PREMIER MINISTRE

COMMISSARIAT A
L'ÉNERGIE ATOMIQUE

Action d'un champ électrique alternatif sur un plasma totalement ionisé

par

H. BAGLIN, A. BRIN, Y. OZIAS et J. SALMON
Commissariat à l'Énergie Atomique

et

J.-L. DELCROIX
École Normale Supérieure, Paris

Rapport CEA n° **1610**

1960

CENTRE D'ÉTUDES
NUCLÉAIRES DE SACLAY

SERVICE DE DOCUMENTATION

Boite postale n° 2 - Gif-sur-Yvette (S.-et O.)

CEA 1610 - BAGLIN H., BRIN A., DELCROIX J.-L., OZIAS Y., SALMON J.

Action d'un champ électrique alternatif sur un plasma totalement ionisé (1960).

Sommaire. — L'équation qui donne la fonction de distribution des électrons dans un état stationnaire pour un plasma totalement ionisé dans un champ électrique alternatif est fournie par l'équation de Fokker-Planck. La conductibilité électrique est complexe et dépend de la fréquence.

CEA 1610 - BAGLIN H., BRIN A., DELCROIX J.-L., OZIAS Y., SALMON J.

The effect of an alternating electric field on a totally ionised plasma (1960).

Summary. — The equation giving the distribution function of the electrons in a steady-state, for a fully ionized plasma in an a. c. field, are provided from the Fokker-Planck equation. The electric conductivity is complex and depends on the frequency.

PROCEEDINGS
OF THE
FOURTH INTERNATIONAL CONFERENCE ON

IONIZATION PHENOMENA IN GASES

(UPPSALA 17—21 AUGUST 1959)

EDITED BY

N. ROBERT NILSSON
Institute of Physics, Uppsala

1960
NORTH-HOLLAND PUBLISHING COMPANY - AMSTERDAM

ACTION D'UN CHAMP ÉLECTRIQUE ALTERNATIF SUR UN PLASMA TOTALEMENT IONISÉ

H. Baglin, A. Brin, J.L. Delcroix*, Y. Ozias et J. Salmon

Commissariat à l'Énergie Atomique, 4, rue de Mondovi, Paris, France

Abstract: The equation giving the distribution function of the electrons in a steady-state, for a fully ionized plasma in an a.c. field, are provided from the Fokker-Planck equation. The electric conductivity is complex and depends on the frequency.

1. Introduction

Nous nous sommes proposés d'étudier l'action d'un champ électrique alternatif sur un plasma totalement ionisé, supposé homogène et infini et en particulier la conductibilité. Nous supposons qu'il n'y a pas de champ magnétique et que le champ électrique est suffisamment faible pour que l'on puisse négliger l'échauffement du plasma.

Dans le cas d'un champ continu Spitzer et al. [1,2] ont effectué le calcul de la conductibilité. Plus récemment, nous avons montré[3,4] que l'utilisation de l'équation de Fokker-Planck sous la forme donnée par Rosenbluth et al. [5] conduit pour le calcul de la conductibilité aux mêmes résultats que ceux obtenus par Spitzer. C'est cette méthode que nous allons utiliser ici.

2. Equations générales

L'équation d'évolution de la fonction de distribution des vitesses f_a pour un type de particules a est

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + \vec{\gamma}_a \cdot \nabla_w f_a = \sum_b \left(\frac{\partial f_a}{\partial t}\right)_{coll} \tag{1}$$

$\sum_b \left(\frac{\partial f_a}{\partial t}\right)_{coll}$ est l'opérateur de collision, pris sous la forme de Fokker-Planck. Nous prendrons le champ alternatif, dirigé suivant l'axe Oz, sous la forme

$$\vec{E}_o = \vec{E}\, e^{d\omega t} \tag{2}$$

où ω est la fréquence du champ. Pour raison de symétrie, la fonction de distribution ne sera fonction que de la grandeur de la vitesse w et du cosinus μ de l'angle du vecteur vitesse avec la direction du champ.

