation);
- c) La possibilité de balayer très largement le champ magnétique permet de repérer rapidement la position d'une raie et la présence éventuelle de résonances satellites (dues à des couplages d'origine dipolaire ou quadrupolaire).

Ces dispositifs sont parfois suffisants pour observer directement la résonance quadrupolaire dans certaines conditions particulièrement favorables. Ils ont dû pourtant être rapidement complétés par des dispositifs plus sensibles, ceci pour plusieurs raisons:

- a) Le dispositif ne se prête pas à l'enregistrement continu de la réponse du système de noyaux à l'effet du double champ excitateur;
- b) Il est relativement peu sensible.

Le calcul et l'expérience montrent que le bruit de fond de l'appareil ramené à la grille de la première lampe est de l'ordre du microvolt: on observe aisément la résonance nucléaire d'une dizaine de noyaux dans des conditions particulièrement favorables, mais un échantillon « quelconque » ne donne en général aucun signal: en résonance quadrupolaire, c'est pratiquement la règle générale; en résonance nucléaire pour des cristaux, par exemple, les signaux sont beaucoup trop petits pour être directement observés sur l'écran de l'oscilloscope;

c) Enfin, en général, on n'observe pas la « vraie » forme de la raie de résonance; or, ce caractère est absolument essentiel, caractérisant les interactions des noyaux et du milieu.

Courbes de Lorentz: milieu liquide, particulièrement mobile.

Courbes de Gauss: milieu cristallin, relativement rigide.

C'est pourquoi, dès les premiers travaux importants sur la résonance magnétique nucléaire, a-t-il été ajouté au dispositif classique un élément supplémentaire auquel a été donné le nom général de « lock in ». Un tel dispositif a souvent pour effet d'éviter les trois inconvénients énoncés ci-dessus. Il n'a pas son domaine d'application limité à la résonance nucléaire, mais nous ne l'envisagerons que de ce point de vue particulier.

Nous examinerons brièvement les lock in réalisés et utilisés en résonance nucléaire. Nous proposerons des variantes originales de ces dispositifs ou des appareils nouveaux susceptibles d'être intéressants en résonance nucléaire.

3. LOCK IN DU TYPE DÉTECTEUR DE PHASE

Dans le dispositif classique de résonance nucléaire, l'amplitude du balayage du champ magnétique est en général beaucoup plus grande que la largeur de la raie observée. Dans ce type de

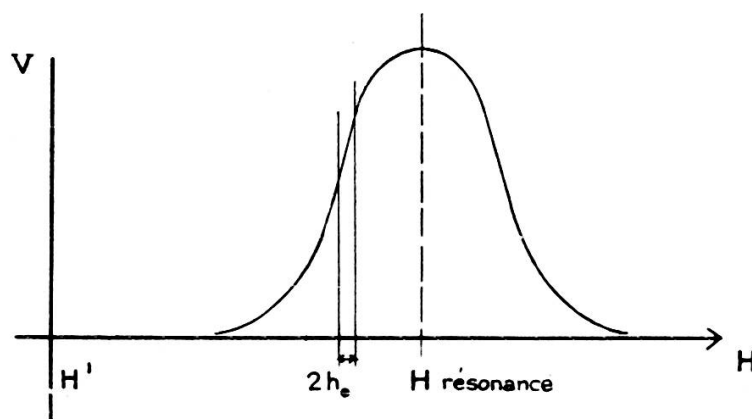


Fig. 2.

lock in, au contraire, l'amplitude du champ de balayage sera très petite, beaucoup plus petite que la largeur du signal. Le passage à la résonance s'effectuera au moyen:

a) d'un champ constant plus petit que le champ de résonance et de grandeur H' ;

- b) d'un champ croissant linéairement dans le temps qui permettra de traverser la résonance;
- c) d'un champ alternatif de très faible amplitude de la forme $H = h_0 \sin \Omega t$ (fig. 2).

Si $p(H)$ est la pente de la courbe de résonance obtenue en faisant varier le champ, la tension reçue par l'amplificateur aura la valeur:

$$e_e = \alpha [S + p(H) h_0 \sin \Omega t] \sin \omega t$$

avec $\omega = 2\pi f$ et $f =$ fréquence de Larmor.

Ainsi, en langage radioélectrique, la profondeur de modulation de la porteuse (fréquence de Larmor) est proportionnelle à la dérivée du signal de résonance nucléaire. Si la tension ci-dessus traverse un détecteur, il ne reste plus à la sortie que la modulation, c'est-à-dire le terme:

$$[p(H) h_0 \sin \Omega t]$$

Soit une onde dont la fréquence est celle du champ alternatif et dont l'amplitude est proportionnelle à la dérivée de la courbe de résonance. Si nous faisons interférer cette onde avec une onde de même fréquence, il résulte de cette combinaison deux termes dont l'un a une fréquence correspondante à leur différence, c'est-à-dire une composante continue dont l'amplitude est toujours proportionnelle à la dérivée du signal. Cette composante continue commande un galvanomètre enregistreur. Tel est le principe des lock in expérimentés par Bloembergen [5], Shimoda [6] et bien d'autres auteurs. Un tel dispositif augmente considérablement le rapport signal/bruit (fig. 3).

Tout d'abord la présence d'un amplificateur sélectif de basse fréquence ($< BF$) accordé sur la fréquence de balayage a pour but de réduire par l'étroitesse de sa bande passante le niveau du bruit de fond produit par les étages précédents et attaquant l'organe d'hétérodynage (H). De plus, entre l'hétérodyne et l'amplificateur à courant continu, ($< cc$) en introduisant un filtre passe-bas, on laisse passer la composante continue mais on coupe la fréquence dont la valeur est égale à deux fois la

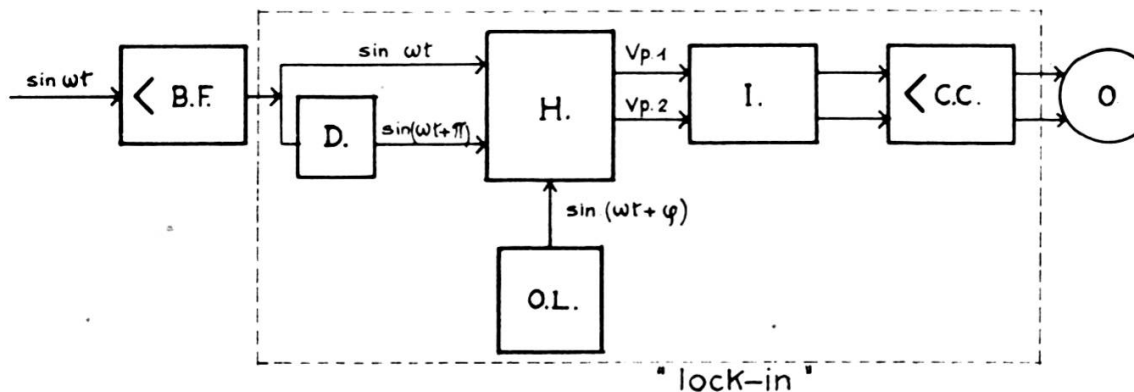


Fig. 3.

H = hétérodyne
OL = oscillateur local.

fréquence de balayage. On peut encore introduire avant l'amplification en courant continu un circuit intégrateur (I) à constante de temps variable et qui a pour effet de réduire encore le bruit de fond avant l'enregistreur (O).

Si, par exemple, $f_0 = 50$ c/sec = fréquence de balayage et $\Delta f_0 = 2$ c/sec = bande passante de l'amplificateur sélectif, le signal B (fig. 4) est coupé par le filtre indiqué ci-dessus; A représente la bande spectrale issue de l'hétérodyne, elle contient l'information. Ainsi, alors que nous avons une bande passante de 3 kc/sec sans lock in, l'information est maintenant transmise au galvanomètre dans une bande passante de 1 c/sec.

Par la formule de Nyquist, on voit que l'on a amélioré le rapport signal/bruit proportionnellement au quotient des racines carrées des bandes passantes, soit $\sqrt{3 \cdot 10^3} = 55$

Pour augmenter encore ce rapport, on peut utiliser l'intégrateur; si sa constante de temps est réglée à 10 sec (0,1 c/sec) l'opération permet de gagner encore un facteur $\sqrt{10}$, soit environ 3, ce qui porte le gain total à environ 170. Si le bruit de fond ramené à l'entrée de l'installation sans lock in est de 1 microvolt, l'emploi du lock in permet de le réduire à 10^{-8} volt.

4. FONCTIONNEMENT DE CE LOCK IN.

Soit $E_s \sin \Omega t$ la tension issue de l'amplificateur de basse fréquence (signal), si A est l'amplification de l'hétérodyne (fig. 3) V (sortie) = $A \cdot E_s \cdot \sin \Omega t$.

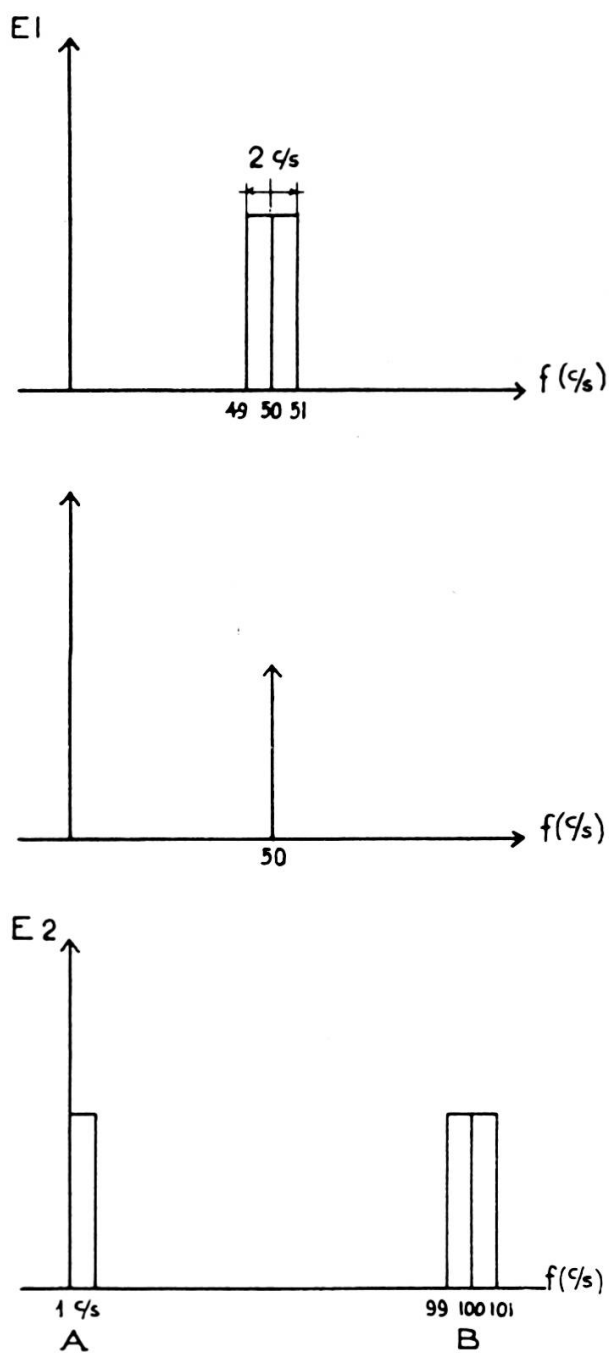


Fig. 4.

1. Spectre à l'entrée du lock-in.
2. Oscillateur local.
3. Spectre à la sortie du lock-in.

A est modulé par l'émetteur local selon l'expression

$$A = Z[S_0 + \Delta S \cdot \sin(\Omega t + \varphi)]$$

dans laquelle

φ = différence de phase entre l'oscillateur local et le signal

S_0 = pente, en l'absence de modulation

ΔS = variation de pente produite par la modulation

d'où

$$V_p = E_s \sin \Omega t [S_0 + \Delta S \sin (\Omega t + \varphi)] Z =$$

$$= \underbrace{Z S_0 \cdot E_s \cdot \sin \Omega t}_{\text{terme de fréquence simple}} + \underbrace{E_s \cdot \Delta S Z \left[\frac{1}{2} \cos \varphi - \frac{1}{2} \cos (2\Omega t + \varphi) \right]}_{\text{terme de fréquence double}} \quad \begin{array}{l} \text{supprimé par le filtre} \\ \text{supprimé par le filtre} \end{array}$$

Il reste donc à la sortie de l'hétérodyne:

$$V_{p1} = \frac{1}{2} E_s \cdot \Delta S Z \cos \varphi$$

La symétrie du montage introduit le terme $E_s \sin (\Omega t + \pi)$ produit par un déphasage convenable du signal.

On trouve donc d'une façon analogue à la sortie de l'hétérodyne

$$V_{p2} = \frac{1}{2} E_s \Delta S Z \cos (\varphi - \pi) = -\frac{1}{2} E_s \Delta S Z \cos \varphi$$

Enfi le courant dans le galvanomètre est donné par la relation $\Delta i = \frac{1}{2} s' (V_{p1} - V_{p2})$ dans laquelle s' est la pente de l'amplificateur à courant continu.

Le calcul de $V_{p1} - V_{p2}$, en remarquant que ZS est l'amplification A_0 de l'hétérodyne et que $\Delta S/S$ est le taux de modulation m de la pentode employée nous donne finalement

$$\Delta i = \frac{1}{2} E_s \cdot m \cdot s' \cdot A_0 \cos \varphi$$

Il découle de cette relation qu'il faut choisir une pentode à « sharp cut off », c'est-à-dire possédant un m élevé.

Remarque. — 1. Sur le diagramme (fig. 3), l'oscillateur local (O.L) attaque le point commun des grilles écrans des deux pentodes contenues dans H. Les ondes $\sin \omega t$ et $\sin (\omega t + \pi)$ attaquent respectivement les deux grilles.

2. Le principe d'hétérodynage utilisé constitue une des nombreuses variantes qui pourraient être possibles. En effet, il se ramène à un détecteur de phase et l'on sait qu'il existe de nombreux montages possibles de ce type: l'un d'entre eux est

particulièrement intéressant, il consiste à utiliser un « modulateur à anneaux » constitué d'éléments non linéaires du type général suivant: quadrupôle à fonction de transfert variable par élément non linéaire qu'on pourrait réaliser au moyen d'un « landistor » dans le genre de ceux qui ont été récemment construits à l'ENS (Paris).

5. LE LOCK IN DE CONGER [7].

Son principe est différent: le champ alternatif doit être d'amplitude plus grande que la largeur de raie du signal. Cet appareil est le seul à notre connaissance qui permette d'enregistrer des signaux de résonance en passage non adiabatique. Il met en jeu un générateur d'impulsions G (fig. 5).

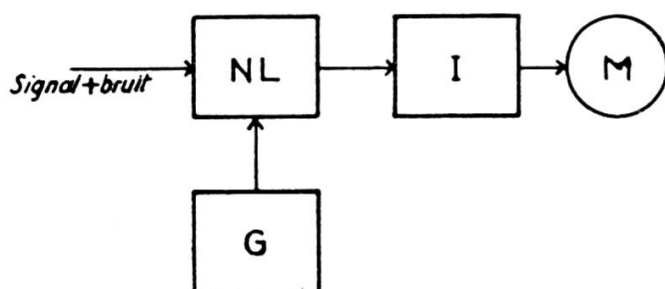


Fig. 5.

Principe de fonctionnement.

En l'absence d'impulsions, l'appareil NL (élément non linéaire) est bloqué; le signal ne peut le traverser et le galvanomètre M n'indique aucun courant. A chaque impulsion, NL est débloquent. Si la fréquence de répétition de ces impulsions est égale à la fréquence de balayage du signal (fig. 6) selon la phase

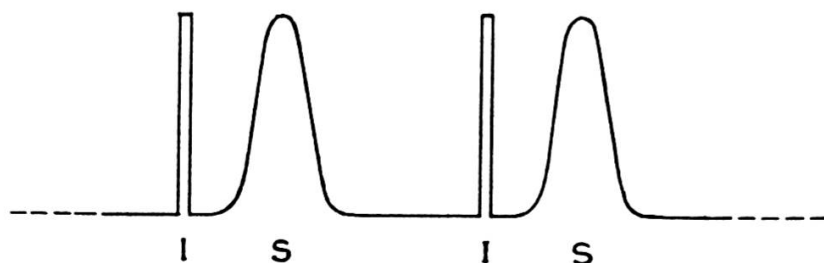


Fig. 6.

respective du signal S et des impulsions I, NL est débloquent à l'extérieur ou l'intérieur du signal. Si ce qu'on pourrait appeler

la fente exploratrice, se trouve à l'extérieur du signal, seul le bruit de fond atteint le circuit intégrateur (I). Soit $f(t)$, une fonction aléatoire représentant le bruit, si τ est la constante d'intégration nous avons à la sortie de l'intégrateur I la tension qui tend vers zéro lorsque τ tend vers l'infini.

En revanche, si la fente tombe périodiquement sur le signal, celui-ci apporte une contribution à l'intégrateur qui correspond à un effet cumulatif pour le signal et destructif pour le bruit de fond, d'où augmentation du rapport signal/bruit. On a alors un véritable système « à mémoire ». Conger ne pose aucune formulation mathématique qui permettrait d'en calculer le gain. Apparemment, ce lock in semble plus simple que le précédent; en fait, il n'en est rien: en effet, une des difficultés essentielles réside dans la réalisation du générateur d'impulsions. La fréquence de répétition des impulsions doit être synchronisée par la fréquence de balayage du signal. Il ne saurait être question, à notre avis, de différencier électroniquement un système d'ondes rectangulaires avec les pointes négatives coupées par une diode; un tel système ne posséderait pas la stabilité requise. Il conviendrait plutôt de se servir de la tension de commande du balayage pour entraîner un dispositif du type « sanatron » qui garantirait une bonne synchronisation. Il faudrait encore prévoir un organe de réglage des durées d'impulsion pour garantir une très grande constance; enfin l'intégrateur devrait être d'un type très raffiné, par exemple du type intégrateur à contre-réaction. Avec ces perfectionnements, ce lock in paraît très séduisant, mais seul le calcul pourra dire en définitive si il est supérieur ou non au lock in à détecteur de phase. Il s'impose chaque fois que se pose le problème de l'enregistrement de signaux en passage non adiabatique.

7. PROBLÈME DU BALAYAGE EN CHAMP.

Les travaux de Brown [8] ont montré que le balayage en champ a pour effet d'introduire un élargissement des raies de résonance nucléaire. L'expérience montre que cet élargissement dépend directement de la fréquence de balayage. Ainsi, pour

un balayage de 25 c/sec, on obtient une raie plus fine qu'avec un balayage de 50 c/sec. Brown attribue cet élargissement à l'existence des fréquences latérales produites par l'interférence d'ondes à la fréquence de Larmor avec l'onde de même fréquence que la fréquence de balayage. Il s'ensuit tout naturellement que cet élargissement correspond en valeur relative à un effet d'autant plus marqué que le champ (ou la fréquence de résonance) est plus bas. Nous avons donc été amenés, pour nos expériences de résonance dans les champs très faibles (de l'ordre de 1 gauss), à envisager un lock in fonctionnant sans aucun balayage du champ magnétique¹. Nous avons constaté que Anderson et Arnold [9]² utilisent également ce principe dans un lock in d'un autre type pour l'observation de la structure des raies de résonance nucléaire. Le lock in que nous avons construit est destiné à être attaqué non pas par une fréquence de balayage, mais par la fréquence même de l'émetteur; en d'autres termes, l'hétérodynage se fait directement sur la fréquence de Larmor.

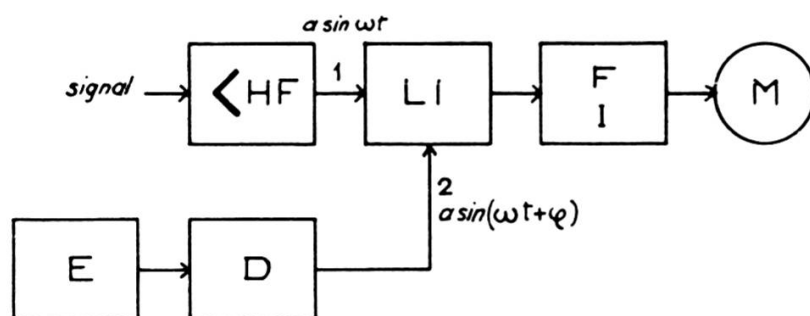


Fig. 7.

D = déphaseur
F = filtre
I = intégrateur.

Le lock in lui-même (LI) n'est pas modifié de façon essentielle.

8. AVANTAGES DE CETTE MÉTHODE.

1. Pas d'effet d'élargissement sur les raies de résonance;
2. Possibilité d'obtenir, grâce au réglage du déphaseur, soit la courbe d'absorption soit la courbe de dispersion;

¹ Une autre solution à double fréquence de balayage a été proposée par SMALLER et YASAITIS, *RSI*, 24, 991, 1953.

² BAKER. *RSI*, 25, 390, 1954 a également utilisé ce principe.

3. Pas de détecteur à diode dans le circuit, ce qui supprime une des sources du bruit de fond.

Le fonctionnement de ce lock in est assez différent de celui qui a été étudié plus haut; en effet, le signal de résonance nucléaire se présente, à l'entrée de l'amplificateur de haute fréquence, sous la forme d'une onde à la fréquence de Larmor dont l'amplitude est proportionnelle à chaque instant à l'amplitude de la courbe de résonance.

Plus exactement, si: u est la dispersion, composante en phase avec H_1 , v est l'absorption, composante en quadrature avec H_1 , le signal est donné par l'expression:

$$(u - jv) \exp. j\omega t$$

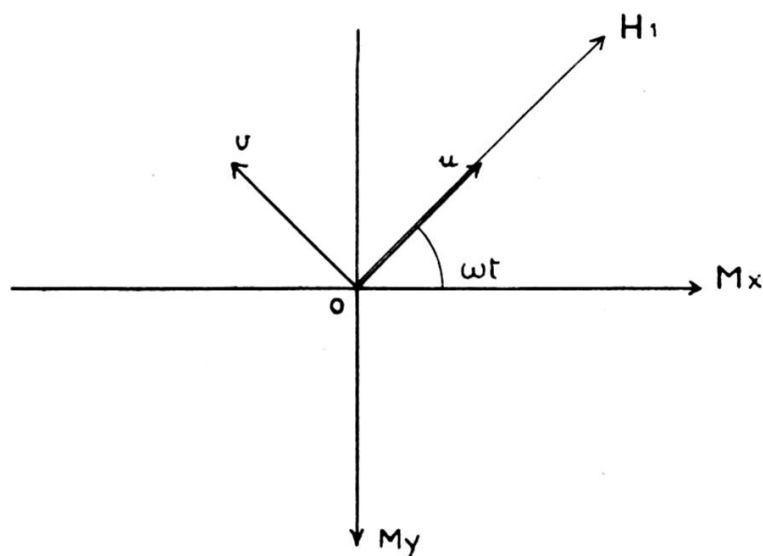


Fig. 8.

Soit φ la différence de phase entre le champ tournant de haute fréquence H_1 et la tension de sortie du déphaseur D, l'observation se faisant suivant M_y .

$$M_y = - (u \sin \omega t + v \cos \omega t)$$

Donc, à la sortie du lock in apparaît le terme:

$$\begin{aligned} & - (u \sin \omega t + v \cos \omega t) a \sin (\omega t + \varphi) = \\ & = + \frac{1}{2} a u [\cos (2\omega t + \varphi) - \cos \varphi] - \frac{1}{2} a v [\sin \varphi + \sin (2\omega t + \varphi)] \end{aligned}$$

les deux termes en $(2\omega t + \varphi)$ sont éliminés par le filtre.

$$\text{Il reste: } -\frac{1}{2} a (\underbrace{\nu \sin \varphi}_{(1)} + \underbrace{u \cos \varphi}_{(2)})$$

Ainsi:

- a) si le déphaseur est réglé de sorte que $\varphi = 0$, à la sortie du lock in on obtient u (dispersion);
- b) si les composantes à l'entrée du lock in sont en quadrature ($\varphi = \pi/2$), on mesure l'absorption (ν).

