

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 50 (1977)  
**Heft:** 5

**Vereinsnachrichten:** Bericht über die Frühjahrstagung der Schweizerischen  
Physikalischen Gesellschaft in Lausanne am 14./15. April 1977 und  
in Konstanz vom 21.-25. März 1977 für Kern- und Teilchenphysik

**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:** 16.01.2026

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

## Bericht über die Frühjahrstagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Lausanne am 14./15. April 1977 und in Konstanz vom 21.–25. März 1977 für Kern- und Teilchenphysik

|                 | <i>Frühling 1975–1977</i>                   | <i>Frühling 1977–1979</i>                |
|-----------------|---------------------------------------------|------------------------------------------|
| Präsident:      | V. Meyer, Zürich                            | Ph. Choquard, Lausanne                   |
| Vizepräsident:  | Ph. Choquard, Lausanne                      | I. Zschokke-Gränacher, Basel             |
| Sekretär:       | F. Waldner, Zürich                          | P. Erdős, Lausanne                       |
| Büromitglieder: | W. Huber, Balzers<br>P. Huguenin, Neuchâtel | A. Heym, Lausanne<br>P. F. Meier, Zürich |

### Administrativer Teil

#### 1. Mitglieder

Folgende Neumitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen: U. CATTANEO (Neuchâtel), G. D'EMMA (Genève), G. GARAVAGLIA (Bern), H. GUBLER (Basel), H. GÜTTINGER (Zürich), B. HAUCK (Chavannes des Bois), H. KUNZ (Lausanne), M. LABHART (Zürich), C. MASSARD (Lausanne), P. A. MÄUSLI (Lausanne), D. MERLINI (Lausanne), H. MÜLLER (Zürich), K. J. RÜEGG (Zürich), C. RUSCA (Rancate), R. SCHMELCZER (Lausanne), A. SELLONI (Lausanne), B. STEINLE (Zug), J. N. TISSIERES (Lausanne), P. TRUÖL (Zürich), E. UNGRICH (Dietikon), J. UNTERNÄHRER (Rothenburg).

Die Gesellschaft besteht zur Zeit aus 1156 Einzelmitgliedern, 7 Kollektivmitgliedern und 13 Bibliotheken.

#### 2. Generalversammlung

W. Huber regt an, dass die Fachgruppe 'angewandte Physik und andere Domänen' eine gemeinsame Tagung mit der Schweizerischen Gesellschaft für Vakuumphysik durchführt. Die Generalversammlung ist stillschweigend einverstanden.

C. P. Enz teilt den Beschluss der Fachgruppe 'kondensierte Materie' mit, im Frühjahr 1978 versuchsweise eine Poster-Sitzung auf freiwilliger Basis durchzuführen.

V. Meyer berichtet über den grossen Erfolg der Tagung der Fachgruppe 'Kern- und Teilchenphysik' in Konstanz, die gemeinsam mit der deutschen und holländischen Fachgruppe durchgeführt wurde.

Die wissenschaftspolitische Kommission orientiert über ihre Bearbeitung des Forschungskataloges 1975. Ein Bericht 'Physikalische Forschung in der Schweiz: Heutige Tätigkeitsgebiete, Theorie in der Forschung, Beziehungen zwischen Hochschule und Industrie' soll an Interessenten verschickt werden.

Der Redaktor der HPA, G. Wanders, orientiert über die Zeitschrift. Die Zahl



der eingereichten guten, ausführlichen, experimentellen Artikel nimmt ab. Es soll vermehrt auf die Publikationsmöglichkeiten in der HPA verwiesen werden. Der neue Vorstand wird für die Amtszeit Frühling 1977 – Frühling 1979 gewählt (\*Büro des Vorstandes):

|                                          |               |                      |
|------------------------------------------|---------------|----------------------|
| *Präsident                               | Ph. Choquard  | EPF Lausanne         |
| *Vizepräsident                           | I. Zschokke   | Universität Basel    |
| *Helvetica Physica Acta                  | P. F. Meier   | Universität Zürich   |
| *Angewandte Physik<br>und andere Domänen | A. Heym       | EPF Lausanne         |
| Kondensierte Materie                     | C. P. Enz     | Université Genève    |
| Kern- und Teilchenphysik                 | I. Sick       | Universität Basel    |
| Theoretische Physik                      | C. Piron      | Université Genève    |
| Interuniversitäre<br>Zusammenarbeit      | H. Rudin      | Universität Basel    |
| Berufssituation                          | J. P. Amiet   | Université Neuchâtel |
| Wissenschaftspolitik                     | S. Steinemann | Universität Lausanne |
| IUPAP-Nationalkomitee                    | H. H. Staub   | Universität Zürich   |

(Als \*Sekretär für die gleiche Amtszeit wurde schon im Herbst 1976 P. Erdős, Université de Lausanne, gewählt.)

I. Zschokke, Universität Basel, wird als Nachfolgerin von F. Kneubühl, ETH Zürich, in den Council der EPS delegiert (Amtszeit April 77–März 80).

Als Nachfolger von E. F. Steigmeier, RCA Zürich, wird A. Quattropani, EPF Lausanne, als Rechnungsrevisor gewählt.

Gemäss Aufruf der EPS wird die SPG eine Postcheck-Sammlung zugunsten der erdbebengeschädigten Physik in Rumänien durchführen.

### Wissenschaftlicher Teil

15 Beiträge aus dem Gebiet der angewandten Physik erscheinen in der Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik (ZAMP) 28/5, 1977.

Die Fachgruppe Kern- und Teilchenphysik tagte gemeinsam mit deutschen und holländischen Fachgruppen vom 21. bis 25. März 1977 in Konstanz.

## KERN- UND TEILCHENPHYSIK

### Suche nach dem Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ als Test der Myonenzahlerhaltung

W. DEY, H. P. POVEL, H. K. WALTER

(Inst. für Hochenergiephysik der ETH Zürich)

C. PETITJEAN

(Schweiz. Inst. für Nuklearforschung)

W. EICHENBERGER, A. VAN DER SCHAFF und R. ENGFER

(Phys. Inst. d. Univ. Zürich)

Wir berichten erste Resultate über ein Experiment am SIN zur Suche nach dem neutrinolosen Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ . Dieser Prozess zeichnet sich kinematisch durch  $E_e = E_\gamma = m\mu/2$  (52.8 MeV) und durch Kollinearität ( $\vartheta_{e,\gamma} = 180^\circ$ ) aus und konnte bisher noch nicht beobachtet werden. Die obere Grenze des Verzweigungsverhältnisses  $(\mu \rightarrow e, \gamma)/(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu})$  liegt gegenwärtig bei  $2.2 \cdot 10^{-8}$  (90% Konf.). Hauptuntergrundquelle sind der Bremsstrahlungszerfall des Myons  $\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma$  sowie dessen zufällige Koinzidenzen mit dem normalen  $\mu$ -Zerfall  $\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}$ . Die Energien werden mit 2 NaJ-Kristallen gemessen. (Grösse  $16 \times 16 \times 24 \text{ cm}^3$ ,  $\Delta\Omega/4\pi = 1\%$  mit Kollimator,  $\Delta E/E = 12\%$ .) Ein Targetzähler dient zur Bestimmung der Zeit zwischen dem Zerfall und dem NaJ-e sowie dem NaJ- $\gamma$ -signal (Zeitauflösung 2-3ns) und zur Messung des Energieverlustes im Target (0 bis 4 MeV). Ein umfangreiches System von Szintillationszählern bewirkt die Unterdrückung von Untergrund ( $\mu$ -Zerfälle ausserhalb des Targets, strahlkorrelierte Ereignisse, Elektronen oder Höhenstrahlung im  $\gamma$ -Detektor).

### Entwicklungen zur Messtechnik mit fokussierenden Kristallspektrometern

J.-CL. DOUSSE, J. KERN, R. LANNERS und W. SCHWITZ

(Phys. Inst. Univ. Fribourg)

Wichtige Fortschritte geben der Kristalldiffraktionsspektroskopie neue Impulse. Unser Laser-Interferometer gestattet die Winkelmessung in einem Bereich von  $\pm 20$  Grad mit einer Präzision von der Grössenordnung 10arcsec. Aufbau und Theorie des Interferometers werden dargestellt. Die wesentliche Verbesserung der Winkelmessung hat die Analyse von möglichen Fehlerquellen systematischer Natur erfordert. So treten im Zusammenhang mit der endlichen Ausdehnung von Quelle/Target und Kristall bei Präzisionen im ppm – Bereich nicht vernachlässigbare Geometrieeffekte auf. Die Verfügbarkeit von Kristallen hoher Qualität, die Konstruktion von Mehrkristallblöcken und die Erhöhung der Quarzreflektivität durch einen neuen Effekt, der hier beschrieben wird, dehnen die Anwendungsmöglichkeiten des Gerätes auf die Beobachtung schwacher Strahlungsquellen, wie myonische Atome, aus.

### **Präzisionsmessung der 3d-2p Uebergangsenergien in myonischem Mg, Si und P mit einem Kristallspektrometer<sup>1)</sup>**

B. AAS, W. BEER, I. BELTRAMI, P. EBERSOLD, R. EICHLER<sup>2)</sup>, M. GUANZIROLI, TH.V. LEDEBUR, H. J. LEISI,  
W. RUCKSTUHL und W. W. SAPP

(ETH Zürich)

J. C. DOUSSE, J. KERN und W. SCHWITZ

(Phys. Inst. Uni. Fribourg)

Um die Theorie der wasserstoffähnlichen myonischen Atome zu testen, haben wir die Wellenlängen der 3d-2p Uebergänge in Mg, Si und P gemessen. Die durchgeführten Messungen, die jetzt abgeschlossen sind, erlauben eine Ueberprüfung der Vakuumpolarisationskorrektur auf ca. 0.5%. Die Auswertungsmethoden werden beschrieben und die bereits vorhandenen Resultate mit der Theorie verglichen.

### **Test der Vakuumpolarisation mit myonischen Atomen**

T. DUBLER, K. KAESER, B. ROBERT-TISSOT, L. A. SCHALLER, L. SCHELLENBERG und H. SCHNEUWLY

(Phys. Inst., Univ. Fribourg)

Um die bei früheren Experimenten zwischen Theorie und Experiment aufgetretenen Diskrepanzen bei der Bestimmung der Vakuumpolarisationskorrekturen zu untersuchen, wurden die Energien der myonischen 4-3 Uebergänge in Ba und Ce und der 5-4 Uebergänge in Tl und Pb neu bestimmt. Das Experiment wurde am SIN Myonenkanal mit sechs verschiedenen Targetkombinationen durchgeführt. Der jetzige Stand der Analyse ergibt eine Uebereinstimmung zwischen Experiment und Theorie innerhalb der Fehler von 10 eV. Dies entspricht einem Test der theoretischen Berechnungen der Vakuumpolarisationskorrekturen auf 0.5%.

### **New upper limit for the muon neutrino mass**

M. DAUM, G. H. EATON, R. FROSCH, H. HIRSCHMANN, J. McCULLOCH, R. C. MINEHART, and  
E. STEINER

(SIN, CH-5234 Villigen)

A detailed publication is being prepared.

<sup>1)</sup> Teilweise durch das SIN unterstützt.

<sup>2)</sup> Gegenwärtige Adresse: Stanford University, California.

**Observation of the decay  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$** 

J. FISCHER, P. EXTERMANN, O. GUISAN, R. MERMOD, L. ROSSELET, R. SACHOT

(University of Geneva)

P. BLOCH, G. BUNCE, B. DEVAUX, A. M. DIAMANT-BERGER, N. DO-DUC, G. MAREL and R. TURLAY

(CEN, Saclay)

In a magnetic spectrometer designed to study the  $K_{e4}^+$  decay, the  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$  decay has been observed for the first time. The  $K_{\pi 2}^+$  decays in flight were used as a source of tagged  $\pi^0$ 's. The events were plotted in the  $M_{ee} \times E_\gamma$  plane, where  $M_{ee}$  is the effective mass of the two electrons and  $E_\gamma$  the lab energy of the  $\gamma$  ray in the  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ ,  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$  hypothesis. In the region  $128 < M_{ee} < 142$  MeV and  $0 < E_\gamma < 120$  MeV we find 8 events and we estimate the contribution of the  $K_{\pi 2}$ -Dalitz decay and  $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$  decay to be  $2.1 \pm 0.7$  events. (Contributions from other channels are negligible.) Assuming the 6 remaining events to be  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$  decays, we obtain  $\Gamma(\pi^0 \rightarrow e^+ e^-)/\Gamma(\pi^0 \rightarrow \text{all}) = (2 \pm 1) \times 10^{-7}$ . This branching ratio is not sensitive to the position of the boundaries in the  $M_{ee} \times E_\gamma$  plane. This preliminary result is compatible with the unitarity limit of quantum electrodynamics.

**Measurement of gamma-rays, neutrons and charged particles after  $\pi^-$ -capture in nuclei<sup>1)</sup>**

H. K. WALTER, W. DEY, H.-J. PFEIFFER, U. SENNHAUSER

(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETH Zürich, CH-5234 Villigen)

R. ENGFER, R. HARTMANN, E. A. HERMES, H. P. ISAAK, H. MÜLLER, H. S. PRUYS, F. SCHLEPÜTZ

(Physik-Institut der Universität Zürich, Schönberggasse 9, CH-8001 Zürich)

J. MORGENSTERN

(CEN Saclay, DPhN/HE, BP 2, F-91190 Gif-sur-Yvette)

and

A. WYTENBACH

(EIR, Eidgenössisches Institut für Reaktorforschung, CH-5303 Würenlingen)

Due to energy and momentum conservation, a  $\pi^-$  at rest is absorbed by correlated nucleons in a nucleus. Final state interactions of these nucleons lead to the emission of correlated neutrons and charged particles. The remaining highly excited nuclei de-excite by particle evaporation and  $\gamma$ -emission.

In-beam  $\gamma$ -ray spectroscopy and activation analysis allows the identification of the end product nuclei, thus determining the number of emitted nucleons. Experimental results and theoretical calculations [1] for the  $\pi^-$ -absorption in  $^{59}\text{Co}$  are presented in Figure 1 and Table 1.

<sup>1)</sup> Work supported in part by the Schweizerisches Institut für Nuklearforschung (SIN).

The experimental element yields are obtained by drawing a smooth curve through the measured isotope yields. Apart from the Fe isotopes the agreement between experiment and theory is satisfactory. Also the mean number of emitted neutrons,  $4.4 \pm 0.2$ , agrees with the theoretical prediction, 4.35. The values for the mean number of emitted protons are  $1.5 \pm 0.1$  and 1.13 respectively. Results for the  $\pi^-$ -absorption in  $^{75}\text{As}$  and  $^{197}\text{Au}$  have been published [2].

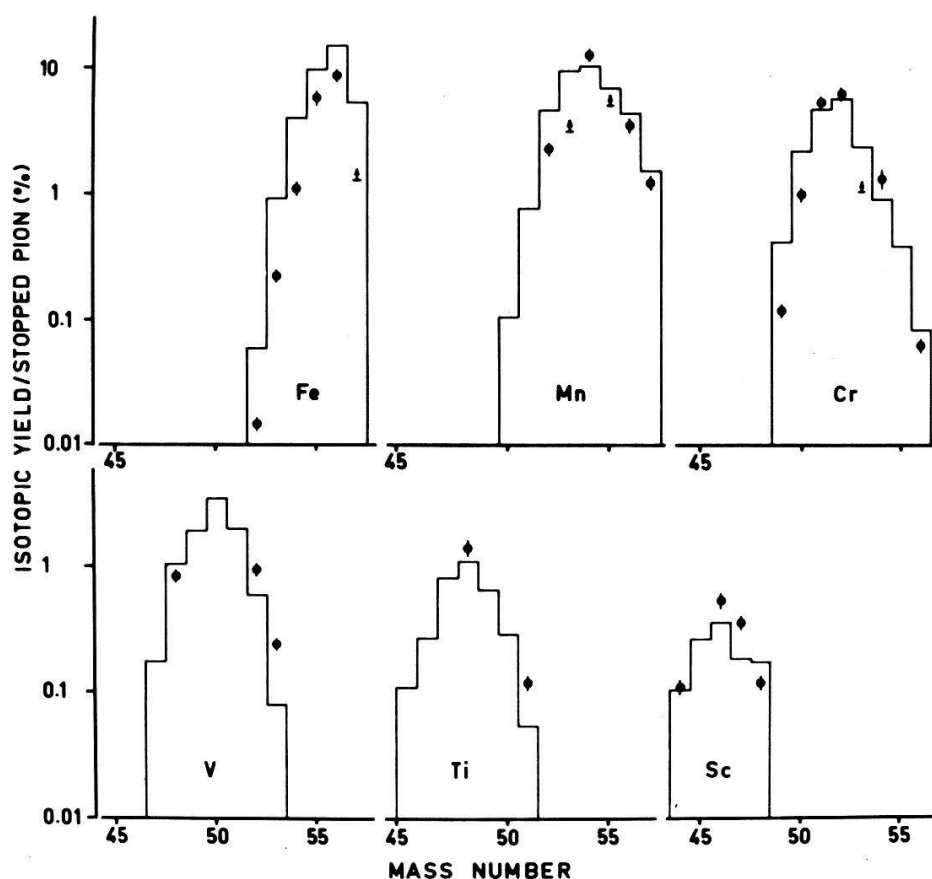


Figure 1

Yields of final isotopes produced from the  $\pi^-$ -absorption in  $^{59}\text{Co}$ . The points and arrows are the measured yields and lower limits respectively. The theoretical histograms give the yield from a pre-equilibrium exciton model calculation<sup>(1)</sup>.

Table I  
Element yields for the absorption of  $\pi^-$  in  $^{59}\text{Co}$

| Element | Yield per stopped pion (%) |            |
|---------|----------------------------|------------|
|         | Experiment                 | Theory [1] |
| Fe      | 24 $\pm$ 3                 | 34         |
| Mn      | 32 $\pm$ 3                 | 36         |
| Cr      | 24 $\pm$ 3                 | 16         |
| V       | 12 $\pm$ 4                 | 9          |
| Ti      | 6 $\pm$ 2                  | 3.3        |
| Sc      | 1.5 $\pm$ 0.2              | 1.2        |

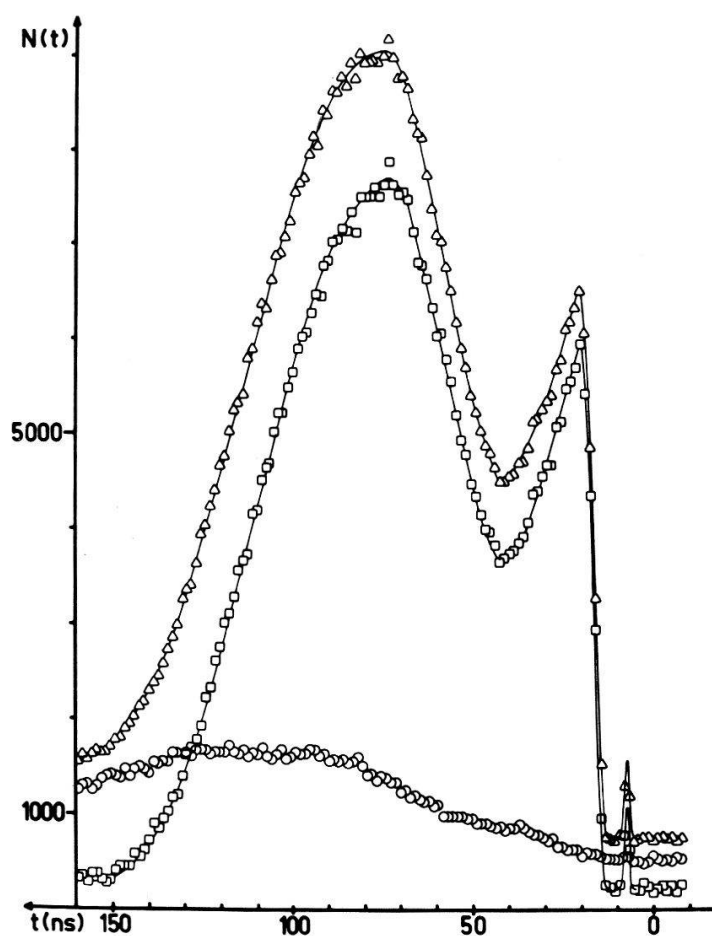


Figure 2

Neutron time-of-flight spectrum (triangles) and the corresponding background spectrum (circles) from the  $\pi^- + {}^{59}\text{Co}$  reaction. The flight path between target and detector was 2.08 m and the time resolution  $\sim 1$  ns. Due to the insufficient pulse-shape discrimination a prompt  $\gamma$ -peak is visible. The squares are for the neutron time-of-flight spectrum with background subtracted.

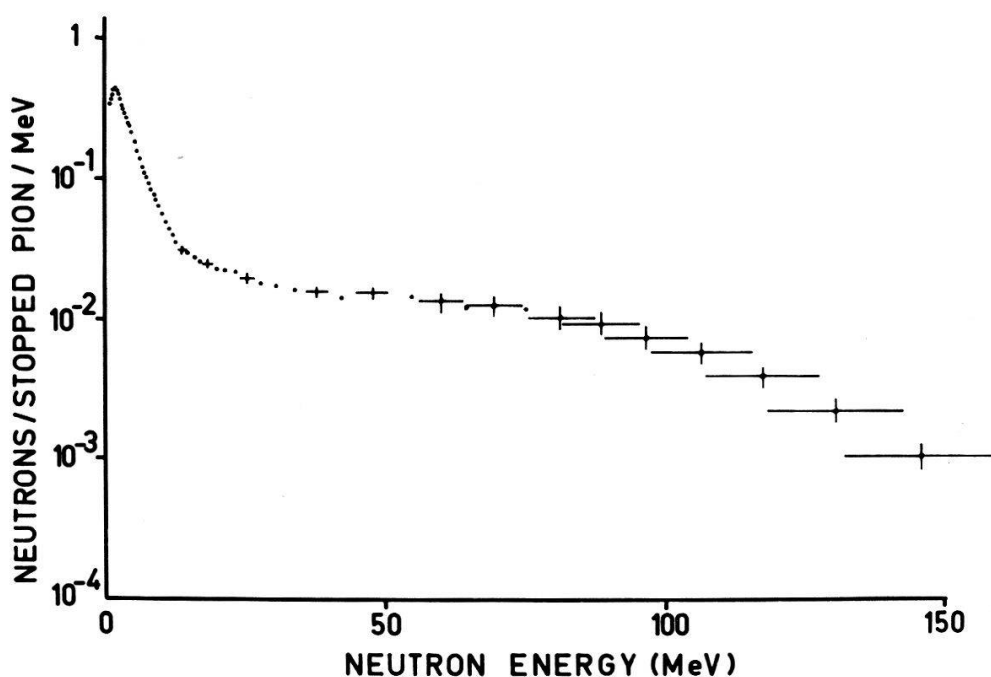


Figure 3

Energy spectrum of neutrons emitted in the  $\pi^- + {}^{59}\text{Co}$  reaction. As a result of the time-of-flight method the energy resolution (indicated in the figure) worsens with increasing energy.

Neutron energy spectra and neutron-neutron angular correlations have been measured with liquid scintillator detectors. The neutron energy is determined by time-of-flight. The target related background, mainly scattered neutrons, was measured by placing a 40 cm Fe shield in the direct flight path between target and detector. The  $\gamma$ , charged particle and the target unrelated background were eliminated electronically. An example of a neutron time-of-flight spectrum and the corresponding background spectrum is given in Figure 2. The energy spectrum of neutrons emitted following the  $\pi^-$ -absorption in  $^{59}\text{Co}$  is given in Figure 3. The low energy part of the spectrum is fitted nicely by an evaporation spectrum,

$$\frac{dN}{dE} (\propto) E^{5/11} \times \exp(-E/\theta),$$

with a nuclear temperature  $\theta = 2.4$  MeV. The total number of emitted neutrons per stopped pion directly measured,  $4.1 \pm 0.4$  (evaporation 2.7, precompound 1.4) agrees well with the value  $4.4 \pm 0.2$  (including neutrons bound in  $d$ ,  $t$ ,  $\alpha$ ) from the  $\gamma$ -measurements.

Neutron energy spectra for  $^{12}\text{C}$  and  $^{165}\text{Ho}$  and neutron-neutron angular correlations for  $^{12}\text{C}$ ,  $^{59}\text{Co}$  and  $^{197}\text{Au}$  have been published [3].

Energy spectra of charged particles following the  $\pi^-$ -absorption in  $^{12}\text{C}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{197}\text{Au}$  and angular correlations between charged particles for  $\pi^-$ -absorption in  $^{12}\text{C}$  have been measured. The energy spectra and the experimental setup have been described elsewhere [3, 4].

For the angular correlations the results are presented in Figure 4 and Table II. The energy threshold for  $p$ ,  $d$ ,  $t$  was 20 MeV and for  $^3\text{He}$ ,  $\alpha$  32 MeV. The target was  $60 \text{ mg/cm}^2 \text{ CH}_2$ . The  $p$ - $p$ ,  $d$ - $d$  and  $p$ - $d$  correlations can presumably be explained by

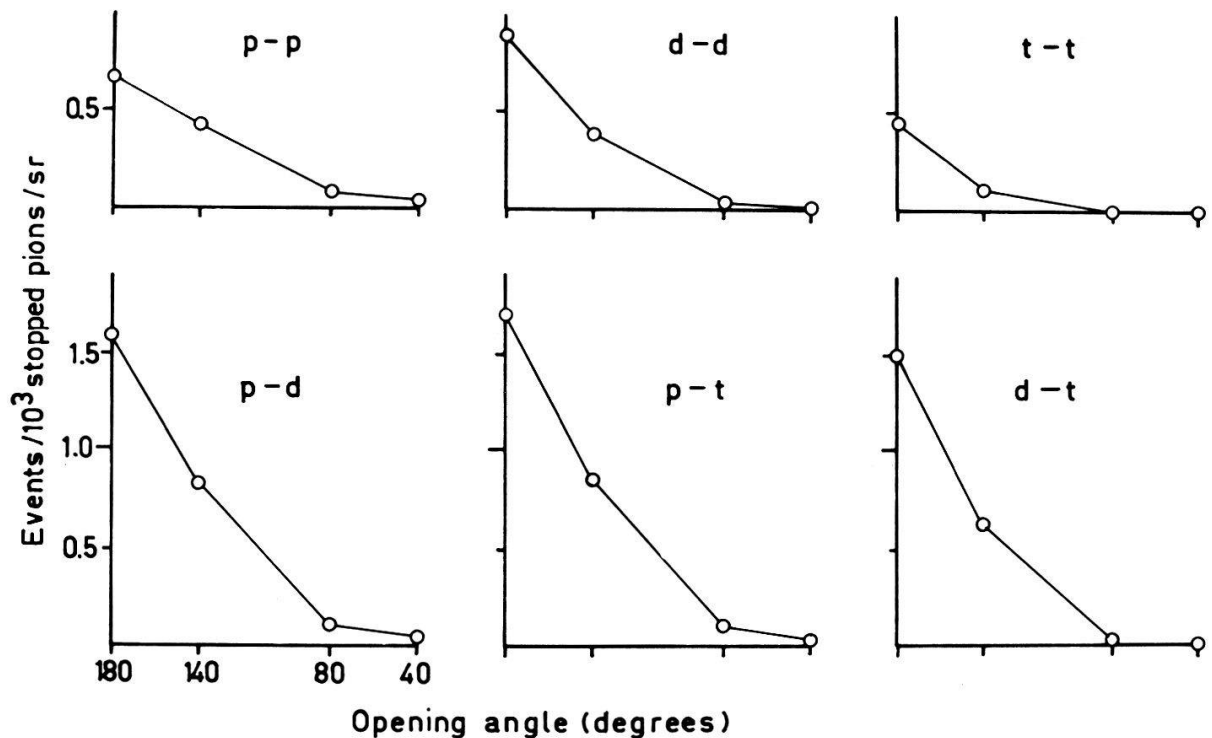


Figure 4a

Correlations between  $p$ ,  $d$ ,  $t$  following the absorption of  $\pi^-$  in  $^{12}\text{C}$ . The energy threshold is 20 MeV.



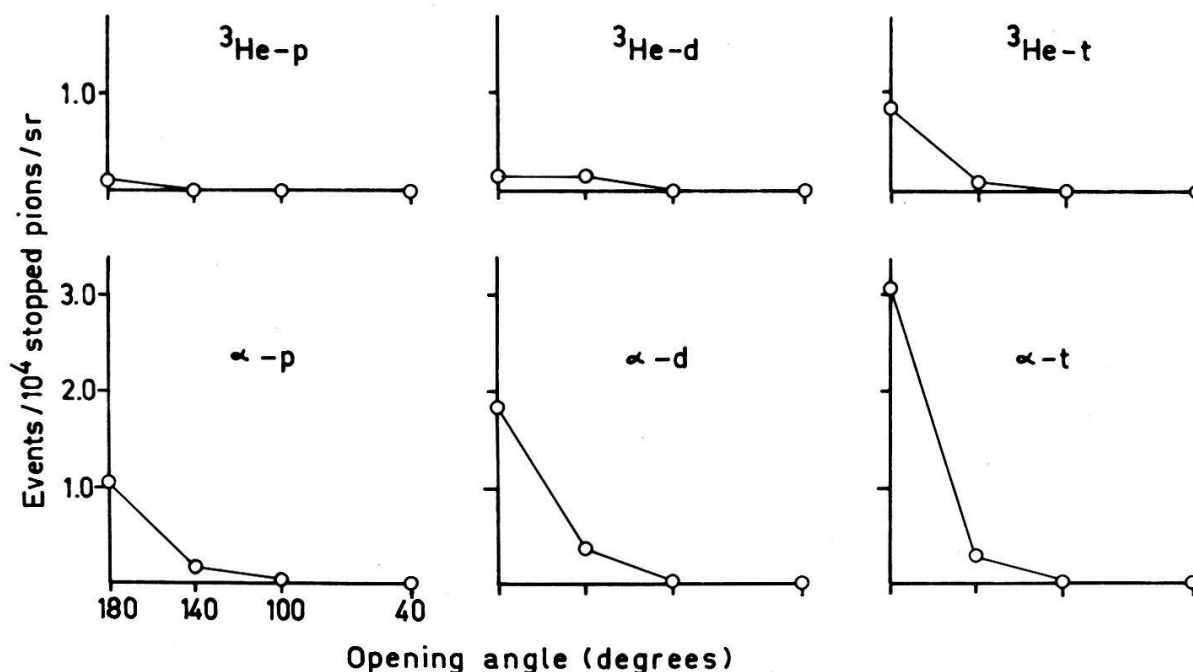


Figure 4b

Correlations between  ${}^3\text{He}$ ,  $\alpha$  and  $p$ ,  $d$ ,  $t$  following the absorption of  $\pi^-$  in  ${}^{12}\text{C}$ . The energy thresholds are 32 MeV and 20 MeV respectively.

Table II

Yields for correlated charged particle emission following the absorption of  $\pi^-$  in  ${}^{12}\text{C}$

| Correlated pair   | Yield per stopped pion         |
|-------------------|--------------------------------|
| p-p               | $(2.5 \pm 0.5) \times 10^{-3}$ |
| d-d               | $(2.2 \pm 0.4) \times 10^{-3}$ |
| t-t               | $(7.0 \pm 1.5) \times 10^{-4}$ |
| p-d               | $(4.6 \pm 0.9) \times 10^{-3}$ |
| p-t               | $(4.7 \pm 0.9) \times 10^{-3}$ |
| d-t               | $(3.3 \pm 0.6) \times 10^{-3}$ |
| ${}^3\text{He-p}$ | $\leq 10^{-5}$                 |
| ${}^3\text{He-d}$ | $\leq 5 \times 10^{-5}$        |
| ${}^3\text{He-t}$ | $(7 \pm 2) \times 10^{-5}$     |
| $\alpha\text{-p}$ | $(1.1 \pm 0.3) \times 10^{-4}$ |
| $\alpha\text{-d}$ | $(2.1 \pm 0.6) \times 10^{-4}$ |
| $\alpha\text{-t}$ | $(2.5 \pm 0.6) \times 10^{-4}$ |

internal pick-up and knock-on processes following the  $\pi^-$ -absorption on a pair of nucleons. The other correlations strongly suggest absorptions on heavier clusters.

## REFERENCES

- [1] E. GADIOLI, private communication, and E. GADIOLI, E. GADIOLI ERBA, Nucl. Phys. A256, 414 (1976).
- [2] H. S. PRUYS et al., Helv. Phys. Acta 50, 198 (1977).
- [3] W. DEY et al., Helv. Phys. Acta 49, 778 (1976) and SIN Annual Report (1976).
- [4] SIN Physics Report No. 1, 17 (1976).



### Study of pion and muon induced fission

J. HADERMANN, K. JUNKER

(EIR)

and

N. C. MUKHOPADHYAY

(SIN)

An attempt is made for a comparative study of fission induced by stopped pions and muons in a variety of nuclei. The main difference in the two processes comes from a much larger available energy in the pion induced reaction which is assumed to proceed in two steps: first pion absorption on a nucleon pair and next a pre-equilibrium process induced by one of the nucleons (of  $\sim m_\pi/2$  energy) followed by fission. The fission fraction  $\Gamma_f/\Gamma_{\text{total}}$  is a sensitive pointer on the pion absorption mechanism. Muon capture fission, on the other hand, has a mean excitation energy of about 15–20 MeV. So there is a rapid decrease of fission probability for elements lighter than the actinides. In the framework of a statistical model level-density parameters can be extracted at considerably different excitation energy of the daughter nucleus.

### Messungen an leichten Antiprotonen-Atomen

P. BLÜM, W. FETSCHER, R. GUIGAS, R. HAGELBERG, H. KOCH, P. PAVLOPOULOS, H. POTH, L. SIMONS

(Institut für Experimentelle Kernphysik, Univ. u. KFZ Karlsruhe)

G. BACKENSTOSS, M. IZYCKI, I. SICK, L. TAUSCHER

(Institut für Physik Univ. Basel)

C. J. HERRLANDER, A. NILSSON und J. SZTARKIER

(CERN, Genf und Research Institute for Physics, Stockholm)

Die Messung der Röntgenstrahlung antiprotonischer Atome erlaubt prinzipiell Rückschlüsse auf die Verteilung von Neutronen am Kernrand. Für die Beschreibung der  $\bar{p}$ -Kern-Wechselwirkung kann ein optisches Potential von der Form  $V \propto A_{\bar{p}p} \cdot \rho_p + A_{\bar{p}n} \cdot \rho_n$  verwendet werden. Bisherige Messungen gestatteten nur die Bestimmung der Summe der Parameter  $A_{\bar{p}p} + A_{\bar{p}n}$ . Aus den am gestoppten  $\bar{p}$ -Strahl des CERN-PS durchgeführten Messungen an einem Isotopenpaar ( $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ ) ergaben sich Isotopieeffekte für alle am  $4f \rightarrow 3d$ -Übergang durch die starke Wechselwirkung verursachten Effekte. So erhielten wir für die Energieverschiebung  $\varepsilon(^{18}\text{O}) - \varepsilon(^{16}\text{O}) = (-77 \pm 48)\text{eV}$ , für die Breite des  $3d$  Niveaus  $\Gamma(^{18}\text{O}) - \Gamma(^{16}\text{O}) = (245 \pm 100)\text{eV}$  und die Breite des  $4f$ -Niveaus  $\Gamma(^{18}\text{O}) - \Gamma(^{16}\text{O}) = (0.22 \pm 0.12)\text{eV}$ . Damit lassen sich nun zum ersten Male die Wechselwirkungen des  $\bar{p}$  mit den Protonen und Neutronen des Kerns getrennt bestimmen. Es ergab sich für  $\frac{1}{2}(A_{\bar{p}p} + A_{\bar{p}n}) = 2.0 \pm 0.5 + i(2.0 \pm 0.5)\text{fm}$  und für  $A_{\bar{p}n} = -0.3 \pm 1.4 + i(0.9 \pm 1.7)\text{fm}$ .

## Pionabsorption an $^3\text{He}$

G. BACKENSTOSS, A. BRANDAO, M. IZYCKI, H. O. MEYER, I. SCHWANNER, L. TAUSCHER

(Institut für Physik Univ. Basel)

P. BLÜM, W. FETSCHER, K. FRANSSON, D. GOTTA, H. KOCH, H. POTH und L. SIMONS

(Institut für Experimentelle Kernphysik Univ. u. KFZ Karlsruhe)

Die Kenntnis der Absorption von Pionen in Atomkernen ist von fundamentalem Interesse. Da die Absorption an zwei Nukleonen stark dominiert, ist insbesondere das System  $\pi^-^3\text{He}$  mit drei Nukleonen ausgezeichnet. Zwei Methoden bieten sich zu seinem Studium an:

(a) Messung des Einflusses der starken Wechselwirkung des Pions mit dem Kern auf die Struktur pionischer Atome.

(b) Messung der Impulse der nach der erfolgten Absorption des Pions an den Kernen emittierten Teilchen mit vollständiger Bestimmung des Endzustands.

Erste Ergebnisse liegen für Experiment (a) vor.

Es wurde ein spezielles Kryotarget gebaut, das gasförmiges  $^3\text{He}$  bei der Temperatur von 5°K enthält. So konnte bei dünner Wandstärke eine Flächendichte des  $^3\text{He}$  von  $\sim 90 \text{ mg/cm}^2$  erzielt werden, was bei den hohen Stopraten im  $\pi\text{EI}$ -Strahl des SIN ausreicht, statistisch gute pionische Spektren zu erhalten. Ein sehr schnelles Teleskop zum Nachweis gestoppter Pionen sowie ein hochauflösendes Si(Li)-Spektrometer wurden benutzt.

Die Energien der  $2p-1s$ - und  $3p-1s$ -Uebergänge konnten zu  $E_{\text{exp}} = (10.691 \pm 0.005) \text{ keV}$  bzw.  $(12.653 \pm 0.006) \text{ KeV}$  bestimmt werden. Da die allein durch die elektromagnetische Wechselwirkung verursachten Energien  $E_{\text{e.m.}}$  einschliesslich der Korrekturen infolge der endlichen Ausdehnung des Kerns ( $-6.4 \text{ eV}$ ), der Strahlungskorrekturen ( $29.8 \text{ eV}$  bzw.  $30.5 \text{ eV}$ ) und des Formfaktors des Pions ( $-2.6 \text{ eV}$ ) sehr genau berechnet werden können, erhält man für die Verschiebung des  $1s$ -Niveau durch die starke  $\pi$ -Kern-Wechselwirkung  $\Delta E_{1s} = E_{\text{exp}} - E_{\text{e.m.}} = (44 \pm 5) \text{ eV}$ . Die Lorentzbreite des  $1s$ -Niveau konnte aus der Linienform zu  $\Gamma_{1s} = (42 \pm 14) \text{ eV}$  bestimmt werden. Damit liegen für das  $^3\text{He}$  Isotop gegenüber früheren unpublizierten [1] wesentlich verbesserte Daten vor, die vergleichbare Genauigkeit mit den am  $^4\text{He}$  erhaltenen Werten [2] besitzen. Während die Niveaubreiten  $\Gamma_{1s}$  beider He-Isotope innerhalb der Messgenauigkeit gleich sind, ergibt sich ein grosser Unterschied für  $\Delta E_{1s}$  ( $-75 \pm 2 \text{ eV}$  für  $^4\text{He}$ ). Qualitativ kann das durch Superposition der elementaren  $\pi^-p$  und  $\pi^-n$  Streulängen erklärt werden, die entgegengesetzte Vorzeichen besitzen.  $^3\text{He}$  ist der einzige Kern mit Protonenüberschuss und  $\Delta E_{1s} > 0$ . Eine genaue Analyse [3] leichter Isotopenpaare an  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$  [4] und  $^{10}\text{B}$ ,  $^{11}\text{B}$  [4] und  $^{16}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$  [5] zeigt jedoch eine bisher unverstandene Abhängigkeit von der Massenzahl A.

Die am flüssigen  $^4\text{He}$  gefundene [2] Anomalie des Intensitätsverhältnisses  $I(3p-1s)/I(2p-1s) > 1$  wurde im gasförmigen  $^3\text{He}$  und  $^4\text{He}$  nicht beobachtet.

## LITERATUR

- [1] B. O. SAPP, Thesis, College of William and Mary, Williamsburg, USA (1974) unveröffentlicht.
- [2] G. BACKENSTOSS, J. EGGER, T. VON EGIDY, R. HAGELBERG, C. J. HERRLANDER, H. KOCH, H. P. POVEL, A. SCHWITTER und L. TAUSCHER, Nucl. Phys. A232, 519 (1974).

- [3] J. HÜFNER, L. TAUSCHER und C. WILKIN, Nucl. Phys. *A231*, 455 (1974).
- [4] G. BACKENSTOSS, I. BERGSTRÖM, J. EGGER, R. HAGELBERG, C. J. HERRLANDER, H. KOCH, H. P. POVEL, R. H. PRICE, A. SCHWITTER und L. TAUSCHER, Nucl. Phys. *B66*, 125 (1974).
- [5] G. BACKENSTOSS, S. CHARALAMBOUS, H. DANIEL, H. KOCH, G. POELENZ, H. SCHMITT und L. TAUSCHER, Phys. Lett. *25B*, 365 (1967).