Nous nous intéressons uniquement à la fonction de distribution des électrons, en supposant que les ions restent immobiles. La fonction de dist ibution des ions sera la distribution de vitesse maxwellienne, F_o, à la température T. Nous supposons que la fonction de distribution des électrons est peu perturbée:

$$f_e = f_o\,(1 + a_1\,(\bar{w})\;\mu\, e^{j\omega t}) \tag{3}$$

(f_o: fonction de distribution maxwellienne à la température T). Nous posons

$$w_o = \sqrt{2kT/m} \tag{4}$$

*

ACTION D'UN CHAMP ÉLECTRIQUE ALTERNATIF SUR UN PLASMA TOTALEMENT IONISÉ

H. Baglin, A. Brin, J. L. Delcroix*, Y. Ozias et J. Salmon

Commissariat à l'Énergie Atomique, 4, rue de Mondovi, Paris, France

Abstract: The equation giving the distribution function of the electrons in a steady-state, for a fully ionized plasma in an a. c. field, are provided from the Fokker-Planck equation. The electric conductivity is complex and depends on the frequency.

1. Introduction

Nous nous sommes proposés d'étudier l'action d'un champ électrique alternatif sur un plasma totalement ionisé, supposé homogène et infini et en particulier la conductibilité. Nous supposons qu'il n'y a pas de champ magnétique et que le champ électrique est suffisamment faible pour que l'on puisse négliger l'échauffement du plasma.

Dans le cas d'un champ continu Spitzer et al. [1,2] ont effectué le calcul de la conductibilité. Plus récemment, nous avons montré [3,4] que l'utilisation de l'équation de Fokker-Planck sous la forme donnée par Rosenbluth et al. [5] conduit pour le calcul de la conductibilité aux mêmes résultats que ceux obtenus par Spitzer. C'est cette méthode que nous allons utiliser ici.

2. Equations générales

L'équation d'évolution de la fonction de distribution des vitesses f_a pour un type de particules a est

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + \vec{\gamma}_a \cdot \nabla_w f_a = \sum_b \left(\frac{\partial f_a}{\partial t}\right)_{coll} \tag{1}$$

$\sum_b \left(\frac{\partial f_a}{\partial t}\right)_{coll}$ est l'opérateur de collision, pris sous la forme de Fokker-Planck. Nous prendrons le champ alternatif, dirigé suivant l'axe Oz, sous la forme

$$\vec{E}_o = \vec{E}\, e^{d\omega t} \tag{2}$$

où ω est la fréquence du champ. Pour raison de symétrie, la fonction de distribution ne sera fonction que de la grandeur de la vitesse w et du cosinus μ de l'angle du vecteur vitesse avec la direction du champ.

Nous nous intéressons uniquement à la fonction de distribution des électrons, en supposant que les ions restent immobiles. La fonction de dist ibution des ions sera la distribution de vitesse maxwellienne, F_o, à la température T. Nous supposons que la fonction de distribution des électrons est peu perturbée:

$$f_e = f_o \left(1 + a_1 (\bar{w})\ \mu e^{j\omega t}\right) \tag{3}$$

(f_o: fonction de distribution maxwellienne à la température T). Nous posons

$$w_o = \sqrt{2kT/m} \tag{4}$$

* École Normale Supérieure, rue Lhomond, Paris.

et

$$u = w/w_o \tag{5}$$

3. Détermination du 1er membre de l' équation d' évolution

1) Calcul du premier terme:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} = j\omega a_1 f_0 \mu\, e^{j\omega t} \tag{6}$$

2) Calcul du deuxième terme:

Nous avons

$$\vec{\gamma}_e = -e\frac{\vec{E}}{m}\, e^{j\omega t} \tag{7}$$

$$(\nabla_w f_e)_z = \frac{1}{w_0}\left\{ f_0 \frac{a_1(u)}{\mu}\, e^{j\omega t} + \mu\frac{\partial f_0}{\partial u} + \mu^2\left[a_1(u)\frac{\partial f_0}{\partial u} + f_0\frac{\partial a_1}{\partial u} - f_0\frac{a_1(u)}{u}\right] e^{j\omega t}\right\} \tag{8}$$

