

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 44 (1971)
Heft: 5

Vereinsnachrichten: Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in
Lausanne am 30. April und 1. Mai 1971

Autor: [s.n.]

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: 05.04.2026

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

Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Lausanne am 30. April und 1. Mai 1971

Administrativer Teil

1. Mitglieder

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen: R. ABEGG (Basel), W. AUWÄRTER (Balzers), A. BOSSHARD (Pfäffikon ZH), J. GOLDER (Basel), R. GRUBER (Lausanne), P. HAFNER (Lausanne), E. ISLER (Zürich), A. JANETT (Basel), O. JENNI (Worblaufen), B. KELLER (Zürich), T. KUGLER (Neuhausen), H. U. KÜNZI (Oberrieden), M. LEONI (Zürich), A. LIETTI (Lausanne), G. G. LISTER (Lausanne), P. MEIER (Greifensee), J. F. MOSER (Cham), O. OEHLER (Zürich), H. C. PAULI (Basel), D. PERRIN (Neuchâtel), Y. RUEDIN (Cressier), H. J. SCHÖTZAU (Effretikon), P. STAUB (Riehen), A. S. TAI (Lausanne), J. TICHÝ (Winterthur), R. VIOLLIER (Basel), R. WILBRANDT (Wohlen), P. ZINSLI (Bern).

Damit zählt die Gesellschaft 924 Mitglieder.

2. Administrative Sitzung

Die Gesellschaft bedauert den Hinschied der Herren Prof. Dr. E. BALDINGER und Prof. Dr. P. HUBER, Basel.

Wahlen

Es wurden gewählt:

für 2 Jahre:

als Präsident SPG: Prof. Dr. E. HEER, Genf

als Vizepräsident SPG: Prof. Dr. J. OLSEN, ETH Zürich

als Sekretär SPG: Prof. Dr. M. GUENIN, Genf

als Sekretär für techn. Physik SPG: Prof. Dr. W. BAUMGARTNER, ETH Zürich

als Beauftragter der SPG

in Angelegenheiten EPS: Prof. Dr. J. ROSSEL, Neuenburg

als Leiter der Stellenvermittlung SPG: Prof. Dr. F. KNEUBÜHL, ETH Zürich

für 3 Jahre:

als Vertreter der SPG im Council der EPS: Prof. Dr. J. OLSEN, ETH Zürich

als neues Mitglied des Redaktionskomitees der HPA: Dr. W. CZAJA, RCA Zürich

für 6 Jahre:

als neue Mitglieder des Redaktionskomitees der HPA:

Prof. Dr. K. A. MÜLLER, IBM Rüslikon

Prof. Dr. P. DIEHL, Basel

Prof. Dr. P. HUGUENIN, Neuenburg

3. Nächste Tagung

Die Herbsttagung 1971 der SPG findet am 8. und 9. Oktober 1971 im Rahmen der Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft (SNG) in Fribourg statt.

Festkörper

Pressure Dependence of Ultrasonic Attenuation in Liquid Helium

by R. KLEIN and R. K. WEHNER

(Laboratories RCA, 8084 Zurich)

The elementary excitations in superfluid He below 0.6 K are phonons, which can be described by a Hamiltonian very similar to the interacting phonon system in a solid [1]. The strength of the interactions is given in terms of the experimentally known [2] Grüneisen parameter $u = (\rho/c) dc/d\rho = 2.84$. Therefore it should be possible to develop a quantitative theory for the absorption, α , of ultrasound.

In this connection it is especially interesting to consider the detailed measurements of α as a function of temperature T and pressure p by Ketterson et al. [3]. We will show that at least the low pressure data can be explained within the existing phonon theory, the main conclusion being that the experimental results by Ketterson et al. [3] are consistent with the assumption of anomalous dispersion of the phonon branch for low pressures [4]. This is first evidence for anomalous dispersion from ultrasound experiments.

If the data by Ketterson et al. [5] is plotted in a reduced form $\alpha_{red} = \alpha/A_0 \omega T^4$ with p as a parameter, it is clearly seen that the curves for all p vary stronger than T^4 at low T before they reach a maximum. This maximum is first shifted to higher T for low pressures and then to lower temperatures. The experimental results are reduced with respect to the attenuation which follows from a dispersionless phonon branch at $p = 0$ in lowest-order perturbation theory, known as the Landau-Rumer attenuation,

$$\alpha_{LR} = A_0 \omega T^4, \quad A_0 = \frac{\pi^3 k^4 (u_0 + 1)^2}{60 \rho_0 \hbar^3 c_0^6} \quad (1)$$

The index zero refers to the saturated vapor pressure.

The data for all pressures extrapolates as $T \rightarrow 0$ to values $\alpha_{red}(T=0, p) = A_p/A_0$, where A_p is calculated with the values for the pressure dependence of the coupling u , the density ρ and the sound velocity c [2]. If the experiments would indeed follow this extrapolation, this would indicate that the dispersionless model is sufficient. But it was shown by us [6] that the direct effect of dispersion on the temperature dependence of α is only important *below* the lowest temperatures used so far in the experiments.

From the very existence of the maxima in the curves $\alpha_{red}(T; p)$ it follows that one has to consider vertex part corrections when calculating ultrasonic attenuation from the microscopic phonon theory [7]. The lowest order correction in the dispersionless model gives

$$\frac{\alpha}{A_0 \omega T^4} = \frac{A_p}{A_0} \frac{2}{\pi} f(x) \quad (2)$$

$$f(x) = \arctan x + \frac{x}{1+x^2} + \frac{1}{x} \ln(1+x^2); \quad x = \frac{\omega}{\bar{T}} \quad (3)$$

where \bar{T} is the temperature dependent average phonon width. \bar{T} will depend on pressure in two ways. First through the pressure dependence of u , ρ and c . This leads to a decreasing \bar{T} with increasing pressure. But there is also an important indirect dependence of \bar{T} on pressure, since the amount of dispersion γ , defined by writing the phonon branch as

$$\omega_q = c q (1 - \gamma \hbar^2 q^2),$$

changes under pressure. The experiments by Phillips et al. [4] give $\gamma = -4 \times 10^{37} \text{ g}^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^2$ at the saturated vapor pressure and suggest that $\gamma = 0$ at about $p = 5 \text{ atm}$. A changing dispersion leads to a change in the three-phonon process rate, resulting in an indirect dependence of \bar{T} on pressure.

This second mechanism to change \bar{T} has been calculated selfconsistently for $\gamma \leq 0$ from the solution of an integral equation representing the phonon width by the renormalized bubble diagram [6]. We find again a decrease of \bar{T} with increasing pressure between 0 and 5 atm, which is then enhanced by the first, direct mechanism.

We have, on the other hand, used equation (2) to fit \bar{T} to the experiments of Ref. [5] at 45 MHz. In the range, where our theory of \bar{T} applies ($\gamma \leq 0$), the experiments can only be fitted to a \bar{T} which decreases stronger with increasing pressure than the direct mechanism suggests. From this fact we conclude that liquid ^4He shows anomalous dispersion, at least for low pressures.

References

- [1] R. K. WEHNER and R. KLEIN, *Helv. phys. Acta* **42**, 936 (1969).
- [2] B. M. ABRAHAM, Y. ECKSTEIN, J. B. KETTERSON, M. KUCHNIR and P. R. ROACH, *Phys. Rev. A* **1**, 250 (1970).
- [3] P. R. ROACH, J. B. KETTERSON and M. KUCHNIR, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1002 (1970).
- [4] N. E. PHILLIPS, C. G. WATERFIELD and J. K. HOFFER, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1260 (1970).
- [5] Ref. [3] and private communication. We would like to thank Dr. KETTERSON for sending us his results prior to publication.
- [6] R. KLEIN and R. K. WEHNER, *Physica*, to be published.
- [7] R. K. WEHNER and R. KLEIN, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1372 (1969).

Anwendung der Bewegungsgleichungs-Methode auf das Spektrum von Superfluidem Helium

VON CHARLES P. ENZ¹⁾

(IBM Forschungslaboratorium, 8803 Rüschlikon)

Die Bewegungsgleichung für die Teilchendichte $\rho(\mathbf{r})$ in einem äusseren Feld $\phi(\mathbf{r}, t)$ wird mit linearer Response-Theorie behandelt. Dies führt zu 3-Punkt Korrelations-Funktionen, welche durch irreduzible 3-Punkt Vertices ausgedrückt werden. Dies erlaubt es, die Bewegungsgleichung im Fourierraum ihrerseits als linearen Response $\langle \rho_q(\omega) \rangle_\phi = \chi(\mathbf{q}, \omega) \phi(\mathbf{q}, \omega)$ zu schreiben, wobei für $\chi(\mathbf{q}, \omega)$ die Form

$$\chi(\mathbf{q}, \omega) = \frac{-2 N q^2 2 m}{\omega^2 - (q^2/2 m) (K_{eff}(q, \omega) + V_{eff}(q, \omega))} \quad (1)$$

gefunden wird. Das effektive Potential V_{eff} drückt sich durch die Dichte-(oder 1-Phonon)-Spektralfunktion $S(q, \omega)$ aus, während die effektive kinetische Energie K_{eff} durch 1-Teilchen-(oder Multiphonon)-Spektralfunktionen gegeben ist. Gleichung (1) gibt die qualitativen Züge des Anregungsspektrums (Verhalten freier Teilchen bei grossen ω , Pitaevskii-Singularität bei $\omega = 2 \Delta$, Phonon Verhalten bei kleinen ω) korrekt wieder.

Ultraschalldämpfung in flüssigem Helium II unter Druck²⁾

VON J. JÄCKLE

(Département de Physique Théorique, Université de Genève)

und K. W. KEHR

(LASSP, Cornell University, Ithaca, N. Y., USA)

Kürzlich wurde die Ultraschalldämpfung in superfluidem Helium unter Druck gemessen [1]. Im Temperaturbereich unterhalb von 1 K zeigt sich ein überraschendes Ergebnis. Während unter Dampfdruck und unter niedrigen Drucken die Schallabsorption α näherungsweise proportional zu T^4 ist (der Vortrag von R. Klein und R. K. Wehner enthält eine detaillierte Untersuchung dieses Bereichs), tritt bei höheren Drucken (≥ 10 atm) in der Schallabsorption als Funktion der Temperatur eine Schulter auf; bei den tiefsten gemessenen Temperaturen (bis herauf zu etwa 0,3 K) steigt $\alpha(T)$ nach wie vor ungefähr wie T^4 an, dann aber folgt ein wesentlich flacherer Anstieg (etwa wie T); oberhalb von 0,6 K schliesslich wächst $\alpha(T)$ sehr rasch an.

Roach et al. [1] schrieben das Auftreten der Schulter in der $\alpha(T)$ -Kurve einem neuen Relaxationsmechanismus zu. Wir geben eine andere, einfachere Erklärung der beobachteten Anomalie. Unsere Idee ist, dass der flache Anstieg von $\alpha(T)$ im Bereich

¹⁾ Auf Teilurlaub von der Universität Genf.

²⁾ Diese Arbeit wurde unterstützt von der U.S. National Science Foundation Grant No. NSF GP 27355.

der Schulter auf eine starke Beschränkung des Dreiphononenprozesses hinweist; denn wenn der Dreiphononenprozess vollständig erlaubt wäre, würde man im ganzen Temperaturbereich unterhalb von 0,6 K näherungsweise einen Anstieg proportional zu T^4 erwarten.

Wir nehmen an, dass ein Grenzimpuls q_c existiert, dergestalt, dass nur Phononen mit Impuls $q \leq q_c$ ein Ultraschallquant absorbieren können. Die wesentliche Annahme ist, dass q_c mit zunehmendem Druck abnimmt, so dass die Beschränkung des Dreiphononenprozesses immer mehr wirksam wird. Der Beitrag des eingeschränkten Dreiphononenprozesses zur Schallabsorption ist gegeben durch

$$\alpha = A \omega T^4 \int_0^{cq_c/k_B T} dx x^4 f(x) (1 + f(x)),$$

$$f(x) = (e^x - 1)^{-1}.$$

(Der Koeffizient A hängt über die Schallgeschwindigkeit und Dichte vom Druck ab.)

Mit dieser Formel erhält man bei geeigneter Wahl von q_c gute Übereinstimmung mit den Messungen bei einer Frequenz von 15 MHz [2]; bei den höheren Frequenzen ist die Übereinstimmung nur qualitativ.

Da die Forderung der Energie- und Impulserhaltung bei einem Dreiphononenprozess sehr einschneidend ist, und es von der Dispersion des Phononenspektrums abhängt, ob der Prozess erlaubt ist, ist es naheliegend anzunehmen, dass die Beschränkung des Dreiphononenprozesses mit einer Deformation des Phononenspektrums unter Druck zusammenhängt. Wir nehmen daher an, dass in der Entwicklung der Phononenenergie für kleine Impulse

$$\varepsilon q = c q (1 - \gamma q^2 - \delta q^4),$$

mit negativem γ und positivem δ , das Verhältnis

$$\frac{|\gamma|}{\delta} = \frac{5}{3} q_c^2$$

mit zunehmendem Druck kleiner wird. Die Idee einer starken Druckabhängigkeit der Phonondispersion wurde durch jüngste Messungen der spezifischen Wärme von Helium II unter Druck bestätigt [3].

Der steile Anstieg der Schallabsorption oberhalb 0,6 K lässt sich durch die Absorption von Ultraschallquanten durch thermisch angeregte Rotonen erklären. Dieser Prozess ist möglich, da das Rotonenspektrum oberhalb des Rotonenminimums dieselbe Steigung wie das Phononenspektrum hat. Wenn man die Linienbreite der Rotonen vernachlässigt, ist der Beitrag zur Schallabsorption gegeben durch

$$\alpha = B \omega e^{-\varepsilon} q_s / k_B T.$$

Dabei ist q_s der Rotonenimpuls, bei dem die Gruppengeschwindigkeit die Schallgeschwindigkeit erreicht. Dieses Ergebnis gibt sowohl die Temperatur- als auch die Frequenzabhängigkeit der gemessenen Schallabsorption richtig wieder.

Um die gemachten Annahmen über das Phononen- und Rotonenspektrum zu prüfen, sind weitere Experimente nötig. Insbesondere sind Messungen der Schall-

geschwindigkeit unter Druck und inelastische Neutronenstreuung an Helium II unter Druck wünschenswert.

Literatur

- [1] P. R. ROACH, J. B. KETTERSON und M. KUCHNIR, Phys. Rev. Lett. 25, 1002 (1970).
- [2] Unveröffentlichte Messungen von ROACH et al. Die Veröffentlichung gibt nur die Resultate bei 105 MHz wieder.
- [3] N. E. PHILLIPS, C. G. WATERFIELD und J. K. HOFFER, Phys. Rev. Lett. 25, 1260 (1970).

Influence of the Phonon-Roton Interaction on the Raman Spectrum in Liquid Helium II

by D. BAERISWYL and J. JÄCKLE

(Université de Genève)

The experimental results of Greytak and Yan [1] on second-order Raman scattering in liquid helium show a peak at a lower energy than one would expect from scattering by free rotons. This indicates the importance of roton interactions. Ruvalds and Zawadowski [2] assumed an attractive roton-roton interaction and attributed the position of the peak to a bound state of two rotons. However, their assumption contradicts an argument of Pitaevskii [3], and their linewidth is not in agreement with experiment. Our approach is based on the fact that the Raman peak lies in the two-phonon continuum. Instead of a bound state, we expect that the phonon-roton interaction leads to a resonance with finite linewidth even at temperature zero.

We evaluate the two-phonon Green's function

$$G_{\mathbf{p}\mathbf{q}}(t) = -i \langle [a_{\mathbf{p}}(t) a_{-\mathbf{p}}(t), a_{\mathbf{q}}^+ a_{-\mathbf{q}}^+] \rangle \theta(t) \quad (1)$$

at temperature zero and with an interaction that conserves the number of excitations. The equation of motion for the l -component of $G_{\mathbf{p}\mathbf{q}}(\omega)$ is found to be:

$$(\omega - 2 \varepsilon_p) G_{\mathbf{p}\mathbf{q}}^l(\omega) = \delta(\mathbf{p} - \mathbf{q}) + \int_0^\infty d\mathbf{p}' \mathbf{p} \mathbf{p}' V_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^l G_{\mathbf{p}'\mathbf{q}}^l(\omega) \quad (2)$$

where $V_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^l$ is the l -component of the interaction potential. The differential cross section for second-order Raman scattering is proportional to the imaginary part of

$$G_l(\omega) \equiv \int d\mathbf{p} d\mathbf{q} \mathbf{p} \mathbf{q} G_{\mathbf{p}\mathbf{q}}^l(\omega) . \quad (3)$$

If we take the potentials $V_{\mathbf{p}\mathbf{q}}^l$ to be constant for phonon-phonon, phonon-roton and roton-roton interactions, respectively, the equation of motion (2) can be solved:

$$Im G_l(\omega) = \frac{\pi \varrho_{\text{ph}}(\omega) [1 + R(\omega) \cdot (V_{\text{ph-rot}} - V_{\text{rot-rot}})]^2}{[1 - P(\omega) \cdot V_{\text{ph-ph}} - R(\omega) \cdot V_{\text{rot-rot}}^{eff}]^2 + \pi^2 \varrho_{\text{ph}}^2(\omega) [V_{\text{ph-ph}} - R(\omega) \cdot \det V]^2} \quad (4)$$

where $\det V = V_{\text{ph-ph}} V_{\text{rot-rot}} - (V_{\text{ph-rot}})^2$

$$P(\omega) = \oint_{\text{phonon part}} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\omega - 2 \varepsilon_k} < 0 ,$$

$$R(\omega) = \int_{\text{roton part}} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\omega - 2\varepsilon_k} \rightarrow -\infty \text{ for } \omega \rightarrow 2\Delta - 0$$

$\varrho_{\text{ph}}(\omega)$ = two-phonon density of states

and the effective roton-roton interaction is given by

$$V_{\text{rot-rot}}^{\text{eff}} = V_{\text{rot-rot}} - \det V \cdot P(\omega).$$

Because of the effective roton-roton interaction we can have a resonance at $\omega < 2\Delta$ even when $V_{\text{rot-rot}} > 0$. The two-phonon density of states leads to a finite linewidth at $T = 0$. Therefore, it would be interesting to extend the measurements to temperatures below 1.2 K (at 1.0 K say), where the lifetime of the one-roton states should be negligible compared with the width of the resonance.

References

- [1] GREYTAK and YAN, Phys. Rev. Lett. 22, 987 (1969); GREYTAK, WOERNER, YAN and BENJAMIN, Phys. Rev. Lett. 25, 1547 (1970).
- [2] RUVALDS and ZAWADOWSKI, Phys. Rev. Lett. 25, 333 (1970).
- [3] PITAEVSKII, JETP Lett. 12, 82 (1970).

Effet de la diffusion anisotrope sur H_{c_2} et T_c dans un ferromagnétique supraconducteur

par P.-L. GERSTER et B. GIOVANNINI

(Université de Genève, Département de physique de la matière condensée)

L'effet Hall anormal est une des propriétés les plus intrigantes des ferromagnétiques. Une explication qualitative du phénomène est connue: le désordre magnétique diffuse les électrons de conduction de manière anisotrope. Dans un ferromagnétique supraconducteur – dont il semblerait qu'on a montré expérimentalement l'existence – quel est l'effet de la diffusion anisotrope, source de l'effet Hall anormal, sur les propriétés du supraconducteur? Nous avons analysé ce problème en nous fondant sur l'idée que les électrons de conduction sont diffusés de manière anisotrope par les impuretés magnétiques alignées ferromagnétiquement dans le supraconducteur. Nous avons calculé l'influence de cette diffusion anisotrope sur T_c et H_{c_2} .

Anomalous Angular Dependence of the Critical Fields of Superconducting Pb-Films

by P. MARTINOLI and J. P. MERALDI

(Laboratorium für Festkörperphysik, Swiss Federal Institute of Technology, Zürich, Switzerland)

We present measurements of the angular dependence of the critical magnetic fields $H_c(\theta)$ in films of Pb with thickness, d , between 600 Å and 8000 Å. As expected,

we find a monotonic behaviour of $H_c(\Theta)$ for the thinnest specimens which fits the angular dependence proposed by Tinkham [1] very well. Thicker films, however, for which we found evidence for surface superconductivity in nearly parallel fields, show a rather surprising minimum in the $H_c(\Theta)$ -curves. In this letter we study the possible causes of this behaviour.

Experimental results are shown in Figure 1. For $\Theta = 0^\circ$ a comparison of the $H_c(\Theta)$ -curves with the theory of Saint-James [2] shows that the transition to the normal state of the films of Figure 1 takes place from a superconducting surface sheath. The most interesting feature, however, is the appearance of a minimum at about 55° . The behaviour of the minimum is characterized by its thickness dependence. As can be seen from Figure 1, it becomes less distinct as d decreases and finally disappears when d reaches a value for which $\kappa(T, d)$ is larger than $1/\sqrt{2}$ (κ is the Ginzburg-Landau (G-L) parameter). This suggests that the minimum of $H_c(\Theta)$ is strongly connected to the positive surface energy $\Delta(\kappa)$ associated with $\kappa(T, d) < 1/\sqrt{2}$.

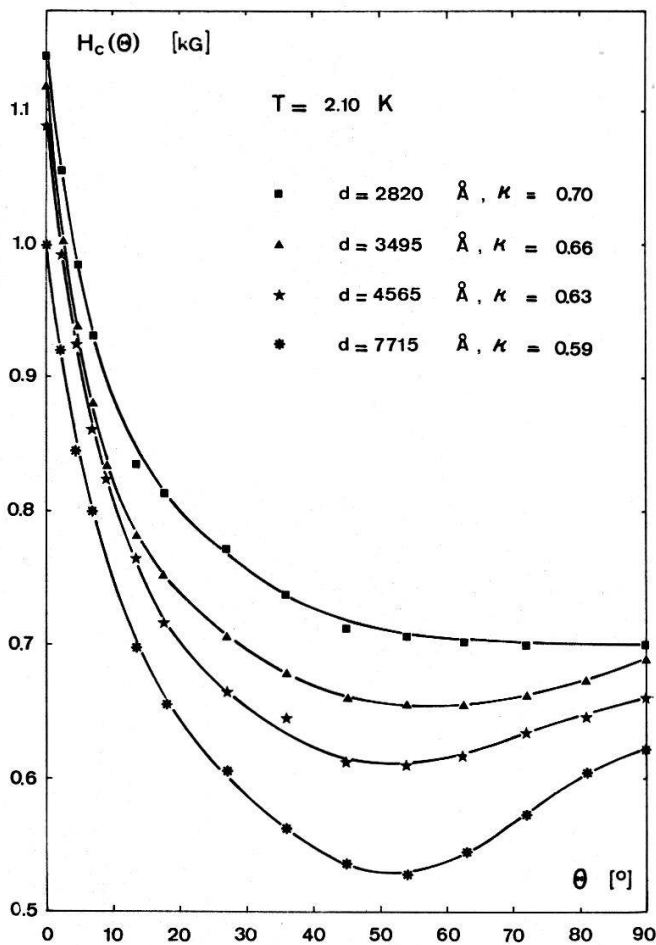
As said above in the temperature range of the present investigations our thickest films exhibit surface nucleation due to the particular value of κ ($\kappa > 0.416$). However, since $\kappa < 1/\sqrt{2}$ one expects the surface sheath to become unstable in increasing magnetic fields for Θ larger than some critical value Θ_c ($\Theta_c \approx 10^\circ$ – 20°). In other words, for $\Theta > \Theta_c$ the transition to the normal state will be either from an intermediate state (first order transition) or from a mixed state (second order transition) of the whole sample.

To decide which of both configurations is the stable one we first note that at $\Theta = 90^\circ$ $H_{c\perp}$ fits the relation [1] $H_{c\perp} = \kappa(T, d) \sqrt{2} H_{cb}$, where H_{cb} is the bulk critical field, very well. This strongly supports the picture that at $\Theta = 90^\circ$ we are dealing with a mixed to normal state transition despite the positive surface energy $\Delta(\kappa)$. Moreover, this means that in the thickness range under consideration the perpendicular critical field $H_{c\perp} = [1 - (\Delta/d)^{1/2}] H_{cb}$ for an intermediate to normal state transition is smaller than $H_{c\perp}$ as given above for a mixed to normal state transition. This, however, immediately suggests an explanation for the minimum of $H_c(\Theta)$, provided we postulate a transition of our films from the mixed to the intermediate state as one goes away from $\Theta = 90^\circ$. In fact, if the intermediate state were energetically favourable over the whole angular range $\Theta_c \leq \Theta \leq 90^\circ$ just before transition of the films to the normal state then $H_c(\Theta)$ should have a monotonic behaviour with $H_c(90^\circ) = H_{c\perp} = [1 - (\Delta/d)^{1/2}] H_{cb}$. However, if the free energy of the intermediate state becomes larger than that of the mixed state after Θ has reached a particular critical value, the latter will be the stable state and one may expect a rise of $H_c(\Theta)$ in order to attain $H_{c\perp} = \kappa \sqrt{2} H_{cb}$ at $\Theta = 90^\circ$. In order to justify this picture we have to answer the following question: is an intermediate to mixed state transition possible at all? Assuming (i) that there is a positive surface energy $\Delta(\kappa)$ and (ii) that the condition for the formation of a mixed state at $\Theta = 90^\circ$ is satisfied ($\kappa \sqrt{2} \geq 1 - (\Delta/d)^{1/2}$), one can show using the G-L theory that there is a critical size a_c of the superconducting domains for which one changes the surface to magnetic energy balance thus changing from a first to a second order transition. For $a \leq a_c$ the mixed state is the stable one while for $a \geq a_c$ the intermediate state is favoured.

As conditions (i) and (ii) are satisfied by our specimens, one easily sees that going away from $\Theta = 90^\circ$, where $a < a_c$, a increases (in the mixed state a may be considered as the distance between quantized flux lines) and finally reaches values for which $a > a_c$. Under these circumstances an intermediate state is formed in our films. A quantitative account of the experimental results will be published elsewhere. Here we simply quote the result for a_c :

$$1 - \frac{3}{2} (\pi\xi/a_c)^2 = (1 - (\Delta/d)^{1/2})^2 / 2 \kappa^2$$

where ξ is the coherence length and $\Delta(\kappa)$ can be taken from the works of Ginzburg ($T \lesssim T_c$) and Bardeen ($T \gtrsim 0$) [3, 4].



Angular dependence of the critical magnetic fields of Pb-films.