## Messung der Myonenpolarisation in angeregten Zuständen myonischer Atome

R. ABELA

(Inst. für Physik Univ. Basel)

P. BLÜM, L. SIMONS und P. ZSOLDOS

(Inst. für Kernphysik Univ. u. KFZ Karlsruhe)

Die aus dem  $\pi^-$ -Zerfall entstehenden  $\mu^-$  sind aufgrund des paritätsverletzenden Charakters der schwachen Wechselwirkung polarisiert. Nach dem Einfang der  $\mu^-$  in atomaren Zuständen und ihrer Kaskade zum Grundzustand wird der Polarisationsgrad der  $\mu^-$  (je nach Kern) reduziert. Eine direkte Methode zur Bestimmung der  $\mu^-$ -Polarisation in angeregten Zuständen ist die Messung der Zirkularpolarisation der emittierten Röntgenstrahlung. Mit Hilfe eines Transmissionspolarimeters und eines Ge(Li)-Detektors wurde erstmals die Zirkularpolarisation im  $\mu^-$ -Selen nachgewiesen. Für die Zählratenasymmetrie bei Umpolung des Magnetfelds ergab sich  $\delta = -(3.8 \pm 1.3) \times 10^{-3}$  für den  $2p_{3/2} - 1s_{1/2}$  und  $\delta = -(1.6 \pm 1.7) \times 10^{-3}$  für den  $2p_{1/2} - 1s_{1/2}$  Übergang. Daraus findet man für die Polarisation  $P$  der Zustände:  $P(2p_{3/2}) = +(36 \pm 12)\%$  und  $P(2p_{1/2}) = +(22 \pm 25)\%$ .

## Evidenz für gebundene Zustände im $\bar{p}p$ -System

H. KOCH, P. BLÜM, R. GUIGAS, H. POTH

(Kernforschungszentrum und Universität Karlsruhe, Inst. für Exper. Kernphysik)

G. BACKENSTOSS, M. IZYCKI, L. TAUSCHER

(Institut für Physik der Univ. Basel)

K. FRANSSON, P. PAVLOPOULOS, K. ZIOUTAS

(CERN, Genf)

und

M. SUFFERT

(CNRS, Lab. des Basses Energies, Strasbourg)

Verschiedene theoretische Vorstellungen lassen die Existenz von quasistationären gebundenen Zuständen des  $\bar{p}p$ -Systems für Energien unterhalb der Schwelle (1876 MeV) denkbar erscheinen [1, 2]. Die Zustände sollten zumindest in bestimmten Reaktionskanälen [3] relativ scharfe Energie haben ( $\sim$  MeV) und im Bereich von einigen 100 MeV unterhalb der Schwelle liegen. Die Niveaus werden bevölkert durch  $\gamma$ -Übergänge von atomaren Zuständen des  $\bar{p}p$ -Systems oder von anderen

höher liegenden quasigebundenen Zuständen. In einem Experiment am CERN-PS wurde das nach der  $\bar{p}$ -Absorption an  $H_2$  entstehende  $\gamma$ -Spektrum zwischen 50 und 1000 MeV gemessen. Dazu wurde ein  $12 \times 10''$  grosser NaI-Kristall mit einer Energieauflösung von ca. 10% verwendet. Die Form des  $\gamma$ -Spektrums kann weitgehend durch die beim  $\pi^0$ -Zerfall entstehende  $\gamma$ -Strahlung erklärt werden. Ueber diesem Untergrund konnten im Bereich zwischen 100 und 400 MeV einige schwache Linien beobachtet werden, deren Breite etwa der instrumentellen Auflösung des Detektors entsprach. Am signifikantesten erschienen zwei Linien zwischen 150 und 220 MeV, deren Intensität etwa  $10^{-3}$ /Annihilation beträgt. Bei Kontrollmessungen am  $^4He$  wurden die genannten Strukturen nicht beobachtet. In weiteren Messungen wird angestrebt, die statistische Signifikanz, die hier nur 3–4  $\sigma$  beträgt, zu verbessern.

#### LITERATUR

- [1] C. N. BOGDANOVA et al., Ann. Phys. (N.Y.) 84 (1974) 261.
- [2] G. F. CHEW. LBL Report 5391 (1976).
- [3] MYHRER und GERSTEN, CERN preprint TH 2170 (1976).

### **Precision measurement of the $P$ parameter in $\pi^+p$ scattering at 236, 292 and 310 MeV**

L. DUBAL, G. H. EATON, R. FROSC, H. HIRSCHMANN, S. MANGO, J. McCULLOCH, R. C. MINEHART,  
F. POZAR and U. ROHRER  
(SIN, CH-5234 Villigen)

and

P. WIEDERKEHR

(High Energy Physics Laboratory, ETHZ, CH-5234 Villigen)

The  $P$  parameter for  $\pi^+p$  scattering at 236, 292 and 310 MeV has been measured for a large range of scattering angles in a high statistics experiment with a butanol polarized proton target. The experiment allows reasonably accurate experimental determination of the  $D_{33}$  and the  $D_{35}$  pion-nucleon phase shifts.

### **Measurement of the parameters $P$ , $D$ , $R$ and $A$ for small angle $p-p$ scattering at 390 MeV**

D. BESSET, Q.-H. DO, B. FAVIER, L. G. GREENIAUS, R. HESS, C. LECHANOINE, D. RAPIN, D. W. WERREN  
(DPNC, Université de Genève)

and

CH. WEDDIGEN

(Kernforschungszentrum und Universität Karlsruhe, Institut für Experimentelle Kernphysik,  
Karlsruhe)

At SIN a 40% polarized beam by scattering on a thin C or Be target, or a 60% polarized beam using the polarized ion source are available. With a solenoid and a

deflecting magnet, the transverse polarization can be turned for symmetry tests and a longitudinally polarized beam can be obtained as well. Measurement of the full azimuthal distribution, in double scattering on hydrogen and carbon, allows to derive the Wolfenstein parameters  $P$ ,  $D$ ,  $R$  and  $A$  for  $p$ - $p$  scattering at various energies between 300 and 600 MeV in the angular interval  $4^\circ$  to  $25^\circ$  c.m.s.

First results on  $P$ ,  $D$ ,  $R$  and  $A$  are compared with phase shift predictions [1] and measured values available from TRIUMF [2]. Good agreement is found within the error limits (statistical) obtained so far.

#### REFERENCES

- [1] J. BYSTRICKY and F. LEHAR, *Proc. 4th International Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, Zürich, August 1975* (eds. W. Gruebler and V. König) (Birkhäuser Verlag, Basel 1976), p. 458.
- [2] S. JACCARD, private communication.

### Dispersion analysis of nucleon scattering by light nuclei

G. R. PLATTNER, M. P. BORNAND, R. D. VIOLLIER and K. ALDER

(Institut für Physik, Universität Basel)

A forward dispersion relation (FDR) is applied to elastic  $a + A$  scattering with  $a = p, n$  and  $A = d, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$ . As in particle physics, singularities of the forward scattering amplitude are caused by direct ( $s$ -channel) and exchange ( $u$ -channel) processes. The first type of singularities in the energy plane  $E_{aA}$  describes the virtual formation and decay of  $a + A, \dots$  particles whereas the latter are due to the exchange of virtual particles.

The discontinuities across the cuts and the residues of the poles are determined from empirical scattering data using the FDR. They are the nuclear analogue of coupling constants in particle physics and are related to the normalization of the asymptotic bound state wave functions. Special consideration is given to Coulomb effects. We determine the following coupling constants (spectroscopic factors):

$d_{pn}, {}^3\text{H}dn, {}^3\text{H}edp, {}^3\text{H}edp, {}^4\text{He}^3\text{H}en, {}^4\text{He}^3\text{H}p.$

### Die Coulomb-Ionisation der K-Schale bei Schwerionen Stößen

M. PAULI, F. ROESEL und D. TRAUTMANN

(Inst. für Phys., Univ. Basel)

Die Produktion von Löchern in der  $K$ -Schale bei Schwerionenkollisionen wird im Rahmen der halbklassischen Approximation (SCA) berechnet, wobei die Ablenkung der Ionen im Coulombfeld berücksichtigt wird. Die  $K$ -Elektronen werden dabei durch relativistische Wasserstoff-Funktionen beschrieben. Der Einfluss des Projektils auf die Elektronenwellenfunktion wird durch Modifikation der Elektronenbindungsenergie approximativ in der Rechnung mitgenommen.



## Elastische Streuung und Neutronentransfer-Reaktionen mit $^9\text{Be}$

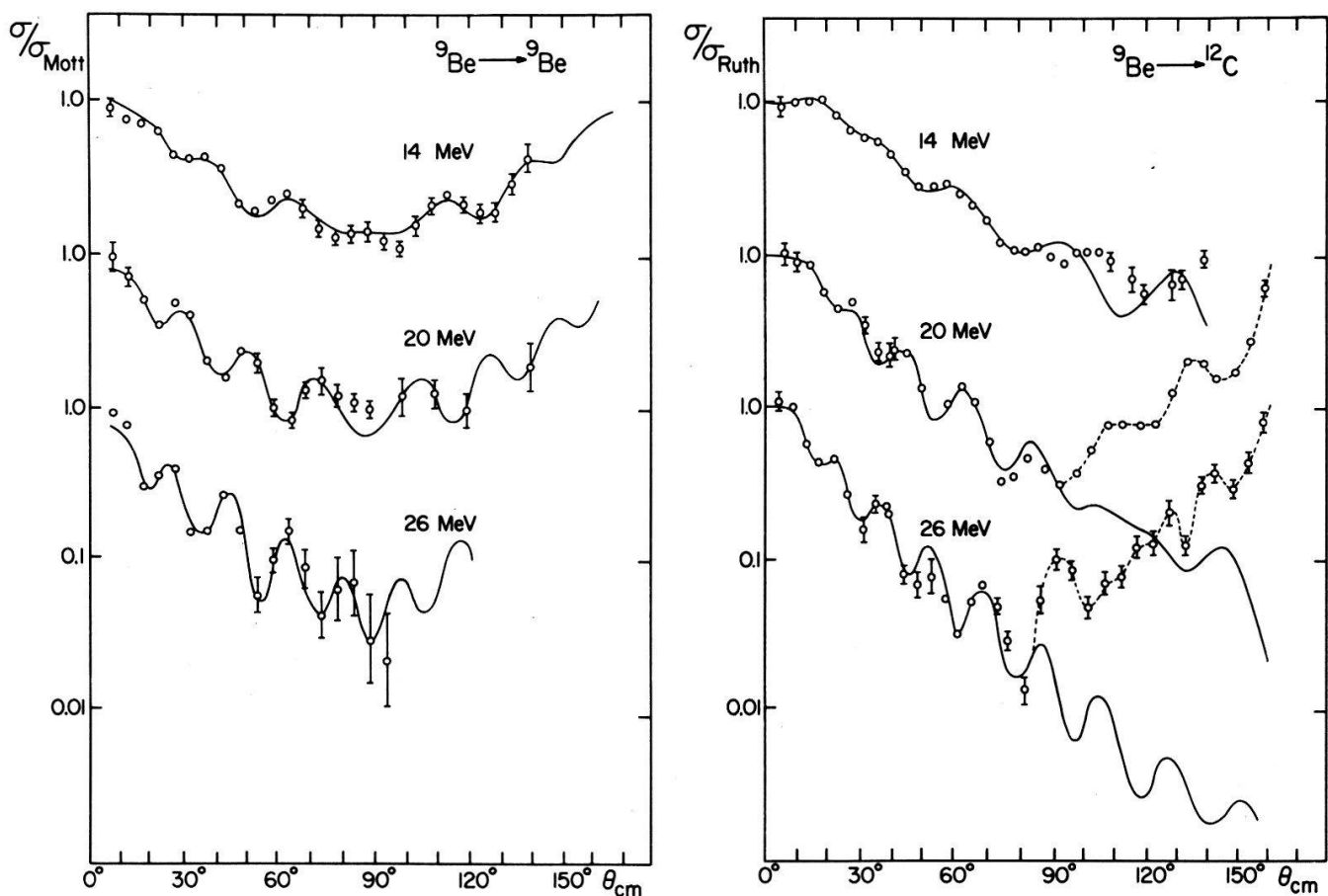
L. JARCZYK, B. KAMYS, J. LANG, R. MÜLLER, E. UNGRICH und J. UNTERNÄHRER<sup>1)</sup>

(Laboratorium für Kernphysik, Eidg. Technische Hochschule, 8093 Zürich)

Die elastische Streuung von  $^9\text{Be}$  an  $^9\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  und sieben schwereren Targetkernen von  $^{24}\text{Mg}$  bis  $^{197}\text{Au}$  wurde bei 14, 20 und 26 MeV gemessen. In einer Sputterquelle wurde ein  $\text{BeO}^-$ -Strahl erzeugt, der dann bis zur Tandemmitte beschleunigt und mit einem Gasstripper in positive Be-Ionen umgewandelt wurde [1].

Die Winkelverteilungen der Streuung an den leichten Targets zeigen starke Diffraktionsstrukturen. Nur im Winkelbereich  $\theta_{\text{cm}} < 90^\circ$  geben Rechnungen mit angepassten optischen Potentialen gute Übereinstimmung mit den Messpunkten am  $^{12}\text{C}$ -Target (Fig. 1). Bei grösseren Winkeln spielen vermutlich elastische Transferprozesse eine wichtige Rolle, wobei aber ein einfacher  $^3\text{He}$ -Transfer den beobachteten Anstieg nicht erklären kann.

Die Winkelverteilungen an den schweren Targets konnten bei allen Winkeln



Figur 1

Winkelverteilung des relativen Wirkungsquerschnittes für die elastische Streuung von  $^9\text{Be}$  an  $^9\text{Be}$  und  $^{12}\text{C}$ . (Optische Modellrechnungen: ausgezogene Kurve; Sichthilfe: punktierte Linie.)

<sup>1)</sup> Arbeit unterstützt durch den Schweizerischen Nationalfonds.

und allen Energien durch optische Potentialrechnungen wiedergegeben werden. Die Potentiale wurden berechnet mit dem Ansatz

$$U = V_c - (V_0 + iW_0)/f(r)$$

$$f(r) = 1 + \exp\{(r - R_n)/a\}$$

$$R_n = R_0 \cdot (A_t^{1/3} + A_b^{1/3}) - R_1$$

wobei für das Coulombpotential die Näherung

$$V_c = \frac{Z_t Z_b e^2}{r} \quad r \geq R_c$$

$$V_c = \frac{Z_t Z_b e^2}{2R_c} \left( 3 - \left( \frac{r}{R_c} \right)^2 \right) \quad r \leq R_c$$

$$R_c = R_{c0} \cdot A_t^{1/3} \quad R_{c0} = 1, 2 \text{ fm}$$

verwendet wurde. Es gelang, ein allgemeines Potential zu finden, das bei sämtlichen Winkelverteilungen eine gute Uebereinstimmung gibt. Da dabei aber noch eine Mehrdeutigkeit auftrat, musste  $V_0$  als Parameter festgehalten werden. Die Werte, die dann für die andern Potentialparameter erhalten wurden, stehen in Tabelle I. Bemerkenswert ist die grosse Diffusität  $a$  und das verglichen mit andern Schwerionenpotentialen grosse Verhältnis von  $W/V \approx 2$ .

Tabelle I  
Parameter der optischen Potentiale für die elastische Streuung von  $^9\text{Be}$  an Targets  $^{24}\text{Mg}$  bis  $^{197}\text{Au}$ .

|          |                  |                 |                 |                 |                 |                 |     |
|----------|------------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----|
| $V_0$    | 2.5              | 5.0             | 10.0            | 20.0            | 40.0            | 69.0            | MeV |
| $W_0$    | $7.6 \pm 0.3$    | $11.8 \pm 0.5$  | $20.4 \pm 0.8$  | $37.5 \pm 1.5$  | $72.7 \pm 2.8$  | $130.0 \pm 3.5$ | MeV |
| $a$      | $0.73 \pm 0.01$  | $0.78 \pm 0.01$ | $0.82 \pm 0.01$ | $0.85 \pm 0.01$ | $0.87 \pm 0.01$ | $0.89 \pm 0.01$ | fm  |
| $R_0$    | $1.26 \pm 0.02$  | $1.31 \pm 0.02$ | $1.34 \pm 0.02$ | $1.36 \pm 0.02$ | $1.37 \pm 0.02$ | $1.36 \pm 0.02$ | fm  |
| $R_1$    | $-0.83 \pm 0.08$ | $0.06 \pm 0.09$ | $0.91 \pm 0.10$ | $1.71 \pm 0.10$ | $2.45 \pm 0.10$ | $3.00 \pm 0.10$ | fm  |
| $\chi^2$ | 2.13             | 1.90            | 1.83            | 1.83            | 1.84            | 1.90            |     |

Ferner wurden an  $^{28}\text{Si}$  und  $^{40}\text{Ca}$ -Targets Neutronentransfer-Reaktionen zu verschiedenen gebundenen Zuständen gemessen. Die Winkelverteilungen wurden mit 'finite range DWBA' - Rechnungen verglichen. Leider konnten keine Spinwerte für die Niveaus in den Restkernen  $^{29}\text{Si}$  oder  $^{41}\text{Ca}$  bestimmt werden, da die Resultate nur schwach spinabhängig waren. Aus Zuständen mit bekannten Spins und spektroskopischen Faktoren konnte der spektroskopische Faktor von  $^9\text{Be}$  bestimmt werden zu  $S(^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be} + n) = 0.42 \pm 0.04$ . Dieser Wert liegt etwas unter dem theoretischen Wert  $S_{\text{th}} = 0.58$ , der allerdings nur auf ca. 20% genau berechnet wurde [2]. Die DWBA-Analysen geben mit allen optischen Potentialen praktisch dieselben Resultate, sofern die Potentiale die elastische Streuung gut wiedergeben.

#### LITERATUR

- [1] R. BALZER, Proc. Europ. Conf. on Nuclear Physics with Heavy Ions, Caen 1976.
- [2] S. COHEN und D. KURATH, Nucl. Phys. A101 1 (1967).



### Comments on the reported discovery of primordial superheavy elements

W. WÖFLI, M. SUTER, J. LANG, G. BONANI, CH. STOLLER

(Lab. f. Kernphysik, ETH Zürich)

und

H. U. NISSEN

(Lab. f. Festkörperphysik, ETH Zürich)

Proton induced X-ray analysis of monazite inclusions in micas from Madagascar surrounded by halos of abnormal size revealed several weak lines in the 22–28 keV region interpreted by Gentry et al. as  $L_{\alpha 1}$ -lines of four superheavy elements. The observed structure in the spectra can, however, also be explained as caused by  $K$  X-ray lines of the trace elements Rh, Sb, Te and possible one of the  $\gamma$ -lines from the reaction  $^{140}\text{Ce}(p, n\gamma)^{140}\text{Pr}$ . It is shown that these elements do occur in monazites.

### Z-dependence of the position of MO X-ray anisotropy peaks

CH. STOLLER, W. WÖFLI, G. BONANI, M. STÖCKLI, M. SUTER

(Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich)

The investigation of the anisotropies of the quasimolecular  $K$ ,  $L$  and  $M$  X-ray radiation emitted in heavy ion atom collision of a total of 15 different systems having united atomic numbers between 26 (Al–Al) and 106 (I–I) showed that the position of the broad peaks is proportional to the corresponding  $K$ ,  $L$  or  $M$  transition energies of the united system. This is true not only for symmetric but also for asymmetric systems indicating that the effect is of quasimolecular origin. As the position of the maximum is not very well defined in the case of the  $K$ -anisotropies, the point of inflection of the positive slope was chosen here as the point of reference.

## A detailed analysis of the reaction $^{92}\text{Zr}(p, \alpha)^{89}\text{Y}$

H. GUYER, V. MEYER, H. H. MÜLLER and W. REICHART

(Universität Zürich, Zürich, Switzerland)<sup>1)</sup>

H. JASICEK, H. OBERHUMMER and P. RIEHS

(Atominstitut der Oesterreichischen Universitäten, Wien, Austria)<sup>2)</sup>

R. WAGNER

(Universität Basel, Basel, Switzerland)<sup>1)</sup>

and

W. PFEIFER

(Kantonsschule Aarau, Aarau, Switzerland)

**Abstract.** A microscopic description has been applied to the three particle transfer reaction  $^{92}\text{Zr}(p, \alpha)^{89}\text{Y}$ . With DWBA calculations using a microscopic form factor good fits to the angular distributions have been obtained for the transitions to the four lowest-lying states of  $^{89}\text{Y}$ . Relative proton spectroscopic factors have been deduced.

### 1. Introduction

On account of its strong  $j$ -dependence and the possibility of reaching nuclei and states which scarcely can be studied otherwise the  $(p, \alpha)$ -reaction has often been employed. In most cases the mechanism of the  $(p, \alpha)$ -reaction has been assumed to be a pick-up process of a structureless triton-cluster. However, the simplification using a cluster form factor implies that attractive features of the  $(p, \alpha)$ -reaction for nuclear spectroscopy cannot be exploited. Only recently a full microscopic description applying Saxon-Woods bound state potentials has been introduced by W. R. Falk [1, 2].

The aim of our work is to study the  $(p, \alpha)$ -reaction by means of such a microscopic model in a favourable case where one can expect that both the formalism of the reaction and the nuclear wave functions can be tested. Therefore we have chosen the reaction  $^{92}\text{Zr}(p, \alpha)^{89}\text{Y}$  where the wave functions of the target and the final nucleus are available. The configuration of  $^{92}\text{Zr}$  was taken from References [3, 4, 5, 6]. The proton wave functions of the lowlying states of  $^{89}\text{Y}$  have been calculated by Vergados et al. [7] whereas the neutron configurations are characterized by a closed shell. Our experiment was performed with the SIN injector cyclotron using a proton beam of 12 keV resolution at the energy of 35 MeV. Self-supporting targets with a thickness of 500  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  and enriched to 96% of  $^{92}\text{Zr}$  were used.

### 2. Theory

According to the microscopic description given by Falk [1] the form factor which is introduced into the radial integral of the DWBA amplitude is calculated in the zero-range approximation. Our DWBA-calculations have been performed with the code DWUCK and for the calculation of the microscopic three-nucleon form

<sup>1)</sup> Work supported by the Swiss National Science Foundation.

<sup>2)</sup> Work supported by Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung.

Table I  
Optical and bound-state potential parameters.

| Reaction           | $V_0$<br>(MeV) | $r_0$<br>(fm) | $a_0$<br>(fm) | $W$<br>(MeV) | $r_i$<br>(fm) | $a_i$<br>(fm) | $V_{s0}$<br>(MeV) | $r_{s0}$<br>(fm) | $a_{s0}$<br>(fm) |
|--------------------|----------------|---------------|---------------|--------------|---------------|---------------|-------------------|------------------|------------------|
| $(p, p)$           | 44.26          | 1.232         | 0.627         | 10.92        | 1.275         | 0.536         | 7.0               | 1.232            | 0.627            |
| $(\alpha, \alpha)$ | 180.0          | 1.373         | 0.582         | 33.18        | 1.373         | 0.582         |                   |                  |                  |
| Bound-state        |                |               |               |              |               |               |                   |                  |                  |
| $p$                | 59.0           | 1.25          | 0.65          |              |               |               | 6.35              | 1.25             | 0.65             |
| $n$                | 52.0           | 1.25          | 0.65          |              |               |               | 6.35              | 1.25             | 0.65             |

factor we used the code FF3PAR(8). As in  $(p, t)$ -reactions the microscopic form factor has not the correct asymptotic behaviour because of the difference in the sum of the separation energies of the three nucleons in their respective single particle states and the separation energy of a triton. Therefore we replaced the tail of the microscopic form factor by the tail of a triton cluster form factor which was calculated for the correct separation energy, angular momentum and number of nodes. The geometrical parameters of the triton bound state potential were chosen in such a way that the triton form factor can smoothly be joined in the region of the nuclear surface to the microscopic form factor. For the proton optical potential we have taken the parameters of Reference [9]. It turned out that by changing the surface absorption to a volume absorption the fits could be improved though the elastic scattering data are equally well reproduced. For the  $\alpha$ -optical potentials we generated a family of 16 equivalent potentials with well depths between 40 and 210 MeV starting from the data for  $\alpha$  elastic scattering at 34.4 MeV on  $^{92}\text{Zr}$  of Reference [10]. The bound state and optical model parameters finally used are listed in Table I. We also studied finite range effects by a cluster pick-up calculation in the local energy approximation. We found that the steepness of the angular distributions changes but that the relative normalization factors to the final states are not much affected. Therefore we neglected finite range effects in our final calculations.

### 3. Results and discussion

In Figure 1 the angular distributions for the ground and the first three excited states are shown. One can clearly see the  $j$ -dependence of  $(p, \alpha)$ -reactions for the  $1 = 1$  transition to the  $j = \frac{1}{2}^-$  and  $\frac{3}{2}^-$  states. The curves obtained with the microscopic formalism reproduce very well the experimental data. According to the wave functions given by Vergados et al. [7] the final states under consideration in  $^{89}\text{Y}$  are characterized by a closed  $g_{9/2}$ -neutron shell. The two neutrons outside the closed shell in  $^{92}\text{Zr}$  are paired to zero orbital angular momentum. Therefore we assumed that the two neutron angular momenta in the  $(p, \alpha)$ -reaction leading to the four lowest states in  $^{89}\text{Y}$  couple to zero orbital angular momentum since all these states have the same neutron configuration. In this case one can simplify the three-nucleon spectroscopic amplitude by writing it as a product of a single- and a two-nucleon spectroscopic amplitude for the proton and the two neutrons respectively. In our case the two-neutron spectroscopic amplitude is unity. The relative experimental proton spectroscopic factors are defined as

$$S_{\text{exp}} = N\sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{theory}},$$

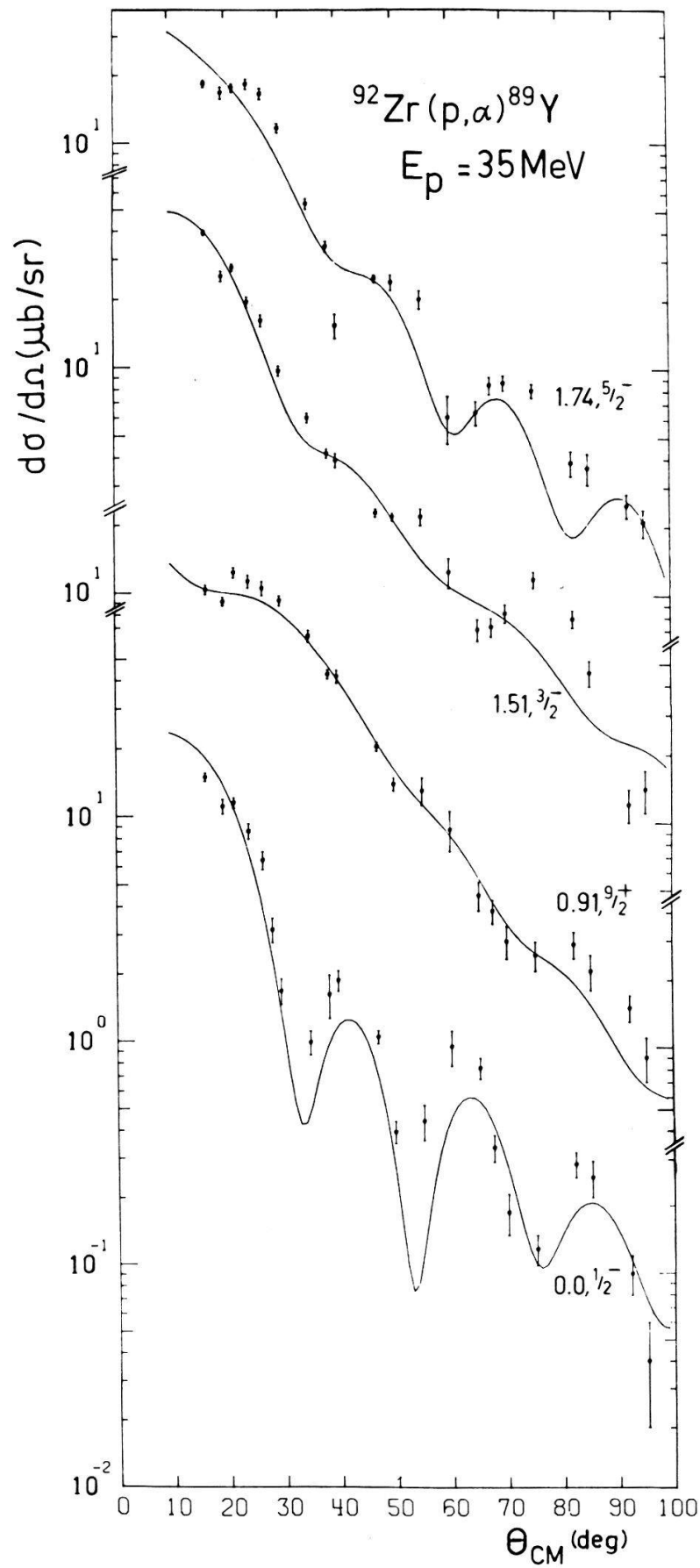


Figure I  
Angular distribution for the ground state and the first three excited states of  $^{89}\text{Y}$  for the reaction  $^{92}\text{Zr}(p, \alpha)^{89}\text{Y}$ .

where the overall normalization factor  $N$  is determined so that  $S_{\text{exp}} = 1$  for the transition to the ground state of  $^{89}\text{Y}$ . In Table II  $S_{\text{exp}}$  is listed in column 3. The uncertainty of the experimental spectroscopic factors is about  $\pm 15\%$  and is mainly determined by the matching procedure of the cluster form factor in the asymptotic region of the radial form factor and by the sensitivity to the choice of the optical model and bound state parameters. In column 4 and 5 of Table II the theoretical spectroscopic factors normalized to unity for the ground state transition are listed.

Table II  
Proton spectroscopic factors for  $^{92}\text{Zr}(p, \alpha)^{89}\text{Y}$

| $J^\pi$<br>(1)  | $E_x(\text{MeV})$<br>(2) | $S_{\text{exp}}$<br>(3) | $S_{\text{th}}$<br>(4) | $S_{\text{th}}$<br>(5) |
|-----------------|--------------------------|-------------------------|------------------------|------------------------|
| $\frac{1}{2}^-$ | 0.000                    | 1                       | 1                      | 1                      |
| $\frac{3}{2}^+$ | 0.909                    | 2.1                     | 1.31                   | 0.84                   |
| $\frac{3}{2}^-$ | 1.507                    | 2.7                     | 4.81                   | 3.93                   |
| $\frac{5}{2}^-$ | 1.745                    | 5.4                     | 5.55                   | 4.91                   |

For column 4 the wave function of  $^{92}\text{Zr}$  of Cates et al. [5] and for column 5 the wave function of Preedom et al. [6] have been used whereas in both cases for the final states of  $^{89}\text{Y}$  the wave functions of Vergados et al. [7] were taken. Our results of  $S_{\text{exp}}$  seem to favour the wave function of Cates. The value of  $S_{\text{theory}} = 4.81$  for the  $\frac{3}{2}^-$ -state is significantly higher than the value  $S_{\text{exp}} = 2.7$ , whereas the corresponding values for the  $\frac{5}{2}^-$ -state are in excellent agreement. It is interesting to note that a similar discrepancy exists in the data for the  $^{90}\text{Zr}(d, ^3\text{He})^{89}\text{Y}$ -reaction of Reference [6]. We have calculated the theoretical proton spectroscopic factors for that reaction using again the wave function of Preedom et al. [6] and Vergados et al. [7] for  $^{90}\text{Zr}$  and  $^{89}\text{Y}$  respectively. Comparing the experimental values  $S_{\text{exp}}$  for  $^{90}\text{Z}(d, ^3\text{He})^{89}\text{Y}$  of Reference [6] with our calculations for the one particle transfer reaction it is found that the values agree within 10% with the exception of those for the  $\frac{3}{2}^-$ -state. In the latter case too the value  $S_{\text{theory}}$  is significantly higher (about 50%) than the value  $S_{\text{exp}}$ . We therefore conclude that the observed discrepancy cannot be due to a shortcoming of the microscopic description but rather that the wave function of Vergados et al [7] for the  $\frac{3}{2}^-$ -state is incomplete.

To conclude we point out that for a deeper understanding of the  $(p, \alpha)$ -reaction more systematic analyses are required and that further progress should be made in treating the ambiguities of the  $\alpha$ -optical potentials, the wave functions of the bound state particles and the finite range and nonlocality effects.

We wish to thank Prof. R. Falk for his assistance and for supplying us his computer code and Prof. G. Eder for valuable suggestions and discussions. We are obliged to H. Leeb, P. Schober and S. Steiner for their assistance. Moreover we wish to express our thanks to the staff of the SIN cyclotron laboratory.

## REFERENCES

- [1] W. R. FALK, Phys. Rev. C8, 1757 (1973).
- [2] W. R. FALK, A. DJALOEIS and D. INGHAM, Nucl. Phys. A252, 452 (1975).
- [3] E. R. FLYNN and O. HANSEN, Phys. Lett. 31B, 135 (1970).

- [4] E. R. FLYNN, J. G. BEERY and A. G. BLAIR, Nucl. Phys. *A218*, 285 (1974).
- [5] M. R. CATES, J. B. BALL and E. NEWMAN, Phys. Rev. *187*, 1682 (1969).
- [6] B. M. FREEDOM, E. NEWMAN and J. C. HIEBERT, Phys. Rev. *166*, 1156 (1968).
- [7] J. D. VERGADOS and T. T. S. KUO, Nucl. Phys. *A168*, 225 (1971).
- [8] W. R. FALK, private communication.
- [9] W. BENENSON, S. M. AUSTIN and R. A. PADDOCK, Phys. Rev. *176*, 1268 (1968).
- [10] I. KUMABE, M. MATOBA, H. OGATA, M. INQUE, Y. OKUMA and T. H. KIM, Bull. Inst. Chem. Res 52 (1974) 152, Kyoto University.

### Streuung von polarisierten Deuteronen an $^3\text{He}$

V. KÖNIG, W. GRÜEBLER, R. A. HARDEKOPF, R. RISLER, P. A. SCHMELZBACH, B. JENNY, H. R. BÜRGI,  
J. NURZYNSKI

(Lab. für Kernphysik, ETH Zürich)

G. HEIDENREICH, F. SEILER

(Phys. Inst. Univ. Basel)

und

W. REICHARDT

(Phys. Inst. Univ. Zürich)

Mit dem polarisierten Deuteronenstrahl des SIN Injektor-Zyklotrons wurden für die Streuung  $^4\text{He}(d, d)^4\text{He}$  bei Energien zwischen 17 und 43 MeV die Analysationsvermögen  $A_y$ ,  $A_{yy}$  und  $A_{xx}$  in einem C. M. Winkelbereich von  $30^\circ$  bis  $160^\circ$  gemessen. Mit diesen Messdaten wurde eine Phasenanalyse ausgeführt. Es ergibt sich, dass in diesem Energiebereich an keiner Stelle ein Tensoranalysationsvermögen  $A_{yy} = 1$  auftreten kann.

### A study of the $1^+$ resonance in $^6\text{Li}$ via $^4\text{He}(d, d)$ scattering from 6–7 MeV

W. GRÜEBLER, R. A. HARDEKOPF, B. JENNY, V. KÖNIG, R. RISLER, H. R. BÜRGI and J. NURZYNSKI

(Lab. für Kernphysik, ETH Zürich)

Previous analyses of  $d$ - $^4\text{He}$  elastic scattering have established the presence of a  $1^+$  resonance near 5.7 MeV excitation energy in  $^6\text{Li}$ . The energy dependence of the  $s$ -wave to  $d$ -wave parameter through this resonance gives an indication of the tensor force contributing to the interaction. In this work, we have made a detailed study of this parameter by obtaining complete angular distributions of the differential cross section and all four analyzing powers for  $^4\text{He}(d, d)^4\text{He}$  at seven energies between 6 and 7 MeV. The phase shift analysis of these data provides a detailed parametrization to compare with theoretical calculations and shows for the first time the necessity for a complex mixing parameter. An  $R$ -matrix fit to the phase shift establishes more precisely the location and shape of the resonance.



### Investigation of possible $A_{yy} = 1$ points in ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ and other deuteron induced reactions

R. RISLER, W. GRÜEBLER, P. A. SCHMELZBACH, B. JENNY, V. KÖNIG, J. NURZYNSKI and H. R. BÜRGI  
(Lab. für Kernphysik, ETH Zürich)

Experimental data show the existence of points where the analysing power  $A_{yy}$  reaches a value close to unity in  ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$  and other reactions with light target nuclei. While for elastic scattering it can be shown whether or not a theoretical maximum is reached, no such proof can in general be given for reactions. If a value of unity is found it would be very useful for the absolute calibration of polarized deuteron beams as well as for the theoretical understanding of the reaction mechanism.

### Tensorpotentiale im optischen Modell für die elastische Streuung von polarisierten Deuteronen an mittelschweren Kernen

H. R. BÜRGI, W. GRÜEBLER, V. KÖNIG, P. A. SCHMELZBACH, R. RISLER, J. NURZYNSKI,  
R. A. HARDEKOPF und B. JENNY  
(Lab. für Kernphysik, ETH Zürich)

Im optischen Modell für die elastische Streuung von polarisierten Deuteronen an Spin – 0 Targets treten Tensorpotentiale auf. Diese führen bei der Lösung der Schrödingergleichung zu gekoppelten Differentialgleichungen und damit zu grossem Rechenaufwand. Die Tensorpotentiale sind jedoch nötig, um die gemessenen Tensoranalysationsvermögen wiedergeben zu können. In einer systematischen Analyse über verschiedene mittelschwere Kerne im Energiebereich von 9–15 MeV werden diese Potentiale bestimmt.

### Phasenanalyse der ${}^3\text{He}(d, d){}^3\text{He}$ Streuung

B. JENNY, W. GRÜEBLER, P. A. SCHMELZBACH, R. A. HARDEKOPF und V. KÖNIG  
(Lab. für Kernphysik, ETH Zürich)

Aus einer Analyse des Wirkungsquerschnitts der elastischen Streuung und des totalen  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$  Wirkungsquerschnitts ergeben sich ungesplittete Streuphasen für 11 Deuteronenenergien zwischen 0,3 MeV und 1,0 MeV. Eine der beiden erhaltenen Lösungen zeigt resonantes Verhalten der  ${}^4S_{3/2}$  Phase, entsprechend der  $3/2^+$  Resonanz im  ${}^5\text{Li}$ . Möglicherweise ist auch die  ${}^2S_{1/2}$  Phase resonant. Für  $E_d = 1,5$  MeV wurden zusätzlich die Polarisationskomponenten  $iT_{11}$ ,  $T_{20}$  und  $T_{22}$  analysiert, wobei es sich zeigte, dass ohne Kanalspinmischungen zwischen Zuständen mit  $L = 1$  die Daten nicht wiedergegeben werden können. Von den 9 gefundenen Lösungen haben 3 Parameterwerte, die einen glatten Anschluss an die physikalische Lösung bei den kleineren Energien ergeben.

### Shell closure effects in the elastic scattering of polarized deuterons

J. NURZYNSKI, W. GRÜEBLER, V. KÖNIG, R. RISLER, R. A. HARDEKOPF, H. R. BÜRGI and B. JENNY

(Lab. für Kernphysik, ETH Zürich)

Analysing powers  $iT_{11}(\theta)$  and  $T_{20}(\theta)$  were measured for  $^{76,78,80,82}\text{Se}(\text{d}, \text{d})$  scattering at 12 MeV. Amplitude of the analysing powers was observed to increase with increasing mass number of the target nuclei approximately linearly. The effect is interpreted as being associated with filling  $N = 50$  shell and with coupling to non-elastic channels. In particular, it is expected that two step process  $(\text{d}, \text{t})(\text{t}, \text{d})$  involving  $\nu 1g_{9/2}$  subshell is probably dominating in producing the observed enhancement.

### Bestimmung des spektroskopischen Faktors des $1p_{1/2}$ Neutrons im $^{13}\text{C}$

H. P. GUBLER, G. R. PLATTNER, I. SICK, A. TRABER

(Inst. Phys. Univ. Basel CH)

W. WEISS

(Max Planck Inst, Kernphys. Heidelberg BRD)

Wir haben den relativen differentiellen Wirkungsquerschnitt von  $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{C})^{12}\text{C}$ ,  $E_{\text{cm}} = 5.76$  MeV mit  $\sim 1\%$  Genauigkeit gemessen ( $40^\circ < \vartheta_{\text{cm}} < 135^\circ$ ). Der durch gleitende Integration über eine Wellenlänge des oszillierenden Querschnitts bestimmte mittlere Querschnitt ermöglicht die absolute Normierung der Daten und die Bestimmung optischer Potentiale. Die Analyse mittels 'exact finite range DWBA' (Code LOLA von R. M. DeVries) ergibt einen von der Wahl des optischen Potentials und des gebundenen Zustandes des Neutrons unabhängigen Wert von  $C^2 = (2\kappa)^{-1} \text{SN}^2$  von  $2.5 \pm 0.2$ . Daraus folgt für den spektroskop. Faktor der Wert  $S = 0.80 \pm 0.06$  unter Verwendung einer realistischen gebundenen Wellenfunktion.