Nous ne conservons que les termes du 1er degré en E et du 1er degré en μ, nous avons donc

$$-\frac{e\vec{E}}{m}\cdot\nabla_w f_e = \frac{2eE}{m_e}\,\frac{n_e}{\pi^{3/2}}\,\frac{u}{w_0^4}\,\mu\, e^{-u^2} \tag{9}$$

3) Le 1er membre s' écrit donc

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \vec{\gamma}_e\cdot\nabla_w f_e = \frac{n_e}{\pi^{3/2}}\,\frac{e^{-u^2}}{w_0^3}\,\mu\, e^{j\omega t}\left(\frac{2eE}{m w_0}u + j\omega a_1\right) \tag{10}$$

4. Détermination du terme de collisions

Nous pouvons séparer dans le terme de collisions les parties correspondant aux collisions électrons-ions et électrons-électrons. Nous pouvons poser

$$\left(\frac{\partial f_e}{\partial t}\right)_{coll} = \frac{\Gamma_{ee}}{2\,w^2}P_{ee}(f_e) + \frac{\Gamma_{ei}}{2w^2}P_{ei}(f_e) \tag{11}$$

avec

$$\Gamma_{ee} = (4\pi\, e^4/m^2\, e)\,\log\Lambda, \qquad \Gamma_{ei} = (4\pi\, e^4/m^2\, e)\, Z_i^{\,2}\,\log\Lambda \tag{12}$$

Rosenbluth[5] donne la forme générale du terme de collisions dans le cas de symétrie cylindrique.

Le calcul de ces différents termes se conduit comme en courant continu et l' on obtient

$$\left(\frac{\partial f_e}{\partial t}\right)_{coll} = \frac{\Gamma ee}{2\, w^2}\, e^{j\omega t}\, \mu \left\{ \frac{\partial^2 a_1}{\partial u^2}\, C_o\, e^{-u^2} \left[\frac{1}{2\, u}\; J_o\,(u) - \frac{1}{2}\; e^{-u^2}\right] + \right.$$

$$+ 2\,\frac{\partial a_1}{\partial u}\, C_o\, e^{-u^2} \left[-\,(1/2 + 1/4\, u^2)\; J_o\,(u) + (1/4\, u + u)\;\, e^{-u^2}\right] +$$

$$+ a_1 \left[-\, 2\, C_o\, e^{-u^2} \left\{(1/2\, u - 1/4\, u^3)\; J_o\,(u) + (1/4\, u^2 - u^2)\; e^{-u^2}\right\} - \right.$$

$$\left. - \frac{2\, n_i n_e Z_i^{\,2}}{u \pi^{3/2} w_o^{\,4}} \right] + \frac{C_o}{3}\, e^{-u^2} \left[\frac{24}{5}\, A_5\,(u) - u\, A_3\,(u) + \right.$$

$$\left. \left. + \left(\frac{24}{5}\, u^5 - 4\, u^3\right)\left(A_o - A_o\,(u)\right)\right] \right\} \qquad (13)$$

ou

$$C_o = 4\, n_e^{\,2} / \pi^2\, w_o^{\,4} \qquad (14)$$

$$A_n\,(u) = \int_o^u u^n\, a_1\,(u)\, \exp(-u^2)\, du \qquad (15)$$

$$J_n\,(u) = \int_o^u u^n\, \exp(-u^2)\, du \qquad (16)$$

$$A_o = A_o\,(\infty) = 3\,\sqrt{\pi}\;\; A/8\, Z \qquad (17)$$

$$A = -\, \frac{m_e\, E\, w_o^{\,2}}{2\, \pi\, e^3\, n_e\, \log \Lambda} \qquad (18)$$

n_e nombre d' électrons par centimètre cube.