We finally emphasize that the above considerations are valid for $d \gg \lambda$, where λ is the penetration depth. For $d \lesssim \lambda$ the mixed state will be stable over the whole angular range.

This work was in part financially supported by the Schweizerischer Nationalfonds.

References

[1] M. TINKHAM, Phys. Rev. 129, 2413 (1963).
 [2] D. SAINT-JAMES, Phys. Lett. 16, 218 (1965).
 [3] V. L. GINZBURG, Physica 24, S42 (1958).
 [4] J. BARDEEN, Phys. Rev. 94, 554 (1954).

Kritische Magnetfelder von Normal-Supraleitenden (N-S) Doppelschichten

von P. MARTINOLI

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Es werden die wesentlichen Schritte und Resultate der Berechnung der parallelen und senkrechten kritischen Magnetfelder von N-S-Doppelschichten (Proximity Effekt) dargestellt. Die Berechnungen wurden mit Hilfe der GLAG-Theorie durchgeführt. Die senkrechten kritischen Felder können in dieser Näherung exakt berechnet werden, während für den parallelen Fall ein vorteilhaftes Variationsverfahren Abweichungen von höchstens 5% von numerischen Berechnungen [1] zeigt. Experimentelle Ergebnisse an Pb/Cu-Doppelschichten werden mit diesen Berechnungen verglichen. Der einzige Parameter der Theorie, die «Diffusionslänge» b der Cooper-Paare im normalen Metall, kann aus der kritischen Temperatur der Doppelschichten ermittelt werden. Die Übereinstimmung ist befriedigend. Die phänomenologische Grösse b wird in Zusammenhang mit mikroskopischen Theorien diskutiert.

Literatur

- [1] G. DEUTSCHER, J. P. HURAUULT, F. MEUNIER and D. SAINT-JAMES, Phys. Lett. 25, 514 (1967).

Cinétique de la destruction de la supraconductivité par un courant dans le plomb

par E. POSADA et L. RINDERER

(Institut de Physique de l'Université de Lausanne)

Nous avons étudié expérimentalement la destruction de la supraconductivité dans des fils de plomb lorsqu'un courant supérieur au courant critique est brusquement appliqué. Une comparaison de ces résultats avec la théorie électromagnétique de Rothen et Bestgen [1] est donnée, de même qu'une discussion de l'influence des effets thermiques sur la cinétique de la transition.

Bibliographie

- [1] F. ROTHEN, W. BESTGEN, Phys. Lett. 30A, 509 (1969).

Magnetische Kernresonanz von Titan im Rutil mit Hilfe von dynamischer Kernpolarisation

von CH. GABATHULER und E. E. HUNDT

(Physikinstitut der Universität Zürich)

Durch Abkühlen des Kernspinsystems mit Hilfe von dynamischer Kernpolarisation kann die Empfindlichkeit der magnetischen Kernresonanz beträchtlich erhöht werden. Auf diese Weise konnte erstmals das Spektrum von ^{49}Ti und ^{47}Ti in $\text{TiO}_2:\text{Cr}^{3+}$ gemessen werden. Rutil ist ein tetragonaler Kristall der Raumgruppe D_{4h} [4 mmm].

Die Einheitszelle wird aus zwei Ti^{4+} Ionen der Punktsymmetrie D_{2h} [mmm], die je von 6 O^{2-} umgeben sind, gebildet. Die Quadrupolkopplungskonstanten sind in der Tabelle zusammengestellt.

	Spin [1]	γ [MHz/kG] [1]	$(e^2 q Q/h)$ [MHz]	η
^{49}Ti	7/2	0,2401	$13,09 \pm 0,11$	$0,03 \pm 0,008$
^{47}Ti	5/2	0,24	$16,14 \pm 0,15$	$0,03 \pm 0,008$

Dabei fällt die z -Achse des FGT mit der kristallographischen c -Achse zusammen.

Das Verhältnis der Kernquadrupolkonstanten von ^{49}Ti zu ^{47}Ti beträgt $0,811 \pm 0,010$ und stimmt mit den Atomstrahlungsmessungen von Channappa [2] ($0,819$ (1)) überein.

Literatur

- [1] C. D. JEFFRIES, Phys. Rev. 92, 1262 (1953).
 [2] K. K. CHANNAPPA, J. M. PENDLEBURY, Proc. Phys. Soc. (London) 86, 1145 (1965).

Die magnetische Wechselwirkung der ^{27}Al -Kerne in $\text{Gd}_3\text{Al}_2(\text{AlO}_4)_3$

von B. DERIGHETTI und E. ZUBKOVSKA
 (Physikinstitut der Universität Zürich)

Die magnetischen Verschiebungen der Kernresonanzlinien von ^{27}Al im paramagnetischen Granat $\text{Gd}_3\text{Al}_2(\text{AlO}_4)_3$ wurde bis zu $1,5^\circ\text{K}$ untersucht. Oberhalb $4,2^\circ\text{K}$ kann das totale Magnetfeld an den Al-Lagen beschrieben werden durch:

$$H^2 = H_0^2 \cdot [(1 + A)^2 \cdot \sin^2 \theta + (1 + B)^2 \cdot \cos^2 \theta]$$

wobei θ der Winkel zwischen dem äusseren Feld \mathbf{H}_0 und der axialen [1, 1, 1] bzw. [1, 0, 0] Richtung ist. Unterhalb $2,5^\circ\text{K}$ spalten Kernresonanzlinien gewisser Al-Lagen in ein Dublett auf. Man kann die Winkelabhängigkeit und die Symmetrieeigenschaften dieser neuartigen Aufspaltung durch ein zusätzliches Magnetfeld $\Delta\mathbf{H}$ erklären:

$$\Delta\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \cdot C \cdot (-1/2 + n_1^4 + n_2^4 + n_3^4),$$

wobei n_i die Richtungskosinuse von \mathbf{H}_0 bezüglich lokaler «kubischer» Achsen sind. Al-Lagen mit derselben axialen Richtung, aber verschieden orientierten kubischen Achsen sind somit bei tiefen Temperaturen magnetisch unterscheidbar.

Magnetische Relaxation im Nd-Äthylsulfat

von H. KALBFLEISCH¹⁾ und R. THOMÄ
 (Physikalisches Institut der Universität Karlsruhe)

Mit einer Mikrowellenapparatur wurde die magnetische Relaxation des Nd^{3+} -Ions (1. natürliches Isotopengemisch, 2. ^{142}Nd) im Äthylsulfat untersucht. Im natür-

¹⁾ Z. Zt. Brown-Boveri-Forschungszentrum, Baden (Schweiz).

lichen Isotopengemisch findet man einen phonongehemmten direkten Prozess und einen Raman-Prozess. Die Triplett-Struktur der Hauptlinie ermöglicht Cross-Relaxationen im Nd-System. Ce-Verunreinigungen von 1⁰/₀₀ verursachen im ¹⁴²NdÄS resonante Cross-Relaxation. Nur unter Berücksichtigung dieser Einwirkungen kann die Temperaturabhängigkeit der Spin-Bad-Relaxationszeiten erklärt werden.

The IOH⁻ Center in KCl¹⁾

par DIRK SCHOEMAKER

(Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439, USA)

and F. WALDNER

(Physikinstitut der Universität Zürich, Switzerland)

IOH⁻ molecule ions, each occupying a single negative ion site, could be produced at 77°K by x -, γ - and UV-irradiation in air grown KCl crystals doped with KI. The center was identified through its ESR spectrum at 80°K, and the molecule was found to lie in a {110} plane. The z axis of the iodine HF tensor A_I makes a $3.1^\circ \pm 0.2^\circ$ angle with [111] toward [110] in the (1 $\bar{1}$ 0) plane. With y defined along [1 $\bar{1}$ 0], the components, expressed in Gauss, are: $A_{I,z} = 533.1 \pm 0.1$, $1/2(A_{I,x} + A_{I,y}) = 202.2 \pm 0.8$, $1/2(A_{I,x} - A_{I,y}) = +9 \pm 1$. The axes of the g tensor coincide with the axes of A_I and the components are: $g_z = 1.9784 \pm 0.0005$, $g_x = 2.0935 \pm 0.0011$, $g_y = 2.0898 \pm 0.0008$. The z' -axis of the hydrogen HF tensor A_H makes a $15^\circ \pm 5^\circ$ angle with [111] toward [001], and $A_{H,z'} = (\mp) 14.3 \pm 0.4$, $1/2(A_{H,x'} + A_{H,y'}) = (\mp) 10 \pm 2$, $1/2(A_{H,x'} - A_{H,y'}) = (\pm) 15 \pm 1$. From 'forbidden' transitions the quadrupole coupling constant Q' of ¹²⁷I is found to be $-(25.3 \pm 0.2)$ MHz. The center possesses a main optical absorption band at 333 nm, and decays thermally above 170°K.

Etude par détection optique de la RPE de l'état excité relaxé des centres F dans les halogénures alcalins

par Y. RUEDIN, P. A. SCHNEGG, C. JACCARD, M. AEGERTER

(Institut de physique, Université de Neuchâtel)

Le signal RPE/DO est interprété par un mécanisme «tunnel» entre les éléments d'une paire: $F + F^* \rightarrow F' + \text{vac}$. Un processus d'Orbach pour la relaxation spin-réseau de l'état excité-relaxé le plus bas (type s) permet de rendre compte de la variation du signal RPE/DO en fonction de la température.

¹⁾ Based on work performed under the auspices of the U. S. Atomic Energy Commission.

Positroniumbildung in F-Zentren in KCl

von F. HEINRICH und D. HERLACH

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Der F -Zentrenbeitrag zur 2γ -Winkelkorrelation in KCl-Kristallen zeigt eine Abhängigkeit von der Farbzentrendichte n_F der Form $1/4 n_F/(n_F + a)$. Dabei ist $n_F/(n_F + a)$ die Einfangwahrscheinlichkeit für Positronen in F -Zentren. Der Faktor $1/4$ bringt zum Ausdruck, dass nur die Singulettzustände des Positroniumgrundzustandes einen Korrelationsbeitrag liefern. Der experimentelle Wert $a = 1,12 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ stimmt gut mit dem von Bisi et al. (J. of Phys. C, L33, 1971) aus Lebensdauer-messungen ermittelten Wert überein. Da die Experimente eine Sättigung bei 25% sehr deutlich demonstrieren, darf die Bildung von Positronium im F -Zentrum als sicher angenommen werden. – Wie wir schon in einer früheren Arbeit zeigen konnten, kann die *Form* des F -Zentrenbeitrages zur Korrelationsfunktion bei Messungen in $[100]$ -Orientierung (bezüglich der apparativ ausgezeichneten Achse) sehr genau mit einem Modell beschrieben werden, bei dem die Lokalisierung des Positroniums im F -Zentrum durch einen Würfel (Kantenlänge L) mit undurchdringlichen Wänden realisiert wird. Das gleiche Modell zeigt auch für die Orientierungen $[110]$ und $[111]$ ausserordentlich gute Resultate: Für die Lokalisierungslänge L findet man: $L_{[100]} = 5,57 \pm 0,04 \text{ \AA}$, bzw. $L_{[110]} = L_{[111]} = 5,59 \pm 0,05 \text{ \AA}$. – Da diese Messungen z. T. bei sehr hohen F -Zentrendichten (max. $6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) durchgeführt wurden, erschien es wichtig nachzuweisen, dass selbst starke Kolloidbildung die Korrelationsfunktion nicht beeinflusst.

Druckeffekte im Silberbromid

von P. JUNOD und H. HEDIGER

(CIBA-GEIGY Photochemie AG, Fribourg)

Die Tatsache, dass bei der Trocknung der photographischen Emulsion infolge der Volumenkontraktion der Gelatine Drücke von der Grössenordnung 10^3 kp/cm^2 auf die Silberbromidkristalle ausgeübt werden und die Erkenntnis, dass Versetzungen als Fallen für die Photoelektronen wirken [1], veranlasste uns, das Verhalten von Versetzungen mittels Druckexperimenten zu untersuchen.

In ionischen Kristallen mit NaCl-Struktur sind die Halbsprünge an Versetzungen elektrisch geladen, und zwar um plus oder minus $e/2$, je nach dem mit welcher Sorte von Ionen der Halbsprung endet (s. [2] und [3]). Bei der plastischen Verformung wandern Versetzungen durch den Kristall. Falls diese Versetzungen geladene Halbsprünge aufweisen, tritt ein Ladungstransport auf, welcher eine Potentialdifferenz zwischen verschiedenen Punkten des Kristalls zur Folge hat. Solche Effekte sind sowohl an den Alkalihalogeniden [4] wie den Silberhalogeniden [5] untersucht worden. Die genauen Mechanismen sind aber bis heute nicht bekannt.

Silberbromid-Einkristalle (Durchmesser 10 mm, Höhe 18 mm) wurden zwischen zwei planparallelen Silberelektroden mit ca. 24 kp achsial belastet. Dabei tritt die maximale Schubspannung unter 45° zur Achse auf. Der Kristall floss hauptsächlich in den bevorzugten (110)-Gleitebenen, deren Neigung am nächsten bei 45° zur Belastungsachse waren. Die an den Elektroden auftretende Spannung wurde mit einem Keithley-Elektrometer gemessen. Abbildung 1 zeigt zwei charakteristische Signale. In diesem speziellen Fall wurde der Kristall in der (112)-Richtung belastet. Die Resultate für andere Orientierungen sind sehr ähnlich.

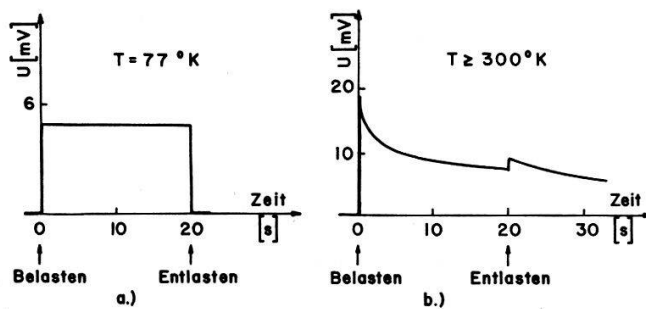
Die Polarität dieser Signale ist unwesentlich, da die Messanordnung bezüglich einer Spiegelebene zwischen den Elektroden symmetrisch ist. Werden die Belastungen mehrmals nacheinander wiederholt, so werden die Signale und auch die Fließgeschwindigkeiten kleiner. Dies deutet auf eine Kaltverhärtung und damit auf eine zunehmende Versetzungsdichte hin.

Der Kristall zeigte bei 77°K (Fig. 1a) nur ein sehr schwaches fließen (ca. 10^{-5} cm in 20 s). Da bei dieser Temperatur die Diffusion vernachlässigbar klein ist, dürfte das Signal durch das wandern von Versetzungen mit Halbsprüngen zustande kommen. Der wesentliche Mechanismus ist also hier das Gleiten, da das Klettern (climbing) mit Diffusion verbunden ist.

Das Fließen nimmt mit zunehmender Temperatur zu und erreicht bei 560°K die Grössenordnung 10^{-2} cm in 20 s. Die gemessenen Deformationen in Abhängigkeit der Zeit lassen sich durch die Formel von Mott und Nabarro [6] beschreiben:

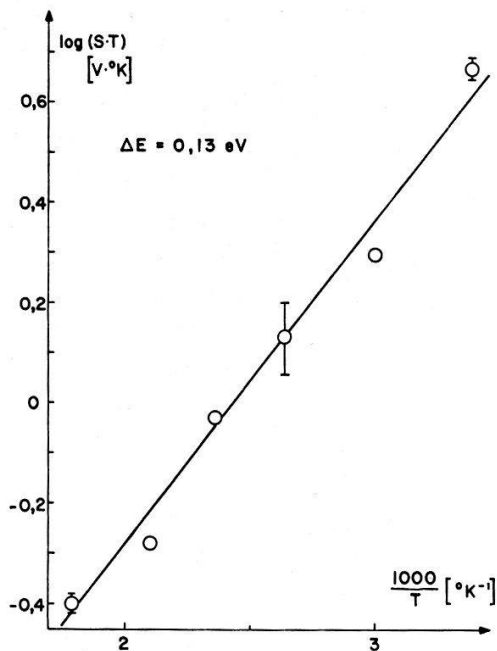
$$s = \alpha (\ln(\gamma \cdot t + 1))^\beta .$$

s = Deformation t = Zeit α, β, γ = Materialkonstanten



Figur 1
Typische Signale von achsial belasteten Silberbromid-Einkristallen.

Der Maximalwert der gemessenen Spannung als Funktion der Temperatur nimmt von 77°K an zuerst zu und fällt dann exponentiell im Bereich von Raumtemperatur bis 560°K . Der Anstieg von tiefen Temperaturen ist wahrscheinlich auf die Vergrößerung der Fließgeschwindigkeit zurückzuführen. Die exponentielle Abnahme der Signalspitze ist durch die Diffusion der Silberionen auf Zwischengitterplätzen bedingt. Dies ergibt sich aus Figur 2, wo die Temperaturabhängigkeit des Betrages der Signalspitze (S) dargestellt ist. Die aus der Steigung der Geraden ermittelte Aktivierungsenergie beträgt $0,13$ eV und stimmt mit derjenigen für die Beweglichkeit der Silberionen auf Zwischengitterplätzen recht gut überein.



Figur 2
Temperaturabhängigkeit des Betrages
der Signalspitze.

Messungen an dotierten Kristallen sind im Gange, und wir hoffen dadurch die Wechselwirkung zwischen der Frenkelfehlordnung und den Versetzungen besser zu verstehen.

Literatur

- [1] J. W. MITCHELL, *Photographic Sensitivity* 3, 23 (1958).
- [2] F. SEITZ, *Phys. Rev.* 80, 239 (1951).
- [3] F. SEITZ, *Rev. mod. Phys.* 23, 328 (1951).
- [4] D. B. FISCHBACH and A. S. NOWICK, *J. Phys. Chem. Solids* 5, 302 (1958).
- [5] S. SONOIKE, *J. Phys. Soc. Japan* 17, 575 (1962).
- [6] N. F. MOTT and F. R. N. NABARRO, in: *Report of a Conference on the Strength of Solids*, University of Bristol, England; Physical Society, London 1948.

Elektrische Leitfähigkeit und optische Absorption von festen und geschmolzenen Elektrolyten

VON P. JUNOD, B. KILCHÖR, J. WULLSCHLEGER
(CIBA-GEIGY Photochemie AG, Fribourg)

Die klassischen Ionenleiter können grob in drei Hauptkategorien unterteilt werden: Die Alkalihalogenide sind durch eine Schottky-Fehlordnung charakterisiert und weisen elektrische Leitfähigkeiten zwischen $10^{-18} \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ bei Zimmertemperatur und $10^{-3} \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ beim Schmelzpunkt auf. In den Silberhalogeniden dagegen überwiegt die Frenkelfehlordnung, wobei die Silberionen auf den Zwischengitterplätzen vorwiegend für den Stromtransport verantwortlich sind. Die Leitfähigkeit der Silberhalogenide ist wesentlich grösser als diejenige der Alkalihalogenide und erreicht im Falle von AgBr $0,1 \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ kurz vor dem Schmelzpunkt von 432°C . Die dritte Gruppe besteht aus den ungeordneten Ionenleitern. Diese kristallisieren in Strukturen,

in denen sich die Kationen auf kristallographisch äquivalenten Plätzen statistisch verteilen können. Typische Vertreter dieser Klasse sind α -AgJ mit 2 Ag⁺ auf 42 möglichen Plätze sowie die Silberdoppelsalze RbAg₄J₅ mit 16 Ag⁺ auf 56 und Ag₃SBr mit 3 Ag⁺ auf 12 möglichen Plätzen. Die Leitfähigkeit dieser Substanzen ist gross und, verglichen mit AgBr und AgCl, eine schwache Temperaturfunktion.

Die elektrische Leitfähigkeit eines Ionenkristalls kann unter der Voraussetzung, dass nur eine Ionensorte leitet, als

$$\sigma = \frac{e^2}{k_B \cdot T} \nu_0 \cdot a^2 \cdot \beta \cdot N \exp[-E/k_B \cdot T]$$

dargestellt werden.

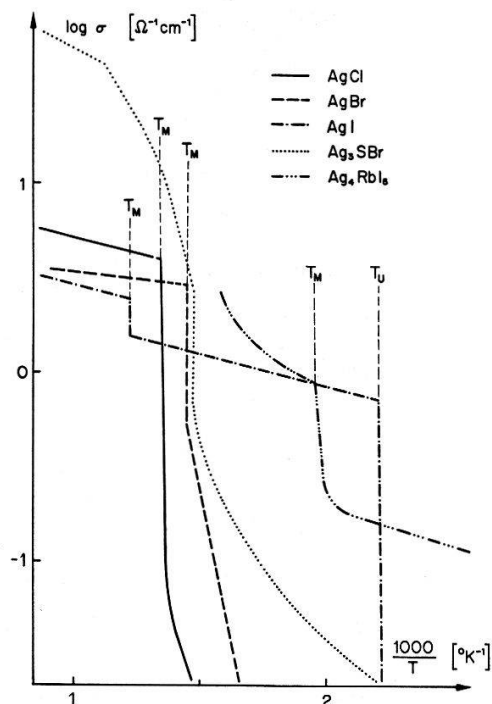
- N = totale Anzahl Ladungsträger pro cm³
- $\beta \cdot N$ = Anzahl der beweglichen Ladungsträger
- E = Aktivierungsenergie für die Bewegung
- ν_0 = Sprungfrequenz
- a = Sprungdistanz

Der wesentliche Unterschied zwischen AgBr, AgCl und z.B. RbAg₄J₅ im festen Zustand besteht im Faktor β , der den Anteil der beweglichen Ladungsträger angibt. Im Falle des Silberdoppelsalzes und des α -AgJ erfolgt der Ladungstransport durch die Silberkationen, die sich über die leeren kristallographisch äquivalenten Plätze leicht bewegen können. In diesem Falle ist $\beta = 1$ und unabhängig von der Temperatur. Die Steigung der Leitfähigkeitsgeraden ist durch die Aktivierungsenergie E der Beweglichkeit bestimmt. Bei den Silbersalzen AgBr und AgCl ist dagegen β über einen Boltzmannfaktor, der die Bildungsenergie für die Frenkelpaare enthält, stark temperaturabhängig.

Wir haben die elektrischen Leitfähigkeiten von AgCl, AgBr, AgJ, RbAg₄J₅ und Ag₃SBr von 200°K über die Schmelzpunkte bis ca. 1000°K mit einer 4-Punkt Wechselstrommethode gemessen.

Für die festen Ionenleiter stimmen unsere Widerstandswerte mit denjenigen anderer Autoren gut überein [6]. Im Bereich höherer Temperaturen ist der Verlauf der Leitfähigkeiten in Figur 1 dargestellt. Der Sprung in der Leitfähigkeit am Schmelzpunkt kann für AgBr und AgCl abgesehen von der Dichteabnahme mit der Zunahme der Fehlordnung und damit mit einer Erhöhung der Ladungsträgerzahl N beim Phasenübergang erklärt werden. Bei α -AgJ hingegen wird beim Schmelzen die Anzahl der beweglichen Ladungsträger um die Dichteabnahme verkleinert. Eine Leitfähigkeitszunahme kann nur mit einer zwar geringen Verkleinerung der Aktivierungsenergie E oder einer Vergrößerung der Sprungdistanz a erklärt werden. Die Silberdoppelsalze können nicht zum Vergleich herangezogen werden, da sie nicht kongruent schmelzen, oder sich am Schmelzpunkt zersetzen. Unter der Annahme, dass in der Schmelze sämtliche Silberionen zur Leitfähigkeit beitragen, kann aus der Steigung der Geraden die Aktivierungsenergie E_i für die Beweglichkeit bestimmt werden. In der Tabelle sind die so erhaltenen Werte mit den entsprechenden Werten E_s für den festen Zustand verglichen. Die in den Flüssigkeiten nur wenig kleineren Aktivierungsenergien deuten auf eine beim Phasenübergang weitgehend erhaltene Nahordnung hin. Aus Messungen an geschmolzenen Alkalihalogeniden [1] ist bekannt,

dass sich die interatomaren Abstände beim Schmelzprozess nicht ändern, wohl aber die Koordinationszahlen sich verkleinern. Letzteres verringert die Dichte und erzeugt die notwendigen zusätzlichen Plätze für den Diffusionsprozess, so dass der Leitfähigkeitsmechanismus in den Schmelzen der gleiche wird wie bei den ungeordneten festen Ionenleitern. Die Aktivierungsenergien sind deshalb vergleichbar.



Figur 1
Leitfähigkeit von festen und flüssigen Silbersalzen als Funktion von $1/T$.

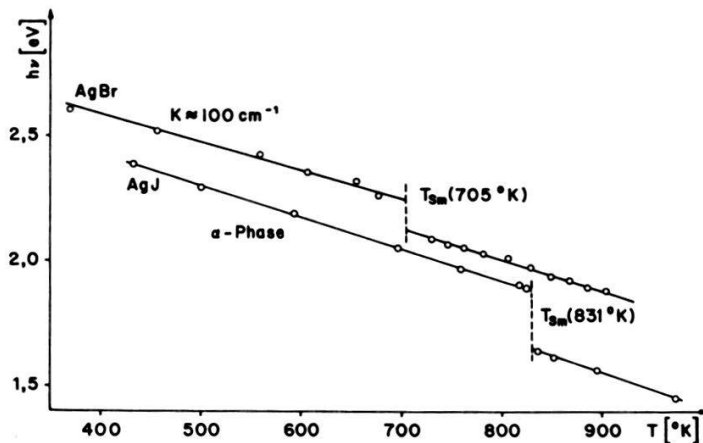
	E_l (eV)	E_s (eV)	E_s (eV) aus (6)
AgBr	0,05		0,08 und 0,23
AgCl	0,1		0,15
α -AgJ	0,07	0,09	0,1
RbAg ₄ J ₅		0,09	0,1

Die optische Absorption von kristallinen Silbersalzen wurde von verschiedenen Autoren eingehend untersucht [2], [3]. Dagegen sind Messungen an den Schmelzen nur wenige bekannt [4]. Die optische Dichte als Funktion der eingestrahelten Lichtenergie $\hbar \cdot \omega$ kann für AgBr und AgJ in der Nähe der Absorptionskante sowohl im festen als auch im flüssigen Zustand durch einen exponentiellen Abfall mit der Steigung $1/k_B \cdot T$ dargestellt werden. Ein solches Verhalten, das in Ionenkristallen und kovalenten Substanzen gefunden wurde, entspricht der Urbach Regel [5], nach welcher der optische Absorptionskoeffizient $\gamma(\omega)$ durch

$$\gamma(\omega) = A \cdot \exp[\kappa (\hbar \omega - \hbar \omega_0)/k_B \cdot T]$$

dargestellt werden kann. Dabei sind A , κ , ω_0 Konstanten; die andern Grössen haben ihre Standardbedeutungen. Die Verschiebung der Absorptionskante als Funktion der Temperatur (Fig. 2) ergibt für beide Aggregatzustände Geraden mit einem Sprung am Schmelzpunkt. Die Steigungen betragen für AgBr $-1,1 \cdot 10^{-3}$ eV/grad im festen und $-1,3 \cdot 10^{-3}$ eV/grad im flüssigen Zustand. Die entsprechenden Werte für AgJ betragen $-1,3 \cdot 10^{-3}$ eV/grad bzw. $-1,4 \cdot 10^{-4}$ eV/grad.