9. PROBLÈMES LIÉS A LA RÉALISATION DE CE LOCK IN.

Le bon fonctionnement d'un lock in de ce type pose un certain nombre de problèmes délicats à résoudre.

En effet, il n'est plus question d'amplifier en basse fréquence; restent deux possibilités: l'amplification en haute fréquence et l'amplification en courant continu après le lock in. Il est évident que cette dernière amplification devra être aussi faible que possible en raison des dérivées très gênantes et bien connues des amplificateurs à courant continu. On en est donc réduit à chercher à obtenir une très grosse amplification de l'ordre de 100 à 120 db sur les étages de haute fréquence.

Amplification en haute fréquence avec appareil de Bloch (à deux bobines).

L'induction mutuelle entre l'émission et la réception qu'il est difficile de rendre très petite a pour effet de faire apparaître une tension e_r dans la bobine de réception. Dans des « têtes de résonance » normales, on obtient généralement $e_r = 1/50$ à $1/100 \cdot e_s$ (e_s = tension aux bornes des bobines d'émission), grâce à un réglage par palettes sur lequel nous n'insisterons pas. Cette tension e_r est très gênante; elle peut évidemment être beaucoup plus grande que le signal; c'est elle qui saturera les étages de haute fréquence en les rendant inutilisables, car elle limite l'amplification à des valeurs plus faibles. *Il y a donc nécessité de réduire la tension de fuite e_r au minimum.*

Pour ce faire, Arnold et Anderson [9] ont utilisé une boîte à parois métalliques destinée à rendre parallèles les lignes

magnétiques de couplage entre bobines et de diminuer ainsi e_r . Ils ont par cette méthode obtenu $e_r = e_s \cdot 10^{-6}$.

GIULIOTTO [10], d'autre part, a proposé la solution suivante que nous avons adoptée pour les champs très faibles. Il s'agit d'une sortie symétrique sur les bobines d'émission avec injection d'une tension d'opposition destinée à compenser e_r (fig. 9).

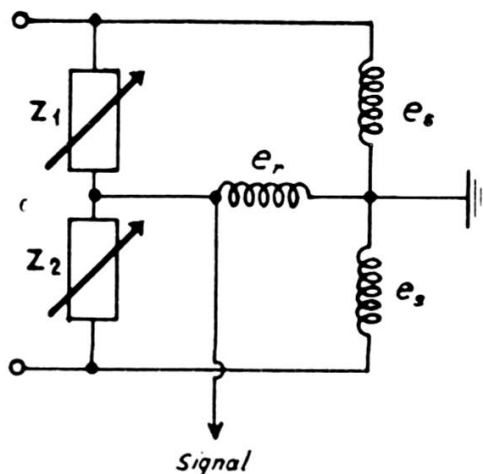


Fig. 9.

z_1 et z_2 sont réglés de façon à réduire e_r au minimum.

Dans ce cas, $e_r = e_s \cdot 10^{-6}$.

Nous avons apporté un deuxième terme de réduction par un réglage mécanique du plan des bobines d'émission par rapport à l'axe de symétrie de la bobine de réception.

Enfin, nous avons introduit un dernier compensateur dont le schéma de principe est donné dans la figure suivante (fig. 10).

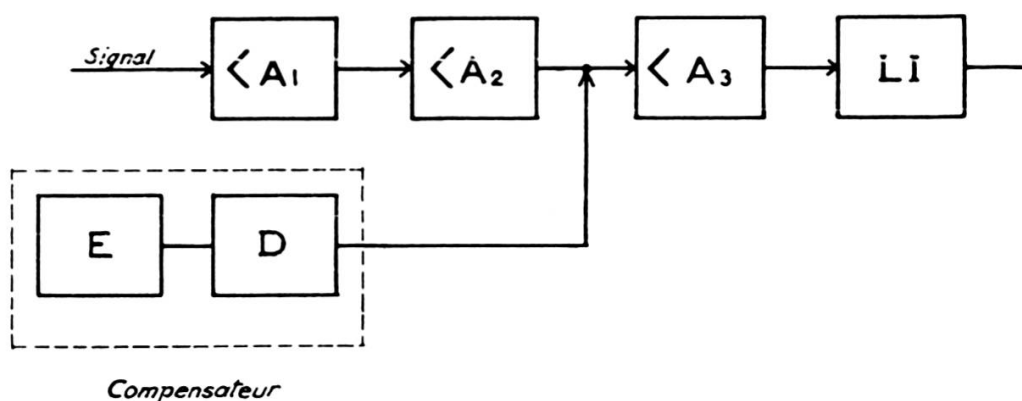


Fig. 10.

$A_1 A_2 A_3$: étages d'amplification.

Remarquons que ce compensateur, tout comme celui de Giuliotto, n'est pas tributaire des variations de fréquence ou d'amplitude de l'oscillateur.

10. AMPLIFICATION EN HAUTE FRÉQUENCE AVEC SYSTÈME AUTODYNE (MONTAGE EN PONT).

Sans entrer dans les détails, le problème semble plus complexe encore dans ce cas. Nous proposons une solution nouvelle du type suivant (fig. 11):

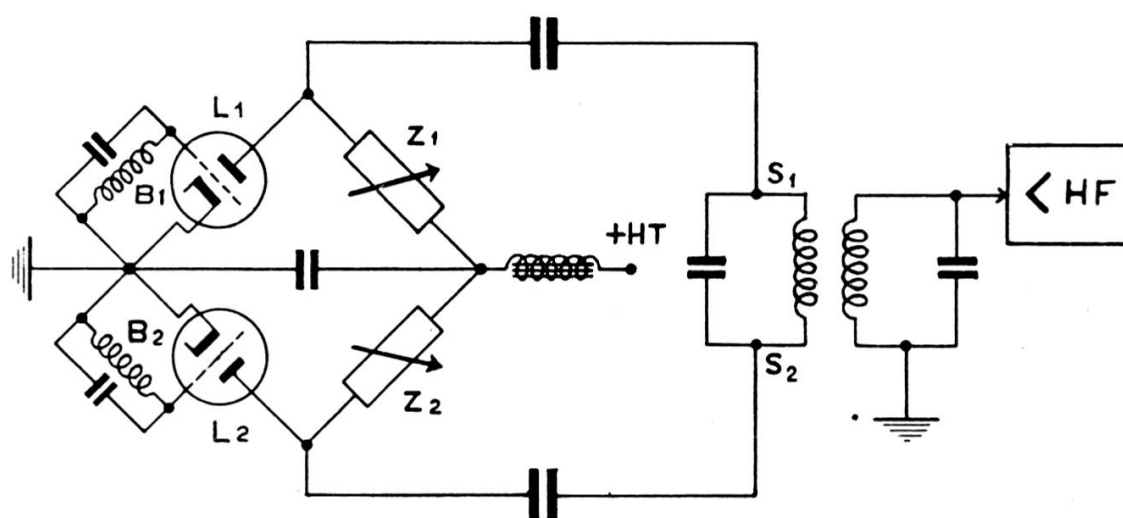


Fig. 11.

Ici L_1 et L_2 sont des transitrons (oscillateurs à résistance négative) (ou deux étages d'amplification haute fréquence attaqués par ces deux transitrons).

La résonance s'effectue dans la bobine B_1 , par exemple, la bobine B_2 étant vide.

Avantages de ce dispositif.

1. En l'absence de résonance, le réglage de z_1 et z_2 a pour effet de rendre identiques les potentiels et les phases en S_1 et S_2 . Ceci permet une amplification notable en haute fréquence, dont le dernier étage est lui aussi « compensé » au moyen de la méthode décrite plus haut.
2. Si les circuits oscillants de L_1 et L_2 sont tous deux modulés en fréquence [11], la distorsion inhérente à ce type de

modulation est supprimée pour les mêmes raisons de symétrie.

11. SOLUTION PROPOSÉE POUR L'AMPLIFICATION SUR LA COMPOSANTE CONTINUE.

Il semblerait intéressant dans le cas où il serait impossible de diminuer suffisamment e_r , d'amplifier la composante continue à la sortie du lock in au moyen d'un amplificateur magnétique sans dérive. On sait que de tels transformateurs à colonnes en

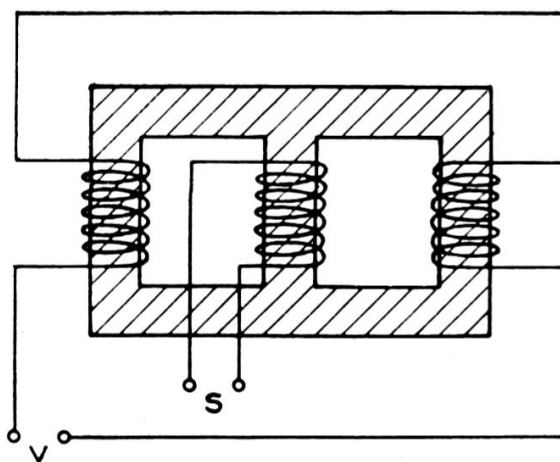


Fig. 12.

permalloy permettent de commander au moyen d'une composante continue attaquant la colonne centrale une composante alternative agissant sur les colonnes extérieures. Le courant dans les bobines extérieures est en effet modulé en amplitude par la composante continue. Dès lors l'amplification se poursuit en alternatif, et il suffit de redresser celui-ci avant d'attaquer le galvanomètre. Nous n'insisterons pas non plus sur les problèmes posés par cette réalisation, ils semblent d'ailleurs parfaitement solubles.

12. LOCK IN BASÉS SUR UN PRINCIPE D'AUTOCORRÉLATION OU DE CROSS-CORRÉLATION.

Aspect théorique [12, 13].

De tels appareils n'ont pas encore fait leur entrée dans les laboratoires de résonance nucléaire. Nous nous proposons

d'étudier leurs possibilités d'utilisation pour la détection des signaux de résonance.

Le développement assez récent de la théorie de l'information d'une part, (dans les problèmes de télécommunications) et de la théorie des phénomènes aléatoires, d'autre part, a contribué à souligner l'importance des fonctions de corrélation.

On sait que la fonction de corrélation est définie par :

$$\Phi_{11}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} f_1(t) \cdot f_1(t + \tau) dt$$

où $f_1(t)$ représente une fonction aléatoire stationnaire du temps; elle peut être par exemple la tension produite par une émission du bruit de fond.

On peut montrer que $\Phi_{11}(\tau)$ est une fonction paire et que sa valeur maximum se trouve toujours à $\tau = 0$.

Remarquons que $f_1(t + \tau)$ est la fonction $f_1(t)$ retardée ou déphasée d'un temps τ .

Définition de la fonction de cross-corrélation.

Si $f_1(t)$ et $f_2(t)$ sont deux fonctions aléatoires stationnaires du temps, leur fonction de cross-corrélation est définie par l'expression :

$$\Phi_{12}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} f_1(t) \cdot f_2(t + \tau) dt$$

On peut dire que $\Phi_{12}(\tau)$ donne une mesure de la « cohérence » liant les deux phénomènes représentés par $f_1(t)$ et $f_2(t)$. Si $f_1(t)$ et $f_2(t)$ sont absolument indépendantes, leur fonction de cross-corrélation peut être nulle ou égale à une constante.

Principe de corrélation appliqué aux fonctions périodiques.

Supposons que $f_1(t) = C_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1)$, dans ces conditions : $\Phi_{11}(\tau) = C_1^2/2 (\cos \omega_1 \tau)$.

De même si $f_1(t)$ est une série de Fourier, le calcul nous montre

- 1° que la fonction de corrélation d'une fonction périodique est elle-même périodique et de même période;
- 2° que les phases des divers termes de la série de Fourier disparaissent dans la série qui représente la fonction d'auto-corrélation.

Par ailleurs, si $f_1(t) = C_0 = \text{constante}$, $\Phi_{11}(\tau) = C_0^2/2$.

13. APPLICATION A LA DÉTECTION DES SIGNAUX DE RÉSONANCE.

Soit $f_B(t) = \text{bruit de fond (fonction aléatoire)}$ et
 $f_S(t) = \text{signal de résonance}$.

Posons $f_1(t) = f_B(t) + f_S(t)$.

La fonction de corrélation de $f_1(t)$ est donnée par

$$\Phi_{11}(\tau) = \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} [f_B(t) + f_S(t)][f_B(t + \tau) + f_S(t + \tau)] dt \text{ pour } T \rightarrow \infty$$

par conséquent

$$\Phi_{11}(\tau) = \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} \underbrace{[f_B(t) \cdot f_B(t + \tau)]}_{\text{I}} dt + \underbrace{[f_B(t) \cdot f_S(t + \tau)]}_{\text{II}} dt + \underbrace{[f_S(t) \cdot f_B(t + \tau)]}_{\text{III}} dt + \underbrace{[f_S(t) \cdot f_S(t + \tau)]}_{\text{IV}} dt$$

dans cette expression:

I et IV sont les fonctions de corrélation du bruit et du signal;
 II et III sont des fonctions de cross-corrélation: ces deux intégrales sont nulles car il y a « incohérence » totale entre $f_B(t)$ et $f_S(t)$.

Il reste donc:

$$\Phi_{11}(\tau) = \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} f_B(t) \cdot f_B(t + \tau) dt + \frac{1}{2} T \int_{-T}^{+T} f_S(t) \cdot f_S(t + \tau) dt$$

d'où:

$$\Phi_{11}(\tau) = \Phi_{BB}(\tau) + \Phi_{SS}(\tau)$$

La fonction d'autocorrélation de la fonction « signal + bruit » est égale à la somme des fonctions de corrélation respectives du signal et du bruit.

La solution de ce problème est immédiate; comme $\Phi_{BB}(\tau)$ est une fonction décroissante de τ et que $\Phi_{SS}(\tau)$ est une fonction périodique, il convient de choisir un temps τ suffisamment long pour obtenir une valeur aussi petite que possible pour $\Phi_{BB}(\tau)$. Le rapport signal/bruit est ainsi augmenté.

L'opération peut être effectuée, par exemple, sur la composante continue du signal, c'est-à-dire à la sortie du lock in.

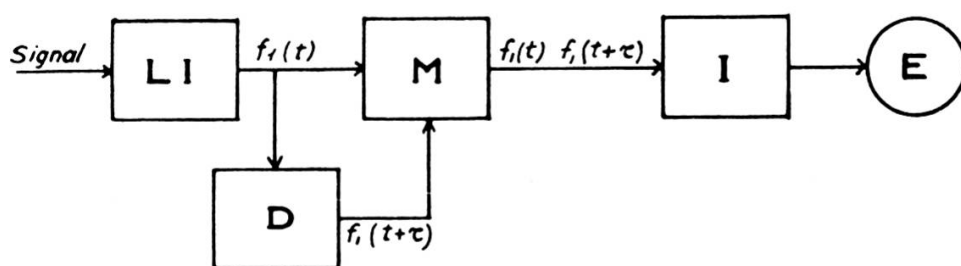


Fig. 13.

M = mélangeur
E = enregistreur.

La courbe pourrait, par exemple, être décrite point par point. Rappelons qu'elle est proportionnelle au carré du signal. Malgré la difficulté qu'il y aurait à réaliser un mélangeur et un déphaseur à des fréquences très faibles, le rapport signal/bruit serait amélioré par rapport aux meilleurs lock in actuels. D'après les calculs de Lee [12], il semblerait possible de gagner un facteur compris entre 10 et 100: la tension de bruit de fond ramenée à l'entrée se trouverait ainsi inférieure à 10^{-9} volt. Il resterait évidemment à résoudre le problème délicat des dérives possibles du dispositif.

*Institut de Physique.
Université de Genève.*

RÉFÉRENCES

1. NYQUIST, *Physical Review*, 32, 110 (1928).
2. MANUS, BOREL, MERCIER, *Helvetica Physica Acta*, 27, 497 (1954).
3. PURCELL, TORREY, POUND, *Physical Review*, 69, 37 (1946).
4. BLOCH, HANSEN, PACKARD, *Physical Review*, 70, 474 (1946).
5. BLOEMBERGEN, thèse, Leyde (1948).
6. SHIMODA, NISHIKAWA, *J. Phys. Soc. Japan*, 6, 516 (1951).
7. CONGER, SCHILBERG, *Rev. Scien. Instr.*, 25, 52 (1954).

8. BROWN, *Phys. Rev.*, 78, 530 (1950).
 9. ARNOLD, ANDERSON, Comm. privée.
 10. CHIAROTTI, CRISTIANI, GIULOTTO, LANZI, *Nuovo Cim.*, 12, 519 (1954).
 11. FISCHER, BEELER, MANUS, BÉNÉ, DENIS, EXTERMANN, *Archive des Sciences*, 7, 397 (1954).
 12. LEE, CHEATHAM, WIESNER, *Proc. I.R.E.*, 38, 1165 (1950).
 13. LEE, WIESNER, *Electronics*, 23, 86 (1950).
-

Extremums de pression: 743,2 mm le 3 et 703,8 mm le 9.

Ecart de la température moyenne du mois avec la température normale: + 3°,14.

Jour du mois	Pression	Vent		Température			Fraction saturat.	Nébu- losité	Durée d'inso- lation	Pluie		Observations
	Moyenne 3 obs.	Dominant	V. moy. km/h.	Moyenne 4 obs.	Minim.	Maxim.	Moy. 3 obs.	Moy. 3 obs.		Hauteur 24 h.	Nombre d'heures	
	mm			°	°	°			h.	mm		
1	25.80	calme	0.0	7.27	3.0	9.0	91	5	3.6			
2	36.97	calme	0.0	6.10	5.0	8.9	90	10	0.0			
3	42.60	NNE 1	0.7	4.85	3.7	6.0	93	10	0.0			
4	39.63	var.	1.3	4.10	3.0	6.0	88	5	1.5	1.8	1	
5	32.97	SSE 1	1.3	6.20	3.0	8.2	88	10	0.0	3.0	5	
6	20.73	S 1	2.7	3.78	1.2	5.2	91	10	0.0	9.1	5	neige fondante jusqu'à 9 h.: 1 cm.
7	08.53	S 2	8.3	4.37	2.5	7.2	81	8	0.9	6.6	3	
8	08.87	NNW 1	2.0	5.15	1.5	6.5	83	10	1.2	0.2	1	
9	07.10	S 1	2.7	6.80	4.8	11.4	88	10	0.0	53.8	19	
10	20.07	ENE 1	0.7	3.78	1.2	5.2	93	10	0.0	6.8	7	
11	23.20	ESE 1	1.7	3.55	1.7	5.0	94	10	0.0			brouillard le matin
12	21.10	S 1	4.7	3.75	2.0	5.5	85	5	4.3	2.5	2	
13	23.33	calme	0.0	3.22	1.2	6.5	83	7	5.1	0.6	1	
14	27.47	var.	1.3	5.30	2.4	8.8	91	10	0.0	2.5	4	brouillard le soir
15	34.57	calme	0.0	6.00	3.2	8.5	96	10	0.0			brouillard matin et soir
16	35.50	calme	0.0	6.98	5.0	8.2	90	10	0.0			
17	35.50	NNE 1	1.3	3.90	2.7	8.2	85	6	2.3			
18	34.73	NNE 1	2.0	2.70	1.0	3.2	89	10	0.0			brouillard le matin
19	36.73	NE 1	2.0	2.05	1.5	3.2	82	10	0.0			
20	34.27	calme	0.0	0.65	0.0	2.0	87	10	0.0			
21	32.27	S 1	1.3	1.07	1.0	2.0	88	9	0.0	0.5	1	
22	23.37	S 1	2.7	5.20	0.8	5.8	84	10	0.0	23.5	17	
23	23.93	S 1	3.3	7.58	5.0	8.2	91	10	0.0	8.0	14	
24	29.27	NNE 1	2.7	3.45	2.3	8.0	83	9	2.4			neige fondante à 9 h.
25	32.83	NNE 1	2.0	2.65	0.4	3.5	90	9	0.0	2.3	2	neige fondante dès 8 h. 50
26	33.47	NNE 1	3.3	6.75	3.0	9.2	93	5	2.6			
27	33.50	NNE 1	1.3	5.37	1.7	9.0	83	5	4.8			
28	32.90	calme	0.0	2.85	—0.4	5.3	100	8	0.0	0.3	1	brouillard tout le jour
29	31.87	calme	0.0	1.63	—0.4	2.6	100	10	0.0			brouil. jusqu'à 15 h. et ds la soirée
30	30.13	NNE 1	0.7	2.05	1.2	2.7	84	10	0.0			
31	28.67	NNE 1	5.3	2.15	1.0	2.5	74	10	0.0			
Mois	28.45		1.78	4.23	2.04	6.18	88	8.8	28.7	121.5	83	Total: 1 cm. de neige

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

39

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PENDANT LE MOIS DE DÉCEMBRE 1954

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PENDANT LE MOIS DE JANVIER 1955

Extremums de pression : 732,2 mm les 24 et 25 et 708,6 mm le 18.
 Ecart de la température moyenne du mois avec la moyenne normale : + 3°,03.

Jour du mois	Pression		Vent		Température		Nébu- losité Moy. 3 obs.	Durée d'inso- lation h.	Pluie		Observations
	Moyenne 3 obs.	mm	Dominant	V. moy. km/h.	Moyenne 4 obs.	Minim.	Maxim.		Hauteur 24 h.	Nombre d'heures	
1	30.37		NNE 1	4.7	0.57	-1.0	1.2	10	0.0	24	neige toute la journée dès 7 h. 30 chute 14 cm.
2	28.97		NNE 1	3.3	-2.32	-3.2	1.3	10	0.0	12	neige toute la journée chute 8 cm.
3	24.03		NE 1	2.7	-1.73	-3.6	-0.8	10	0.0		
4	26.40		calme	0.0	-0.55	-2.3	1.2	9	0.2		
5	27.43		calme	0.0	-1.10	-2.0	-0.2	10	0.0		
6	23.40		E 1	0.7	0.35	-1.4	1.5	10	0.0		brouillard le matin
7	18.30		calme	0.0	0.75	0.0	2.0	10	0.0		
8	21.30		NNE 1	1.3	0.25	-0.6	1.0	10	0.0		giboulées dans la nuit
9	21.77		var.	1.3	0.80	-0.4	2.4	10	0.0		
10	22.13		calme	0.0	0.90	-1.0	2.4	10	0.0	6	
11	18.43		SW 4	20.7	8.70	0.4	11.6	10	0.0	13	
12	15.80		SW 5	26.7	12.12	10.0	13.1	10	0.4	12	
13	19.77		SW 3	17.0	11.20	9.5	14.0	10	0.4	12	
14	17.30		SW 3	20.0	11.00	9.7	13.0	10	0.0	11	tonnerres à 4 h.
15	23.70		NNE 1	3.3	9.65	7.0	11.6	9	0.0	5	
16	13.80		SW 5	31.7	11.33	10.0	12.5	10	0.8	10	rafales SW max. 80 km./h.
17	17.10		var.	4.0	3.35	1.0	11.2	9	0.0	12	neige fondante le soir et la nuit
18	19.50		NNE 1	3.7	1.12	-1.0	3.2	6	3.0		giboulées à 14 h. 45
19	23.87		NNE 1	2.0	-1.25	-4.0	-0.2	5	4.4	1	neige 1 cm.
20	25.53		NE 1	2.0	0.13	-1.1	1.0	10	0.0	8	neige vers 6 h. et dès 18 h. ds la nuit chute 9 cm.
21	27.13		var.	1.3	1.50	0.0	2.6	10	0.0	10	
22	19.60		var.	1.3	5.55	1.0	6.2	10	0.0	1	
23	23.90		NNE 1	4.0	6.05	4.8	7.2	10	0.0		
24	31.23		NNE 1	2.7	3.82	3.0	7.0	77	0.0		
25	30.70		NNE 1	2.0	2.18	0.8	4.0	84	0.0		
26	28.00		NNE 1	2.0	1.02	0.2	2.2	10	0.0		
27	24.57		NNE 1	2.0	0.12	-0.6	3.0	93	2.1		brouillard le soir
28	25.30		calme	0.0	0.82	-0.4	2.2	100	0.0		» tout le jour
29	26.63		calme	0.0	0.10	-1.0	0.7	99	0.0		» matin et soir
30	25.43		calme	0.0	0.78	-1.6	1.6	100	0.0		» tout le jour
31	20.20		E 1	1.3	3.22	0.8	5.4	96	0.0		» matin et soir
Mois	23.26			5.22	2.92	1.06	4.36	88	12.4	137	hauteur totale de la neige 32 cm. neige sur le sol du 2 au 11 et les 20 et 21

Extremums de pression: 730,6 mm le 7 et 703,4 mm le 19.