### The reaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ between 1.5 and 2.0 GeV/c

B. JAYET, M. GAILLOUD, PH. ROSSELET, V. VUILLEMIN

(Univ. Lausanne)

M. BOGDANSKI, E. JEANNET and S. VALLET

(Univ. Neuchâtel)

Cross sections, polarization and spin-correlation coefficients for the reaction  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$  have been measured at 8 incident momenta between 1.50 and 2.06 GeV/c. The results have been parametrized in different ways (Legendre Polynomials, coherent exponentials, etc) and confronted with the predictions of theoretical models ( $K$ -meson conspiracy,  $K^*-K^{**}$  exchange degeneracy with absorption).

## PHYSIK DER KONDENSIERTEN MATERIE

### Supraleitung

#### Structures d'état intermédiaire en présence d'un champ magnétique extérieur non uniforme

P. ZWEIACKER, P. LAENG et L. RINDERER

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

Nous avons observé directement à l'aide d'une méthode magnéto-optique, les structures d'état intermédiaire dans un échantillon d'indium en forme de plaque rectangulaire, en présence d'un champ magnétique créé par deux fils situés de part et d'autre de l'échantillon et parallèles à sa longueur. Une telle disposition permet d'obtenir un champ magnétique perpendiculaire à l'échantillon et qui s'annule le long de son grand axe en présentant un gradient sensiblement constant. Dans cette géométrie, il a été possible de créer une structure d'état intermédiaire caractérisée par la présence de tubes de flux au voisinage des bords de l'échantillon. Le champ magnétique, à l'intérieur de ces tubes, est orienté dans un sens ou dans l'autre, suivant le bord que l'on considère. Le passage d'un courant électrique permet de produire un déplacement des tubes de flux. La rencontre de deux tubes d'orientation opposée conduit à une annihilation partielle ou totale de ces tubes. Lorsque le gradient de champ magnétique augmente, les zones dans lesquelles sont situés les tubes de flux deviennent de plus en plus étroites. A partir d'un gradient assez élevé, on observe une structure constituée uniquement d'une bande superconductrice au centre de l'échantillon, située entre deux bandes normales. Dans une telle structure, le passage d'un courant électrique ou la présence d'un champ magnétique additionnel uniforme parallèle à la surface de l'échantillon et perpendiculaire à sa longueur, produit une déformation de la bande superconductrice qui se transforme en une suite de losanges superconducteurs rappelant la structure prédite par London pour les échantillons cylindriques parcourus par un courant. [1]

#### RÉFÉRENCE

[1] F. LONDON, *Superfluids*, Vol. I, (J. Wiley & Sons, London 1950).

#### Evidence de l'état mixte à une dimension dans les supraconducteurs de type I

D. ROBIN et L. RINDERER

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

E. POSADA

(Institut de Physique de l'Université de Bogota, Colombie)

La restauration de la résistance dans un fil supraconducteur de première espèce, parcouru par un courant  $I$ , a lieu dès que  $I > I_c$  [1]. Nous avons étudié expérimentale-

ment ce problème en mesurant à différentes températures les caractéristiques tension-courant d'un fil d'étain pur. Pour un courant suffisamment élevé nous montrons expérimentalement qu'un courant non négligeable circule au voisinage de l'axe de l'échantillon sans donner de contribution à la tension le long du conducteur. Ces résultats sont mis en relation avec l'étude théorique de Tekiel [2] et de Bestgen [3].

#### RÉFÉRENCES

- [1] L. RINDERER, *Helv. Phys. Acta* 29, 339 (1956).
- [2] P. TEKIEL, Preprint (1973).
- [3] W. BESTGEN, *Z. Phys.* 269, 73 (1974).

### Fils supraconducteurs de $\text{PbMo}_6\text{S}_8$

M. DECROUX et Ø. FISCHER

(Département de Physique de la Matière Condensée, Section de Physique, Université de Genève, 24, quai E. Ansermet, 1211, Genève 4)

Par une méthode de diffusion en phase gazeuse, nous avons produit des fils de  $\text{PbMo}_6\text{S}_8$ . La température critique de ces fils dépend fortement des conditions de préparations. Les conditions optimales nous donnent un  $T_c$  de 14,4°K ( $\Delta T_c \simeq 0,25^\circ\text{K}$ ). La limite inférieure pour la densité de courant à 4,2°K est de  $4 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$  en champ nul et de  $2,5 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$  dans un champ de 42 kG.

### Préparation et propriétés de couches minces de $\text{PbMo}_6\text{S}_8$

R. DELESCLEFS, Ø. FISCHER

(Département de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève, 24, quai Ernest Ansermet, CH-1211, Genève 4)

et

H. C. JONES

(Physics Department, University of Indiana, U.S.A.)

Nous avons préparé des couches minces de la phase de Chevrel supraconductrice à haut champ critique de formule  $\text{PbMo}_6\text{S}_8$ . Ces couches sont fabriquées par bombardement ionique. En plus de la méthode classique d'accélération des ions par le potentiel ionisant, nous utilisons un canon à ions permettant de travailler sous un vide plus élevé. Ces couches sont supraconductrices ou non suivant les paramètres de déposition et les traitements thermiques. Les couches minces ainsi obtenues ont des propriétés sensiblement différentes de celles des échantillons massiques. Nous avons aussi tenté de former par cette méthode des phases de Chevrel de formules différentes.

### Susceptibilité magnétique des $\text{TRMo}_6\text{S}_8$

M. PELIZZONE, A. TREYVAUD et Ø. FISCHER

(Département de Physique de la Matière Condensée, 24, quai E. Ansermet, 1211, Genève 4, CH)

et

R. CHEVREL, M. SERGENT

(Laboratoire de Chimie Minérale B, Faculté des Sciences, Rennes, France)

Nous avons mesuré la susceptibilité magnétique des  $\text{TRMo}_6\text{S}_8$  (TR = La à Lu et Y) entre 1.3 et 300 K. Ces mesures indiquent que l'on a des effets conjugués de champ cristallin et d'interactions entre les moments magnétiques. Ces dernières sont particulièrement intéressantes car, malgré  $\sim 7\%$  atomique de ions magnétiques, ces composés sont presque tous supraconducteurs. Certains échantillons montrent la possibilité d'un ordre magnétique en-dessous de la température de transition supraconductrice.

### Anisotropie du champ critique dans $\text{Mo}_6\text{S}_8$

M. DECROUX, Ø. FISCHER et M. SERGENT

(Département de Physique de la Matière Condensée, Section de Physique, 24, quai E. Ansermet 1211, Genève 4, CH)

Les phases de Chevrel supraconductrices sont caractérisées par des champs critiques très élevés. Afin de comprendre les mécanismes conduisant à maintenir l'état supraconducteur en champs intenses, nous avons mesuré l'anisotropie de  $H_{c2}$ . Cette anisotropie est anormalement élevée et permet entre autre d'expliquer les très grandes largeurs de transition observées dans la majorité des polycristaux des phases de Chevrel. Ces résultats seront discutés et comparés aux récents calculs de structure de bande.

### Concentration and pressure dependence of the superconducting transition temperature in $\text{V}_{3-x}\text{M}_x\text{Ga}$ (M = Cr, Mn, Fe and Co).

D. U. GUBSER, K. GIRGIS and H. R. OTT

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, and Institut für Kristallographie, ETH Zürich)

Results of a continuing study of  $\text{V}_{3-x}\text{M}_x\text{Ga}$  alloys, where M is the transition metals Cr, Mn, Fe and Co, will be reported. Earlier work [1] with Cr, Mn and Fe had shown that  $T_c$  was a universal function of  $e/a$  (electrons per atom). The current studies confirm this same  $e/a$ -relation when Co is substituted for V. In an attempt to investigate changes in the electron-phonon interaction in these alloys we have also measured the pressure dependences of  $T_c$  for this series of compounds. Preliminary results suggest that the positive pressure dependence of  $T_c$  in  $\text{V}_3\text{Ga}$  reported earlier by Smith [2] and confirmed by us, is rapidly reduced to zero with Co impurity atoms on the V lattice sites.



## REFERENCES

- [1] K. GIRGIS, W. ODOI and H. R. OTT, *J. Less Common Metals* **46**, 175 (1976).  
[2] T. F. SMITH, *J. Low Temp. Phys.* **6**, 171 (1972).

**Supraleitung in Lanthan-Pniktiden**

H. R. OTT und F. HULLIGER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Je nach chemischer Bindung können die Lanthan-Pniktide in metallischer, halbmetallischer oder nichtmetallischer Form auftreten. Mit einer Ausnahme ( $\text{LaBi}_2$ ) haben wir alle metallischen Phasen auf Supraleitung untersucht. Unterhalb 1 K werden alle diese Verbindungen supraleitend und wir haben vor allem die Substanzen mit Anti- $\text{Th}_3\text{P}_4$ -Struktur etwas näher untersucht. Die Abhängigkeit von  $T_c$  vom Volumen und der Anzahl der Ueberschusselektronen wird diskutiert und mit den entsprechenden Eigenschaften der Lanthan-Chalcogenide ( $\text{Th}_3\text{P}_4$ -struktur) verglichen.

**Strukturinstabilität und Strukturumwandlung des A15 Typ Supraleiters  $\text{V}_3\text{Si}$** B. SEEGER<sup>1</sup>)

(Universität München, Forschungslaboratorium für Festkörperchemie)

In diesem Beitrag wird die strukturelle Instabilität von  $\text{V}_3\text{Si}$  Kristallen bei tiefen Temperaturen und die nicht immer folgende Strukturumwandlung besprochen. Im Speziellen werden verschiedene präparatbedingte Mechanismen, wie Abweichungen von der Stöchiometrie, mechanische Verspannung des Gitters und neuerdings gemachte Vorschläge der Clusterung von Spannungsfelder um Punktdefekte diskutiert.

**Discovery of flux quantization on the atomic scale**

J. T. MUHEIM

(Laboratorium für Festkörperphysik, Swiss Federal Institute of Technology, 8093 Zürich)

*Abstract.* The mechanism of the high frequency vacuum spark plasma formation (electric breakdown) from the condensed phase of the solid is still obscure. The major reason for this is the fact that the local electric and magnetic fields are not directly measurable. We try to show that the charge quantization of highly excited multipositive atomic ions, when based on an electronic Bose-Einstein condensation of the primary plasma, is compatible with the assumption of local flux threading. In a one-electron current

<sup>1</sup> jetzt: Departement de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève, 1211 Genève 4.



picture – most adequate to the underlying ionization process – we obtain the ‘classical’ (London) flux quantum  $\Phi_c = h/e$ . If, on the other hand, we assume quasiparticle excitation from the ‘ground’ or from any excited state to the next higher one, separated by an energy gap of a few eV, as being due to an electron spin resonance process (or a limiting case of Landau quantization), we obtain half the value,  $\Phi_p = h/2e$ , corresponding to a Cooper pair in the BCS theory. Experimental results require the crystal structure to be taken into account. This is the first time that an induced structural phase transformation has been observed in the plasma by means of multipositive atomic ions, having degrees of ionization definitely higher than the crystalline oxidation states. These results appear to suggest that the Lorentz law of force remains essentially valid up to field strengths of the order of  $10^8$  gauss.

## Experimental facts

Neglecting any detailed influence of the electron shells, the apparent plasma intensity  $c^{(v)}$  of an atomic ion  $A^{(v)}$  having a degree of ionization  $v > v_i$  ( $v_i$  being the highest oxidation state of  $A$  in the unperturbed crystal) is approximately described by

$$c^{(v)} \sim \exp K(v - v_i) \sim \exp Kv. \quad (1)$$

$K$  is the only parameter required to characterize the (average) multi-positive ion spectrum of  $A$ . When investigating one and the same (metallic) element assumed to have a defined crystal structure,  $K$  is still observed to depend slightly on the imperfection of the crystal ( $\Delta K/K \simeq 10$ –20%).  $K$ , moreover, is a weak function of the crystal structure. From the results on binary dielectric compounds it follows undoubtedly that  $K$  may also depend on the effective atomic volume. For one and the same sample when running different crystal consuming experiments using a mass

Table 1

$K$  values for matrix atoms from ‘real’ metals and compounds as determined by the intensity of multipositive ions  $A^{+v}$  for degrees of ionization  $+v = 2$ –8, for (i) a set of rare earth metals of different (unknown) past, (ii) Gd metal from different producers, a: untreated, b: after reactive distillation; (iii) Eu metal, weakly dependent on treatment, (iv) noble metals, (v) distilled alkaline earth metals<sup>8</sup>, and (vi) gas phase reacted EuX, a: cation Eu and anion X alone, b: geometric mean of cation and anion. The presumable crystal structure – indicated in brackets – evades observation in the case of high purity.

| (i) RE( $A_2$ ) | (ii) Gd( $A_2$ ) | (iii) Eu( $A_2$ ) | (v) AE <sup>8</sup> ( $A_2$ ?) |  |  |  |
|-----------------|------------------|-------------------|--------------------------------|--|--|--|
| Sc (2.90)       | (a) 1.96         | 2.36              | Ca 2.24                        |  |  |  |
| Y 2.46          | 2.09             | 2.39              | 2.30                           |  |  |  |
| 2.30            | 2.36             | 2.39              | 2.30                           |  |  |  |
| La 1.80         | 2.07             | 2.33              | Sr 2.09                        |  |  |  |
| Ce 1.55         | 2.25             | 2.22              | 2.27                           |  |  |  |
| 1.98            | 2.02             | 2.34 $\pm$ 0.07   | Ba (3.17)                      |  |  |  |
| 1.84            | 2.12 $\pm$ 0.15  |                   | (2.92)                         |  |  |  |
| Nd 2.25         | Gd( $A_3$ )      | (iv) NM( $A_1$ )  | 2.24 $\pm$ 0.09                |  |  |  |
| 2.09            | (b) 2.14         | Cu 1.63           | (vi) ( $B_1$ )                 |  |  |  |
| 1.85            | 2.02             | 1.86              | EuX a: Eu a: X b: Eu, X        |  |  |  |
| Sm 2.27         | 2.07             | 1.84              | EuO 2.30 4.2 3.1               |  |  |  |
| Eu 2.34         | 1.63             | Ag 2.05           | EuS 2.44 3.1 2.7               |  |  |  |
| Gd 2.12         | 1.57             | Au 1.50           | EuSe 2.54 2.5 2.5              |  |  |  |
| Dy 1.81         | 2.25             | 2.09              | EuTe 2.72 1.9 2.3              |  |  |  |
| 2.27            | 1.79             | 1.81              | EuTe 2.38 1.8 2.1              |  |  |  |
|                 |                  |                   | (residue)                      |  |  |  |
| 2.07            | 1.92             | 1.82              | EuTe: Gd 2.16 1.8 2.0          |  |  |  |
| $\pm$ 0.26      | $\pm$ 0.26       | $\pm$ 0.21        | 2.42 2.45                      |  |  |  |
|                 |                  |                   | $\pm$ 0.19 $\pm$ 0.41          |  |  |  |

spectrograph AEI MS 702 with photographic detection (and applying photographic charge correction)  $K$  may be reproduced to 3–5%. In all hitherto known cases  $K$  covers the interval 1.5–3. The Table I gives ‘ $v$  averaged’  $K$  values for (i) arbitrary RE metals differing by an unknown past (as imperfect metals, as a rule, easily transform in the course of the experiment into the basically nonthermal ‘high temperature’ modification  $A_2$ , we classify them  $A_2$  rather than  $A_3$ ); (ii) a group of Gd crystals of different origin, investigated (a) as delivered, and as a rule transforming, as can be checked by hydrocarbon fragments ( $A_2$ ), (b) after purification by reactive distillation, with no or incomplete transformation ( $A_3$ ); (iii) untreated or distilled Eu samples with, of course,  $A_2$  only; (iv) noble metals ( $A_1$ ); (v) distilled alkaline earth (AE) metals ( $A_2$ ?), and (vi) EuX crystallizing in the rock salt structure  $B_1$ , synthesized by gas phase reaction, (a) for the cation Eu and the anion X alone, (b) for the geometric mean  $K_{\text{Eu},X} = \sqrt{K_{\text{Eu}}K_X}$ . The  $+v$  range used is as a rule 2–8, while the first degree of ionization is mostly unusable for reasons of chemical binding. Classifying according to structure we find for the ‘real’ averages:

$$\begin{array}{ll}
 \text{(i)} \quad A_2K_{\text{RE}} = 2.07 \pm 0.26; & \text{(iia)} \quad A_2K_{\text{Gd}} = 2.12 \pm 0.15; \\
 & \text{(iib)} \quad A_3K_{\text{Gd}} = 1.92 \pm 0.26; \\
 \text{(iii)} \quad A_2K_{\text{Eu}} = 2.34 \pm 0.07; & \text{(iv)} \quad A_1K_{\text{NM}} = 1.82 \pm 0.21; \\
 & \text{(v)} \quad A_2K_{\text{AE}} = 2.24 \pm 0.09; \\
 \text{(via)} \quad B_1K_{\text{Eu}} = 2.42 \pm 0.19; & \text{(vib)} \quad B_1K_{\text{Eu},X} = 2.45 \pm 0.41. \quad (2)
 \end{array}$$

### Empirical equivalents for (2)

In order to obtain the most precise possible expression to describe the experimental results (2) the following facts have to be taken into account: (I) From (i) and (iv) follows that the  $K$  values are approximately independent of both the chemical nature and atomic radius in the case of (metallic) elements. (II) Equal packing efficiencies  $\varphi_p$  have the same  $K(A_1 \equiv A_3)$ . (III)  $K$  increases with decreasing  $\varphi_p$ . (IV)  $K_X$  from the system EuX clearly implies the indirect rôle of the atomic dimensions. This forms only apparently a contradiction to (I) as EuX are dielectrics. Most certainly it is mainly the cation which, by its effective dimensions, determines the electronic temperature. We conclude that the ‘primary’ electrons, in analogy to positrons in a solid, predominantly see the positive cation. We shall describe this kind of polarity dependence by an empirical weight factor  $g$ . (V) As  $K$  of pure Eu metal predominates over all other values ( $A_2$ ), individual behaviour cannot entirely be ruled out. The X-ray efficient radius  $r_x$  is not necessarily identical with the process radius  $r$  of the Larmor precession (or cyclotron resonance) orbit. (VI) Individual sample imperfectness shall be allowed for by a filling factor  $\varphi$ .  $\varphi$  measures the capability of the ‘real’ atom to fill all space of the primitive cell, and therefore reflects the limited validity of the ‘hard sphere’ idealization. (VII) We assume the collective process to be based principally on a Bose–Einstein condensation of the ‘excited electron-core hole’ pair in the plasma quasi ground state (parapositronium analog) having a zero total spin singlet ground state ( $S = 0, s = 1$ ) and large assumed spin inertia of the hole.

The following expressions satisfy conditions (I)–(VII):

|                                                                                                          | special values for<br>$r_x = r, \varphi = 1$ |     |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------|-----|
| ${}^{A_1}K = {}^{A_3}K = \frac{2}{\pi} (2s\zeta\varphi)^{2/3} \left(\frac{r_x}{r}\right)^2$              | 1.917                                        |     |
| ${}^{A_2}K = \frac{16}{3\pi} \left(\frac{s\zeta\varphi}{2}\right)^{2/3} \left(\frac{r_x}{r}\right)^2$    | 2.028                                        | (3) |
| ${}^{B_1}K_{M,X} = \frac{1}{\pi} (s\zeta\varphi)^{2/3} \left(\frac{r_{Mx} + r_{Xx}^*}{r_{M,X}}\right)^2$ | 2.415<br>( $g = 1$ )                         |     |

with  $r_{Xx}^* = gr_{Mx} + (1 - g)r_{Xx}$  and  $\zeta = \zeta_{3/2}(1) = \sum_{n=1}^{\infty} n^{-3/2} = 2.612$ .

The special values of the expressions (3) describe results (2). One can see that for real crystals  $\varphi \simeq 1$ , i.e. atoms behave as if they had a smooth surface, capable of hydrodynamically filling all volume of the primitive cell. If atoms were 'hard' spheres  $\varphi$  ought to coincide with  $\varphi_p = 4\pi r_x^3 z / 3a^3$  ( $z$  is the number of atoms per unit cell). In this case  $K$  would be independent of the structure,  $K(\varphi_p) = 1.569$ . This is not normally the case but is, in fact, the lowest hitherto observed  $K$  value. This question touches on the old Bragg–Slater radius problem [1].

### Interpretation

In a previous work [2] the observations of a constant  $K$  and of approximate proportionality between the apparent crystal ion charges and extraionic binding energy were connected with the existence of a hypothetical charge oscillator. For the energy level equidistance  $\Delta E / \Delta v = \hbar\omega$  the relation

$$\hbar\omega = Kk_B T_e \quad (4)$$

was found to hold. We identify now  $T_e$  with the critical temperature of a BE condensation for a quasiparticle with the mass  $m = m_e^* + m_h^* \simeq 2m_e$ :

$$T_c = \frac{\hbar^2}{2\pi(2m_e)k_B} \left(\frac{n}{s\zeta}\right)^{2/3} \quad (5)$$

$n$  is the minimum particle density  $n = z/\varphi a^3$ . Lattice constant  $a$  and  $r_x$  are connected by the contact condition of neighboring atoms (e.g.  $A_1: r_x = \sqrt{2}a/4$ ). We make use of the fact that for a harmonic oscillator mechanical and optical frequencies coincide. Concerning the nature of  $\omega$  we may argue in two different ways: (i) From the structure of the atomic ion spectrum we presume a relation with the generalized normal Zeeman effect. We identify  $\omega$  with the Larmor frequency of the individual electron in the local field  $H = B/\mu_0$  – and this, in spite of the large field for which case the centrifugal force in the rotating coordinate system, is by no means small compared with the Coriolis force, thus leading inevitably to ionization;  $\omega = eB/2m_e$ .  $B$  is the average magnetic induction across the atom of cross-section  $r^2\pi$  ( $r \simeq r_x$ ), corresponding to the flux  $\Phi = Br^2\pi$ . Ionization comes about by just absorbing the associated field energy. Using  $\omega(\Phi, r)$  in (4), solving for  $K$  and equalizing according to (3) yields

the 'classical' quantum  $\Phi_c = h/e$  precisely. (ii) With even better justification  $\omega$  can be interpreted as the frequency satisfying electron spin resonance (ESR),  $\omega = g_e \mu_B B / \hbar$  ( $g_e \simeq 2$  is the Landé factor of the stationary 'free' electron with the average lifetime  $\tau_1 \simeq 10^{-10}$  s). Absorption of  $\hbar\omega$  tends to reorientate the antiparallel electron into the field direction, corresponding to the breaking up of a superconducting pair state. In this case we obtain  $\Phi_p = h/2e$ . Assuming pair correlation to be important (cf.  $\delta$ -shift [3]), and doubling (4), the left side  $2\hbar\omega$  yields the energy gap for the case of a 'low' lattice temperature  $T_1 \ll T_c$ . The analogy with superconductivity and superfluidity is very plain, as  $2K \cong 4$  for  $A_1$ – $A_3$ , which comes near the gap ratio  $2\varepsilon(0)/k_B T_c = 3.52$  of the BCS theory, and which is almost identical with the strong-coupling limit 4, when  $k_B T_c / \hbar\omega_q \rightarrow \infty$  in Thouless' model [6].  $T_c = 10$ – $30,000$  K satisfies always  $T_c \gg \theta_D = \hbar\omega_q / k_B (\lesssim T_1)$ , wherefore we scarcely expect to observe an 'atomic' isotope effect, in contrast to the molecular case [4].

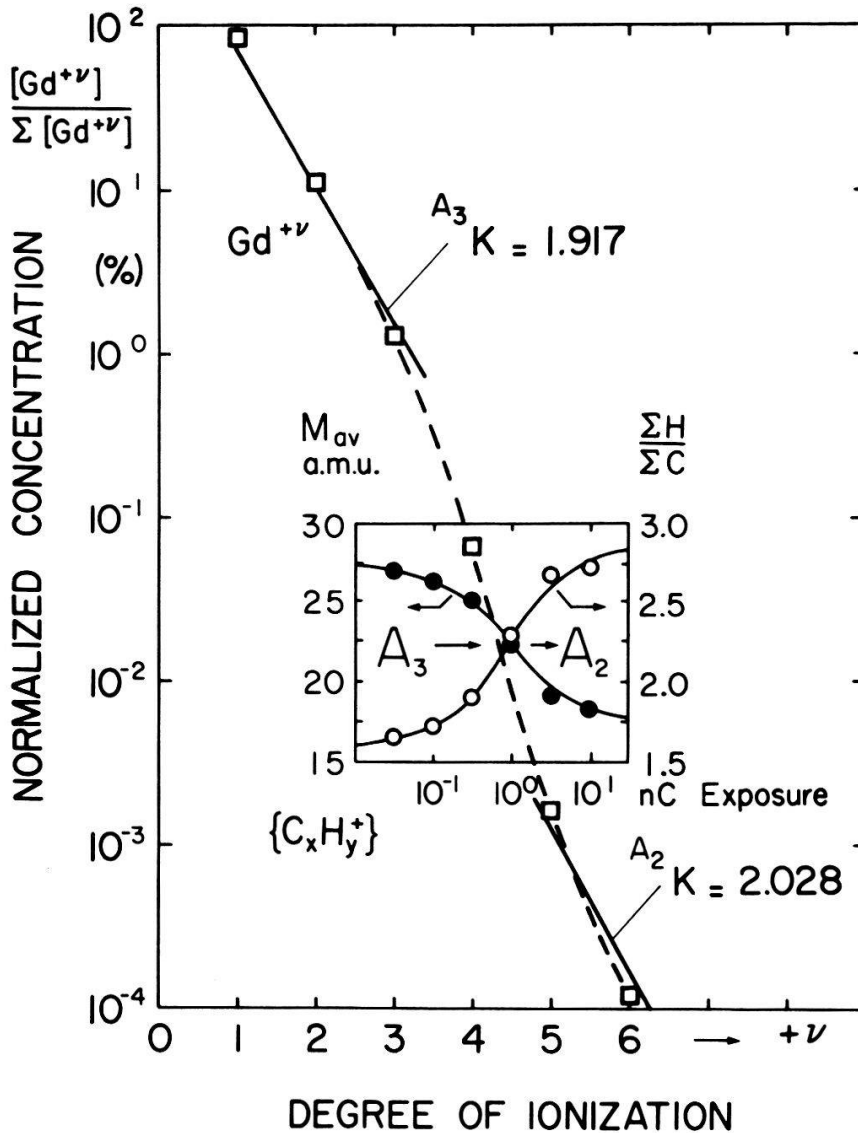


Figure 1

Spark plasma multipositive ion intensity for  $Gd^{+\nu} vs + \nu$  for 'real metal' Gd electrodes undergoing an induced structural transition  $A_3 \rightarrow A_2$ .  $K$  values indicate expected slopes for the ideal strong-coupling model case ( $r = r_x$ ). Insert shows average mass and H/C ratio of impurity hydrocarbon fragments as a function of the integrated current. The symmetry dependent hc fragmentation confirms the transition and works independently of flux quantization.

Fig. 1 shows a plasma induced phase transformation of  $Gd(A_3 \rightarrow A_2)$  manifested by  $Gd^{(+v)}$  ions. An irrefutable proof for this is given by the hydrocarbon fragment protons (see insert). Empirical crystal symmetry rules were published elsewhere [5]. Considering the large zero point energy of the charge oscillator we get to the paradoxical result that the spark breakdown of matter has to be classified among the low temperature phenomena. Finally, bearing in mind that the majority ground state is assumed to be principally non-ionizing (the  $\delta$ -shift rests upon a different mechanism), it is an exciting question whether we have managed to have the zero point energy of a macroscopic system to do mechanical work of isotropic disintegration by changing the elastic coefficient [7].

#### REFERENCES

- [1] J. C. SLATER, J. Chem. Phys. 41, 3199 (1964).
- [2] J. T. MUHEIM, Proc. 10th R.-E. Res. Conf., Arizona 1, 208 (1973).
- [3] J. T. MUHEIM, Proc. 4th Int. Conf. on Positron Annihilation, Helsingør 1, 79 (1976).
- [4] J. T. MUHEIM, Proc. 7th Int. Mass Spectrometry Conf., Florence (1976) (in print).
- [5] J. T. MUHEIM, Helv. Phys. Acta 48, 444 (1975); 49, 135 (1976).
- [6] D. J. THOULESS, Phys. Rev. 117, 1256 (1960).
- [7] D. I. BLOCHINZEW, *Grundlagen der Quantenmechanik* (1963), p. 168.
- [8] E. KALDIS, J. T. MUHEIM, J. EVERS and A. WEISS, J. Less-Common Metals, 30, 83 (1973); 31, 169 (1973).

## Halbleiter, Supraionenleiter

### Electronic charge density and chemical bonds in the antiferroite compound $Mg_2Si$

M. VINCKENBOSCH, A. BALDERESCHI and E. MOOSER

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne, Switzerland)

We have calculated the electronic charge density in  $Mg_2Si$  by using the empirical pseudopotential method. The calculated density for the valence bands shows a strong ionicity as well as a large anion-anion overlap. The electronic charge density for the lowest four conduction bands shows a strong anion contribution and an unexpected anion-cation bond. These results are explained by considering the atomic energy levels of Mg and Si and the fact that in this compound each atom has a coordination number equal to twice the number of its valence electrons.

### Propriétés électroniques des composés III-VI à structure en couches

Y. DEPEURSINGE

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

Nous avons effectué une étude comparative des cristaux de InSe, GaSe et GaS par l'intermédiaire de leurs structures de bandes respectives, en utilisant la méthode du pseudopotentiel empirique. Comme hypothèse de travail, nous avons pris le



même potentiel du Sélénium dans les cristaux de InSe et de GaSe, ainsi que le même potentiel du Gallium, dans les cristaux de GaSe et de GaS. La compatibilité requise entre les résultats obtenus pour l'ensemble des trois cristaux et les données expérimentales (mesures optiques et photoémission) lève partiellement l'arbitraire lié à la méthode de calcul: l'ajustement de la structure de bande d'un composé aux valeurs expérimentales ne peut être fait en toute liberté, mais doit nécessairement assurer la consistance globale des résultats pour les trois cristaux considérés. D'autre part, une étude comparative des polytypes  $\beta$  et  $\epsilon$  des trois composés a mis en évidence les effets spécifiquement liés à la polytypie dans ce type de cristaux à structure en couches.

### Excitons dans GaSe

LE CHI THANH et CH. DEPEURSINGE

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne, Switzerland)

Nous reportons les spectres excitoniques du GaSe mesurés par réflexion et absorption optique à basses températures. Des structures relativement larges apparaissent à proximité de l'état fondamental et sont attribuées aux transitions excitoniques assistées de phonons émis. Les nouvelles structures figurant au voisinage des états excités sont discutées en relation avec l'anisotropie cristalline. L'observation d'un exciton lié, dont le comportement en fonction de la température a été suivi, est dûe à la présence des défauts structuraux dans les cristaux étudiés.

### Anisotropie der Photoleitung in GaSe

Z. KUZNICKY

(Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland)

A. GRISEL, K. MASCHKE und PH. SCHMID

(Laboratoire de Physique Appliquée EPF-L)

Wie kürzlich gezeigt wurde, führen die in Schichthalbleitern vorliegenden Stapelfehler zu einer Lokalisierung der elektronischen Zustände längs der  $c$ -Achse [1].

Die gemessene Anisotropie der Photoleitung lässt sich auf diese Anisotropie der elektronischen Zustände zurückführen.

#### LITERATUR

- [1] K. MASCHKE und PH. SCHMID, Phys. Rev. B12, 4312 (1975).



### **Berechnung der Elektronendichte in Halbleitern mit Hilfe der Thomas-Fermi-Methode**

A. BALDERESCHI, K. MASCHKE

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

A. MILTSCHEV, R. PICKENHAIN und K. UNGER

(Karl-Marx-Universität Leipzig, DDR)

Die Gültigkeit der Thomas-Fermi Näherung in Festkörpern wird untersucht. Es zeigt sich, dass für den Fall der kubischen Halbleiter die TF-Elektronendichten überraschend gut mit den aus Bandstrukturechnungen gewonnenen Elektronendichten übereinstimmen. Mögliche Anwendungen der TF-Methode werden diskutiert.

### **Abhängigkeit der Exziton-Polariton-Absorption von Probendicke und Temperatur**

M. DE CRESCENZI

(Univ. Paris VI)

G. HARBEKE

(Laboratories RCA, Zürich)

und

E. TOSATTI

(Stanford University, Stanford/USA)

Der Absorptionskoeffizient für Exzitonen mit räumlicher Dispersion wird unter Berücksichtigung der zwei Polariton-Moden mit unterschiedlicher Absorption berechnet. Im Gegensatz zu klassischen Definitionen nimmt der Absorptionskoeffizient stark ab, wenn die Probendicke grösser wird als die Eindringtiefe einer der Polariton-Moden. Die Linienform hängt auch von der Exzitonenmasse, der Temperatur und vom Streumechanismus der Polaritonen ab. Absorptionsmessungen am 2.5 eV-Exziton in  $\text{PbI}_2$  geben Evidenz für die berechneten Ergebnisse.

### **Propriétés électriques de chalcogénures des métaux de transition : $\text{TiSe}_2$**

F. LÉVY, PH. SCHMID et F. BURNAND

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne, Switzerland)

Des monocristaux de  $\text{TiSe}_2$  ont été préparés dans différentes conditions de température et d'atmosphère. L'effet de la température sur la conductivité électrique et sur l'effet Hall a été étudié. Le caractère de la conductivité est métallique avec une forte anomalie autour de 200°K, en relation avec le changement de phase observé à cette température par diffraction électronique. Cette anomalie pourrait indiquer l'apparition d'une bande interdite de Peierls sans changement du caractère semi-métallique. Les résultats sont discutés sur la base de modèles à deux ou plusieurs bandes.

### Cesium adsorption on semiconductors

M. ERBUDAK

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETHZ, Hönggerberg, 8093-Zürich)

and

T. E. FISCHER

(Exxon Research & Engineering Co., P.O. Box 45, Linden, New Jersey 07036)

Low-energy electron diffraction, Auger electron spectroscopy, and photoelectric emission data obtained at room temperature and at 100 K from cesiated silicon crystals suggest that the sticking coefficient of cesium on silicon at room temperature is 30% for a coverage of  $\frac{1}{6}$  of a monolayer and less than 20% for  $\frac{1}{3}$  of a monolayer. This value becomes zero prior to one monolayer coverage. At 100 K, it is possible to deposit thicker layers of cesium, and at this temperature one monolayer of cesium has metallic characteristics.

### Low temperature behaviour of ZnO–Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> based ceramics

B. KNECHT and H. P. KLEIN

(Brown Boveri Research Centre, CH-5401 Baden, Switzerland)

We have investigated the current-voltage characteristics of ZnO–Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> based varistor ceramics in the range 1.5 K to 300 K; the very high non-linearity ( $d \log I / d \log V \gtrsim 50$ ) known to be present above 70 K persists at current levels between  $10^{-9}$  and  $10^{-3}$  A cm<sup>-2</sup> down to the lowest temperatures. The temperature dependence of the current at constant voltage is characteristic of hopping conduction mechanisms, with activation energies in the He range of order 1 meV. By comparison with published results on pure ZnO we obtain for the donor density in the ceramic values between  $10^{17}$  and  $10^{18}$  cm<sup>-3</sup>, in agreement with determinations by other methods. Such carrier densities are consistent with a model [1] that explains the non-linear resistivity behaviour as well as the high current carrying capacity.

#### REFERENCE

- [1] J. BERNASCONI, S. STRÄSSLER, B. KNECHT, H. P. KLEIN and A. MENTH, Solid State Communications 20, 1053 (1976).

### Struktur und Transporteigenschaften des Supraionenleiters Ag<sub>3</sub>SI

H. U. BEYELER und P. BRÜESCH

(Brown Boveri Forschungszentrum, CH-5401 Baden, Schweiz)

Ag<sub>3</sub>SI bildet bei Zimmertemperatur ein kubisches Gitter, dessen Elementarzelle nur eine Formeleinheit enthält. Damit stellt diese Substanz das bei 300°K einfachste

Modellsystem unter den vielen bekannten Silberionenleitern dar. Untersuchungen an erstmals hergestellten einkristallinen Proben führten zur Entdeckung eines bisher unbekannten graduellen Phasenüberganges zwischen 100 und 150°C. Röntgenographische und kalorische Messungen deuten darauf hin, dass es sich dabei ausschliesslich um einen Ordnungs-Unordnungs-Übergang unter den Silberionen handelt.

Während die Ionenleitfähigkeit zwischen 20°C und 200°C von  $10^{-2}$  auf  $1(\Omega\text{cm})^{-1}$  ansteigt, nimmt die Elektronenleitfähigkeit um etwa 4 Grössenordnungen zu, wobei deren Absolutwert stark von der genauen chemischen Zusammensetzung abhängt.

### Dynamische Aspekte des Supraionenleiters $\beta\text{-Ag}_3\text{SI}$

P. BRÜESCH und H. U. BEYELER

(Brown Boveri Forschungszentrum, CH-5401 Baden, Schweiz)

Bei 300°K kristallisiert  $\beta\text{-Ag}_3\text{SI}$  in einer realen Antiperovskit-Struktur, in der die  $\text{I}^-$  Ionen auf den Ecken und die  $\text{S}^{2-}$  Ionen im Zentrum des Kubus sitzen, während für jedes der 3  $\text{Ag}^+$ -Ionen vier äquivalente Plätze auf den Kubusflächen zur Verfügung stehen. Um einen Einblick in den Ionenleitungsmechanismus der  $\text{Ag}^+$ -Ionen zu gewinnen, haben wir die Reflexion im fernen Infrarot ( $4\text{--}400\text{ cm}^{-1}$ ) bei verschiedenen Temperaturen gemessen. Bei 300°K beobachtet man unterhalb  $40\text{ cm}^{-1}$  einen kontinuierlichen Anstieg in der Reflexion. Wir postulieren, dass dieser Anstieg der Ausläufer der Debye-Relaxation der  $\text{Ag}^+$ -Ionen ist, welche zwischen den 4 äquivalenten Plätzen hin- und her hüpfen können. Die Experimente lassen sich mit einem Modell beschreiben, in dem sich die  $\text{Ag}^+$ -Ionen in einem Doppel-minimum-Potential mit einer Barrierenhöhe von 350°K bewegen.

### Kernmagnetische Relaxation im Superionenleiter AgJ

D. BRINKMANN und W. FREUDENREICH

(Physik-Institut, Universität Zürich)

AgJ zeigt bei  $T_c = 147^\circ\text{C}$  einen Phasenübergang in einen superionenleitenden Zustand. In der normalleitenden  $\beta$ -Phase wurden die Relaxationszeiten  $T_1$  und  $T_2$  des Jods von  $-180$  bis  $142^\circ\text{C}$  gemessen, wobei die frequenzabhängigen  $T_1$ -Werte mit wachsender Temperatur stark abnehmen ( $T_1 \approx 30\text{ }\mu\text{s}$  bei  $142^\circ\text{C}$ ). Die  $T_1$ -Werte konnten zerlegt werden in einen von den Gitterschwingungen herrührenden Anteil (Raman-Prozess) und einen bei höheren Temperaturen dominierenden Beitrag auf Grund der Ag-Ionen-Diffusion. Im Rahmen der Bloembergen-Purcell-Pound-Theorie lassen sich zwei Diffusionsprozesse unterscheiden: Diffusion zwischen Gitter- und Zwischengitterplätzen (mit einer Anregungsenergie von etwa 0.3 eV und einer Sprungfrequenz von etwa 20 MHz) und Diffusion von einem Zwischengitterplatz zum anderen. In der superionenleitenden  $\alpha$ -Phase wurde ein  $T_1$ -Wert von etwa  $5\text{ }\mu\text{s}$  aus der stark verbreiterten Resonanzlinie bestimmt.

## Positronenannihilation im 'Festen Elektrolyten' $\text{RbAg}_4\text{J}_5$

H. SURBECK

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

**Abstract.** Measurements of positron lifetime in the superionic conductor  $\text{RbAg}_4\text{J}_5$  are presented for the temperature range of 80 K to 290 K. The time spectra are analyzed in the frame of a two-state model. The annihilation rate from the second state increases at the transition to the high-conducting state from  $2.69 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$  to  $2.82 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ .

Die Ionenleitfähigkeit im Superionenleiter  $\text{RbAg}_4\text{J}_5$  [1, 2] beruht auf einem Ueberangebot an Kationgitterplätzen. Die 20 J-Ionen pro Elementarzelle bilden 56 Tetraeder, deren Zentren den 16 Ag-Ionen als mögliche Gitterplätze zur Verfügung stehen [3]. Es erscheint nun interessant, das Verhalten einer positiven Probeladung in dieser Struktur, insbesondere beim Phasenübergang in die  $\gamma$ -Phase bei 121 K zu untersuchen. Der Uebergang führt nur zu einer kleinen Verzerrung der kubischen Hochtemperaturstruktur [4], ist aber von einer Leitfähigkeitsänderung um 2 Größenordnungen begleitet. Eine solche Probeladung stellt das Positron dar. Seine Lebensdauer ist ein Mass für die Elektronendichte am Ort der Annihilation.