Die für $T = 0$ extrapolierten Werte $h\omega_0$ aus der festen und flüssigen Phase stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein: 3,03 eV für AgBr, 2,84 eV für AgJ.



Figur 2
Verschiebung der Absorptionskante von AgBr und AgJ als Funktion der Temperatur im festen und flüssigen Zustand.

Die Wechselwirkung zwischen ionischer Fehlordnung und den optischen Eigenschaften werden wir anhand von weiteren Salzen studieren und in einer weiteren Publikation behandeln.

Literatur

- [1] J. ZARZYCKI, in: *Non-Crystalline Solids*, V. D. FRÉCHETTE, Editor (John Wiley, 1960).
- [2] S. K. SURI and H. K. HENISCH, *Phys. stat. sol. (b)* **44**, 627 (1971).
- [3] S. TUTIHASI, *Phys. Rev.* **105**, 882 (1957).
- [4] R. MATEJEC, *Z. Phys.* **147**, 593 (1957).
- [5] D. J. DOW and D. REDFIELD, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 762 (1971).
- [6] H. WIEDERSICH and S. GELLER, in: *The Chemistry of Extended Defects in Nonmetallic Solids*, LE ROY EYRING, MICHAEL O'KEEFFE, Editors (North Holland Publishing Company, 1970).

Analyse globale de la conduction ionique dans NaCl

par C. NADLER et J. ROSSEL

(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

Un article paraîtra prochainement dans H.P.A.

Phonendispersion in Cäsium-Iodid

von W. BÜHRER

(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung,
Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

Eine ausführliche Publikation ist in physica status solidi vorgesehen.

Application à la glace de la canalisation de protons de 100 keV

par J. HUBER, M. ROULET et C. JACCARD
(Institut de physique, Université de Neuchâtel)

Avec le faisceau incident voisin de l'axe c , la canalisation (détectée par diffusion à grand angle de Rutherford) n'est pas observée à des températures inférieures à -100°C . Lorsque la sublimation est de quelques dizaines de couches moléculaires par seconde (-80°C), l'effet se manifeste mais sans atteindre la valeur théorique, ce qui est interprété par une perturbation de la surface du cristal.

Druckabhängigkeit der komplexen DK von Eis I_h Einkristallen

VON R. TAUBENBERGER, M. HUBMANN und H. GRÄNICHER
(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH Zürich)

An reinen Eiseinkristallen verschiedener Orientierung wurden unter hydrostatischen Drucken bis 2 kbar im Temperaturbereich von -10°C bis -36°C dielektrische Dispersionsmessungen von 0,2 Hz bis 300 kHz durchgeführt. Daraus wurden optimale Werte der charakteristischen Grössen der intrinsischen Debye-Dispersion sowie des niederfrequenten Leitfähigkeitsbeitrages σ_0 ermittelt, wobei diese von drei andern Dispersionsbeiträgen sehr unterschiedlicher Stärke und Überlappung zu isolieren war, in Übereinstimmung mit [1]. Die Druckabhängigkeit der Relaxationszeit τ ergibt für den angegebenen Temperaturbereich ein orientierungsunabhängiges, phänomenologisches Aktivierungsvolumen $RT(\partial \ln \tau / \partial p) = (3,8 \pm 0,4) \text{ cm}^3/\text{mol}$ für $p < 1$ kbar, darüber ist der Anstieg von $\ln \tau(p)$ geringer. Aus $\sigma_0(p)$ berechnen sich Werte von $8,5 \text{ cm}^3/\text{mol}$ bei -10°C bis $4,2 \text{ cm}^3/\text{mol}$ bei -35°C . Der Druckkoeffizient von $\Delta \epsilon = (\epsilon_s - \epsilon_{\infty})_{\text{Debye}}$ beträgt bei -10°C : $\partial \Delta \epsilon / \partial p = 3 \cdot 10^{-3} \text{ bar}^{-1}$ und geht bei ca. -35°C durch null. Diese Messungen bilden eine Grundlage zur Klärung der Struktur der elektrisch aktiven Gitterdefekte im hexagonalen Eis [2]. Eine ausführliche Publikation ist in Vorbereitung.

Literatur

- [1] A. v. HIPPEL, D. B. KNOLL and W. B. WESTPHAL, J. Chem. Phys. 54, 134 (1971).
[2] H. GRÄNICHER, in: *Physics of Ice* (Plenum Press, N. Y. 1969), p. 534.

Statistical Mechanics of a Random Array of Localized Charges

by G. SRINIVASAN
(IBM Zurich Research Laboratory, Rüschlikon, Switzerland)

The effect of Coulomb interaction among a random assemblage of localized electrons and holes is investigated. The grand partition function is expressed as a functional integral over a set of gaussian random fields. The free-energy is expressed as a sum of a mean-field result plus fluctuations about the mean-field. It is shown that

for the system under consideration the mean-field is just the Hartree self-consistent field and that at $T = 0^\circ\text{K}$ it represents the exact ground state. It is shown that the fluctuations about the mean-field represent correlations in the system. Approximate expressions for the mean-occupation number and the renormalized energies of the charges are obtained. The excitation spectrum is shown to have a gap.

Ein Paradoxon bei der Parallelschaltung nicht-ohmscher Widerstände

von R. JAGGI und H. WEIBEL

(IBM Zürich Forschungslaboratorium, Rüslikon)

In homogenen Halbleitern treten in hohen elektrischen Feldern Abweichungen vom Ohmschen Gesetz auf. Vergleicht man unter diesen Bedingungen den Leitwert G_1 einer «dicken» Probe (ohmscher Leitwert $G_0 = \sigma_0 F/L$, wobei $\sigma_0 =$ ohmsche Leitfähigkeit, $F =$ Querschnittsfläche, $L =$ Länge) mit dem Leitwert G_2 der Parallelschaltung zweier «dünner» Proben von je halbem Querschnitt, so ist G_2 verschieden von G_1 trotz gleichem G_0 . Dieses – auf den ersten Blick – paradoxe Resultat wird durch geometrie-abhängige Abweichungen von Ohmschen Gesetz erklärt [1]

[1] R. JAGGI and H. WEIBEL, *Helv. phys. Acta* 42, 631 (1969)

Korrelations-Effekte im Hubbard-Modell

von J. BERNASCONI

(Brown Boveri Forschungszentrum, Baden, Schweiz)

Mit Hilfe einer Clusterentwicklung für den Hubbard-Hamiltonian

$$H = - \sum_{i,j,\sigma} b_{ij} c_{i\sigma}^* c_{j\sigma} + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}$$

wird der Einfluss von Korrelationseffekten auf das Grundzustands-Verhalten des Modells studiert (i, j bezeichnen die Gitterpunkte, σ den Spin). Innerhalb derselben Ordnung in der Clusterentwicklung werden magnetische und nichtmagnetische Grundzustandsenergien berechnet, wobei für die Wellenfunktionen Variationsansätze benutzt werden. Speziell wird das Auftreten von kritischen U -Werten diskutiert, welche einem Metall-Isolator-Übergang bzw. einem antiferromagnetischen Phasenübergang entsprechen.

Kritisches Verhalten einer magnetischen Legierung

von J. BERNASCONI

(Brown Boveri Forschungszentrum, 5401 Baden, Schweiz)

und FRANZ RYS

(Seminar für Theoretische Physik, ETH, 8006 Zürich, Schweiz)

Kürzlich wurde ein klassisches Gittermodell beschrieben, welches zwei verschiedene Phasenumwandlungen aufweist [1], [2]. Es lässt sich beispielsweise auf den Fall

einer magnetischen Legierung anwenden, welche aus einer magnetischen Komponente A und einer nichtmagnetischen Komponente B besteht. Der Hamiltonoperator lautet:

$$H = -\varepsilon_1 \sum_{\langle ij \rangle} s_i s_j - \varepsilon_2 \sum_{\langle ij \rangle} s_i^2 s_j^2 - h \sum_{i=1}^N s_i - \mu \sum_{i=1}^N s_i^2. \quad (1)$$

Dabei bezeichnet: $s_i = \pm 1$ ein A -Atom im Gitterpunkt i mit Spin (auf/ab), und $s_i = 0$ ein B -Atom im Gitterpunkt i ($i = 1, 2, \dots, N$).

ε_1 ist die magnetische Kopplungskonstante und ε_2 die nichtmagnetische; beide wirken nur zwischen benachbarten Gitterpunkten. h bezeichnet das äussere Magnetfeld und μ ist die Differenz der chemischen Potentiale der Komponenten A und B . In einer Dimension wurde das Modell exakt gelöst [2], [3]; es weist keine Phasenübergänge auf (vgl. auch [4], [5]). Ferner wurde der Spezialfall $\varepsilon_2 = 0$ bereits eingehend behandelt [6], [7]. Für den allgemeinen Fall lauten die Gleichungen in der Näherung des molekularen Feldes (MF):

$$m = \varrho \operatorname{th} \left(\frac{e_1 m + h}{T} \right) \quad (2)$$

$$\frac{\varrho}{1 - \varrho} = 2 \exp \left(\frac{e_2 \varrho + \mu}{T} \right) \operatorname{ch} \left(\frac{e_1 m + h}{T} \right) \quad (3)$$

$m = \langle s \rangle$ ist die Magnetisierung und $\varrho = \langle s^2 \rangle$ die Dichte der A -Atome. $e_{1,2} = z \cdot \varepsilon_{1,2}$, wobei z die Koordinationszahl ist. k_B wurde hierbei $= 1$ gesetzt.

Falls mehrere Lösungen m, ϱ als Funktion der drei intensiven Variablen μ, h, T auftreten, lässt sich die *stabile* Lösung definieren als jene, die die freie Energie ϕ zu einem Minimum macht:

$$\phi(\mu, h, T) = \frac{e_1}{2} m^2 + \frac{e_2}{2} \varrho^2 + T \log(1 - \varrho). \quad (4)$$

Im (μ, h, T) -Raum liegen die Punkte der Phasenübergänge 1. Ordnung des Systems auf der (Phasen-)Koexistenzfläche, die im allg. begrenzt ist durch eine Linie von kritischen Punkten. Ferner treten trikritische Punkte als Verzweigungspunkte kritischer Linien auf [6], und, für geeignete Wahl des Quotienten e_1/e_2 , wird das Auftreten von superkritischen Punkten erwartet. Die Diskussion des allgemeinen Falles wird Gegenstand einer zukünftigen Arbeit sein [8].

Der Fall $\varepsilon_1 = 0$ lässt sich rigoros zurückführen auf das Ising-Modell. Die freie Energie ist gegeben durch:

$$\phi_{\varepsilon_1=0, \varepsilon_2}(\mu, h, T) = \phi_J^{Ising}(h^*, T) - h^* + \frac{z \varepsilon_2}{8} \quad (5)$$

pro Gitterpunkt, wobei $J = \varepsilon_2/4$ die Kopplungskonstante des Ising-Modells ist, und

$$h^* = \frac{1}{2} \left[\mu + \frac{z \varepsilon_2}{2} + T \log \left(2 \operatorname{ch} \frac{h}{T} \right) \right] \quad (6)$$

das Magnetfeld des Ising-Modells ist. Die Herleitung der Beziehungen (5) und (6) stellt eine Verallgemeinerung des in [9] gegebenen Beweises dar auf den Fall eines beliebigen Magnetfeldes h . Die Koexistenzfläche Σ ergibt sich daher aus der Gleichung:

$$h^* = 0 \quad (7)$$

für das Temperaturintervall:

$$0 \leq T < T_c^{Ising} ;$$

die kritische Linie Γ ist gegeben durch:

$$h^* = 0, \quad T = T_c^{Ising} \quad (8)$$

im (μ, h, T) -Raum.

Wir haben das kritische Verhalten des Modellfalles $\varepsilon_1 = 0$ an den thermodynamischen Grössen:

Magnetisierung m , A -Dichte ρ , Entropiedichte s (1. Ableitungen von ϕ), und Suszeptibilität $\chi_{\mu,T}$, Analogon zur Kompressibilität $\kappa_{h,T}$ und spezifische Wärme $C_{\mu,h}$ (2. Ableitungen von ϕ) im kritischen Gebiet untersucht.

Es zeigt sich, dass die entsprechenden kritischen Exponenten nur abhängen (a) von der Richtung (den beiden Richtungen) der Ableitung(en), und (b) von der Richtung, in der die Grössen asymptotisch in den kritischen Punkt streben, und zwar im folgenden Sinn: Es kommt darauf an, ob diese Richtungen:

- (1) parallel zu Γ ,
- (2) parallel zu Σ aber nicht parallel zu Γ , oder
- (3) nicht parallel zu Σ sind.

Die kritischen Exponenten sind also durch zwei (drei) Indices $i; k$ ($i, j; k$) gegeben, die entsprechend der drei oben erwähnten Klassen von Richtungen die drei Zahlen: $i, j, k = 1, 2, 3$ annehmen können. Insbesondere hängen die Exponenten nicht von der Lage des kritischen Punktes auf Γ ab. Die Vermutung liegt nahe, dass diese Klassifizierung nicht vom speziellen Modell abhängt.

Literaturverzeichnis

- [1] FRANZ RYS, Helv. phys. Acta 42, 606 (1969).
- [2] A. HINTERMANN und FRANZ RYS, Helv. phys. Acta 42, 608 (1969).
- [3] A. HINTERMANN, Diplomarbeit ETH Zürich (1969), unveröffentlicht.
- [4] S. KATSURA and B. TSUJIYAMA, in: *Critical Phenomena*, NBC Misc. Publ. 273 (1965).
- [5] M. SUZUKI, B. TSUJIYAMA and S. KATSURA, J. Math. Phys. 8, 124 (1967).
- [6] R. B. GRIFFITHS, Phys. Rev. Lett. 24, 715 (1970).
- [7] J. OITMAA, Phys. Lett. 33A, 230 (1970).
- [8] J. BERNASCONI und FRANZ RYS, in Vorbereitung.
- [9] R. B. GRIFFITHS, Physica 33, 689 (1967).

Einige exakte Ergebnisse für ein Gittermodell

von FRANZ RYS

(Seminar für Theoretische Physik, ETH, 8006 Zürich, Schweiz)

Im vorhergehenden Beitrag [1] wurde ein Gittermodell mit zwei Phasenumwandlungen definiert. Für dieses Modell lässt sich eine exakte Hochtemperatur-Reihenentwicklung angeben. Die freie Energie ist gegeben durch:

$$\phi(\mu, h, T) = T \log(1 - \tau) - T \sum_{\{g\}} c_g (e^{K_2} sh K_1)^s (e^{K_2} ch K_1 - 1)^d \tau^{ve} \left(\tau \operatorname{th} \frac{h}{T} \right)^{V_0} \quad (1)$$

$$K_{1,2} = \frac{\varepsilon_{1,2}}{T}, \quad \tau = 1 - \frac{1}{2 \exp\left(\frac{\mu}{T}\right) c h \frac{h}{T}}; \quad k_B \text{ ist gleich 1 gesetzt}$$

Die Summe erstreckt sich über sämtliche Graphen in einem gegebenen Gitter G , wobei s die Anzahl einfacher, d die Anzahl doppelter Striche (d.i. Verbindungslinien zwischen zwei Nachbarn), v_e die Anzahl «gerader» Gitterpunkte (d.i. jener Gitterpunkte, in denen eine gerade Anzahl (≥ 2) von Strichen des Graphen enden), und v_0 die Anzahl «ungerader» Gitterpunkte des Graphen g ist. Es kommen nur Graphen mit einfachen und doppelten Strichen vor. c_g ist die sog. Gitterkonstante des Graphen g im Gitter G . Für $\varepsilon_2 = 0$, $h = 0$ fällt dieser Ausdruck zusammen mit jenem in [2]; die dort gerechneten Gitterkonstanten erlauben es, in unserem Fall für $h = 0$ bis zu Termen der Ordnung $(1/T)^4$ zu entwickeln. Eine Erweiterung der Rechnungen ist geplant.

Eine genügend weit getriebene Hochtemperatur-Reihenentwicklung lässt u. U. eine Lokalisierung der kritischen Punkte im (μ, h, T) -Raum zu; vgl. [2]. Eine Kenntnis der kritischen Linien sowie der Koexistenzflächen des Modells lässt andererseits eine Herleitung verschiedener exakter Ungleichungen zwischen den kritischen Exponenten zu. Man betrachte hierzu z. B. die Zustandsfunktion $F(\rho, h, T) = \phi + \mu \cdot \rho$. Aus der Gleichung: $\oint dF = 0$, die für beliebige geschlossene Wege gilt, lässt sich etwa die Rushbrookesche Ungleichung für $h = \text{const.}$ herleiten [3]. Andere Ungleichungen ergeben sich durch eine andere Wahl des geschlossenen Weges, durch Betrachtung anderer Legendrescher Transformationen der freien Energie und etwa durch die Wahl der speziellen kritischen Punkte (trikritische Punkte, usw.).

Literatur

- [1] J. BERNASCONI und FRANZ RYS, *Helv. phys. Acta* 44, 568.
- [2] J. OITMAA, *J. Phys. C*, im Druck.
- [3] R. B. GRIFFITHS, *Phys. Rev. Lett.* 14, 623 (1965).

Verallgemeinerung der Mean-Field Approximation

VON T. SCHNEIDER und E. STOLL

(IBM Zürich Forschungslaboratorium, Rüschlikon)

Detaillierte Veröffentlichung erscheint in Proceedings of the Geilo Conference on Structural Phase Transitions and Soft Modes.

On the Transverse Response of the Electron/Gas

by N. SZABO

(Institut für Theoretische Physik, Johann Wolfgang Goethe Universität, Frankfurt, Deutschland)

and T. SCHNEIDER

(IBM Zurich Research Laboratory, Rüschlikon, Switzerland)

Corrections to the transverse response introduced by the transverse magnetic electron-electron and the Coulomb interactions are discussed.

Kristallfeldaufspaltung in NdSb

von H. HEER und A. FURRER

(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung,
Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

und O. VOGT

(Laboratoire für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Eine Veröffentlichung erscheint in den Proceedings of the Conference on Rare Earths and Actinides, Durham 1971.

Neutronenbeugungsuntersuchung magnetischer Phasenübergänge bei einkristallinem CeSb

von P. FISCHER, W. HÄLG

(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung,
Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

B. LEBECH, B. RAINFORD

(Research Establishment, Riso, Dänemark)

und O. VOGT

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Eine ausführliche Publikation ist in Vorbereitung.

Propriétés magnétiques d'alliages ferromagnétiques NiCu

par F. ACKER et R. HUGUENIN

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne)

Pour des concentrations de Cu comprises entre 50 et 60% At., on a tenté de rendre compte de la forme des courbes d'aimantation, à 4,2°K, jusqu'à 64 KOe. en considérant trois termes: Une aimantation spontanée I_0 , une contribution superparamagnétique (Distribution de «clusters») et une susceptibilité χ indépendante du champ.

A la concentration critique ($\sim 57\%$ At. Cu), I_0 s'annule et le nombre N des «clusters» passe par un maximum ($\sim 4 \cdot 10^{20}$ clusters/mole). Du côté ferromagnétique, N décroît rapidement alors que le moment magnétique moyen d'un «cluster» augmente ($\sim 30 \mu_B$ pour 53% At. Cu). χ est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-5}$ emu/cm³ et dépend faiblement de la concentration.

Kernspinwellen transportieren Energie in Holmium

von PAUL ERDÖS

(Department of Physics, The Florida State University, Tallahassee, Florida 32306, USA)¹⁾

Die magnetische Tieftemperaturphase von Holmium ist eine konische Spinspirale entlang der hexagonalen Achse [1]. Bei 0,3°K wurde eine ausgeprägte Wärmeleitfähigkeitsspitze beobachtet [2]. Diese wird quantitativ erklärt, indem gezeigt wird, dass die Suhl [3]-Nakamura [4]-Wechselwirkung zwischen Kernspins gekoppelte Kern [5]- und Elektronenspinwellen [6] verursacht. Die energetisch tiefsten Anregungen, die Kernspinwellen, werden bei 0,3°K maximal angeregt und liefern dank ihrer Dispersion den Wärmestrom. Die wesentlichen Parameter der Theorie sind die Austauschwechselwirkung $J(k)$, die Kristallfeldanisotropien K_4 , K_6 , die hexagonale Anisotropie und die Hyperfeinkonstante A . Es wird hier das erstmalig die Existenz von Kernspinwellen demonstriert.

Literatur

- [1] W. C. KOEHLER et al., Phys. Rev. 151, 414 (1965).
- [2] K. V. RAO, Phys. Rev. Lett. 22, 943 (1969).
- [3] H. SUHL, Phys. Rev. 109, 606 (1958).
- [4] T. NAKAMURA, Progr. theor. Phys. (Kyoto) 20, 542 (1958).
- [5] B. R. COOPER et al., Phys. Rev. 127, 57 (1962).
- [6] P. G. DE GENNES et al., Phys. Rev. 129, 1105 (1963).

Einfluss der magnetischen Ordnung auf optische Absorption und Photoleitung von Eu_3P_2 und Eu_3As_2

von F. HULLIGER, P. WÄCHTER und J. WULLSCHLEGER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Eu_3P_2 und Eu_3As_2 sind magnetisch ordnende Halbleiter mit Ordnungstemperaturen von 25 bzw. 17,5°K. Für dünne Schichten beträgt die magnetisch induzierte Rotverschiebung der Absorption für Photonenergien nahe der Absorptionskante 0,081 bzw. 0,052 eV. Die spektrale Empfindlichkeit der Photoleitung zeigt für Photonenergien nahe der Absorptionskante Maxima, die durch die Oberflächen und Volumenleitfähigkeit bestimmt werden. Mit abnehmender Temperatur nimmt die Photoleitung zunächst ab und weist bei der Ordnungstemperatur ein markantes Minimum auf. Für noch tiefere Temperaturen nimmt die Photoleitung wieder steil zu.

Im Falle von Eu_3As_2 -Schichten muss man sowohl aus der Kantenverschiebung wie auch aus der Photoleitung und der Magnetisierung schliessen, dass bei 4,2°K spontan noch keine magnetische Sättigung vorliegt, die Schichten also entweder ferri- oder metamagnetisch sind.

¹⁾ Z.Z. Sektion Physik, Universität München.

Magnetically Produced Sign Change in the Thermopowers of Aluminum and Indium

by R. S. AVERBACK and J. BASS¹⁾

(Department of Physics, Michigan State University, East Lansing, Michigan, USA)

Upon application of a transverse magnetic field of a few kG the low temperature absolute thermopowers of both aluminum and indium change sign. In aluminum this sign change is associated with a change in sign of the 'electron diffusion' component of the thermopower. In both metals the magnitude of the 'phonon-drag' component of the thermopower increases with increasing magnetic field.

Evolution du rapport de résistivité et de la magnétorésistance au cours du recuit à la température ambiante de fils d'étain de grande pureté

par J.-M. SUTER, B. KNECHT, D. ROBIN et L. RINDERER

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne)

Trois fils d'étain de 2 mm de diamètre, ayant un taux d'impuretés de 0,3 resp. 1 et 10 ppm, ont été fabriqués par extrusion à la filière à la température ambiante. Pendant 11 mois, nous les avons recuits à cette même température et avons suivi leur évolution en les plongeant périodiquement dans l'hélium liquide. Le rapport de résistivité $\rho_{4,2^\circ K}/\rho_{T\text{ amb.}}$ et les deux magnétorésistances longitudinale et transversale en champ faible ($H < 400$ Oe) ont été mesurés. Les résultats montrent que le passage à la filière écrouit l'étain à la température ambiante et que le rapport de résistivité met de 3 à 6 mois, selon la pureté, pour se stabiliser. La validité de la règle de Kohler à différentes phases du recuit a été testée.

Libre parcours moyen des électrons dans le Cd par mesure de l'effet dimensionnel en radio-fréquence

par S. SOFFER et R. HUGUENIN

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne)

Nous avons mesuré l'amplitude de l'effet dimensionnel en radiofréquence dans le Cd en fonction de la température, afin de déterminer pour certains groupes d'électrons le libre parcours moyen limité par les phonons. Les résultats sont discutés ainsi que la question de l'utilisation d'une loi en T^n pour le taux de diffusion.

¹⁾ Presently Guest-Dozent at the Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zurich, Switzerland.

Structure de bande d'un métal cfc sous cisaillements

par M. POSTERNAK et S. STEINEMANN

(Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne)

Nous avons calculé les états électroniques d dans un réseau cfc soumis à des distorsions de cisaillement, en utilisant l'approximation des liaisons fortes. Les densités d'états partielles et les potentiels de déformation sont déterminés par la méthode de Raubenheimer et Gilat. L'application du modèle au cas du Pd nous permet de discuter des modifications topologiques de sa surface de Fermi sous distorsion, en relation avec ses propriétés élastiques et magnétiques.

Libre parcours moyen électronique et effet de dimension en champ magnétique faible dans des fils d'étain et d'indium de grande pureté

par J.-M. SUTER, B. KNECHT, M. GENOUX, D. ROBIN et L. RINDERER

(Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne)

Nous avons déterminé le libre parcours moyen électronique dans l'étain et l'indium très purs (0,3 à 100 ppm) à basse température (1,7–4,2°K) dans l'état normal, au moyen d'un diagramme de Nordheim. Pour extrapoler les courbes de résistivité au-dessous de la température critique, nous avons mesuré la magnétorésistance longitudinale en champ faible ($H < 400$ Oe) et utilisé la règle de Kohler [1]. Dans les échantillons les plus purs, la même extrapolation faite à partir des mesures de magnétorésistance transversale relève des déviations systématiques de la règle de Kohler. Nous attribuons ces déviations à l'effet de dimension en champ magnétique et donnons une estimation de sa contribution à la magnétorésistance transversale.