5. Mise sous forme complexe du terme d' anisotropie

Nous allons faire apparaitre dans a_1 la partie réelle et la partie imaginaire en posant

$$a_1 = M + jN \qquad (19)$$

où M et N sont des fonctions réelles de u. Les fonctions A_n vont se séparer en 2 parties

$$H_n\,(u) = \int_o^u u^n\, M\,(u)\, \exp(-u^2)\, du \qquad (20)$$

$$K_n\,(u) = \int_o^u u^n\, N\,(u)\, \exp(-u^2)\, du \qquad (21)$$

avec

$$H_o = A_o \qquad (22)$$

et

$$K_o = 0 \qquad (23)$$

6. Équations en M et N

Nous écrivons l'équation de Fokker-Planck en simplifiant par $\mu \exp(j\omega t) \exp(-u^2)$ et en séparant les parties réelles et imaginaires

$$\frac{n_e}{\pi^{3/2} w_o^3} \left[\frac{2 e E_o}{m w_o} u - w N\right] =$$

$$= \frac{\Gamma ee}{2 w_o^2 u^2} \left\{ C_o \frac{M''}{2u} \left[J_o(u) - u e^{-u^2}\right] + 2 C_o M' \left[-(1/2+1/4 u^2) J_o(u) + (1/4 u + u) e^{-u^2}\right] + \right.$$

$$+ \left[M - 2 C_o \left((1/2 u - 1/4 u^3) J_o + (1/4 u^2 - u^2) e^{-u^2}\right) - \frac{2 n_i n_e Z_i^2}{u \pi^{3/2} w_o^4}\right]$$

$$\left. + \frac{C_o}{3} \left[\frac{24}{5} M_5 (u) - 4 M_3 (u) + (\frac{24}{5} u^5 - 4 u^3) (M_o - M_o(u))\right]\right\} \tag{24}$$

Nous allons poser[1]

$$\Phi = (2/\sqrt{\pi}) \int_o^u \exp(-u^2) \, du \tag{25}$$

$$- P (u) = - 2 u - 1/u + \frac{2 u^2 \Phi'}{\Phi - u \Phi} \tag{26}$$

$$Q (u) = 1/u^2 - 2 \frac{Z + \Phi - 2 u^3 \Phi'}{\Phi - u \Phi'} \tag{27}$$

avec

$$Z = n_e/n_i \qquad \text{(valence des ions)} \tag{28}$$

$$S (M) = \frac{16}{3\sqrt{\pi}} \frac{1}{\Phi - u\Phi'} \left\{u H_3(u) - 1.2 u H_5(u) - u^4 (1-1.2 u^2) H_o(u)\right\} \tag{29}$$

$$S (N) = \frac{16}{3\sqrt{\pi}} \frac{1}{\Phi - u\Phi'} \left\{u K_3(u) - 1.2 u K_5(u) - u^4 (1-1.2 u^2) K_o(u)\right\} \tag{30}$$

$$R (u) = - 2 A u^4 \frac{Z - 1 + 1.2 u^2}{\Phi - u \Phi'} \tag{31}$$

avec

$$A = - \frac{m E w_o^2}{2 \pi e^3 n \log \Lambda} \tag{32}$$

$$T (u) = \frac{m^2 w_o^3}{\pi e^4 n \log\Lambda} \frac{u^3}{\Phi - u\Phi'} = - \frac{u^3}{\Phi - u \Phi'} \frac{2^{5/2}}{3} \frac{\Lambda}{\log\Lambda} \frac{1}{\omega_p} \tag{33}$$

ω_p : fréquence de plasma

Nous obtenons les équations

$$M'' + PM' + QM = R + S(M) - T \omega N \tag{34}$$

$$N'' + PN' + QN = S(N) + T \omega M \tag{35}$$

Rappelons qu'en courant continu la partie anisotrope de la fonction de distribution $f_o (1 + \mu D)$ était donnée par

$$D'' + PD' + QD = R + S(D) \tag{36}$$

Les fonctions M et N sont proportionnelles au champ électrique, R seul terme ne contenant pas les fonctions étant lui-même du 1^{er} ordre en E.