### Experimentelles

Die Lebensdauerspektren wurden bei einer Zeitauflösung von 380 ps FWHM aufgenommen und mit POSITRONFIT [5] ausgewertet. Die Bestimmung der Auflösung und die Kalibrierung erfolgten nach einem Vorschlag von Mackenzie et al. [6] mit einer 10  $\mu\text{Ci}$  Bi-207 Quelle. Die Positronenquelle bestand aus 10  $\mu\text{Ci}$  Na-22 zwischen zwei 6  $\mu\text{m}$  dicken Hostaphanfolien. Für die Temperaturabhängigkeit der Lebensdauerspektren dieser Deckfolien ergab sich folgender 'best-fit' aus den Messungen an je 4 Lagen 0.3 mm dicker Hostaphanplättchen ( $80 \text{ K} \leq T \leq 290 \text{ K}$ ).

$$\begin{aligned} \tau_1(T) &= 0.14 T + 117.0 & I_1 &= 1 - I_2 - I_3 \\ \tau_2(T) &= 0.148 T + 350.3 & I_2(T) &= -9.83 \times 10^{-2} T + 86.08 \\ \tau_3(T) &= 0.485 T + 1520 & I_3(T) &= 9.5 \times 10^{-5} T^2 + 2.55 \times 10^{-2} T + 4.5 \end{aligned}$$

( $T$  in K,  $\tau$  in ps,  $I$  in %).

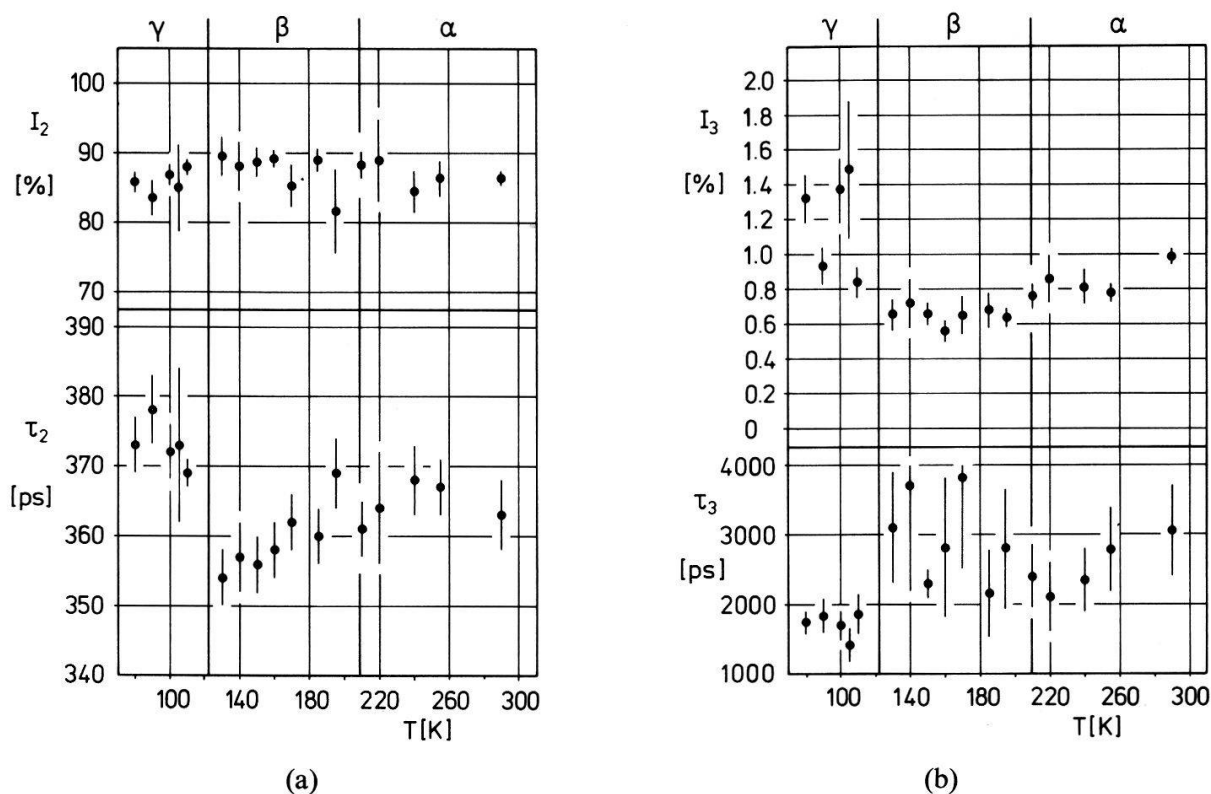
Für den Anteil  $P_F$  der Annihilationen in den Deckfolien folgt aus den Messungen an getemperten Au-Proben und Umrechnung auf  $\text{RbAg}_4\text{J}_5$  [7]  $P_F = 9.5\%$ .

**Probenherstellung:** Stöchiometrische Mengen von RbJ (MERCK Suprapur) und AgJ (FLUKA puriss.) werden in wässriger HJ-Lösung bei 60°C aufgelöst und eingedampft. Die Reste adsorbierter HJ lassen sich durch längeres Lagern bei 60°C im Vakuum entfernen. Debye-Scherrer Aufnahmen des so hergestellten Pulvers zeigen keine Spuren von  $\text{Rb}_2\text{Ag}_3\text{J}_5$ . Die DTA Kurven lassen bei 208 K den Phasenübergang 2.Ordnung erkennen, zeigen aber auch, dass noch ca. 3% AgJ vorhanden sind (Phasenübergang bei 420 K). Das leicht gelbliche Pulver wird mit  $10^3 \text{ kpcm}^{-2}$  zu kompakten Plättchen mit einer Dichte von  $5.3 \text{ gcm}^{-3}$  gepresst (Röntgendichte nach Geller [3]:  $5.38 \text{ gcm}^{-3}$ ), unter Argon bei 150°C während 20 h getempert und langsam abgekühlt ( $< 15^\circ\text{C/h}$ ).

Vollständig durchsichtige farblose Kristalle von  $\text{RbAg}_4\text{J}_5$  konnten mit einem Temperaturdifferenzverfahren mit Lösungszirkulation hergestellt werden [8]. Für die Temperaturabhängigkeit der Lebensdauerspektren ergab sich der gleiche Verlauf wie für die Pulverproben.

## Resultate

Die Spektren können für den ganzen Temperaturbereich (80 K–290 K) in 3 Komponenten zerlegt werden.  $\tau_1$  zeigt keine signifikante Temperaturabhängigkeit und weist starke Schwankungen auf. Dagegen tritt beim Phasenübergang bei 121 K ein Sprung in  $\tau_2$  und  $\tau_3$  auf (Fig. 1). Die Messungen zeigen keine Hysterese oder Alterungseffekte (Dauer der Messreihe in Fig. 1: 2 Monate).



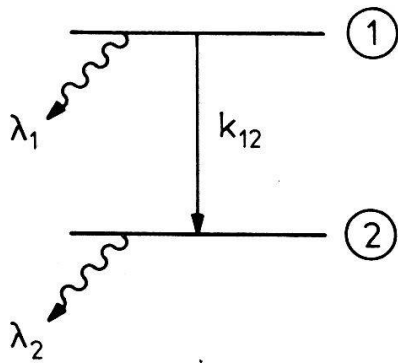
Figur 1  
Temperaturabhängigkeit der Lebensdauerkomponenten für gepresstes und getempertes  $\text{RbAg}_4\text{J}_5$  – Pulver.

## Diskussion

Die Komponente  $\tau_3$  soll aus dieser Diskussion ausgeklammert werden, sie ist mit  $\approx 1\%$  relat. Intensität sehr schwach und die Grösse von  $\tau_3$  (1700–4000 ps) deutet nicht auf einen Einfang in den hier interessierenden Kationleerstellen, sondern auf einen Einfang in ausgedehnteren Defekten hin.

Für das Auftreten der beiden anderen Komponenten wird folgendes Modell vorgeschlagen:





Figur 2

① entspricht den freien, thermalisierten Positronen, die mit der Rate  $\lambda_1$  aus diesem Zustand annihilieren können oder mit der Rate  $k_{12}$  in den auf den Anionen lokalisierten Zustand ② übergehen und dort mit der Rate  $\lambda_2$  annihilieren.

Zuordnung von  $\tau_1$  und  $\tau_2$ :  $1/\tau_1 = \lambda_1 + k_{12}$ ,  $1/\tau_2 = \lambda_2$ .  
Für  $\lambda_1$  folgt aus den Messungen:  $\lambda_1 = 3.2 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ .

Die Bedeutung von  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$ :

$\lambda_1$ : Aus den Lebensdauermessungen an AgBr [7] folgt, dass Annihilationen mit Ag-d-Elektronen nicht zu vernachlässigen sind, d.h. dass das 'ionische' Modell von Bertolaccini et al. [9] folgendermassen zu ergänzen ist:

$$\lambda_1 = \lambda_0 + \pi r_0^2 c n (\xi_v f_v + \xi_c f_c)$$

$$\lambda_0 = 2 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$$

$n$  = molekulare Dichte

$\xi_v$  = Valenzelektronen/Molekül

$\xi_c$  = core-Elektronen (Ag-d-Elektronen)/Molekül

$f_v$  = Enhancementfaktor für die Valenzelektronendichte

$f_c$  = Enhancementfaktor für die core-Elektronendichte

$f_v$  und  $f_c$  tragen der Polarisierung durch die Ladung des Positrons Rechnung. Mit  $\xi_v = 40$ ,  $\xi_c = 40$  und  $f_c/f_v = 0.57$  [7] ergibt sich  $f_v(\text{RbAg}_4\text{J}_5) = 0.9$  (Zum Vergleich:  $f_v(\text{AgBr}) = 1.1$ ).

Der kleinere Wert von  $f_v$  in  $\text{RbAg}_4\text{J}_5$  gegenüber  $f_v$  in AgBr ist auf Grund des grösseren mittleren Abstandes zwischen Valenz- und Leitungsband in  $\text{RbAg}_4\text{J}_5$  zu erwarten.

$\lambda_2$ : Da der Zustand ② Positronen zugeordnet wird, die vorwiegend bei den Anionen lokalisiert sind, folgt  $\lambda_2$  aus  $\lambda_1$  durch Vernachlässigung des core-Anteils:

$$\lambda_2 = \lambda_0 + \pi r_0^2 c n \xi_A f_A \quad (A: \text{Anion})$$

mit  $f_A = f_v = 0.9$  und  $\xi_A = 40$  folgt:

$$\lambda_2 = 2.76 \times 10^9 \text{ s}^{-1}.$$

Experimentell zeigt sich:

$$\lambda_2(\gamma) = 2.69 \times 10^9 \text{ s}^{-1} \text{ d.h. } \xi_A f_A(\gamma) = 33/\text{Molekül} = 6.6/\text{RbJ oder AgJ}$$

$$\lambda_2(\beta) = 2.82 \times 10^9 \text{ s}^{-1} \text{ d.h. } \xi_A f_A(\beta) = 39/\text{Molekül} = 7.8/\text{RbJ oder AgJ}$$

(zum Vergleich:  $\xi_A f_A(\text{AgBr } 300 \text{ K}) = 7.5/\text{AgBr}$ .)

Bei der Interpretation der Änderung von  $\xi_A f_A$  müssen zwei Fälle unterschieden werden:



- (a) Die Hüpf Frequenz der Ag-Ionen ist auch in der  $\gamma$ -Phase so gross, dass die Positronen keine unbesetzten J-Tetraeder 'sehen'. Da sich die Elektronendichte am Ort der Annihilation beim Uebergang in die  $\beta$ -Phase um ca.  $1e^-$ /Anion erhöht, bedeutet das: die Ag-Ionen sind in der  $\gamma$ -Phase kovalent gebunden und geben beim Uebergang in die  $\beta$ -Phase ihr Valenzelektron ganz an die J-Ionen ab und werden dadurch kleiner und beweglicher.
- (b) Die Hüpf Frequenz der Ag-Ionen ist in der  $\gamma$ -Phase so klein, dass sich die Positronen ungestört in der Nähe der unbesetzten, durch die Kationleerstelle elektrostatisch attraktiven J-Tetraeder aufhalten können.  $\xi_A f_A(\gamma)$  entspricht damit der Elektronendichte in der Nähe der Anionen der unbesetzten Tetraeder.

In der  $\beta$ -Phase ist die Hüpf Frequenz der Ag-Ionen so gross, dass die Positronen keine unbesetzten J-Tetraeder mehr 'sehen'  $\xi_A f_A(\beta)$  wird grösser als  $\xi_A f_A(\gamma)$  durch die für das Positron abstossende Wirkung der Kationen. (Excluded-volume-model von Bertolaccini et al. [9]).

Herrn Prof. Dr. F. Heinrich danke ich für sein Interesse und die Unterstützung dieser Arbeit. Herrn Dr. H. Arend und Herrn W. Huber vom Lab. für Festkörperphysik ETHZ und Herrn W. Freudenreich vom Physik-Institut der Universität Zürich danke ich für die Mithilfe bei der Probenherstellung. Der Schweizerische Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung hat diese Arbeit finanziell unterstützt.

## LITERATUR

- [1] J. N. BRADLEY und P. D. GREENE, Trans. Faraday Soc. 62, 2069 (1966); 63, 424 (1967).
- [2] B. B. OWENS und G. R. ARGUE, Science 157, 308 (1967).
- [3] S. GELLER, Science 157, 310 (1967).
- [4] S. GELLER, Phys. Rev. B 14/10, 4345 (1976).
- [5] P. KIRKEGAARD und M. ELDRUP, Comp. Phys. Comm. 3, 240 (1972).
- [6] I. K. MACKENZIE, N. THRANE und P. SEN, Proc. 4th Int. Conf. Pos. Annihilation Helsingør, 1976.
- [7] H. SURBECK, Dissertation ETH Zürich, 1976 (wird publiziert in Helv. Phys. Acta).
- [8] Publikation in Vorbereitung.
- [9] M. BERTOLACCINI, A. BISI, G. GAMBARINI und L. ZAPPA, J. Phys. C4, 734 (1971).

## Myon Spin Rotation

### Die Myon Spin Rotation ( $\mu$ SR) in Ferromagneten und Halbleitern

H. GRAF, W. HOFMANN, W. KÜNDIG, P. F. MEIER, B. D. PATTERSON und W. REICHART

(Physik-Institut der Universität Zürich)

Die Anwendung der  $\mu$ SR-Spektroskopie in der Festkörperphysik soll an einigen Beispielen demonstriert werden.

Das von einem positiven Myon in einem Ferromagneten beobachtete lokale Feld  $B_\mu$  setzt sich zusammen aus dem externen Feld, dem entmagnetisierenden Feld, dem Lorentzfeld, dem Feld der Dipole in der Lorentzkugel und dem Hyperfeinfeld ( $B_\mu = B_{\text{ex}} + B_{\text{ent}} + B_L + B_{\text{dip}} + B_{\text{hf}}$ ). Ohne äusseres Feld sind die beiden ersten Terme null.  $B_\mu$  wurde für Fe, Ni, Co, Gd und  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> bestimmt. In Co, Gd und

$\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  wird  $B_\mu$  durch  $B_{\text{dip}}$  wesentlich beeinflusst. Die Resultate gestatten eine Bestimmung des Myonplatzes und des Hyperfeinfeldes. In Isolatoren und Halbleitern wird Myonium mit einem für den Festkörper charakteristischen Hyperfeinintervall gebildet. Erste Resultate in Germanium und Silizium werden diskutiert. Die Resultate zeigen, dass das Myon als mikroskopische Sonde im Festkörper wertvolle Informationen über lokale magnetische und elektrische Felder liefert.

### Myon Spin Rotation ( $\mu\text{SR}$ ) in Gadolinium

H. GRAF, W. HOFMANN, W. KÜNDIG, P. F. MEIER, B. PATTERSON und W. REICHART

(Physik-Institut der Universität Zürich)

Mit Hilfe der  $\mu\text{SR}$  [1] wurde in polykristallinem Gadolinium das lokale Magnetfeld  $B_\mu(T)$  unterhalb der Curietemperatur (293 K) gemessen. Oberhalb von 230 K ist die hexagonale  $c$ -Achse die leichte Richtung der Magnetisierung. Unterhalb 230 K bildet die leichte Richtung der Magnetisierung mit der  $c$ -Achse einen Winkel  $\phi(T)$ . Aus  $B_\mu(T)$  lassen sich  $\phi(T)$  und das Kontaktfeld  $B_{\text{hf}}$  der polarisierten Leistungselektronen als Funktion der Temperatur berechnen. Bei 25 K findet man z.B.:  $B_\mu = 1.110 \pm 0.023$  kG,  $B_{\text{hf}} = -6.690$  kG,  $\phi = 27^\circ$ , während bei 204 K:  $B_\mu = 1.525 \pm 0.030$  kG,  $B_{\text{hf}} = -4.562$  kG,  $\phi = 54^\circ$ . Als Aufenthaltsort des Myons ist nur der oktaedrische Zwischengitterplatz mit den Resultaten verträglich. Die Messungen zeigen, dass das positive Myon eine empfindliche Sonde für lokale magnetische Strukturen ist.

#### LITERATUR

[1] H. GRAF et al., Phys. Rev. Lett. 37, 1644 (1976).

### Myon Spin Rotation ( $\mu\text{SR}$ ) in $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$

H. GRAF, W. HOFMANN, W. KÜNDIG, P. F. MEIER, B. D. PATTERSON und W. REICHART

(Physik-Institut der Universität Zürich)

und

A. RODRIGUEZ

(Seminar für Theoretische Physik, ETHZ)

Mittels  $\mu\text{SR}$  wurden Pulver- und Einkristallproben von Hämatit untersucht. Unterhalb der Morintemperatur ( $T_m = 263$  K) findet man ein lokales Feld  $B_\mu = 16.2$  kG. Dies ist die erste Beobachtung einer Myonpräzession in einem Antiferromagneten. Beim Anlegen eines äusseren Magnetfeldes längs der trigonalen Achse spaltet sich die Präzessionsfrequenz auf. Dies zeigt, dass das  $\mu^+$  lokalisiert ist und als Sonde zur Messung der lokalen Felder in Antiferromagneten verwendet werden kann. Oberhalb des Phasenübergangs bei  $T_m$ , bei dem die Richtung der Spins von der  $c$ -Achse weg in Ebenen senkrecht dazu gedreht wird, findet man ein lokales Feld von

7.5 kG. Modellrechnungen für das Potential eines Myons zeigen, dass die Aufenthaltswahrscheinlichkeit an sechs symmetrisch zur  $c$ -Achse liegenden Plätzen am grössten ist. Die dort vorhandenen Dipolfelder liefern den Hauptbeitrag zum lokalen Feld  $B_\mu$  und erklären den Sprung von  $B_\mu$  bei  $T_m$ .

### Muonium states in silicon

H. GRAF, W. HOFMANN, W. KÜNDIG, P. F. MEIER, B. D. PATTERSON and W. REICHART

(Physik Institut der Universität Zürich)

and

F. N. GYGAX

(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETHZ)

We have performed muon spin rotation ( $\mu$ SR) observations of interstitial muonium ( $\mu^+ - e^-$ ) in single crystal samples of silicon. A  $\mu$ SR experiment enables one to determine the hyperfine interaction strength and hence the approximate size of muonium in matter. Previous investigations [1] have shown that two different species of muonium are formed in moderately  $p$ -type Si: a localized 'deep' state and an extended 'shallow' state. We have made measurements of the temperature and doping dependence of the formation probabilities of the two muonium states. Further, we have found several additional  $\mu^+$  precession frequencies which we believe are associated with the shallow state. We will report on the progress that has been made on the identification of these states and comment on the theoretical models now under evaluation.

#### REFERENCE

[1] J. H. BREWER et al., Phys. Rev. Lett. 31, 143 (1973).

### Depolarisation positiver Myonen in Kupfer

M. CAMANI, F. N. GYGAX, W. RÜEGG, A. SCHENCK und H. SCHILLING

(Laboratorium für Hochenergiephysik, ETH Zürich)

H. GRAF, W. KÜNDIG und B. D. PATTERSON

(Physik-Institut, Universität der Zürich)

Die Dämpfung der kohärenten Spinrotation positiver polarisierter Myonen ( $\mu^+$ SR) wurde in hochreinen Cu-Einkristallen als Funktion der Temperatur (4–300°K), des äusseren Feldes (50–5000 G) und der Orientierung ([100], [110], [111]) gemessen. Die Temperaturabhängigkeit der Dämpfungsrate für  $T \gtrsim 100^\circ\text{K}$  ist auf die Diffusion der Myonen zurückzuführen. Unterhalb  $\approx 100^\circ\text{K}$  ist die Dämpfungsrate temperaturunabhängig, jedoch wird eine Feld- und Orientierungsabhängigkeit beobachtet, die Aufschluss gibt über die 'stopping site' der Myonen, sowie über lokale Gittereigenschaften.

### **Knightshiftmessungen mit Hilfe der Spin Rotation positiver Myonen ( $\mu^+$ SR) in ferromagnetischem Nickel**

M. CAMANI, F. N. GYGAX, W. RÜEGG, A. SCHENCK und H. SCHILLING

(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETH Zürich)

Die Abhängigkeit des Hyperfeinfeldes am Orte von positiven, in ferromagnetischem Nickel implantierten Myonen von einem äusseren Magnetfeld wurde bei verschiedenen Temperaturen untersucht. Bei Zimmertemperatur ergab sich für die Knightshift-Konstante ein Wert von  $K = +0.0025$  (3). Die Ergebnisse werden im Hinblick auf den Bandferromagnetismus von Ni diskutiert.

### **NMR, EPR**

#### **Quantenmechanisches Verhalten von Kernspins in einer Domänenwand**

R. SCHILLING, M. SELECKY und W. BALTENSPERGER

(Institut für Theoretische Physik, ETH-Zürich)

Der Einfluss der Hyperfein-Wechselwirkung  $\sim \mathbf{S}_n \mathbf{I}_n$  zwischen Ionen- und Kernspin auf die Symmetrie und die Eigenwerte eines Heisenbergferromagneten mit einer  $180^\circ$ -Domänenwand wird diskutiert. Es wird gezeigt, dass Fälle existieren, für die  $\langle \mathbf{S}_n \rangle = \langle \mathbf{I}_n \rangle = 0$  für alle  $n$  aus der Gitterebene der Blochwandmitte.

Für ein stark vereinfachtes System (3 Gitterplätze in einer Dimension mit  $S = \frac{1}{2}$ , 1 Kernspin am mittleren Gitterplatz mit  $I = \frac{1}{2}$ ) werden die Eigenwerte berechnet. Eine Hyperfeinaufspaltung existiert auch in den Fällen wo  $\langle \mathbf{S}_2 \rangle = \langle \mathbf{I}_2 \rangle = 0$  ist.

Die Resultate zeigen, dass die Absorption eines NMR-Signals keineswegs den Schluss zulässt, dass die lokale Magnetisierung von Null verschieden sein muss.

#### **Ein thermodynamisches Modell zur Relaxation und zur dynamischen Polarisation von Kernspinsystemen in Rubin**

P. BÖSIGER, E. BRUN und D. MEIER

(Physikinstitut der Universität Zürich)

Experimente mit dynamischer Kernspinpolarisation in schwach dotiertem  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$  werden diskutiert und zeigen, dass sowohl das  $^{27}\text{Al}$ -Kernspinsystem als auch das verdünnte  $^{17}\text{O}$ -System auf dieselbe Spintemperatur aufgeheizt oder abgekühlt werden können. Die Dynamik dieser Vorgänge wird quantitativ beschrieben durch ein thermodynamisches Modell gekoppelter Wärmereservoirs, das die Bedeutung des thermischen Kontaktes zwischen dem Spin-Spin-Wechselwirkungs-

system der Elektronen und den beiden Zeemansystemen der Kernspins beweist. Die experimentellen Daten für Gittertemperaturen zwischen 1.6 und 4.2 K werden verglichen mit analytischen Lösungen eines Satzes von Differentialgleichungen für die inversen Spintemperaturen der verschiedenen Wärmereservoirs.

### Rubin als Kernspin-RASER

P. BÖSIGER, E. BRUN und D. MEIER

(Physikinstitut der Universität Zürich)

Mit einem negativ polarisierten  $^{27}\text{Al}$ -Kernspinsystem in  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$  können unter geeigneten Bedingungen selbstinduzierte, kohärente Radiofrequenz-Uebergänge zwischen ausgewählten Zeeman-Zuständen erzeugt werden. Wir diskutieren Modellrechnungen, die sowohl die superradianten Pulse wie auch die stationären Schwingungen dieses 'Spin-Flip RASER's' quantitativ zu erklären vermögen und die wertvolle Informationen über den Energietransport in diesem System enthalten.

### Zwei-dimensionale strukturelle Umwandlungen in den chloridperowskitartigen Schichtstrukturen $\text{NH}_3(\text{CH}_2)_n\text{NH}_3\text{CdCl}_4$ ( $n = 3, 5$ )

R. KIND, S. PLESKO, J. ROOS

(Lab. für Festkörperphysik ETHZ, 8093 Zürich)

Die Temperaturabhängigkeit der  $^{35}\text{Cl}$ -NQR-Linien zeigt für beide Verbindungen Phasenumwandlungen zweiter Ordnung bei 375 K ( $n = 3$ ) bzw. 339 K ( $n = 5$ ). Deuteronen-NMR-NQR an teildeutierten Einkristallen  $\text{ND}_3(\text{CH}_2)_n\text{ND}_3\text{CdCl}_4$  führt zusammen mit orientierenden Röntgendaten [1] zu den einzig möglichen Raumgruppen  $\text{Imma}$ ,  $z = 2$  ( $T > T_c$ ) und  $\text{Pnma}$ ,  $z = 4$  ( $T < T_c$ ). Daraus folgt, dass eine sprunghafte Rotation der Alkylketten zwischen zwei stabilen Orientierungen vorliegt, welche unterhalb  $T_c$  einfriert. Der Temperaturverlauf des Ordnungsparameters wurde direkt verfolgt und ein Wert für den kritischen Exponenten  $\beta$  zwischen 0.16 und 0.10 erhalten (Ising 2- dim.  $\beta = 0.125$ ). Die beobachteten DK-Anomalien lassen sich durch denselben Mechanismus erklären.

#### LITERATUR

[1] P. WALPEN, Diplomarbeit, Institut für Kristallografie ETHZ.

### Magnetische Struktur der Schichtverbindung $\text{ND}_3(\text{CH}_2)_2\text{ND}_3\text{CuCl}_4$

H. KAMMER

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, 8093 Zürich)

Aethylen-Diammonium-Kupfer-Tetrachlorid ist eine perowskitartige Schichtstrukturverbindung mit monokliner Raumgruppe  $\text{P2}_1/\text{b}$  und zwei Formeleinheiten pro Einheitszelle [1].



An der teildeutierten Verbindung  $\text{ND}_3(\text{CH}_2)_2\text{ND}_3\text{CuCl}_4$  wurden Deuteronen-Kernresonanz-, Magnetisierungs- und magnetische Suszeptibilitätsmessungen durchgeführt.

Die makroskopischen Suszeptibilitäts- und Magnetisierungsmessungen ergaben die folgenden Resultate:

1. Die Substanz ordnet unterhalb  $T_N = (34 \pm 1)$  K ferromagnetisch in der Schichtebene (erzeugt durch die monoklinen Basisvektoren **b** und **c**). Die Curie-Weiss-Gerade  $1/\chi_m = (T - \theta)/C$  ergibt im Temperaturgebiet von 150 K bis 300 K folgende Parameter:  $\theta = (24 \pm 5)$  K,  $C = (0.0380 \pm 0.0005)$  K und daraus die effektive Magnetonenzahl  $p_{\text{eff}} = (1.76 \pm 0.03) \cdot \mu_{\text{Bohr}}$ . Dieses Ergebnis deutet auf nahezu reinen Spinmagnetismus der  $\text{Cu}^{2+}$ -Spins hin ( $2 \cdot \sqrt{S \cdot (S+1)} = 1.73$ ).
2. Die  $\text{Cu}^{2+}$ -Spins sind in der Schichtebene längs der monoklinen **c**-Achse ausgerichtet.
3. Das Spin-Flop-Feld  $H_{\text{SF}}$  beträgt 8.8 kOe bei 1.5 K und steigt auf 9.4 kOe bei 32 K an, wo die Diskontinuität verschwindet.

Die mikroskopischen Kernresonanzmessungen an Deuteronen zeigen eine symmetrische Aufspaltung der Linien beim Uebergang ins magnetisch geordnete Gebiet bei 36 K. Diese kann eindeutig als Folge einer antiferromagnetischen Ordnung zwischen den Schichten interpretiert werden. Die magnetische Einheitszelle wird also in **a**-Richtung verdoppelt.

Mithilfe von Rotationsspektren im paramagnetischen Gebiet und Messungen der Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenzen einzelner Linien im Gebiet des magnetischen Phasenübergangs<sup>2)</sup> konnten die Kurven eines Rotationsspektrums bei 31 K den zugehörigen physikalisch inäquivalenten Deuteronenplätzen zugeordnet werden. Damit ist einerseits eine Trennung des durch das dipolare Feld der geordneten  $\text{Cu}^{2+}$ -Spins in der antiferromagnetischen Phase zusätzlich erzeugten Resonanzanteils möglich. Andererseits kann dieses Dipolfeld mithilfe der bekannten Atompunktlagen und des magnetischen Dipolmoments nun auch berechnet werden. Die experimentellen Werte von maximal 300 Oe stimmen mit den berechneten grössenordnungsmässig überein. Eine genauere Analyse ist in Arbeit. Sie soll detaillierte Auskünfte über die Spinkonfiguration sowohl für  $H_0 > H_{\text{SF}}$  als auch  $H_0 < H_{\text{SF}}$  geben.

#### LITERATUR

- [1] K. TICHY et al., Coll. Abstr. 10th int. Congr. Cryst., Amsterdam (1975); H. AREND et al., Solid State Commun. 18, 999 (1976).  
 [2] H. KAMMER, Proc. on XIXth Congress Ampère, Heidelberg (1976), p. 487.

### Die Elektronenspinresonanz von Kaliumhyperoxid $\text{KO}_2$

M. LABHART, D. RAOUX und W. KÄNZIG

(Labor für Festkörperphysik der ETH, Zürich)

An orientierten Einkristallen von  $\text{KO}_2$  wurden im Temperaturbereich zwischen ca. 150 K und 7 K ESR-Messungen durchgeführt. Oberhalb 150 K sind die Linien



wegen eines thermisch aktivierten Relaxationsprozesses so breit, dass sie nicht mehr untersucht werden können. Unterhalb 7 K ordnet  $\text{KO}_2$  antiferromagnetisch. In den Phasen IV und V konnte die Orientierung der  $\text{O}_2^-$ -Moleküllionen auf etwa ein Grad genau bestimmt werden. Sie ändert sich beim Phasenübergang  $\text{IV} \rightarrow \text{V}$ . In beiden Phasen sind aber die Moleküle innerhalb einer Domäne zu einander parallel.

Die Hauptwerte des  $g$ -Tensors können mit einem orthorhombischen Kristallfeld nicht erklärt werden.

Für das Verständnis der Anisotropie der Linienbreite musste neben der Dipol-Dipol- und der isotropen Austausch-Wechselwirkung auch ein anisotroper Anteil der Austausch-Wechselwirkung angenommen werden. Es wurde auch der Einfluss kurzreichweitiger Ordnung oberhalb der Néel-Temperatur festgestellt.

Eine detaillierte Arbeit wird folgen.

## Magnetismus, Phononen

### Polykritischer Punkt im Antiferromagneten $\text{GdAlO}_3$

H. ROHRER und CH. GERBER

(IBM Forschungslaboratorium, Rüschlikon)

und

B. DERIGHETTI

(Phys. Inst. der Universität Zürich)

Die Natur des polykritischen Punktes in Antiferromagneten hängt vom betrachteten Parameter Raum ab. In der Ebene  $H_{\parallel} - T$  ( $H_{\parallel}$  ist das angelegte Feld entlang der leichten Magnetisierungsrichtung und  $T$  die Temperatur) findet man bikritisches Verhalten. Im  $H_{\perp} - T$  Phasendiagramm erscheint jedoch ein tetrakritischer Punkt oder eine Linie von bikritischen Punkten, je nach Richtung von  $H_{\perp}$  in der harten Ebene. Wir haben dieses polykritische Verhalten im orthorhombischen Antiferromagneten  $\text{GdAlO}_3$  experimentell verifiziert und finden gute Übereinstimmung mit den Voraussagen der Renormierungsgruppentheorie: (a) der Anisotropic Crossoverexponent ist  $\phi = 1.18 \pm 0.02$ , (b) das Amplitudenverhältnis der bikritischen  $\lambda$ -Linien ist  $0.9 \pm 0.2$  und (c) der Shiftexponent  $\psi$  im tetrakritischen Fall ist für alle vier kritischen Linien  $\psi \approx \phi$ .

### Uebergitter Bandaufspaltung in EuSe

J. SCHOENES und P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, 8093 Zürich)

Eine starke Änderung des Faraday Rotationsspektrums im Gebiet der Fundamentalabsorption wurde erstmals beim Abkühlen von EuSe auf 1.5 K beobachtet. Während die Faraday Rotation des niederenergetischen Maximums abnimmt, wächst die Faraday Rotation der höherenergetischen Schulter mit abnehmender

Temperatur zu einem deutlichen Maximum. Ein analoges Verhalten wurde in EuTe beim Uebergang von der paramagnetischen zur antiferromagnetischen Phase bereits früher beobachtet und konnte mit der Verdopplung der Einheitszelle bei Berücksichtigung der antiferromagnetischen MnO Spin Struktur erklärt werden. Die Anwendbarkeit des gleichen Modells auf EuSe bestätigt die Hinweise für des Auftreten einer antiferromagnetischen MnO Spin Struktur auch in dieser Substanz unterhalb 1.8 K. [1]

#### LITERATUR

- [1] R. GRIESSEN, M. LANDOLT und H. R. OTT, Solid State Commun, 9, 2219 (1971).

### **Elektronenmikroskopische Charakterisierung einer Defektstruktur in NdS**

W. THÖNI

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETHZ, Hönggerberg, 8093 Zürich)

Das antiferromagnetische und metallische NdS ist ein Beispiel aus einer Gruppe von Chalkogeniden der Seltenen Erden, in denen die magnetische Struktur, die Néel-Temperatur und die Gitterkonstante stark von der chemischen Zusammensetzung und der thermischen Vorgeschichte der Probe abhängen [1]. Elektronenbeugungsaufnahmen zeigen neben den Bragg-Reflexen der NaCl-Struktur stark modulierte, planare diffuse Streuung. Es wird ein Modell, basierend auf linear korrelierten Anionen-bzw. Kationen-Leerstellen vorgeschlagen und durch Dunkelfeldaufnahmen bestätigt. Die Ursachen und der Existenzbereich dieser Defektstruktur ist noch unklar. Ein Einfluss dieser ausgeprägten Leerstellen-Korrelationen u.a. auf die elektrische Leitfähigkeit und die magnetischen Wechselwirkungen ist wahrscheinlich.

#### LITERATUR

- [1] E. KALDIS and CH. ZÜRCHER, Proc. 12th Rare Earth Res. Conf., Vail, Colorado, (1976), 915.

### **Susceptibilité en champs élevés $\chi_{HF}$ d'alliages ferromagnétiques à base de nickel**

F. ACKER et R. HUGUENIN

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne)

Nouse avons mesuré la susceptibilité  $\chi_{HF}$ , à 4.2 K, de nombreux alliages à base de nickel, afin de gagner de l'information sur la perturbation magnétique associée au soluté. Dans les alliages dilués la variation de susceptibilité créée par une impureté de transition peut s'expliquer dans le cadre du modèle des états liés virtuels (ELV) et présente un effet de période: Avec un soluté de la 1<sup>ère</sup> série de transition il faut une différence de valence  $\Delta Z = -4$  (NiCr) pour amener l'énergie des ELV au voisinage du niveau de Fermi et affecter  $\chi_{HF}$ . Dans la 2<sup>ème</sup> série, l'effet apparait déjà pour  $\Delta Z =$

– 2 (NiRu) et dans la 3<sup>è</sup> série, pour  $\Delta Z = -1$  (NiIr). Par ailleurs, dans les alliages où l'aimantation varie non linéairement avec la concentration (NiMn, NiPd, NiRh, NiRu, NiPt, NiIr) nous avons mis en évidence une relation entre l'augmentation de  $\chi_{\text{HF}}$  et l'écart  $\Delta\mu$  de l'aimantation moyenne par rapport à la courbe de Slater-Pauling. Cette relation est pratiquement linéaire et universelle pour les solutés Pd, Rh, Ru et Ir; elle est reliée au fait que  $\Delta\mu$  et  $\chi_{\text{HF}}$  sont proportionnels respectivement au nombre et à la densité au niveau de Fermi des états inoccupés qui apparaissent dans la bande spin  $\uparrow$  lorsque la concentration d'impuretés augmente.

### **Magnetische Austauschwechselwirkung in molekularen Uebergangsmetallkomplexen**

A. FURRER

(Institut für Reaktortechnik ETHZ, 5303 Würenlingen)

und

H. U. GÜDEL

(Institut für anorganische Chemie, Universität Bern, 3000 Bern 9)

Zur Publikation in *Helv. Phys. Acta* vorgesehen.

### **Neutron inelastic scattering experiments in metallic actinide compounds**

A. FURRER, W. HÄLG and A. MURASIK<sup>1)</sup>

(Institut für Reaktortechnik ETHZ 5303 Würenlingen)

and

O. VOGT

(Laboratorium für Festkörperphysik ETHZ, 8093 Zürich)

Submitted for publication to *Helv. Phys. Acta*.

### **Gitterdynamik von Na<sub>2</sub>S**

W. BÜHRER

(Institut für Reaktortechnik ETHZ, 5303 Würenlingen)

und

H. BILL

(Département de Physique, Université, Genève)

Eine detaillierte Publikation ist in Vorbereitung (*Helv. Phys. Acta*).

---

<sup>1)</sup> Permanent address: Institute of Nuclear Research,  
Swierk Research Establishment,  
Otwock, Poland.

## The isoelectronic trap AgBr:I

W. CZAJA

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

and

A. BALDERESCHI

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

Although the isoelectronic trap iodine in AgBr has been known for quite some time [1] we believe that the information contained in its photoluminescence spectrum has been exploited only to a small extent.

First we briefly consider the electronic state of the exciton bound to iodine. The difference in electron-affinity between iodine and bromine is 300 meV [2], i.e. in the negative ion the electron attached to iodine is less strongly bound by 300 meV than the one attached to bromine. This value may be considered to be the upper limit (neglecting screening effects) to the binding energy with which a hole can be bound to iodine substituting for bromine in AgBr. The bound hole will capture an electron to form the bound exciton. The photoluminescence spectrum gives a bound exciton emission 43 meV below the indirect free exciton gap. The temperature quenching of the total iodine-related photoluminescence intensity [3] leads to an estimated binding energy of about 30 meV for the hole. The symmetry of the bound hole is obtained by superimposing the 4 inequivalent valence band maxima in AgBr. The point group symmetry is  $O_h$ , which gives the result  $\Gamma_6^- + \Gamma_7^- + 3\Gamma_8^-$ . Additional arguments based on spin-orbit interaction and on the symmetry of atomic orbitals lead us to conclude that the bound hole state is one out of the  $3\Gamma_8^-$  states. Thus with the symmetry  $\Gamma_6^+$  of the conduction band minimum we obtain for the bound exciton  $\Gamma_3^- + \Gamma_4^- + \Gamma_5^-$ . This eightfold degeneracy has been confirmed experimentally in the Zeeman splitting. [4]

The zero phonon emission intensity is weak (see Figure 1). We therefore concentrate on the properties of the phonon side-wing which is about  $500\times$  more intense than the zero phonon line. For an unintentionally doped sample [5] this phonon side-wing is shown in Figure 1. Up to 11 phonon resonances having approximately the same energy separation can be distinguished. If the energy difference between these phonon resonances and the zero phonon line determined from a higher resolved spectrum is divided by the number of phonons emitted simultaneously one obtains the data shown in Figure 2. Our interpretation of Figure 2 is as follows:

- (1) Since the electron wave function is concentrated at the  $\Gamma$ -point, the weak intensity of the zero phonon line reflects the small probability of the hole to be at  $\Gamma$ , in agreement with the band structure [6]. The hole wavefunction is mostly concentrated at the  $L$ -point but the amplitude at any other momentum will be non negligible and larger than at the  $\Gamma$ -point.
- (2) All phonon replica should be due to the coupling of the hole to  $L_0$ -phonons since we expect a large coupling of the *bound* hole to these phonons (already the *free* hole coupling constant  $\alpha_h = 2.8$ ). The one-phonon line is stronger than the zero-phonon line and therefore should also correspond to a dipole allowed transition. However, the momentum conserving  $L_0L$ -phonons have

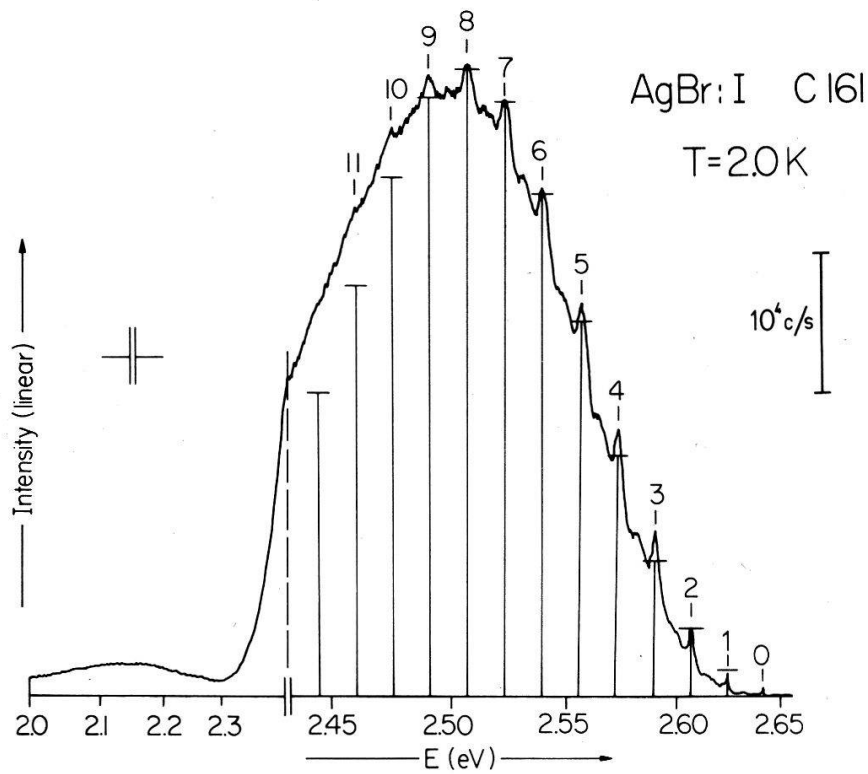


Figure 1  
Photoluminescence spectrum of AgBr:I, excitation with  $\sim 3.4$  eV photons.