Bibliographie

- [1] H. FEUZ, B. KNECHT, J.-M. SUTER, L. RINDERER, *Helv. phys. Acta* 43, 500 (1970).

Die magnetische Suszeptibilität der leichten Metalle der Seltenen Erden und des Urans im flüssigen Zustand

VON H. J. GÜNTHERODT UND L. SCHLAPBACH

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH Zürich)

Wir haben die magnetische Suszeptibilität von Ce, Pr, Nd, La und U bis 1200°C nach der Faraday-Methode gemessen.

Die Suszeptibilität des flüssigen La ist temperaturunabhängig und beträgt $0,8 \cdot 10^{-6}$ cm³/g. Von gleicher Größenordnung ist die Suszeptibilität des flüssigen U ($2 \cdot 10^{-6}$ cm³/g am Schmelzpunkt), die mit der Temperatur leicht ansteigt.

Die Suszeptibilität von Ce, Pr und Nd stimmt auch im flüssigen Zustand mit der nach der Van Vleck-Formel (für $kT \approx$ Multiplettaufspaltung) berechneten überein,

wenn man annimmt, dass der Beitrag der Aussenelektronen so gross ist wie die Suszeptibilität des La und dass Ce ein 4f-Elektron hat, Pr zwei und Nd deren drei, wie im festen Zustand.

In Ce-Cu- und Ce-La-Legierungen geht die Suszeptibilität linear mit der Konzentration, d.h. Ce behält sein magnetisches Moment unverändert bei. Erst in Legierungen mit Übergangsmetallen lässt sich das Ce-Moment verändern.

Negative Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes flüssiger Legierungen von Übergangsmetallen

VON H. J. GÜNTHERODT UND H. U. KÜNZI

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Die negativen Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes normaler flüssiger Metalle und ihrer Legierungen lassen sich durch die Elektron-Ion-Wechselwirkung nach der Zimanschen Formel für den elektrischen Widerstand flüssiger Metalle gut erklären. Ursprünglich wurde die Zimansche Formel nur für normale flüssige Metalle abgeleitet und ihr Haupterfolg war die Erklärung der negativen Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes. Inzwischen wurden solche negative Temperaturkoeffizienten auch an flüssigen Legierungen von Übergangsmetallen wie Mn, Fe, Co und Ni mit mehrwertigen normalen Metallen beobachtet. Aus den Messungen von Widerstand, Hall-Koeffizient und Korrelationsfunktion kann geschlossen werden, dass die Zimansche Theorie auch auf die flüssigen Übergangsmetalle und ihre Legierungen ausgedehnt werden kann.

Magnetische Suszeptibilität flüssiger Fe-Ge-Legierungen

VON H.-J. GÜNTHERODT UND H. A. MEIER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Es wurde die magnetische Suszeptibilität von flüssigen Fe-Ge-Legierungen als Funktion der Konzentration und Temperatur gemessen. Während bei flüssigen Legierungen von Co und Ni mit Ge die Suszeptibilität der Übergangsmetalle als Funktion der Ge-Konzentration rasch abfällt, bleibt die Suszeptibilität von flüssigen Fe-Ge-Legierungen im Fe-reichen Konzentrationsbereich wenig geändert und fällt erst bei höheren Ge-Konzentrationen stark ab. Dieses Verhalten kann gut mit der unterschiedlichen Lage der Fermienergien im ungefüllten *d*-Band der Übergangsmetalle erklärt werden. Solange das Curie-Weiss-Gesetz im Ge-reichen Bereich von flüssigen Co- und Ni-Ge-Legierungen gilt, ist es streng erfüllt. Bei Ge-reichen Legierungen von Fe-Ge wurde zunächst ein Abfall der reziproken Suszeptibilität als Funktion der Konzentration gefunden, dann ein Minimum und erst allmählich ein Übergang in eine Curie-Weiss-Gerade. Diese beobachtete Temperaturabhängigkeit der magnetischen Suszeptibilität ist bisher nur für Antiferromagneten bekannt.

Gruppentheorie der Richtungs-Autokorrelationsfunktionen von Molekülen in Flüssigkeiten

VON B. KELLER UND F. KNEUBÜHL

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Aus der Linienform von Vibrationslinien im Infraroten lässt sich die zum Übergangsdipolmoment gehörende Richtungs-Autokorrelationsfunktion durch Fouriertransformation gewinnen. Bei zweiatomigen Molekülen hat diese Funktion die Form $\langle \cos \delta(t) \rangle$ wobei δ den Winkel zwischen der Richtung des Dipols zur Zeit $t = 0$ und der Richtung zur Zeit t bezeichnet.

Mit gruppentheoretischen Methoden wird dieser Zusammenhang auf mehr als zwei-atomige Moleküle verallgemeinert. Dabei zeigt sich, dass Information über die Gesamtbewegung gewonnen werden kann, wie an Beispielen demonstriert wird. Der so entwickelte Formalismus lässt sich auch auf Spektren höherer Ordnung wie z. B. Raman-Spektren, Multipol-Übergänge usw. anwenden.

Infrarot-spektroskopische Untersuchungen an einer niedrig-molekularen Flüssigkeit mit kollektivem Ordnungseffekt

VON B. KELLER UND F. KNEUBÜHL

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Die Orientierungsprozesse von CHF_3 -Molekülen im flüssigen und festen Zustand wurden mit Infrarot-Spektroskopie und Dielektrizitätsmessungen untersucht. Dabei zeigt es sich, dass bereits im flüssigen Zustand dank dem starken Dipolmoment ausgeprägte Orientierungs- und Anlagerungseffekte auftreten, was auch durch die Mischbarkeit mit CF_4 [1] und durch nmr-Spektren [2] bestätigt wird.

Literatur

- [1] N. THORP und R. L. SCOTT, J. Am. Chem. Soc. 60, 670 (1956).
- [2] H. S. GUTOWSKI, I. J. LAWRENSON, K. SHINOMURA, Phys. Rev. Lett. 6, 349 (1961).

Stabiles Phasengemisch in der Nähe eines Phasenüberganges 1. Ordnung

VON W. BALTENSPERGER UND A. BOSSHARD

(Seminar für theoretische Physik, ETH Zürich)

Ein einzelner Keim der Phase B in der Phase A ist instabil; die Mischentropie erwirkt jedoch das Auftreten einer Anzahl solcher Keime. Dies wurde von Frenkel [1] in der Annahme kleiner Effekte betrachtet. Ein einfaches thermodynamisches Modell beschreibt den Keim durch einen Volumen- und einen Oberflächenterm. Die numerische Auswertung zeigt, dass bei hinreichend kleiner Oberflächenenergie ein wesent-

licher Anteil der Substanz stabil in diesen Clustern auftritt. Durch künstliches Abschneiden werden Cluster unter einer Mindestgrösse eliminiert.

Literatur

- [1] J. FRENKEL, *Kinetic Theory of Liquids* (Dover 1955).

Exakt lösbare eindimensionale Modelle zur Beschreibung des Kristallwachstums

von B. BÜRCEL und S. STRÄSSLER

(Brown Boveri Forschungszentrum, Baden, Schweiz)

Die exakt lösbaren Modelle zur Beschreibung von Phasenübergängen haben eine grosse Bedeutung erlangt (ein- und zwei-dimensionales Isingmodell). Entsprechende exakt lösbare Modelle für die Beschreibung des Wachstums einer Phase (z. B. Kristallwachstum) sind weit weniger bekannt. Es werden zwei einfache eindimensionale Modelle vorgeschlagen und diskutiert, welche die Erstarrung und das Schmelzen eines Kristalls beschreiben.

Wechselwirkung von «Normalschwingungen» in der harmonischen Approximation im Falle von molekularen Verunreinigungen

VON HANS R. FANKHAUSER¹⁾

(Batelle Institut, Genève)

Eine ausführliche Arbeit wird demnächst veröffentlicht.

Exzitonenwanderung in Molekülkristallen

VON J. FÜNFSCILLING und I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER

(Institut für Angewandte Physik der Universität Basel)

Die zeitliche Entwicklung der verzögerten Wirt- und Gastfluoreszenz wird untersucht. Mittels eines zeitlich rechteckförmigen Blitzes von 2 ms Dauer und 100 J Energie wird der tiefste Triplettzustand des Wirtes angeregt. Für kleine Dotierungen (10^{-6} mol/mol) ist die verzögerte Wirtfluoreszenz auf Wirt-Wirt-Triplettanihilationen zurückzuführen. Für grössere Dotierungen überwiegen Wirt-Trap- und Wirt-Gast-Triplettanihilationen. Die Gastfluoreszenz entsteht für alle Dotierungen durch Wirt-Gast-Triplettanihilations. Den gemessenen Kurven kann man die Triplettlebensdauer der Gastmoleküle entnehmen: Tetracentriplets haben in Anthracen eine Lebensdauer von 1,1 ms.

¹⁾ Gegenwärtige Adresse: Department of Physics, Michigan State University, East Lansing.

Application of Dipole-Wave Summations for $\mathbf{K} \cdot \mathbf{R} \simeq 1$ to the Ultraviolet Absorption Spectrum of Solid CO

by G. ZUMOFEN

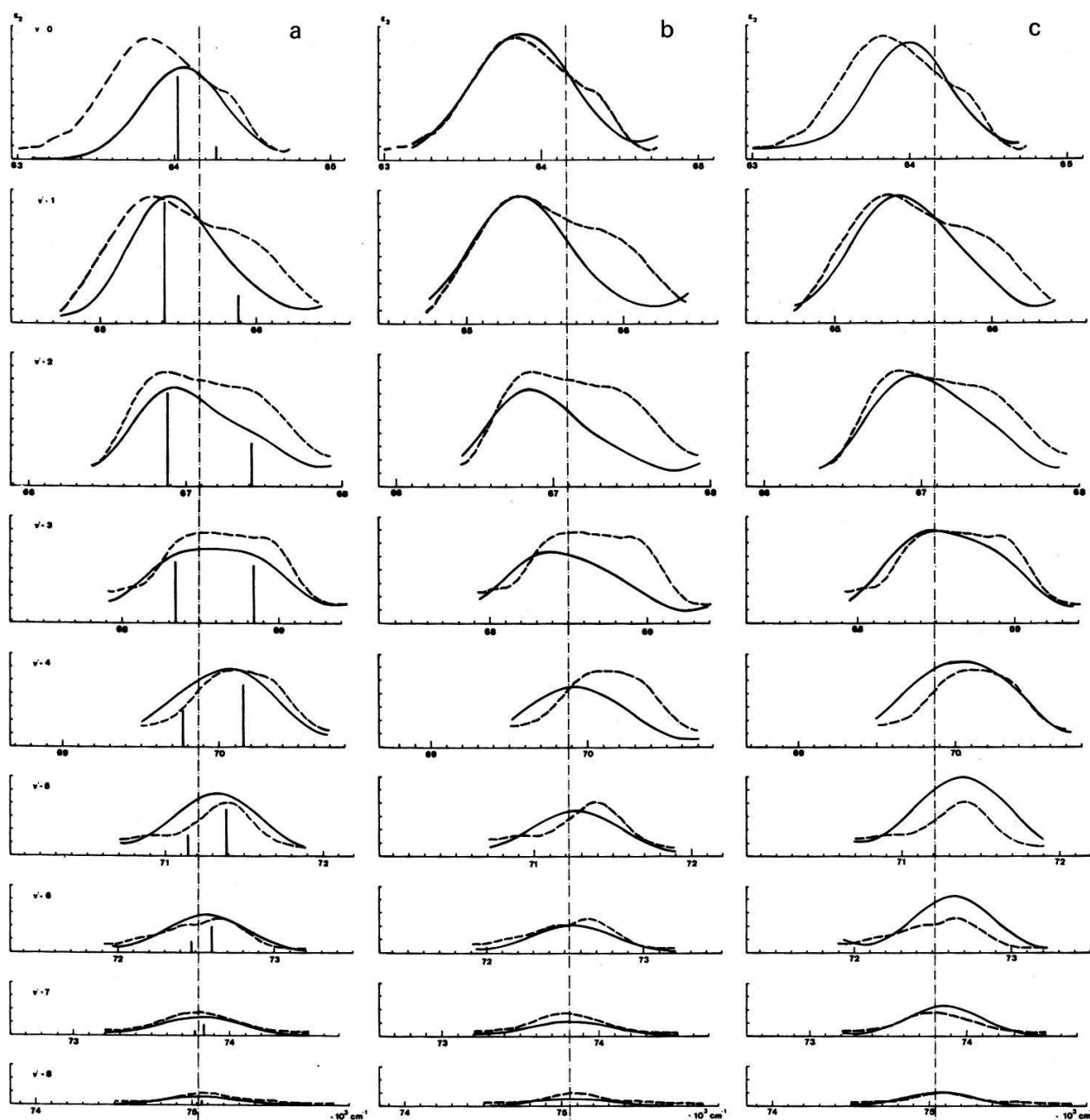
(Laboratorium für physikalische Chemie, ETH Zürich)

The dipole-allowed electronic transition $\mathbf{A}^1\Pi - \mathbf{X}^1\Sigma^+$ of CO shows a perturbed structure in the solid phase which must be attributed to a strong exciton interaction [1]-[3]. High-quality experimental data for the first nine vibrational bands have been obtained by Scharber and Webber [4]. The most intense bands, at low quantum numbers, show Davydov splittings and increased red shifts compared to the widths and shifts of the higher- v' bands. The vibrational intensity distribution is shifted towards lower quantum numbers compared to the gas phase.

Solid α -CO forms a face-centered cubic lattice of space group T^4 . Fox and Hexter [5] have constructed the electronic dipole-dipole interaction matrix for molecular $\Pi - \Sigma$ transitions in this lattice for $K = 0$ (\mathbf{K} = wave vector of the exciton), and for spherical crystal shape they have computed electronic exciton eigenvalues of $(2.89 \pm 7.64) p^2 a^{-3}$ and a corresponding intensity ratio of $I^-/I^+ = 1.47$ (p = transition dipole moment, a = unit cell length). This electronic structure has been combined with a vibronic interaction matrix [6] based on vibrational factors $\langle v'_i | 0 \rangle \langle v'_j | 0 \rangle$, and the resulting spectrum, computed with a Gaussian line shape and with $p^2 a^{-3}$ as adjustable parameter, is shown in Figure 1(a). Comparison with experiment shows that this model produces the correct type of perturbations but that quantitative agreement is poor.

Since vapor-deposited films of solid CO may contain crystallites with dimensions of a few hundred Å, the dipole-wave summation (K equal to wavenumber of photon) must be performed in the pathological region $\mathbf{K} \cdot \mathbf{R} \simeq 1$ (R = dimension of crystal). The critical dependence of the dipole sums on volume and external shape of the crystal has been discussed [7], [8]. This critical behavior is further accentuated when retarded dipole-dipole potentials are used [9]. For $K \ll a$ the direction of the vector \mathbf{K} within the cubic lattice is of considerably smaller influence than volume and shape of the crystal. The vibronic structure of the transition has been computed for a Poisson distribution of spherical volumes, and best results were obtained for a probability-maximum of volumes corresponding to $R_{max} = 15 a$. The corresponding synthetic spectrum shown in Figure 1(b) accounts for the increased shift and intensity of the 0-0 band relative to the gas phase and relative to the calculation of Figure 1(a), but otherwise there is no improvement.

An additional computation has been performed for non-spherical crystal shapes. A distribution over cylindrical shapes was chosen with highest probability for the 'spherical' shape $d = h$ (d = diameter, h = height of cylinder), with decreasing probabilities for d/h ratios deviating upwards or downwards from unity, and with a Poisson distribution of volumes. The result of this computation is illustrated in Figure 1(c); it enables a better fit of the experimental spectrum and it is close to the best fit obtainable with any such simple vibronic interaction matrix, i.e. without detailed treatment of exciton-phonon and exciton-vibron coupling, and without polariton effects; this has been established by extensive numerical investigation.



Ultraviolet absorption bands of solid CO ($A^1\Pi - X^1\Sigma^+$). The vibronic bands from 0-0 (top) to 8-0 (bottom) of the solid are shown on wavenumber scales aligned vertically to the gas-phase positions; the continuous vertical line connects wave-numbers with a constant shift of -600 cm^{-1} relative to the gas phase. Dashed lines - - - - represent the experimental spectrum of ϵ_2 [4], solid lines ——— present three electronic exciton models with vibronic interaction:

- (a) Electronic exciton of Fox and Hexter [5] for spherical crystal shape;
- (b) Electronic structure of dipole-wave model with size-distribution of spherical crystallites;
- (c) Dipole-wave model with size- and shape-distribution of non-spherical crystallites.

References

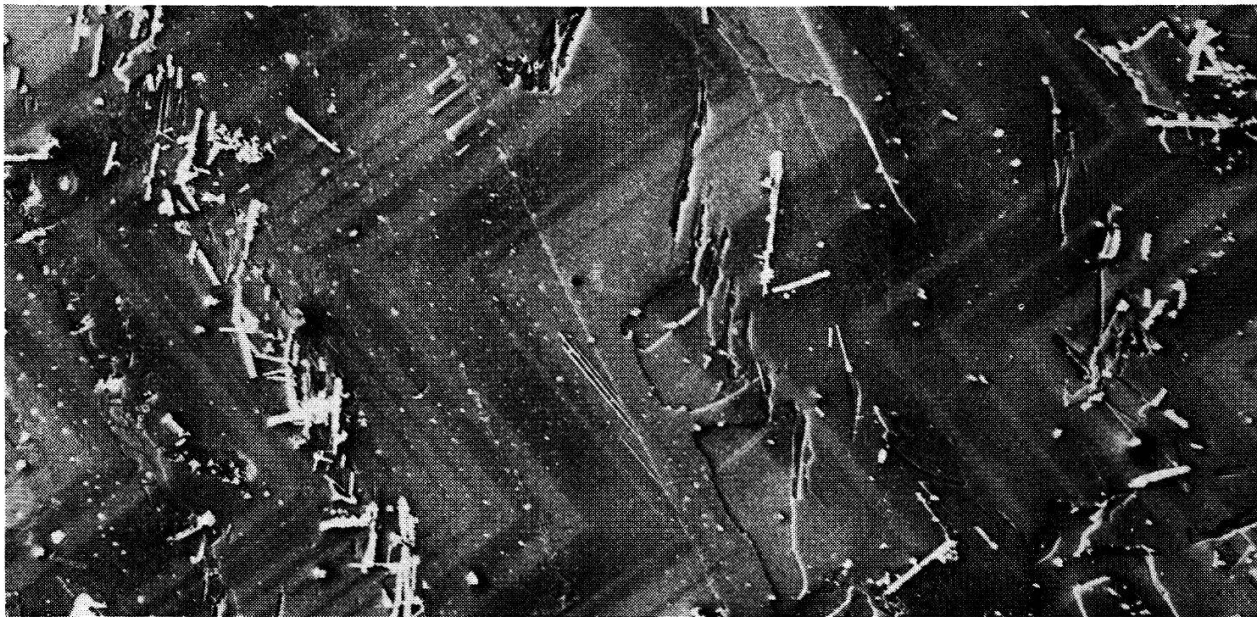
- [1] M. BRITH and O. SCHNEPP, *Mol. Phys.* **9**, 473 (1965).
- [2] J. Y. RONCIN, Thèse, Faculté des Sciences de Paris, 1967.
- [3] G. ZUMOFEN and K. DRESSLER, *Helv. phys. Acta* **42**, 596 (1969).
- [4] S. R. SCHARBER and S. E. WEBBER, private communication.
- [5] D. FOX and R. M. HEXTER, *J. Chem. Phys.* **41**, 1125 (1964).
- [6] E. G. McRAE, *Austral. J. Chem.* **16**, 295 (1963).
- [7] M. H. COHEN and F. KEFFER, *Phys. Rev.* **99**, 1128 (1955).
- [8] D. FOX and S. YATSIV, *Phys. Rev.* **108**, 938 (1957).
- [9] R. SILBEY, J. JORTNER and S. A. RICE, *J. Chem. Phys.* **42**, 1515 (1965).

Beobachtungen an Oberflächen von ferroelektrischen Kristallen im Photoemissions-Elektronenmikroskop

VON L. WEGMANN

(Balzers Aktiengesellschaft für Hochvakuumtechnik und Dünne Schichten, Balzers FL)

Ferroelektrische Domänen werden im Photoemissions-Elektronenmikroskop mit gutem Kontrast abgebildet [1]. Der Kontrast im Photoemissions-Elektronenmikroskop ist im wesentlichen eine Funktion der Austrittsarbeiten an der Objektoberfläche; es gibt jedoch bei der Abbildung von ferroelektrischen Domänen Erscheinungen, die noch nicht befriedigend geklärt sind. – Bei Wolframtrioxid konnte der Umwandlungspunkt bei 330 °C während des Aufheizens eines Kristalls im Photoemissions-Elektronenmikroskop durch das Verschwinden des Domänenkontrasts direkt nachgewiesen werden. Beim Abkühlen erscheint der Kontrast wieder und zeigt eine andere Anordnung der Domänen als vor der Umwandlung. Bei einer Probe von Bariumtitanat blieb jedoch der Domänenkontrast bis einige hundert Grad oberhalb des Curiepunktes erhalten [2]. Eine Erklärung könnte darin liegen, dass infolge der geringen Informationstiefe (wenige 100 Å) im Photoemissions-Elektronenmikroskop nur die von Känzig und Merz beschriebene, tetragonal bleibende Oberflächenschicht abgebildet wird. Genauere Untersuchungen sind im Gange.



WO₃-Kristalloberfläche bei Raumtemperatur, abgebildet im Photoemissions-Elektronenmikroskop. Vergrößerung 1100 ×.

Literatur

- [1] R. LE BIHAN, J. Phys. Soc. Japan, 28, Suppl. 377 (1970).
- [2] L. WEGMANN et al., *Über einige neue Ergebnisse aus der Photoemissions-Elektronenmikroskopie*, in: M. AUWÄRTER, *Ergebnisse der Hochvakuumtechnik und der Physik dünner Schichten II* (Wissensch. Verlagsgesellsch., Stuttgart [im Druck]).

Scattering of Light by Second Sound in Dielectric Crystals

by R. K. WEHNER and R. KLEIN

(Laboratories RCA Ltd., Zürich, Switzerland)

Abstract. The intensity of the second sound peak in the Brillouin spectrum has been calculated. The ratio of the intensities of second sound to ordinary sound has been found to depend sensitively on the second-order polarizability coefficients, which are intimately related to the temperature dependence of the refractive index. The results demonstrate that this direct coupling of light to thermal fluctuations is of vital importance for detection of second sound by optical methods.

At present, one of the interesting aspects of light scattering by thermal fluctuations is that of using it as a tool for detection of second sound. In solid He and in NaF second sound has been detected by several groups [1] working with heat pulse techniques. Optical experiments, where frequency and wavevector are well defined, would, in principal, give more detailed information.

Theoretically, effects of second sound in Brillouin spectra and on Rayleigh scattering have been discussed by Griffin [2] and Enns and Haering [3]. The coupling of light to the motions of a lattice is phenomenologically described by the fluctuations of a space and time dependent, optical, dielectric constant $\varepsilon(\mathbf{r}, t)$, arising from fluctuations of density and temperature

$$\delta\varepsilon(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho} \delta\rho(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial\varepsilon}{\partial T} \delta T(\mathbf{r}, t). \quad (1)$$

Up to now most of the work has been concentrated on the first term on the r.h.s. of equation (1) and to the coupling of δT and $\delta\rho$ through thermal expansion. The ratio of the intensity of second to first sound is then predicted for an anharmonic one-branch Debye model to be give by the Landau-Placzek ratio R_{LP} modified by a factor depending on the second sound velocity

$$R_0 = \frac{9}{4} R_{LP}, \quad R_{LP} = \frac{C_p}{C_v} - 1. \quad (2)$$

The second term in equation (1) represents a direct coupling of light to thermal fluctuations. About its effect on the scattering rate no quantitative estimates seem to exist.

In order to investigate both mechanisms of coupling and their interferences we have developed an extended microscopic treatment starting from a lattice dynamical expansion of the polarizability in terms of phonon normal coordinates $A(\mathbf{q})$

$$P(\mathbf{q}) = \hbar \left\{ P_1(\mathbf{q}) A(\mathbf{q}) + \sum_{\mathbf{q}'} P_2(\mathbf{q}' + \mathbf{q}/2, -\mathbf{q}' + \mathbf{q}/2) A(\mathbf{q}' + \mathbf{q}/2) A(-\mathbf{q}' + \mathbf{q}/2) \right\}. \quad (3)$$

This is a slight extension of the expansion of Born-Huang to the spatially inhomogeneous case. The scattering rate is proportional to the correlation function ($\hbar\omega =$ energy transfer)

$$\int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} \langle P(\mathbf{q}, t) P(-\mathbf{q}, 0) \rangle = -[1 + n(\omega)] \text{Im} G_{\omega}^r(P(\mathbf{q}) | P(-\mathbf{q})). \quad (4)$$

After inserting (3) into (4) the resulting 3- and 4-point functions are evaluated within the framework of phonon transport theory [4]. Analytic expressions are obtained by solving the phonon Boltzmann equation in a collision time approximation [5].

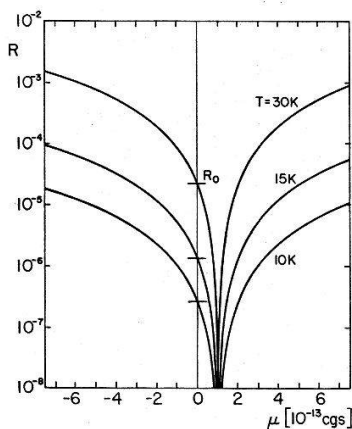
The coefficients P_1 , P_2 and the coefficient of cubic anharmonicity, V_3 , can be related to the dielectric constant ϵ , its temperature derivative, and to the Grüneisen parameter γ . The temperature derivative of the dielectric constant enters the result through the parameter

$$\mu = \overline{(P(\mathbf{q}', -\mathbf{q}')/\omega_{q'})} = \frac{1}{8\pi C_v} \frac{\partial \epsilon}{\partial T}, \quad (5)$$

where the averaging is done by weighting with the specific heat of each normal mode. For low temperatures, at which second sound can be expected, this parameter is not well known experimentally. From room temperature data we estimate μ to be of the order of $\pm 10^{-13}$ cgs.