Ecart de la température moyenne du mois avec la moyenne normale: + 1°,05.

Jour du mois	Pression	Vent		Température			Fraction saturat.	Nébu- losité	Durée d'inso- lation	Pluie		Observations
	Moyenne 3 obs.	Dominant	V. moy. km/h.	Moyenne 4 obs.	Minim.	Maxim.	Moy. 3 obs.	Moy. 3 obs.		Hauteur 24 h.	Nombre d'heures	
	mm			°	°	°			h.	mm		
1	15.63	ENE 1	0.7	3.25	0.5	6.2	89	3	3.2			brouillard le matin
2	15.83	SSW 1	1.7	5.50	1.2	9.4	92	10	1.8	3.4	6	brouillard le matin
3	17.30	SW 3	12.3	6.35	5.4	10.0	81	8	5.2	2.9	3	
4	19.03	SW 3	13.3	7.30	5.0	9.2	76	10	0.0	13.3	13	
5	17.90	SW 2	13.3	7.67	6.0	10.6	60	9	0.0	15.2	10	
6	19.63	var.	3.7	3.00	1.5	7.2	86	7	1.9	11.0	6	neige ds la matinée 1 cm.
7	30.03	var.	2.0	2.50	1.2	5.2	84	7	2.4	11.0	12	
8	26.80	var.	5.7	10.30	2.2	12.0	90	10	0.0	20.0	15	
9	24.77	S 1	3.0	6.35	4.5	12.2	77	10	3.5	0.2	1	
10	22.30	S 1	2.3	3.95	2.8	6.2	71	6	3.4			
11	25.17	NNE 1	3.0	0.25	2.0	3.6	81	1	7.5			
12	21.83	var.	2.7	1.07	2.6	3.0	86	7	3.5	0.2	2	neige ds la mat. et dès 21 h. 1 cm.
13	22.20	SE 1	3.0	0.98	0.2	4.5	83	5	3.8	3.0	3	giboulées à 16 h. 40 neige la nuit 3 cm.
14	25.70	NNE 1	0.7	-2.80	5.0	0.2	90	5	4.9			
15	22.67	calme	0.0	-1.70	-6.4	2.2	86	1	8.4			
16	16.67	S 1	2.0	0.42	3.0	4.5	72	3	7.2	0.2	2	neige dans la nuit 1 cm.
17	07.30	var.	1.3	0.70	1.0	1.5	98	10	0.0	26.3	24	neige tout le jour et la nuit 30 cm.
18	11.20	calme	0.0	0.50	1.0	3.4	84	3	4.3	3.0	6	neige dans la nuit 6 cm.
19	07.37	S 1	4.7	-0.30	4.8	1.0	91	10	0.0	0.2	1	neige dans la soirée 1 cm.
20	17.27	S 1	2.0	-1.20	2.2	1.0	90	10	0.9	0.3	2	neige l'après-midi 1 cm.
21	22.50	S 1	5.3	1.67	5.2	3.2	72	10	0.0	11.5	8	neige l'après-midi 10 cm.
22	22.37	var.	3.0	5.25	1.0	8.4	71	6	0.8			
23	18.00	SW 1	2.7	2.75	1.6	5.0	96	9	0.0	20.0	3	neige dès 18 h. 30 2 cm.
24	16.07	NE 1	3.3	4.20	1.6	5.8	90	6	6.6	7.2	4	
25	15.80	var.	2.7	3.30	1.8	4.8	80	10	0.0			
26	17.97	NE 1	2.7	3.85	1.2	6.0	82	8	5.7			
27	21.83	NNE 1	4.7	2.35	1.2	4.8	75	10	0.0			
28	26.30	NE 1	5.3	-0.40	0.8	0.4	79	10	1.9			
29												
30												
31												
Mois	19.55		3.82	2.76	0.07	5.41	82	7.3	76.9	148.9	121	hauteur totale de la neige 56 cm. neige sur le sol: le 6 et du 14 au 24

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

RENDANT LE MOIS DE FÉVRIER 1955

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PENDANT LE MOIS DE MARS 1955

Extremums de pression: 734,5 mm le 4 et 711,7 mm le 21.

Ecart de la température moyenne du mois avec la moyenne normale: — 0°, 23.

Jour du mois	Pression		Vent		Température		Fraction solaire	Nébu- losité		Durée d'inso- lation	Pluie		Observations
	Moyenne 3 obs.	mm	Dominant	V. moy. km/h.	Moyenne 4 obs.	Minim.	Maxim.	Moy. 3 obs.	Moy. 3 obs.		Hauteur 24 h.	Nombre d'heures	
1	25.73		NNE 1	6.7	-0.75	-2.4	0.0	83	10	0.0	mm	...	...
2	28.50		NNE 1	2.3	-0.20	-1.4	1.5	97	10	0.0	...	...	...
3	33.03		NE 1	3.3	0.75	-1.4	2.4	96	6	4.1	...	...	...
4	33.67		var.	1.3	2.47	-4.2	6.8	78	1	8.0	...	...	brume et givre le matin
5	24.90		var.	2.7	2.35	1.2	4.8	88	4	6.8	...	...	...
6	16.20		NNE 1	2.0	-1.05	-3.5	0.2	77	1	9.0	...	...	...
7	15.47		NNE 1	1.3	-0.45	-6.0	2.2	76	6	5.0	...	...	...
8	13.53		SW 1	3.7	0.80	-0.9	4.9	86	9	0.7	0.2	3	neige fondante de 6 à 12 h.
9	16.10		NNE 1	2.3	2.30	-1.2	5.2	81	1	8.8	...	...	...
10	19.53		NNE 3	15.0	2.38	0.2	4.6	83	10	0.8	...	...	...
11	23.37		NNE 2	7.3	0.85	0.0	3.0	84	10	0.0	...	...	...
12	26.20		NNE 1	5.0	0.97	-1.0	3.2	81	5	4.4	...	...	...
13	27.10		NNE 1	4.7	1.55	-5.0	7.5	81	3	7.7	...	...	...
14	28.47		var.	4.3	3.70	-3.0	9.8	75	0	9.9	...	...	brume le matin
15	30.97		NNE 1	2.3	2.45	0.2	6.8	81	3	5.3	...	...	...
16	28.23		NNE 1	1.3	3.55	-2.2	11.0	80	0	9.7	...	...	...
17	23.03		var.	4.0	5.20	-0.5	13.0	69	3	9.0	...	...	...
18	26.13		NNE 1	3.7	1.75	-0.7	6.0	73	1	10.9	...	...	...
19	22.47		NNE 1	6.3	2.80	-4.5	9.0	68	0	10.8	...	...	...
20	18.77		NNE 1	3.7	3.98	-2.0	7.7	80	4	9.2	0.3	4	...
21	15.00		S 1	4.3	7.65	2.6	12.0	91	10	1.4	11.5	8	...
22	25.83		S 1	2.0	8.90	6.2	13.0	88	8	2.2	3.2	1	orage à 18 h. 45
23	29.83		NNE 1	2.0	9.77	4.7	16.5	77	5	2.0	...	...	brume le matin
24	28.57		S 1	4.0	15.35	4.0	21.0	68	3	5.6	...	...	...
25	26.47		W 1	2.0	15.95	9.5	22.4	69	4	2.1	...	...	...
26	23.97		SSW 1	2.0	14.35	12.0	20.0	81	9	2.7	3.8	4	...
27	23.80		NNE 1	2.0	11.73	10.5	14.5	82	7	3.2	4.2	2	orage des 14 h. 55, arc-en-ciel double à 17 h. 40
28	23.90		S 1	4.0	9.40	5.8	17.0	89	8	2.2	2.2	3	...
29	24.27		NNE 2	8.7	5.95	3.8	13.2	79	7	3.8	...	...	...
30	24.03		NNE 4	25.0	3.90	2.0	5.6	69	10	1.6	...	...	...
31	22.33		NNE 2	12.7	4.10	1.6	7.0	65	8	3.1	...	...	...
Mois	24.17			4.90	4.60	0.79	8.77	80	5.4	150.0	25.4	25	

**COMPTE RENDU DES SÉANCES
DE LA SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE
ET D'HISTOIRE NATURELLE DE GENÈVE**

LISTE DES ASSOCIATIONS SCIENTIFIQUES
AVEC LESQUELLES LA
SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE ET D'HISTOIRE NATURELLE
DE GENÈVE
FAIT ÉCHANGE DE PUBLICATIONS

Genève.

Bibliothèque publique et universitaire.
Société botanique de Genève.

Suisse.

AARAU.	Aargauische Naturforschende Gesellschaft.
BÂLE.	Commission de la S.H.S.N. pour études scientifiques au Parc national. Naturforschende Gesellschaft.
BERNE.	Bibliothèque centrale fédérale. Bibliothèque nationale suisse. Naturforschende Gesellschaft. Société helvétique des sciences naturelles.
CHUR.	Naturforschende Gesellschaft des Kantons Graubünden.
DAVOS.	Naturforschende Gesellschaft.
FRAUENFELD.	Thurgauische Naturforschende Gesellschaft.
FRIBOURG.	Société fribourgeoise des sciences naturelles.
GLARUS.	Naturforschende Gesellschaft des Kantons Glarus.
LAUSANNE.	Société vaudoise des sciences naturelles.
LIESTAL.	Naturforschende Gesellschaft von Baselland.
LUGANO.	Società ticinese di scienze naturali.
LUZERN.	Naturforschende Gesellschaft.
NEUCHÂTEL.	Société neuchâteloise des sciences natu- relles.
SANKT GALLEN.	Sankt Gallische naturwissenschaftliche Ge- sellschaft.

SCHAFFHAUSEN.	Naturforschende Gesellschaft.
SCHWYZ.	Schwyzerische naturforschende Gesellschaft.
SION.	La Murithienne (Société valaisanne des sciences naturelles).
SOLOTHURN.	Naturforschende Gesellschaft.
WINTERTHUR.	Naturwissenschaftliche Gesellschaft.
ZÜRICH.	Naturforschende Gesellschaft. Société botanique suisse. Société helvétique des sciences naturelles (Commission géologique). Société helvétique des sciences naturelles (Commission géotechnique).

Europe.

ÅBO.	Åbo Akademi.
AMSTERDAM.	Koninklijke Akademie van wetenschappen (Académie royale des sciences). Koninklijk zoölogisch Genootschap « Natura artis magistra ».
ASSO.	Scientia.
AUGSBURG.	Naturwissenschaftlicher Verein für Schwaben und Neuburg.
BARCELONA.	Institut d'estudis catalans.
BAUTZEN.	Naturwissenschaftliche Gesellschaft Isis.
BELGRADE.	Académie royale serbe. Société des mathématiciens et physiciens.
BERGEN.	Bergens Museum. Gefysisk Institutt.
BERLIN.	Deutsche Akademie der Wissenschaften. Zoologisches Museum.
BESANÇON.	Observatoire national. Société d'histoire naturelle du Doubs.
BIELEFELD.	Naturwissenschaftlicher Verein für Bielefeld und Umgebung.
BIRMINGHAM.	Natural history and philosophical Society.
BOLOGNA.	Istituto di Entomologia della Università degli Studi. Accademia delle scienze dell'Istituto.

BONN.	Naturhistorischer Verein der Rheinlande und Westfalens.
BORDEAUX.	Société des sciences physiques et naturelles. Société linnéenne.
BRAUNSCHWEIG.	Braunschweigische wissenschaftliche Gesellschaft.
BREMEN.	Uebersee-Museum. Naturwissenschaftlicher Verein.
BRNO.	Université Masaryk.
BRUXELLES.	Académie royale de Belgique. Académie royale de médecine de Belgique. Institut royal des sciences naturelles. Société belge de géologie, de paléontologie et d'hydrologie. Société chimique de Belgique. Société entomologique de Belgique. Société royale zoologique de Belgique. Université libre de Bruxelles.
BUDAPEST.	Magyar Állami Földtani Intézet (Institut géologique national hongrois). Magyar Nemzeti Múzeum. Magyar tudományos Akadémia (Académie des sciences de Hongrie).
CAEN.	Société linnéenne de Normandie.
CAMBRIDGE.	Philosophical Society.
CARDIFF.	Cardiff naturalists' Society.
CHAMBÉRY.	Académie des sciences, belles-lettres et arts de Savoie.
CHERBOURG.	Société nationale des sciences naturelles et mathématiques.
CLUJ.	Académie des sciences de Roumanie.
COIMBRA.	Museu zoológico da Universidade. Sociedade Broteriana.
DIJON.	Académie des sciences, arts et belles-lettres. Société bourguignonne d'histoire naturelle et de préhistoire.
DUBLIN.	Royal Dublin Society. Royal Irish Academy.

DUBLIN.	Oceanographic Laboratory.
EDINBURGH.	Geological Society. Royal physical Society. Royal Society of Edinburgh.
ERLANGEN.	Physikalische-medizinische Societät.
FIRENZE.	Istituto agricolo coloniale italiano. Stazione di entomologia agraria.
FRANKFURT a/M.	Senckenbergische naturforschende Gesellschaft.
FREIBURG i/B.	Naturforschende Gesellschaft.
GENOVA.	Accademia ligure di scienze. Museo civico di storia naturale.
GÖTEBORG.	Vetenskaps- och Vitterhets-Samhälle.
GÖTTINGEN.	Akademie der Wissenschaften.
GRAZ.	Naturwissenschaftlicher Verein für Steiermark.
GRENOBLE.	Université de Grenoble.
HAARLEM.	Musée Teyler. Société hollandaise des sciences.
HALLE a/S.	Deutsche Akademie der Naturforscher.
HAMBURG.	Verein für naturwissenschaftliche Heimatforschung. Zoologisches Institut und Museum.
HANNOVER.	Deutsche geologische Gesellschaft.
HARROW.	Meteorological Office.
HEIDELBERG.	Naturhistorisch-medizinischer Verein.
HELSINKI.	Academia scientiarum Fennica (Suomalainen Tiedakatemia). Havsforskningsinstitutet (Merentutkimuslaitos; Institut thalassologique). Société entomologique de Finlande. Societas entomologica Helsingforsiensis. Societas pro fauna et flora fennica. Societas zoologico-botanica fennica Vanamo. Société des sciences de Finlande. Suomen geodeettisen laitoksen (Institut géodésique de Finlande).

IENA.	Friedrich Schiller Universität.
ISTANBUL.	Université d'Istanbul, Faculté des sciences.
JASSY.	Société des médecins et naturalistes.
KIEL.	Naturwissenschaftlicher Verein für Schleswig-Holstein.
KIEV.	Académie des sciences d'Ukraine.
KØBENHAVN.	Kongelige danske videnskabernes Selskab.
KRAKÓW.	Polska Akademja Umiejetności. Polskie Towarzystwo geologiczne (Société géologique de Pologne).
LA HAYE.	Nederlandsche chemische Vereeniging.
LEEDS.	Leeds philosophical and literary Society.
LEIPZIG.	Sächsische Akademie der Wissenschaften (Mathematisch-physikalische Klasse). Universität Leipzig.
LENINGRAD.	Académie des sciences de l'U.R.S.S.
LIÉGE.	Société royale des sciences.
LISBOA.	Academia das ciências. Faculdade de ciências. Instituto botânico. Instituto de medicina tropical.
LIVERPOOL.	Biological Society.
LJUBLJANA.	Akademija znanosti in umetnosti.
LONDON.	Chemical Society. Geological Society. Linnean Society. Nature, a journal of science. Royal astronomical Society. Royal geographical Society. Royal institution of Great Britain. Royal microscopical Society. Royal Society. Zoological Society.
LOUVAIN.	Société scientifique de Bruxelles.
LUBLIN.	Université Marie Curie-Skłodowska.
LUND.	Lunds Universitet (Universitas Lundensis).
LUXEMBOURG.	Institut grand-ducal. Société des naturalistes luxembourgeois.

LYON.	Société linnéenne. Université de Lyon.
MADRID.	Real Academia de Ciencias exactas, físicas y naturales.
MANCHESTER.	Literary and philosophical Society.
MARSEILLE.	Faculté des sciences. Muséum d'histoire naturelle.
MILANO.	Istituto di geofisica applicata. Istituto lombardo di scienze e lettere. Società italiana di scienze naturali e del museo civico di storia naturale.
MODENA.	Accademia di scienze, lettere e arti.
MONACO.	Musée océanographique de Monaco.
MONTPELLIER.	Académie des sciences et lettres.
MOSCOU.	Société des naturalistes.
MOULINS.	Revue scientifique du Bourbonnais et du Centre de la France.
MULHOUSE.	Société industrielle.
MÜNCHEN.	Bayerische Akademie der Wissenschaften.
MÜNSTER.	Landesmuseum für Naturkunde.
NANCY.	Académie de Stanislas. Société des sciences.
NANTES.	Société des sciences naturelles de l'Ouest de la France.
NAPOLI.	Società nazionale di scienze, lettere ed arti. Stazione zoologica.
NEWCASTLE upon TYNE.	Armstrong College (Dove marine laborat- ory; University of Durham Philosophical Society).
OSLO.	Norske Videnskaps-Akademi. Universitetsbiblioteket.
PADOVA.	Accademia scientifica di scienze, lettere ed arti. Università di Padova (Istituto di Geologia).
PARIS.	Académie des sciences. Annales des sciences naturelles. Association de géographes français. Ecole des mines.

- PARIS. Journal de chimie physique.
Journal de physique et le Radium.
Muséum national d'histoire naturelle.
La Nature.
Revue générale des sciences.
Société chimique de France.
Société de chimie biologique.
Société entomologique de France.
Société géologique de France.
Société zoologique de France.
- PAVIA. Istituto botanico della Università.
- PISA. Società toscana di scienze naturali.
- PLYMOUTH. Marine biological association.
- PORTO. Associação da filosofia natural.
Instituto de botânica.
Faculdade de ciências.
- PRAHA. Česká akademie věd a umění (Académie tchèque des sciences et des arts).
Komitet pro přírodovědecký výzkum Čech.
Královská česká Společnost nauk (Société royale des sciences et des lettres de Bohême).
Masarykova Akademie práce (Académie Masaryk du travail).
Société botanique tchécoslovaque.
Société zoologique tchécoslovaque.
Institut central d'astronomie.
- REGENSBURG. Bayerische botanische Gesellschaft.
- RENNES. Société scientifique de Bretagne.
- RIGA. Académie des sciences.
- ROMA. Accademia nazionale dei Lincei.
Ministero dell'Aeronautica. Ufficio presagi.
Consiglio nazionale delle ricerche.
Istituto nazionale di Geofisica.
Società geologica italiana.
Società italiana per il progresso delle scienze.
Servizio geologico d'Italia.

ROSTOCK.	Verein der Freunde der Naturgeschichte in Mecklenburg.
ROVERETO.	Accademia Roveretana degli Agiati.
SKOPJE.	Musée d'histoire naturelle.
SOFIA.	Académie bulgare des sciences. Faculté des sciences de l'Université.
STAVANGER.	Stavanger museum.
STOCKHOLM.	Entomologiska Föreningen. Geologiska Föreningen. Kungelige Sjökarteverket. Kungelige svenska vetenskaps Akademi. Statens Växtskyddsanstalt.
STRASBOURG.	Université de Strasbourg (Service de la carte géologique d'Alsace et de Lorraine).
STUTTGART.	Verein für vaterländische Naturkunde in Württemberg.
TERVUEREN.	Musée du Congo belge.
TORINO.	Accademia delle scienze.
TOULOUSE.	Académie des sciences, inscriptions et belles-lettres. Société d'histoire naturelle.
TRENTO.	Museo di storia naturale della Venezia tridentina.
TRONDHEIM.	Kongelige Norske videnskabers selskab.
UPSALA.	Regia Societas scientiarum Upsaliensis.
VENEZIA.	Istituto Veneto di scienze, lettere ed arti.
WARSZAWA.	Państwowe Muzeum zoologiczne (Museum zoologicum Polonicum). Polski Instytut geologiczny. Polskie Towarzystwo Fizyczne (Société polonaise de physique).
WIEN.	Akademie der Wissenschaften. Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen. Geologische Bundesanstalt. Naturhistorisches Museum. Zoologisch-botanische Gesellschaft.
WIESBADEN.	Nassauischer Verein für Naturkunde.

WROCLAW.	Société des sciences et des lettres.
WÜRZBURG.	Physikalische-medizinische Gesellschaft.
ZAGREB.	Hrvatsko prirodoslovno društvo (Societas scientiarum naturalium croatica).

Amérique.

ANN ARBOR.	University of Michigan.
ASUNCION.	Sociedad científica del Paraguay.
BALTIMORE.	John Hopkins University (Zoological laboratory).
BERKELEY.	University of California.
BOSTON.	American academy of arts and sciences.
BUENOS-AIRES.	Asociación farmacéutica y bioquímica argentina. Comisión Nacional de la Energia Atómica. Museo argentino de ciencias naturales. Sociedad científica argentina.
BUFFALO.	Buffalo society of natural sciences.
CAMBRIDGE Mass.	Harvard College. Journal of Mathematics and Physics.
CHAPEL HILL.	University of North Carolina.
CHAPULTEPEC.	Instituto de biologia.
CHICAGO.	Academy of sciences. Field Museum of natural history.
CINCINNATI.	The Llyod library.
CONCEPCIÓN.	Sociedad de biologia.
CORDOBA.	Academia nacional de ciencias.
EASTON.	American chemical Society.
GAINESVILLE.	Florida Academy of sciences.
GRANVILLE.	Denison University.
HALIFAX.	Nova Scotian Institution of science.
INDIANAPOLIS.	Indiana academy of science.
ITHACA.	New York State College of agriculture. Agricultural experiment station.
LA PLATA.	Universidad nacional de la Plata. Facultad de ciencias fisicomatematicas. Facultad de ciencias quimicas.
LAWRENCE.	Kansas academy of science.