7. Parité en ω de M et N. Cas de ω petit

La forme des équations (34) et (35) montre que ces équations restent inchangées si l'on transforme ω en $-\omega$, N en $-N$, M en M--.
M est donc une fonction paire en ω, N une fonction impaire.
Nous allons chercher des développements de M et N en fonction de en posant

$$M = M_o + \omega^2 M^2 + \dots \tag{37}$$

$$N = \omega N_1 + \dots \tag{38}$$

En substituant ces séries dans les équations (34) et (35), nous obtenons

$$M_o'' + PM_o' + QM_o = R + S(M_o) \tag{39}$$

$$M_2'' + PM_2' + QM_2 = S(M_2) - TN_1 \tag{40}$$

$$M_4'' + PM_4' + QM_4 = S(M_4) - TN_3 \tag{41}$$

$$N_1'' + PN_1' + QN_1 = S(N_1) + TM_o \tag{42}$$

$$N_3'' + PN_3' + QN_3 = S(N_3) + TM_2 \tag{43}$$

Soit une suite d'équations donnant à partir de N_1 toutes les fonctions à partir de la première. Ces équations ne sont donc plus couplées. L'équation (39) est identique aux notations près à l'équation (36), donc

$$M_o = D \tag{44}$$

Si $\omega = 0$, on retrouve la valeur en courant continu. Pour ω petit devant ω_p le terme d'anisotropie en phase avec le champ est identique à celui obtenu en courant continu à une correction en ω^2 près. Le terme d'anisotropie en quadrature avec le champ est proportionnel à ω.

8. Développements asymptotiques

8. 1. Forme générale

Pour déterminer les coefficients des développements asymptotiques, il faut évaluer les H_n et les K_n. Pour cela, on pose

$$y^{VI} = M(u)\exp(-u^2) \tag{45}$$

$$z^{VI} = N(u)\exp(-u^2) \tag{46}$$

Les équations (34) et (35) s'écrivent alors en fonction de y, y', z, z' et des dérivées jusqu'à l'ordre 8, sous la forme

$$(J_o e^{u^2} - u)\, y^{VIII} + \left[(2u - 1/u)\, J_o e^{u^2} + 1\right] y^{VII} + \left[(1/u^2 - 2)\, J_o e^{u^2} + 8u^3 - 1/u - 2\sqrt{\pi} e^{u^2}\right] y^{VI}$$

$$+ (8u^3 - 16u^5)\, y^{IV} + (64u^4 - 16u^2)\, y''' + (16u - 192u^3)\, y'' +$$

$$+ 384u^2 y' - 384uy + B\frac{\sqrt{\pi}}{2} u^3 e^{u^2} z^{VI}(u) =$$

$$= \frac{A}{\sqrt{\pi}\, Z} u^4 \quad (Z - 1) + 1.2\, u^2 \tag{47}$$

$$(J_o e^{u^2} - u)\, z^{VIII} + \left[(2u - 1/u)\, J_o e^{u^2} + 1\right] z^{VII} + \left[(1/u^2 - 2)\, J_o e^{u^2} + 8u^3 - 1/u - Z\sqrt{\pi} e^{u^2}\right] z^{VI}$$

$$+ (8u^3 - 16u^5)\, z^{IV} + (64u^4 - 16u^2)\, z''' + (16u - 192u^3)\, z'' +$$

$$+ 384u^2 z' - 384uz - B\frac{\sqrt{\pi}}{2} u^3 e^{u^2} y^{VI}(u) =$$

$$= \frac{A}{\sqrt{\pi}\, Z} u^4 \left[(Z - 1) + 1.2\, u^2\right] \tag{48}$$

$$B = \frac{m^2 w_o^3}{2\pi e^4 n \log \Lambda} \tag{49}$$

$$J_o(u) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Phi(u) \tag{50}$$

8.2. Développements à l'origine

On cherche pour y^{VI} un développement limite de la forme

$$y^{VI} = a_o + a_1 u + \dots \tag{51}$$

On obtient finalement

$$Y^{VI} = -\frac{A}{\pi} \frac{Z-1}{Z^2} \left(u^4 + \frac{12}{Z\sqrt{\pi}} u^5 + \dots\right) - \frac{1.2\, A}{\pi Z^2} u^6 + \dots \tag{52}$$

