UNIVERSITÉ DE GENÈVE

Archive ouverte UNIGE
https://archive-ouverte.unige.ch

Article scientifique | Article | 1969

Published version | Open Access

This is the published version of the publication, made available in accordance with the publisher's policy.

Théorème de Noether pour la fonctionnelle entropie

Scheurer, Paul; Stueckelberg von Breidenbach, Ernst Carl Gerlach

How to cite

SCHEURER, Paul, STUECKELBERG VON BREIDENBACH, Ernst Carl Gerlach. Théorème de Noether pour la fonctionnelle entropie. In: Helvetica physica acta, 1969, vol. 42, n° 4, p. 618–619.

This publication URL: https://archive-ouverte.unige.ch/unige:162073

© This document is protected by copyright. Please refer to copyright holder(s) for terms of use.

Numerical evaluation of infinite integrals over strongly oszillating functions

von V. Dose
(Physik-Institut der Universität Zürich)

This paper will be published later in ZAMP.

Sur un modèle uni-dimensionnel de sphères dures liées élastiquement

par C. Depeursinge et Ph. Choquard
(Département de Physique EPF, Lausanne)

On étudie ce modèle dans le cas des conditions aux limites naturelles où la 1ère N^e particules n'interagissent avec les parois que par des forces de réflexion, contrairement au cas bien connu où ces particules sont liées aux parois. On montre alors, qu'à pression nulle, une transition élémentaire d'un régime fluide à cristallin est obtenue. On analyse ensuite l'influence des conditions aux limites sur les fonctions de distribution à une et deux particules. Contrairement au cas de la chaîne cyclique, auquel l'argument de Landau-Peierls s'applique, la première révèle une structure inhomogène.

«Scaling Laws» asymétriques

par H. Kunz
(Département de Physique EPF, Lausanne)

On étudie le comportement asymptotique au voisinage du point critique des diverses grandeurs thermodynamiques du modèle d'Ising ferromagnétique pour un spin quelconque à l'aide de la distribution des zéros de la fonction de partition dans le plan complexe du champ magnétique. Le comportement asymptotique de la susceptibilité déterminant celui de la distribution des zéros, on obtient dans le cas général des indices critiques différents au-dessus et au-dessous du point critique. Toutefois, le nombre total des indices critiques indépendants est de trois. Ces résultats sont appliqués au modèle d'Ising à 2 et 3 dimensions.

Théorème de Noether pour la fonctionnelle entropie

par P. B. Scheurer (Genève)
et E. C. G. Stueckelberg de Breidenbach (Genève et Lausanne et CERN)

Dans le formalisme de Stueckelberg de Breidenbach [1], la flèche du temps est donnée par le 2e principe b) d'équilibre, qui demande le maximum de l'entropie S

pour les contraintes énergie H, quantité de mouvement Π_i, moment cinétique M_{ik} et masse M (ou substance N en relativité restreinte). Ces grandeurs, extensives, sont des fonctionnelles de type densité des champs de vitesse $v^i(\boldsymbol{x}, t)$ (ou quadrivitesse $w^i(\boldsymbol{x}, t)$), densité d'entropie $s(\boldsymbol{x}\, t)$ et densité de masse inerte $m(\boldsymbol{x}\, t)$ (ou densité de substance $n(\boldsymbol{x}\, t)$). Comme déjà démontré, le maximum peut être obtenu par une méthode de multiplicateurs de Lagrange. On propose une formulation équivalente de ce 2e principe b): l'équilibre est atteint quand l'entropie admet le théorème de Noether pour H, Π_i, M_{ik} et que M (ou N) est constante. En effet, alors $S(t) = \int_V s(\boldsymbol{x}\, t)\, dV = S' = \int_V s'(\boldsymbol{x})\, dV$ ne dépend plus explicitement du temps, ce qui assure la conservation de H. D'autre part $s'(\boldsymbol{x})$ est scalaire, donc invariante par translation et rotation, d'où la conservation de Π_i et de M_{ik}.

Bibliographie

[1] E. C. G. Stueckelberg de Breidenbach et al., Helv. phys. Acta *26* (1953), 307; *26* (1953), 417; *35* (1962), 568; *36* (1963), 875, et *40* (1967), 887.

Temps propre réduit et quantification du ds^2

par P. B. Scheurer

(Genève)

On introduit le concept de temps propre réduit Λ, dont la différentielle est $d\Lambda = d\tau/m_0$. (τ: temps propre; m_0: masse au repos de la particule). La loi de Newton $\boldsymbol{p} = m\,\boldsymbol{v} = d\boldsymbol{x}/d\Lambda$ peut s'écrire:

$$(i = 1, 2, 3)\ \frac{dx^i}{p^i} = \frac{dt}{m} = \frac{c\,dt}{m\,c} \equiv \frac{dx^4}{p_4},\ \text{soit}\ \frac{dx^\mu}{p^\mu} = d\Lambda$$

($\mu = 1, 2, 3, 4$), avec ni t ni m scalaires. Les transformations pour lesquelles $d\Lambda$ est scalaire sont celles de Lorentz. Alors, entre deux référentiels Lorentziens $\{x\}$ et $\{'x\}$, (v = vitesse de $\{'x\}$ p.r. à $\{x\}$) la conservation du rapport

$$\frac{dx^i}{p^i} = \frac{dt}{m} = \frac{d\tau}{m_0} = \frac{d't}{'m} = \frac{d'x^i}{'p^i}$$

entraîne la relation *cinématique* d'addition relativiste des vitesses: $p^i = {}'m\, dx^i/d't$ soit $v^i = {}'m/m\, dx^i/d'x^i\ {}'v^i$ dans laquelle on substitue ${}'m/m = d't/dt$. Les formules de transformation de $(\boldsymbol{x}\, t)$ sont d'ailleurs obtenues par la conservation du produit scalaire $1/m_0\, p_\mu\, dx^\mu = w_\mu\, dx^\mu = 1/d\tau\, dx_\mu\, dx^\mu = -\,c^2\, d\tau$ (dans une métrique de signature $(1, 1, 1, -1)$ qui donne la relation entre $d\tau$ et dt.

D'autre part, on peut écrire le ds^2 comme $ds^2 = dx^\mu\, dx_\mu = dt/m\,(p_\mu\, dx^\mu) = d\Lambda\, dA = d\Lambda^2\, p_\mu\, p^\mu$ où $dA = L dt = -\,E_0\, d\tau$ est la différentielle de l'action pour une particule libre, soit encore

$$p_\mu\, p^\mu = \frac{ds^2}{d\Lambda^2} = dA^2\, \frac{ds^2}{ds^4} \equiv dA^2\, k_\mu\, k^\mu \quad \text{avec} \quad k^\mu \equiv \frac{dx^\mu}{ds^2}.$$