The ratio R of the intensities of second to first sound has been found to vary as a function of μ as plotted in the Figure. For all other parameters values corresponding to NaF have been used. At a value of μ of about 10^{-13} we find extinction of the second sound line. Within our model (one isotropic branch of longitudinal phonons) the value of μ , where the intensity vanishes, is given by (ρ = density, c = sound velocity)

$$\mu_0 = \frac{3\gamma(\epsilon - 1)}{16\pi\rho c^2}. \quad (6)$$



Intensity ratio of second sound to first sound in the Brillouin spectrum as a function of μ , equation (5). Including the direct coupling of the light to thermal fluctuations can change the intensity by orders of magnitude relative to the Landau-Placzek ratio R_{LP} . Extinction of the second sound line as well as strong enhancement are possible.

Larger values of μ lead, independent of the sign, to strong enhancement over the Landau-Placzek ratio R_{LP} . We conclude that a realistic estimate of the intensity ratio must include the direct coupling to the thermal fluctuations. In order to predict from our theory favorable experimental conditions μ has to be measured as a function of temperature. The details of the theory and also the frequency dependence of the spectra will be presented in a further publication.

References

- [1] C. C. ACKERMANN and R. A. GUYER, *Ann. Phys. (N. Y.)* **50**, 128 (1968); H. E. JACKSON and C. T. WALKER, *Phys. Rev. B* **3**, 1428 (1971); S. J. ROGERS, *Phys. Rev. B* **3**, 1440 (1971).
- [2] A. GRIFFIN, *Phys. Lett.* **17**, 208 (1965); *Rev. mod. Phys.* **40**, 167 (1968).
- [3] R. H. ENNS and R. R. HAERING, *Phys. Lett.* **21**, 534 (1966).
- [4] R. KLEIN and R. K. WEHNER, *Phys. kondens. Mat.* **8**, 141 (1968); **10**, 1 (1969).
- [5] L. J. SHAM, *Phys. Rev.* **156**, 494 (1967); G. NIKLASSON, *Ann. Phys. (N. Y.)* **59**, 263 (1970).

Thermoanalytische Untersuchungen am Triglycinsulfat

von B. HILCZER

(Physikalisches Institut der Polnischen Akademie der Wissenschaften,
Abteilung für Dielektrika, Poznan)

und H. AREND

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Ein Artikel wird später veröffentlicht werden.

Untersuchung des Phasenüberganges von DyVO_4 bei $13,8^\circ\text{K}$ mit Hilfe von Raman-Streuung

von F. D'AMBROGIO, P. BRÜESCH und H. KALBFLEISCH

(Brown Boveri Forschungszentrum, Baden, Schweiz)

Messungen der spez. Wärme von DyVO_4 zeigen zwei ausgeprägte λ -Typ Anomalien bei $T_N = 3,04^\circ\text{K}$ (paramagnetisch-antiferromagnetischer Übergang) und bei $T_K = 13,8^\circ\text{K}$ (kristallographischer Übergang). In der Literatur [1] wird vermutet, dass der Phasenübergang bei $13,8^\circ\text{K}$ ein Übergang von der tetragonalen Struktur in eine Struktur mit niedrigerer, wahrscheinlich orthorhombischer Symmetrie ist. Um diese Hypothese zu prüfen, haben wir das Raman-Spektrum oberhalb und bei verschiedenen Temperaturen unterhalb T_K gemessen. Wenn $T < T_K$ spalten drei entartete Phononen auf; daraus kann geschlossen werden, dass die Symmetrie der Tieftemperaturstruktur niedriger als tetragonal ist. Eine Modellrechnung der $\mathbf{k} = 0$ Phononen der tetragonalen Struktur wird diskutiert und mit den Raman- und Infrarotspektren verglichen.

Literatur

- [1] A. H. COOKE, C. J. ELLIS, K. A. GEHRING, M. J. M. LEASK, D. M. MARTIN, B. M. WANKLYN, M. R. WELLS and R. L. WHITE, *Solid St. Commun.* 8, 689 (1970).

Einfluss der Isotopenverteilung auf die diffuse Röntgenstreuung an Kristallen

von E. ISLER JR. und D. M. IMBODEN

(Seminar für theoretische Physik, ETH Zürich)

In der ersten Bornschen Näherung ist der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Röntgenstrahlen an Kristallen von der Form

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A S(\mathbf{q}) \quad (1)$$

\mathbf{q} : Änderung des Wellenvektors der Röntgenstrahlen.

Der Streufaktor A hängt nur von der Wellenlänge der verwendeten Röntgenstrahlen und vom elektromagnetischen Formfaktor der Gitteratome ab. Die Streu-

funktion $S(\mathbf{q})$ ist die Fouriertransformierte einer Dichtekorrelation. Man findet

$$S(\mathbf{q}) = \sum_{l,h} e^{-i\mathbf{q}\mathbf{R}_h} \langle e^{i\mathbf{q}(\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_{l+h})} \rangle_T \quad (2)$$

\mathbf{R}_h : Gittervektor,

\mathbf{u}_l : Auslenkung des Atoms l aus der Ruhelage.

Im Kristall besitzen verschiedene Isotopen unterschiedliche Nullpunkts-Auslenkungen. Man erwartet daher einen Effekt bei der diffusen Streuung, welcher im wesentlichen durch die Massenkorrelationen zu beschreiben sein wird. Dieser Quanteneffekt verschwindet für hohe Temperaturen (Äquipartitionsbereich). Bei der Neutronen-Streuung tritt infolge der Kopplung an den Kern ein Isotopeneffekt auf, demgegenüber der Masseneffekt vernachlässigbar klein ist.

Das Phononenspektrum des ungestörten Gitters (mit nur einem Isotop) sei bekannt. Wir berechnen den Masseneffekt mit einem Störungsansatz bezüglich der kinetischen Energie. Man setzt $H = H_0 + H_1$, wo H_0 der Hamilton-Operator eines ungestörten Gitters in der harmonischen Näherung mit einer noch zu definierenden Masse m ist. Seien $a_j^+(\mathbf{k}), a_j(\mathbf{k})$ die Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperatoren für ein Phonon mit der Frequenz $\omega_j(\mathbf{k})$ und dem Polarisationsvektor $\mathbf{e}_j(\mathbf{k})$ und m_l die tatsächliche Masse des Atoms l . Die Störung lautet dann

$$\begin{aligned} H_1 &= \frac{1}{2} \sum_l \mathbf{p}_l^2 \left(\frac{1}{m_l} - \frac{1}{m} \right) \\ &= -\frac{\hbar m}{4} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', j, j'} \omega_j^{1/2}(\mathbf{k}) \omega_{j'}^{1/2}(\mathbf{k}') \mathbf{e}_j(\mathbf{k}) \mathbf{e}_{j'}(\mathbf{k}') M(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \\ &\quad [a_j^+(-\mathbf{k}) a_{j'}^+(-\mathbf{k}') - 2 a_j^+(-\mathbf{k}) a_{j'}(\mathbf{k}') + a_j(\mathbf{k}) a_{j'}(\mathbf{k}')] \end{aligned} \quad (3)$$

wobei

$$M(\mathbf{q}) \equiv \frac{1}{N} \sum_l \frac{1}{m_l} e^{i\mathbf{q}\mathbf{R}_l} \quad \text{und} \quad \frac{1}{m} = M(0) = \frac{1}{N} \sum_l \frac{1}{m_l} \quad (4), (5)$$

ist und ' Summation über $\mathbf{k}' \neq -\mathbf{k}$ bedeutet. Die Störung der Energie-Eigenwerte verschwindet in 1. Ordnung, d.h. das durch die spezielle Wahl von m gemäss (5) bestimmte Phononensystem ist optimal. Für Temperaturen $T \ll \theta_D$ (θ_D : Debye-Temperatur) findet man in 2. Ordnung Störungsrechnung

$$\langle e^{i\mathbf{q}(\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_{l+h})} \rangle_T \approx e^{-2W + V(h)} [1 - A + B(h)] \quad (6)$$

wobei

$$W = \sum_{\mathbf{k}, j} \frac{\hbar |\mathbf{q} \mathbf{e}_j(\mathbf{k})|^2}{4 N m \omega_j(\mathbf{k})}, \quad V(h) = \sum_{\mathbf{k}, j} \frac{\hbar |\mathbf{q} \mathbf{e}_j(\mathbf{k})|^2}{2 N m \omega_j(\mathbf{k})} \cos \mathbf{k} \mathbf{R}_h \quad (7)$$

ist. e^{-2w} ist der ungestörte Debye/Waller-Faktor. V beschreibt die Streuung am Phononenfeld des ungestörten Gitters, B die zusätzliche Streuung infolge des Masseneffektes. A entspricht einem zusätzlichen Debye/Waller-Faktor

$$\begin{aligned} A &= \sum_{\mathbf{k}, j} \frac{\hbar m |\mathbf{q} \mathbf{e}_j(\mathbf{k})|^2}{16 N} \left[\frac{|M(2\mathbf{k})|^2}{\omega_j(\mathbf{k})} + \sum_{\mathbf{k}', j'} \frac{|\mathbf{e}_j(\mathbf{k}) \mathbf{e}_{j'}(\mathbf{k}')|^2}{\omega_j(\mathbf{k}) + \omega_{j'}(\mathbf{k}')} |M(\mathbf{k} + \mathbf{k}')|^2 \right. \\ &\quad \left. - \frac{\hbar |\mathbf{q} \mathbf{e}_j(\mathbf{k})|^2}{N m} \sum_{\mathbf{k}', j'} \frac{|\mathbf{e}_j(\mathbf{k}) \mathbf{e}_{j'}(\mathbf{k}')|^2}{[\omega_j(\mathbf{k}) + \omega_{j'}(\mathbf{k}')]^2} |M(\mathbf{k} + \mathbf{k}')|^2 \right] \end{aligned} \quad (8)$$

(" bedeutet Summation über $\mathbf{k}' \neq \pm \mathbf{k}$). Aus (2) und (8) erhält man schliesslich für die

Streuung der diffusen Streuung unter Vernachlässigung von Mehrphononen-Prozessen

$$S_D(\mathbf{q}) = \sum_j \frac{N \hbar |\mathbf{q} \mathbf{e}_j(\mathbf{q})|^2}{2 m \omega_j(\mathbf{q})} [1 - A + \tilde{B}_j(\mathbf{q})]. \quad (9)$$

$\tilde{B}_j(\mathbf{k})$ ist im wesentlichen die Gitter-Fouriertransformierte von $B(h)$:

$$\begin{aligned} \tilde{B}_j(\mathbf{k}) = & \frac{m^2}{8} \left[|M(2\mathbf{k})|^2 + \sum_{\mathbf{k}', j'} 2 \omega_j(\mathbf{k}) \omega_{j'}(\mathbf{k}') \frac{|\mathbf{e}_j(\mathbf{k}) \mathbf{e}_{j'}(\mathbf{k}')|^2}{[\omega_j(\mathbf{k}) + \omega_{j'}(\mathbf{k}')]^2} |M(\mathbf{k} + \mathbf{k}')|^2 \right. \\ & \left. - \frac{2 \hbar |\mathbf{q} \mathbf{e}_j(\mathbf{k})|^2}{N m} \sum_{\mathbf{k}', j'} \omega_j(\mathbf{k}) \frac{|\mathbf{e}_j(\mathbf{k}) \mathbf{e}_{j'}(\mathbf{k}')|^2}{[\omega_j(\mathbf{k}) + \omega_{j'}(\mathbf{k}')]^2} |M(\mathbf{k} + \mathbf{k}')|^2 \right] \quad (10) \end{aligned}$$

Die weitere Rechnung beschränkt sich auf den Fall von zwei Isotopen mit den Massen m_1, m_2 und den mittleren Häufigkeiten c_1, c_2 . Sei ferner $c_i(h)$ die Wahrscheinlichkeit dafür, dass $m_{l+h} = m_l$, falls $m_l = m_i$ ($i = 1, 2$). Dann existiert eine Massenkorrelationsfunktion $\gamma(h)$ derart, dass [1]

$$\begin{aligned} c_1(h) &= c_1 + c_2 \gamma(h) \\ c_2(h) &= c_2 + c_1 \gamma(h) \end{aligned}, \quad -1 \leq \gamma(h) \leq +1. \quad (11)$$

Die Funktion $M(\mathbf{q})$, und damit auch A und $\tilde{B}_j(\mathbf{q})$, kann nun mit Hilfe von $\gamma(h)$ berechnet werden. Unter Vernachlässigung von Termen, die um einen Faktor $1/N$ kleiner sind, erhält man

$$A = \frac{c_1 c_2}{16 N} \left[\frac{m_2 - m_1}{c_1 m_2 + c_2 m_1} \right]^2 \frac{\hbar}{N m} \sum_h \gamma(h) G_1(h), \quad (12)$$

$$\tilde{B}_j(\mathbf{k}) = \frac{c_1 c_2}{4 N} \left[\frac{m_2 - m_1}{c_1 m_2 + c_2 m_1} \right]^2 \omega_j(\mathbf{k}) \sum_h \gamma(h) G_2(h, \mathbf{k}), \quad (13)$$

wobei

$$G_1(h) = \sum_{\mathbf{k} \mathbf{k}' j j'} \frac{|\mathbf{q} \mathbf{e}_j(\mathbf{k})|^2 |\mathbf{e}_j(\mathbf{k}) \mathbf{e}_{j'}(\mathbf{k}')|^2}{\omega_j(\mathbf{k}) + \omega_{j'}(\mathbf{k}')} e^{i(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \mathbf{R}_h} \quad (14)$$

$$G_2(h, \mathbf{k}) = \sum_{\mathbf{k}' j'} \frac{|\mathbf{e}_j(\mathbf{k}) \mathbf{e}_{j'}(\mathbf{k}')|^2}{[\omega_j(\mathbf{k}) + \omega_{j'}(\mathbf{k}')]^2} \omega_{j'}(\mathbf{k}') e^{i(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \mathbf{R}_h} \quad (15)$$

A und \tilde{B} verschwinden, falls nur ein Isotop vorhanden ist oder, falls die Isotopen statistisch verteilt sind (d. h. $\gamma(h) \equiv 0$). Damit hat man eine Möglichkeit, Abweichungen von einer solchen Verteilung zu messen. Die Ergebnisse lassen erwarten, dass der Effekt für eine Long-Range-Order bedeutend kleiner sein wird, als für eine Short-Range-Order. Für letztere errechnet man mit dem Debye-Modell folgende Grössenordnungen: ($c_1 \approx c_2$)

$$A \approx \left(\frac{\Delta m}{m} \right)^2 \cdot 10^{-5},$$

$$\tilde{B}(k_D) \approx \left(\frac{\Delta m}{m} \right)^2 \cdot 10^{-2} \quad \text{und} \quad \tilde{B}(k) \rightarrow 0 \quad \text{für} \quad k \rightarrow 0.$$

Zu bemerken wäre noch, dass das Modell den Fall lokaler Phononen (isolierte Isotopen) nicht enthält.

Literatur

[1] J. M. COWLEY, J. appl. Phys. 27, 24 (1950).

Exakte Berechnung der Vorwärts-Kennlinie von pn pn-Hochleistungs-Bauelementen

von J. CORNU und M. LIETZ

(Brown Boveri Forschungszentrum, Baden)

Für den Thyristor mit abruptem Dotierungsprofil und bei hohem Vorwärtsstrom wurden Ladungsträger-, Raumladungs- und Spannungsverteilungen mit der notwendigen sehr grossen Genauigkeit auf dem Computer ausgerechnet. Es wurde ein eindimensionales Modell zugrunde gelegt. Trägerbeweglichkeiten, Trägerlebensdauern, Dotierungskonzentrationen und Breiten der dotierten Zonen können realistisch berücksichtigt und variiert werden.

Theoretische Physik

Die Entwicklung von Gaussfunktionen nach Wasserstoffeigenfunktionen

von V. DOSE und C. SEMINI

(Physikinstitut der Universität Zürich)

Publikation folgt später.

Bravaisklassen von Gittern in Raum und Zeit

VON HANS K. GRIMMER

(Battelle Institute, Advanced Studies Center, Carouge-Genève)

Eine ausführliche Arbeit wird demnächst veröffentlicht werden.

Equivalence de l'action et de l'entropie

par P. B. SCHEURER¹⁾

(Département de physique théorique, Université de Genève)

Physiquement, on ne se heurte à aucune contradiction d'établir une équivalence entre action et entropie et de leur donner la même dimension physique. Il est même avantageux de le faire pour plusieurs raisons:

1. Action et entropie donnent lieu à des *principes d'extremum*, et sont pourvues d'un *quantum*: la constante de Planck h pour l'action et la constante de Boltzmann k pour l'entropie (il est avantageux de poser $2k = h$).

¹⁾ Subventionné par le Fonds National Suisse.

2. A côté de la 1-forme dynamique d'une particule libre, qui est une différentielle de l'action $A(x)$ puisqu'elle est fermée:

$$dA(x) = p_i dx^i - H dt = p_\mu dx^\mu = m_0 w_\mu w^\mu d\tau$$

[H : hamiltonien; $i \in \{1, 2, 3\}$; $\mu \in \{1, 2, 3, 4\}$; signature de la métrique lorentzienne (1, 1, 1, -1); w^μ quadrivitesse normalisée à $w_\mu w^\mu = -c^2$; τ : temps propre]

on a pour la différentielle de l'entropie d'une transformation réversible:

$$dS(p) = T_0^{-1} dQ_0 = -\theta_0 c^2 dm_0 = \theta_0 w_\mu w^\mu dm_0$$

[indice zéro: référentiel au repos; $\theta = -1/T$ est la température naturelle]

Il apparaît ainsi une dualité des deux formes, et nous appelons *ectropie* l'action figurant dans l'espace de configuration et *entropie* l'action figurant dans l'espace des moments. La température naturelle est équivalente à un temps.

3. La dualité peut être portée au niveau de l'algèbre de Lie \mathcal{G} du groupe de Poincaré et de son algèbre duale \mathcal{G}^* . En thermodynamique, on peut considérer le maximum libre de la combinaison linéaire

$$\Psi = S - \zeta^\mu p_\mu - \frac{1}{2} \omega^{\mu\nu} M_{\mu\nu}$$

dont la différentielle contient celles des éléments de \mathcal{G}^* .

[alors $\zeta^i = v^i/T$; v^i : trivitesse et $\omega^{ik} = \dot{\theta}^{ik}/T$; $\dot{\theta}^{ik}$: vitesse angulaire]

De même, pour un système dynamique libre, on considère le minimum libre de

$$\Phi = A - p_\mu x^\mu - \frac{1}{2} M_{\mu\nu} \theta^{\mu\nu}$$

la différentielle contenant celles des éléments de \mathcal{G} .

4. Il existe une transformation de Legendre entre fibré cotangent et fibré tangent (des déplacements)

$$S(p) = p_\mu x^\mu - A(x).$$

La thermodynamique et la dynamique usuelles sont les cas homogènes, respectivement $S(p) = x_\mu p^\mu$ (alors $A(x) = 0$), et $A(x) = p_\mu x^\mu$ (alors $S(p) = 0$). Le cas mixte doit conduire à une réinterprétation de la fonction d'onde de Schrödinger. A remarquer que l'entropie ainsi définie ne se rapporte pas à la chaleur fournie de l'extérieur du système, mais peut être attribuée à une particule de masse propre variable (comme l'entropie microscopique, elle est alors réversible). Elle est proportionnelle (avec facteur $-i$) au générateur des transformations conformes scalaires, ce qui suggère une interprétation nouvelle de ces transformations: elles sont relatives non à la masse propre des particules, mais à la variation de cette masse propre (valeur propre discrète zéro: dynamique pure et spectre continu: thermodynamique).

5. La densité d'irréversibilité $i = ds/dt$

[s : densité d'entropie; $i \geq 0$ selon le 2me principe]

est une densité d'énergie. La symétrie des coefficients phénoménologiques doit pouvoir s'établir macroscopiquement, comme l'est la symétrie du tenseur diélectrique ϵ^{ik} pour la densité d'énergie électromagnétique.

An Abelian and a Tauberian Theorem for the Bose-Einstein Summation

by H. P. BALTES

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, Switzerland)

The frequency density $D(\nu)$ of the electromagnetic normal modes in a lossless closed cavity possesses the asymptotic expansion [1]

$$D(\nu) \sim D_0(\nu) := a \nu^2 \tag{1}$$

with the average error estimate [2, 3]

$$\delta(\nu) := D(\nu) - D_0(\nu) \sim b. \tag{2}$$

The total radiation energy is usually computed by formal integration of the *asymptotic* mode density:

$$S_0(t) := \int_0^\infty \frac{\nu}{e^{\nu/t} - 1} D_0(\nu) d\nu = A t^4, \tag{3}$$

and similarly

$$\sigma(t) := S(t) - S_0(t) = B t^2, \tag{4}$$

where $A := a \Gamma(4) \zeta(4)$ and $B := b \Gamma(2) \zeta(2)$, $t := k T$, and Planck's constant $h = 1$. Actually, this integration anticipates an *Abelian* type theorem which can be defined as follows.

Theorem 1. Let $D(\nu)$ be the eigenvalue density of a regular elliptic boundary value problem with $D(\nu) \sim a \nu^n$ when $\nu \rightarrow \infty$, $n > -1$. Then, for $t \rightarrow \infty$,

$$S(t) := \int_0^\infty \frac{\nu}{e^{\nu/t} - 1} D(\nu) d\nu \sim a \Gamma(n + 2) \zeta(n + 2) t^{n+2}. \tag{5}$$

Since the constant B in equation (4) has been determined for the cube shaped cavity without using the mode density [4], the converse of theorem 1 has gained physical relevance. We should like to derive the asymptotic behaviour of $\delta(\nu)$ from that of $\sigma(t)$. This implication is not valid unless $\delta(\nu)$ is subjected to additional conditions. Looking for these conditions, the following *Tauberian theorem* is found:

Theorem 2. If $S(t) \sim A t^m$ when $t \rightarrow \infty$ for some real $m > 1$, and if $\nu^{2-m} D(\nu)$ is bounded and slowly decreasing, then

$$D(\nu) \sim \frac{A}{\Gamma(m) \zeta(m)} \nu^{m-2} \quad \text{for } \nu \rightarrow \infty. \tag{6}$$

With $n = 2$, theorem 1 constitutes a strict proof of the Stefan-Boltzmann formula based on Weyls theorem (1). With $m = 2$, theorem 2 yields $\delta(\nu)$ for a cube of edge length L . Case and Chiu obtained [4]

$$\sigma(T) \sim -\frac{\pi^2}{2} \frac{(k T)^2}{h c} L \tag{7}$$

when $T \rightarrow \infty$. Thus, by virtue of theorem 2,

$$\delta(\nu) \sim -3L/c \quad (8)$$

when $\nu \rightarrow \infty$. Formula (8) is in excellent agreement with computer results obtained from the first 10^6 modes [5].

Both theorems 1 and 2 are proved with the aid of *Wiener's first Tauberian theorem* for the interval $(0, \infty)$: (see theorem 232 in Ref. [6]).

If f is bounded, if g and h are measurable, if $|g|$ and $|h|$ are integrable on $(0, \infty)$, if

$$\int_0^{\infty} g(\nu) \nu^{-ix} d\nu \neq 0 \text{ for any real } x, \quad (9)$$

and if for $t \rightarrow \infty$

$$t^{-1} \int_0^{\infty} g(\nu/t) f(\nu) d\nu \sim a \int_0^{\infty} g(\nu) d\nu \quad (10)$$

then

$$t^{-1} \int_0^{\infty} h(\nu/t) f(\nu) d\nu \sim a \int_0^{\infty} h(\nu) d\nu. \quad (11)$$

For the proof of theorem 1, we put $f(\nu) = \nu^{-n} D(\nu)$, $g(\nu) = e^{-\nu}$ and $h(\nu) = \nu^{n+1}/(e^{\nu} - 1)$. So, we reduce the Bose-Einstein summation of $D(\nu)$ (5) to the Laplace summation of $f(\nu)$, and with the aid of theorem 87 in Ref. [6] and integration by parts theorem 1 is proved.

For the proof of theorem 2, we put $f(\nu) = \nu^{2-m} D(\nu)$, $g(\nu) = \nu^{m-1}/(e^{\nu} - 1)$, and $h(\nu) = 1$ if $0 \leq \nu \leq 1$, $h(\nu) = 0$ if $\nu > 1$. Using the integral analogue of theorem 68 in Ref. [6] we then are able to prove theorem 2, provided that the Wiener condition (9) is fulfilled. This condition is equivalent to the requirement that

$$\Gamma(m - ix) \zeta(m - ix) \neq 0 \quad (12)$$

for any real x and for $m > 1$. This is granted by the product representation of the gamma function and by the theorem of Hadamard [7] and De la Vallée-Poussin [8] asserting that

$$\zeta(s) \neq 0 \text{ for } \text{Re}(s) > 1. \quad (13)$$

We observe that our proof of theorem 2 has a structure similar to that of Wiener's proof of the prime number theorem [6, 9, 10].

The Tauberian condition imposed on the mode density $D(\nu)$ in theorem 2 is rather restrictive. For comparison, we mention the Hardy-Littlewood-Karamata theorem [6, 9, 10] for the Laplace kernel $e^{-\nu/t}$. In this case, it is only required that $D(\nu)$ be a non-decreasing monotonous function. The corresponding theorem for the kernel $e^{-\nu/t} \nu/(1 - e^{-\nu/t})$ belonging to the 'Bose-Einstein' or 'Lambert' summation would be very useful.

References

- [1] H. WEYL, J. reine angew. Math. 141, 163 (1912).
- [2] R. BALIAN, C. BLOCH, to be published in Ann. Phys. (1971).

- [3] H. P. BALTES, F. K. KNEUBÜHL, submitted to Opt. Comms.
- [4] K. M. CASE, S. C. CHIU, Phys. Rev. A 1, 1170 (1970).
- [5] H. P. BALTES, F. K. KNEUBÜHL, see subsequent paper in this issue of the Helv. phys. Acta.
- [6] G. H. HARDY, *Divergent Series* (Oxford 1949), reprinted 1967.
- [7] J. HADAMARD, Bull. Soc. Math. France 24, 199 (1896).
- [8] CH. DE LA VALLÉE-POUSSIN, Ann. Soc. Sci. Bruxelles 20/2, 183 and 281 (1896).
- [9] D. V. WIDDER, *The Laplace Transform* (Princeton 1941).
- [10] W. SCHWARZ, *Einführung in die Methoden und Ergebnisse der Primzahltheorie*, BI-Hochschul-taschenbuch 278/278a (1969).