développement limité débutant en u^4 pour $Z \neq 1$ et en u^6 pour $Z = 1$.
De même l'on obtient

$$z^{VI} = \frac{BA}{2\pi Z^3} (Z - 1)(u^7 + \dots) + 0.3 \frac{BA}{\pi Z^3} u^9 + \dots \tag{53}$$

8.3. Développement à l'infini

On cherche pour y^{VI} un développement de la forme

$$y^{VI} = t(u) \exp(-u^2) \tag{54}$$

où $t(u)$ est un polynôme en u.
On obtient finalement

$$y^{VI}(u) = \frac{2A}{B^2 Z\pi} e^{-u^2} \left[-\frac{12}{5}(Z + 4) + \left(\frac{24}{5} - 2(Z - 1)(Z + 2)\right) u^{-2} + \dots\right] \tag{55}$$

$$z^{VI}(u) = \frac{2A}{BZ\pi} e^{-u^2} \left[\frac{6}{5} u^3 + (Z - 1)u - \frac{24}{B^2}(Z + 4) Z\pi u^{-3} + \dots\right] \tag{56}$$

On constate que M est de degré 0 en u, alors qu'en courant continu, le développement correspondant commençait en u^6.

8.4. Étude à l'infini de M et N pour B petit

En fait, ce paradoxe n'est qu'apparent. L'étude des équations montre que si l'on fait tendre B vers zéro, on retrouve bien les résultats en courant continu pour M. Mais aux très grandes vitesses, le terme de couplage qui est pratiquement un terme en $(Bu^3)^2$ devient bien plus grand que 1 et devient prépondérant.

8.5. Étude à l'origine pour ω ou B petit

$$N_1(u) = \frac{AB}{Z^2 \pi \omega} e^{u^2} \left\{ \left(\frac{1}{2Z} u^7 + \frac{24}{Z^2 \sqrt{\pi}} u^8 + \ldots \right)(Z-1) + \frac{0{,}6}{Z} u^9 + \ldots \right\} \tag{57}$$

$$M_2(u) = \frac{AB^2}{Z^2 \pi \omega^2} e^{u^2} \left\{ \left(-\frac{1}{4Z^2} u^{10} - \frac{30}{Z^3 \sqrt{\pi}} u^{11} + \ldots \right)(Z-1) - \frac{0{,}3}{Z^2} u^{12} + \ldots \right\} \tag{58}$$

8.6. Étude à l'infini pour ω petit

$$N_1(u) = \frac{6\,AB}{5\,\pi^{3/2}\,Z\,(Z+7)\,(Z+10)\,\omega} u^9 + \ldots \tag{59}$$

$$M_2(u) = \frac{6\,AB^2}{5\,\pi^2\,Z\,(Z+7)\,(Z+10)\,(Z+13)\,\omega^2} u^{12} + \ldots \tag{60}$$

9. Résolution numérique

On peut envisager 2 types de résolutions numériques des équations (34) et (35):

1) pour une valeur donnée de la fréquence ω

2) pour ω petit (recherche des fonctions M_o, M_2, N_1)

En fait, nous avons étudié la deuxième hypothèse. Nous nous sommes heurtés aux mêmes difficultés qu'en courant continu. Les équations (34) et (35) supposent que la fonction de distribution a atteint un état stationnaire. Or, nous savons que cet état est impossible en courant continu (électrons découplés) et l'étude de l'équation (36) montre en effet que la fonction de distribution D est singulière pour les électrons de grande vitesse. Comme les fonctions N_1 et M_2 sont définies à partir de D, il en est de même pour ces fonctions.