LIMA.	Sociedad geológica del Perú.
LOS ANGELES.	University of California.
MADISON.	Wisconsin academy of sciences, arts and letters.
MEXICO.	Academia nacional de ciencias « Antonio Alzate ».
	Escuela nacional de ciencias biológicas.
MONTEVIDEO.	Museo de historia natural.
	Sociedad de biología.
MONTRÉAL.	Association canadienne française pour l'avancement des sciences.
	Laboratoire de botanique de l'Université.
NEW HAVEN.	American journal of science.
	Connecticut academy of arts and sciences.
NEW YORK.	Academy of sciences.
NOTRE DAME.	University of Notre Dame.
OTTAWA.	Ministère de l'agriculture.
	Ministère des mines. Service géologique.
	Royal society of Canada.
PARANÁ.	Museo de Entre Rios.
PHILADELPHIE.	Academy of natural sciences.
	American philosophical society.
	Franklin Institute.
PULLMAN.	State College of Washington.
QUÉBEC.	Université Laval.
RIO DE JANEIRO.	Faculdade nacional de Filosofia.
	Museu nacional.
ROCHESTER.	Kodak research Laboratories.
	Rochester academy of sciences.
SAINT LOUIS.	Academy of science.
SAN DIEGO.	San Diego Society of natural history.
SAN FRANCISCO.	California academy of sciences.
SANTIAGO.	Instituto de biología de la Facultad de medicina.
SÃO PAULO.	Museu Paulista.
SEATTLE.	University of Washington.
TORONTO.	Royal canadian institute.
TUCUMAN.	Instituto Miguel Lillo.

URBANA.	Department of registration and education. Division of the natural history Survey. University of Illinois.
WASHINGTON.	Carnegie Institution of Washington. Department of commerce. Bureau of standards. National academy of sciences. Smithsonian Institution. U.S. Department of agriculture. U.S. Patent Office. U.S. Geological Survey.
WOODS HOLE.	Marine biological laboratory.

Asie.

ALLAHABAD.	Academy of science (United provinces of Agra and Oudh).
ANKARA.	Faculté des sciences de l'Université.
BANGALORE.	Indian academy of sciences.
CALCUTTA.	Asiatic society of Bengal. Geological Survey of India. Indian association for the cultivation of science. Indian chemical Society. Zoological Survey of India.
HIROSHIMA.	University of Hiroshima.
KEFAR-MALAL.	Independant biological laboratories.
KYOTO.	University of Kyoto. Faculty of science.
MANILA.	Department of agriculture and natural resources. Bureau of science.
SAPPORO.	Hokkaido University. Faculty of science.
SENDAL.	Tôhoku Imperial University.
TOKYO.	Japan Academy. Zoological Society of Japan. University of Tokyo. Faculty of science.

Afrique.

BLOEMFONTEIN.	Nasionale Museum.
DURBAN.	Durban Museum.

JOHANNESBURG.	South african association for the advancement of science.
LE CAIRE.	The Egyptian University. Faculty of science.
NAIROBI.	East africa and Uganda natural history society.
TRIPOLI.	Museo libico di storia naturale.

Australie.

ADELAIDE.	Royal society of South Australia. South australian museum. University of Adelaide.
BRISBANE.	Royal society of Queensland. University of Queensland.
HOBART.	Royal society of Tasmania.
MELBOURNE.	Council for scientific and industrial Research. Royal society of Victoria.
SYDNEY.	Australian Museum. Linnean Society of New South Wales. Zoological Society of New South Wales.
WELLINGTON.	Council of scientific and industrial Research. Dominion Museum. Royal Society of New Zealand.

ASSEMBLÉE GÉNÉRALE ANNUELLE

Séance du 3 février 1955

Présidence de M. André REY, président.

RAPPORT DU PRÉSIDENT

1954 ne figure pas parmi les années fastes de la Société de Physique et d'Histoire naturelle. Nous ne nous sommes réunis que 9 fois (7 séances ordinaires, 1 assemblée générale ordinaire, 1 séance particulière, auxquelles il faut ajouter 2 séances de bureau et 1 séance de comité).

Le nombre des communications a été peu élevé: nous en comptons 25 réparties comme suit:

Géologie	11	Mathématiques . . .	2
Chimie	3	Physique	2
Astronomie	4	Anthropologie . . .	1
Sciences biologiques . .	2		

Nous avons eu le plaisir d'entendre à l'assemblée générale de janvier une conférence de M. R. Cortési sur « L'analyse microscopique des papiers et textiles ». Les membres de la Société ont été convoqués à une conférence de M. le professeur Haenni organisée par l'Association des Chimistes de Genève.

Au cours de l'année nous avons eu le chagrin de perdre trois membres éminents de notre Société: M. Henri Lagotala, ancien président, membre ordinaire depuis 1916; M. Pierre Revilliod, ancien président, membre ordinaire depuis 1920, et M. Emmanuel de Margerie, membre honoraire depuis 1948. Tout à l'heure, MM. Dottrens, Fourmarier et Paréjas retrace-

ront la carrière de ces hommes qui laissent un vif souvenir parmi nous.

Nous n'avons pas admis de nouveaux membres. La Société compte actuellement 80 membres ordinaires, 18 membres honoraires et 5 associés libres.

Je dois souligner notre faible activité en 1954. Est-ce une simple fluctuation ou, comme on l'a relevé, le nombre croissant des sociétés et des revues fortement spécialisées constitue-t-il une menace pour une institution qui depuis cent-soixante ans demeure ouverte à toutes les sciences ? Pourtant nos *Archives des Sciences* sont largement répandues. Notre secrétaire correspondant, M. Jung, a bien voulu se livrer cette année à un travail ingrat de pointage des revues régulièrement échangées contre notre publication ; vous aurez l'occasion d'en examiner la liste imposante. C'est dire que les travaux de notre Société sont largement répandus, et dans un périodique qui a su se faire apprécier. Il est bon de rappeler cet avantage.

Je me fais l'interprète de tous en remerciant vivement MM. Paillard et Jung, secrétaires, Weibel, trésorier, et Galopin, rédacteur des *Archives*, pour tout le travail que nous leur devons. M. Weibel a demandé à être relevé du soin de gérer nos finances après nous avoir rendu pendant des années ce service essentiel ; c'eût été abusif que d'insister et il voudra bien trouver ici l'expression de notre gratitude. M. Galopin veut bien assumer encore la tâche parfois malaisée de rédacteur de nos *Archives* ; enfin fort heureusement, MM. Paillard et Jung nous restent pour le salut de nos traditions.

A. REY.

Le rapport du président sortant de charge, les rapports des secrétaires, du trésorier et des vérificateurs des comptes sont adoptés ainsi que les propositions du Bureau concernant les cotisations, le nombre de tirés à part des publications de la Société. Il est décidé à titre d'essai que les auteurs de communications, membres de la Société, auront droit à 8 pages au maximum par communication, le nombre de pages à accorder dans l'année restant fixé à 20.

A la suite des élections, le Comité est composé de :

MM. Richard C. EXTERMANN, président

Marc SAUTER, vice-président

André REY, ancien président

Henri PAILLARD, secrétaire des séances

Charles JUNG, secrétaire correspondant

Raymond GALOPIN, rédacteur des publications

Robert SOUDAN, trésorier

Edouard POLDINI

Hermann GISIN

Jean A. BAUMANN

André MIRIMANOFF

} membres adjoints.

Sont nommés délégués à la Société helvétique des Sciences naturelles :

MM. Fernand CHODAT et Emile DOTRENS.

HENRI LAGOTALA

(Carouge, 1889 – Genève, 1954)

Elu membre ordinaire en 1916 ; Vice-président et Président
1948-1952

J'écris cette notice sous l'emprise d'une émotion profonde. D'étroits liens d'amitié m'attachaient à Henri Lagotala, amitié faite d'une compréhension réciproque, de la poursuite d'un même idéal, amitié toute de simplicité, sans ostentation, sans démonstration bruyante, amitié qui enfonce profondément ses racines au cœur de l'homme.

J'ai fait la connaissance de Lagotala en 1922, à l'occasion de la session de Bruxelles du Congrès géologique international. Il s'était inscrit à l'excursion que je dirigeais en Ardenne, dont l'objectif était de faire connaître la tectonique du soubassement ancien de la Belgique. Il y eut, au cours de ces journées, des discussions mémorables auxquelles il prit part avec toute la fougue d'un jeune géologue rompu cependant déjà à la pratique

du terrain, un peu trop enclin peut-être à vouloir interpréter la structure des chaînes hercyniennes à la lumière des faits qu'il avait si bien étudiés dans les Alpes. A ma demande, plusieurs congressistes voulurent bien me faire connaître par écrit leurs réflexions au sujet de mes conceptions. Lagotala fut du nombre, mais il eut la sagesse de ne pas s'en tenir à sa première impression; il accepta de retourner en Ardenne l'année suivante pour compléter sa documentation, après que nous eûmes parcouru ensemble une partie des Alpes. Cette confrontation des idées eut pour résultat l'envoi d'une note rectificative. Mon jeune confrère me donnait ainsi une preuve de sa haute droiture et de sa parfaite correction dans l'examen critique des théories scientifiques.

Par la suite, et à plusieurs reprises, nous visitâmes ensemble les Alpes et les terrains anciens de la Belgique. Je pus apprécier de mieux en mieux ses qualités qui m'avaient impressionné. Il n'en fallait pas plus pour cimenter une amitié née spontanément à notre premier contact sur les vieux terrains de Belgique.

A ceux qui le connaissaient mal, Lagotala pouvait donner l'impression d'un être peu sociable, d'un abord difficile et d'une certaine rudesse, maniant facilement l'ironie. Ce serait mal le juger: c'était un homme simple, modeste, franc, loyal, tolérant, mais il ne laissait voir sa vraie nature qu'aux amis qui lui étaient chers: on eut dit qu'il avait la pudeur de sa bonté et de sa bienveillance. Il fallait que l'on eût été bien incorrect envers lui pour qu'il montrât quelque ressentiment; il préférerait s'écarter sans éclat. D'une nature inflexible, il n'admettait pas que l'on pût manquer à un engagement librement consenti.

Depuis 1912, Henri Lagotala assumait la charge de l'enseignement des Sciences naturelles au collège de Genève avec un horaire très chargé; ce fut une sérieuse entrave au libre développement de sa carrière scientifique. En même temps, il remplissait à l'Université de Genève les fonctions d'assistant, puis de privat-docent et enfin de chargé de cours (géologie du pétrole, gîtes métallifères, prospection, géologie du Quaternaire). A partir de 1949, il devint professeur à l'Université de Neuchâtel où il enseigna la Géographie physique et la Géologie appliquée.

Malgré ces multiples devoirs d'enseignement, Lagotala put mener à bien des recherches sur le terrain, qui firent l'objet d'environ soixante-dix notes et mémoires¹. Je vais essayer d'en dégager les résultats essentiels.

Au début de sa carrière, Lagotala s'intéressa à l'anthropologie et à la préhistoire. Alors qu'il suivait encore les cours du Collège, il subit l'influence de son maître, le professeur Eugène Pittard, qui voulut bien l'associer à ses recherches et avec qui il collabora pour la mise au point de plusieurs travaux. Peu après, il publia seul une série de notes sur des restes humains de diverses provenances: ossements néolithiques de Guiry, squelettes préhistoriques de l'âge du fer, ossements de Mechta-el-Arbi, crânes déformés, perforation crânienne au Magdalénien, crânes burgondes de Genève, etc. Il s'attacha tout spécialement à l'étude du fémur humain, cherchant à établir des relations, quant à leur développement, entre les différentes parties de cet élément important du squelette.

Cependant, encouragé par ses maîtres, les professeurs Ch. Sarasin et L. Duparc, Lagotala, tout en continuant à s'intéresser à la préhistoire, s'adonna presque entièrement à la géologie.

En 1919, il aborda l'étude du Jura par la région de Saint-Cergue et de la Dôle; ce fut le sujet de sa thèse doctorale publiée en 1920 et de quelques notes préliminaires. C'est une étude très poussée de la stratigraphie du Jurassique et du Crétacé, avec listes très complètes des fossiles les plus caractéristiques. Le travail comporte aussi des considérations intéressantes sur le Quaternaire, notamment sur les dépôts morainiques. La tectonique y est exposée avec soin; les plis principaux y sont parfaitement décrits sous leurs différents aspects mais l'attention est aussi attirée sur les décrochements horizontaux si typiques de cette partie de la chaîne.

Le Jura resta le champ favori pour les études géologiques de Lagotala. Il y a lieu de signaler comme résultat de ces recherches la note remarquable publiée en 1923, avec E. Paréjas, sur les relations tectoniques entre le Jura méridional, le Salève

¹ Voir « Actes » de la Soc. Helv. des Sc. Nat., 1954.

et les plis du Genevois; la cause des particularités tectoniques de cette région tient, comme le pensait Hans Schardt, à une cause profonde: l'ensellement Mont-Blanc-Belledonne. Les décrochements du Jura méridional et du Salève s'expliquent si l'on admet que cet ensellement du socle a « livré passage à un flux de force tangentielle plus puissant ».

Les dislocations transversales ont été souvent négligées dans l'interprétation tectonique des zones plissées. Lagotala a attiré, avec juste raison, l'attention sur ces particularités qui caractérisent souvent une phase tardive dans l'évolution tectonique des pays plissés.

En 1951, il fut prié de diriger dans la région de Saint-Cergue, l'une des journées d'excursion de la session extraordinaire de la Société géologique de France.

Au cours d'un séjour en Roumanie en 1925, il put démontrer l'existence d'une nappe importante dans les Subcarpathes; mais il établit aussi que les lignes tectoniques primordiales de la nappe ont été modifiées ultérieurement par des efforts tardifs qui y ont fait naître une série de plis. On sait aujourd'hui que dans d'autres chaînes: alpines, hercyniennes ou plus anciennes, il s'est produit de semblables reprises des efforts tectoniques.

En 1928, le professeur L. Duparc se vit confier la direction d'une mission de recherches au Congo français; parmi ses adjoints se trouvait Lagotala qui, de 1928 à 1932, fit plusieurs séjours dans cette colonie. Ses travaux sur le Jura l'avaient bien préparé à la tâche qu'il avait à accomplir car il trouvait sous l'Equateur des terrains qui par leur tectonique et leur nature lithologique pouvaient lui rappeler le Jura, bien que leur âge fût totalement différent.

A la suite de ces missions, il publia une quinzaine de travaux, soit seul, soit en collaboration avec Duparc, Amstutz, Grosset. La stratigraphie des calcaires du Niari, leurs relations avec le conglomérat qui les sépare de leur substratum, et avec des grès qui les surmontent sont l'objet principal de ses études; il complète la stratigraphie établie par les géologues belges; il montre l'intérêt que présente le conglomérat glaciaire sous-jacent aux calcaires du Niari, pour l'explication de l'évolution géologique du pays à cette époque reculée. Il précise l'import-

tance de la discordance entre les calcaires du Niari et les grès des cataractes qui les surmontent.

La tectonique de la partie du Congo français où se situent les gîtes de cuivre retient toute son attention; il décrit l'allure des plis et signale les variations dans l'intensité des efforts qui les ont produits; il démontre l'existence de décrochements transversaux comparables, jusqu'à un certain point, à ceux du Jura qui lui sont familiers; il esquisse l'allure du réseau complexe de fractures radiales qui rendent parfois difficile l'établissement de la stratigraphie, fractures qui ont joué un rôle important dans la formation des gisements de minerais.

Il fait ressortir aussi une particularité de la tectonique entre la Comba et la Luvizi orientale: aux endroits où le manteau gréseux est conservé, la tectonique des calcaires du Niari est caractérisée par de larges ondulations; là où cette couverture n'existe plus, les plis sont plus serrés, parfois renversés et accompagnés de failles.

Dans un autre travail, en collaboration avec Couchet, il fait ressortir les variations dans l'intensité du plissement: vers le Mayombé, les calcaires ont été fortement plissés avant le dépôt des grès des Cataractes; les plis s'atténuent rapidement vers l'est; cependant au cours d'une nouvelle phase de diastrophisme, l'ensemble a pu être déformé et faillé. Ces auteurs mettent aussi en évidence les glissements qui se sont produits à une époque tardive suivant des surfaces peu inclinées, mouvements allant jusqu'à la formation d'écailles, postérieurs mêmes à la mise en place des gîtes métallifères. Ces dislocations tardives ont facilité la remise en mouvement des minerais.

C'est sous l'influence du professeur Louis Duparc que Lagotala prit goût à la géologie appliquée. Au cours de son séjour en Roumanie, sous la direction du professeur Mrazec, il se familiarisa avec la géologie du pétrole. Aussi put-il aborder avec grande compétence l'enseignement de la géologie des gîtes d'hydrocarbures aux Universités de Genève et de Neuchâtel.

J'ai sous les yeux le sommaire de son cours sur ce chapitre spécial de géologie appliquée. C'est un modèle de méthode. Tout ce qui concerne le pétrole y est pris en considération

depuis les qualités de la matière première jusqu'au calcul de la porosité des roches et l'estimation de l'espacement des sondes, sans négliger, bien entendu, l'étude géologique détaillée d'un champ pétrolifère y compris les problèmes des pressions et des températures, de la migration des hydrocarbures, des indices révélateurs de l'existence possible d'un gisement.

Ses campagnes en Afrique centrale le mirent en contact avec des gîtes métallifères de cuivre, plomb et zinc; il acquit dans ce domaine une grande compétence dont il fit bénéficier ses élèves lorsqu'il fut chargé d'un enseignement universitaire de géologie appliquée.

Ce fut aussi l'occasion pour lui de publier, soit seul soit en collaboration, des notes relatives aux gisements du Niari qu'il avait étudiés sur place; il mit en lumière leur relation avec la tectonique complexe de ce pays et notamment avec le champ de fractures radiales qui l'affecte.

Après son dernier voyage en Afrique équatoriale, Lagotala se fixa définitivement au pays genevois. Mais il devait continuer à s'occuper de géologie appliquée, quoique dans un autre domaine. On sait tout l'intérêt que la Suisse porte à la découverte de gîtes d'hydrocarbures sur son territoire. Des indices en divers endroits furent le point de départ de recherches plus poussées; leur étude fut confiée à Lagotala. En 1935, les gisements bitumineux de Dardagny firent l'objet de travaux de prospection et Lagotala fit paraître à leur sujet une étude très fouillée portant sur les conditions de gisement et la genèse de ces dépôts, leur teneur en bitume, les possibilités de mise en exploitation; il établit une comparaison avec d'autres gîtes, tels ceux de Pechelbronn.

En 1944 et 1945, il s'occupa du sondage de Peissy (Genève) qu'il étudia avec le même soin pour arriver à des conclusions pratiques analogues.

Il en profita pour toucher à des questions théoriques, notamment la nature de la roche mère; il se rallie à l'opinion de Jung: dans des lagunes, des sables même grossiers peuvent, dans certaines conditions, constituer une roche mère. Tel serait le cas pour les bitumes contenus dans les lentilles sableuses de la molasse.

Sa compétence en matière de pétrole l'avait fait nommer président de la commission d'experts pour les recherches de pétrole en Suisse.

D'autre part, à l'occasion de recherches qui lui furent confiées, il rédigea pour les sociétés industrielles et des particuliers de nombreux rapports, qui ne furent pas publiés.

Les terrains quaternaires ont retenu très tôt l'attention de Lagotala, notamment dans le pays compris entre les Alpes et le Jura; l'enchevêtrement des moraines et des dépôts fluvio-glaciaires provenant parfois de lieux de départ différents posent des problèmes quant à la stratigraphie du Quaternaire en rapport avec les phases d'avancée et de recul des grands glaciers: il faut notamment éviter de confondre des dépôts engendrés par ceux-ci avec des moraines ou du fluvio-glaciaire résultant de l'intervention des glaciers locaux.

Lagotala a traité la question de façon magistrale dans sa « Contribution à l'étude des dépôts quaternaires du bassin du lac de Genève ».

Ces recherches sur les formations glaciaires et celles sur les dépôts alluviaux en divers endroits devaient conduire fatalement à envisager des problèmes de géographie physique. Par le relevé des dépôts morainiques et des terrains d'alluvion, il a pu montrer avec Joukowsky l'existence d'anciennes vallées préwürmiennes s'étendant depuis le lac de Genève jusqu'au Jura, vallées dont le fond est en dessous des vallées actuelles. Les glaciers ont joué un rôle important dans l'établissement du tracé des cours d'eau.

Lagotala est aussi l'auteur d'une très belle étude sur les lignes de rivage au Quaternaire; il essaye de chiffrer l'importance des dépôts marins et celle des ablations continentales à cette époque; il arrive ainsi à montrer que, contrairement à l'opinion du général de Lamothe, les mouvements positifs et négatifs de la mer doivent être considérés comme la conséquence de la déformation des masses continentales.

A propos d'événements géologiques récents, son étude sur l'avalanche des Pèlerins est un modèle de précision et de clarté dans la représentation et l'analyse du phénomène en lui-même.

Les travaux de Lagotala se distinguent par la précision et la concision: observations méticuleuses décrites avec la plus scrupuleuse exactitude dans un style net, clair, sans phrases inutiles. Aussi objectif que possible dans son exposé, il se gardait de tirer des conclusions hasardeuses ou trop générales. Ses écrits restent des documents précieux pour les géologues désireux de se documenter sur les sujets étudiés. C'est par exception qu'il s'est lancé dans une tentative de parallélisme entre les formations anciennes du Bas-Congo et celles apparemment similaires, du Katanga et de la Rhodésie. On comprend que ses observations personnelles complétées par ses lectures l'aient conduit, comme bien d'autres, à des essais de généralisation. Maintenant que de nouvelles méthodes sont mises au point pour la détermination de l'âge probable des terrains sans fossiles du socle ancien de l'Afrique, toutes ces tentatives paraissent bien hasardeuses.

Henri Lagotala était un dessinateur de talent; ses croquis relevés sur le terrain pour illustrer ses descriptions sont d'une précision et d'une finesse remarquables. Il aimait parfois aussi utiliser ses dons à des fins humoristiques. Il m'a remis un petit album de dessins à la plume où il a rappelé, avec beaucoup d'esprit, les grandes étapes de ma carrière. C'est pour moi un bien précieux souvenir !

Fervent admirateur de la nature, il s'était aménagé un délicieux ermitage à Soral, près du Salève, dans une campagne calme et riante où la lumière paraît plus douce. Il comptait s'y fixer avec sa chère compagne lorsque serait venu l'âge de la retraite. Hélas, ce beau rêve a pris fin dans la nuit du 15 juillet 1954.

P. FOURMARIER.

PIERRE REVILLIOD

(1883-1954)

Pierre-Frédéric Revilliod, fut le troisième directeur du Muséum d'histoire naturelle après Godefroy Lunel et Maurice

Bedot, auquel il succéda le 1^{er} octobre 1927. Il quitta son poste, atteint par la limite d'âge le 1^{er} décembre 1953, et devint directeur honoraire. Il est décédé le 12 septembre 1954.

Né à Genève le 1^{er} décembre 1883, il était le fils cadet du docteur Léon Revilliod, professeur de clinique médicale. Il fit toutes ses études à Genève et les termina par sa thèse publiée en 1907.

J'ai dit d'ailleurs quelle fut l'activité toute de dévouement de Pierre Revilliod dans le domaine de la protection de la nature et des sites, et sa bienveillante et bienfaisante influence sur bon nombre de jeunes naturalistes qu'il encouragea et aida avec tant de succès. Je n'énumérerai pas les nombreuses sociétés scientifiques dont il fit partie et je me contenterai de noter qu'il était membre correspondant de la Zoological Society de Londres, membre du Sénat de la Société helvétique des Sciences naturelles et membre d'honneur de la Société suisse de zoologie. A Genève, il faisait partie de l'Institut national genevois, de la Société de géographie qu'il présida, de la Société d'histoire et d'archéologie. Il a présidé notre Société de physique et d'histoire naturelle en 1940.

Je ne rappellerai ici en quelques mots que ses contributions scientifiques proprement dites. La première note de Pierre Revilliod date de 1907, c'est une communication faite au 7^e Congrès de zoologie à Boston (E.-U.), elle traite de l'influence du régime alimentaire sur la forme des villosités intestinales. Sa thèse de doctorat publiée l'année suivante résume ses travaux relatifs aux effets de l'alimentation sur le tube digestif du rat blanc, recherches effectuées sous la direction d'Emile Yung.