Thermal Radiation in Cylindrical Cavities

by H. P. BALTES and F. K. KNEUBÜHL

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, Switzerland)

The spectral density $D(\nu)$ of the electromagnetic resonances in a closed cavity with perfectly conducting walls plays a fundamental role in the theories of thermal radiation and spontaneous emission.

$$N(\nu) = \int_0^{\infty} D(\nu) d\nu \tag{1}$$

represents the number of eigenvalues ν_n not exceeding ν . $N(\nu)$ is a step function unless some averaging procedure is introduced. The first term in the asymptotic expansion $N(\nu) \sim N_0(\nu) + N_1(\nu) + N_2(\nu) + \dots$ valid in the limit of infinite frequency or volume reads

$$N_0(\nu) = 8 \pi V(\nu/c)^3/3 . \tag{2}$$

No first order correction $N_1(\nu)$ proportional to the surface area S and to the second power of the frequency exists [1, 2]. For resonators showing a *smooth* boundary surface, Balian and Bloch [1] determined the average second order correction using a Green function method. This procedure, though converging, fails for cavity boundaries with sharp edges or corners. We studied the second and higher order corrections for *cylindrical* cavities of *rectangular*, *circular* and *sectoral* cross sections for the finite frequency range which covers the first 10^6 resonator modes. Our procedure consisted of counting the eigenvalues by a computer, combined with rigorous asymptotic estimates. E - and H -type resonances were counted separately. For $N(\nu) = N_E(\nu) + N_H(\nu)$ and $\tilde{N}(\nu) = N_E(\nu) - N_H(\nu)$ respectively, the following results are obtained. The cylinder length is denoted by L_3 and the cross section by q and γ represents the circumference.

(i) *rectangular cylinder*, $q = L_1 \cdot L_2$:

$$N = N_0 - (L_1 + L_2 + L_3) (\nu/c) + 1/2 + \text{osc} , \tag{3}$$

$$\tilde{N} = \pi (L_1 L_2 - L_2 L_3 - L_3 L_1) (\nu/c)^2 + 2 L_3(\nu/c) - 1/4 + \text{osc} . \tag{4}$$

By 'osc' we describe the oscillating term, which gives *in the average* a very small contribution decreasing as some negative power of ν . The amplitude of the oscillation

term, however, is proportional to ν^2 . For the case of the *flat square cylinder* with $q = L^2$ and $L \gg L_3$ we found a simple equation valid for $c/\nu \lesssim 2 L_3$ and providing

$$D_4(\nu) d\nu \approx 4 L^2(\nu/c) (L/L_3) \sin(4 \pi L_3 \nu/c) d\nu/c. \quad (5)$$

For the *cube* with $L = L_1 = L_2 = L_3$ the fluctuation part of the mode density can be summarized by the relative mean deviation from the average density,

$$|\bar{\delta}| := \overline{|D - \bar{D}|} / \bar{D} \approx 0.1 c^2/L^2 \nu \Delta\nu \quad (6)$$

with $\Delta\nu =$ bandwidth. For the cube shaped cavity, we are able to prove that formula (3) holds in the asymptotic limit $\nu \rightarrow \infty$ as well, using a lattice point theorem due to Brownell [3].

(ii) *circular cylinders*, $q = \pi R^2$:

$$N = N_0 - (\pi/2) (L_3 + 2 R) (\nu/c) + \bar{O}(1) + \text{osc}, \quad (7)$$

$$\tilde{N} = \pi^2 R (R - L_3) (\nu/c)^2 + \bar{O}(\nu). \quad (8)$$

For the particular cylinder with $L_3^2 = \pi^{1/2} R$, $V = L_3$, we found

$$|\bar{\delta}| \approx 0.04 c^2/L_3^2 \nu \Delta\nu. \quad (9)$$

The smaller coefficient is due to the lower degeneracy of the eigenvalues. For very flat cylinders a formula similar to (5) holds.

(iii) *circular cylinder sectors*, $q = (1/2) \phi R^2$, $\phi \geq \pi$:

$$N = N_0 - (1/4) (L_3 (A + \phi) + 2 R (2 + \phi)) (\nu/c) + \bar{O}(1), \quad (10)$$

$$\tilde{N} = (\pi/2) R ((R - L_3) \phi - 2 L_3) (\nu/c)^2 + (\bar{O})\nu \quad (11)$$

with $2 \leq A \leq 3$. We have shown that the first order corrections of \tilde{N} as they appear in the formulae (4), (8) and (11), are valid in the asymptotic limit [2].

(iv) The case of the *very flat cylinder* with $L_3 \lesssim \lambda/2$ is described by the two-dimensional limit $L_3 \cdot q^{-1/2} \rightarrow 0$. Here, the computer results can be summarized in the expansion

$$N^{\text{II}} \sim N_0^{\text{II}} + N_1^{\text{II}} + N_2^{\text{II}} + \dots = \pi q (\nu/c)^2 - (1/2) \gamma(\nu/c) + \bar{O}(1). \quad (12)$$

This two-dimensional limit of the electromagnetic boundary value problem is related to the scalar Dirichlet problem of the vibrating membrane. This implies $(N - N_0) + \tilde{N} \rightarrow N^{\text{II}}$ in the limit $L_3 \rightarrow 0$. Therefore, the expansions (12) can be proved rigorously [3]. For the square, we computed $N_2^{\text{II}} = 1/4$ in agreement with this theory. Thus, the two-dimensional limit is applicable to the interpretation of computed expansion coefficients.

(v) The limit of *very thin and long cylinders* leads to $N^{\text{I}} = 0$ when $q^{1/2} \lesssim \lambda/2$. This is due to the $\text{div } \mathbf{E} = 0$ condition and is in agreement with the well-known cut-off in wave guides.

The above results lead to the corresponding expansion of the total radiation energy, $E(T) = E_0(T) + E_1(T) + E_2(T) + \dots$, where $E_0(T) = a V T^4$ represents the well known Stefan-Boltzmann formula. There is *no* first order correction $E_1 = \text{const. } S T^3$. The relative second order corrections are

$$E_2/E_0 = - \frac{5}{8 \pi} \left(\frac{\hbar c}{k T} \right)^2 \frac{L_1 + L_2 + L_3}{L_1 L_2 L_3} \quad (13)$$

for the parallelepiped and

$$E_2/E_0 = - \frac{5}{4\pi} \left(\frac{\hbar c}{k T} \right) \frac{2R + L_3}{R^2 L_3} \quad (14)$$

for the circular cylinder. Formula (13) confirms the result of Case and Chiu [4] for the cube. In agreement with [4] the third order correction for the parallelepiped reads

$$E_3 = (1/2) k T. \quad (15)$$

The oscillation terms of the kind (5) yield in the limit of large $T \cdot L_3$

$$E_4 = a_1 + a_2 T^3 e^{-4\pi k T L_3 / \hbar c}. \quad (16)$$

In the limit $T \cdot L_3 \rightarrow 0$, however, we find $E_4 \rightarrow a_3 T^4$. Thus $E \rightarrow E_3$ for extremely small temperatures T . The constants a_1, a_2, a_3 depend on L_3 and q .

References

- [1] R. BALIAN, C. BLOCH, submitted to Ann. Phys.
- [2] H. P. BALTES, F. K. KNEUBÜHL, submitted to Opt. Comms.
- [3] F. H. BROWNELL, J. Math. Mech. 6, 119 (1957).
- [4] K. M. CASE, S. C. CHIU, Phys. Rev. A 1, 1170 (1970).

Sur une expression covariante de l'énergie-quantité de mouvement dans la théorie relativiste de la gravitation

par E. C. G. STUECKELBERG DE BREIDENBACH
(Universités de Genève et de Lausanne, CERN)

et J. CHEVALIER
(Université de Genève)

Un article détaillé paraîtra plus tard.

Rayon minimale d'une particule avec spin

par E. C. G. STUECKELBERG DE BREIDENBACH
(Universités de Genève et de Lausanne, CERN)

Un article détaillé paraîtra plus tard.

Préaccélération de l'électron ponctuel de Lorentz

par E. C. G. STUECKELBERG DE BREIDENBACH
(Universités de Genève et de Lausanne, CERN)

Un article détaillé paraîtra plus tard.

Kernphysik

Messung und Analyse des Wirkungsquerschnittes, des Vektor- und Tensoranalysationsvermögens der ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ -Reaktion zwischen 2,8 und 11,5 MeV

VON W. GRÜEBLER, A. RUH, V. KÖNIG, P. A. SCHMELZBACH und R. E. WHITE

(Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich)

Der differentielle Wirkungsquerschnitt, das Vektor- und Tensoranalysationsvermögen der ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ Reaktion wurde zwischen 2,8 und 11,5 MeV Deuteronenenergie im Winkelbereich zwischen 0 und 160° gemessen. Die Eigenschaften als Polarisationsanalysator für Deuteronen wurden diskutiert.

Die Messresultate wurden mit Hilfe von Legendre-Polynomen analysiert und bezüglich Resonanzen im Zwischenkern ${}^5\text{Li}$ untersucht.

Eine vollständige Publikation erscheint demnächst.

Untersuchung der d-d-Streuung und der Reaktion $D(d, p)T$ mit polarisierten Deuteronen im Energiegebiet von 6–10 MeV

VON V. KÖNIG, W. GRÜEBLER, R. RISLER, A. RUH, P. A. SCHMELZBACH und R. E. WHITE

(Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich)

Mit einem polarisierten Deuteronenstrahl wurde die elastische Streuung von Deuteronen an Deuterium sowie die Reaktion $D(d, p)T$ untersucht. Es wurde im Energiegebiet von 6–10 MeV das Analysationsvermögen der Vektor- und der Tensorpolarisation gemessen. Die Messungen sind noch nicht abgeschlossen und werden fortgesetzt.

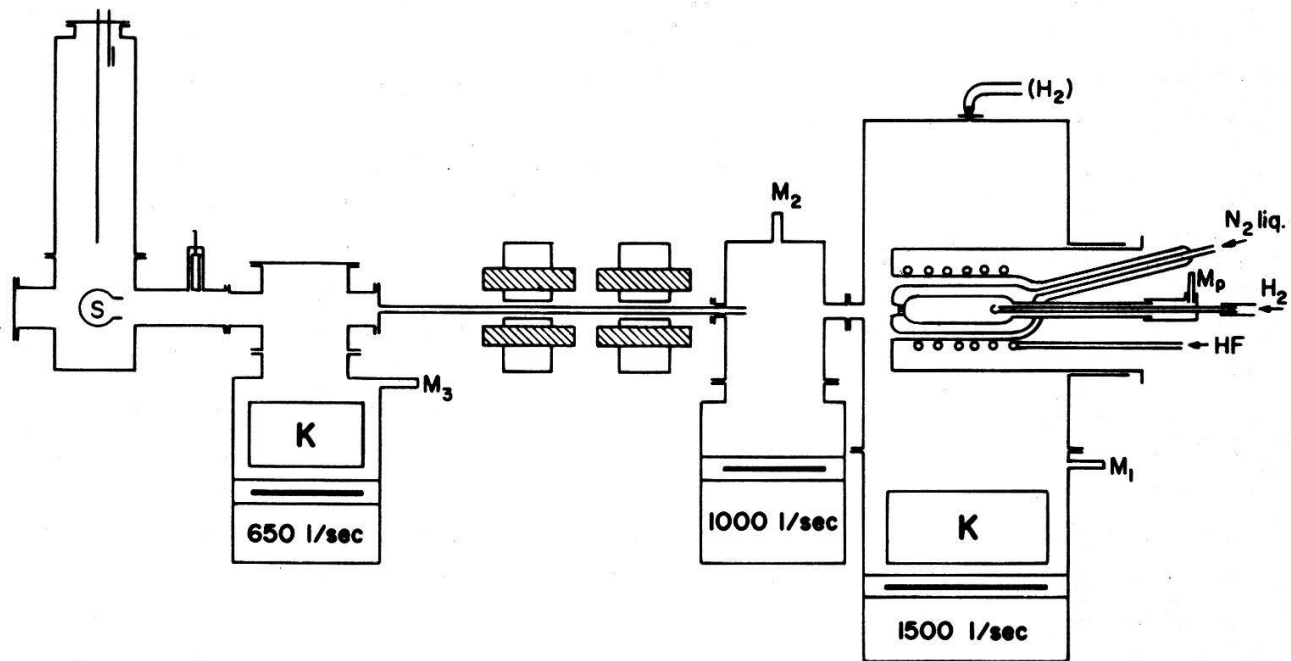
Untersuchungen an einem gekühlten Dissoziator zur Erzeugung eines Wasserstoffatomstrahls

VON M. PERRENOUD, W. GRÜEBLER und V. KÖNIG

(Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich)

Zur Erzeugung eines polarisierten Wasserstoff-Ionenstrahls wird vielfach die sogenannte Atomstrahlmethode verwendet. Dabei werden die Kernspins in einem neutralen Atomstrahl thermischer Energie durch magnetische Multipolfelder und HF-Übergänge ausgerichtet. Die Ionisation der so vorbereiteten Atome geschieht durch Elektronenstoss. Die erzielte Ionenintensität hängt für einen gegebenen Dissoziator, Multipolmagneten und Ionisator nicht nur von der Intensität des primär vom Dissoziator erzeugten Atomstrahls ab, sondern auch von der mittleren Geschwindigkeit der Atome, und somit von der Temperatur des Atomstrahls. Die Akzeptanz des Multipolmagneten nimmt ungefähr umgekehrt proportional zur Temperatur zu, und die Ionisationswahrscheinlichkeit ist proportional zu $1/\sqrt{T}$. Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der primären Atomstrahlintensität, insbesondere deren Verhalten bei Kühlung des Dissoziators mit flüssigem Stickstoff.

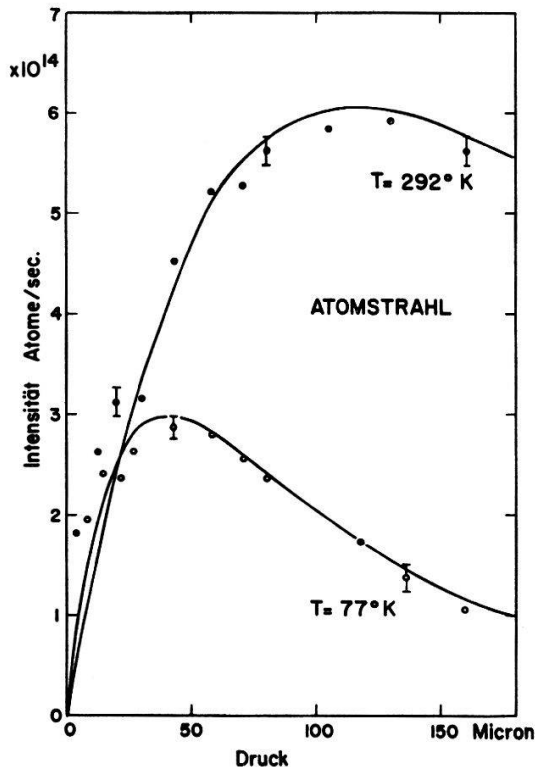
Den schematischen Versuchsaufbau zeigt Figur 1. Das Wasserstoffgas wird in einem zylindrischen Pyrexgefäß durch eine HF-Entladung dissoziiert. An einem Ende des Gefäßes befindet sich ein Kapillarenbündel, das den Atomstrahl formt. Das Gefäß ist mit einem Pyrexmantel umgeben, der mit flüssigem Stickstoff gefüllt werden kann und der ins Vakuum eintaucht. Darum herum liegt eine Kupferspule zur HF-Einstrahlung für die Dissoziation. Die Senderleistung von 100 W bei 13,6 MHz wurde über einen kleinen Transformator mit 24:1 Windungen an den Schwingkreis aus der Kupferspule und einem aussenliegenden Vakuumdrehkondensator angekoppelt. Die Länge des strahlbildenden Kapillarenbündels beträgt 4,3 mm, der Durchmesser 10 mm und der Innendurchmesser der einzelnen Kapillare 0,2 mm. Entlang dem Atomstrahl wird an mehreren Orten differentiell gepumpt. Für ein genügend gutes Vakuum in der Umgebung der Strahlmesszelle sorgt eine Orbitronpumpe. Zur Messung des Strahls wird dieser in einem zylindrischen Raum aufgefangen und mit einer Bayard-Alpert-Messzelle der Staudruck gemessen. Zur Eichung dieses Systems wird an geeigneter Stelle Gas in den Zylinder eingelassen, dadurch ein gewisser Überdruck eingestellt, und dann der Gasverbrauch zur Konstanthaltung dieses Druckes gemessen. Die Eichung für molekularen und atomaren Wasserstoff sind praktisch gleich, da sich die Einflüsse der veränderten Ionisationswahrscheinlichkeit und Geschwindigkeiten gerade aufheben. Natürlich muss bei dieser Druckmessung immer der Untergrunddruck abgezogen werden. Deshalb wurde während der Strahlmessung der Druck an einer Stelle entlang dem Strahl gemessen, und nach Ausschalten des Strahls durch Einlassen von ungerichtetem Gas über der Quelle ein gleicher Druckanstieg an dieser Messzelle erzeugt und so der Untergrunddruck an der Strahlmesszelle erhalten. Mit dieser Methode wurde die Atomstrahlintensität als Funktion des Gasdruckes im Entladungsgefäß gemessen, einerseits für Raum-



Figur 1

Schema der Versuchsanordnung. S = Messung der Atomstrahlintensität, M = Manometer, K = Kühlfalle.

temperatur und andererseits für flüssige Stickstofftemperatur. Die Messresultate zeigt Figur 2.



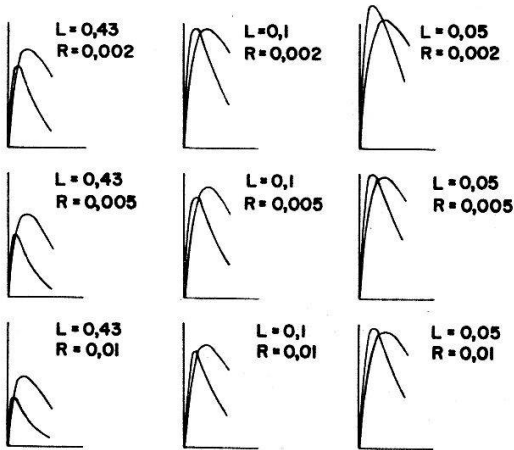
Figur 2

Messresultate und berechnete Kurven der Atomstrahlintensität in Funktion des Druckes im Dissoziationsrohr für Raumtemperatur und flüssige Stickstofftemperatur.

Die maximal erreichbare Atomstrahlintensität geht bei Kühlung mit flüssigem Stickstoff auf etwa die Hälfte zurück. Dies entspricht ungefähr einer Proportionalität zur mittleren Geschwindigkeit der Atome im Strahl. Gleichzeitig geht aber auch der Druck im Dissoziationsgefäß, bei dem das Strahlmaximum erreicht wird, auf etwa einen Drittel zurück. Dies entspricht ungefähr einer Konstanz der Teilchendichte im Dissoziationsgefäß. Zusammen mit dem Gewinn bei der Ionisation und der Akzeptanz der Multipole kann man deshalb bei Kühlung des Dissoziationsgefäßes mit flüssigem Stickstoff mit einer Proportionalität wie $1/T$ und somit einem Gewinn an Atomstrahlintensität um etwa einen Faktor 3,5 rechnen, falls die Kapillardimensionen konstant gehalten werden. Die Atomstrahlintensität als Funktion des Druckes im Dissoziationsgefäß wurde auch mit Hilfe eines Computerprogramms berechnet, unter Berücksichtigung der Streuung in den Kapillaren und im Restgas. Figur 2 zeigt die berechneten Kurven. Die gute Anpassung an die Messpunkte rechtfertigte die Verwendung des Computerprogramms zur Abschätzung der zu erwartenden Resultate bei Verwendung verschiedener anderer Kapillarendimensionen. Das Resultat für verschiedene ausgewählte Kapillarmasse zeigt Figur 3. Interessant ist die Veränderung des Verhältnisses der Maxima. Während sich die Intensität für Raumtemperatur höchstens verdoppelt, wächst das Strahlintensitätsmaximum beim gekühlten Dissoziator für kürzere Kapillaren und kleinere Kapillarradien viel schneller an und übertrifft sogar das Maximum bei Raumtemperatur. Das Rechenprogramm kann die Abschwächung des Strahls im Restgas nicht genau wiedergeben, aber die Resultate zeigen, dass das Absinken des Strahlmaximums bei Kühlung durch Verwendung geeigneter Kapillaren verhindert werden kann. Damit hängt der Gewinn nur noch von

der Akzeptanz des Multipolmagneten und der Ionisationswahrscheinlichkeit ab. Die Ionenstrahlintensität wird daher

$$I_{\text{Ion}} \propto \frac{1}{T^{3/2}}$$



Figur 3
Berechnete Atomstrahlintensitäten in Funktion des Druckes im Dissoziator für verschiedene Kapillardimensionen. L = Länge der Kapillaren in cm, R = Radius der Einzelkapillare in cm.

Das bedeutet, dass bei flüssiger Stickstofftemperatur eine Ionenintensitätserhöhung um einen Faktor 6 bis 7 zu erwarten ist.

Angeregte Zustände in ^{10}B

VON W. AUWÄRTER, V. MEYER UND F. ZAMBONI¹⁾

(Physikinstitut der Universität Zürich)

Wir haben die angeregten Zustände des ^{10}B -Kernes im Energiebereich 6,7 MeV bis 7,7 MeV mit den Reaktionen $^6\text{Li}(\alpha, \gamma)$ und $^9\text{Be}(p, \gamma)$ untersucht, indem wir Anregungskurven und für die Resonanzenergien γ -Spektren mit guter Statistik gemessen haben. Für den $^6\text{Li}(\alpha, \gamma)$ -Kanal fanden wir Resonanzen bei $(6,881 \pm 0,005)$ MeV und $(7,432 \pm 0,010)$ MeV und im $^9\text{Be}(p, \gamma)$ -Kanal die vier bekannten eindeutigen Resonanzen bei 6,88 MeV, 7,43 MeV, 7,48 MeV und 7,56 MeV. Eine genauere Analyse des γ -Zerfalls des 6,88 MeV-Niveaus (1^-) ergab innerhalb der Fehlergrenzen für beide Reaktionskanäle gleiche Verzweigungsverhältnisse. Aus diesen kann geschlossen werden, dass das 6,88 MeV-Niveau ein Zustand mit gemischtem Isospin $T = 0,1$ ist, und nicht etwa zwei Zustände mit reinem Isospin $T = 0$ und $T = 1$ umfasst. Ein noch nicht eindeutig geklärtes Problem ergab sich bei der Bestimmung der Totalen Breite dieses Zustandes, denn für den $^6\text{Li}(\alpha, \gamma)$ Kanal fanden wir eine Breite von (100 ± 10) KeV und für den $^9\text{Be}(p, \gamma)$ -Kanal eine solche von (135 ± 5) KeV.

Eine ausführliche Arbeit mit der Analyse sämtlicher Daten erscheint demnächst.

¹⁾ Liceo Cantonale, Lugano.

Ionisation von metastabilem Wasserstoff

von V. DOSE und R. GUNZ

(Physikinstitut der Universität Zürich)

Publikation folgt.

Einfluss der Coulombanregung auf Transferreaktionen

von R. MORF, K. ALDER, M. PAULI und D. TRAUTMANN

(Institut für Theoretische Physik der Universität Basel)

Bei Transferreaktionen zwischen 2 schweren Ionen ist eine grosse Coulombwechselwirkung vorhanden. Diese kann vor und nach dem Transferprozess Coulombanregung bewirken. Im Rahmen einer halbklassischen Theorie der Transferprozesse wird der Einfluss der Coulombanregung diskutiert.

Teilchen-Vibrationskopplung und die Riesenresonanz in ^{12}C

VON G. BAUR und K. ALDER

(Institut für Theoretische Physik der Universität Basel)

Die Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $^{12}\text{C}(\gamma, p)^{11}\text{B}$ und $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$ wurden im Energiegebiet der Riesenresonanz berechnet. Dabei wurden speziell als Endzustände die angeregten Niveaux in ^{11}B und ^{11}C berücksichtigt. Diese wurden als Phononmultiplett aufgefasst, welches durch die Kopplung des $p_{3/2}$ -Lochs mit einer 2^+ -Oberflächenvibration entsteht. Es wurde das coupled channel-Modell verwendet; dabei wurden Teilchen-Loch-Anregungen berücksichtigt und die Teilchen an eine Oberflächenschwingung gekoppelt. Die Übereinstimmung mit den vorhandenen experimentellen Resultaten ist gut.

Einfluss der Kernkräfte auf die Coulombanregung unterhalb der Coulombbarriere

VON F. RÖSEL und K. ALDER

(Institut für Theoretische Physik der Universität Basel)

In den letzten Jahren wurde eine grosse Zahl von Coulombanregungsexperimenten durchgeführt, um Quadrupolmomente in angeregten Kernzuständen zu bestimmen. Da die Anregungswahrscheinlichkeit mit wachsender Projektilenergie stark ansteigt, ist es vorteilhaft, solche Experimente bei möglichst grosser Energie durchzuführen.

Ihr Wert ist jedoch dadurch beschränkt, dass die Theorie der Coulombanregung voraussieht, dass der Anregungsprozess rein elektromagnetisch ist.

Experimente haben gezeigt, dass schon unterhalb der Coulombbarriere Kernkräfte wirksam sind. Mit einer Störungsrechnung können diese Effekte abgeschätzt und parametrisiert werden.

Nuclear Charge Distribution and Polarization in μ Tl

by R. M. PEARCE¹⁾, H. BACKE²⁾, R. ENGFER⁴⁾, U. JAHNKE³⁾, E. KANKELEIT²⁾, K. H. LINDENBERGER³⁾, C. PETITJEAN⁴⁾, L. SCHELLENBERG⁵⁾, H. SCHNEUWLY⁵⁾, W. V. SCHRÖDER²⁾ and H. K. WALTER⁴⁾

The sizes of the nuclei ^{203}Tl and ^{205}Tl have been determined from five accurately measured muonic X-rays, and by solving the Dirac equation with an assumed Fermi-type charge distribution. The observed weak transitions $2 s_{1/2} \rightarrow 2 p_{1/2}$, $3 p_{3/2} \rightarrow 2 s_{1/2}$ and $3 p_{1/2} \rightarrow 2 s_{1/2}$ are particularly useful, since their energies have different functional dependence on the parameters of the charge distribution than do the transitions involving the $1 s_{1/2}$ level.