10. Conclusion

L'étude de la conductibilité électronique en alternatif d'un plasma totalement ionisé est possible par la méthode de Rosenbluth, en déterminant la fonction de distribution des électrons. Les résultats obtenus montrent que pour le gaz totalement ionisé comme pour le gaz de Lorentz, la conductibilité est complexe et fonction de la fréquence.

Bibliographie

[1] R.S. Cohen, L. Spitzer et P. Routly, Phys. Rev. 80 (1950) 230

[2] L. Spitzer et R. Härm, Phys. Rev. 89 (1953) 977

[3] A. Brin et J.L. Delcroix, C.R. Acad. Sci. 249 (1959) 1093

[4] A. Brin et J.L. Delcroix, à paraître

[5] W.M. MacDonald, M.N. Rosenbluth et D.L. Judd, Phys. Rev. 107 (1957) 1

SERIES IN PHYSICS

General Editors:

J. DE BOER, Professor of Physics, University of Amsterdam
H. BRINKMAN, Professor of Physics, University of Groningen
H. B. G. CASIMIR, Director of the Philips' Laboratories, Eindhoven

Monographs:

H. C. BRINKMAN, Applications of Spinor Invariants in Atomic Physics
S. R. DE GROOT, Thermodymanics of Irreversible Processes
E. A. GUGGENHEIM, Thermodynamics
E. A. GUGGENHEIM, Boltzmann's Distribution Law
E. A. GUGGENHEIM and J. E. PRUE, Physio-ochemical Calculations
H. A. KRAMERS, Quantum Mechanics
H. A. KRAMERS, The Foundations of Quantum Theory
J. MCCONNELL, Quantum Particle Dynamics
J. G. LINHART, Plasma Physics
A. MERCIER, Analytical and Canonical Formalism in Physics
I. PRIGOGINE, The Molecular Theory of Solutions
E. G. RICHARDSON, Relaxation Spectrometry
P. ROMAN, Theory of Elementary Particles
M. E. ROSE, Internal Conversion Coefficients
L. ROSENFELD, Theory of Electrons
J. L. SYNGE, Relativity: The Special Theory
J. L. SYNGE, The Relativistic Gas
H. UMEZAWA, Quantum Field Theory
VAŠÍČEK, Optics of Thin Films
A. H. WAPSTRA, G. J. NIJGH and R. VAN LIESHOUT, Nuclear Spectroscopy Tables

Edited Volumes:

J. BOUMAN (editor), Selected Topics in X-Ray Crystallography
J. M. BURGERS and H. C. VAN DE HULST (editors), Gas Dynamics of Cosmic Clouds. A Symposium
P. M. ENDT and M. DEMEUR (editors), Nuclear Reactions, Vol. I
C. J. GORTER (editor), Progress in Low Temperature Physics, Volumes I–II
G. L. DE HAAS-LORENTZ (editor), H. A. Lorentz, Impressions of his Life and Work
J. KISTEMAKER, J. BIGELEISEN and A. O. C. NIER (editors), Proceedings of the International Symposium on Isotope Separation
J. KOCH (editor), Electromagnetic Isotope Separators and Applications of Electromagnetically Enriched Isotopes
Z. KOPAL (editor), Astronomical Optics and Related Subjects
H. J. LIPKIN (editor), Proceedings of the Rehovoth Conference on Nuclear Structure
N. R. NILSSON (editor), Proceedings of the Fourth International Conference on Ionization Phenomena in Gases. Uppsala, 1959
K. SIEGBAHN (editor), Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy
SYMPOSIUM ON SOLID STATE DIFFUSION (Colloque sur la diffusion à l'état solide). Saclay, July 1958
TURNING POINTS IN PHYSICS. A Series of Lectures given at Oxford University in Trinity Term 1958
J. G. WILSON and S. A. WOUTHUYSEN (editors), Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics. Vol. I–V

P. EHRENFEST, Collected Scientific Papers
H. A. KRAMERS, Collected Papers

Printed in the Netherlands