Après un séjour en Allemagne, Revilliod s'oriente vers la mammalogie, l'ostéologie et la paléontologie des vertébrés. A Bâle, où il séjourne de 1909 à 1918, il est chargé par H.-G. Stehlin de l'étude des mammifères rapportés par les expéditions de Fritz Sarasin, voyages auxquels participa son très cher ami Jean Roux, de Chêne-Bougeries. Il publie quelques études sur les mammifères de Célèbes, de Nouvelle-Calédonie et des Iles Loyalty. Les mammifères de ces îles sont essentiellement des chauves-souris et des rongeurs. Revilliod s'attache à l'étude de

ces groupes, particulièrement à celle des chiroptères récents et fossiles.

Il décrit l'adaptation au vol chez les microchiroptères, puis les chauves-souris de la lignite de Messel près de Darmstadt. Son œuvre fondamentale est sa « Contribution à l'étude de chiroptères des terrains tertiaires » publiée en trois parties dans les *Mémoires de la Société paléontologique suisse* 1917, 1920 et 1922. Cet important ouvrage le classe incontestablement comme le spécialiste éminent de la paléontologie des chauves-souris.

D'autres travaux de paléontologie et des études sur les mammifères subfossiles et quaternaires s'échelonnent ensuite de 1924 à 1934. Mais Pierre Revilliod devenu directeur du Muséum est de plus en plus absorbé par les devoirs de sa charge. Si les publications se raréfient, le musée et la *Revue Suisse de zoologie* sont l'objet de toute son attention. Il crée de toute pièce, à Genève, comme il l'avait fait à Bâle, une collection ostéologique de comparaison. Cet instrument de travail, pour être une œuvre discrète, restera peut-être au musée son apport scientifique le plus précieux car c'est une contribution qui ne saurait vieillir. Elle a déjà fait ses preuves et tous ceux qui peuvent être appelés à déterminer des ossements d'animaux de nos régions auront à l'avenir l'occasion d'en apprécier l'utilité et la valeur.

En 1942, Revilliod a publié une excellente plaquette « Physiciens & Naturalistes genevois ». Cet hommage à ses concitoyens fait honneur autant à son auteur qu'aux 128 savants dont il rappelle la mémoire et les travaux avec tant de discrète déférence.

Comme tous ceux qu'il cite, et pour reprendre ses propres termes, il appartient à la belle phalange de tous les hommes de science qui par leur labeur quotidien ont contribué à maintenir la réputation de Genève, ville scientifique. Comme eux, il a droit à la reconnaissance du peuple genevois en général et de la Société de Physique et d'Histoire naturelle, en particulier.

E. DOTRENS

EMMANUEL DE MARGERIE

1862-1953

C'est toute une époque de l'histoire de la géologie qui s'est close avec la mort d'Emmanuel de Margerie, celle de la fin du XIX^e siècle et du début du XX^e, période romantique pour les géologues et qui vit l'épanouissement de la tectonique alpine et la floraison de vastes synthèses. Emmanuel de Margerie en fut l'historiographe, inspiré par son culte des sciences de la Terre, la géologie et la géographie. Ce qui frappe dans l'œuvre qu'il accomplit, c'est son total désintéressement, sa modestie et son souci de rendre service, de mettre la bibliographie internationale à la disposition de ceux qui doivent s'en servir. Une des premières et heureuses conséquences de son activité fut de montrer les avantages que la géographie retirerait en s'appuyant sur les résultats obtenus par la géologie. Polyglotte et voyageur, participant assidu des congrès internationaux, honoré par les principales sociétés géologiques du monde, Emmanuel de Margerie se mouvait avec aise et érudition dans la vaste bibliographie géologique de son temps.

Dès sa jeunesse s'affirme son souci de clarté. En 1888, il contribue à donner, comme il dit, une langue à la tectonique (*Les dislocations de l'écorce terrestre*, avec Albert Heim) et une doctrine à la morphologie (*Les formes du terrain*, avec G. de la Noë). En 1896, par la publication de son *Catalogue des bibliographies géologiques*, il met à la disposition des géologues une foule de documents épars et trop souvent oubliés. Puis, dans le désir constant d'être utile, Emmanuel de Margerie entreprend la traduction de la *Face de la Terre* d'Edouard Suess (1897-1918). Cette réalisation magistrale, qui a auréolé l'œuvre du savant viennois, peut être considérée comme une deuxième édition de l'*Antlitz der Erde* grâce aux apports du traducteur, aux annotations copieuses, à un rajeunissement de la bibliographie et aux illustrations nouvelles qui ont presque doublé le nombre de celles qui figuraient dans l'édition originale. Et le labeur se poursuit sans rémission. Dès 1913,

il pousse à la réalisation de la Carte géologique du monde au millionième, il achève la deuxième édition de la Carte bathymétrique des océans en y ajoutant le relief continental (1912-1930). Passant au Jura dont il a étudié l'histoire depuis cinquante ans, il publie deux gros volumes sur la *Bibliographie sommaire du Jura français et suisse* (1922), les *Commentaires de la carte structurale*, la *Description tectonique du Jura français* (1936), ouvrages sans lesquels on ne peut entreprendre d'étude d'envergure sur le Jura. Il fut directeur du Service de la Carte géologique de l'Alsace et de la Lorraine et sous son impulsion parut, en 1930, la carte au 200.000^e de ces provinces qui faisait suite à son étude sur le Bassin de la Sarre (1920). Par ses soins et sous les auspices de l'Académie des Sciences la publication des *Œuvres géologiques* de Marcel Bertrand est réalisée de 1927 à 1931. Enfin, par de nombreuses analyses et comptes-rendus, il fait connaître bien des aspects de la géologie et de la géographie de l'Amérique du nord et de l'Asie.

Grand Français et savant international, Emmanuel de Margerie n'en joua pas moins un rôle éminent en Suisse. Membre fondateur de la Société géologique suisse en 1882, il aimait notre pays et ses montagnes. A onze reprises entre 1879 et 1938, il entreprit des voyages d'études dans les Alpes. Au passage, il tenait à visiter ses collègues suisses; avec les aînés comme avec les jeunes, il s'entretenait des problèmes géologiques de l'heure et cela avec une affabilité et une simplicité qui en imposaient à chacun. En 1948, il fut proclamé membre d'honneur de la Société de Physique et d'Histoire naturelle de Genève. C'est là une raison ultime de lui rendre ici l'hommage dû à un grand serviteur de la Science et à un ami de notre pays.

Edouard PARÉJAS.

Séance du 17 février 1955

E. C. G. Stueckelberg et G. Wanders *. — *Particule élémentaire et particule composée.*

1. — La découverte d'un nombre croissant de nouvelles particules, de masse supérieure ou inférieure à celle du proton (*mésons* d'une part et *hyperons* de l'autre), soulève la question suivante: lesquelles parmi les *anciennes particules* (photon, électron, proton et neutron) et les *nouvelles*, sont des *particules élémentaires* ?

Les particules instables montrent par leur dissociation spontanée qu'elles ne sont pas indivisibles; par exemple, le méson lourd θ_0^0 ** se désintègre selon:

$$\theta_0^0 \longrightarrow \pi_0^{+1} + \pi_0^{-1} + \gamma_0^0 \quad (1)$$

Cependant, le proton p_1^{+1} et le neutron n_1^0 peuvent aussi être décomposés, sous l'action d'un agent extérieur $\varkappa$ (par exemple; un photon $\varkappa = \gamma$):

$$\begin{aligned} \varkappa_0^0 + p_1^{+1} &\longrightarrow n_1^0 + \pi_0^{+1} \\ \varkappa_0^0 + n_1^0 &\longrightarrow p_1^{+1} + \pi_0^{-1} \end{aligned} \quad (2)$$

comme il est possible de dissocier le deuton d_2^{+1} , l'atome d'hydrogène H_1^0 et la molécule d'acide chlorhydrique HCl_{36}^0 :

$$\begin{aligned} \varkappa_0^0 + d_2^{+1} &\longrightarrow p_1^{+1} + n_1^0 \\ \varkappa_0^0 + H_1^0 &\longrightarrow p_1^{+1} + e_0^{-1} \\ \varkappa_0^0 + HCl_{36}^0 &\longrightarrow Cl_{35}^0 + H_1^0 \end{aligned} \quad (3)$$

* Recherche subventionnée par la Commission suisse de l'énergie atomique (C.S.A.).

** L'indice supérieur indique la charge électrique et l'indice inférieur le nombre de masse de la particule.

Remarquant l'analogie de (2) et (3), l'on peut demander pourquoi le proton n'est pas considéré comme une *particule composée*, de *composants* n_1^0 et π_0^{+1} , à même titre que le deuton est conçu comme composé d'un proton et d'un neutron. Cette distinction vient de ce que le *théoricien* est conduit à décrire différemment des processus du type (2) et (3), dont la forme générale est la suivante:

$$\kappa_{B_1}^{A_1'} + X_{B_2}^{A_2'} \longrightarrow a_{B_1}^{A_1''} + b_{B_2}^{A_2''} + c_{B_3}^{A_3''} + \dots *) \quad (4)$$

La particule X est une *particule composée*, de composants $a, b, c, \dots$ lorsque l'*amplitude de probabilité* de (4) se calcule à l'aide de l'action que κ exerce sur les particules $a, b, c, \dots$ « contenues » dans X, et de leurs interactions mutuelles. Par contre, X est une *particule élémentaire* si la description de (4) exige que κ exerce une action directe sur X.

Ainsi, la distinction entre particules élémentaires et composées résulte d'un *principe d'économie*; s'il n'est pas possible de décrire les propriétés d'une nouvelle particule comme celles d'un composé, à l'aide d'interactions entre $\kappa, a, b, c, \dots$, on doit concevoir X comme une nouvelle particule élémentaire. Le principe d'économie exige donc un nombre minimum de particules élémentaires.

2. — Alors que la théorie des champs quantifiés donne une description *covariante* des processus entre particules élémentaires (tels que (2)), un traitement relativiste de processus auxquels participent des particules composées (tels que (3)) n'a pas encore été présenté. Un équivalent relativiste de l'équation de Schroedinger (non-relativiste) a été proposé par Bethe et Salpeter¹. L'évaluation par approximations successives des niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène, valeurs-propres de l'équation de Bethe-Salpeter, a fourni des corrections aux

* La conservation de la charge électrique et de la masse lourde entraîne:

$$\begin{aligned} A_1' + A_2' &= A_1'' + A_2'' + A_3'' + \dots \\ B_1' + B_2' &= B_1'' + B_2'' + B_3'' + \dots \end{aligned}$$

valeurs propres de l'équation de Schroedinger, que l'expérience a confirmé avec une très grande précision (Lamb-shift²).

Cependant, l'ignorance de la *signification physique* de la fonction d'onde, solution de l'équation de Bethe-Salpeter, a empêché, jusqu'à présent, son utilisation dans une évaluation covariante de probabilités de transitions relatives à des processus du type (3). Nous esquissons dans la suite une tentative de solution de ce problème.

La fonction d'onde $\varphi(x, y)$ de Bethe-Salpeter, d'un composé (ab) de deux particules a et b , se distingue de celle de Schroedinger, $\Psi(\vec{x}, \vec{y}, t)$, en ce qu'elle dépend de deux points de l'espace-temps, $x = (\vec{x}, t_x)$ et $y = (\vec{y}, t_y)$, (*univers de configuration* à 8 dimensions) et non de deux points de l'espace, $\vec{x}$ et $\vec{y}$, (*espace de configuration* à 6 dimensions), et d'un temps t . Nous interprétons $\varphi(x, y)$ comme *amplitude d'annihilation* des particules a et b en x et y , et nous en déduisons une description covariante de la dissociation:

$$\kappa + (ab) \longrightarrow a + b \quad (5)$$

que nous comparons avec le traitement non-relativiste. (κ est un agent extérieur agissant sur b seulement.)

3. — L'équation de Schroedinger * relative à (5):

$$i \partial_t \Psi(\vec{x}, \vec{y}, t) = [(|\vec{p}_x|^2 + m_a^2)^{1/2} + (|\vec{p}_y|^2 + m_b^2)^{1/2} + \kappa(\vec{y}, t) + V(\vec{x} - \vec{y})] \Psi(\vec{x}, \vec{y}, t) \quad (6)$$

peut être résolue par un développement de $\Psi(\vec{x}, \vec{y}, t)$ en solutions stationnaires $\Psi_{n, \vec{P}}(\vec{x}, \vec{y}, t)$ et $\Psi_{\vec{p}, \vec{q}}(\vec{x}, \vec{y}, t)$ de l'équation (6) sans potentiel extérieur $\kappa(\vec{y}, t)$. $P = (\vec{P}, E)$ est le quadrivecteur impulsion-énergie d'un *état lié*, caractérisé par un ensemble de nombres quantiques symbolisé par n ; $\vec{p}$ et $\vec{q}$

* (6) diffère de l'équation de Schroedinger classique par le fait qu'elle contient l'expression relativiste $(|\vec{p}|^2 + m^2)^{1/2}$ de l'énergie des particules libres; elle est non relativiste parce que l'interaction entre a et b est instantanée, décrite par le potentiel $V(\vec{x} - \vec{y})$. Nos unités sont telles que $\hbar = c = 1$, m_a , m_b sont les masses des particules a et b , $\vec{p}_x$ et $\vec{p}_y$ leur impulsion.

sont les impulsions des particules a et b dans un état de diffusion. L'amplitude de probabilité de trouver, au temps t , les particules a et b dissociées, en $\vec{x}$ et $\vec{y}$, est alors donnée, en première approximation, par:

$$\Psi_{n, P}^{(1)}(\vec{x}, \vec{y}, t) = \sum_{\vec{p}, \vec{q}} \Psi_{\vec{p}, \vec{q}}^{\rightarrow \rightarrow}(\vec{x}, \vec{y}, t) \cdot \int_{-\infty}^t dt' \int (dx')^3 \int (dy')^3 \Psi_{\vec{p}, \vec{q}}^{\star \rightarrow}(\vec{x}', \vec{y}', t') \propto (\vec{y}', t') \Psi_{n, \vec{P}}(\vec{x}', \vec{y}', t') \quad (7)$$

si le système était dans l'état (n, P) au temps $t = -\infty$. Introduisant la fonction $\varphi_{n, \vec{P}}^{(1) n.r.}(x, y)$, telle que:

$$\Psi_{n, P}^{(1)}(\vec{x}, \vec{y}, t) = \partial_{t_x} \partial_{t_y} \varphi_{n, \vec{P}}^{(1) n.r.}(x, y)_{t_x=t_y=t} \quad (8)$$

on trouve, en négligeant l'interaction des particules dans l'état de diffusion $(\vec{p}, \vec{q})^*$, et en passant à la limite d'un agent extérieur spatio-temporellement localisé en un événement z ($\propto(\vec{y}, t) \rightarrow \varepsilon \delta(\vec{y} - \vec{z}) \delta(t - t_z)$):

$$\varphi_{n, P}^{(1) n.r.}(x, y) = -4\varepsilon D_b^c(y - z) \int_{t'_z=t_z} (dx')^3 D_a^c(x - x') \Psi_{n, \vec{P}}(\vec{x}', \vec{z}, t_z)^{**} \quad (9)$$

si $t_x, t_y > t_z$.

L'équation de Bethe-Salpeter de particules a et b de spin zéro s'écrit:

$$[\square_x - m_a^2] [\square_y - m_b^2] \varphi(x, y) = I(x - y) \varphi(x, y) \quad (10)$$

* C'est-à-dire en posant:

$$\Psi_{\vec{p}, \vec{q}}^{\rightarrow \rightarrow}(\vec{x}, \vec{y}, t) = (2\pi)^{-3} e^{i(\vec{p}\vec{x} + \vec{q}\vec{y} - E_{\vec{p}, \vec{q}} t)}$$

** $D_a^c(x - x')$ et $D_b^c(y - y')$ sont les *propagateurs causaux* invariants, des particules a et b [3], caractérisés par leur comportement asymptotique:

$$D_a^c(x - x') \sim -\frac{1}{2} \left(\frac{i}{2\pi} \right)^{3/2} \frac{m_a^{1/2}}{\tau^{3/2}} e^{-im_a \tau}$$

lorsque $\tau^2 = -(x - x')^2 = (t_x - t_{x'})^2 - |\vec{x} - \vec{x}'|^2 \rightarrow \infty$.

Si b est dans le potentiel extérieur $\kappa(y)$, nous proposons de remplacer (10) par:

$$[\square_x - m_a^2] [\square_y - (m_b + \kappa(y))^2] \varphi(x, y) = I(x - y) \varphi(x, y) \quad (11)$$

dont le rôle est équivalent à celui de (6). Avec les mêmes approximations que précédemment, on trouve:

$$\varphi_{n, \vec{P}}^{(1)r.}(x, y) = -2m_b \int (dy')^4 D_b^c(y - y') \kappa(y') \varphi_{n, \vec{P}}(x, y') \quad (12)$$

et, dans la limite d'un agent extérieur localisé en z :

$$\varphi_{n, \vec{P}}^{(1)r.}(x, y) = -2m_b \varepsilon D_b^c(y - z) \varphi_{n, \vec{P}}(x, z) \quad (13)$$

Selon notre interprétation, $\partial_{t_x} \partial_{t_y} \varphi_{n, \vec{P}}^{(1)r.}(x, y)$ est l'amplitude de probabilité d'observer a en x et b en y , dissociés. L'agent extérieur a annihilé en z la particule b du composé (ab) et a réémis une particule b libre. L'amplitude (13) est le produit de l'amplitude d'annihilation $\varphi_{n, \vec{P}}(x, z)$ de a de (ab) en x lorsque son partenaire b est annihilé en z , de l'amplitude ε de l'agent extérieur et de l'amplitude $D_b^c(y - z)$ d'observer en y une particule b libre émise en z .

4. — Dans ce qui suit, nous nous plaçons dans le cas où $V(\vec{x} - \vec{y})$ est un *potentiel coulombien* ($V = -Z_e^2/r$) et où $I(x - y)$ décrit une interaction entre a et b par l'intermédiaire de *photons scalaires*. Nous nous proposons de comparer les *formes asymptotiques* de (9) et (13) lorsque x et y sont dans le futur lointain de z ($\tau_x^2 = (t_x - t_z)^2 - |\vec{x} - \vec{z}|^2 \rightarrow \infty$; $\tau_y^2 = (t_y - t_z)^2 - |\vec{y} - \vec{z}|^2 \rightarrow \infty$), et lorsque n est l'état *fondamental* 1S.

Utilisant la solution $\Psi_{1S, \vec{P}}(\vec{x}, \vec{y}, t)$ de l'équation de Schrodinger, on trouve, pour la forme asymptotique de (9):

$$\varphi_{1S, \vec{P}}^{(1)n.r.}(x, y) \sim C \frac{ch\Psi}{[m_a^2 sh^2\Psi + 2m_r B]^2} \frac{1}{\tau_x^{3/2}} e^{-im_a \tau_x} \frac{1}{\tau_y^{3/2}} e^{-im_b \tau_y} e^{i(P, z)} \quad (14)$$

où Ψ est l'angle hyperbolique entre les vecteurs temporels $(x - z)$ et P ($ch\Psi = (x - z, P)/m_{(ab)} \tau_x$; $P^2 = |\vec{P}|^2 - E^2 =$

— $m_{(ab)}^2$), B l'énergie de liaison dans l'état $1S$ ($m_{(ab)} = m_a + m_b - B$), m_r la masse réduite ($m_r = m_a m_b / (m_a + m_b)$). La formule (14) et les suivantes sont valables si $B \ll m_r$.

Les résultats de récents travaux de Wick ⁴ et Cutkosky ⁵ nous ont permis d'évaluer la forme asymptotique de (13). Elle contient *trois termes*, dont le premier est:

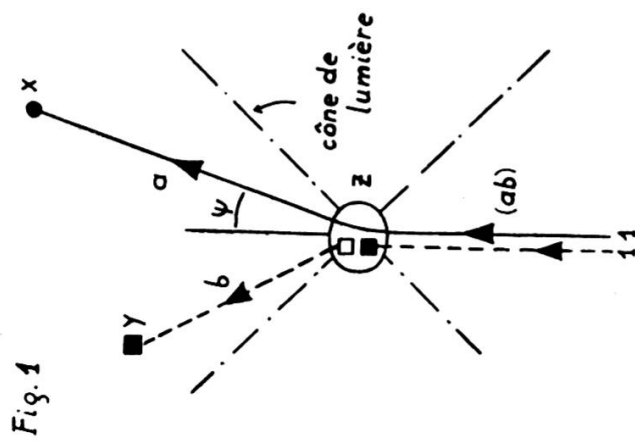
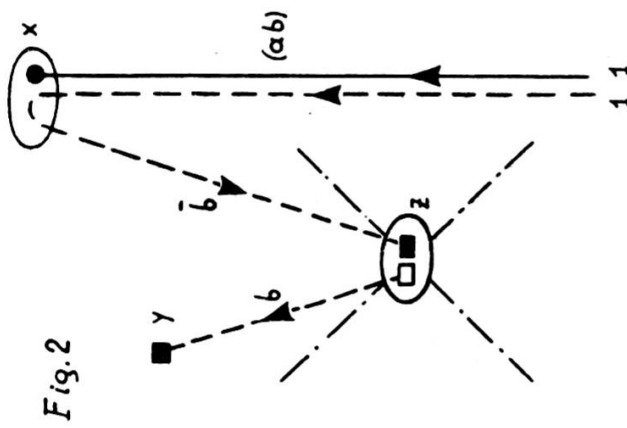
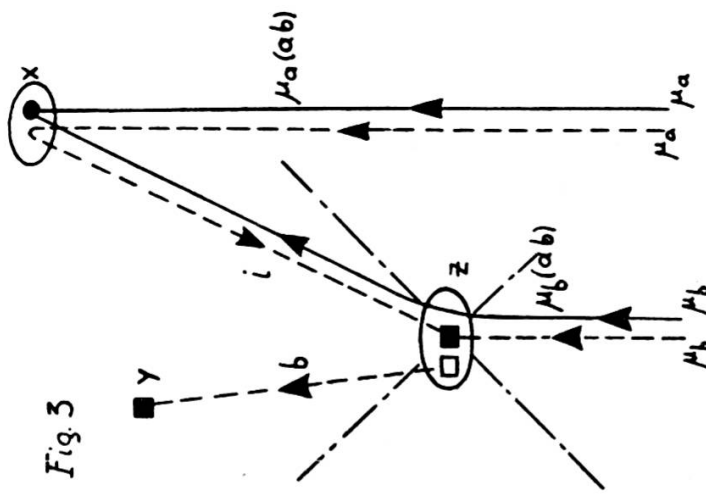
$$\varphi_{1S, \vec{P}, a}^{(1)r.}(x, y) \sim C \frac{1}{[2m_a(ch\Psi - 1) + 2m_r B]^2} \frac{1}{\tau_x^{3/2}} e^{-im_a \tau_x} \frac{1}{\tau_y^{3/2}} e^{-im_b \tau_y} e^{i(P, z)} \quad (15)$$

L'onde hypersphérique isotrope $\tau_y^{-3/2} \exp(-im_b \tau_y)$ apparaissant dans (14) et (15) pilote la particule b libre, dissociée par x en z . Le résidu a se propage selon une onde hypersphérique, d'amplitude variable avec Ψ ; ainsi, la probabilité d'observer a en x dépend de la vitesse nécessaire pour atteindre x à partir de z ($\beta = th\Psi$ est en effet la vitesse relative de a par rapport au composé (ab)) (cf. fig. 1). Pour de petites vitesses relatives ($\beta \sim \Psi \ll 1$), l'expression relativiste (15) est identique à l'expression non-relativiste (14). L'amplitude, maximum pour $\beta = 0$, est réduite à la moitié de sa valeur maximale pour $\beta = 0,41 \bar{\beta}$, $\bar{\beta} = \sqrt{2m_r B / m_a}$ étant la vitesse moyenne de a par rapport à b dans l'orbite de Bohr de l'état $1S$ de (ab) .