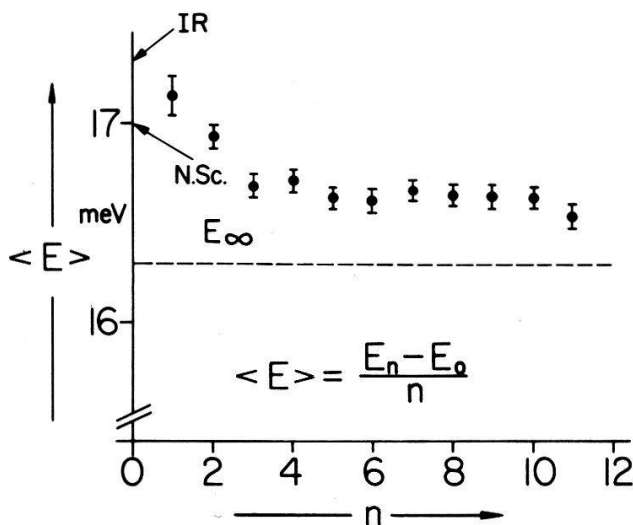


Figure 2  
Average phonon energy of the resonances in Figure 1.  $E_\infty$  corresponds to the maximum density of states. IR and N.Sc. refer to  $L0_r$  energies determined by infrared or neutron scattering methods respectively [7].

the wrong parity and therefore cannot contribute. As is the case for the zero-phonon line, also the one-phonon transition comes from regions of  $k$ -space where the hole amplitude is weak but it is assisted by a symmetrized phonon of appropriate momentum. Its intensity is approximately

$$I_1(\omega) \simeq \int d^3k |\langle \psi_e(k=0) | M_{k,\omega} | \psi_h(k) \rangle|^2 D(k, \omega), \quad (1)$$

where  $\omega$  is measured from the zero phonon line and is equal to the phonon energy.  $\psi_e(k=0)$  is the electron wavefunction, which is a constant and  $\psi_h(k)$  is the hole wavefunction. The transition matrix element also depends on the phonon coupling.  $D(k, \omega)$  represents the one-phonon density of states for phonons with given  $k$  and  $\omega$ , which sharply peaks at an energy  $E_\infty = 16.3$  meV and a momentum close to  $(0.825, 0.175, 0.07) 2\pi/a$  [7]. Due to equation (1) one expects a width of the one-phonon line of the order of (or slightly smaller than) the  $L0$ -phonon dispersion between the  $L$ -point and the region of the maximum density of states ( $\sim 1.5$  meV). The experimental width is  $\simeq 1$  meV.

- (3) The higher order phonon processes can be explained by a more complicated formula but similar to equation (1). In addition the requirement for the momenta of a single phonon is relaxed with increasing number  $n$  of phonons since only the total momentum should be conserved. Therefore the phonons at the maximum density of states prevail with increasing number of phonons as shown in Figure 2. The phonons are nearly independent and their independence is practically complete for  $n \geq 3$ . Therefore the width of consecutive resonances should increase linearly with the number  $n$  of phonons, as observed experimentally up to  $n = 6$ . In a good approximation the intensity of the phonon side-wing should then obey a Poisson distribution times a line width linearly increasing with  $n$

$$I(\omega) \sim \sum_n e^{-s} \frac{s^n}{n!} \frac{A \cdot n}{(\omega - n\omega(L0))^2 + (An)^2} \quad (2)$$

and the resonance maxima should therefore be given by

$$(I(\max))_n \sim \frac{s^n}{n!n}. \quad (3)$$

A fit of equation (3) to the experiment is shown in Figure 1 yielding a coupling constant  $s = 9.64$ . This large value for the bound hole coupling constant (already assumed in part 2) as compared to the free hole coupling constant  $\alpha_h$  is due to the hole localized near the iodine trap. This localization corresponds to an increased effective mass [8] which is in turn responsible for the larger coupling constant.

#### REFERENCES

- [1] H. KANZAKI and S. SAKURAGI, J. Phys. Soc. Japan 27, 109 (1969).  
 [2] F. A. COTTON and G. WILKINSON, *Advanced Inorganic Chemistry* (Interscience Publ., N.Y. 1966).



- [3] F. MOSER and S. LYU, *J. Luminescence* 3, 447 (1971).
- [4] W. CZAJA and A. BALDERESCHI, *Proc. Swiss Physical Soc. Meeting*, Oct. 1976, Geneva, *Helv. Phys. Acta* 50, 165 (1977).
- [5] The crystals have been prepared by Prof. J. Malinovski, Bulgarian Acad. Sci., Sofia.
- [6] F. BASSANI, R. S. KNOX and W. B. FOWLER, *Phys. Rev.* 137A, 1217 (1965); S. M. SCOP, *Phys. Rev.* 139A, 934 (1965).
- [7] W. BÜHRER, private communication, and B. DORNER, W. VON DER OSTEN and W. BÜHRER, *J. Phys. C: Solid State Phys.* 9, 723 (1976).
- [8] A. BALDERESCHI, *J. Luminescence* 7, 79 (1972).

## Les constantes élastiques d'alliages Niobium–Zirconium monocristallins entre 4.2 K et la température de fusion

Y. TALMOR et E. WALKER

(Département de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève)

P. A. MÄUSLI et S. STEINEMANN

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne)

Après avoir décrit une technique originale de mesure des constantes élastiques monocristallines à très hautes températures, nous reportons les résultats expérimentaux sur une série d'alliages monocristallins  $\text{Nb}_x\text{Zr}_{1-x}$  dans la phase  $\beta$  b.c.c. pour  $0.3 < x \leq 1$  entre 4.2 K et la température de fusion. Le comportement singulier en température des modules de cisaillement  $c_{44}$  et  $\frac{1}{2}(c_{11}-c_{12})$  dans ces alliages permet d'estimer une partie de la contribution de bande à l'élasticité de ces métaux.

## Rigid band calculation of the elastic constants in Nb–Zr alloys

J. ASHKENAZI, M. PETER and M. DACOROGNA

(Département de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève)

The contribution of the 4d–5s electrons to the elastic constants of Nb and Nb–Zr alloys is evaluated using band structure results, and evaluating electron-lattice coupling constants by distance dependent tight-binding parametrization. The Fermi-surface and Brillouin-zone details are considered, and the calculation yields the same anomalous behaviour of  $c_{44}$  and  $\frac{1}{2}(c_{11}-c_{12})$  obtained experimentally both in the low temperature [1] and the high temperature [2] regions.

## REFERENCES

- [1] E. WALKER and M. PETER, to be published in *J. Appl. Phys.*
- [2] Y. TALMOR, E. WALKER, P. A. MÄUSLI and S. STEINEMANN, preceding contribution.

## Flüssige Metalle und Halbleiter

### Elektrischer Widerstand glasartiger und flüssiger Metalle

R. OBERLE, M. LIARD, H. U. KÜNZI und H.-J. GÜNTHERODT

(Institut für Physik, Universität Basel)

R. MÜLLER

(IBM Thomas J. Watson Research Center, Yorktown Heights, USA)

und

B. C. GIESSEN

(Northeastern University, Boston, USA)

Die meisten bisher bekannten metallischen Gläser sind vom Typ  $T_{80}N_{20}$ , wobei  $T$  ein Uebergangs- und  $N$  ein polyvalentes normales Metall bedeuten, z.B.  $Fe_{80}B_{20}$ ,  $Pd_{81}Si_{19}$ ,  $Au_{81}Si_{19}$  und  $(Pd_xCu_{100-x})_{80}P_{20}$ . Hier wird nun über neue Typen von metallischen Gläsern wie  $T_{60}T_{40}$  ( $Ni_{60}Nb_{40}$ ,  $Cu_{60}Zr_{40}$ ) oder  $N_{70}N_{30}$  ( $Mg_{70}Zn_{30}$ ) berichtet. Der elektrische Widerstand dieser Legierungen wurde im amorphen und kristallinen Zustand untersucht und mit Messungen im flüssigen Zustand verglichen. Wichtigstes Ergebnis ist das Auftreten negativer Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes im amorphen und flüssigen Zustand.

### Magnetische Suszeptibilität flüssiger und glasartiger Metalle

M. MÜLLER und H.-J. GÜNTHERODT

(Institut für Physik, Universität, Basel)

Es wird über den Aufbau einer Faraday-Pendelwaage berichtet, die es erlaubt, magnetische Suszeptibilitäten vollautomatisch von Zimmertemperatur bis 1600°C zu messen. Es wurden Messungen an den Legierungen Pd-Si, Pd-Cu-Si, Au-Si, Au-Ge-Si und Nb-Ni im amorphen, kristallinen und flüssigen Zustand durchgeführt. Die Ergebnisse werden für die Legierungen der einfachen Metalle mit einer Pseudopotentialtheorie der magnetischen Suszeptibilität von Dupree und Sholl und für die Legierungen der Uebergangsmetalle durch Berücksichtigung der Aenderung der Zustandsdichte an der Fermienergie beim Legieren diskutiert.

### Magnetische Suszeptibilität flüssiger Halbleiter

M. FISCHER und H.-J. GÜNTHERODT

(Institut für Physik, Universität, Basel)

Systematische Untersuchungen der magnetischen Suszeptibilität von flüssigem Ag-Te, Al-Te, Ga-Te, In-Te und Au-Te wurden als Funktion der Konzentration und der Temperatur bis 1000°C durchgeführt. Es werden starke diamagnetische

Abweichungen vom idealen linearen Verhalten als Funktion der Konzentration beobachtet. Diese Abweichungen sind am grössten bei den stöchiometrischen Konzentrationen  $\text{Ag}_2\text{Te}$ ,  $\text{Al}_2\text{Te}_3$ ,  $\text{Ga}_2\text{Te}_3$  und  $\text{In}_2\text{Te}_3$ . Für diese Konzentrationen wird die diamagnetische Suszeptibilität unter Annahme kovalenter Bindungen berechnet. Die Resultate sind in guter Uebereinstimmung mit den experimentell bestimmten Werten. Der Vergleich der magnetischen Suszeptibilität mit der Knightshift und der elektrischen Leitfähigkeit zeigt die Abhängigkeit dieser Grössen von der Zustandsdichte der Elektronen an der Fermienergie in guter Uebereinstimmung mit dem Pseudogap-Modell von Mott.

### **Der Anregungsmechanismus der Photoemission an flüssigen Metallen**

E. GISLER, F. GREUTER und P. OELHAFEN

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETHZ, 8093 Zürich)

Der eindeutige experimentelle Nachweis für die Anregung von Photoelektronen durch den Oberflächeneffekt konnte bis heute nicht erbracht werden [1]. Viele Messungen der Polarisationsabhängigkeit der Photoemission (Vektoreffekt) an festen Substanzen werden meistens mithilfe des Oberflächeneffekts erklärt, obschon ein anisotroper Volumeneffekt ebenfalls zu einem hohen Vektorverhältnis führen kann [2].

Um zu diesen Fragen weitere Informationen zu erhalten, haben wir den Vektoreffekt und die optische Reflexion an flüssigem Gallium sowie flüssigem und festem Indium im Spektralbereich von der Schwelle bis 5,7 eV gemessen. Im Gegensatz zu unseren Messungen an flüssigem Quecksilber [3], ist unter Voraussetzung eines isotropen Volumeneffekts hier der Oberflächeneffekt bei der Anregung der Photoelektronen wesentlich beteiligt.

#### **LITERATUR**

[1] B. FEUERBACHER und R. F. WILLIS, J. Phys. C9, 169 (1976).

[2] J. K. SASS, Surf. Sci. 51, 199 (1975).

[3] P. COTTI, S. E. KNUDSEN und P. OELHAFEN, Frühjahrstagung SPG, Bern 1976.

### **Etude de la transition solide-liquide du bismuth par photoémission**

Y. BAER

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETHZ, 8093 Zürich)

Les spectres de photoémission par rayons  $x$  (XPS) montrent que les structures de la bande de valence observées dans la phase solide semi-métallique du bismuth ne se modifient que très peu au-dessus du point de fusion où cet élément devient un métal. Un léger élargissement de la bande  $6p$  suffit à produire une densité d'états métallique au niveau de Fermi. Il en résulte cependant une importante modification de la forme de ligne des niveaux profonds, ce qui démontre clairement l'influence des effets à

*N* électrons décrits par la théorie de Nozières et De Dominicis (Phys. Rev. 178, 1097 (1969)) sur le processus de la photoémission.

### **Spinpolarisierte Photoelektronen aus cäsiiertem Nickel**

W. EIB und S. F. ALVARADO

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, 8093 Zürich, Schweiz)

Die ersten Messungen der Spinpolarisierung von Photoelektronen aus Ni-Oberflächen mit Adsorbat werden vorgestellt. Als Beispiel für ein ionisches Adsorbat wird Cs verwendet. Aus der grossen Ähnlichkeit des Spektrums der Spinpolarisierung von reinen Ni(100) und Ni(100) mit Cs schliessen wir auf die Volumenempfindlichkeit unseres Experimentes.

### **Densité et compressibilité dans les alliages liquides Al-Si**

M. KEITA, P. COLLET et S. STEINEMANN

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

*Résumé.* Dans le cadre des études sur la solidification de l'eutectique (Al-Si), la densité de masse et la vitesse du son ont été mesurées dans le système à l'état liquide. La méthode de l'atténuation du rayonnement- $\gamma$  a été adoptée pour la mesure de la densité, et la vitesse du son a été déterminée à l'aide d'une variante de la méthode dite du 'pulse-echo'. L'on voit que la réaction eutectique a un effet marqué sur les propriétés de cohésion; l'excès de densité est maximum et la compressibilité adiabatique minimum, au point eutectique.

## **1. Introduction**

La thermodynamique du liquide eutectique a inspiré maintes spéculations. En effet, au liquide eutectique ont été associées des anomalies de certaines propriétés physicochimiques telles que viscosité, résistivité électrique, etc. . . . (cf. par exemple Güntherodt, 1970). On sait que le liquide eutectique est caractérisé par le fait qu'à la température eutectique, il se trouve en équilibre avec deux phases solides. La construction du diagramme des énergies libres en fonction de la composition, à priori, peut se faire en supposant deux comportements possibles de l'entropie de mélange (Figure 1). Dans le premier cas on peut supposer que le liquide est idéal, tandis que dans le second cas, l'entropie de mélange sera telle qu'elle stabilisera le liquide eutectique. C'est cette dernière éventualité qui est communément admise car on ne comprendrait pas pourquoi un liquide idéal posséderait des propriétés anormales. En faveur de cette singularité du liquide eutectique, on ne dispose en fait que de peu d'arguments décisifs. Bien sûr une étude de Hume-Rothery (1960) a montré que la distribution de la fréquence des réactions eutectiques en fonction de la composition n'était pas ou ne semblait pas aléatoire; cette constatation n'est pas absolument convaincante (cf. discussions dans Chadwick, 1965). Les mesures thermodynamiques (entropie de mélange, enthalpie de mélange, activité, . . .) ne permettent pas d'affirmer

qu'à la concentration eutectique on se trouve en présence d'un liquide particulier; ici on peut invoquer l'imprécision et le manque de sensibilité des méthodes expérimentales. Il est évident que pour répondre à la question de savoir si l'eutectique liquide est effectivement un liquide singulier, il faut user de méthodes d'investigation plus sensibles et fiables que celles envisagées précédemment. Les propriétés étudiées doivent être, si possible, en relation direct avec la structure microscopique. La densité de masse et la vitesse du son, ensemble ou séparément, répondent le mieux à ces

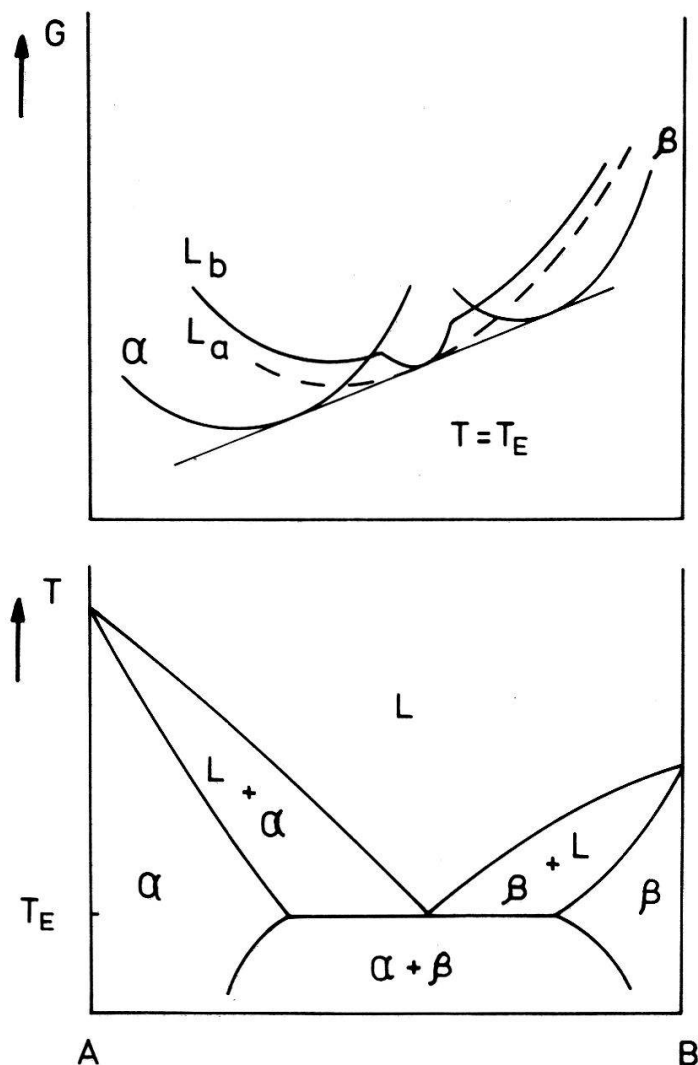


Figure 1

Esquisse du diagramme énergie libre-concentration lors d'une réaction eutectique: ( $L_a$ ) entropie de mélange idéale pour phase liquide, ( $L_b$ ) entropie de mélange non idéale.

critères; en effet, ces mesures peuvent être faites avec précision et sensibilité et elles permettent l'évaluation d'une propriété de cohésion, la compressibilité adiabatique, dont le lien avec la structure microscopique est relativement simple.

Pour caractériser exclusivement la réaction eutectique, le choix du système particulier à étudier doit se faire en tentant d'éviter tous les phénomènes secondaires pouvant influencer l'intensité de la réaction. Dans ce but le choix du système Al-Si est tout indiqué. En effet, les deux constituants de cet alliage sont des métaux simples du point de vue de leurs propriétés de transport électronique en phase liquide (Kéita

et al. 1977 a). L'aluminium et le silicium sont assez semblables (différences de valence et de volume atomique faibles) pour que l'on puisse supposer que les effets électrochimiques et de volume atomique sur les propriétés thermodynamiques seront faibles ou, en tout cas, qu'on n'assistera pas, comme dans les systèmes Ag-Ge, Au-Si etc. . . . , à des transferts de charge importants.

## II. La densité de masse et la vitesse du son dans les alliages liquides (Al-Si)

### 1. La densité de masse ( $\rho$ )

L'atténuation du rayonnement- $\gamma$  est la technique qui a été adoptée pour la détermination de la densité de masse. Elle est basée sur la loi d'atténuation bien connue:

$$I = I_0 \exp(-\mu_m \rho x)$$

où ( $I_0$ ) est l'intensité incidente, ( $I$ ) celle transmise, ( $\mu_m$ ) le coefficient d'absorption massique, ( $\rho$ ) la densité de masse et ( $x$ ) l'épaisseur de matière traversée.

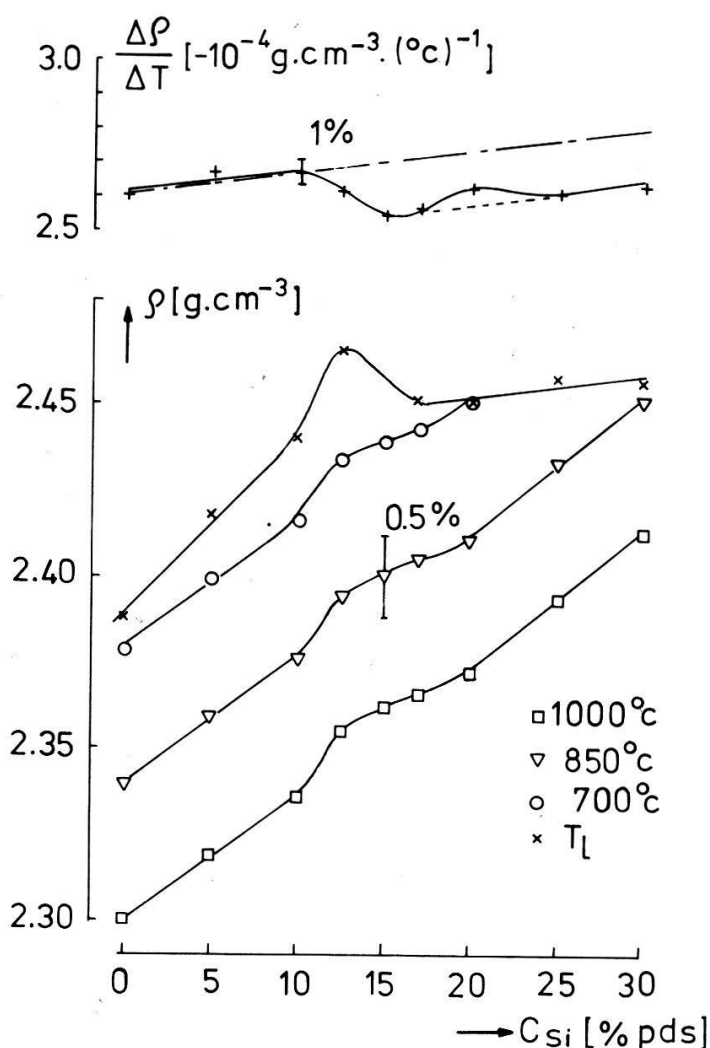


Figure 2  
La densité de masse en fonction de la concentration dans les alliages Al-Si liquides.



La méthode est décrite dans l'article de revue de Crawley (1974), mais pour plus de détails, on peut consulter par exemple Döge (1966) ou Kéita (1977 b). La figure 2 montre une partie des résultats obtenus. L'effet de la réaction eutectique est parfaitement visible, et est réel. L'erreur absolue reportée tient compte du processus de calibration. En fait, la technique de l'atténuation du rayonnement- $\gamma$  est une méthode comparative, par conséquent la mesure de la différence, ou plus exactement, du rapport de deux densités peut être effectuée avec une précision supérieure à celle de la détermination de leur valeur absolue; dans le cas présent, le rapport de deux densités peut être aisément évalué au dixième de pourcent. On peut remarquer aussi que le coefficient de température subit quasiment un saut autour de la concentration eutectique; malheureusement, cet effet est d'une interprétation difficile car il s'agit d'une quantité dont la relation avec la structure n'est pas évidente. Il faut noter que la réaction eutectique n'est pas caractérisée par un maximum (ni absolu ou même local) de la densité de masse, sauf à la température du liquidus. La figure 2 suggère par contre que l'excès de densité doit probablement être maximum à (ou au voisinage de) la concentration eutectique. Cette affirmation reste à vérifier grâce à une détermination précise de la densité du silicium liquide.

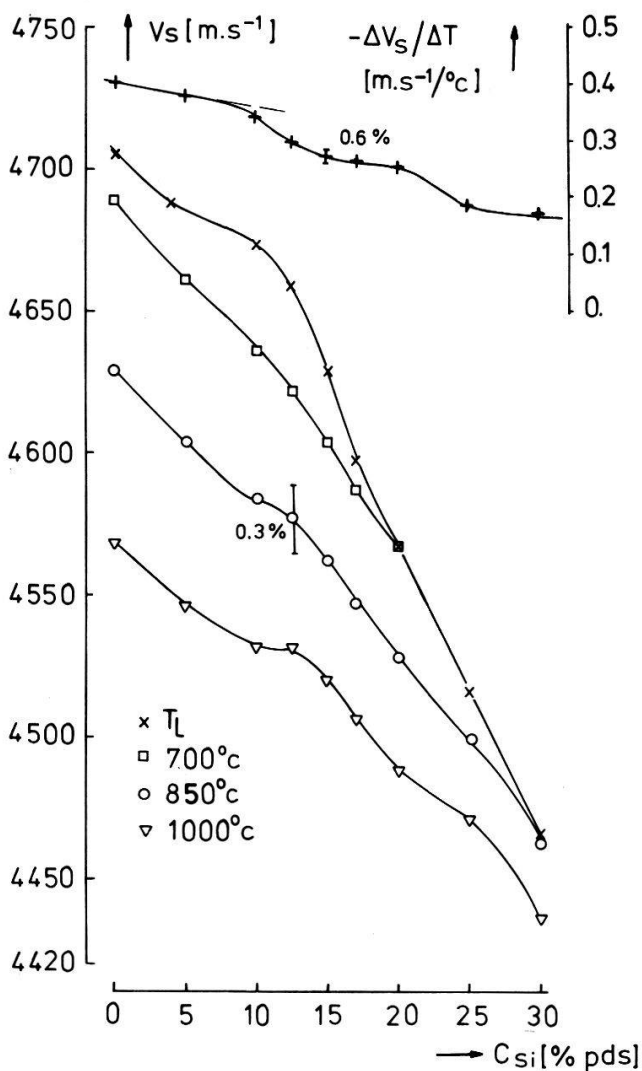


Figure 3

La vitesse du son en fonction de la concentration dans les alliages Al-Si liquides.

## 2. La vitesse du son ( $V_s$ )

La vitesse du son a été mesurée à l'aide d'une variante de la technique classique du 'pulse-echo'. La méthode consiste à créer à l'aide d'un transducteur émetteur (quartz) des impulsions ultrasonores qui vont traverser un premier conducteur du son, puis le liquide et un second conducteur du son, pour être finalement captées par un transducteur récepteur. Si l'on varie mécaniquement l'épaisseur du liquide et mesure le temps séparant l'émission et la réception d'une impulsion, le calcul de la vitesse du son est immédiat. C'est une méthode absolue qui possède cependant les avantages d'une méthode différentielle; ses performances ne sont limitées que par deux mesures, l'une géométrique et l'autre de temps, qui peuvent être menées avec une grande précision.

La figure 3 représente la vitesse du son et sa dérivée par rapport à la température, en fonction de la concentration. Comme dans la figure 2, l'effet de la réaction eutectique est indéniable. Les quantités d'excès ne peuvent être évaluées faute de mesure sur le silicium liquide. On notera la forte ressemblance entre les comportements des coefficients de température des figures 2 et 3.

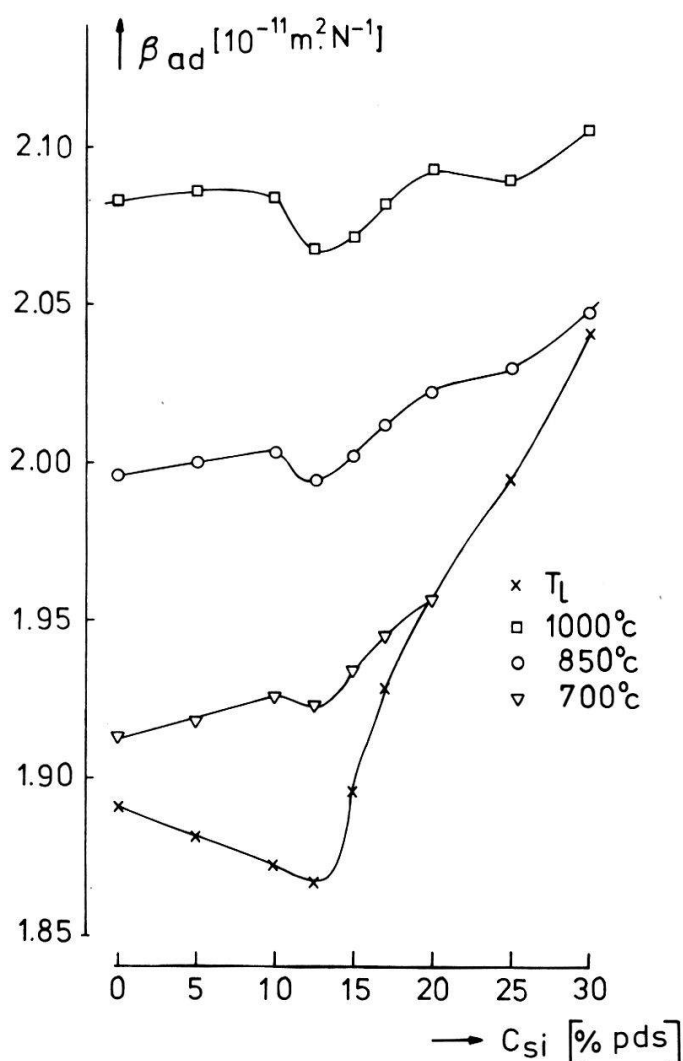


Figure 4

La compressibilité adiabatique dans les alliages liquides Al-Si.

### 3. La compressibilité adiabatique ( $\beta_{ad}$ )

Les résultats des paragraphes précédents peuvent être combinés pour évaluer le module de compressibilité adiabatique. En effet ce dernier peut être calculé à l'aide de la relation :

$$\beta_{ad} = (V_s \cdot \rho^2)^{-1}.$$

La figure 4 conjugue les figures 2 et 3 à l'aide de la relation ci-dessus. Comme remarqué par McAlister et al. (1973), les anomalies de la vitesse du son ou/et de la densité sont amplifiées dans la compressibilité adiabatique. On constate que la réaction eutectique est caractérisée par un minimum local de la compressibilité indépendamment de la température; plus particulièrement pour la température du liquidus, le minimum est absolu.

### III. Conclusion

Les mesures thermodynamiques de Berthon et al. (1969) ou celles de Chatillon et al. (1975), montrent que le liquide Al-Si est fortement non idéal; mais l'effet de la

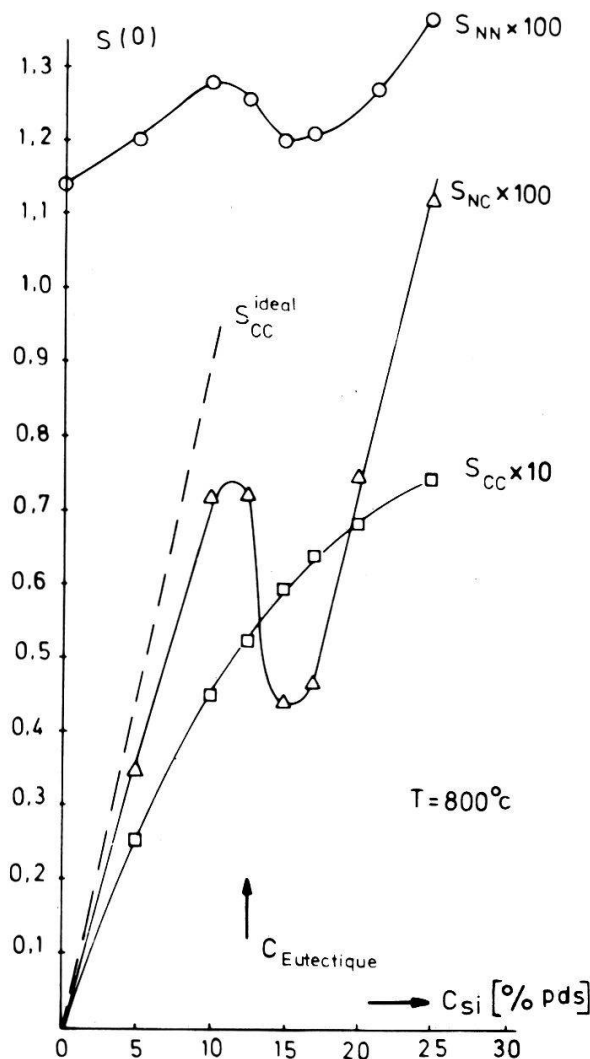


Figure 5

Les facteurs de structure statiques nombre-concentration des alliages Al-Si liquides.

réaction eutectique n'est pas évident. Par contre, les résultats de Batalin et al. (1971) indiquent nettement que l'enthalpie et l'entropie de mélange sont maximum autour de la concentration eutectique. Malheureusement, ces dernières mesures ont été effectuées en présence du sodium car l'électrolyte utilisée contenait du NaCl; sachant que les propriétés du liquide eutectique sont très sensibles aux additions (quelques ppm) d'éléments tels que le sodium ou le strontium (cf. Kéita 1977b), ces mesures sont donc à interpréter avec circonspection. Les mesures thermodynamiques des divers expérimentateurs concordent sur un point: contrairement à ce qui se passe à l'état solide, l'aluminium et le silicium ont tendance à s'allier dans le liquide. Plus explicitement, dans le liquide Al-Si, la tendance est à l'ordre plutôt qu'à la démixion comme le suggérerait la faible solubilité mutuelle en phase solide des deux constituants de l'alliage. A partir des résultats de ce travail et des mesures thermodynamiques de Berthon et al. (1969), on peut évaluer les facteurs de structure (statiques),  $S_{NN}(0)$ ,  $S_{NC}(0)$  et  $S_{CC}(0)$ , définis par Bathia et al. (1970). Ces facteurs de structure décrivent les fluctuations de densité ( $S_{NN}$ ), de concentration ( $S_{CC}$ ) et leur corrélation ( $S_{NC}$ ):

$$\begin{aligned} S_{NN}(0) &= \langle (\Delta N)^2 \rangle / N \\ S_{CC}(0) &= N \langle (\Delta c)^2 \rangle \\ S_{NC}(0) &= \langle \Delta N \Delta c \rangle \end{aligned}$$

$c$  est la concentration et  $N$  le nombre de particules dans un sous-système. La figure 5 met clairement en évidence la réaction eutectique dans  $S_{NN}$  et  $S_{NC}$ .

Ce travail avait pour but de répondre à la question de savoir si un liquide eutectique devait être considéré comme un cas à part. Les résultats de cette étude sur le système Al-Si incitent à répondre affirmativement.

## Remerciements

Ce travail a été financé par le Centre de Recherche Alusuisse à Neühausen.

## RÉFÉRENCES

- G. I. BATALIN, E. A. BELOBORODA et V. A. STUKALO, *Izvest. Akad. Nauk SSSR, Metally* 2, 69 (1971).  
 O. BERTHON, G. PETOT-ERVAS, C. PETOT et P. DESRÉ, *C.R. Acad. Sc. Paris*, t. 268 Série C, 1939 (1969).  
 A. B. BHATIA et D. E. THORNTON, *Phys. Rev. B.*, 2, 3004 (1970).  
 G. A. CHADWICK, *Liquids: Structure, Properties, Solid Interaction* (ed. T. J. Hughel) (Elsevier: Amsterdam, 1965), p. 326.  
 C. CHATILLON, M. ALLIBERT et A. PATTORET, *High Temp.-High Pressures*, 7, 583 (1975).  
 H. J. GÜNTHERODT, *Schweizer Archiv für angewandte Wissenschaft und Technik*. Heft 6, 36 Jahrgang (Verlag und Druck, 1970).  
 W. HUME-ROTHERY et E. ANDERSON, *Phil. Mag.* 5, 383 (1960).  
 M. KÉITA, S. STEINEMANN, H. U. KÜNZI et H. J. GÜNTHERODT, *Liquid Metals 1976* (ed. R. Evans et D. A. Greenwood) (The Institut of Physics, Bristol, London 1977a), p. 655.  
 N. M. KÉITA, Thèse Université de Lausanne (1977b).

## Varia

### **Speicherung von Wasserstoff in Metallen: Einfluss der Kristall-Geometrie auf den Absorptionsdruck in RE-Ni<sub>5</sub> und RE-Co<sub>5</sub>-Hydriden**

G. BUSCH, L. SCHLAPBACH und A. SEILER

(Lab. für Festkörperphysik, ETHZ)

Innerhalb der Reihe der intermetallischen Verbindungen RE-Ni<sub>5</sub> und RE-Co<sub>5</sub> (RE = La, Ce, Pr, . . . , Lu) ändert sich die Gitterkonstante, nicht aber die Struktur. Wird der Einfluss der 4f-Elektronen auf die Hydridbildung vernachlässigt, unterscheidet sich der dem Wasserstoff zu Verfügung stehende Zwischengitterplatz nur im Volumen. Wir zeigen, dass der Absorptionsdruck in erster Näherung durch die Grösse dieses Zwischengitterraumes bestimmt ist.

### **Cluster im Al-Dampf**

K. SATTLER und E. RECKNAGEL

(Universität Konstanz, Fachbereich Physik, D-7750 Konstanz, Bücklestr. 13)

Durch den Bau eines elektronischen Flugzeitmassenspektrometers können Cluster in Metaldämpfen nachgewiesen werden. Mit Hilfe eines hochemfindlichen Detektors werden selbst einzelne Teilchen gemessen. Größenverteilungen von Al-Clustern zeigen eine exponentielle Intensitätsabnahme mit zunehmender Grösse. Dieser Kurve sind ausgeprägte Intensitätsmaxima überlagert bei Massenzahlen, welche den Clustern Al<sub>4</sub>, Al<sub>8</sub> und Al<sub>12</sub> entsprechen.

### **Dynamische Prozesse an der Phasengrenze Eis-Wasser**

J. H. BILGRAM und H. GÜTTINGER

(Laboratorium für Festkörperphysik ETHZ, 8093 Zürich)

Eine ausführliche Publikation ist in Vorbereitung.