A large polarization of the nucleus by the $1 s$ muon would make it impossible to include the $2 p \rightarrow 1 s$ transition in the fit to the nuclear parameters [1]. The existence of this polarization is discussed. Isotope shift data are given.

Reference

- [1] H. L. ANDERSON, C. K. HARGROVE, E. P. HINCKS, J. D. McANDREW, R. J. McKEE and D. KESSLER, *Phys. Rev. Lett.* 22, 221 (1969).

¹⁾ Universität of Victoria, B.C., Canada.

²⁾ Institut für Technische Kernphysik, T.H. Darmstadt, Germany.

³⁾ Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung, Berlin, Germany.

⁴⁾ SIN, Zürich, Switzerland.

⁵⁾ Institut de Physique de l'Université, Fribourg, Switzerland.

Study of Nuclear γ -Rays in Muonic Thallium

by H. BACKE¹⁾, R. ENGFER²⁾, U. JAHNKE³⁾, E. KANKELEIT¹⁾, K. H. LINDENBERGER³⁾, R. M. PEARCE⁴⁾, C. PETITJEAN²⁾, L. SCHELLENBERG⁵⁾, H. SCHNEUWLY⁵⁾, W. U. SCHRÖDER¹⁾ and H. K. WALTER²⁾

Several nuclear γ -rays have been observed in muonic natural thallium. The nuclear excitation is due to a mixing of two nuclear states with corresponding muonic levels. The excitation of a nuclear level at 2.63 MeV in ^{205}Tl produces the hitherto unexplained abnormal intensities of the $2 p \rightarrow 1 s$ and $3 d \rightarrow 2 p$ μ -transitions. The nuclear γ -lines are influenced by muonic isomer shifts and magnetic hf splittings.

¹⁾ Institut für Technische Kernphysik, T.H. Darmstadt, Germany.

²⁾ SIN, Zürich, Switzerland.

³⁾ Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung, Berlin, Germany.

⁴⁾ University of Victoria, B.C., Canada.

⁵⁾ Institut de Physique de l'Université, Fribourg, Switzerland.

Observation of E2 X-Ray Transitions in μ -Tl, Pb, Bi

by L. SCHELLENBERG¹⁾, H. SCHNEUWLY¹⁾, H. BACKE³⁾, R. ENGFER²⁾, U. JAHNKE⁴⁾, K. H. LINDENBERGER⁴⁾, R. M. PEARCE⁵⁾, C. PETITJEAN²⁾, W. U. SCHRÖDER³⁾, H. K. WALTER²⁾ und K. ZEHNDER

A number of weak E2 X-rays transitions have been measured at the CERN μ -channel for the natural isotopes of Tl, Pb and ²⁰⁹Bi. Owing to the large isotopic shift of 10.4 keV the 3 $d-1$ s transitions in ²⁰⁵Tl and ²⁰³Tl could be separated. The experimental intensities are compared with transition probabilities, calculated using a Fermi charge distribution and relativistic wave functions.

¹⁾ Universität Fribourg, Schweiz.

²⁾ Schweiz. Institut für Nuklearforschung.

³⁾ Institut für Technische Kernphysik, Darmstadt.

⁴⁾ Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung, Berlin.

⁵⁾ University of Victoria, B.C., Canada.

μ -Capture in ¹⁵¹Eu - ¹⁵³Eu

VON C. PETITJEAN, R. ENGFER, H. K. WALTER

(Schweiz. Institut für Nuklearforschung)

H. BACKE, W. U. SCHROEDER

(Institut für technische Kernphysik, Darmstadt)

H. SCHNEUWLY

(Physikalisches Institut der Universität Fribourg)

U. JAHNKE and K. H. LINDENBERGER

(Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung, Berlin)

Diese Arbeit ist «Nuclear Physics» zur Publikation eingereicht worden.

Mössbauereffekt an Pt-195

von B. AAS und W. RÜEGG

(Laboratorium für Hochenergiephysik, ETH Zürich)

Mit Hilfe eines Mössbauer-Transmissionsexperimentes wurde das 130-keV-Niveau des Pt-195 untersucht. Als Quelle diente Au-195, das in eine dünne Platinfolie hineindiffundiert wurde. Der Absorber bestand aus einer ferromagnetischen Pt-Fe-Legierung (3% Pt). Aus der Messung der Isomerieverschiebung des 130-keV und des 99-keV-Überganges findet man für das Verhältnis der relativen Kernradiusänderungen $(\Delta R^2 3/2)/(\Delta R^2 5/2) = 0,64 \pm 0,2$. Das Absorptionsspektrum ist nur unvollständig aufgespalten, für den g -Faktor des 130-keV-Niveaus erhält man $g_{5/2} = 0,4 \pm 0,25$

Die Abhängigkeit der inneren Konversionsrate von der Chemischen Umgebung und ihr Zusammenhang mit der Mössbauer-Isomerieverschiebung

VON U. RAFF, G. BAUR und K. ALDER

(Institut für Theoretische Physik der Universität Basel)

Der innere Konversionskoeffizient α für M1-Übergänge ist proportional zur Elektronendichte $[\Psi(0)]^2$ am Kernort. Daraus folgt, dass die Änderung der Lebensdauer $\Delta\lambda/\lambda$ mit der Änderung der Elektronendichte zusammenhängt. Mit einer Berechnung der totalen Elektronendichte und einer Messung von $\Delta\lambda/\lambda$ kann man also die relative Änderung des Kernradius $\delta R/R$ aus Mössbauerisomerieverschiebungsmessungen bestimmen. Für Fe und Pt wurden Hartree-Fock-Slater-Rechnungen durchgeführt; einige andere geeignete Mössbauerisotope wurden mit Hilfe einer einfachen Näherungsformel für die totale Elektronendichte diskutiert.

Einstufige Aufarbeitung von «natürlichen» Wasserproben zur Tritiummessung mit Hilfe von Aluminiumcarbid

VON U. SIEGENTHALER und H. OESCHGER

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Zumindest auf dem Gebiet der Messung des Umgebungs-Tritiums wurde bisher die Bildung von Methan durch Reaktion des Probenwassers mit Aluminiumcarbid im Überschuss zur Herstellung eines geeigneten Zählgases für Proportionalzähler nicht benutzt. Diese Methode liefert bei relativ kleinem Aufwand mit guter Reproduzierbarkeit ein Gas mit befriedigenden Zähleigenschaften. Gegenüber der bisher benutzten Äthanmethode wurde der Arbeitsaufwand um mindestens einen Faktor 2 reduziert, die Empfindlichkeit jedoch um annähernd einen Faktor 3 erhöht.

Die verschiedenen Methoden der Messung von Umgebungstritium (Proportionalzählrohr, Flüssigkeitsszintillationszähler, Isotopenanreicherung) werden miteinander verglichen.

Blocking-Effekt bei der Uran-Spaltung mit 14-MeV-Neutronen

VON J. SCHACHER, R. ABEGG, U. NOELPP und R. WAGNER

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Ein UO_2 -Einkristall wird zunächst mit Hilfe des Protonen-Blocking-Effekts orientiert. Zum Nachweis der gestreuten Protonen dienen ein Szintillationsschirm und Filme. Dann erfolgt die Bestrahlung des Kristalls mit 14-MeV-Neutronen. Die Spaltfragmente werden zur Aufnahme eines sog. Fragmentogramms in kleiner Distanz (ca. 3 cm) vom Einkristall mit der Fission-Track-Methode detektiert.

Geplant ist auch die Aufnahme eines Fragmentogramms bei grösserer Distanz mit entsprechender Winkelauflösung zur Analyse der Schattenform.

Gammaskopie bei niedrigen Energien

VON J. HALTER¹⁾, O. HUBER und P. WINIGER¹⁾

(Physikinstitut der Universität Fribourg)

Der Gammaskopie mit Szintillationskristallen und Halbleiterdioden ist eine untere Grenze gesetzt, die im wesentlichen durch die Umhüllung gegeben ist. Die Verwendung von GaP(Cs) als Dynodenmaterial beim Bau von Photomultipliern macht diese speziell für die Zählung kleinster Lichtimpulse geeignet. Eine Anordnung eines solchen PM RCA 8850 in Verbindung mit einem NaI-Kristall mit Be-Fenster erlaubt die quantitative Messung von γ -Linien bis zur Energie von 5,8 keV (Fe-55). Die Energieeichung erfolgte mit Co-57 (6, 14, 122 keV), Am-241 (13, 17, 26, 60 keV) und den K-X-Strahlen von Cs-137 und Sb-125. Dieser PM, in Verbindung mit einem Flüssigkeitsszintillator, wurde auch zur Messung der weichen β -Strahlung von Tritium verwendet wozu Fe-55 als Eichsubstanz diente. Im Impulshöhenspektrum von T und Fe-55 sind diskrete Peaks, welche einer bis fünf Elektronenemissionen der Photokathode entsprechen, erkennbar. Mit dieser einfachen Anordnung liegt die Nachweisgrenze für T unter 1 nCi/ml, der maximal zulässigen Konzentration dieses Nuklids im Trinkwasser der allgemeinen Bevölkerung.

Récentes améliorations dans l'utilisation des détecteurs solides visuels

par B. RÜEGGER, R. RICHMOND et W. ZÜRCHER

(Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

La détection des particules chargées lourdes au moyen des traces laissées dans un plastique est une méthode encore peu employée mais qui offre pourtant des avantages considérables: miniaturisation, sélectivité (par exemple entre α et fragments de fission), simplicité, très grande sensibilité. Ainsi ces détecteurs conviennent très bien pour compter des événements rares: étude par exemple de la fission spontanée. Ils conviennent aussi pour la mesure des taux de fission dans un réacteur critique ou même sous critique à faible flux. Les traces peuvent être comptées par différentes méthodes. La plus pratique et la plus précise consiste à utiliser un analyseur électronique automatique d'image. Avec cette appareil, il est possible de mesurer à mieux que 0,5% des densités élevées de traces, même lorsque celles-ci se chevauchent.

Kernspaltung nachgewiesen durch Gravitation

VON B. HAHN und H. W. REIST

(Abteilung Hochenergiephysik des Physikalischen Institutes der Universität Bern)

Ein neuartiger Detektor wird erklärt, der es gestattet, mit Flüssigkeitssäulen grössere Flüssigkeitsvolumina auf genügend grossen Unterdruck zu bringen, so dass Kernspaltung durch Flüssigkeits-Kavitation auftritt.

¹⁾ Eidgenössische Kommission zur Überwachung der Radioaktivität.

Methodische Untersuchungen zum Rotationszähler

von H. W. REIST, B. HAHN

(Abteilung Hochenergiephysik des Physikalischen Institutes der Universität Bern)

und H. VON GUNTEN

(EIR und Institut für anorganische Chemie der Universität Bern)

Es wurden Störeffekte wie Radiolyse, Photolyse und chemische Reaktionen in der Kammerflüssigkeit untersucht. Diese Effekte werden diskutiert auch im Zusammenhang mit einer Neubestimmung der Lebensdauer von Uran-238 und Americium-241 gegen spontane Kernspaltung.

Einteilchenenergien in einem nicht-axial symmetrischen, links-rechts asymmetrischen mittleren Potential

von U. GÖTZ

(Institut für Theoretische Physik der Universität Basel)

Es wird eine numerische Methode zur Berechnung von Einteilchenenergien in einem mittleren Potential vorgestellt. Dabei werden keine einschränkenden Bedingungen der radialen Abhängigkeit des Potentials gefordert.

Es wird gezeigt, wie dieses Problem durch Verwendung allgemeiner Rekursionsrelationen für die Matrixelemente auf schnellen Rechenmaschinen gelöst werden kann.

Couplage de Coriolis entre les bandes de rotation

$1/2 + [411\downarrow]$ et $3/2 + [411\uparrow]$ de ^{165}Ho

par G. MAURON et J. KERN

(Institut de Physique, Fribourg)

Les deux bandes de rotation basées sur les états $1/2 + [411\downarrow]$ et $3/2 + [411\uparrow]$ de ^{165}Ho remplissent les conditions pour un fort couplage de Coriolis. L'existence de ce couplage est indiquée par le décalage d'environ 5 keV des énergies des états $7/2$. Ce couplage peut être testé à l'aide du rapport de branchement γ et des mélanges de multiplicités des transitions entre les niveaux de ces bandes. L'information expérimentale a été obtenue par mesure des intensités des raies γ (Ge(Li)) et des électrons de conversion (spectromètre β). Les probabilités de transition calculées reproduisent très bien les valeurs expérimentales lorsque le couplage de Coriolis est introduit.

Neue Rechnungen zur spontanen Kernspaltung

VON T. LEDERGERBER, M. BRACK und H. C. PAULI

(Institut für Theoretische Physik der Universität Basel)

Mit den Einteilchenenergien und -wellenfunktionen in einem deformierten Potential werden sowohl die Deformationsenergie als auch der Massentensor für Kerne der Aktinidenregion berechnet. Die Abhängigkeit von drei Deformationen, nämlich der Elongation in der Spaltungsachse, dem Einschnüren in der Mitte und der links-rechts-Asymmetrie wurde untersucht. Die kollektive kinetische (Massentensor) und die kollektive potentielle Energie (Deformationsenergie) werden adiabatisch berechnet, wobei die Methode von Strutinsky verwendet wird.

Die Halbwertszeiten für spontane Spaltung aus dem Grundzustand werden mit der WBK-Methode erhalten und zeigen die Systematik des Experiments.

Effet d'un champ électrique sur la phosphorescence de KI à basse température

par R. PERRENOUD, M. AEGERTER et J. ROSSEL

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Des cristaux de KI dotés en ions divalents (Sr^{++} , Eu^{++} , Mn^{++}) ou monovalents (Tl^+) présentent après irradiation ionisante à 77°K une phosphorescence lentement décroissante en fonction du temps. Ce processus semble être de nature bimoléculaire. L'application d'un champ électrique constant (0–20 kV/cm) provoque dans KI doté en ions divalents une augmentation d'intensité et modifie également la loi de déclin temporel. L'effet est inobservable dans KI(Tl).

Influence de centres F sur l'exciton localisé dans CsI

par H. LAMATSCH, J. ROSSEL et E. SAURER

(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

Des mesures d'absorption et d'émission faites avec des cristaux de CsI dotés en cations divalents (Ca^{++} , Mn^{++} , Mg^{++} , Sr^{++}) ont montré que les spectres obtenus sont indépendants de la nature chimique du cation divalent [1, 2]: on met en évidence deux pics d'absorption situés à 2180 Å et 2280 Å ainsi que trois bandes d'émission à 3080 Å, 4120 Å (largeur à mi-hauteur 0,6 eV) et 4120 Å (0,4 eV).

Nous avons expliqué ces transitions en utilisant le modèle de l'exciton localisé [3]: un exciton est créé par un transfert de l'électron d'un anion (I^-) à un cation (Cs^+), l'un et l'autre situés au voisinage immédiat de la lacune cationique d'un complexe cation divalent – lacune cationique. Un processus de Born-Haber, proposé par

Bassani et Inchauspé [4] a été utilisé pour la détermination des énergies d'excitation de cet exciton localisé par rapport à l'exciton self-trappé et nous constatons un très bon accord entre les valeurs calculées et les résultats de nos expériences [2].

Une confirmation du modèle de l'exciton localisé est obtenue par un dotage supplémentaire en centres F d'un cristal de $\text{CsI}:\text{Ca}^{++}$ (500 ppm): pour une forte concentration en centres F ($\sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) on observe une grande probabilité pour la formation de centres Z_1 . Le centre F se place de manière préférentielle à côté de la lacune cationique du complexe cation divalent – lacune cationique.

Le modèle du centre Z_1 ainsi obtenu est présenté dans la figure 1. Le calcul basé sur un cycle de Born-Haber pour l'exciton localisé, excité entre les ions 1 et 2 ou 1 et 2' (voir fig. 1) montre que ces transitions se trouvent dans le domaine des transitions interbandes; elles ne sont donc pas observables.

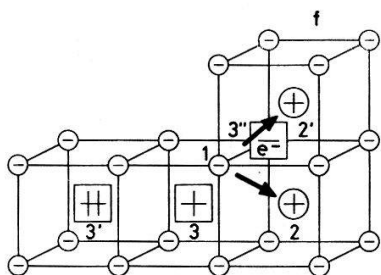


Figure 1
Modèle du centre Z_1 dans CsI .

Le résultat expérimental est présenté dans la figure 2. Etant donné la grande concentration en centres F les bandes d'absorption à 7250 Å et 7400 Å ne sont pas résolues (fig. 2.1). Les bandes L_1 et L_2 apparaissent nettement à 5360 Å et 4350 Å. Le phénomène intéressant relatif aux excitons localisés est alors observé vers les plus courtes longueurs d'onde: la courbe a de la figure 2.2 montre le spectre d'absorption du cristal de $\text{CsI}:\text{Ca}^{++}$ avec le pic à 2280 Å. Nous donnons dans la courbe c le spectre obtenu après traitement thermique. On s'aperçoit que le dotage en centres F (courbe b) provoque un effet différent: l'absorption aux environs de 2300 Å a diminué, le pic à 2280 Å a disparu. Dans la figure 2.3 on voit en comparant la courbe b (avec centres F) à la courbe a (pas de centres F), que le spectre d'excitation de la composante à 4120 Å a disparu.

En irradiant à 8000 Å environ nous pouvons ioniser le centre Z_1 . On obtient ainsi un centre Z^+ . L'électron libéré est capturé par un centre F distinct qui se transforme en F' . La courbe d de la figure 2.2 montre une bande d'absorption à 2380 Å qui apparaît à la suite de cette excitation. Nous l'associons à l'absorption d'un exciton localisé sur le centre Z_1^+ . Le calcul détaillé de son énergie d'excitation donne un déplacement de 0,53 eV par rapport à la première transition excitonique, ce qui correspond à une bande d'absorption à 2350 Å. On constate donc à nouveau un bon accord entre la prédiction théorique et le résultat expérimental.

Remarquons que le processus décrit est réversible; par excitation dans la bande F' ($\lambda > 10000 \text{ Å}$) à 77°K nous avons fait disparaître la bande à 2380 Å: les électrons libérés des centres F' sont repiégés par les centres Z_1^+ pour redonner des centres Z_1 .

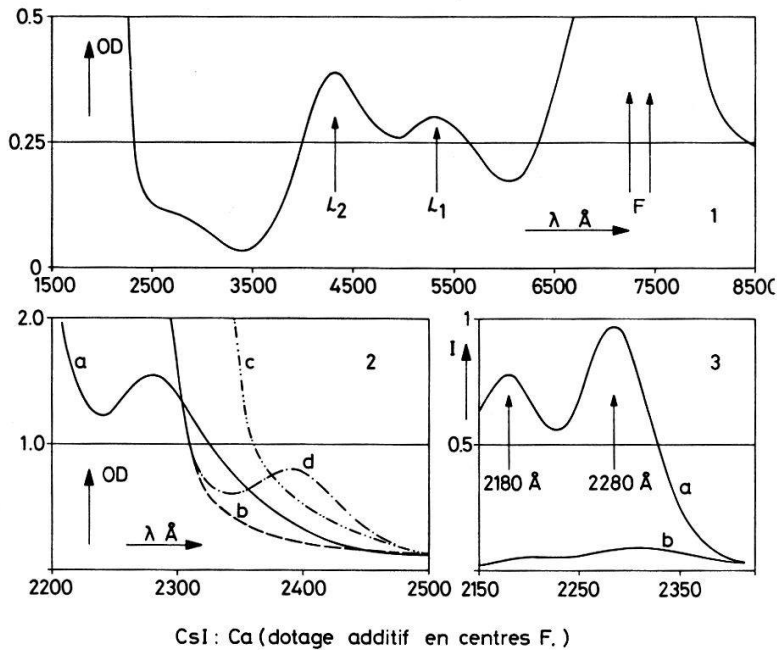


Figure 2

CsI:Ca⁺⁺ (dotage additif en centres F) $T = 77^\circ\text{K}$. 1 et 2 Spectres d'absorption, 3 Spectre d'excitation de l'émission à 4120 Å.

Une étude des bandes d'émission de l'exciton localisé à côté d'un centre Z_1^+ est en cours. Le spectre est très complexe et présente deux bandes situées vers 2900 Å et 4500 Å.

Nous pouvons conclure de nos résultats que les bandes d'absorption observées dans la région des grandes longueurs d'onde des transitions excitoniques dans CsI doivent s'interpréter comme dues à des excitons localisés. Ce travail a été effectué avec l'appui financier du Fonds National Suisse pour la Recherche Scientifique.

Bibliographie

- [1] M. A. AEGERTER, Thèse, Bull. Soc. Neuchât. Sci. Nat. 90, 1 (1967).
- [2] H. LAMATSCH, Thèse, Neuchâtel (1971).
- [3] H. LAMATSCH, J. ROSSEL et E. SAURER, Phys. Stat. Sol. 41, 605, (1970).
- [4] F. BASSANI et N. INCHAUSPÉ, Phys. Rev. 105, 819 (1957).

Kernreaktionen mit polarisierten S-Wellen-Deuteronen

VON FRITZ SEILER

(Physikalisches Institut, Universität Basel)

Bei Energien unterhalb 1–2 MeV zeigen manche Reaktionen vom Typ (d, α) , (d, p) , (d, n) usw. Resonanzen, die vorwiegend über Deuteronen mit Bahndrehimpuls $l=0$ im Eingangskanal verlaufen. Für polarisierte Deuteronen müssen die Tensor-komponenten des Analysatorvermögens bestimmte Bedingungen erfüllen. Vorgängig einer detaillierteren Analyse kann daraus in vielen Fällen, auch bei beträchtlichen Beimischungen aus anderen Reaktionskanälen, direkt Spin und Parität des Zustandes bestimmt werden.

Test de Treiman-Yang pour la diffusion quasi-élastique dans la réaction $H(d, 2p)n$ à 20 MeV

par R. CORFU, J.-P. EGGER, C. LUNKE, C. NUSSBAUM, J. ROSSEL, E. SCHWARZ
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

J.-L. DURAND et C. PERRIN
(Institut des Sciences Nucléaires, Grenoble)

Un article paraîtra prochainement dans *Helv. Phys. Acta*.

Calcul des distributions angulaires des réactions (n, p) et (n, n) à l'aide des graphes polaires et triangulaires

par F. FOROUGHI
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Ces calculs se font sur la base d'un formalisme de la théorie des champs et de la représentation due à Guenin de l'opérateur à une particule. On suppose que les vertex ne dépendent que des angles et non de la valeur de l'impulsion relative. Pour le graphe triangulaire qui contient une matrice de diffusion hors couche nucléon-nucléon, deux cas sont envisagés: le cas d'une diffusion par un potentiel local (Yukawa) ou le cas d'une paramétrisation par les pôles des états liés ou antiliés de deux nucléons.

Untersuchung von $Ni(d, p)$ -Reaktionen unterhalb der Coulomb-Barriere

VON P. STAUB, G. R. PLATTNER und E. BAUMGARTNER
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Erste Resultate der Messungen an Ni^{58} werden als Winkelverteilungen präsentiert und die dazu speziell notwendige Messtechnik erklärt. Die Messungen solcher Wirkungsquerschnitte unterhalb der Coulomb-Barriere sind deshalb interessant, weil aus ihnen spektroskopische Faktoren modellunabhängig bestimmt werden können [1].

Literatur

[1] D. TRAUTMANN, *Helv. phys. Acta* 43, 363 (1970).

Hochenergie Physik

Vieldrahtkammern spezieller Bauart als Triggerzähler und Ionisations-Messgeräte

VON G. CZAPEK, H. KASPAR P. G. SEILER

(Abt. Hochenergiephysik des Physikalischen Institutes der Universität Bern)

und K. BORER (CERN)

Bericht über die Konstruktion und Arbeitsweise neuartiger Vieldrahtproportionalkammern. Experimentelle Einsatzmöglichkeiten.

Absorptionsspektrometer für Teilchen

VON A. MARKEES, G. VIERTTEL und B. HAHN

(Abt. Hochenergiephysik des Physikalischen Institutes der Universität Bern)

Es wird eine Apparatur zur groben Bestimmung von Teilchenmassen auf Grund der Messung der Ionisation der Flugzeit und der Reichweite beschrieben. Erste Resultate für kosmische Strahlung werden mitgeteilt.

Nachweis hoher Energieüberträge auf Atomkerne mit dem Rotationszähler

VON B. HAHN, U. MOSER und H. W. REIST

(Abt. Hochenergiephysik des Physikalischen Institutes der Universität Bern)

Die Rotationskammer gestattet, grosse Impulsüberträge auf Atomkerne oder auf Fragmente von Atomkernen auch bei sehr kleinen Ereignisraten nachzuweisen. Die Apparatur wurde in einem 8 GeV/c-Strahl des CERN exponiert.

Precise Determination of the K_L - K_S Mass Difference by the Gap Method

by S. H. ARONSON, R. D. EHRLICH, D. FRYBERGER, H. GOLDBERG, H. HOFER, D. A. JENSEN,
J. SOLOMON, R. A. SWANSON and V. L. TELEGDI

(Enrico Fermi Institute, Chicago)

Ein Artikel wird später veröffentlicht werden.

Influence du mouvement de Fermi sur la diffusion potentielle π^- - ^{12}C

par M. FERRINJAQUET et P. HUGUENIN
(Inst. Physique de Neuchâtel)

Résumé. L'équation radiale de Kisslinger est résolue numériquement. Les potentiels nucléaires sont définis par les déphasages pion-nucléon en tenant compte du mouvement de Fermi.