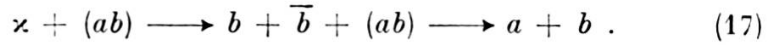
Le deuxième terme de la forme asymptotique de (13) s'écrit:

$$\varphi_{1S, \vec{P}, b}^{(1)r.}(x, y) \sim C \left(\frac{m_b}{m_a}\right)^{3/2} \frac{1}{[2m_b^2(ch\Psi + 1) - 2m_r B]^2} \frac{1}{\tau_x^{3/2}} e^{-im_b \tau_x} \frac{1}{\tau_y^{3/2}} e^{-im_b \tau_y} e^{i(P, x)} \quad (16)$$

(16) ne possède pas d'équivalent non-relativiste; x crée une paire $(b + \bar{b})$ en z ; la particule b est pilotée par l'onde hypersphérique isotrope $\tau_y^{-3/2} \exp(-im_b \tau_y)$, alors qu'une onde hypersphérique anisotrope porte l'antiparticule $\bar{b}$ de z en x , où elle s'annihile avec le composant b dans (ab) , laissant subsister a (fig. 2). L'impulsion-énergie disponible en x est $(P + p)$ ($|\vec{p}| = m_b sh\Psi$, $p^4 = m_b ch\Psi$). La dissociation (5)



est ici le résultat de deux *réactions couplées*, localisées en z et x :

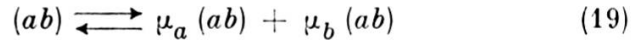


Le troisième terme de la forme asymptotique de (13):

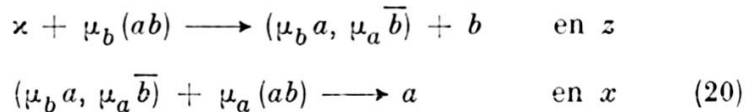
$$\varphi_{1S, \vec{P}, i}^{(1)r.}(x, y) \sim -C \left(\frac{m_i}{m_a} \right)^{5/2} 2\mu_a$$

$$F(\Psi) G(\tau_x, \Psi, \Delta m_i) \frac{1}{\tau_x^{3/2}} e^{-im_i(\Psi)\tau_x} \frac{1}{\tau_y^{3/2}} e^{-im_b\tau_y} e^{i(P, \mu_a x + \mu_b z)} \quad (18)$$

contient une *onde hypersphérique* portant une *masse* $m_i(\Psi)$ *fonction* de Ψ , d'*amplitude variant avec* Ψ selon $F(\Psi)$ et *amortie* par le facteur $G(\tau_x, \Psi, \Delta m_i)$ *. Une description formelle de (18) est la suivante: sous l'action de z une particule b est annihilée en z , avec un défaut d'énergie $\mu_b B$ ($\mu_b = m_b/(m_a + m_b)$) (dans le référentiel de repos de (ab) ; $\vec{P} = 0$); une particule b , libre, et un « *pseudoquantum* » i , de masse $m_i(\Psi)$ sont émis. Ce « *pseudoquantum* » est annihilé en x , où l'énergie disponible est $(m_a - \mu_a B + m_i(\Psi) ch\Psi)$ ($\mu_a = m_a/(m_a + m_b)$). On parvient à une interprétation du mécanisme de ce processus en admettant l'existence de *composés fractionnaires* $\mu_a(ab)$ et $\mu_b(ab)$, d'énergie-impulsion $\mu_a P$ et $\mu_b P$, tels qu'on ait l'équilibre:



et en considérant le « *pseudoquantum* » i comme un composé ($\mu_b a, \mu_a \bar{b}$). La dissociation (5) serait alors le résultat des deux réactions (fig. 3) **:



* Lorsque a et b ont des masses égales ($m_a = m_b = m$), on a:

$$F(\Psi) \cong \frac{1}{m_i^4 ch^2 \Psi} ; \quad G(\tau_x, \Psi, \Delta m_i) \cong \frac{\sin(\Delta m_i \tau_x ch \Psi)}{\tau_x ch \Psi} ;$$

$$m_i \cong (2m_r B)^{1/2} ; \quad \Delta m_i \ll m_i .$$

** Si $a = a_{B_1}^{A_1}$, $b = b_{B_2}^{A_2}$, i porte les charges $A_i = \mu_b A_1 - \mu_a A_2$, $B_i = \mu_b B_1 - \mu_a B_2$, $\mu_a(ab)$ les charges $\mu_a(A_1 + A_2)$, ... et la conservation des charges est assurée dans (19) et (20).

Si la vie finie Δm_i^{-1} du « pseudoquantum » i exclut son observation directe, il devrait pouvoir être mis en évidence par les corrections qu'il apporte aux sections efficaces des collisions à haute énergie.

*Institut de Physique
de l'Université de Genève.*

BIBLIOGRAPHIE

1. E. E. SALPETER et H. A. BETHE, *Phys. Rev.*, **84**, 1232 (1951).
2. Voir entre autres: E. E. SALPETER, *Phys. Rev.*, **89**, 92 (1953).
3. D. RIVIER, *Helv. Phys. Acta*, **22**, 265 (1949).
4. G. C. WICK, *Phys. Rev.*, **96**, 1124 (1954).
5. R. E. CUTKOSKY, *Phys. Rev.*, **96**, 1135 (1954).

D. Rivier. — *Sur la définition d'un groupe infinitésimal de transformation de jauge en électrodynamique.*

1. — Le problème de l'invariance de jauge en électrodynamique n'a pas encore trouvé de solution définitive à l'heure qu'il est. En effet, l'électrodynamique quantique ¹⁻⁵, forme la plus satisfaisante de la théorie des phénomènes électromagnétiques, dépend d'un choix préalable de la jauge, c'est-à-dire de la manière dont on décide de mesurer les potentiels électromagnétiques $A^\mu(x)$ dont se déduisent les champs électriques et magnétiques $F^{\mu\nu} = d^\mu A^\nu - d^\nu A^\mu$. Cette situation s'explique principalement par deux raisons. La première est l'existence d'une condition supplémentaire $d_\mu A^\mu = 0$ à laquelle doivent satisfaire les potentiels A^μ ; la seconde réside dans le fait que seules des transformations de jauge *finies*, du type

$$A^\mu(x) \longrightarrow A'^\mu(x) = A^\mu(x) + d^\mu f(x) \quad (1)$$

ont été jusqu'à ce jour bien définies pour les potentiels électromagnétiques.

2. — Une condition nécessaire pour une bonne théorie physique exige que la forme de ses équations ne dépende pas du système particulier de Lorentz choisi par l'observateur:

la théorie est alors invariante par rapport au groupe des transformations de Lorentz, et en particulier par rapport au groupe infinitésimal de Lorentz défini par 10 transformations infinitésimales indépendantes (groupe à 10 paramètres). Une conséquence de cette invariance, posée comme principe, veut que le système observé puisse être caractérisé lui aussi par 10 quantités correspondant aux 10 paramètres indépendants ci-dessus et groupées sous le nom d'énergie, de quantité de mouvement et de moment cinétique du système, quantités qui restent constantes pendant l'évolution du système si celui-ci est isolé. Ces quantités sont alors appelées constantes du mouvement. Dans ces conditions, le principe d'invariance des équations de mouvement du système par rapport au groupe des transformations infinitésimales de Lorentz est, sous certaines restrictions concernant en particulier la continuité, équivalent aux principes réunis de conservation de l'énergie, de la quantité de mouvement et du moment cinétique.

3. — A côté de l'énergie, de la quantité de mouvement et du moment cinétique, un système physique est caractérisé par une autre grandeur qui reste constante pendant le mouvement si le système est isolé: cette autre constante du mouvement est la charge électrique. Il est alors naturel de penser qu'au principe de la conservation de la charge électrique correspond l'existence d'un groupe de transformations infinitésimales autre que le groupe de Lorentz et caractérisé par un seul paramètre.

4. — Les systèmes de particules fondamentales comme l'électron sont décrits aujourd'hui par la mécanique ondulatoire. Dans le cas limite (et irréel) où les particules n'interagissent pas avec le champ électromagnétique, les équations de mouvement pour le champ d'ondes matérielles $\psi(x)$ peuvent être mises sous une forme invariante par rapport à un groupe infinitésimal à un paramètre c dont les transformations sont du type

$$\psi(x) \longrightarrow \psi'(x) = \psi(x) - i\varepsilon \cdot \delta c \cdot \psi(x) \quad (2)$$

A cette invariance correspond une constante du mouvement⁶⁻⁷ qui joue le rôle de la charge électrique dans la mesure où

parler de charge électrique a encore un sens en l'absence d'interaction avec le champ électromagnétique.

5. — Dans le cas où la matière — décrite par le champ $\psi(x)$ — interagit avec le champ électromagnétique — décrit par le champ $A^\mu(x)$ — il est facile de combiner les transformations (1) et (2) pour obtenir des transformations de jauge généralisées finies du type

$$\begin{aligned} A^\mu(x) &\longrightarrow A'^\mu(x) = A^\mu(x) + d^\mu f(x) \\ \psi(x) &\longrightarrow \psi'(x) = e^{-i\varepsilon f(x)} \psi(x) \end{aligned} \quad (3)$$

Mais il n'a pas été possible de construire une théorie qui soit explicitement invariante par rapport à ces transformations. Il est naturel de penser qu'un premier pas vers une théorie « invariante de jauge » — c'est le nom que l'on donne à une théorie qui est invariante par rapport aux transformations du type (3) — peut consister en la définition d'un groupe infinitésimal de jauge à un paramètre; d'autant plus que l'existence d'un tel groupe est rendue tout à fait plausible par le fait expérimental de la conservation de la charge électrique, comme il résulte des considérations présentées aux alinéas 3 et 4.

6. — La définition d'un groupe de transformations infinitésimales de jauge à un paramètre peut s'obtenir de la manière suivante: à côté des variables indépendantes x^μ , coordonnées de l'espace-temps, on introduit une variable indépendante c , « coordonnée de la jauge ». On forme alors une fonction $g(x, c)$ des cinq coordonnées et l'on définit la transformation de jauge infinitésimale type comme suit:

$$\begin{aligned} A^\mu(x) &\longrightarrow A'^\mu(x) = A^\mu(x) + \delta c \frac{d}{dc} d^\mu g(x, c) \\ \psi(x) &\longrightarrow \psi'(x) = \psi(x) + \delta c (-i\varepsilon) \frac{d}{dc} g(x, c) \psi(x) \end{aligned} \quad (4)$$

Cela revient à définir un opérateur infinitésimal $q = i \frac{d}{dc}$ dont les représentations sont données par

$$\begin{aligned}
 q A^\mu(x) &= i \frac{d}{dc} d^\mu g(x, c) \\
 q \psi(x) &= \varepsilon \frac{d}{dc} g(x, c) \psi(x)
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

La fonction de jauge $g(x, c)$ peut en outre être soumise à certaines conditions. Si l'on pose par exemple $g(x, c) \equiv cf(x)$, on retombe sur des transformations du type (1) pour le champ électromagnétique.

7. — Une fois défini le groupe infinitésimal des transformations de jauge, il est possible de construire une théorie de l'électrodynamique qui soit invariante de jauge. Dans cette théorie, les grandeurs physiques observables peuvent dépendre de la jauge c , mais il s'agit alors d'une covariance bien définie, analogue à la dépendance que présente l'énergie lorsque varie le système de Lorentz: l'énergie n'en est pas moins pour cela une grandeur physique observable. Un des résultats de la théorie invariante de jauge est l'interprétation qu'elle peut donner d'une renormalisation des constantes du mouvement, et en particulier de la masse: ces renormalisations apparaissent simplement comme le résultat de transformations de jauge du type (4). De cette manière se trouvent réunies en un seul groupe les transformations de jauge et les renormalisations, transformations dont l'inobservabilité est jusqu'à ce jour la principale caractéristique commune.

NOTES

1. S. N. GUPTA, *Proc. Phy. Soc., A* 63, 681 (1950).
2. K. BLEULER, *Helv. Phys. Acta*, 23, 567 (1950).
3. S. N. GUPTA, *Proc. Phy. Soc., A* 66, 129 (1950).
4. G. KÄLLEN, *Helv. Phys. Acta*, 25, 417 (1950).
5. F. J. BELINFANTE, *Phys. Rev.*, 96, 780 (1954).
6. J. SCHWINGER, *Phys. Rev.*, 82, 914 (1951).
7. D. RIVIER, *Progr. Theor. Phys.*, 9, 633 (1953).

*Institut de Physique
 de l'Université de Lausanne,
 et National Research Council,
 Ottawa, Canada*

Séance du 17 mars 1955

Paul Rossier. — *Construction du point d'arrêt du contour apparent d'une région hyperbolique d'une surface de révolution et d'un point de passage de l'ombre.*

Le contour apparent de la projection d'une surface de révolution peut être construit comme enveloppe des contours apparents des cônes de révolution tangents à la surface le long des divers parallèles. Il y a trois cas dans la projection d'un cône: la projection du sommet est extérieure à celle de la base; le contour apparent existe alors et il est la projection de deux génératrices et d'une portion de la base. Si la projection du sommet est intérieure à la base, les génératrices ne participent pas au contour apparent. Enfin la projetante du sommet peut être une génératrice.

Sur la surface de révolution, les cônes de la première espèce contribuent seuls au contour apparent; le ou les parallèles limites sont déterminés en menant le plan méridien qui passe par le centre de projection et en y traçant la ou les tangentes au méridien issues de ce centre; les points de contact appartiennent aux parallèles limites.

Rappelons qu'au point d'arrêt du contour, la projetante est une des directions asymptotiques. On détermine le point d'arrêt en construisant ces directions et en les faisant tourner autour de l'axe de la surface jusqu'à les faire passer par la parallèle à l'axe passant par le centre de projection. La détermination des directions asymptotiques exige celle de la courbure du méridien.

Un point de passage de l'ombre jouit, par rapport à la source de lumière, des mêmes propriétés que celle du point d'arrêt ci-dessus. On le détermine donc de la même façon: la source remplace le centre de projection.

Paul Rossier. — *Sur la définition du triangle.*

En géométrie euclidienne ou lobatchewskienne, un segment est bien déterminé par la donnée de ses deux extrémités; il en résulte que les trois sommets d'un triangle déterminent cette figure sans ambiguïté.

En géométrie projective ou riemannienne, deux points déterminent deux segments dits supplémentaires. Ainsi, aux trois sommets d'un triangle sont liés six segments. Appelons respectivement a et a' , b et b' , c et c' les paires de segments supplémentaires d'extrémités B et C, C et A, A et B. Si l'on n'impose aucune condition à la notion de triangle, il existe huit triangles de sommets A, B et C, savoir ceux dont les côtés sont abc , abc' , $ab'c$, $a'bc$, $ab'c'$, $a'bc'$, $a'b'c$ et $a'b'c'$.

L'axiome du triangle, dû à Pasch, est le suivant: toute droite qui ne passe pas par un sommet d'un triangle et qui coupe un de ses côtés en coupe deux. Soit d une droite qui coupe les trois droites AB, BC et CA aux points K, L et M; appelons c' , a' et b' ceux des segments portés par ces droites qui contiennent K, L et M. Les trois segments a , b et c ne coupent pas d et constituent un triangle; les ternes de segments $ab'c'$, $a'b'c$ et $a'bc'$ forment aussi des triangles, car ils sont coupés en deux points par la droite d . Au contraire, $a'b'c'$, $a'bc$, $ab'c$ et abc' ne sont pas des triangles puisque la droite d ne les coupe qu'en un seul point ou en trois. En géométrie projective, il y a donc quatre triangles ayant trois sommets donnés. En géométrie élémentaire, on pose implicitement qu'aucun côté d'un triangle ne possède de point impropre; si d est la droite impropre du plan, le seul triangle de sommets A, B et C est abc .

En faisant tourner la droite d autour d'une de ses intersections avec un côté, on montre l'indépendance du triangle de la droite d qui a servi à le caractériser.

Paul Rossier. — *La notion d'ordre et la géométrie non euclidienne.*

En géométrie euclidienne, l'ordre se présente sous deux aspects différents; sur une droite, deux points déterminent un

ordre (dit euclidien) tandis que dans un faisceau, il faut trois éléments pour en déterminer un. Ce dernier cas se présente en géométrie projective, tant pour les ponctuelles que pour les faisceaux.

En géométrie projective ou en géométrie riemannienne, la notion d'ordre peut être axiomatisée comme suit :

- I. — Trois éléments d'une forme de première espèce, pris dans un certain ordre, déterminent sur celle-ci un ordre géométrique.
- II. — Une permutation circulaire de trois éléments ne modifie pas l'ordre géométrique qu'ils déterminent.

Ces deux axiomes conduisent au théorème suivant : il n'y a pas plus de deux ordres sur une forme de première espèce, car les six permutations de trois éléments sont obtenues par permutations circulaires de deux d'entre elles, opposées l'une à l'autre.

- III. — Il y a deux ordres géométriques sur une forme de première espèce.
- IV. — On peut classer des éléments en nombre fini d'une forme de première espèce de telle sorte que les omettant tous, sauf trois quelconques d'entre eux, l'ordre établi par eux soit toujours le même.

Dans ce cas, la suite est dite *ordonnée*.

- V. — Dans une suite ordonnée, entre deux éléments, on peut toujours introduire un élément sans détruire l'ordre géométrique.
- VI. — La projection et la section conservent l'ordre géométrique.

Soit une suite ordonnée de quatre éléments A, B, C et D. On dit que les deux paires AC et BD se séparent. A une permutation circulaire près, on ne peut désigner cette suite ordonnée que de deux façons sans détruire l'ordonnance : ABCD et DCBA ; elles correspondent aux deux ordres possibles sur la forme.

Laissons A, C et D fixes ; l'ensemble des éléments B séparés de D par A et C constitue le segment AB extérieur à D. Ainsi,

deux éléments d'une forme déterminent deux segments sur celle-ci.

La géométrie affine se distingue de la géométrie projective par l'attribution d'un rôle privilégié au plan impropre et à ses points. On convient implicitement de toujours faire figurer le point impropre d'une droite dans l'expression de l'ordre de ses points. Appelant I le point impropre d'une droite, on a par définition

$$\begin{aligned}\text{Ordre projectif ABI} &= \text{ordre projectif IAB} \\ &= \text{ordre euclidien AB.}\end{aligned}$$

On appelle segment euclidien celui des deux segments projectifs qui ne contient pas le point impropre de la droite.

Pour passer à la géométrie lobatwhewskienne, posons axiomatiquement l'existence d'une surface dite impropre coupée en deux points par une droite quelconque. Appelons parallèles deux droites ou une droite et un plan d'intersections impropres. La théorie de l'ordre des points sur une droite est modifiée, mais pas celle des rayons des faisceaux.

Définissons l'ordre lobatchewskien des points d'une droite par les conventions suivantes: dans l'expression de l'ordre lobatchewskien, il figure toujours un point impropre et deux points propres; l'ordre ne change pas si l'on remplace l'un des deux points impropres de la droite considérée par l'autre.

On a ainsi, en appelant J et K les deux points impropres de la droite AB,

$$\text{Ordre ABJ} = \text{ordre ABK} = \text{ordre JAB.}$$

Il n'existe pas de paire de points propres séparés par deux points impropres; en effet, soit XY une telle paire; on aurait

$$\text{ordre XKY} = \text{ordre KYJ} = \text{ordre JYJ.}$$

Or deux points Y et J ne déterminent pas un ordre. L'hypothèse est absurde.

Par définition, un segment lobatwhewskien ne contient pas de point impropre; il est donc déterminé sans ambiguïté par ses extrémités, comme un segment euclidien.

En général, on distingue les géométries non euclidiennes par la notion de parallélisme. En réalité la notion d'ordre, plus essentielle que celle de parallélisme, permet déjà de faire

cette distinction et les propriétés du parallélisme sont des conséquences des conventions faites sur l'ordre.

La considération des éléments impropres permet de montrer facilement la vanité de la recherche d'une géométrie ressemblant à celle connue et telle qu'une droite posséderait trois points impropres. En effet, dans toute géométrie élémentaire, le déplacement joue un rôle important. Le déplacement d'une droite sur elle-même est une projectivité dans laquelle les points impropres sont unis. Or l'existence de trois éléments impropres fait de toute projectivité une identité; une telle géométrie ignorerait la notion de déplacement.

Pierre Bouvier. — *Une extension particulière de la méthode de Wiener-Hopf.*

Nous savons que l'équation de transfert, écrite pour une atmosphère stratifiée en couches planparallèles sous la forme

$$\mu \frac{dI}{d\tau} = I - \mathcal{J} \quad (1)$$

relie l'intensité $I(\tau, \mu)$ à la profondeur optique τ et dans la direction $\theta = \cos^{-1} \mu$ à la fonction-source $\mathcal{J}$. En prenant les transformées de Laplace des deux membres de (1), l'on obtient sans peine l'égalité

$$\overline{I}(p, \mu) = \frac{\overline{\mathcal{J}} - \mu I(0, \mu)}{1 - p\mu} \quad (2)$$

où

$$\overline{f}(p) = \int_0^{\infty} e^{-pt} f(t) dt$$

désigne la transformée de Laplace de $f(t)$ et où à la surface de l'atmosphère $\tau = 0$,

$$I(0, \mu) = 0 \text{ si } \mu < 0, \quad \mu I(0, \mu) = \overline{\mathcal{J}}(1/\mu) \text{ si } \mu > 0.$$

Jusqu'ici I et $\mathcal{J}$ peuvent être considérées comme des fonctions de la direction μ , de la fréquence ν et de la profondeur τ_ν .

Cependant, pour faire de (2) une équation intégrale en la transformée de la fonction-source, il nous faut une condition supplémentaire telle que la constance du flux net intégré ¹.

Cette dernière condition, que nous conserverons, nous porte à envisager dans (2) I et $\mathcal{J}$ comme grandeurs intégrées et non plus monochromatiques, fonctions de μ et de τ , où cette dernière variable ne dépend pas de la fréquence (atmosphère grise). Adoptons pour la fonction-source la forme assez générale

$$\mathcal{J}(\tau, \mu) = \sum_n A_n(\mu) J_n(\tau) \quad (3)$$

où les $A_n(\mu)$ sont des polynômes, et les J_n sont les intégrales

$$J_n(\tau) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \mu^n I(\tau, \mu) d\mu$$

avec, en particulier $J_0 = J$ (intensité totale), $4J_1 = F$ (flux net), $J_2 = K$. En supposant que dans (3), la somme comporte un nombre fini N de termes, multiplions les deux membres de (2) par μ^m , intégrons ensuite sur μ de -1 à $+1$, et laissons prendre à m les valeurs $1, 2, \dots, N$. Nous aurons obtenu un système linéaire d'ordre N entre les $\bar{J}_n$, de la forme

$$\bar{J}_m(p) = \sum_n a_{mn} \bar{J}_n(p) - g_m \quad (4)$$

où les seconds membres

$$g_m(p) = \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{\mu^{m+1} I(0, \mu)}{1 - p\mu} d\mu$$

recèlent l'intensité émergente $I(0, \mu)$ et dont les coefficients

$$a_{mn}(p) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \frac{\mu^m A_n(\mu)}{1 - p\mu} d\mu$$

¹ Pour plus de détails, voir les ouvrages de R. v. d. R. WOOLLEY et D. W. N. STIBBS, *The Outer layers of a star* (Oxford, 1953), ch. III, § 3; V. KOURGANOV, *Basic methods in transfer problems* (Oxford, 1952), ch. VI, § 29.

sont liés par les relations

$$a_{mn} = p^2 a_{m+2, n} + \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \mu^m (1 + p\mu) A_n(\mu) d\mu$$

faciles à vérifier.