# Phase diagram of ferroelectric potassium tantalate niobate ( $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ )

L. A. BOATNER

(Ecole Polytechnique Fédérale Laboratoire de Physique Expérimentale,  
CH-1007 Lausanne, Switzerland)

and

U. T. HÖCHLI and H. WEIBEL

(IBM Zurich Research Laboratory, CH-8803 Rüschlikon, Switzerland)

Potassium tantalate niobate is the only ferroelectric mixed crystal which is available in single-crystal form and whose ferroelectric properties can be tailored by the choice of composition of the starting material. The Curie point of  $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$  is about 700 K for  $x = 1$ , i.e., pure  $\text{KNbO}_3$ , and drops continuously to 0 K for a concentration of  $x \sim 0.01$ . Additional phase transitions between ferroelectric phases of different symmetry occur when  $x$  is sufficiently large [1, 2]. The phase diagram for large  $x$  as obtained by dielectric measurements has been summarized by Perry [3] whose diagram indicates merging of the different ferroelectric phases near  $x_{\text{crit}} = 0.04$ ,  $T_{\text{crit}} = 40$  K. Not too many data points are available in this range of concentration however. Accordingly, we wish to establish the phase diagram both in the neighborhood of the critical concentration and for concentrations between 0 (pure  $\text{KTaO}_3$ ) and  $x_{\text{crit}}$ . To this effect we have grown unseeded single crystals from the melt in order to ensure homogeneity of  $x$  throughout the crystal and therefore sharp phase transitions. In two samples cut from different portions of the same ingot the Curie points differ by less than 1 K indicating that the Nb concentration is homogeneous to 0.2%. The spontaneous polarization was measured by the hysteresis loop technique. The frequency of the ac field had to be lowered to  $2.5 \cdot 10^{-3}$  Hz, since at the more practical frequency of 50 Hz the loops became more rounded with decreasing temperature. Figure 1 shows two such loops, one at 50 Hz, one at  $2.5 \cdot 10^{-3}$  Hz which clearly

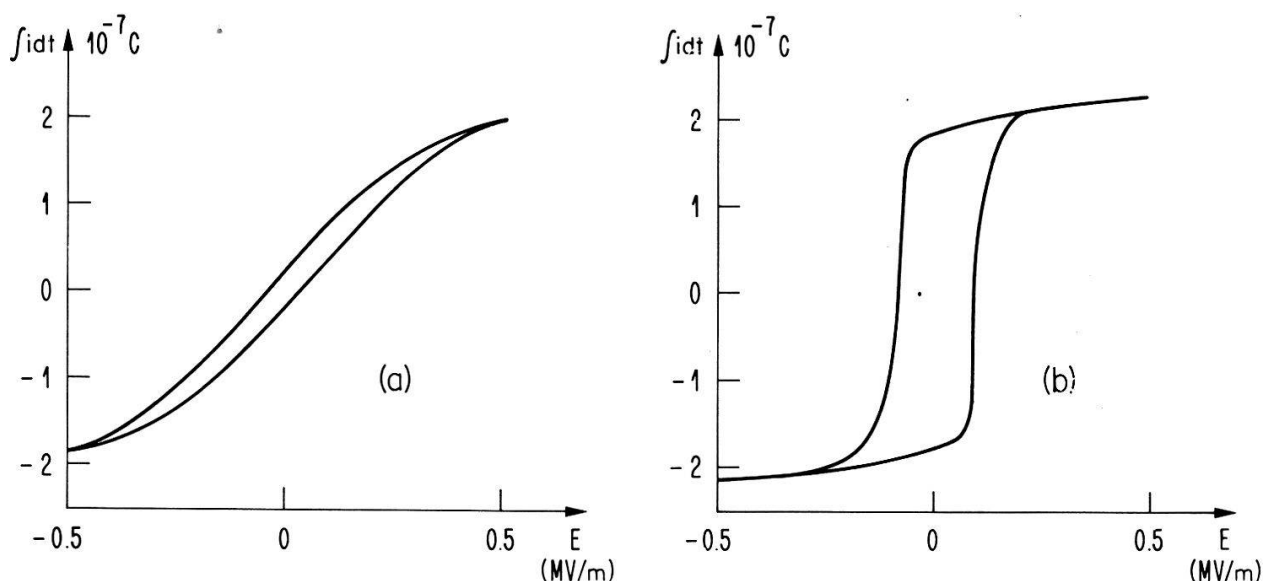


Figure 1  
Hysteresis loops for  $\text{KTa}_{0.98}\text{Nb}_{0.02}\text{O}_3$ . (a)  $f = 50 \text{ Hz}$ ; (b)  $f = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$ . Note that only the low-frequency hysteresis loop is reasonably square, such as to determine the spontaneous polarization.



indicates that the edges characteristic of spontaneous polarization appear in the polarization vs. field diagram only at sufficiently low frequency. Such slowing-down effects have been attributed to the finite speed of domain wall motion and they occur customarily in the MHz range. Obviously, the motion of a domain wall requires a concomitant thermally-activated process like the displacement of space charge [4] between traps.

Figure 2 shows the spontaneous polarization as a function of temperature with the Nb concentration as a parameter. Even at the low frequency of  $2.5 \cdot 10^{-3}$  Hz the curves are rounded off at the high-temperature side rather than going to 0 at this respective  $T_c$  with infinite slope. Such behavior may be indicative [5, 6] of a surface

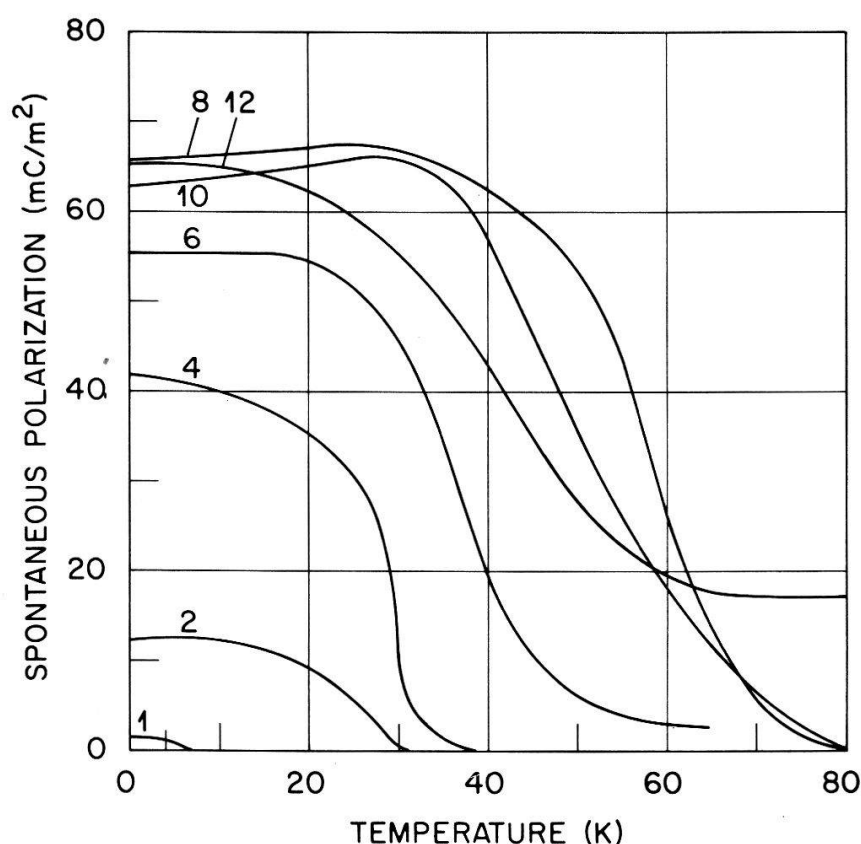


Figure 2

Variation of the spontaneous polarization in  $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$  with temperature. The curves are labelled by Nb concentration parameter.

layer polarized by space charge which compensates the electrical mismatch at the surface. If the high-temperature tail of the polarization can be attributed to a surface effect, then the Curie point may be estimated by extrapolating  $P(T)$  to  $P = 0$  fitting it to  $(T_c - T)^{1/2}$ .

The Curie point thus obtained agrees well with that obtained from the maximum dielectric constant in the region where there is only one phase transition, i.e., below  $x_{\text{crit}}$ . At higher concentration only one of the dielectric anomalies can be related to the extrapolated zero of the spontaneous polarization. Figure 3 shows the phase diagram established from the combined findings, i.e., from the disappearance of  $P_s$  and the maximum of the dielectric constant.

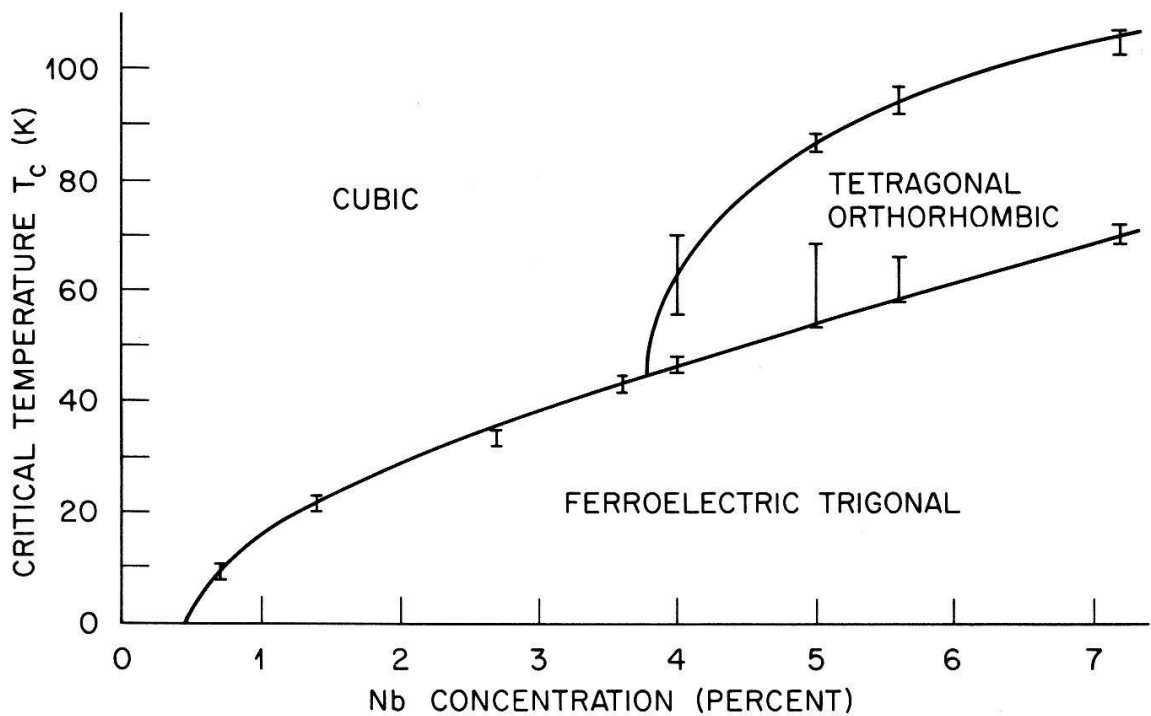


Figure 3

Phase diagram of  $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$  for  $x < 0.07$  as determined from measurements of the spontaneous polarization and the temperature variation of the dielectric constant.

From this diagram we can draw two conclusions:

- (a) The low symmetry phase transitions from tetragonal to orthorhombic and from orthorhombic to trigonal symmetry do indeed merge at  $x_{\text{crit}} = 0.04$ ,  $T_{\text{crit}} = 40$  K. Below  $x_{\text{crit}}$  there is only one transition, namely, from the ferroelectric trigonal to the paraelectric cubic state. This establishes a multi-critical structural point at  $x_{\text{crit}} = 0.04$ ,  $T_{\text{crit}} = 40$  K.
- (b) Below the critical concentration the transition line  $T_c$  vs.  $x$  is curved and stops at positive  $x_0$ . Such behavior has been predicted by Schneider et al. [8] and by Oppermann et al. [9]. These authors have shown that the high symmetry phase can be stabilized by quantum-mechanical fluctuations beyond the range of stability of the equivalent classical model.

## REFERENCES

- [1] S. TRIEBWASSER, Phys. Rev. *114*, 63 (1959).
- [2] L. T. TODD, Masters Thesis, Institute of Technology (Massachusetts) unpublished.
- [3] C. H. PERRY, *Molecular Spectroscopy of Dense Phases* (Elsevier, 1976), p. 267.
- [4] U. T. HÖCHLI and L. A. BOATNER, J. Phys. C, submitted, and U. T. HÖCHLI, J. Phys. Lett. C9, L495 (1976).
- [5] Prof. H. E. MÜSER has informed us that similar polarization layers can be observed in  $\text{BaTiO}_3$  single crystals above  $T_c$ . Private communication.
- [6] U. T. HÖCHLI, Helv. Phys. Acta *49*, 105 (1976).
- [7] F. JONA and G. SHIRANE, *Ferroelectric Crystals* (Pergamon, Oxford, 1962), 31ff.
- [8] T. SCHNEIDER, H. BECK and E. STOLL, Phys. Rev. *B1123* (1976).
- [9] R. OPPERMAN and H. THOMAS, Z. Phys. *1322*, 387 (1975).

### **Instabilité de surface dans un cristal liquide nématique**

F. RONDELEZ, W. URBACH

(Collège de France)

P. PIERANSKI

(Université de Paris-Sud, Orsay)

et

F. ROTHEN

(Orsay et Université de Lausanne)

Par échauffement ponctuel d'une goutte de  $100\ \mu$  d'épaisseur d'un cristal liquide nématique (MBBA), on réalise un écoulement superficiel qui réoriente les molécules au voisinage de la surface libre et modifie les propriétés optiques du système (biréfringence). On peut comparer l'image obtenue entre polariseurs croisés avec les prévisions de l'hydrodynamique des nématiques et interpréter des singularités caractéristiques de cette structure.

### **New results in photoemission-theory**

J. M. JOLLER

(Institut für Theoretische Physik III, RUB Bochum, 463 Bochum/Germany)

We prove the equivalence of the scattering – and the response – theory approach to the problem of photoemission. The golden rules no. 1 and no. 2 are derived. The 'local-field' and the Hedin approximation are discussed. A microscopic theory of coincidence measurements is presented. It is shown, how one can obtain more information about loss-mechanism; responsible for the production of secondary-electrons. Specific model-calculations, using a step-surface, are presented. The modifications for more realistic calculations are indicated.

### **Thermodynamique de la nucléation des doubles décrochements**

P. STADELMANN

(Laboratoire de Génie Atomique, EPF-Lausanne)

Le glissement, qui est responsable de la déformation plastique à basse température est très sensible aux obstacles que rencontre la dislocation au cours de son mouvement. Le principal obstacle linéaire est lié au fait que l'énergie de coeur de la dislocation subit la périodicité du réseau. La dislocation surmonte cet obstacle par formation d'un double décrochement (DK).

A partir de l'approximation de la tension de ligne constante de la dislocation, il est possible de calculer l'enthalpie libre de formation d'un double décrochement. Puis

dans un modèle généralisé de la diffusion de Brinkmann on montre que la formation activée thermiquement d'un DK conduit à un phénomène de relaxation à basse température qui présente toutes les caractéristiques de la relaxation de Bordini.

## **ANGEWANDTE PHYSIK UND ANDERE DOMÄNEN**

### **Stabilisation d'une décharge Tokamak par une enceinte extérieure conductrice**

L. C. BERNARD, D. BERGER, R. GRUBER et F. TROYON

(Centre de Recherches en Physique des Plasmas, EPF-L, Lausanne)

Nous avons inclu l'effet stabilisant d'une enceinte extérieure conductrice dans le code de stabilité MHD de Lausanne. Dans le cas d'un équilibre de Solovév, nous avons calculé le taux de croissance des modes MHD en fonction des paramètres de cet équilibre et de la distance entre le plasma et l'enceinte. Lorsque une stabilisation complète est possible, nous avons déterminé la distance maximale correspondante.

### **Stabilité des modes axisymétriques d'une décharge Tokamak**

D. BERGER, L. C. BERNARD, R. GRUBER et F. TROYON

(Centre de Recherches en Physique des Plasmas)

A l'aide du code de stabilité MHD de Lausanne, nous avons déterminé l'élongation maximale de la section d'un tokamak de petit rapport d'aspect permettant une décharge stable, en fonction de la triangulation de la section et du piquage de la densité de courant autour de l'axe magnétique. Nous avons trouvé qu'une forte triangulation destabilisait le plasma, en contradiction avec un calcul analytique utilisant l'hypothèse simplificatrice d'une déformation verticale.

### **Limitation du courant toroïdal d'une décharge Tokamak dans l'approximation magnétohydrodynamique**

D. BERGER, L. C. BERNARD, R. GRUBER et F. TROYON

(Centre de Recherches en Physique des Plasmas, EPF-L, Lausanne)

Le code de stabilité MHD développé dans notre institut est appliqué à l'étude d'un plasma torique de petit rapport d'aspect et de section non circulaire. Nous considérons une suite d'équilibres dont le courant toroïdal se pique autour l'axe magnétique; on en déduit la valeur limite du facteur de sécurité au limiteur nécessaire à la stabilité MHD du plasma. Cette barrière fixe une valeur maximale du courant circulant dans la décharge.

## Mesure de la configuration magnétique poloïdale dans le Belt-Pinch de Lausanne

M. ALTMANN, F. HOFMANN, J.-M. PEIRY et G. TONETTI

(Centre de Recherche en Physique des Plasmas, EPF-L, Lausanne)

Le Belt-Pinch de Lausanne [1] est une machine toroïdale à section non-circulaire. Ses paramètres principaux sont: rayon du tore  $R = 16$  cm; section du plasma:  $\sim 50$  cm  $\times$  2 cm; densité électronique  $n_e \simeq 10^{16}$  cm $^{-3}$ ; température électronique:  $T_e \simeq 50$  eV;  $\beta = 30\%$ . La mesure du champ magnétique poloïdal, soit  $B_r(r, z, t)$  et  $B_z(r, z, t)$ , dans une section plane passant par l'axe de révolution du tore a montré notamment qu'à la fin de la compression adiabatique ( $t = 5$   $\mu$ s) un équilibre torique n'est pas encore atteint. Mais l'évolution lente de la configuration poloïdale entre cet instant et le déclenchement de l'instabilité axiale observée dès  $t = 20$   $\mu$ s devrait apporter une contribution au problème de la stabilité MHD des équilibres toriques axisymétriques à section non-circulaire. Les résultats de ces mesures en cours de dépouillement seront rapportés lors de la session.

### RÉFÉRENCE

- [1] F. HOFMANN et al., Proc. VIIth European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Lausanne, 1-5 Sept. 1975, Vol. II, p. 137.

## Direct measurement of plasma electromagnetic potential

G. TONETTI<sup>1)</sup>

(Centre de Recherche en Physique des Plasmas, EPF-L)

To understand the equilibrium and stability problems in Plasma physics, it is necessary to know the electric and magnetic fields inside the plasma. In high energy plasma devices, such as tokamaks, present day diagnostic systems are not able to accurately measure these fields. A method based on the trajectories of heavy ions (Heavy Ion Beam Probe Diagnostic System [1, 2, 3]) is proposed to obtain a direct measurement of the electromagnetic potential inside the plasma.

### REFERENCES

- [1] R. L. HICKOK, Rev. Scient. Inst. 38, 147 (1967).  
[2] J. F. MARSHAL, R. L. HICKOK and F. C. JOBES, Phys. Rev. Lett. 22, 1042 (1969).  
[3] F. C. JOBES and R. L. HICKOK, Nucl. Fusion 10, 195 (1970).

<sup>1)</sup> Work done at Rensselaer Pol. Inst., Troy, New York, U.S.A.

### Measurements of the electrical conductivity in a plasma with current-driven ion-acoustic instability

M. GUYOT and Y. KAWAI

(Centre de Recherche en Physique des Plasmas, EPF-L, Lausanne)

A number of papers on anomalous conductivity caused by ion acoustic turbulence have been reported. In most cases, however, the electric field and electron drift velocity have not been directly measured. Independently, we measure both parameters in order to get some relationship between the conductivity and the electric field. The experiment is performed in a plasma box [1]. The density and temperature of electrons are  $10^9$ – $10^{10}$  cm $^{-3}$  and 1–2 eV, respectively and the neutral Ar-pressure is in the range of  $10^{-4}$  –  $2 \times 10^{-4}$  Torr. The electron drift velocity is found up to  $0.1 \times V_e$  and the electric field up to 2 V/cm.

#### REFERENCE

- [1] Y. KAWAI and CH. HOLLENSTEIN, Phys. Lett. 59A, 353 (1976).

### Experimental study of the propagation of ion acoustic soliton in a warm multi-ion plasma

M. Q. TRAN and CH. HOLLENSTEIN

(Centre der Recherche en Physique des Plasmas, EPF-L, Lausanne)

The formation of ion acoustic solitons in an Argon–Helium plasma is studied in function of the light ion concentration. It is found that an initial perturbation does not break into solitons for  $1\% < \alpha < 66\%$ . This fact can be related to an increase in linear Landau damping and to nonlinear resonant particles. In the concentration range where solitons are formed (essentially for  $\alpha \geq 66\%$ ), the measured Mach number could not be explained by fluid theories. Stationary solutions from theory which takes into account trapped electrons and reflected ions adequately describes the measured Mach number versus amplitude and light ion concentration dependency.

### Mass-spectrometric investigation of the low-pressure discharge in oxygen

P. KOCIAN and J. M. MAYOR

(Laboratoire de Physique appliquée, EPF, Lausanne)

The analysis of the neutral particles O, O $_2$ , O $_3$  as well as of the negative and positive ions has been made in the low-pressure discharge in oxygen. The measurements were realized in the pressure range of  $10^{-2}$  to 5 torr and in the current range of 20 to 200 mA. The concentration of the particles in dependence of  $E/p$  has been



determined. The possible reactions in the discharge and their rate constants are discussed.

This work was supported by the National Funds of Research.

### **Depth dependence of radiation damage in graphite irradiated with 1 to 4 MeV- $^4\text{He}$ ions**

H. STÜSSI

(Institute of Physics, University of Zurich)

S. VEPREK and A. P. WEBB

(Institute of Inorganic Chemistry, University of Zurich)

It is known that the radiation damage displays a maximum at a depth comparable with the projected ion range. This is qualitatively shown by the surface morphology changes during irradiation. However, the enhancement of the reactivity of graphite in a low pressure hydrogen plasma reveals another depth profile as well as the total damaged depth, depending on the material used.

### **Über die Ursache anormal hoher Elektronendichten in der Winter-D-Region**

J. MEISTER, P. EBERHARDT, U. HERRMANN, E. KOPP

(Physikalisches Institut, Universität Bern)

und

M. A. HIDALGO

(Laboratorio de Termologia, Facultad de Ciencias, Zaragoza, Spanien)

Am 8. Januar 1977 haben wir die Ionenzusammensetzung in der *D*-Region mit einem kryogenisch gepumpten Massenspektrometer auf einer NASA-Höhenforschungsrakete gemessen. Die Resultate – zusammen mit unseren früheren Messungen – deuten darauf hin, dass die an gewissen Wintertagen beobachteten sehr hohen Elektronenkonzentrationen in der *D*-Region auf Veränderungen in der Häufigkeit von Spurengasen wie  $\text{NO}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{O}$  usw. zurückzuführen sind.

Forschung unterstützt durch den Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung.

### **Über die Häufigkeiten der Metalle in den Perseid-Meteoriten**

U. HERRMANN, P. EBERHARDT, M. A. HIDALGO<sup>1)</sup> und E. KOPP

(Physikalisches Institut, Universität Bern)

Am 12. August 1976, während des Maximums des Perseiden-Meteorschauers, wurden auf einer Höhenforschungsrakete der NASA mit einem hochauflösenden

<sup>1)</sup> Gegenwärtige Adresse: Laboratorio de Termologia, Facultad de Ciencias, Zaragoza, Spanien.

Massenspektrometer die Ionenhäufigkeit und die Isotopenzusammensetzung in der *D*- und *E*-Region gemessen. Im Höhenbereich von 92 bis 107 km waren Metallionen sehr häufig, wobei wir die folgenden Metalle identifizieren konnten: Na, Mg, Al, Si, K, Ca, Ti, Cr, Mn, Fe, Co, Ni und Cu. Die Häufigkeit der Isotope von Mg, Ca, Cr, Fe und Ni konnten bestimmt werden.

Forschung unterstützt durch den Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung.

### Messung der He-, Ne- und Ar-Zusammensetzung in einem neutronenaktivierten Tiefseebasalt

A. STETTLER und P. BOCHSLER

(Physikalisches Institut, Universität Bern)

Die Bestimmung von Konzentrationen und Isotopenverhältnissen der Edelgase in geeigneten Gesteinsproben vermag wesentliche Auskünfte über Struktur und Dynamik der Quellenregion dieser Gesteine sowie über allfällige Gasaustauschprozesse mit der Atmosphäre zu geben. Jede Messung liefert in der Regel die Zusammensetzung eines Gemischs von drei Komponenten: Gas aus dem ursprünglichen Reservoir (z.B. dem Erdmantel), Luft und radiogene Isotope. Durch die Aktivierung der glasigen Kruste eines frischen Tiefseebasalts (East Pacific Rise) mittels schneller Reaktorneutronen und nachfolgender stufenweiser Extraktion gelang es, ein  $\text{Ar}^{40}/\text{Ar}^{36}$ -Verhältnis dieses speziellen Magmareservoirs unter der ozeanischen Kruste abzuschätzen. Das Ausgasungsverhalten der durch die Reaktionen  $\text{K}^{39}(n, p)\text{Ar}^{39}$ ,  $\text{Ca}^{40}(n, \alpha)\text{Ar}^{37}$ ,  $\text{Cl}^{37}(n, \gamma\beta)\text{Ar}^{38}$ ,  $\text{Na}^{23}(n, \alpha\beta)\text{Ne}^{20}$ ,  $\text{Mg}^{24}(n, \alpha)\text{Ne}^{21}$  und  $\text{Mg}^{25}(n, \alpha)\text{Ne}^{22}$  produzierten Isotope diente weiter dazu, die Diffusionsparameter Aktivierungsenergie und Diffusionskoeffizient für Ar und Ne in der Glasprobe zu berechnen.

### Edelgase als Indikatoren für die Entwicklungsgeschichte des Mondstaubes

P. SIGNER, H. BAUR, U. DERKSEN, PH. ETIQUE, H. FUNK, P. HORN und R. WIELER

(ETH-Zürich)

Ergebnisse unserer Untersuchungen von Siebfraktionen der verschiedenen Komponenten lunarer Stäube mittels Edelgasmassenspektrometrie sind:

- (1) Die verschiedenen Minerale zeigen charakteristische Verhältnisse von solarem He, Ne und Ar, die von der Sammelstelle unabhängig sind.
- (2) Die Konzentrationen von solarem Ar in Plagioklas, Olivin und Pyroxen sind ähnlich wie im retentiven Ilmenit. In Agglutinaten ist die Konzentration von solarem Argon bis zu 60 mal höher als in gleichgrossen Mineralen und ist dann zu einem grossen Teil volumenkorreliert. Diese Tatsachen hängen mit dem Entstehungsprozess der komplexen Komponenten zusammen, bei

denen vorwiegend kleine Körner (mit relativ grosser gasbeladener Oberfläche) verschmolzen oder zusammengesintert sind.

- (3) Die Ne-Exponierungsalter der Plagioklas-Separate sind niedriger als ihre Argon-Exponierungsalter. Dies zeigt, dass nicht nur Diffusions-Verluste von solarem sondern auch von spallogenen Ne bei Plagioklas allgemein auftreten.
- (4) Die Argon-Exponierungsalter der Minerale sind kleiner als jene der mehrphasigen Partikel, was durch stete Zufuhr frischer Mineralkörner zu den Stäuben erklärbar ist.

### **Dauer der Mare-bildenden Prozesse auf dem Mond**

S. GUGGISBERG, P. EBERHARDT, J. GEISS, N. GRÖGLER und A. STETTLER

(Physikalisches Institut, Universität Bern)

Die Epoche der Marebildung wurde bis dahin durch den Apollo 11-Basalt 10003 ( $3.9 \times 10^9$  a) und die jüngsten Apollo 12- und 15-Basalte ( $3.2 \times 10^9$  a) begrenzt.  $\text{Ar}^{40}/\text{Ar}^{39}$ -Alterbestimmungen an Apollo 12-Basaltfragmenten (2–4 mm) ergaben nun erstmals Alter von  $3.0 \times 10^9$  a. Die eingehende Analyse von 7 Mineralseparaten des bisher undatierten Apollo 11-Basalts 10029 ( $3.89 \times 10^9$  a) bestätigte andererseits sehr gut die obere Altergrenze für Marebasalte. Damit wird die Dauer des grossräumigen Vulkanismus auf der Mondoberfläche auf ca.  $0.9 \times 10^9$  a ausgedehnt.

### **Messung der Sonnentemperatur im fernen Infrarot mit einem Ballon-Lamellargitter-Interferometer**

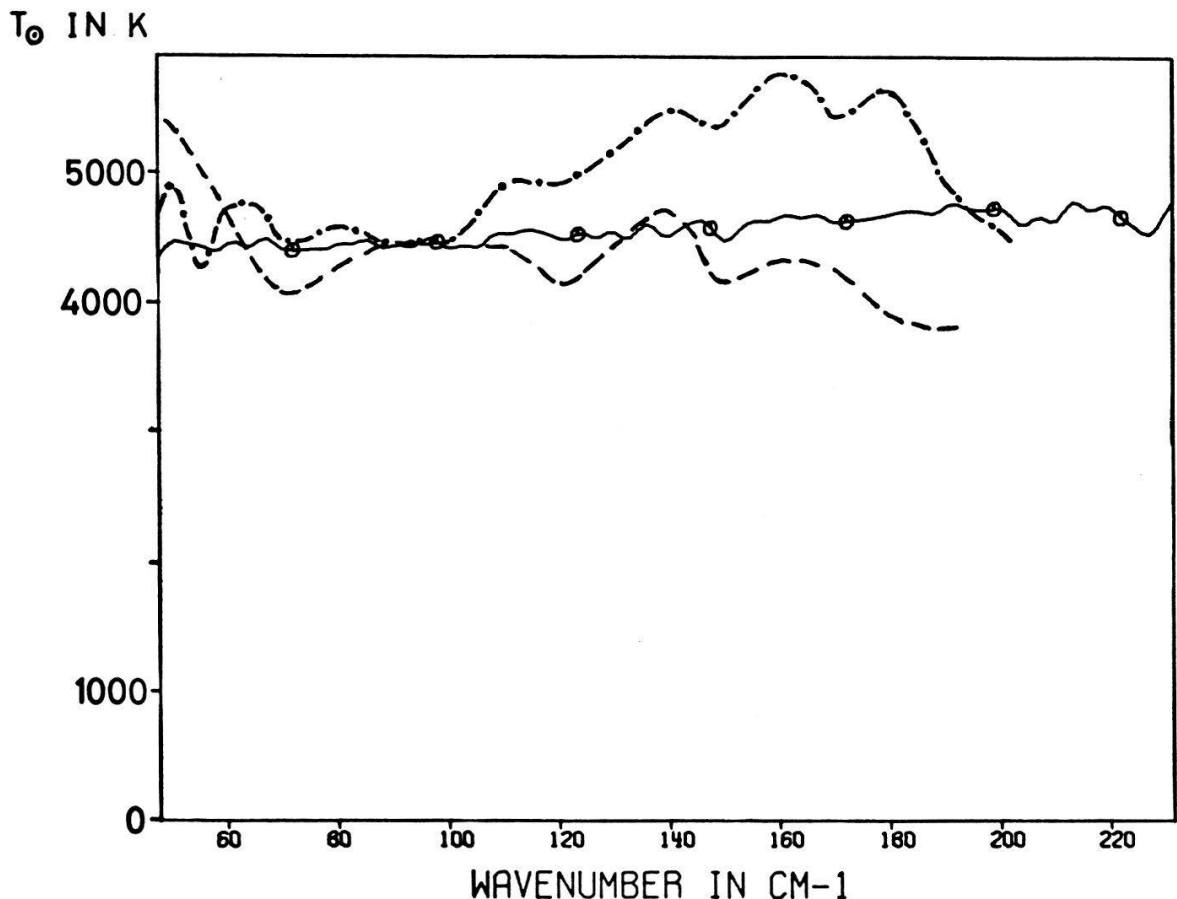
J. RAST und F. KNEUBÜHL

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Die Messung der spektralen Helligkeitstemperatur der Sonne im fernen Infrarot ist von Interesse, weil ihre Kenntnis eine Auskunft über das radiale Temperaturprofil der Sonnenatmosphäre liefert. Der geometrische Ort, welcher bei Infrarotwellenlängen (40 bis 1000  $\mu\text{m}$ ) untersucht werden kann, befindet sich zwischen der Photosphäre und der Chromosphäre. Dort wird ein Temperaturminimum erwartet. Die Kenntnis der Lage und der Höhe des Minimums liefert Information über die Art des Energietransports in diesem Bereich. Die verschiedenen Sonnenmodelle unterscheiden sich im Temperaturminimum um einige hundert Grad, so dass genauere Messungen mit Fehlern  $\leq 2\%$  in diesem Spektralbereich von der Theorie erwünscht sind [1]. Die Tatsache, dass solche Experimente bis heute relativ selten und ungenau sind, kann durch die totale Undurchlässigkeit der Erdatmosphäre im erwähnten Spektralbereich erklärt werden. Der Beobachter ist also gezwungen, seine Apparatur soweit wie möglich ausserhalb der Erdatmosphäre zu bringen [2]. Wir haben 1975 ein Lamellargitter-Interferometer gebaut, welches bis jetzt mit der Gondel des Observatoriums Genf zweimal in die Stratosphäre geflogen wurde. Die Messprogramme konnten erfolgreich durchgeführt werden [3]. Der erste Flug fand am 19. September 1975 in

Aire sur l'Adour statt. Der Spektralbereich der Sonnenemission zwischen 85 und 280  $\mu\text{m}$  wurde einer spektralen Auflösung von  $2\text{ cm}^{-1}$  untersucht. Die Auswertung der Messresultate liefert ein flaches Temperaturprofil mit einem Minimum von  $4500 \pm 300\text{ K}$  zwischen 60 und 110  $\text{cm}^{-1}$ .

Die relative grosse Fehlergrenze stammt von zusätzlichen Eichmessungen, die eine Beschädigung der Eichapparatur auf den Expeditionen unentbehrlich machte. Die Absorption der Restatmosphäre oberhalb 34 km wurde dank einer höheren Auflösung ( $0.4\text{ cm}^{-1}$ ) einiger Spektren deutlich nachgewiesen [3]. Der zweite Flug



Figur 1  
Sonnentemperatur ——— ETHZ, Flug 07; - · - · - Gay et al. [4]; - - - Clark et al. [5].

wurde am 20. September 1976 gestartet. Dabei wurde das Spektralgebiet zwischen 60 und 220  $\text{cm}^{-1}$  (45 bis 160  $\mu\text{m}$ ) mit einer Spektralaufösung von  $4\text{ cm}^{-1}$  gemessen. Dank einer grossen Anzahl von Spektren und der grösseren Intensität der Eichquelle bei grösseren Wellenzahlen wurde die Genauigkeit des Temperaturprofils gegenüber dem vorherigen wesentlich verbessert. Figure 1 zeigt das provisorische Resultat (durchgezogene Kurve) verglichen mit den früheren Resultaten zweier anderer Forschungsgruppen. Die Temperatur verläuft wieder flach bis ca. 110  $\text{cm}^{-1}$  und steigt von da leicht an. Erneut wurden die stärksten Wasserdampfabsorptionslinien in den Spektren beobachtet. Ein nächster Flug ist auf den Herbst 1977 geplant. Untersucht wird diesmal der langwellige Teil (bis 600  $\mu\text{m}$ ) der Sonnenemission, um den Temperaturanstieg in Richtung grosser Wellenlängen zu überprüfen. Wir werden uns nach Möglichkeit auch der atmosphärischen Absorption widmen, indem wir ein Spektrum mit höherer Auflösung ( $0.3\text{ cm}^{-1}$ ) aufnehmen werden.

Diese Arbeit wird vom Schweizerischen Nationalfonds unterstützt.

## REFERENZEN

- [1] J. E. VERNAZZA et al., Ap. Suppl. 30, 1 (1976).
- [2] W. A. TRAUB, M. T. STIER, Smithsonian Astrophysical and Harvard College Observatories, Center for Astrophysics, Preprint series No. 369.
- [3] J. RAST und F. KNEUBÜHL, Helvetica Phys. Acta. 49, 754 (1976).
- [4] J. GAY et al., Astrophys. Lett. 2, 169 (1968).
- [5] T. A. CLARK et al., Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A. 270, 55 (1971).

**Transmission der Atmosphäre im nahen und mittleren IR**

G. FINGER und F. KNEUBÜHL

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Die Transmission der Atmosphäre wurde unter verschiedenen meteorologischen Bedingungen im Wellenlängenbereich von  $1\ \mu\text{m}$  bis  $28\ \mu\text{m}$  mit einer spektralen Auflösung von  $\Delta\nu = 20\ \text{cm}^{-1}$  berechnet.

Für die Molekülabsorption und die Streuung an Dunstaerosolen wurde das Lowtran III Modell [1] verwendet. Dieses Modell setzt in Analogie zur Strong-Line Approximation des Goody Bandmodells für die Transmission  $\bar{\tau}_{\Delta\nu}$  der atmosphärischen Absorbergase eine empirische Funktion

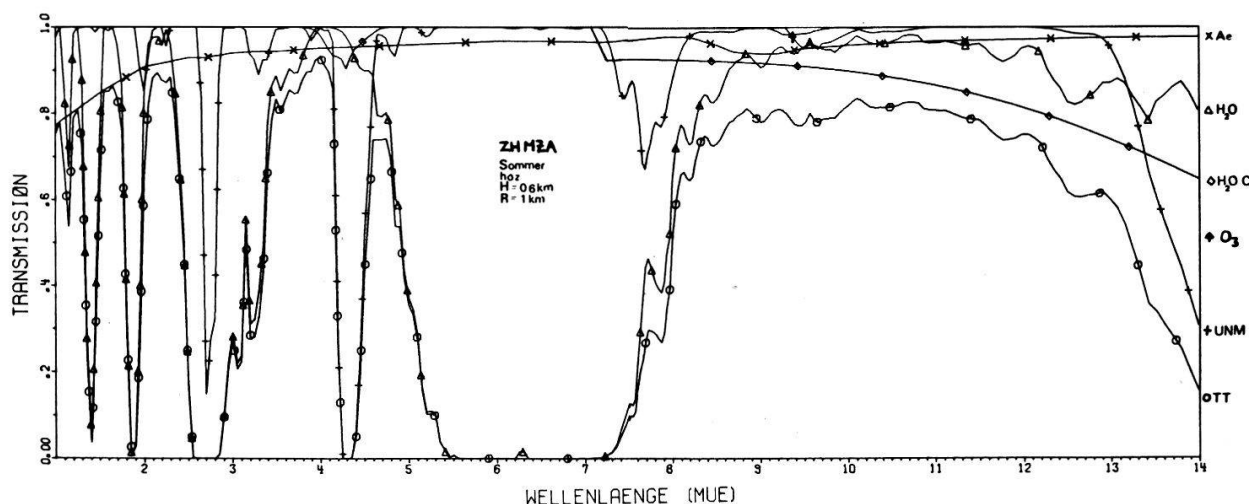
$$\bar{\tau}_{\Delta\nu} = f(C(\nu) \cdot w^*)$$

an, wobei  $C(\nu)$  ein Absorptionsparameter und

$$w^* = w \left( \frac{p}{p_0} \sqrt{\frac{T_0}{T}} \right)^n$$

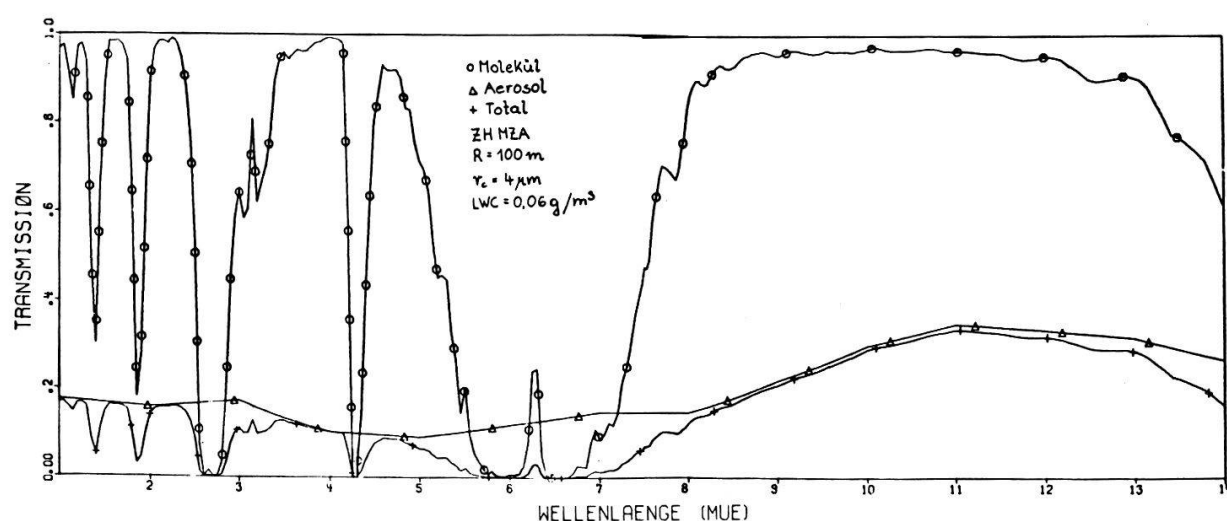
eine druck- und temperaturabhängige effektive Absorbermenge sind.