Nous avons intégré numériquement l'équation radiale de Kisslinger pour la diffusion π^- - ^{12}C [1]

$$\left(\Delta_r + k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) f_l(r) = (\mu V - \nabla_r W \nabla_r) f_l(r).$$

Nous avons introduit l'effet Lorentz-Lorentz qui rend compte d'un certain aspect des corrélations nucléon-nucléon dans le noyau [1]

$$W(r, E) = \frac{U(r, E)}{1 - 1/3 U(r, E)}.$$

Les potentiels nucléaires $V(r, E)$ et $U(r, E)$ sont définis par interpolation des déphasages pion-nucléon de Lovelace-Donnachie [6]. Nous avons admis que la densité de neutron est identique à la densité de proton, ce qui nous permet d'écrire:

$$V(r, E) = - \frac{2\pi}{\mu k} \left(\frac{1}{3} [t_{1,1}^0(E) + 2 t_{3,1}^0(E)] \right) \rho(r)$$

$$U(r, E) = - \frac{2\pi}{k^3} 3 \left(\frac{1}{q} [4 t_{33}^1(E) + 2 t_{31}^1(E) + 2 t_{13}^1(E) + t_{11}^1(E)] \right) \rho(r)$$

où:

$$\varepsilon_{2T,2J}^l = \frac{1}{2i} (e^{2i\delta_{2T,2J}^l} - 1).$$

Nous avons utilisé la densité nucléaire déduite du modèle des couches et de la diffusion électronique [2] ($\langle r^2 \rangle^{1/2} = 2,47 \text{ fm}$).

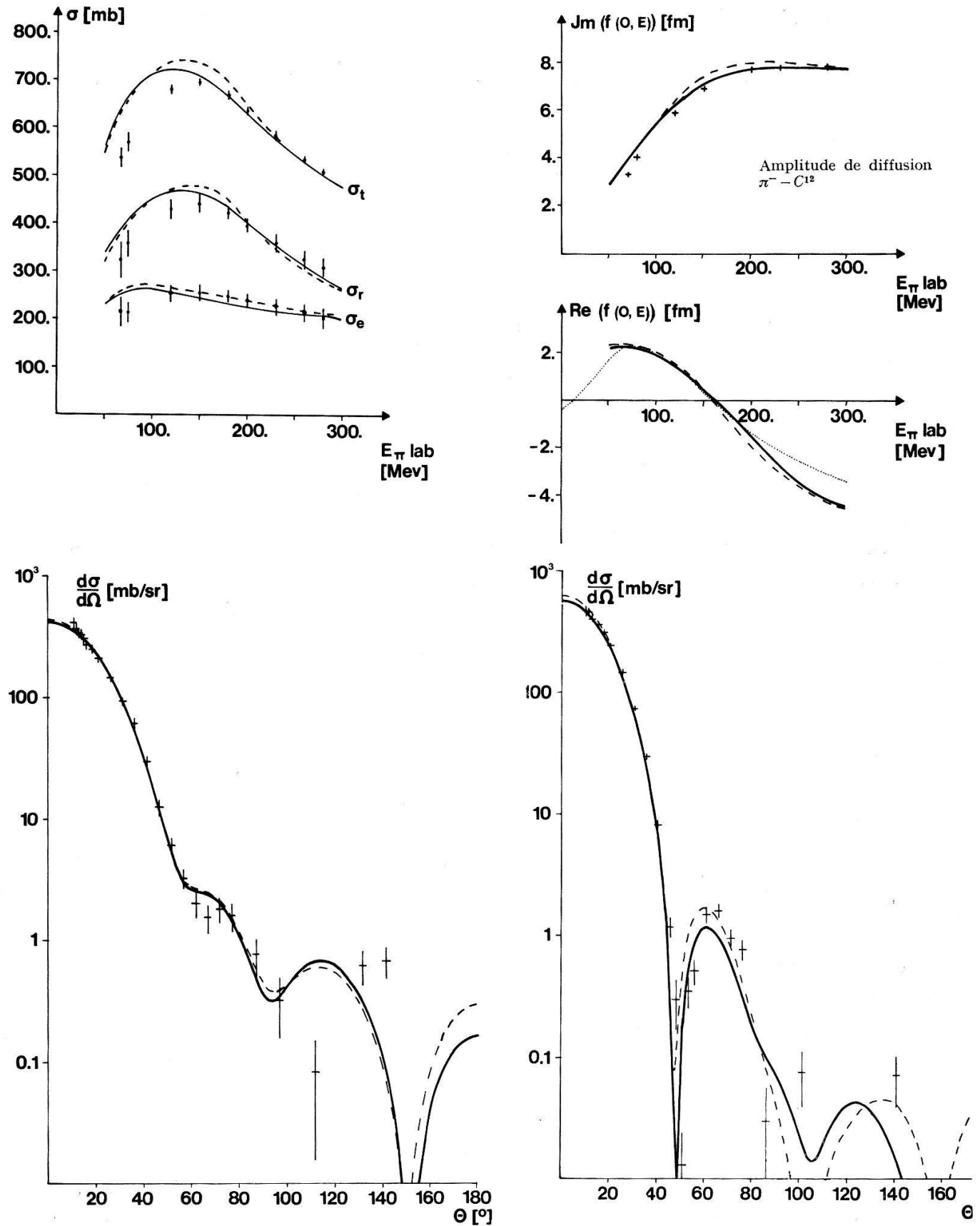
Pour définir la dépendance en énergie des potentiels, nous avons effectué une moyenne sur le mouvement de Fermi. A cet effet, nous avons admis que:

- l'impulsion du nucléon ne dépend pas de sa position,
- toutes les directions sont équiprobables,
- tous les états d'impulsion pour $|\mathbf{p}| \leq 250 \text{ Mev/c}$ sont équiprobables.

Pour juger de l'effet de cette moyenne, nous avons également calculé les sections efficaces π^- - ^{12}C pour un nucléon au repos dans le noyau.

On remarque que les sections efficaces totales sont diminuées au voisinage de la résonance, en accord avec les données expérimentales [3]. A haute et basse énergie les deux résultats deviennent similaires. Rappelons que dans ces régions les déphasages varient lentement en fonction de l'énergie.

La partie réelle de l'amplitude de diffusion: $Re(f(0))$ est en bon accord avec les prévisions des relations de dispersion ([4] et [4b]).



Figures 1 à 4

La courbe pleine représente les résultats obtenus en moyennant sur le mouvement de Fermi, la courbe traitillée, en le négligeant.

La courbe pointillée de la partie réelle de l'amplitude de diffusion est celle de la référence [4b].

Les valeurs expérimentales sont celles des références [3].

Sur les sections efficaces différentielles, les résultats sont très similaires jusque vers $\theta_{cm} = \pi/2$. Notons que vers l'arrière les différences deviennent sensibles.

Un travail similaire a été effectué par Sternheim et Auerbach. Ces auteurs arrivent à des conclusions semblables, en utilisant une densité nucléaire et des déphasages différents [5].

Tout le calcul numérique a été effectué sur l'IBM 7040 de l'EPF de Lausanne.

Références

- [1] D. S. KOLTUN, *Advances in Nuclear Physics*, vol. 3, p. 71 et littérature citée.
- [2] R. HOFSTADTER et al., *Nuclear Radii*, ed. H. SCHOPPER (Springer 1967), p. 32.
- [3] J. P. STROOT et al., *Nucl. Phys. B17*, 168 (1970); BAKER et al., *Phys. Rev. 112*, 1763 (1958); EDELSTEIN et al., *Phys. Rev. 122*, 252 (1961).
- [4] ERICSON et LOCHER, Cern 69-30, *Hadron-Nucleus Forward Dispersion Relations*.
- [4b] Communication privée de M. LOCHER.
- [5] STERNHEIM et AUERBACH, *Phys. Rev. Lett. 25*, 1500 (1970).
- [6] UCRL 20030 π -N, février 1970.

Stand der empirischen Massenformel $m_i \approx N_i \times (3 m_e)$ für stabile Teilchen

von R. FROSCH

(SIN und Labor für Hochenergiephysik, ETH Zürich)

Erstmals 1965 wurde auf eine empirische Formel für die Massen der gegen starke Zerfälle stabilen Teilchen hingewiesen [1]: Die Teilchenmassen vom Müon an aufwärts ($\mu^\pm, \pi^0, \pi^\pm, K^\pm, \dots, \Omega^-$) zeigen die Tendenz, in die Nähe von ganzzahligen Vielfachen von $(3 m_e)$ zu fallen, wo m_e die Elektronenmasse ist. Inzwischen ist die Übereinstimmung durch einige neue Massenbestimmungen besser geworden. Die Wahrscheinlichkeit, dass normierte Zufallszahlen vom Quantengesetz im Mittel weniger abweichen als die experimentellen Massenwerte, ist $\sim 1 \times 10^{-4}$. Der beste Wert für ein «Massenquantum» im Bereich $1,0 \text{ MeV} < M_0 < 100 \text{ MeV}$ ist $M_0 = 2,9994 m_e$.

Literatur

- [1] R. FROSCH, *HEPL 382*, Stanford (1965); *Nuovo Cim. 52A*, 677 (1967).

Etude expérimentale de la diffusion élastique $\bar{p}p$ aux grands angles entre 1,12 et 1,36 GeV/c

par S. VALLET, M. BOGDANSKI, J.-B. GAY, E. JEANNET

(Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel)

M. GAILLOUD, PH. ROSSELET et R. WEILL

(Institut de Physique nucléaire de l'Université, Lausanne)

Un article est soumis à la revue *Lettere al Nuovo Cimento*.

Einteilchen-Potential für den ^4He -Kern

von R. FROSCH

(SIN und Labor für Hochenergiephysik, ETH Zürich)

Die experimentellen Wirkungsquerschnitte für elastische Elektronstreuung am ^4He -Kern [1] stehen im Widerspruch zum Einteilchen-Schalenmodell, wenn das Potential des harmonischen Oszillators verwendet wird. In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, dass ein modifiziertes Kastenpotential gute Übereinstimmung ergibt: $V = +\infty$ für $r \leq 0,96 \text{ F}$; $V = V_0$ für $0,96 \text{ F} < r \leq 1,11 \text{ F}$; $V = 0$ für $r > 1,11 \text{ F}$ ($V_0 = -2530 \text{ MeV}$; $E = -20 \text{ MeV}$; $M = 938 \text{ MeV}$). Dies ist eine Illustration des Resultates von Ripka und Gillespie [2], dass bei der Berechnung der Ladungsdichte Jastrow-Korrelationen weitgehend durch Änderung des Einteilchen-Potentials simuliert werden können.

Literatur

- [1] R. FROSCH, J. S. MCCARTHY, R. E. RAND und M. R. YEARIAN, Phys. Rev. 160, 874 (1967).
 [2] G. RIPKA und J. GILLESPIE, Phys. Rev. Lett. 25, 1625 (1970).

Interactions $\bar{p}p$ à 1,2 GeV/c: annihilations $\bar{p}p \rightarrow \pi^-\pi^+$, $\bar{p}p \rightarrow K^-K^+$ et échange de charge $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$

par M. BOGDANSKI, J.-B. GAY, E. JEANNET, S. VALLET
 (Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel)

M. GAILLOUD, PH. ROSSELET, R. WEILL
 (Institut de Physique nucléaire de l'Université, Lausanne)

A. COLEBOURN, R. A. DONALD et D. N. EDWARDS
 (University of Liverpool)

Un article est en préparation.

Etude expérimentale de l'annihilation $\bar{n}p$ entre 1,0 et 1,2 GeV/c

par M. BOGDANSKI, J.-B. GAY, E. JEANNET, S. VALLET
 (Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel)

M. GAILLOUD, PH. ROSSELET, R. WEILL
 (Institut de Physique nucléaire de l'Université, Lausanne)

A. COLEBOURN, R. A. DONALD et D. N. EDWARDS
 (University of Liverpool)

Un article est en préparation.

**Kohärente Produktion von $K^*(890)$ an Atomkernen-
Untersuchung der Produktion $K^+ + \gamma \rightarrow K^*(890)$**

VON K. FREUDENREICH, R. FROSCH, F. X. GENTIT, P. MÜHLEMANN
(ETH Zürich)

C. BEMPORAD, W. BEUSCH, J. P. DUFÉY, O. ZAIMIDOROGA, E. POLGÀR, D. WEBSDALE, J. WILSON
(CERN)

P. ASTBURY, J. CODLING, J. G. LEE und M. LETHEREN
(Imperial College, London)

Die kohärente Produktion von $K^*(890)$ an Atomkernen (die Kohärenz bezieht sich auf alle Nukleonen des Kerns) hat nicht den relativ hohen und energieunabhängigen Wirkungsquerschnitt der Produktion von $K\pi\pi$ -Systemen der Quantenzahlen $J^P = 0^-, 1^+, 2^-, \dots$; insbesondere muss sie in Vorwärtsrichtung verschwinden. Wir haben die Ereignisse vom Typ $K^*(890) \rightarrow K^0 \pi^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$ aus den ca. 100mal häufigeren $K^* \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-$ separieren können. Wir vergleichen die Wirkungsquerschnitte an Ag und Pb bei 9,7, 12,8 und 15,8 GeV/c mit den theoretischen Werten für γ -Austausch und einem Modell für die Produktion in starker Wechselwirkung. Der zu bestimmende Parameter im γ -Austausch ist die Zerfallswahrscheinlichkeit $\Gamma(K^* \rightarrow K\gamma)$.

Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes von 3- und 5-Pion-Systemen an Nukleonen

VON P. MÜHLEMANN, K. FREUDENREICH, F. X. GENTIT
(ETH Zürich)

C. BEMPORAD, W. BEUSCH, J. P. DUFÉY, A. C. MELISSINOS, E. POLGÀR, D. WEBSDALE
(CERN)

P. ASTBURY, J. CODLING, J. G. LEE, M. LETHEREN
(Imperial College, London)

G. BELLINI, M. DICORATO und G. VEGNI
(Istituto di Fisica dell'Università, Milano)

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Produktionsprozesse

$$\pi^- + A \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ + A \quad \text{und} \quad \pi^- + A \rightarrow 3 \pi^- 2 \pi^+ + A$$

an verschiedenen Targetkernen A lassen sich mit einem optischen Modell interpretieren. Der totale Wirkungsquerschnitt des auslaufenden Pion-Systems an Nukleonen geht in das Modell zur Beschreibung der Absorption der auslaufenden Welle ein. Aus 25.000 kohärenten Ereignissen bei 15,1 GeV/c an Targetkernen von Be bis Pb haben wir diesen Wirkungsquerschnitt bestimmt. Überraschenderweise finden wir dafür einen Wert, der mit dem totalen Wirkungsquerschnitt eines Pions an Nukleonen übereinstimmt; zudem scheint er von der effektiven Masse des 3- oder 5-Pion-Systems unabhängig zu sein.

Etude de la règle de sélection $\Delta S = \Delta Q$ dans la désintégration Ke4

par M. BOURQUIN, J.-P. BOYMOND, P. EXTERMANN, J. MARASCO, R. MERMOD, H. SUTER
(Université de Genève)

P. BASILE, S. BRÉHIN, A. DIAMANT-BERGER, P. KUNZ, M. LEMOINE, R. TURLAY
et A. ZYLBERSZTEJN
(CEN-Saclay)

La règle $\Delta S = \Delta Q$ autorise la voie $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ \nu$ et interdit la voie $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ e^- \bar{\nu}$.

La désintégration a été observée au moyen d'un spectromètre magnétique à chambres à fils, d'un compteur Cerenkov et de chambres à gerbes.

Les événements ont été analysés d'une façon identique pour e^+ et e^- et le rapport des deux voies a été évalué.

Etude des déphasages de l'interaction $\pi^+ \pi^-$ à basse énergie par la désintégration Ke4

par M. BOURQUIN, J.-P. BOYMOND, P. EXTERMANN, J. MARASCO, R. MERMOD, H. SUTER
(Université de Genève)

P. BASILE, S. BRÉHIN, A. DIAMANT-BERGER, P. KUNZ, M. LEMOINE, R. TURLAY
et A. ZYLBERSZTEJN
(CEN-Saclay)

L'élément de matrice de la désintégration Ke4 contient le courant hadronique $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Un développement en ondes partielles permet de faire apparaître les déphasages de l'interaction $\pi\pi$ dans l'état final et d'extraire la différence $\delta_s^0 - \delta_p^1$ à partir des distributions expérimentales. Des résultats préliminaires portant sur un lot partiel de 1000 Ke4 environ ont été présentés.

Raumforschung

Nachweis des Diffusionsverlustes von Sonnenwind- ^4He im Mondstaub

von L. SCHULTZ, U. FRICK und P. SIGNER
(Eidgenössische Technische Hochschule, 8006 Zürich)

Einleitung

Der Mondstaub enthält grössere Mengen an Edelgasen, die durch den Sonnenwind in die einzelnen Körner hineingeschossen wurden [1-7]. Die Isotopenzusammen-

setzung des Sonnenwindes ist durch das Schweizer Sonnenwindexperiment bekannt [8]. Bestimmte Steinmeteorite enthalten ebenfalls oberflächenkorrelierte Edelgase in Körnern aus bestimmten Teilen dieser Meteorite. Diese Edelgase werden einer solaren Partikelstrahlung zugeschrieben [9, 10], ihre Element- und Isotopenzusammensetzung ist der des Sonnenwindes ähnlich.

Während das $^4\text{He}/^{20}\text{Ne}$ -Verhältnis im Mondstaub im allgemeinen um oder unter 100 liegt, beträgt es im Sonnenwind und in den urgashaltigen Meteoriten etwa 400. Dieser Unterschied wurde durch Sättigungseffekte, Sputtering der Kristalloberfläche und damit Verlust der in Oberflächennähe befindlichen Edelgase oder durch Diffusionsverluste von ^4He erklärt [1, 3–7, 11].

In diesem Beitrag berichten wir über Experimente, die die Diffusion von Helium und Neon aus Mondstaub und urgashaltigen Meteoriten vergleicht.

Experimentelles

Drei durch Siebung erhaltene Proben verschiedener Korngrösse ($< 25 \mu$; $25\text{--}42 \mu$; $64\text{--}100 \mu$) des Mondstaubes 10084.48(6) aus dem Mare Tranquillitatis wurden in einem Ultrahochvakuum-Ofen, der direkt mit zwei statisch arbeitenden Massenspektrometern verbunden ist, stufenweise entgast (Probenmenge: 3,31 mg, 4,30 mg und 3,61 mg).

Hiebei wurde nicht nur die pro Temperaturschritt entweichende Menge von ^4He und ^{20}Ne bestimmt, sondern aus den Entgasungskurven auch die effektive Aktivierungsenergie des herausdiffundierenden Helium und Neon ermittelt. Dieses wurde erreicht durch einen Vergleich der Entgasungsraten vor und nach der plötzlichen Temperaturerhöhung [12, 13].

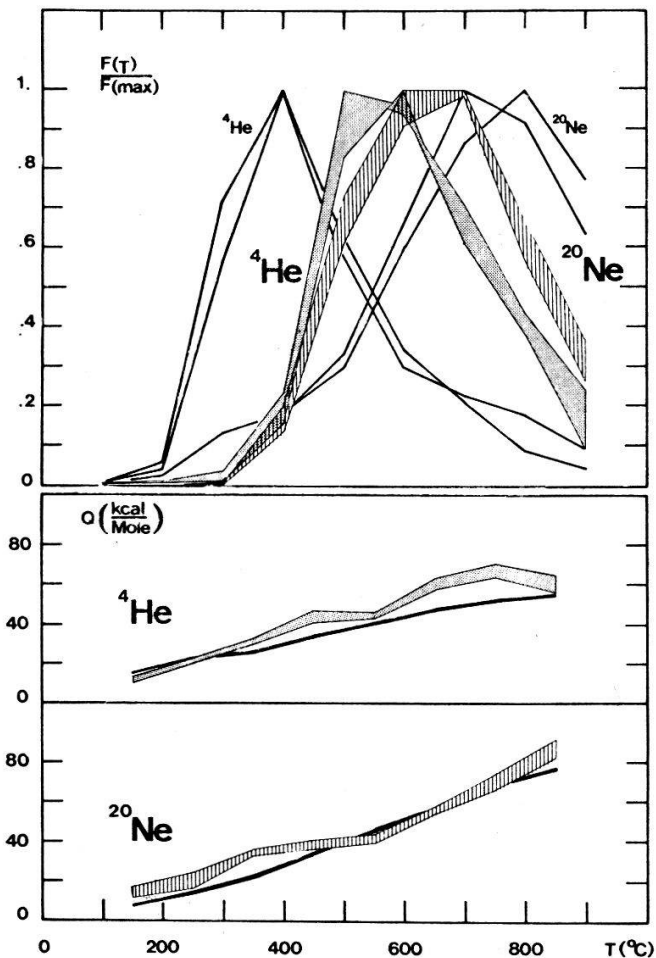
Vergleichende Versuche wurden mit dem Meteoriten Weston (Chondrit) durchgeführt, der in seiner dunklen Phase beträchtliche Mengen an solaren Edelgasen aufweist, obwohl sich Weston vom Mondstaub mineralogisch wesentlich unterscheidet. Die Desintegrierung in ursprüngliche Korngrössen gelang durch mehrmaliges Eintauchen in warmes Wasser, nachträgliches Einfrieren in flüssigem Stickstoff und abschliessender Ultraschallbehandlung (Fraktionen $1\text{--}5 \mu$ und $48\text{--}100 \mu$; Probengewichte 16,33 mg und 22,60 mg).

Ergebnisse

In der *Abbildung* sind im oberen Teil die Entgasungsraten pro Temperaturschritt aufgetragen, wobei jeweils auf die grösste in einem Temperaturschritt freigesetzte Gasmenge normiert wurde. Da die Kurven für die drei Mondfraktionen in einen engen Bereich fallen und keine systematische Abhängigkeit von der Korngrösse erkennen lassen, wurden sie zu einem Band zusammengefasst dargestellt.

Im unteren Teil sind die effektiven Aktivierungsenergien aufgetragen. Auffällig ist hier die Übereinstimmung von lunarem und meteoritischem Material für Neon,

während die Aktivierungsenergien für Helium aus dem Mondmaterial höher als die der Westonfraktionen sind.



Im oberen Teil sind die Entgasungsraten von solarem ^4He und ^{20}Ne für 2 Proben des Meteoriten Weston (ausgezogene Linien) und für 3 Proben des Mondstaubs 10084.48 (zu einem Band zusammengefasst) bei stufenweiser Erhöhung der Entgasungstemperatur dargestellt.

Der untere Teil zeigt die aus den Entgasungskurven berechneten effektiven Aktivierungsenergien für die Diffusion von ^4He und ^{20}Ne .

Diskussion

Obwohl die Mineralzusammensetzung von Mondstaub und Westonmaterial sicher verschieden ist, lässt sich einiges über die Diffusionsverluste im Mondstaub aussagen.

Während die Hauptentgasungsrate für Neon aus Weston zwischen 700 und 800°C liegt, ist die für Neon aus dem Mondstaub um etwa 100°C niedriger. Unter der Annahme, dass Unterschiede im Diffusionsverhalten von Helium und Neon in den beiden untersuchten Materialien ähnlich sind, würde man ein früheres Entweichen von Helium aus dem Mondstaub erwarten. Beobachtet wird das Gegenteil: Aus dem Mondstaub entweicht Helium mit einer maximalen Entgasungsrate etwa 150°C höher als Helium aus dem Meteoriten Weston. Da bei ca. 200°C während der Dauer

eines Entgasungsschrittes von 40 Minuten schon etwa 1,5% des gesamten solaren Heliums verloren geht, erwartet man noch einen grösseren Heliumverlust aus dem Mondstaub, wenn das Diffusionsverhalten von Neon in beiden Materialien verglichen wird.

Wir nehmen daher die beobachteten Entgasungskurven als einen Hinweis darauf, dass Helium aus dem Mondstaub schon während der Bestrahlung durch die Sonne verlorengeht, da das Material während dieser Zeit bis zu etwa 150°C erwärmt werden konnte.

Interessant ist das Übereinstimmen der Neon-Aktivierungsenergien bei beiden Materialien und die gleichzeitig höheren Aktivierungsenergien für Helium im Mondstaub. Wieweit dieses durch die unterschiedliche mineralogische Zusammensetzung bedingt ist oder als Folge der unterschiedlichen Temperaturbeanspruchungen angesehen werden kann, soll in einem Experiment mit Sonnenwindsimulation abgeklärt werden.

Das kleine Helium/Neon-Verhältnis im Mondstaub ist auf Grund dieser Untersuchungen vorwiegend auf einen Diffusionsverlust von Helium zurückzuführen.

Der NASA danken wir für die Überlassung der Mondprobe und Herrn Prof. C. B. Moore, Tempe, Arizona, für das Weston-Material.

Literatur

- [1] P. EBERHARDT, J. GEISS, H. GRAF, N. GRÖGLER, U. KRÄHENBÜHL, H. SCHWALLER, J. SCHWARZMÜLLER, A. STETTLER, *Geochim. Cosmochim. Acta* 34, Suppl. 1, Vol. 2, 1037 (1970).
- [2] J. G. FUNKHOUSER, O. A. SCHAEFFER, D. D. BOGARD, J. ZÄHRINGER, *Geochim. Cosmochim. Acta* 34, Suppl. 1, Vol. 2, 1111 (1970).
- [3] D. HEYMANN, A. YANIV, *Geochim. Cosmochim. Acta* 34, Suppl. 1, Vol. 2, 1247 (1970).
- [4] H. HINTERBERGER, H. W. WEBER, H. VOSHAGE, H. WÄNKE, F. BEGEMANN, F. WLOTZKA, *Geochim. Cosmochim. Acta* 34, Suppl. 1, Vol. 2, 1269 (1970).
- [5] C. M. HOHENBERG, P. K. DAVIS, W. A. KAISER, R. S. LEWIS, J. H. REYNOLDS, *Geochim. Cosmochim. Acta* 34, Suppl. 1, Vol. 2, 1282 (1970).
- [6] T. KIRSTEN, O. MÜLLER, F. STEINBRUNN, J. ZÄHRINGER, *Geochim. Cosmochim. Acta* 34, Suppl. 1, Vol. 2, 1331 (1970).
- [7] R. O. PEPIN, L. E. NYQUIST, D. PHINNEY, D. C. BLACK, *Geochim. Cosmochim. Acta* 34, Suppl. 1, Vol. 2, 1435 (1970).
- [8] J. GEISS, P. EBERHARDT, F. BÜHLER, J. MEISTER, P. SIGNER, *J. Geophys. Res.* 75, 5972 (1970).
- [9] P. SIGNER, in: *The Origin and Evolution of Atmospheres and Oceans* (John Wiley & Sons, 1964), p. 183.
- [10] H. WÄNKE, *Z. Naturf.* 20a, 946 (1965).
- [11] R. E. HANEMAN, *Geochim. Cosmochim. Acta* 34, Suppl. 1, Vol. 2, 1207 (1970).
- [12] L. E. NYQUIST, J. C. HUNEKE, P. SIGNER (in Vorbereitung).
- [13] H. FUNK, H. BAUR, U. FRICK, L. SCHULTZ, P. SIGNER, *Zs. Kristall.* 1971 (im Druck).