Nous allons poursuivre cette étude en nous limitant, pour simplifier, au cas où, dans l'expression (3), tous les A_n sont nuls sauf

$$A_0 = \frac{3}{8} (3 - \mu^2) \quad \text{et} \quad A_2 = \frac{3}{8} (3\mu^2 - 1)$$

Ceci correspond à une diffusion anisotrope de Rayleigh-Thomson. Le système (4) pourra se mettre sous la forme

$$\begin{aligned} a \bar{J} + b \bar{K} &= g_1 \\ c \bar{J} + d \bar{K} &= g_3 \end{aligned} \quad (5)$$

où

$$\begin{aligned} a &= 1 - \frac{3}{16} \int_{-1}^{+1} \frac{3 - \mu^2}{1 - p\mu} d\mu & c &= -\frac{3}{16} \int_{-1}^{+1} \frac{3 - \mu^2}{1 - p\mu} \mu^2 d\mu \\ b &= -\frac{3}{16} \int_{-1}^{+1} \frac{3\mu^2 - 1}{1 - p\mu} d\mu & d &= 1 - \frac{3}{16} \int_{-1}^{+1} \frac{3\mu^2 - 1}{1 - p\mu} \mu^2 d\mu \\ g_1 &= -\frac{1}{2} \int_0^1 \frac{\mu I(0, \mu)}{1 - p\mu} d\mu & g_3 &= -\frac{1}{2} \int_0^1 \frac{\mu^3 I(0, \mu)}{1 - p\mu} d\mu \end{aligned}$$

Tenant compte de ce que

$$a = p^2 c \quad b = p^2 (d - 1)$$

la solution du système (5) s'écrira

$$\begin{aligned} \bar{J}(p) &= \frac{g_1}{a} + (p^{-2} g_1 - g_3) \frac{b}{a} \\ \bar{K}(p) &= g_3 - p^{-2} g_1 \end{aligned}$$

La fonction $a(p)$ est holomorphe si $-1 < \Re(p) < +1$ et possède un zéro double à l'origine. $g_1(p)$ est holomorphe si $\Re(p) < 1$; quant à

$$g = p^{-2} g_1 - g_3 = -\frac{1}{2p^2} \int_0^1 \mu (1 + p\mu) I(0, \mu) d\mu$$

c'est une fonction méromorphe dont le seul pôle, double, est à l'origine. Sa valeur changée de signe, qu'on peut écrire

$$-g = \frac{F}{4p^2} + \frac{K(0)}{p}$$

concorde avec la transformée de Laplace de $\frac{1}{4} F \cdot \tau + K(0)$.

De même que $a(p)$, $b(p)$ est holomorphe quand $-1 < \Re(p) < +1$ et possède un zéro double à l'origine; il en résulte que

$$g(p) b(p) = \frac{3}{32p^2} \int_0^1 \mu (1 + p\mu) I(0, \mu) d\mu \int_{-1}^{+1} \frac{3\mu'^2 - 1}{1 - p\mu'} d\mu'$$

est holomorphe à l'origine et comme à toute singularité $p = -\frac{1}{\mu'} < -1$ de $b(p)$ correspond la valeur $\frac{1}{\mu'} = -\frac{1}{\mu}$ qui annule $1 + p\mu$, nous pouvons déduire de là, que $g(p) b(p)$ est holomorphe si $\Re(p) < 1$. Posant alors $g_1 + b \cdot g = \gamma(p)$ nous sommes en mesure de traiter la fonction

$$\overline{J}(p) = \frac{\gamma(p)}{a(p)} \quad (6)$$

selon la méthode de Wiener-Hopf.

Introduisons donc

$$T(p) = \frac{p^2 - 1}{p^2} a(p)$$

qui est une fonction paire, valant 0,3 à l'origine et tendant vers l'unité lorsque $|p| \rightarrow \infty$ tout en restant dans la bande verticale du plan complexe définie par $-1 < \Re(p) < 1$. En conséquence,

$$\varphi(p) = \ln T(p)$$

est uniforme dans cette bande, tendant vers zéro si $|p| \rightarrow \infty$; la formule de Cauchy permet d'écrire

$$\varphi(p) = \int \frac{\varphi(\omega)}{\omega - p} d\omega = \varphi_+(p) - \varphi_-(p)$$

où $\varphi_+(p)$ désigne l'intégrale sur la droite verticale coupant l'axe réel à la distance β ($0 < \beta < 1$), $\varphi_-(p)$ la même intégrale le long de la droite symétrique de la précédente par rapport à l'axe imaginaire. On peut alors mettre $T(p)$ sous la forme

$$T(p) = \frac{T_+(p)}{T_-(p)}$$

avec

$$\ln T_+ = \varphi_+, \quad \ln T_- = \varphi_-$$

L'équation (6) devient ainsi

$$\frac{p^2 \bar{J}(p)}{(p+1) T_-(p)} = \frac{(p-1) \gamma(p)}{T_+(p)} \quad (7)$$

où le second membre, holomorphe dans le domaine $\Re(p) < \beta < 1$, est le prolongement analytique du premier, holomorphe si $\Re(p) > 0$. Les fonctions impliquées en (7) étant pareilles, quant à leurs propriétés, à celles du cas isotrope, nous concluons au caractère borné à l'infini (et par suite dans tout le plan) des deux membres de (7), lesquels sont alors égaux, en vertu du théorème de Liouville, à une constante C :

$$\bar{J}(p) = C \frac{p+1}{p^2} T_-(p)$$

Comparant, au voisinage de l'origine, les valeurs de $J(p)$ obtenues ici

$$\bar{J}(p) = C \frac{T_-(0)}{p^2} + C \frac{T_-(0) + T'_-(0)}{p} + \dots$$

et antérieurement comme solution de (5),

$$\bar{J}(p) = \frac{g_1 - gb}{a} = \frac{3F}{4p^2} + \frac{3K(0)}{p} + \dots$$

nous en tirons l'expression de C

$$C = \frac{3F}{4T_-(0)}$$

avec

$$\ln T_-(0) = -\frac{1}{2} \ln T(0), \quad \text{donc} \quad T_-(0) = \frac{1}{\sqrt{0,3}}$$

de sorte que

$$\bar{J}(p) = \frac{3F}{4} \sqrt{0,3} \frac{p+1}{p^2} T_-(p)$$

La fonction $q(\tau)$ définie par $J(\tau) = \frac{3}{4} F[\tau + q(\tau)]$ admet en particulier les valeurs

$$q(0) = \lim_{p \rightarrow \infty} pq(p) = \sqrt{0,3}$$

à l'origine et

$$q(\infty) = \lim_{p \rightarrow 0} pq(p) = 1 + \frac{T'_-(0)}{T_-(0)} = 1 + \frac{1}{\pi i} \int_0^{i\infty} \frac{T'}{T} \frac{d\omega}{\omega}$$

à l'infini avec

$$\begin{aligned} \frac{T'(\omega)}{\omega T(\omega)} &= -\frac{2}{\omega^2} + \frac{2}{\omega^2 - 1} + \frac{a'(\omega)}{\omega a(\omega)} \\ &= -\frac{2}{\omega^2} + \frac{2}{\omega^2 - 1} - 3 \frac{\omega^2 - 1}{\omega^2 (3\omega^2 - 1)} - \\ &\quad - \frac{23\omega^6 - 33\omega^4 + 17\omega^2 - 3}{\omega^2 (\omega^2 - 1)^2 \left[1 - \frac{1}{2\omega} \ln \frac{\omega + 1}{\omega - 1} \right]} - \frac{\omega^4}{3} (\omega^2 - 1) \end{aligned}$$

La loi d'assombrissement s'écrira

$$I(0, \mu) = \frac{3}{8\mu} \{ (3 - \mu^2) \bar{J}(1/\mu) + (3\mu^2 - 1) \bar{K}(1/\mu) \}$$

où

$$\bar{J}(1/\mu) = \frac{3F}{4} \sqrt{0,3} \mu(\mu + 1) T_-(1/\mu)$$

$$T_-(1/\mu) = \exp \left\{ -\frac{\mu}{\pi} \int_0^\infty \frac{\ln T(it)}{1 + \mu^2 t^2} dt \right\}$$

$$\bar{K}(1/\mu) = \frac{F}{4} \mu^2 + K(0) \mu$$

et comme

$$K(0) = \frac{F}{4} q(\infty)$$

nous aurons finalement

$$I(0, \mu) = \frac{3F}{32} \{ 3\sqrt{0,3} (3 - \mu^2) (\mu + 1) T_-(1/\mu) + (3\mu^2 - 1) [\mu + q(\infty)] \}$$

Ces résultats présentent, comme il fallait s'y attendre, une nette similitude de forme avec ceux du problème restreint (isotrope), mais exigent pour leur expression numérique, des calculs notablement plus compliqués.

Hermann Gisin. — *Améliorations de la technique de montage à l'acide lactique d'objets microscopiques d'histoire naturelle.*

On connaît aujourd'hui un grand nombre de milieux de montage qui permettent d'obtenir des préparations microscopiques permanentes de petits animaux et d'autres objets biologiques avec un minimum de manipulations; je pense, par exemple, aux liquides à base de gommes ou d'alcool polyvinylique. En principe, ces liquides contiennent des réactifs (éclaircissants, gonflants, réfractants, etc.) et des gommes ou des résines dissoutes dans des solvants. Les gommes ou résines ont évidemment pour rôle de solidifier le liquide après évaporation du solvant. Toutefois elles peuvent nuire à l'action du réactif qui, trop dilué, n'a plus le même effet qu'à l'état plus concentré. Certains objets mous, plus ou moins ratatinés, ne sont plus suffisamment gonflés ni éclaircis dans de tels mélanges; et une fois gonflés et ramollis dans le réactif concentré, ces objets ne supportent plus le transfert dans un autre milieu sans se rider à nouveau. C'est le cas des Collemboles, insectes microscopiques primitifs mal chitinisés, dont je n'ai jamais vu de préparations entièrement satisfaisantes au cours d'une pratique de quinze ans poursuivie en relation avec tous les spécialistes du monde. La difficulté d'obtenir des préparations impeccables a beaucoup retardé nos connaissances systématiques et par conséquent biologiques sur ce groupe d'animaux.

En 1947, j'ai publié une technique de montage permanent en milieu liquide renfermé dans une cellule de cire molle. Cette

technique, surtout celle de la formation de la cellule de cire, a été ingénieusement simplifiée par E. von Törne (1953, 1954, pipette à piston pour la cire, bec électrique chauffant, préparation entre lamelles). Quant au milieu de montage, j'avais d'abord utilisé l'acide lactique épaissi par un peu de gélatine. Avec la nouvelle technique imaginée par von Thörne, l'épaississement du milieu de montage n'est plus nécessaire; la solution de gélatine dans l'acide lactique s'est d'ailleurs révélée instable et je la déconseille aujourd'hui. L'acide lactique lui-même est un réactif merveilleux, mais il n'est pas un bon milieu de conservation. Il finit par éclaircir les objets excessivement et les décolore souvent; les concrétions d'urates, dépôts du métabolisme azoté des Collemboles, qui sont dépourvus de reins excréteurs, se recristallisent parfois dans ce réactif et gênent l'observation; on peut enfin craindre qu'à la longue l'acide n'attaque certaines structures fines insuffisamment fixées.

On peut parer à ces inconvénients en soumettant les objets à une bonne fixation préalable. Mais fixés à fond, les Collemboles ne s'étalent plus convenablement et restent opaques. C'est pourquoi l'idée m'était venue de corriger les défauts de l'acide lactique par des additifs conservateurs. En 1948, j'ai ainsi signalé incidemment (Gisin, 1948, p. 49f-2) de bons résultats avec du formol comme additif, surtout en ce qui concerne la dissolution des urates. Depuis, j'ai inlassablement varié les essais pour retenir finalement les formules suivantes:

Liquide A	acide lactique commercial . . .	10	cm ³
	glycérine	2	»
	formol du commerce	0,4	»
Liquide B	1 cm ³ du liquide A		
	4 gouttes d'une solution concentrée d'acide picrique dans la glycérine (du sel picrique en excès dans une fiole de glycérine).		

Le liquide A sert de milieu d'examen dans lequel je chauffe les spécimens pour les étaler et pour les déterminer. Pour traiter du vieux matériel durci, il faut diminuer, voir supprimer la glycérine. Le liquide B est le milieu de montage permanent. L'acide picrique, à part son rôle de fixateur-conservateur, sert à teindre très légèrement les objets.

Je possède dans ce milieu nombre de préparations vieilles de deux à trois ans, et dont la qualité me semble insurpassable. Voici la technique employée à leur fabrication rapide.

Tous les Collemboles sont tués dans un fixateur dégraissant (alcool 95° 750 cm³, éther rectifié 250 cm³, acide acétique 30 cm³, formol à 40° 3 cm³). Ils y demeurent pendant trois jours, après lesquels le tube bouché au coton est plongé dans l'alcool à 70°, qui élimine le fixateur par diffusion à travers le tampon. Le moment venu (quelques jours à quelques mois plus tard), le triage se fait dans la glycérine diluée (creuset à fond rond, éclairage par-dessous). Une goutte de liquide A dans l'excavation d'une lame reçoit un échantillon des spécimens à déterminer et éventuellement à préparer. Une deuxième ou troisième goutte tombant au milieu de la première arrange les spécimens en les entraînant vers le bord du creux de la lame. Quelques essais préalables détermineront le volume désirable des gouttes, qu'on peut varier suivant la position de la pipette ou la forme de son ouverture, de manière à remplir l'excavation sans bulle d'air ni débordement après l'application de la lamelle. En chauffant (contrôle à la loupe !) il y aura d'ailleurs quand même léger débordement de liquide, dont on laissera l'excès s'imbiber dans un morceau de buvard.

Une excellente méthode de préparation extemporanée est celle de Grandjean. On ne couvre la concavité d'une lame qu'à moins de moitié par une lamelle. Le liquide est retenu par capillarité pourvu qu'il ne remplisse pas complètement l'espace entre lame et lamelle. Les objets peuvent être orientés à l'aide d'un poil ou en déplaçant légèrement la lamelle.

Maintenant, en vue d'un montage permanent, une lame et une lamelle sont soigneusement nettoyées. Pour confectionner la cellule, j'emploie une cire très molle, presque pâteuse, de composition suivante:

Paraffine	10 parties (vol.)
Vaseline blanche	12 »
Lanoline anhydre	10 »

D'après mes expériences, la cire d'abeille n'est pas recommandable comme composant de cires molles, les points de contact de celle-ci avec l'acide lactique devenant le siège de

recristallisations, ce qui n'arrive pas avec la paraffine et la vaseline. D'un excès de lanoline (dans mon ancienne formule lanoline: vaseline = 1:1) peut résulter une dégénérescence huileuse des zones de contact avec l'acide; en revanche la présence de lanoline donne à la pâte de la plasticité. Une pipette pourvue d'un piston et d'une ouverture d'un bon demi-millimètre est remplie de cette cire en fusion; pour éviter l'apparition de bulles d'air dans la cire pendant qu'elle se fige, je fais exercer par un moyen de fortune une certaine pression sur le piston durant le refroidissement. La pipette est alors prête pour la fabrication d'un grand nombre de cellules. Une pression exercée sur le piston fait surgir un filet de cire, qu'on dispose en cercle un peu plus petit que la lamelle, tout en laissant une ouverture d'un côté (« en haut »). Ensuite le filet doit être soudé à la lame, ce que j'obtiens en imprimant un mouvement régulier au porte-objet pendant que sa face inférieure est maintenue en contact de l'ampoule allumée d'une lampe de table. Le pied fondu du filet doit être aussi large que le dernier est épais (dans le cas contraire, il s'y produirait des phénomènes de capillarité au contact du liquide de montage). Les opérations se succèdent dès lors comme suit: dépôt d'une minuscule gouttelette du liquide B dans la cellule — transfert des spécimens — adjonction de quelques gouttelettes supplémentaires du liquide B — arrangement des objets — pose de la lamelle — enfoncement de la lamelle, en commençant du côté opposé à l'ouverture de la cellule; on poursuit jusqu'à ce que le liquide soit au contact de la lamelle et que les objets acquièrent la compression voulue. Mais il faut veiller d'interrompre l'enfoncement avant que le liquide n'atteigne l'ouverture de la cellule.

Les opérations suivantes peuvent se faire avec une spatule chauffée à la flamme. Mais il est infiniment mieux de se servir du bec électrique de von Törne, dont la construction est en principe celle d'un bec pyrographique à bas voltage. Le mien est branché directement aux 12 volts d'un transformateur de 30 VA. Le fil à résistance de 1,5 mm de diamètre mesure deux fois 10 cm de long; la pointe en bec d'oiseau, amincie à la lime, ne doit pas rougir en chauffant. Le courant est donné en appuyant le genou sur un bouton fixé à hauteur convenable

au pied de la table. Pour fermer la cellule, le bec est appliqué au revers de la lame, près des extrémités du filet de cire jusqu'à la fusion de celles-ci. Généralement, de minuscules bulles d'air adhèrent encore au filet de cire, côté intérieur. En passant le bec chaud, cette fois côté lamelle, on « ramasse » ces bulles et les conduit facilement vers le bord. La préparation est immédiatement manipulable en tous sens, et suffisante pour l'usage courant; jamais aucune ne s'est révélée imparfaitement étanche. On peut cependant encore la luter d'une manière appropriée. M. von Törne recommande un mélange de cire d'abeille et de baume du Canada à parties égales. Mais il arrive alors, à la suite de la contraction du lut déprimant la lamelle, qu'une gouttelette du liquide de montage sous pression suinte entre la lame et le filet de cire; cela semble toutefois sans inconvénient, surtout si on laisse un peu de vide entre le lut et la cellule.

La technique décrite a l'avantage de la rapidité de fabrication aussi bien que du démontage. Elle a été éprouvée pour les Collembolés, mais doit pouvoir s'appliquer utilement à d'autres objets, avec des formules analogues, toutes les fois qu'on désire opérer un montage permanent dans un milieu liquide.

*Muséum d'Histoire naturelle
de Genève.*

BIBLIOGRAPHIE

- GISIN, H. « Le montage à l'acide lactique d'Arthropodes microscopiques à téguments mous », *Mitt. schweiz. ent. Ges.*, 20, 581-586, 1947.
- « Etudes écologiques sur les Collembolés épigés », *Mitt. schweiz. ent. Ges.*, 21, 485-515, 1948.
- GRANDJEAN, F. « Observation et conservation des très petits Arthropodes », *Bull. Mus. Paris* (2), 21, 363-370, 1949.
- TÖRNE, E. von. « Mikroskopische Dauerpräparate mit flüssigem Einschlussmittel », *Mikroskopie*, Wien, 8, 31-36, 1953.
- « Mikroskopische Dauerpräparate mit flüssigem Einschlussmittel. Weitere Verbesserung der Technik und der Hilfsmittel », *Mikroskopie*, Wien, 9, 261-263, 1954.

R. Verniory. — *Répartition stratigraphique et géographique de Saccocoma Agassiz entre l'Oberland bernois et la Provence.*

Dans une note précédente¹ j'avais signalé la présence de *Saccocoma* Agassiz en Haute-Savoie et quelques autres points.

Répartition stratigraphique.

Un examen micropaléontologique et statistique m'a permis d'établir le tableau ci-contre, résumant la répartition de *Saccocoma* et donnant des indications sur quelques microfossiles importants ou fréquemment présents (Calpionelles, Radiolaires, *Spirillina*, *Aptychus*, embryons d'Ammonites).

Au début figurent des séries stratigraphiques complètes déterminées par des ammonites et, plus bas, de simples présences déterminées plus approximativement (au point de vue stratigraphique) d'après les indications accompagnant les coupes minces ou les échantillons.

On relèvera, dans les Préalpes externes (Faucigny) et dans les Préalpes médianes (Môle), l'existence de deux maxima — l'un au Séquanien supérieur et l'autre au Tithonique moyen — séparés par du Kimmeridgien à peu près stérile.

La coupe du Saut du Moine (Talloires) n'étant pas complète (stratig.) vers le bas, il est impossible de se prononcer en ce qui concerne l'autochtone. Le même inconvénient, plus marqué, se manifeste à Entremont. A Crussol (Valence), seuls les calcaires du Château (Tith. moyen) contiennent *Saccocoma*. (Les coupes étudiées ne montrent pas de Calpionelles.)

Comme première approximation, on peut donc dire que *Saccocoma* précède les Calpionelles. Cependant un examen plus précis permet souvent de découvrir une zone commune où les restes de *Saccocoma* sont alors en nombre réduit. Les Calpionelles n'atteignent d'ailleurs leur maximum de fréquence qu'après la disparition quasi totale de ces restes (Nappe de Morcles).

Assez souvent le maximum de fréquence de *Saccocoma* voisine avec des formations conglomératiques ou mieux pseudo-conglomératiques (Môle, Faucigny, Crussol, la Faurie). Cependant le calcaire reste partout sublithographique sans aucun quartz détritique, ce qui laisse supposer que d'autres

¹ R. VERNIORY. « *Eothrix alpina*, algue ou crinoïde ? », *Archives des Sciences de Genève*, 7, fasc. 4, 1954.

	Argo- vien	Séquanien		Kim- mer.	Tithonique			Infra- val.
		inf.	sup.		inf.	moy.	sup.	
Châtel-Saint-Denis (Préalpes externes)	○	■	■	■ — ■	■	■ E	■	■
Faucigny (H ^{te} -Sav.) (Préalpes externes)	—	—	■	—	■ ■	■ S A	■ A	○
Voirons — Hominal (Préalpes externes)	○	○	—	—	S ○	• S ○ •	C ● ○	● ○ •
Môle — Armannes (Préalpes médianes)	—	■	■	■ —	■	■ A E	■	■
Talloires — Saut du Moine (Autochtone)					○	■	●	■
Entremont (H ^{te} -Sav.) (Autochtone)						■	●	■
Vogealle — Fer-à- Cheval (Nappe de Morcles)					■	■	●	■
Commune (Nappe de Morcles)					■	■ ■	●	■
Nantbride — Fer-à- Cheval (Nappe de Morcles)						■	●	■
Oex — Sallanches (Nappe de Morcles)						■	●	■
Crussol — Valence (Faciès dauphinois)		—	—	—	—	■ C		
La Faurie — Dauph. (Faciès dauphinois)						■ C		
La Truche — Samoëns (Préalpes internes)						A ○		
Escaliers de Somman (Préalpes médianes)						■ E		
Le Mont (H ^{te} -Savoie) (Préalpes médianes)						■		
Tanneverge — Pic de (Nappe de Morcles)						■		
Brünig — Charmattalp. (Oberland bernois)						■		
<i>Saccocoma</i> (fréq. croiss.)		■ ■ ■						S
Calpionelles " "		● ● ●						A
Radiolaires		○						—
Embryons d'Ammonites		E						C
<i>Spirillina</i>								S
<i>Aptychus</i>								A
Terrain stérile								—
Faciès conglomératique								C

conditions (climatiques ou alimentaires) changeaient. Cette hypothèse est prouvée par deux faits: 1^o la présence de très nombreux embryons d'Ammonites (une demi-douzaine par centimètre carré en coupe mince), ce qui représente de véritables hécatombes d'organismes. On pourrait se demander si les *Saccocoma* n'étaient pas, eux aussi, victimes de ces changements. Il ne semble pas puisqu'ils atteignent l'état adulte comme le prouvent les dimensions des articles; 2^o la découverte, de prime abord contradictoire, d'un pseudo-conglomérat dont les galets montrent de nombreuses Calpionelles et le ciment uniquement des restes de *Saccocoma*. Il suffisait donc d'un retour momentané à des conditions primitives pour ramener les *Saccocoma* et faire disparaître les Calpionelles.