In Figur 1 sind diese Transmissionfunktionen für mittlere meteorologische Parameter der Meteorologischen Zentralanstalt Zürich im Sommer dargestellt. Der Absorptionsweg ist horizontal und 1 km lang, die optische Sichtweite 8.5 km. Starke Absorptionsbänder ( $\Delta\text{H}_2\text{O}$ : Wasserdampf; + UNM Gase:  $\text{CO}_2$ ;  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_4$ ,

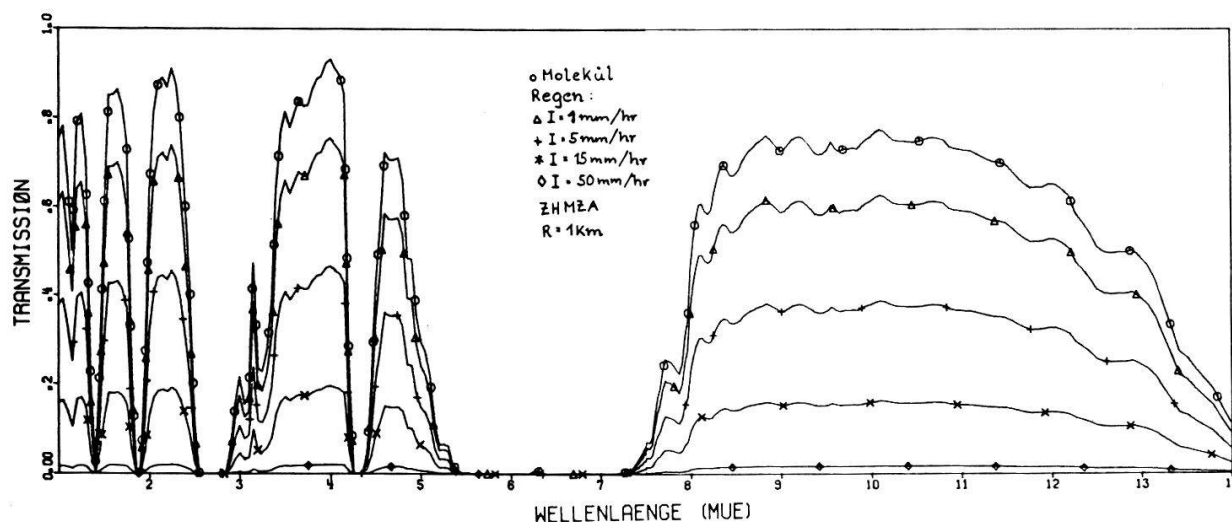


Figur 1





Figur 2



Figur 3

CO;  $\times$  Ae: Aerosolstreuung an Dunstaerosolen; o TT: Totaltransmission) begrenzen die atmosphärischen Fenster. Das  $H_2O$ -Kontinuum ( $\diamond H_2O$  C) im 8–12  $\mu m$  Fenster ist gegenüber dem Lowtran III Modell nach Roberts [2] unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit modifiziert worden. Vertikale Absorptionswege durch die ganze Atmosphäre lassen das Ozonband ( $\uparrow O_3$ ) bei 9,6  $\mu m$  Wellenlänge stärker hervortreten.

Änderungen der Transmission zu verschiedenen Jahreszeiten ergeben sich vor allem durch veränderten Wasserdampfgehalt infolge jahreszeitlicher Temperaturschwankungen.

Figur 2 zeigt ein Beispiel der Transmission in Wolken und Nebel mit folgenden Parametern: Flüssigwassergehalt  $LWC = 0,06 \text{ g/m}^3$ , Maximum der Tröpfchenverteilung beim Radius  $r_c = 4 \mu m$ , Absorptionsweg horizontal, Länge = 100 m. Nur Einfachstreuung nach der Mie'schen Theorie ist berücksichtigt. Nebel und Wolken sind für diesen IR Bereich undurchsichtig. Für Tröpfchenverteilungen, deren Tröpfchenzahl für Radien  $r > 7 \mu m$  stärker als  $r^{-3}$  abnimmt, tritt ein relatives Fenster [3] bei  $\lambda = 11 \mu m$  auf.



Die Extinktion durch Regen (Figur 3) lässt sich im IR durch die geometrische Optik beschreiben. Es gilt näherungsweise [4]

$$\sigma_{\text{ext}} = 0,21 I^{0,74}$$

$I$ : Regenintensität in mm/hr

$\sigma_{\text{ext}}$ : Extinktion in  $\text{km}^{-1}$

Das Lowtransprogramm wurde uns freundlicherweise von Herrn Greuter und Herrn Grossmann (ETHZ, Techn. Physik) zur Verfügung gestellt.

## REFERENZEN

- [1] J. E. A. SELBY and R. A. MCCLATCHEY, AFCRL Report 75-0 255.
- [2] E. R. ROBERTS, J. E. A. SELBY und L. M. BIBERMAN, Appl. Opt. 15, 2085 (1976).
- [3] G. H. RUPPERSBERG, R. SCHELLHASE und H. SCHUSTER, Atmospheric Environment 9, 723 (1975).
- [4] V. E. ZUEV, *Propagation of Visible and IR Radiation in the Atmosphere* (John Wiley & Sons, New York, 1974).

## Etude d'un capteur solaire semi-transparent à air

ANDRÉ FAIST et JEAN-BERNARD GAY

(Laboratoire de Physique Théorique Groupe Energie Solaire EPF-Lausanne)

L'étude théorique d'un capteur solaire semi-transparent à air est présentée. Elle a permis l'optimisation des principaux paramètres ainsi que la prédétermination des performances.

Les premiers résultats de mesures, effectués sur une maquette en vraie grandeur, sont présentés et sont comparés avec le modèle théorique.

## Theoretische Protonenspektren der kosmischen Strahlung in atmosphärischen Tiefen $650 \text{ g cm}^{-2} \leq h \leq 1033 \text{ g cm}^{-2}$

E. FLÜCKIGER

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

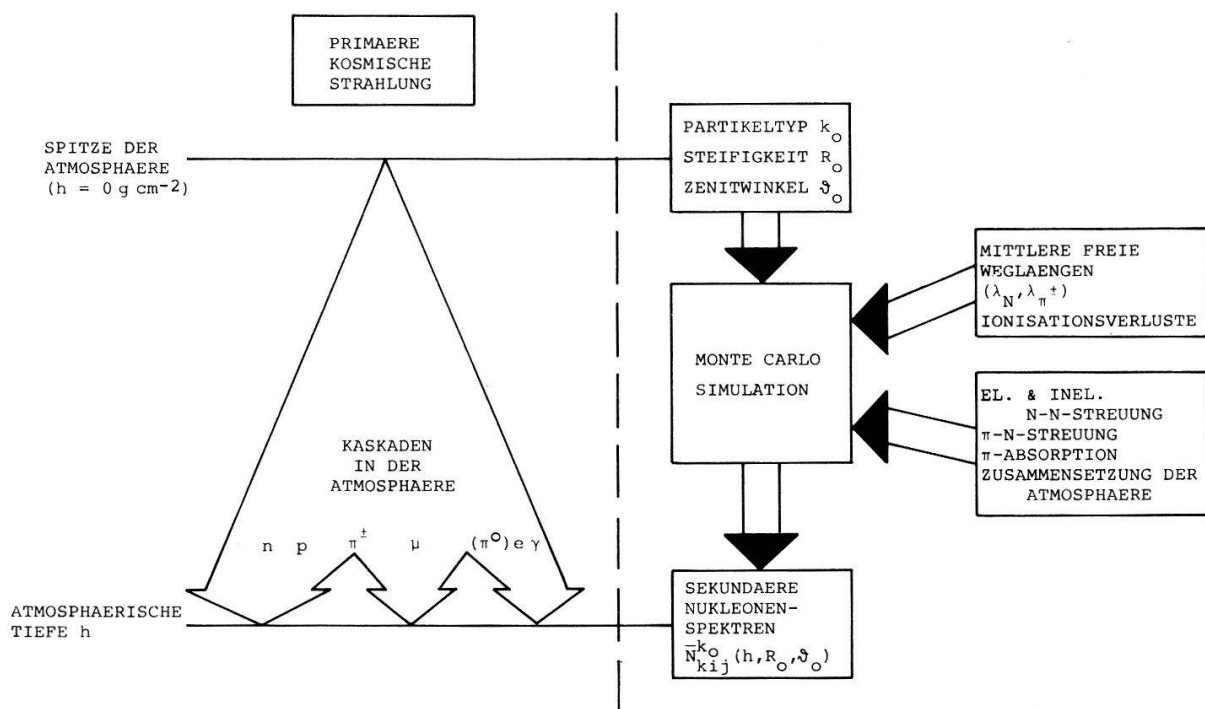
*Abstract.* Mit einem Monte-Carlo-Programm wurde die Nukleonenkaskade der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre im Energiebereich  $50 \text{ MeV} \leq E \leq 100 \text{ GeV}$  dreidimensional simuliert. Für mittlere Sonnenaktivität und geomagnetische Grenzsteifigkeiten von  $\bar{R}_{\text{CV}} = 2.2 \text{ GV}$ ,  $4.4 \text{ GV}$  und  $15 \text{ GV}$  werden die in den atmosphärischen Tiefen  $h = 650 \text{ g cm}^{-2}$ ,  $850 \text{ g cm}^{-2}$  und  $1033 \text{ g cm}^{-2}$  abgeleiteten Protonenspektren angegeben und diskutiert. Vergleiche mit entsprechenden experimentellen Daten bekräftigen, dass die wirklichen Verhältnisse durch die Simulation gut wiedergegeben werden.

## 1. Einleitung

Im Rahmen von Untersuchungen der Korrelation zwischen der primären kosmischen Strahlung und den Registrierungen von Neutronenmonitoren wurde mit einem Monte-Carlo-Programm [1, 2] die Nukleonenkaskade in der Atmosphäre

simuliert. In Figur 1 ist der Ablauf der Simulationsrechnungen schematisch dargestellt.

Als Parameter der in die Atmosphäre eindringenden Primärpartikel werden die Teilchenart,  $k_0$ , die Steifigkeit,  $R_0$ , und der Einfallswinkel gegenüber der Zenitrichtung,  $\vartheta_0$ , verwendet. Der Aufbau der kosmischen Sekundärstrahlung wird dann nach der Monte-Carlo-Methode in zwei verschiedenen Teilprogrammen dreidimensional entwickelt. Das erste Unterprogramm verfolgt die primären und sekundären



Figur 1

Ablauf der Monte-Carlo-Simulation der Nukleonenkaskade in der Atmosphäre.

nuklearaktiven Teilchen auf ihrem Weg durch die Atmosphäre. Neben den Nukleonen werden dabei auch geladene Pionen mitberücksichtigt, soweit diese wieder zum Aufbau der Nukleonenkaskade beitragen. Die Positionen der einzelnen Kernreaktionen werden aufgrund der mittleren freien Weglängen in der Atmosphäre,  $\lambda_N(E)$  und  $\lambda_{\pi^\pm}$ , bestimmt. Dabei sind der Energieabhängigkeit von  $\lambda_N$  totale Nukleon-Nukleus-Wirkungsquerschnitte für  $N^{14}$  zugrundegelegt [3], während für den gesamten Energiebereich  $\lambda_{\pi^\pm} = 75 \text{ g cm}^{-2}$  verwendet wird. Im zweiten Teilprogramm werden intranukleare Kaskaden dreidimensional simuliert. Es wird dazu angenommen, dass die einzelnen Kernwechselwirkungen zwischen individuellen, freien Elementarpartikeln stattfinden. In speziellen Unterprogrammen werden demnach die Reaktionen

- elastische und inelastische Nukleon–Nukleon–Streuung,
- Pion–Nukleon–Streuung und
- Pion–Absorption

behandelt.

Die sekundären Nukleonenspektren werden schliesslich durch die Grösse  $\bar{N}_{ki}^{k_0}(h, R_0, \vartheta_0)$  charakterisiert, d.h. durch die Anzahl Sekundärpartikel des Typs  $k$  im Energiebereich  $E_i \pm \Delta E_i$  und im Zenitwinkelintervall  $\vartheta_j \pm \Delta \vartheta_j$ , die von einem in die Atmosphäre eindringenden Primärteilchen ( $k_0, R_0, \vartheta_0$ ) in der Tiefe  $h$  im Mittel erzeugt wird.

## 2. Berechnungen und Ergebnisse

Mit den Simulationsrechnungen wurde  $\bar{N}_{kij}^p$  für folgende Parameterwerte bestimmt:

$$R_0 = 2.2, 3.15, 4.37, 5.74, 7.73, 10.5, 14.9, 20, 25, 30, 50, 70, 100 \text{ GV}$$

$$\vartheta_0 = 0^\circ, 24^\circ, 48^\circ$$

$$h = 40, 100, 160, 350, 650, 850, 1033 \text{ g cm}^{-2}$$

$$50 \text{ MeV} \leq E_i \leq 100 \text{ GeV}$$

$$0^\circ \leq \vartheta_j \leq 90^\circ$$

Die Resultate der Kaskadenrechnungen wurden für das in Tabelle 1 aufgeführte mittlere primäre Protonenspektrum und für die geomagnetischen Grenzsteifigkeiten von  $\bar{R}_{CV} = 2.2 \text{ GV}$ ,  $4.4 \text{ GV}$  und  $15 \text{ GV}$  (entsprechend geomagnetischen Breiten von etwa  $52^\circ$ ,  $43^\circ$  und  $0^\circ$ ) nach

$$\Phi_k(E_i, \vartheta_j, h) = \frac{2\pi}{\cos \vartheta_j} \int_0^{\pi/2} \int_{\bar{R}_{CV}}^{\infty} \left\{ \bar{N}_{kij}^p(h, R_0, \vartheta_0) + \frac{4}{6.5} \bar{N}_{kij}^p\left(h, \frac{R_0}{2}, \vartheta_0\right) \right\} \Psi_p(R_0) \cos \vartheta_0 \sin \vartheta_0 dR_0 d\vartheta_0 \quad (2.1)$$

aufintegriert. Dabei bedeuten

$\Phi_{n,p}$  = das differentielle sekundäre Neutronen-, resp. Protonenspektrum,

$\Psi_p$  = das differentielle primäre Protonenspektrum und

$\bar{R}_{CV}$  = die effektive geomagnetische Grenzsteifigkeit für Zenitrichtung

Dem Einfluss der primären  $\alpha$ -Komponente wird in (2.1) nach dem Verfahren von Webber und Quenby [4, 5] Rechnung getragen.

Tabelle 1

Das den Berechnungsergebnissen der Tabellen 2–10 zugrunde liegende primäre Protonenspektrum für mittlere Sonnenaktivität

| $R_0$<br>[GV] | $\Psi_p(R_0)$<br>[cm <sup>-2</sup> sec <sup>-1</sup> sterad <sup>-1</sup> MV <sup>-1</sup> ] |
|---------------|----------------------------------------------------------------------------------------------|
| 1.75          | $4.33 \cdot 10^{-5}$                                                                         |
| 2.20          | $3.90 \cdot 10^{-5}$                                                                         |
| 3.15          | $2.64 \cdot 10^{-5}$                                                                         |
| 4.37          | $1.60 \cdot 10^{-5}$                                                                         |
| 5.74          | $9.20 \cdot 10^{-6}$                                                                         |
| 7.73          | $5.00 \cdot 10^{-6}$                                                                         |
| 10.5          | $2.60 \cdot 10^{-6}$                                                                         |
| 14.9          | $1.18 \cdot 10^{-6}$                                                                         |
| 20.0          | $6.00 \cdot 10^{-7}$                                                                         |
| 25.0          | $3.60 \cdot 10^{-7}$                                                                         |
| 30.0          | $2.40 \cdot 10^{-7}$                                                                         |
| 50.0          | $7.50 \cdot 10^{-8}$                                                                         |
| 70.0          | $3.40 \cdot 10^{-8}$                                                                         |
| 100.0         | $1.60 \cdot 10^{-8}$                                                                         |

In den Tabellen 2–10 sind die entsprechenden differentiellen Protonenspektren in den atmosphärischen Tiefen  $h = 650 \text{ g cm}^{-2}$ ,  $850 \text{ g cm}^{-2}$  und  $1033 \text{ g cm}^{-2}$  zusammengestellt.

Tabelle 2

Differentielles Protonenspektrum in der atmosphärischen Tiefe  $h = 650 \text{ g cm}^{-2}$  für mittlere Sonnenaktivität und  $\bar{R}_{\text{CV}} = 2.2 \text{ GV}$

|                             |  | $\Phi_p(E, \vartheta, h = 650 \text{ g cm}^{-2})$ [Protonen/cm <sup>2</sup> sterad sec MeV] |          |          |          |          |
|-----------------------------|--|---------------------------------------------------------------------------------------------|----------|----------|----------|----------|
|                             |  | Zenitwinkel                                                                                 |          |          |          |          |
| Kinetische Energie<br>[MeV] |  | 0°–15°                                                                                      | 15°–30°  | 30°–45°  | 45°–60°  | 60°–90°  |
| 50– 100                     |  | 0.45E–05                                                                                    | 0.36E–05 | 0.25E–05 | 0.16E–05 | 0.95E–06 |
| 100– 200                    |  | 0.39E–05                                                                                    | 0.30E–05 | 0.20E–05 | 0.13E–05 | 0.50E–06 |
| 200– 400                    |  | 0.27E–05                                                                                    | 0.18E–05 | 0.11E–05 | 0.48E–06 | 0.19E–06 |
| 400– 600                    |  | 0.20E–05                                                                                    | 0.12E–05 | 0.57E–06 | 0.26E–06 | 0.12E–06 |
| 600– 800                    |  | 0.15E–05                                                                                    | 0.76E–06 | 0.40E–06 | 0.20E–06 | 0.56E–07 |
| 800– 1000                   |  | 0.13E–05                                                                                    | 0.64E–06 | 0.23E–06 | 0.10E–06 | 0.44E–07 |
| 1000– 1250                  |  | 0.75E–06                                                                                    | 0.39E–06 | 0.18E–06 | 0.84E–07 | 0.14E–07 |
| 1250– 1500                  |  | 0.73E–06                                                                                    | 0.36E–06 | 0.13E–06 | 0.83E–07 | 0.24E–07 |
| 1500– 1750                  |  | 0.57E–06                                                                                    | 0.32E–06 | 0.94E–07 | 0.41E–07 | 0.21E–07 |
| 1750– 2000                  |  | 0.51E–06                                                                                    | 0.27E–06 | 0.12E–06 | 0.64E–07 | 0.0      |
| 2000– 3000                  |  | 0.45E–06                                                                                    | 0.18E–06 | 0.58E–07 | 0.33E–07 | 0.66E–08 |
| 3000– 5000                  |  | 0.16E–06                                                                                    | 0.62E–07 | 0.16E–07 | 0.97E–08 | 0.0      |
| 5000– 7500                  |  | 0.58E–07                                                                                    | 0.14E–07 | 0.38E–08 | 0.30E–08 | 0.0      |
| 7500– 10000                 |  | 0.17E–07                                                                                    | 0.69E–08 | 0.22E–08 | 0.27E–08 | 0.0      |
| 10000– 15000                |  | 0.61E–08                                                                                    | 0.28E–08 | 0.71E–09 | 0.49E–09 | 0.0      |
| 15000– 20000                |  | 0.36E–08                                                                                    | 0.11E–08 | 0.0      | 0.50E–10 | 0.0      |
| 20000– 30000                |  | 0.15E–08                                                                                    | 0.77E–09 | 0.0      | 0.16E–09 | 0.0      |
| 30000– 40000                |  | 0.51E–09                                                                                    | 0.99E–10 | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 40000– 50000                |  | 0.98E–09                                                                                    | 0.24E–09 | 0.0      | 0.25E–10 | 0.0      |
| 50000– 75000                |  | 0.15E–09                                                                                    | 0.30E–10 | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 75000– 100000               |  | 0.27E–10                                                                                    | 0.12E–10 | 0.0      | 0.11E–10 | 0.0      |

Tabelle 3

Differentielles Protonenspektrum in der atmosphärischen Tiefe  $h = 650 \text{ g cm}^{-2}$  für mittlere Sonnenaktivität und  $\bar{R}_{\text{CV}} = 4.4 \text{ GV}$

|                             |  | $\Phi_p(E, \vartheta, h = 650 \text{ g cm}^{-2})$ [Protonen/cm <sup>2</sup> sterad sec MeV] |          |          |          |          |
|-----------------------------|--|---------------------------------------------------------------------------------------------|----------|----------|----------|----------|
|                             |  | Zenitwinkel                                                                                 |          |          |          |          |
| Kinetische Energie<br>[MeV] |  | 0°–15°                                                                                      | 15°–30°  | 30°–45°  | 45°–60°  | 60°–90°  |
| 50– 100                     |  | 0.42E–05                                                                                    | 0.33E–05 | 0.24E–05 | 0.15E–05 | 0.86E–06 |
| 100– 200                    |  | 0.37E–05                                                                                    | 0.28E–05 | 0.19E–05 | 0.12E–05 | 0.48E–06 |
| 200– 400                    |  | 0.25E–05                                                                                    | 0.17E–05 | 0.11E–05 | 0.45E–06 | 0.19E–06 |
| 400– 600                    |  | 0.19E–05                                                                                    | 0.11E–05 | 0.54E–06 | 0.25E–06 | 0.11E–06 |
| 600– 800                    |  | 0.14E–05                                                                                    | 0.73E–06 | 0.39E–06 | 0.19E–06 | 0.56E–07 |
| 800– 1000                   |  | 0.12E–05                                                                                    | 0.62E–06 | 0.23E–06 | 0.97E–07 | 0.44E–07 |
| 1000– 1250                  |  | 0.71E–06                                                                                    | 0.37E–06 | 0.17E–06 | 0.82E–07 | 0.14E–07 |
| 1250– 1500                  |  | 0.71E–06                                                                                    | 0.35E–06 | 0.12E–06 | 0.79E–07 | 0.24E–07 |
| 1500– 1750                  |  | 0.54E–06                                                                                    | 0.31E–06 | 0.92E–07 | 0.41E–07 | 0.21E–07 |
| 1750– 2000                  |  | 0.49E–06                                                                                    | 0.26E–06 | 0.11E–06 | 0.64E–07 | 0.0      |
| 2000– 3000                  |  | 0.45E–06                                                                                    | 0.18E–06 | 0.58E–07 | 0.33E–07 | 0.66E–08 |
| 3000– 5000                  |  | 0.16E–06                                                                                    | 0.62E–07 | 0.16E–07 | 0.97E–08 | 0.0      |
| 5000– 7500                  |  | 0.58E–07                                                                                    | 0.14E–07 | 0.38E–08 | 0.30E–08 | 0.0      |
| 7500– 10000                 |  | 0.17E–07                                                                                    | 0.69E–08 | 0.22E–08 | 0.27E–08 | 0.0      |
| 10000– 15000                |  | 0.61E–08                                                                                    | 0.28E–08 | 0.71E–09 | 0.49E–09 | 0.0      |
| 15000– 20000                |  | 0.36E–08                                                                                    | 0.11E–08 | 0.0      | 0.50E–10 | 0.0      |
| 20000– 30000                |  | 0.15E–08                                                                                    | 0.77E–09 | 0.0      | 0.16E–09 | 0.0      |
| 30000– 40000                |  | 0.51E–09                                                                                    | 0.99E–10 | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 40000– 50000                |  | 0.98E–09                                                                                    | 0.24E–09 | 0.0      | 0.25E–10 | 0.0      |
| 50000– 75000                |  | 0.15E–09                                                                                    | 0.30E–10 | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 75000– 100000               |  | 0.27E–10                                                                                    | 0.12E–10 | 0.0      | 0.11E–10 | 0.0      |

Tabelle 4

Differentielles Protonenspektrum in der atmosphärischen Tiefe  $h = 650 \text{ g cm}^{-2}$  für mittlere Sonnenaktivität und  $\bar{R}_{\text{CV}} = 15 \text{ GV}$

|                             |  | $\Phi_p(E, \vartheta, h = 650 \text{ g cm}^{-2})$ [Protonen/cm <sup>2</sup> sterad sec MeV] |          |          |          |          |
|-----------------------------|--|---------------------------------------------------------------------------------------------|----------|----------|----------|----------|
|                             |  | Zenitwinkel                                                                                 |          |          |          |          |
| Kinetische Energie<br>[MeV] |  | 0°–15°                                                                                      | 15°–30°  | 30°–45°  | 45°–60°  | 60°–90°  |
| 50– 100                     |  | 0.22E–05                                                                                    | 0.17E–05 | 0.13E–05 | 0.88E–06 | 0.45E–06 |
| 100– 200                    |  | 0.19E–05                                                                                    | 0.14E–05 | 0.99E–06 | 0.60E–06 | 0.29E–06 |
| 200– 400                    |  | 0.13E–05                                                                                    | 0.89E–06 | 0.53E–06 | 0.26E–06 | 0.12E–06 |
| 400– 600                    |  | 0.96E–06                                                                                    | 0.60E–06 | 0.28E–06 | 0.15E–06 | 0.43E–07 |
| 600– 800                    |  | 0.74E–06                                                                                    | 0.36E–06 | 0.21E–06 | 0.12E–06 | 0.31E–07 |
| 800– 1000                   |  | 0.54E–06                                                                                    | 0.33E–06 | 0.12E–06 | 0.61E–07 | 0.39E–07 |
| 1000– 1250                  |  | 0.36E–06                                                                                    | 0.23E–06 | 0.10E–06 | 0.54E–07 | 0.14E–07 |
| 1250– 1500                  |  | 0.36E–06                                                                                    | 0.18E–06 | 0.58E–07 | 0.38E–07 | 0.18E–07 |
| 1500– 1750                  |  | 0.30E–06                                                                                    | 0.16E–06 | 0.54E–07 | 0.28E–07 | 0.15E–07 |
| 1750– 2000                  |  | 0.29E–06                                                                                    | 0.13E–06 | 0.53E–07 | 0.36E–07 | 0.0      |
| 2000– 3000                  |  | 0.26E–06                                                                                    | 0.10E–06 | 0.36E–07 | 0.26E–07 | 0.64E–08 |
| 3000– 5000                  |  | 0.10E–06                                                                                    | 0.43E–07 | 0.11E–07 | 0.74E–08 | 0.0      |
| 5000– 7500                  |  | 0.43E–07                                                                                    | 0.12E–07 | 0.28E–08 | 0.25E–08 | 0.0      |
| 7500– 10000                 |  | 0.15E–07                                                                                    | 0.57E–08 | 0.21E–08 | 0.25E–08 | 0.0      |
| 10000– 15000                |  | 0.58E–08                                                                                    | 0.27E–08 | 0.69E–09 | 0.49E–09 | 0.0      |
| 15000– 20000                |  | 0.34E–08                                                                                    | 0.11E–08 | 0.0      | 0.50E–10 | 0.0      |
| 20000– 30000                |  | 0.14E–08                                                                                    | 0.75E–09 | 0.0      | 0.16E–09 | 0.0      |
| 30000– 40000                |  | 0.51E–09                                                                                    | 0.99E–10 | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 40000– 50000                |  | 0.94E–09                                                                                    | 0.24E–09 | 0.0      | 0.25E–10 | 0.0      |
| 50000– 75000                |  | 0.15E–09                                                                                    | 0.30E–10 | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 75000– 100000               |  | 0.27E–10                                                                                    | 0.12E–10 | 0.0      | 0.11E–10 | 0.0      |

Tabelle 5

Differentielles Protonenspektrum in der atmosphärischen Tiefe  $h = 850 \text{ g cm}^{-2}$  für mittlere Sonnenaktivität und  $\bar{R}_{\text{CV}} = 2.2 \text{ GV}$

|                             |  | $\Phi_p(E, \vartheta, h = 850 \text{ g cm}^{-2})$ [Protonen/cm <sup>2</sup> sterad sec MeV] |          |          |          |          |
|-----------------------------|--|---------------------------------------------------------------------------------------------|----------|----------|----------|----------|
|                             |  | Zenitwinkel                                                                                 |          |          |          |          |
| Kinetische Energie<br>[MeV] |  | 0°–15°                                                                                      | 15°–30°  | 30°–45°  | 45°–60°  | 60°–90°  |
| 50– 100                     |  | 0.16E–05                                                                                    | 0.66E–06 | 0.54E–06 | 0.43E–06 | 0.24E–06 |
| 100– 200                    |  | 0.91E–06                                                                                    | 0.64E–06 | 0.37E–06 | 0.25E–06 | 0.11E–06 |
| 200– 400                    |  | 0.72E–06                                                                                    | 0.39E–06 | 0.23E–06 | 0.81E–07 | 0.67E–07 |
| 400– 600                    |  | 0.49E–06                                                                                    | 0.30E–06 | 0.14E–06 | 0.77E–07 | 0.54E–07 |
| 600– 800                    |  | 0.35E–06                                                                                    | 0.19E–06 | 0.97E–07 | 0.33E–07 | 0.0      |
| 800– 1000                   |  | 0.26E–06                                                                                    | 0.18E–06 | 0.35E–07 | 0.25E–07 | 0.45E–07 |
| 1000– 1250                  |  | 0.20E–06                                                                                    | 0.12E–06 | 0.31E–07 | 0.14E–07 | 0.24E–08 |
| 1250– 1500                  |  | 0.18E–06                                                                                    | 0.81E–07 | 0.15E–07 | 0.54E–07 | 0.0      |
| 1500– 1750                  |  | 0.18E–06                                                                                    | 0.59E–07 | 0.26E–07 | 0.0      | 0.0      |
| 1750– 2000                  |  | 0.14E–06                                                                                    | 0.68E–07 | 0.40E–07 | 0.13E–07 | 0.0      |
| 2000– 3000                  |  | 0.82E–07                                                                                    | 0.35E–07 | 0.92E–08 | 0.66E–08 | 0.60E–09 |
| 3000– 5000                  |  | 0.29E–07                                                                                    | 0.10E–07 | 0.37E–08 | 0.13E–08 | 0.14E–09 |
| 5000– 7500                  |  | 0.89E–08                                                                                    | 0.26E–08 | 0.11E–08 | 0.25E–09 | 0.0      |
| 7500– 10000                 |  | 0.42E–08                                                                                    | 0.88E–09 | 0.67E–09 | 0.0      | 0.0      |
| 10000– 15000                |  | 0.13E–08                                                                                    | 0.54E–09 | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 15000– 20000                |  | 0.54E–09                                                                                    | 0.27E–09 | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 20000– 30000                |  | 0.17E–09                                                                                    | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 30000– 40000                |  | 0.0                                                                                         | 0.15E–09 | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 40000– 50000                |  | 0.0                                                                                         | 0.0      | 0.0      | 0.25E–10 | 0.0      |
| 50000– 75000                |  | 0.50E–10                                                                                    | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 75000– 100000               |  | 0.0                                                                                         | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |



Tabelle 6

Differentielles Protonenspektrum in der atmosphärischen Tiefe  $h = 850 \text{ g cm}^{-2}$  für mittlere Sonnenaktivität und  $\bar{R}_{\text{CV}} = 4.4 \text{ GV}$

|                          |  | $\Phi_p(E, \vartheta, h = 850 \text{ g cm}^{-2})$ [Protonen/cm <sup>2</sup> sterad sec MeV] |          |          |          |          |
|--------------------------|--|---------------------------------------------------------------------------------------------|----------|----------|----------|----------|
|                          |  | Zenitwinkel                                                                                 |          |          |          |          |
| Kinetische Energie [MeV] |  | 0°–15°                                                                                      | 15°–30°  | 30°–45°  | 45°–60°  | 60°–90°  |
| 50– 100                  |  | 0.14E–05                                                                                    | 0.63E–06 | 0.53E–06 | 0.43E–06 | 0.22E–06 |
| 100– 200                 |  | 0.87E–06                                                                                    | 0.61E–06 | 0.35E–06 | 0.24E–06 | 0.11E–06 |
| 200– 400                 |  | 0.69E–06                                                                                    | 0.38E–06 | 0.22E–06 | 0.80E–07 | 0.66E–07 |
| 400– 600                 |  | 0.48E–06                                                                                    | 0.29E–06 | 0.14E–06 | 0.77E–07 | 0.53E–07 |
| 600– 800                 |  | 0.35E–06                                                                                    | 0.19E–06 | 0.96E–07 | 0.33E–07 | 0.0      |
| 800– 1000                |  | 0.26E–06                                                                                    | 0.17E–06 | 0.34E–07 | 0.25E–07 | 0.45E–07 |
| 1000– 1250               |  | 0.20E–06                                                                                    | 0.12E–06 | 0.31E–07 | 0.14E–07 | 0.24E–08 |
| 1250– 1500               |  | 0.17E–06                                                                                    | 0.81E–07 | 0.15E–07 | 0.54E–07 | 0.0      |
| 1500– 1750               |  | 0.18E–06                                                                                    | 0.57E–07 | 0.26E–07 | 0.0      | 0.0      |
| 1750– 2000               |  | 0.14E–06                                                                                    | 0.67E–07 | 0.38E–07 | 0.13E–07 | 0.0      |
| 2000– 3000               |  | 0.81E–07                                                                                    | 0.35E–07 | 0.92E–08 | 0.66E–08 | 0.60E–09 |
| 3000– 5000               |  | 0.29E–07                                                                                    | 0.10E–07 | 0.37E–08 | 0.13E–08 | 0.14E–09 |
| 5000– 7500               |  | 0.89E–08                                                                                    | 0.26E–08 | 0.11E–08 | 0.25E–09 | 0.0      |
| 7500– 10000              |  | 0.42E–08                                                                                    | 0.88E–09 | 0.67E–09 | 0.0      | 0.0      |
| 10000– 15000             |  | 0.13E–08                                                                                    | 0.54E–09 | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 15000– 20000             |  | 0.54E–09                                                                                    | 0.27E–09 | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 20000– 30000             |  | 0.17E–09                                                                                    | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 30000– 40000             |  | 0.0                                                                                         | 0.15E–09 | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 40000– 50000             |  | 0.0                                                                                         | 0.0      | 0.0      | 0.25E–10 | 0.0      |
| 50000– 75000             |  | 0.50E–10                                                                                    | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 75000– 100000            |  | 0.0                                                                                         | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |

Tabelle 7

Differentielles Protonenspektrum in der atmosphärischen Tiefe  $h = 850 \text{ g cm}^{-2}$  für mittlere Sonnenaktivität und  $\bar{R}_{\text{CV}} = 15 \text{ GV}$

|                          |  | $\Phi_p(E, \vartheta, h = 850 \text{ g cm}^{-2})$ [Protonen/cm <sup>2</sup> sterad sec MeV] |          |          |          |          |
|--------------------------|--|---------------------------------------------------------------------------------------------|----------|----------|----------|----------|
|                          |  | Zenitwinkel                                                                                 |          |          |          |          |
| Kinetische Energie [MeV] |  | 0°–15°                                                                                      | 15°–30°  | 30°–45°  | 45°–60°  | 60°–90°  |
| 50– 100                  |  | 0.78E–06                                                                                    | 0.46E–06 | 0.33E–06 | 0.24E–06 | 0.18E–06 |
| 100– 200                 |  | 0.53E–06                                                                                    | 0.39E–06 | 0.23E–06 | 0.16E–06 | 0.88E–07 |
| 200– 400                 |  | 0.35E–06                                                                                    | 0.24E–06 | 0.15E–06 | 0.56E–07 | 0.36E–07 |
| 400– 600                 |  | 0.33E–06                                                                                    | 0.19E–06 | 0.71E–07 | 0.48E–07 | 0.33E–07 |
| 600– 800                 |  | 0.24E–06                                                                                    | 0.11E–06 | 0.58E–07 | 0.28E–07 | 0.0      |
| 800– 1000                |  | 0.17E–06                                                                                    | 0.10E–06 | 0.25E–07 | 0.20E–07 | 0.14E–07 |
| 1000– 1250               |  | 0.13E–06                                                                                    | 0.67E–07 | 0.22E–07 | 0.65E–08 | 0.24E–08 |
| 1250– 1500               |  | 0.87E–07                                                                                    | 0.58E–07 | 0.11E–07 | 0.19E–07 | 0.0      |
| 1500– 1750               |  | 0.91E–07                                                                                    | 0.31E–07 | 0.20E–07 | 0.0      | 0.0      |
| 1750– 2000               |  | 0.10E–06                                                                                    | 0.39E–07 | 0.18E–07 | 0.13E–07 | 0.0      |
| 2000– 3000               |  | 0.59E–07                                                                                    | 0.26E–07 | 0.75E–08 | 0.62E–08 | 0.60E–09 |
| 3000– 5000               |  | 0.24E–07                                                                                    | 0.85E–08 | 0.25E–08 | 0.13E–08 | 0.14E–09 |
| 5000– 7500               |  | 0.75E–08                                                                                    | 0.22E–08 | 0.10E–08 | 0.25E–09 | 0.0      |
| 7500– 10000              |  | 0.42E–08                                                                                    | 0.82E–09 | 0.67E–09 | 0.0      | 0.0      |
| 10000– 15000             |  | 0.13E–08                                                                                    | 0.54E–09 | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 15000– 20000             |  | 0.54E–09                                                                                    | 0.27E–09 | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 20000– 30000             |  | 0.17E–09                                                                                    | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 30000– 40000             |  | 0.0                                                                                         | 0.15E–09 | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 40000– 50000             |  | 0.0                                                                                         | 0.0      | 0.0      | 0.25E–10 | 0.0      |
| 50000– 75000             |  | 0.50E–10                                                                                    | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 75000– 100000            |  | 0.0                                                                                         | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |



Tabelle 8

Differentielles Protonenspektrum in der atmosphärischen Tiefe  $h = 1033 \text{ g cm}^{-2}$  für mittlere Sonnenaktivität und  $\bar{R}_{\text{CV}} = 2.2 \text{ GV}$

|                          |  | $\Phi_p(E, \vartheta, h = 1033 \text{ g cm}^{-2})$ [Protonen/cm <sup>2</sup> sterad sec MeV] |          |          |          |          |
|--------------------------|--|----------------------------------------------------------------------------------------------|----------|----------|----------|----------|
|                          |  | Zenitwinkel                                                                                  |          |          |          |          |
| Kinetische Energie [MeV] |  | 0°–15°                                                                                       | 15°–30°  | 30°–45°  | 45°–60°  | 60°–90°  |
| 50–100                   |  | 0.53E–06                                                                                     | 0.42E–06 | 0.16E–06 | 0.45E–06 | 0.66E–07 |
| 100–200                  |  | 0.19E–06                                                                                     | 0.35E–06 | 0.19E–06 | 0.19E–06 | 0.31E–06 |
| 200–400                  |  | 0.44E–06                                                                                     | 0.13E–06 | 0.84E–07 | 0.54E–07 | 0.58E–08 |
| 400–600                  |  | 0.21E–06                                                                                     | 0.59E–07 | 0.31E–07 | 0.0      | 0.76E–08 |
| 600–800                  |  | 0.12E–06                                                                                     | 0.41E–07 | 0.36E–07 | 0.19E–07 | 0.0      |
| 800–1000                 |  | 0.90E–07                                                                                     | 0.32E–07 | 0.22E–07 | 0.53E–08 | 0.0      |
| 1000–1250                |  | 0.66E–07                                                                                     | 0.59E–07 | 0.69E–08 | 0.0      | 0.0      |
| 1250–1500                |  | 0.47E–07                                                                                     | 0.17E–07 | 0.14E–07 | 0.0      | 0.0      |
| 1500–1750                |  | 0.45E–07                                                                                     | 0.42E–07 | 0.11E–07 | 0.0      | 0.0      |
| 1750–2000                |  | 0.60E–07                                                                                     | 0.26E–07 | 0.51E–08 | 0.33E–08 | 0.0      |
| 2000–3000                |  | 0.29E–07                                                                                     | 0.13E–07 | 0.23E–08 | 0.17E–08 | 0.0      |
| 3000–5000                |  | 0.10E–07                                                                                     | 0.19E–08 | 0.81E–09 | 0.0      | 0.0      |
| 5000–7500                |  | 0.21E–08                                                                                     | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 7500–10000               |  | 0.23E–09                                                                                     | 0.11E–08 | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 10000–15000              |  | 0.15E–09                                                                                     | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 15000–20000              |  | 0.16E–09                                                                                     | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 20000–30000              |  | 0.0                                                                                          | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 30000–40000              |  | 0.29E–10                                                                                     | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 40000–50000              |  | 0.0                                                                                          | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 50000–75000              |  | 0.0                                                                                          | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 75000–100000             |  | 0.0                                                                                          | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |

Tabelle 9

Differentielles Protonenspektrum in der atmosphärischen Tiefe  $h = 1033 \text{ g cm}^{-2}$  für mittlere Sonnenaktivität und  $\bar{R}_{\text{CV}} = 4.4 \text{ GV}$

|                          |  | $\Phi_p(E, \vartheta, h = 1033 \text{ g cm}^{-2})$ [Protonen/cm <sup>2</sup> sterad sec MeV] |          |          |          |          |
|--------------------------|--|----------------------------------------------------------------------------------------------|----------|----------|----------|----------|
|                          |  | Zenitwinkel                                                                                  |          |          |          |          |
| Kinetische Energie [MeV] |  | 0°–15°                                                                                       | 15°–30°  | 30°–45°  | 45°–60°  | 60°–90°  |
| 50–100                   |  | 0.51E–06                                                                                     | 0.39E–06 | 0.16E–06 | 0.44E–06 | 0.66E–07 |
| 100–200                  |  | 0.19E–06                                                                                     | 0.33E–06 | 0.19E–06 | 0.18E–06 | 0.31E–06 |
| 200–400                  |  | 0.43E–06                                                                                     | 0.13E–06 | 0.83E–07 | 0.54E–07 | 0.58E–08 |
| 400–600                  |  | 0.21E–06                                                                                     | 0.59E–07 | 0.31E–07 | 0.0      | 0.76E–08 |
| 600–800                  |  | 0.12E–06                                                                                     | 0.41E–07 | 0.36E–07 | 0.19E–07 | 0.0      |
| 800–1000                 |  | 0.90E–07                                                                                     | 0.32E–07 | 0.22E–07 | 0.53E–08 | 0.0      |
| 1000–1250                |  | 0.66E–07                                                                                     | 0.59E–07 | 0.69E–08 | 0.0      | 0.0      |
| 1250–1500                |  | 0.47E–07                                                                                     | 0.17E–07 | 0.14E–07 | 0.0      | 0.0      |
| 1500–1750                |  | 0.45E–07                                                                                     | 0.41E–07 | 0.11E–07 | 0.0      | 0.0      |
| 1750–2000                |  | 0.60E–07                                                                                     | 0.26E–07 | 0.51E–08 | 0.33E–08 | 0.0      |
| 2000–3000                |  | 0.29E–07                                                                                     | 0.13E–07 | 0.23E–08 | 0.17E–08 | 0.0      |
| 3000–5000                |  | 0.10E–07                                                                                     | 0.19E–08 | 0.81E–09 | 0.0      | 0.0      |
| 5000–7500                |  | 0.21E–08                                                                                     | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 7500–10000               |  | 0.23E–09                                                                                     | 0.11E–08 | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 10000–15000              |  | 0.15E–09                                                                                     | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 15000–20000              |  | 0.16E–09                                                                                     | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 20000–30000              |  | 0.0                                                                                          | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 30000–40000              |  | 0.29E–10                                                                                     | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 40000–50000              |  | 0.0                                                                                          | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 50000–75000              |  | 0.0                                                                                          | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 75000–100000             |  | 0.0                                                                                          | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |

Tabelle 10

Differentielles Protonenspektrum in der atmosphärischen Tiefe  $h = 1033 \text{ g cm}^{-2}$  für mittlere Sonnenaktivität und  $\bar{R}_{CV} = 15\text{-GV}$

|                             |  | $\Phi_p(E, \vartheta, h = 1033 \text{ g cm}^{-2})$ [Protonen/cm <sup>2</sup> sterad sec MeV] |          |          |          |          |
|-----------------------------|--|----------------------------------------------------------------------------------------------|----------|----------|----------|----------|
|                             |  | Zenitwinkel                                                                                  |          |          |          |          |
| Kinetische Energie<br>[MeV] |  | 0°–15°                                                                                       | 15°–30°  | 30°–45°  | 45°–60°  | 60°–90°  |
| 50– 100                     |  | 0.27E–06                                                                                     | 0.24E–06 | 0.10E–06 | 0.13E–06 | 0.45E–07 |
| 100– 200                    |  | 0.13E–06                                                                                     | 0.11E–06 | 0.81E–07 | 0.67E–07 | 0.79E–07 |
| 200– 400                    |  | 0.14E–06                                                                                     | 0.59E–07 | 0.53E–07 | 0.24E–07 | 0.58E–08 |
| 400– 600                    |  | 0.13E–06                                                                                     | 0.40E–07 | 0.26E–07 | 0.0      | 0.70E–08 |
| 600– 800                    |  | 0.73E–07                                                                                     | 0.30E–07 | 0.15E–07 | 0.45E–08 | 0.0      |
| 800– 1000                   |  | 0.76E–07                                                                                     | 0.31E–07 | 0.16E–07 | 0.53E–08 | 0.0      |
| 1000– 1250                  |  | 0.56E–07                                                                                     | 0.49E–07 | 0.69E–08 | 0.0      | 0.0      |
| 1250– 1500                  |  | 0.46E–07                                                                                     | 0.15E–07 | 0.11E–07 | 0.0      | 0.0      |
| 1500– 1750                  |  | 0.45E–07                                                                                     | 0.96E–08 | 0.10E–07 | 0.0      | 0.0      |
| 1750– 2000                  |  | 0.33E–07                                                                                     | 0.24E–07 | 0.47E–08 | 0.33E–08 | 0.0      |
| 2000– 3000                  |  | 0.25E–07                                                                                     | 0.92E–08 | 0.22E–08 | 0.17E–08 | 0.0      |
| 3000– 5000                  |  | 0.82E–08                                                                                     | 0.19E–08 | 0.81E–09 | 0.0      | 0.0      |
| 5000– 7500                  |  | 0.21E–08                                                                                     | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 7500– 10000                 |  | 0.23E–09                                                                                     | 0.11E–08 | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 10000– 15000                |  | 0.15E–09                                                                                     | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 15000– 20000                |  | 0.16E–09                                                                                     | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 20000– 30000                |  | 0.0                                                                                          | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 30000– 40000                |  | 0.29E–10                                                                                     | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 40000– 50000                |  | 0.0                                                                                          | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 50000– 75000                |  | 0.0                                                                                          | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |
| 75000– 100000               |  | 0.0                                                                                          | 0.0      | 0.0      | 0.0      | 0.0      |

### 3. Diskussion

Zur Prüfung der Simulationsrechnungen waren erste Ergebnisse für die sekundären zenitalen Protonenspektren auf Meeres- und Bergeshöhe bereits in einer früheren Arbeit [3] experimentellen Daten gegenübergestellt worden. Dabei hatte sich eine gute Uebereinstimmung ergeben. Im folgenden wird deshalb nur noch auf die Zenitwinkelabhängigkeit sowie auf die Attenuation in der Atmosphäre näher eingegangen.