Extension géographique et fréquence.

Dans le champ de la présente étude, le genre *Saccocoma* semble limité à l'autochtone (à l'exclusion du Jura occidental plissé qui n'a montré aucun reste) et au domaine alpin.

AUTOCHTONE.

(Talloires; Entremont, puis plus au S et SW, la Faurie et Crussol: faciès dauphinois des chaînes subalpines.)

Fréquence maximum: deux à trois dizaines de restes par centimètre carré, (en coupes minces).

HELVÉTIDES.

Nappe de Morcles (Alpe de Commune, Vogcalles, Nantbride, Pic de Tanneverge — Région du Fer-à-Cheval, Haute-Savoie).

Nappe du Wildhorn (Charmatt-Alp — Brunig).

Fréquence maximum: quelques dizaines par centimètre carré.

NAPPES PRÉALPINES.

Préalpes externes. Châtel-Saint-Denis (Planières), Voirons (chez Hominal), Collines du Faucigny (Château).

Fréquence maximum: plus de 100 par centimètre carré.

Préalpes internes (La Truche, au sud de Samoëns, Haute-Savoie).

Fréquence maximum: quelques dizaines par centimètre carré.

Préalpes médianes (Môle — les Armannes; le Mont — entre Saint-Jeoire et Mieussy; les Escaliers de Somman au nord de Mieussy, Haute-Savoie).

Fréquence maximum: les restes pullulent, se juxtaposent, s'enchevêtrent, formant en coupe mince une véritable mosaïque.

Conclusion.

Outre les calcaires lithographiques de Bavière, le genre de *Saccocoma* Ag. s'étend dans le Jura du Sud de l'Allemagne¹ et dans les Alpes orientales².

Avec deux maxima (l'un au Séquanien supérieur, l'autre au Tithonique moyen) nous retrouvons les *Saccocoma* dans les régions occidentales: Autochtone, Helvétides (Nappe de Moreles et du Wildhorn), Préalpes internes, externes et médianes avec des fréquences maxima croissantes.

Des études en cours permettront prochainement de compléter ces premières données.

Qu'il me soit encore permis de remercier tout particulièrement M. le professeur Ed. Paréjas et M. A. Carozzi, chef de travaux du laboratoire de Géologie, qui m'ont largement facilité mes recherches en mettant à ma disposition la collection complète des coupes minces ainsi que des échantillons non encore étudiés.

Ma gratitude va également à M^{me} H. Sieverts-Doreck, qui m'a fourni d'utiles indications bibliographiques.

*Chêne-Bougeries et Laboratoire de Géologie,
Genève.*

¹ Note de M^{me} H. Sieverts-Doreck (à l'impression).

² QUENSTEDT, 1951. « Achenseegebiet », vergl. *Biotropia*, Teil I. Innsbruck, 1951 (Verlag Felizian Rauch).

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE

Georges GOUDET: *Les fonctions de Bessel et leurs applications en physique*, 250×165 mm., 90 pages, 26 figures, 8 tables. Masson & C^{ie}, Paris, 1954.

Cet ouvrage a pour but d'exposer au physicien et à l'ingénieur les principales propriétés des fonctions de Bessel, qui font partie des notions de mathématiques indispensables, et de mettre en évidence que leur emploi n'est pas loin d'être aussi aisé que celui des fonctions trigonométriques.

Après avoir montré comment des problèmes tels que la vibration d'une membrane ou la propagation des ondes conduisent à l'équation de Bessel, l'auteur en calcule les intégrales particulières. Il donne la forme des différentes solutions, fonctions de Bessel, de Neumann et de Hankel, et applique ces résultats aux exemples cités.

L'auteur s'attache ensuite à exposer les principales propriétés de ces fonctions: relations de récurrence, expressions intégrales, développements en série, formules asymptotiques. Après un bref aperçu des fonctions d'argument imaginaire, l'auteur nous donne quelques exemples d'applications physiques dont certains sont classiques et d'autres moins connus. Il applique la théorie au problème des vibrations électromagnétiques dans une cavité cylindrique, à l'effet pelliculaire, à la distribution de température dans un cylindre conducteur, à un problème d'onde de pression et aux phénomènes de diffraction à l'infini. Il donne en particulier un traitement de première approximation de la diffraction de la lumière par des ondes ultra-sonores qui conduit au spectre de modulation de fréquence bien connu des spécialistes de la radio-électricité.

Le traité est enfin complété par quelques tables qui s'avèrent fort utiles.

Cet intéressant ouvrage, qui traite des fonctions de Bessel avec concision et rigueur, sera apprécié de tous ceux qui tiennent à connaître l'essentiel de la théorie de ces fonctions sans devoir recourir à des traités plus développés.

R. Lacroix.

R. MAVRODINEANU et H. BOITEUX: *L'analyse spectrale quantitative par la flamme*. 220×300 mm., 247 p., 218 fig. et XI planches. Masson & C^{ie} Editeur, Paris 1954.

Parmi les divers modes d'excitation à notre disposition pour provoquer le rayonnement des éléments (arc, étincelle, décharge électrique à basse pression, etc.), la flamme présente un intérêt particulier. Celui-ci réside entre autres dans la grande stabilité de cette source d'excitation dans laquelle le produit à étudier est introduit sous forme de solution, présentant ainsi une parfaite homogénéité tout au long de l'opération. Cette méthode, qui ne demande qu'une quantité minime de substance, est rapide et fournit des dosages avec une précision variant généralement de 5 à 10%. Elle est particulièrement bien adaptée pour les microdosages en série et voit par cela son champ d'applications s'étendre chaque jour davantage.

Les mélanges air-acétylène et oxygène-acétylène, qui donnent les températures les plus élevées, ont été choisis par les auteurs de l'ouvrage présenté. Celui-ci se compose de deux parties.

La première est l'œuvre du « chimiste », M. Mavrodineanu, chef de laboratoire de spectroscopie à l'office de la recherche scientifique outre-mer; il donne la description des éléments permettant de construire la source d'excitation et d'expliquer son fonctionnement et certaines de ses propriétés.

La description de l'appareillage accompagne l'étude détaillée de la flamme, de ses gaz, de sa stabilité et de son alimentation.

Dans les chapitres suivants on trouvera les dispositifs pour l'analyse des radiations (spectrographes et photomètres) et les propriétés des émulsions photographiques en relation avec les mesures d'intensité lumineuse. Avec ces données on aborde le chapitre sur la constitution et l'usage du dispositif d'excitation (prise des spectres, développement des plaques et mesure des noircissements) et sur la photométrie directe des émissions de la flamme.

Dans la seconde partie de l'ouvrage, le « physicien » nous rappelle brièvement ce qu'est la lumière et traite des diverses formes d'énergie. M. Boiteux, chef des Travaux à l'Institut national agronomique, nous donne sur la théorie des spectres atomiques et moléculaires les notions nécessaires à la bonne compréhension des tableaux des termes spectraux. Dans ceux-ci nous trouvons la description des spectres et l'énumération des longueurs d'onde des raies et des têtes de bandes ainsi que leur interprétation atomique et moléculaire. Le dernier chapitre est un aperçu du mécanisme de l'excitation des atomes et des molécules dans la flamme.

La bibliographie très complète qui accompagne chaque chapitre, la liste alphabétique des auteurs et sujets, les nombreux graphiques, planches et photos permettent de considérer cet ouvrage comme une source de documentation de tout

premier ordre dans le domaine en question. Nul doute que cette monographie ne devienne rapidement le fidèle compagnon de travail de tout industriel ou chercheur désireux d'appliquer ou de perfectionner cette méthode d'analyse.

D. Reelfs.

Paul COSSA: *La Cybernétique*. « Du cerveau humain aux cerveaux artificiels. » $14 \times 22,7$ mm., 100 pages, 13 figures et schémas. Coll. Evolution des Sciences. Masson & C^{ie}, Edit. Paris, 1954.

La cybernétique est une discipline nouvelle, une science à la mode, ce qui ne va pas sans graves inconvénients. Les revues de vulgarisation sensationnelle, les « digest », l'exploitent d'autant plus volontiers que ses principes basés en partie sur la physique moderne et les mathématiques ne sont pas accessibles au grand public. L'imagination s'en donne à cœur joie et les extrapolations hasardeuses fleurissent.

Il ne suffit pas qu'une machine à calculer soit une merveille de technique, un admirable outil, il faut qu'elle soit un « cerveau électronique », une machine à penser quand ce n'est pas à concevoir.

C'est à remettre les choses au point que s'attache l'auteur de cet excellent petit ouvrage. On le lira avec profit car il ne suffit pas d'être agacé par les enfantillages des comparaisons entre les appareils autorégulés et le fonctionnement cérébral, il faut encore voir où s'arrêtent les analogies et entrevoir les possibilités réelles des admirables machines que sont les servomécanismes et les « robots ».

L'auteur passe en revue les divers appareils automatiques depuis le simple et génial baille-blé, en passant par les animaux synthétiques, jusqu'aux grandes calculatrices électroniques dont il décrit le mécanisme avec une admirable clarté. Il compare leur fonctionnement avec ce que nous pouvons savoir actuellement des manifestations de l'esprit humain et marque avec bonheur que la cybernétique sera d'autant plus féconde qu'elle échappera mieux aux comparaisons erronées et aux assimilations hâtives.

L'auteur s'est proposé de rétablir les nuances et les distinctions nécessaires. Il me paraît avoir parfaitement réussi.

E. Dottrens.

J. POCHON: *Manuel technique d'analyse microbiologique du sol*. Avec la collaboration de H. Augier, H. de Barjac, O. Martre-Coppier, M. A. Chavignac et J. Lajudie. 1 vol. 124 pp., 7 graph., 16×25 cm. Masson & C^{ie}, Edit. Paris, 1954.

Comme le précisent les auteurs dans leur préface, il s'agit essentiellement d'un manuel d'analyse agrobiologique. Il ne contient donc que des techniques d'analyse et non d'isolement des souches.

Ces techniques tendent avant tout à permettre une meilleure connaissance du problème de la nature de la microflore du sol dans ses rapports avec la fertilité des terres. De ce fait, elles sont bien différentes de celles de la bactériologie médicale et sont caractérisées en particulier par l'étude des groupes fonctionnels microbiens dans leurs relations réciproques (synergisme, antagonisme, simple compétition, etc.). Les milieux de culture utilisés seront aussi naturels que possible afin de se rapprocher des conditions écologiques.

Nous ne pouvons entrer dans le détail des techniques décrites et nous nous bornerons à mentionner, en les commentant, les principales divisions de l'ouvrage.

Après avoir insisté, à juste titre d'ailleurs, sur la méthode fondamentale de préparation des milieux solidifiés au gel de silice, les auteurs abordent plus brièvement les questions de l'ensemencement des milieux et des techniques de coloration des germes apparus sur ces milieux.

Dans un second chapitre, les auteurs exposent les méthodes d'étude qualitative, puis quantitative de la microflore totale. Si l'étude qualitative — fondée sur la connaissance taxonomique des germes isolés — ne présente pas de difficultés particulières, il n'en est pas de même de l'appréciation quantitative du « paysage microbien » (Winogradsky), à savoir de la microflore totale dans ses interrelations avec le milieu. Pour une telle estimation, il faut réussir à préparer des milieux aussi peu sélectifs que possible afin de permettre, en principe du moins, la prolifération de tous les germes du sol. Le milieu gélose-extrait de terre répond le mieux à cette exigence. Pour l'interprétation des lectures, la méthode graphique de Lavergne tient compte du « pouvoir de rétention » des germes par la terre et permet de se rapprocher du nombre réel de germes par gramme de terre. Quant à la préparation des dilutions de terre et la numération des germes sur plaques, les auteurs préconisent une intéressante méthode, dite de référence, centrée sur l'utilisation d'un milieu synthétique à base de mannitol. La numération des germes peut encore être effectuée par la méthode microscopique de dénombrement dans une cellule hématimétrique. Après l'avoir décrite, les auteurs remarquent judicieusement que si cette seconde méthode fournit des résultats trop élevés et pèche par excès, la méthode précédente de décomptage sur plaques, pèche au contraire par défaut. Les agro-

biologistes feront donc bien d'indiquer la technique qu'ils ont utilisée.

Viennent ensuite les chapitres plus spécialisés, consacrés aux divers types biologiques de germes du sol. Dans le chapitre des agents fixateurs d'azote atmosphérique, nous avons retenu la méthode de numération des *Azotobacter*, basée sur la détermination du « nombre caractéristique » et l'usage de la table de McCrady. Cette méthode simple et précise est appelée à rendre d'éminents services aux agronomes.

Les techniques essentielles de recherche et de dénombrement des *Rhizobium* sont clairement décrites, y compris les méthodes de typisation des différentes souches par les réactions sérologiques d'agglutination.

En ce qui concerne les groupes des microorganismes ammonificateurs, nitrificateurs et dénitrificateurs, les auteurs ont insisté, à juste titre, sur les méthodes dites écologiques, c'est-à-dire donnant l'image la plus approchée possible de ce qui se passe dans le sol.

Quant à la microflore dégradant les hydrates de carbone, force est de constater que les méthodes de numération tant des germes cellulolytiques que des amylolytiques ou des hémicellulolytiques présentent encore bien des incertitudes et n'ont guère qu'une valeur comparative.

Suivent quatre brefs chapitres consacrés respectivement à la numération des Actinomycètes, des Champignons, des Algues et des Protozoaires. Les méthodes essentielles y sont clairement décrites, mais il nous sera cependant permis, en tant que mycologue, de regretter qu'une place plus importante n'ait pas été réservée à des organismes aussi actifs que les Actinomycètes et les Moisissures considérés non pas globalement, mais selon leurs groupements naturels d'activité biologique.

Ajoutons qu'un chapitre fournissant un plan pratique de l'analyse microbiologique d'une terre, complète fort heureusement ce manuel appelé, nous n'en doutons pas, à rendre d'éminents services à tous ceux, agronomes ou microbiologistes, qui devant la multiplicité et la dissémination des méthodes publiées, éprouvent quelque peine à discerner celles qui peuvent les conduire à des résultats fidèles.

G. Turian.

A. DAUVILLIER: *Les rayons cosmiques dans leurs rapports avec l'Electricité atmosphérique, la Météorologie, le Géomagnétisme et l'Astronomie*. 2 volumes, 248 p. et 318 p. 16 × 25 cm. Dunod Editeur.

En 1932, K. K. Darrow disait: « La radiation cosmique est un sujet unique dans la physique moderne par la petitesse du

phénomène, la délicatesse des observations, les aventureuses excursions des observateurs, la subtilité de l'analyse et la grandeur des déductions.» Les rayons cosmiques, encore mystérieux par leur origine, intéressent de nombreuses parties de la science allant de la biologie à l'astronomie. Le professeur Dauvillier a réussi à faire œuvre personnelle en nous exposant les manifestations variées de ce rayonnement.

Après une intéressante introduction historique montrant comment les rayons cosmiques ont progressivement attiré l'attention des chercheurs, l'auteur montre, dans un premier chapitre, que l'ionisation atmosphérique est entièrement due aux rayons cosmiques, sauf au voisinage du sol et dans l'ionosphère. Dans le second chapitre, il traite des méthodes de mesure: description des chambres d'ionisation à pression normale et à haute pression, techniques électrométriques des compteurs Geiger-Müller et des montages électroniques des compteurs uniques ou à plusieurs fonctionnant en coïncidence, enfin, des chambres de Wilson et des techniques qui y sont relatives. Dans le chapitre 3, les divers cas d'absorption sont examinés. Le chapitre 4 contient un rappel de l'importante théorie de Störmer et une étude des effets géomagnétiques du rayonnement. Le chapitre 5 consacré, d'une part à l'étude de la nature des rayons cosmiques, nous conduit aux expériences d'Anderson révélant la présence de l'électron positif et, d'autre part, à l'étude de la composante pénétrante nous révélant l'existence de l'électron lourd. Le chapitre 6 expose le bilan énergétique et les effets provoqués par le rayonnement dans l'atmosphère et sur les météorites. Le chapitre 7 traite des influences météorologiques. L'effet Compton-Gelting est discuté et les variations positives mondiales sont examinées en détail, vu leur intérêt immense dû à leurs corrélations avec les phénomènes solaires. Enfin, le dernier chapitre expose les diverses théories du rayonnement cosmique et l'auteur discute aussi le rôle cosmologique du rayonnement dans la galaxie.

Cet ouvrage, qui comporte une bibliographie importante, est une mise au point utile pour tous les géophysiciens, météorologistes et astronomes, il constitue une excellente introduction à l'étude des rayons cosmiques.

M. Golay.

Robert L. PARKER: *Die Mineralfunde der Schweizer Alpen*. 170×245 mm. 311 pages, 130 figures, photos hors texte et panoramas en 33 planches, une carte. Publié avec l'aide de la Commission géotechnique suisse. Wepf & C^{ie}, éditeur, Bâle, 1954. Relié: Fr. 36.—.

Ce livre est une réédition du premier volume de l'ouvrage en deux tomes de P. Niggli, J. Koenigsberger et R. L. Parker. « Die Mineralien der Schweizer-Alpen », 1940.

Le Professeur Parker a été bien inspiré d'offrir aux minéralogistes une édition nouvelle de ce livre consacré aux gîtes et aux paragénèses des minéraux de Suisse. Nul mieux que le Conservateur des collections du Polytechnicum de Zurich ne pouvait mener à bien cette tâche.

Tout en suivant le plan de la première édition, l'auteur en a revu et complété le texte et les figures; il a supprimé le chapitre du début, consacré aux propriétés physiques et cristallographiques des minéraux mais, ce qui est mieux, il a réparti les représentations cristallines dans le chapitre se rapportant au lieu géographique dont la forme est caractéristique. A la fin du volume se trouvent des tables de minéraux classés selon leurs propriétés et dans l'ordre alphabétique, ainsi qu'une riche bibliographie arrêtée en 1953. Les instituts et les collectionneurs qui ont à étudier, déterminer, identifier et classer des minéraux suisses ne peuvent se passer d'un tel ouvrage qui leur donne non seulement une précieuse documentation sur les espèces minérales mais aussi un tableau fort complet de leurs associations. Celui enfin qui désire augmenter par lui-même sa collection est fort bien renseigné sur la façon d'orienter ses pas.

R. G.

Michel NAHAS: *La mécanique du globe et sa structure*. 250 × 165 mm., 187 pages. Actualités scientifiques et industrielles n° 1207. Hermann & Co., éditeurs. Paris, 1954.

Ce livre est d'une grande importance car, aboutissement de travaux silencieux d'une durée de vingt-six ans, il résout le problème des marées.

On sait que la théorie, à laquelle s'attachent de grands noms comme Laplace ou Poincaré, n'était point parvenue à expliquer l'existence de la marée diurne; les hauteurs théoriques de la marée étaient quelque dix fois plus faibles que celles qui résultent de l'observation.

M. Nahas résout ces deux problèmes principaux (ainsi que beaucoup d'autres d'ailleurs) dans le cadre de la mécanique newtonienne classique. La cause fondamentale du phénomène des marées est la force centrifuge dans le mouvement mensuel de la terre autour de l'axe de rotation du système terre-lune. Cet axe perfore notre globe mais est loin de passer par son centre. Les écarts de force centrifuge conséquents sont beaucoup

plus importants, pour les différentes parties du globe, que les écarts d'attraction de la lune.

Il est stupéfiant de penser que cette cause ait échappé aux chercheurs de renom qui s'étaient attaqués au problème. Elle permet naturellement de retrouver par la théorie les courbes fournies par les marégraphes.

Il faudrait parler encore du problème intérieur... mais la place manque et il me faut ajouter que le livre est précédé d'une première partie qui, consacrée à la mécanique de la lune, en explique notamment les librations. Là encore il s'agit de l'œuf de Colomb: la résultante des forces d'attraction de la terre sur la lune ne s'applique pas au centre de gravité de cette dernière mais ailleurs. La différence de position du centre de gravité et du « centre gravitant » explique d'ailleurs que la lune nous présente toujours la même face car une sorte « d'accrochage » se produit.

Cet ouvrage contient, on le voit, plus d'une découverte. Il est précédé d'une préface fort élogieuse, comment pourrait-il en être autrement, de M. Henri Mineur, Directeur de l'Institut d'Astrophysique de Paris.

R. Soudan.

R. A. NAEF: *Der Sternenhimmel* 1955 (Le Ciel étoilé, 1955). Editions Sauerländer & Co., Aarau.

Publié sous le patronage de la Société Astronomique de Suisse ce petit Annuaire astronomique destiné à la Suisse paraît pour la 15^{me} fois. L'intérêt de son contenu ne le cède en rien à celui des années précédentes. Extrêmement complet, il contient, sous forme condensée, tous les renseignements descriptifs utiles à l'observation du ciel stellaire et de ses phénomènes particuliers, ainsi qu'à l'observation des planètes et des astéroïdes principaux, cartes très claires des parcours planétaires, schémas particuliers de conjonctions ou d'éclipses.

On trouve sans peine dans un abondant calendrier journalier, sérié par mois, tous les temps utiles à l'astronome professionnel ou amateur pour ne manquer aucun des nombreux et captivants phénomènes de cette année-ci, soit à l'œil nu ou à la lunette astronomique.

M. Dumartheray.

SOMMAIRE DU FASCICULE 1, 1955

Jacques BOURCART. — Les sables profonds de la Méditerranée	5
Henri LAGOTALA. — Pseudo-dépôts glaciaires et récurrence des glaciers jurassiens	15
Claude MANUS et Georges BÉNÉ. — Dispositifs de haute sen- sibilité pour la détection de la résonance magnétique nucléaire	19
Observations météorologiques pendant les mois de	
décembre 1954	39
janvier 1955	40
février 1955	41
mars 1955	42
Compte rendu des séances de la Société de Physique et d'His- toire naturelle de Genève	43
Liste des associations scientifiques avec lesquelles la Société de Physique et d'Histoire naturelle de Genève fait échange de publications	45
<i>Assemblée générale du 3 février 1955.</i>	
Rapport du Président sortant de charge	57
Comité pour l'année 1955	59
Nécrologie de Henri Lagotala par P. FOURMARIER	59
» de Pierre Revilliod par E. DOTTRENS	66
» de Emmanuel de Margerie par E. PARÉJAS	69
<i>Séance du 17 février 1955.</i>	
E.-C.-G. STUECKELBERG et G. WANDERS. — Particule élémen- taire et particule composée	71
D. RIVIER. — Sur la définition d'un groupe infinitésimal de transformation de jauge en électrodynamique	79
<i>Séance du 17 mars 1955.</i>	
Paul ROSSIER. — Construction du point d'arrêt du contour apparent d'une région hyperbolique d'une surface de révolution et d'un point de passage de l'ombre	83
Paul ROSSIER. — Sur la définition du triangle	84
Paul ROSSIER. — La notion d'ordre et la géométrie non eucli- dienne	84
Pierre BOUVIER. — Une extension particulière de la méthode de Wiener-Hopf	87
Hermann GISIN. — Améliorations de la technique de montage à l'acide lactique d'objets microscopiques d'histoire natu- relle	93
R. VERNIORY. — Répartition stratigraphique et géographique de <i>Saccocoma</i> Agassiz entre l'Oberland bernois et la Pro- vence	97
Bulletin bibliographique	102