Die Winkelverteilung der Protonen in der Atmosphäre ist von mehreren Experimentatoren mit verschiedenen Methoden untersucht worden. Eine Zusammenstellung der Ergebnisse findet sich bei Schopper et al. [6].

Unter der Annahme, dass die Primärpartikel isotrop einfallen und in der Atmosphäre exponentiell absorbiert werden, kann die Zenitwinkelabhängigkeit der kosmischen Sekundärstrahlung durch

$$\Phi(E, \vartheta, h) dE d\vartheta = \Phi(E, \vartheta = 0^\circ, h) P(E, \vartheta, h) dE d\vartheta \quad (3.1)$$

mit

$$P(E, \vartheta, h) = \exp - \frac{h}{L(E)} \left( \frac{1}{\cos \vartheta} - 1 \right) \quad (3.2)$$

beschrieben werden. Vielfach, namentlich in Bergeshöhe, wird für (3.2) die Näherung

$$P(E, \vartheta, h) = \{\cos \vartheta\}^{m(E, h)} \quad (3.3)$$

verwendet. In beiden Fällen wird die Voraussetzung gemacht, dass die bei der Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre erzeugten Sekundärpartikel die Richtung der Primärteilchen beibehalten. Diese Bedingung ist aber nur für hohe Energien näherungsweise erfüllt, so dass die Winkelverteilung niederenergetischer Teilchen durch (3.2) bzw. (3.3) unvollständig wiedergegeben wird. In dem hier betrachteten Energiebereich treten jedoch wesentliche Fehler erst für Zenitwinkel  $\vartheta > 60^\circ$  auf. Entsprechend sind in Tabelle 11 nach (3.3) für die berech-

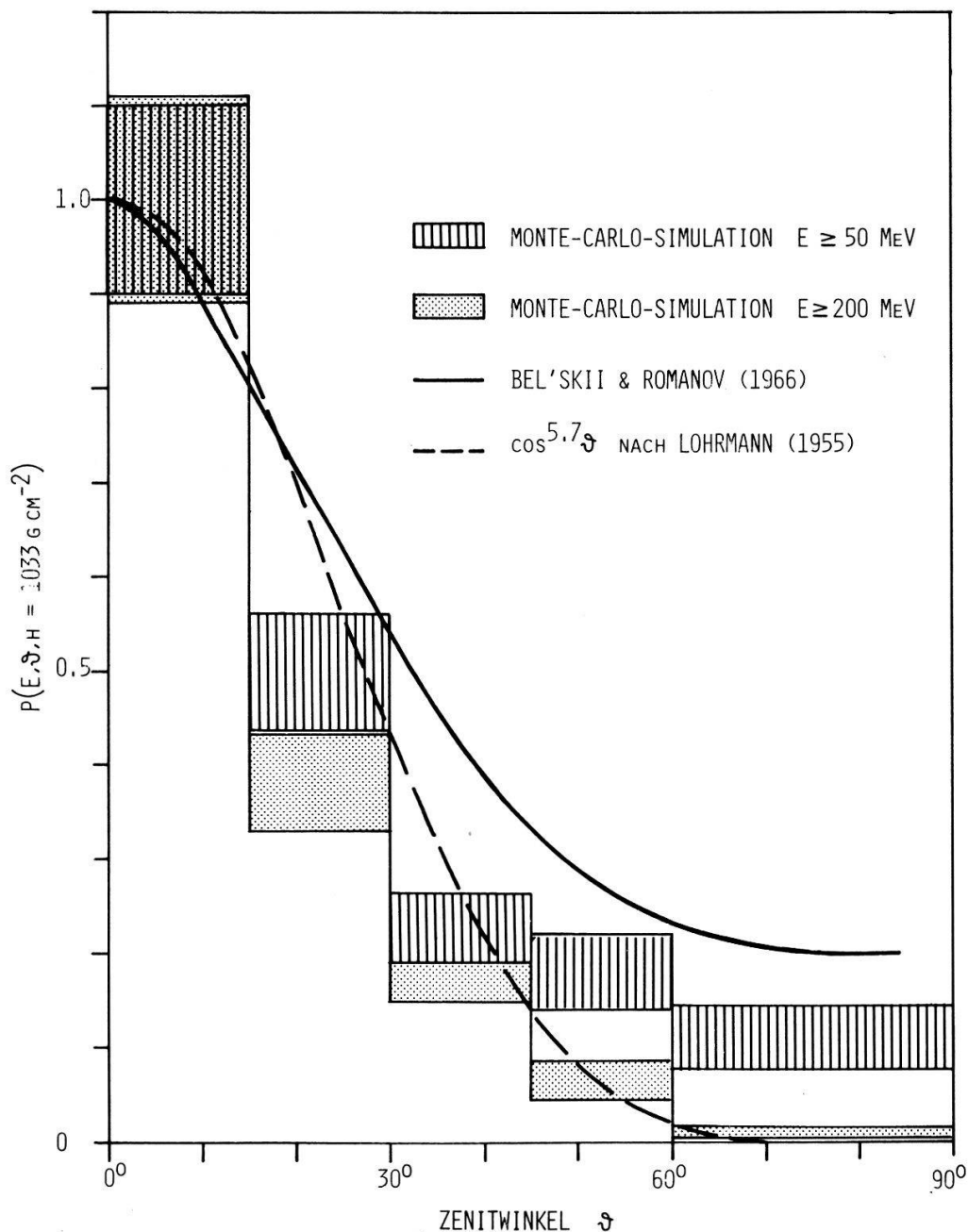
Tabelle 11

Vergleich der für die Protonenkomponente berechneten Zenitwinkelverteilungen  $P(E, \vartheta, h = 650 \text{ g cm}^{-2}) = \{\cos \vartheta\}^{m(E, h=650 \text{ g cm}^{-2})}$  mit experimentellen Ergebnissen

| $E_p$<br>[MeV] | $m_{th}$      | $m_{exp}$     |                              |
|----------------|---------------|---------------|------------------------------|
| 50–100         | $2.2 \pm 0.1$ | $2.1 \pm 0.3$ | Conversi and Rothwell (1954) |
| 100–200        | $2.4 \pm 0.1$ |               |                              |
| 200–400        | $3.6 \pm 0.2$ |               |                              |
| 400–600        | $4.8 \pm 0.4$ |               |                              |
| $\geq 50$      | $4.7 \pm 0.4$ |               |                              |
| $\geq 400$     | $6.5 \pm 0.5$ | $5 \pm 1$     | Barford and Davis (1952)     |
|                |               | 6             | Lohrmann (1955)              |
|                |               | $7.3 \pm 1$   | Walker et al. (1950)         |

neten sekundären Protonenspektren in der atmosphärischen Tiefe  $h = 650 \text{ g cm}^{-2}$  einige Exponenten  $m(E, h)$  zusammengestellt. Die angegebenen Fehler wurden aus den statistischen Fluktuationen der Monte-Carlo-Simulationen abgeschätzt. Zum Vergleich sind in derselben Tabelle auch experimentelle Daten aufgeführt. Dabei wird den Resultaten von Barford und Davis [7] sowie Lohrmann [8], die auf Messungen mit Kernemulsionen beruhen, nach Schopper et al. [6] eine Minimalenergie von  $\sim 300 \text{ MeV}$  zugeordnet. Unter dieser Voraussetzung ergibt sich eine befriedigende Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Winkelverteilungen.

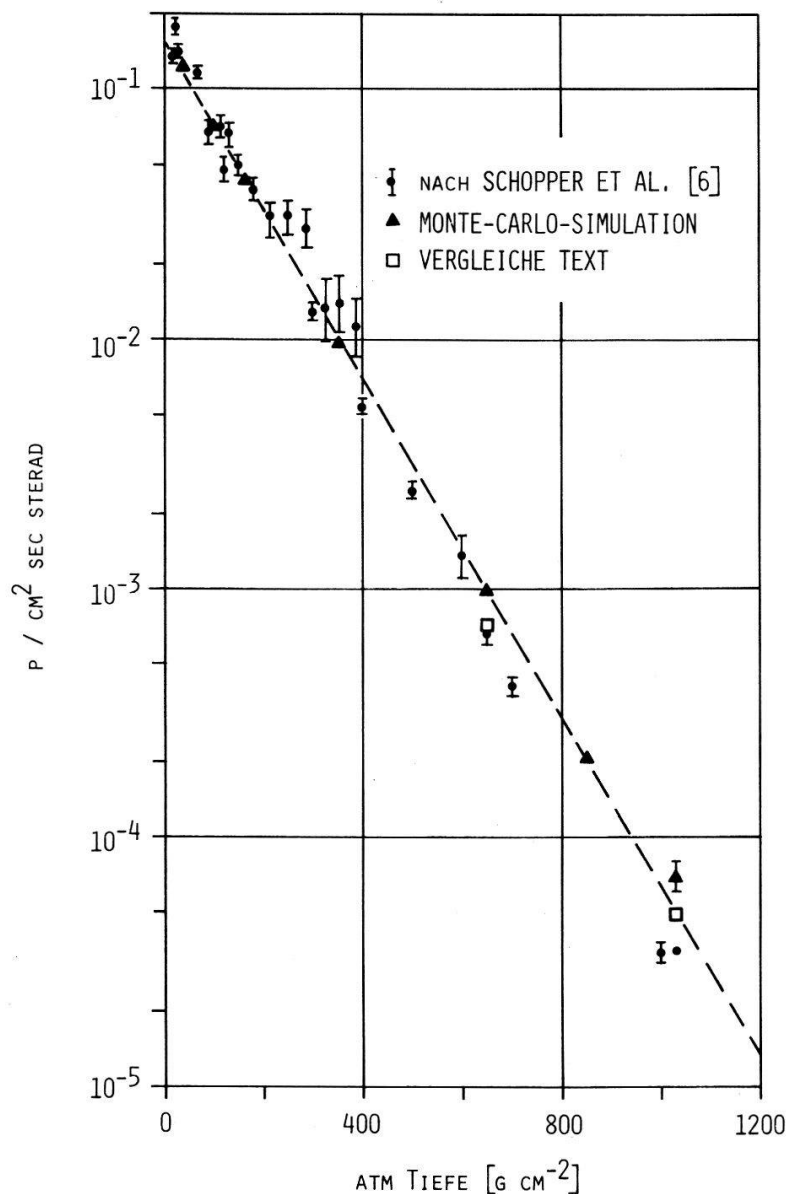
Auf Meereshöhe ist wegen der geringeren Statistik der Simulationsergebnisse eine ebenso ausführliche Untersuchung nicht sinnvoll. In Figur 2 werden deshalb lediglich die Winkelverteilungen der gesamten Protonenstrahlung mit Energien  $E \geq 50 \text{ MeV}$  bzw.  $E \geq 200 \text{ MeV}$  gezeigt. Die letztere kann einerseits Emulsionsdaten von Lohrmann [8] für  $h \approx 980 \text{ g cm}^{-2}$  gegenübergestellt werden. Dabei ergibt sich eine befriedigende Übereinstimmung zwischen dem experimentellen Wert  $m = 5.7$  und dem Exponenten  $m = 7.3 \pm 0.9$  aus den Simulationen. Andererseits haben Bel'skii und Romanov in einer Arbeit [9] die Winkelverteilung geladener, nuklearaktiver Teilchen untersucht. Ihre Messresultate, die Protonen und Müonen mit Mindestenergien von  $E_p \geq 150 \text{ MeV}$  bzw.  $E_\mu \geq 70 \text{ MeV}$  umfassen, weisen im



Figur 2  
Zenitwinkelabhängigkeit der Protonenstrahlung auf Meereshöhe.

Vergleich zu den Berechnungsergebnissen eine weniger ausgeprägte Zenitwinkelabhängigkeit auf. Nach Auffassung der Autoren kann jedoch der Unterschied grösstenteils auf den Einfluss der M $\ddot{u}$ onen zur $\ddot{u}$ ckgef $\ddot{u}$ hrt werden.

Zur Attenuation der kosmischen Sekundärstrahlung liegen ebenfalls Messergebnisse vor. Schopper et al. [6] haben aufgrund der Resultate verschiedener Experimentatoren die in Figur 3 aufgetragene Vertikalintensität von Protonen mit einer Energie  $E > 1$  GeV in der Atmosphäre abgeleitet. Für  $h \leq 650 \text{ g cm}^{-2}$  stimmen unsere entsprechenden Simulationsdaten gut mit den Messergebnissen überein. In grösseren atmosphärischen Tiefen sind jedoch die berechneten Werte um bis zu 100% grösser. Sie sind hingegen verträglich mit den Intensitäten, die sich aus den in [3] zusammen-



Figur 3

Vertikalintensität der Protonen mit Energien  $E > 1 \text{ GeV}$  in der Atmosphäre.

gestellten, experimentellen zenitalen Protonenspektren für  $h = 650 \text{ g cm}^{-2}$  und  $h = 1033 \text{ g cm}^{-2}$  ergeben. Den theoretischen Daten entspricht eine einheitliche Attenuationslänge von  $L = 127.7 \text{ g cm}^{-2}$ , die in Übereinstimmung mit neueren Messungen von Betev et al. [10] steht.

Zusammenfassend zeigt sich, dass die berechneten sekundären Protonenspektren in den atmosphärischen Tiefen  $650 \text{ g cm}^{-2} \leq h \leq 1033 \text{ g cm}^{-2}$  den wirklichen Verhältnissen entsprechen. Die Simulationsergebnisse gestatten somit eine ausführliche Untersuchung der kosmischen Sekundärstrahlung. Es wird nun Gegenstand weiterer Arbeiten sein, einerseits die Protonenspektren in atmosphärischen Tiefen  $h < 650 \text{ g cm}^{-2}$  zu diskutieren und die zeitlichen Variationen der Sekundärspektren in Abhängigkeit des Sonnenzyklus darzustellen. Andererseits sind ebenfalls entsprechende Analysen für die Neutronenkomponente in Vorbereitung.

## Verdankungen

In erster Linie danke ich Herrn Prof. H. Debrunner für das freundliche Ueberlassen seines in [1, 2] beschriebenen Monte-Carlo-Programms, für sein stetes Interesse an der Arbeit und die vielen Anregungen. Zu Dank verpflichtet bin ich weiter Herrn Dr. B. C. Raubenheimer von der Potchefstroom University for C.H.E., der an der Einführung der mittleren freien Weglänge hochenergetischer Nukleonen in Luft mitgearbeitet hat. Frau Therese Véron danke ich für die Reinschrift des Manuskripts und die saubere Ausführung der Figuren.

Diese Arbeit wurde unterstützt durch den Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung, Kredit NF 2.481.75. Die Simulationsrechnungen wurden auf der Rechenanlage IBM/370-158 der Bernischen Datenverarbeitung AG ausgeführt.

## LITERATUR

- [1] H. DEBRUNNER und E. Å. BRUNBERG, Can J. Phys. 46, 1069 (1968).
- [2] H. DEBRUNNER, Habilitationsarbeit, Universität Bern (1968).
- [3] E. FLÜCKIGER, Helv. Phys. Acta 49, 743 (1976).
- [4] W. R. WEBBER, Handbuch der Physik 46 (2), 234 (1967).
- [5] W. R. WEBBER und J. J. QUENBY, Phil. Mag. 4, 654 (1959).
- [6] E. SCHOPPER, E. LOHRMANN und G. MAUCK, Handbuch der Physik 46 (2), 422 (1967).
- [7] N. C. BARFORD und G. DAVIS, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A 214, 225 (1952).
- [8] E. LOHRMANN, Nuovo Cim. 1, 1126 (1955).
- [9] S. A. BEL'SKII und A. M. ROMANOV, Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. (USA) 29, 1503 (1966).
- [10] B. L. BETEV, J. K. GEORGIEV, S. P. KAVLAKOV, L. M. KATZARSKI, I. N. KIROV und N. K. YALAMOVA, Bulg. J. Phys. 2, 199 (1975).

## Bestimmung der mittleren Lebensdauer thermischer Neutronen im Multiplizitätsneutronenmonitor

J. KELLER

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

### 1. Einleitung

Multiplizitätsmessungen mit sogenannten Neutronenmonitoren [1, 2] ermöglichen es prinzipiell, primäre kosmische Strahlungsschwankungen auch bei unbekannten Veränderungen des Erdmagnetfeldes und oberhalb der äquatorialen Grenzsteifigkeit von 15 GV zu untersuchen [3]. Diese Detektoren sprechen hauptsächlich auf die sekundäre Nukleonenkomponente an, die bei der Wechselwirkung der primären kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre entsteht. Die Neutronen und Protonen dieser Sekundärstrahlung lösen in einem Absorber aus Blei Kaskaden von Kernreaktionen aus. Dabei werden niederenergetische Neutronen freigesetzt, die zum Teil in Paraffin oder Polyäthylen thermalisiert und mit einer Wahrscheinlichkeit von einigen Prozenten in  $\text{BF}_3$ -Zählrohren nachgewiesen werden. Die Anzahl der registrierten Neutronen einer Kaskade nimmt nun im Mittel mit wachsender Energie des einfallenden Teilchens zu. Es ist daher sinnvoll, die Neutronenimpulse einer



Kaskade zu Impulsgruppen zusammenzufassen und die Kaskaden entsprechend ihrer Multiplizität zu sortieren. Die Multiplizitätsverteilung widerspiegelt in statistischer Weise das Energiespektrum der sekundären Nukleonen auf Höhe des Neutronenmonitors und somit auch dasjenige der Primärstrahlung.

Wegen apparativen Totzeiteffekten sowie wegen Koinzidenzen von Ereignissen weicht jedoch die gemessene Multiplizitätsverteilung von der wahren Verteilung ab. Für die entsprechenden Korrekturen [4, 5] ist nun die Kenntnis der zeitlichen Verteilung der Neutronenimpulse einer Kaskade notwendig. Diese sogenannte Impulsdichteverteilung gibt die mittlere Anzahl der pro Zeiteinheit registrierten Neutronen in Abhängigkeit der Zeit an. Als Zeitnullpunkt wird entweder der Beginn der Nukleonenkaskade im Monitor oder der Zeitpunkt des ersten Neutronenimpulses am Zählrohrausgang gewählt. Im ersten Fall ergibt sich die sogenannte wahre Impulsdichteverteilung, wogegen im zweiten Fall die scheinbare Impulsdichteverteilung resultiert. Im folgenden wird die für die Korrekturen wichtige scheinbare Verteilung für den von uns entwickelten und in früheren Arbeiten [6, 7] beschriebenen Multiplizitätsneutronenmonitor angegeben und diskutiert.

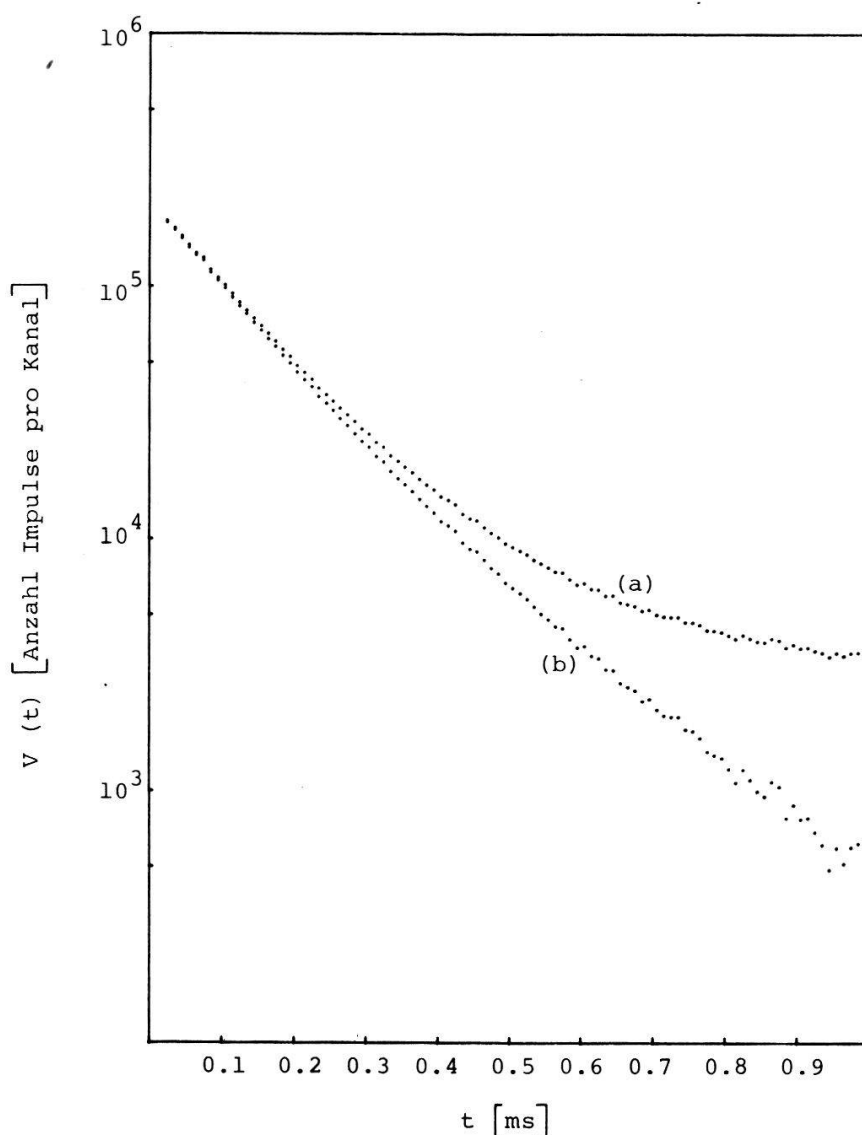
## 2. Messmethode und Messresultate

Für die experimentelle Bestimmung der scheinbaren Impulsdichteverteilung und damit der mittleren Lebensdauer thermischer Neutronen im Monitor erweist es sich als zweckmässig, einen Vielkanalanalysator im sogenannten 'Multichannel-Scaling'-Betrieb einzusetzen. Während des von einem ersten Neutronenimpuls ausgelösten Messzyklus wird das Adressregister des Speichers durch einen Impulszug vorwählbarer Frequenz vorgeschoben. Jeder Speicherkanal ist somit nur während eines bestimmten Zeitintervalls mit festem zeitlichen Abstand von Beginn des Messzyklus offen und addiert alle in dieser Zeit auftretenden Impulse. Nach Ablauf dieses Messzyklus wird durch den nächsten Neutronenimpuls ein weiterer Zyklus ausgelöst.

Die Impulszahl eines Speicherkanals setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen. Einerseits werden die Impulse von Ereignissen gezählt, die einen Messzyklus ausgelöst haben. Andererseits werden auch Impulse von Ereignissen erfasst, die statistisch während eines Messzyklus eintreffen. Um die scheinbare Impulsdichteverteilung zu ermitteln, müssen diese zufälligen Koinzidenzen vorerst von den gemessenen Impulszahlen eines jeden Kanals subtrahiert werden. Der Mittelwert dieser Koinzidenzen lässt sich bei bekannter Anzahl Messzyklen aus der Totalzählrate und dem Zeitintervall berechnen. Ist die Anzahl der Messzyklen nicht bekannt, können die Koinzidenzen aus den Impulszahlen bei Zeiten, die gross sind gegenüber der mittleren Lebensdauer der thermischen Neutronen, gewonnen werden.

Als Messgerät für die Bestimmung der Impulsdichteverteilung wurde der 4096-Kanalanalysator Nuclear Data 100 mit einer Zeitauflösung von  $10 \mu\text{s}$  verwendet. Der Messeingang sowie der Eingang für die Auslösung eines Messzyklus wurden direkt an den Ausgang des Multiplizitätsneutronenmonitors angeschlossen. In Figur 1 sind die während ungefähr 5 Tagen gemessene Impulsdichteverteilung (a) und die für zufällige Koinzidenzen korrigierte Verteilung (b) aufgetragen. Die Koinzidenzen wurden aus dem asymptotischen Wert der gemessenen Verteilung ermittelt und betragen  $2933 \pm 1$  Impulse pro Kanal.

In erster Näherung wurde vorerst die korrigierte Impulsdichteverteilung als Exponentialfunktion angesetzt und die mittlere Lebensdauer durch gewichtete



Figur 1

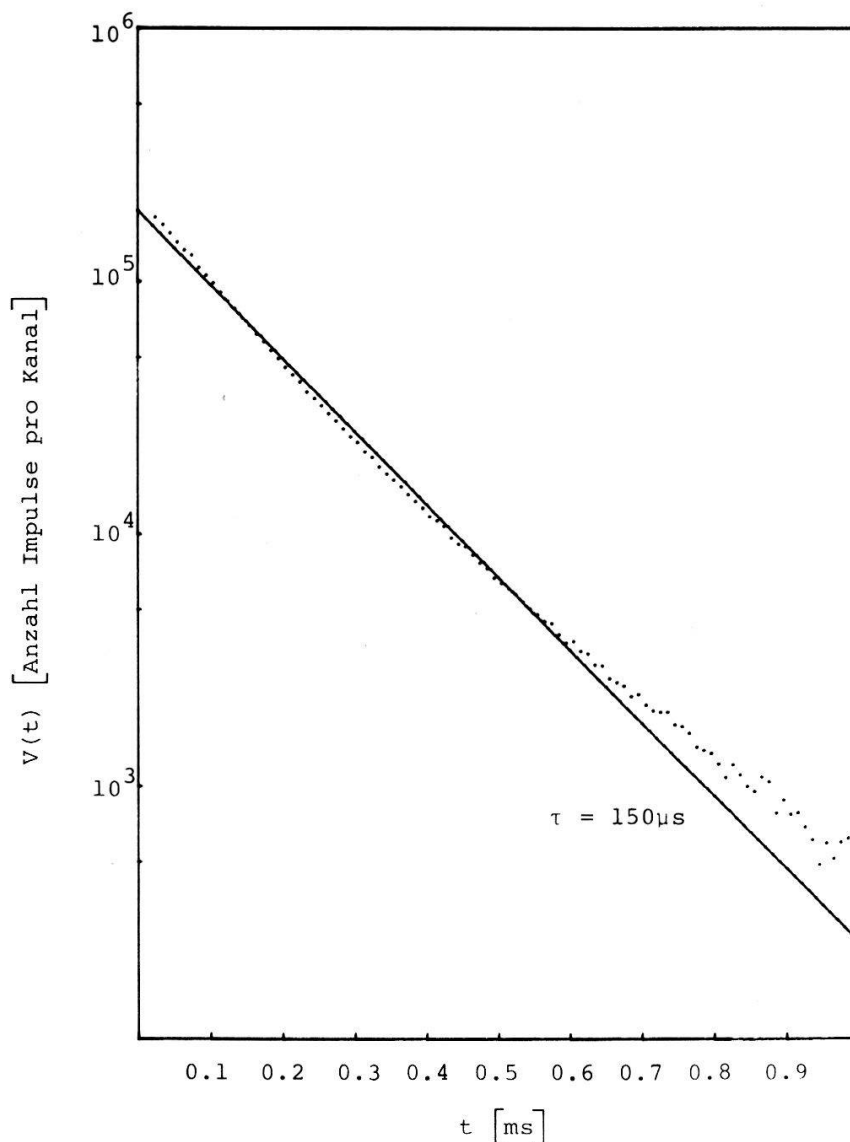
Gemessene Impulsdichteverteilung (a) und für zufällige Koinzidenzen korrigierte Verteilung (b) des Multiplizitätsneutronenmonitors.

lineare Regression über den Bereich  $t \leq 1.3$  ms bestimmt. Dabei resultiert der Wert

$$\tau = (150 \pm 5) \mu\text{s} \quad (1)$$

Die zugehörige Regressionsgerade ist in Figur 2 aufgetragen. Der Fehler von  $\tau$  rührt zum grössten Teil von der Tatsache her, dass die Verteilung nur angenähert eine Exponentialverteilung darstellt und die Lebensdauer damit prinzipiell vom Umfang der berücksichtigten Messpunktemenge abhängt. Demgegenüber können bei einer Messdauer von 5 Tagen die statistischen Schwankungen vernachlässigt werden. Die weitere Analyse der Impulsdichteverteilung zeigt, dass die Lebensdauer der thermischen Neutronen mit zunehmender Zeit  $t$  von  $\tau \approx 130 \mu\text{s}$  an wächst, wobei der Wert der Ausgleichsgeraden,  $\tau \approx 150 \mu\text{s}$ , bei  $t \approx 0.35$  ms überschritten wird. Der Anteil der vor  $t = 0.35$  ms registrierten Neutronen beträgt  $\sim 90\%$ .

Für die Herleitung einer genaueren Näherung wurde in gleitenden Intervallen von 0.3 ms Länge die negative zeitliche Ableitung des Logarithmus der Verteilung bestimmt. Wie die Resultate in Figur 3 zeigen, kann deren zeitliche Abhängigkeit für



Figur 2

Vergleich der Exponentialverteilung für  $\tau = 150 \mu\text{s}$  mit der korrigierten scheinbaren Impulsdichteverteilung.

$t \leq 1.3 \text{ ms}$  durch die lineare Funktion

$$-\frac{d(\ln V(t))}{dt} = \beta - \gamma t \quad (2)$$

mit

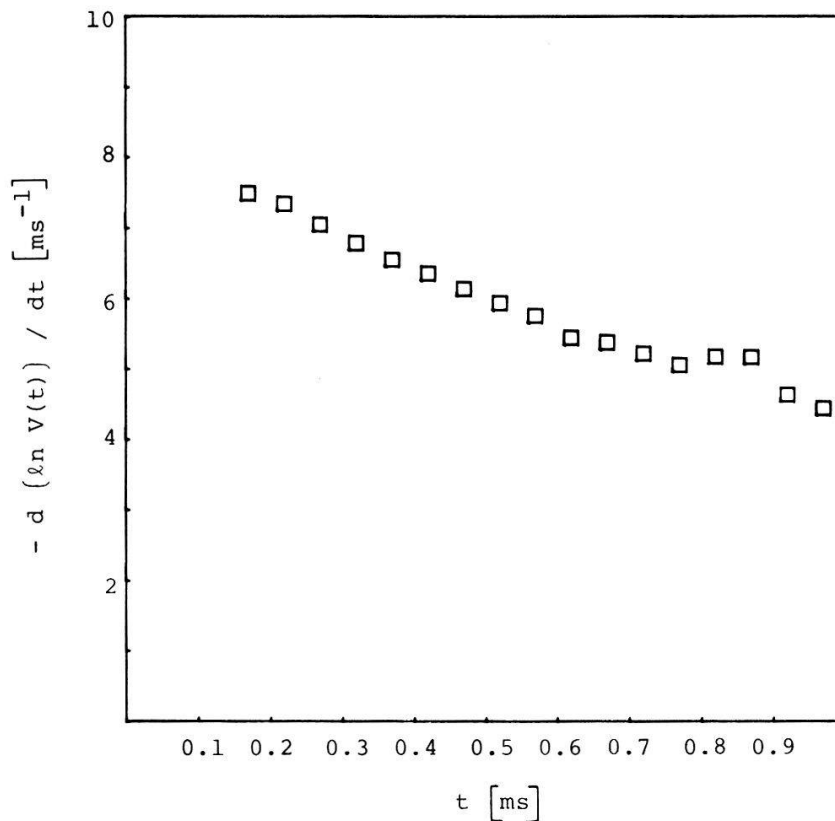
$$\beta = 8 \cdot 10^{-3} \mu\text{s}^{-1} \quad \gamma = 4 \cdot 10^{-6} \mu\text{s}^{-2} \quad (3)$$

beschrieben werden. Dies bedeutet, dass die Absorptionswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit linear mit der Zeit abnimmt. Integriert ergibt sich

$$V(t) = V(0) \exp\left(-\beta t + \frac{\gamma}{2} t^2\right). \quad (4)$$

Für  $t \ll 2\beta/\gamma$  gilt ebenfalls die Näherung

$$V(t) = V(0) \exp\left[\frac{-t}{\tau_0(1 + t/\tau_1)}\right] \quad (5)$$



Figur 3

Negative zeitliche Ableitung des Logarithmus der scheinbaren Impulsdichteverteilung in Abhängigkeit der Zeit.

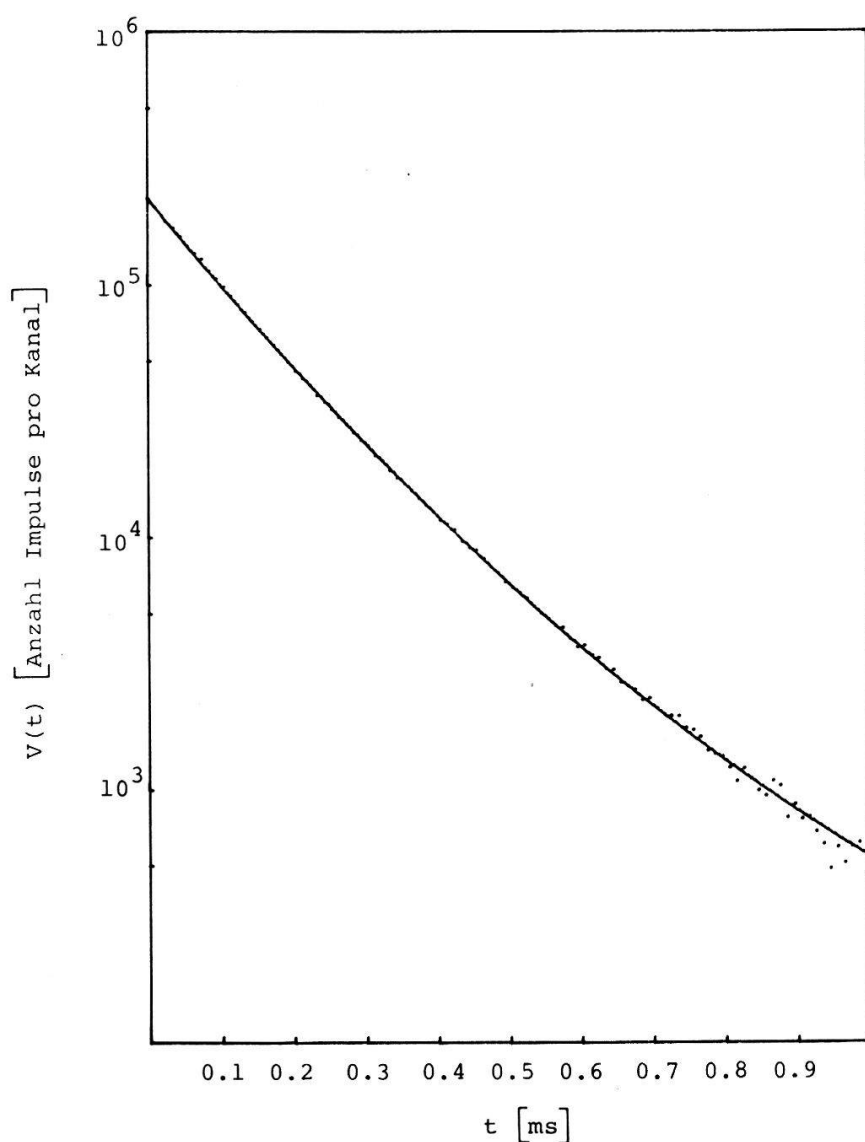
mit

$$\tau_0 = 125 \mu\text{s}, \quad \tau_1 = 4000 \mu\text{s}. \quad (6)$$

Wie aus Figur 4 ersichtlich, stimmt die Näherung (5) gut mit den wirklichen Verhältnissen überein.

### 3. Diskussion

Für die Interpretation der Messergebnisse wird vorerst die durch Regression berechnete Lebensdauer den mittleren Lebensdauern thermischer Neutronen in den verschiedenen Materialien, aus denen der Multiplizitätsneutronenmonitor aufgebaut ist, gegenübergestellt. Dazu sind in Tabelle 1 die mit den Wirkungsquerschnitten nach [8] bestimmten Werte für unendlich ausgedehnte Medien aufgeführt. Vergleiche ergeben sofort, dass die Lebensdauer  $\tau = 150 \mu\text{s}$  am ehesten dem Wert für ein homogenes Gemisch aus Paraffin und Bortrifluorid in den atomaren Verhältnissen einer Zählersektion mit Paraffinmoderator entspricht. Die stetige Zunahme der Lebensdauer mit der Zeit ist sodann durch die Geometrie des Monitors bedingt. Die meisten Neutronen werden in derjenigen Zählrohrschicht nachgewiesen, in deren Moderator sie thermalisiert worden sind. Dabei ist, wie in Abschnitt 4 gezeigt wird, ihre Lebensdauer wegen den endlichen Abmessungen des Moderators und den dadurch bewirkten Neutronenverlusten etwas geringer als die Lebensdauer in einem entsprechenden unendlichen Medium. Bei grösseren Zeiten werden zusätzlich noch Neutronen



Figur 4  
Vergleich der Verteilung (5) mit der korrigierten scheinbaren Impulsdichteverteilung.

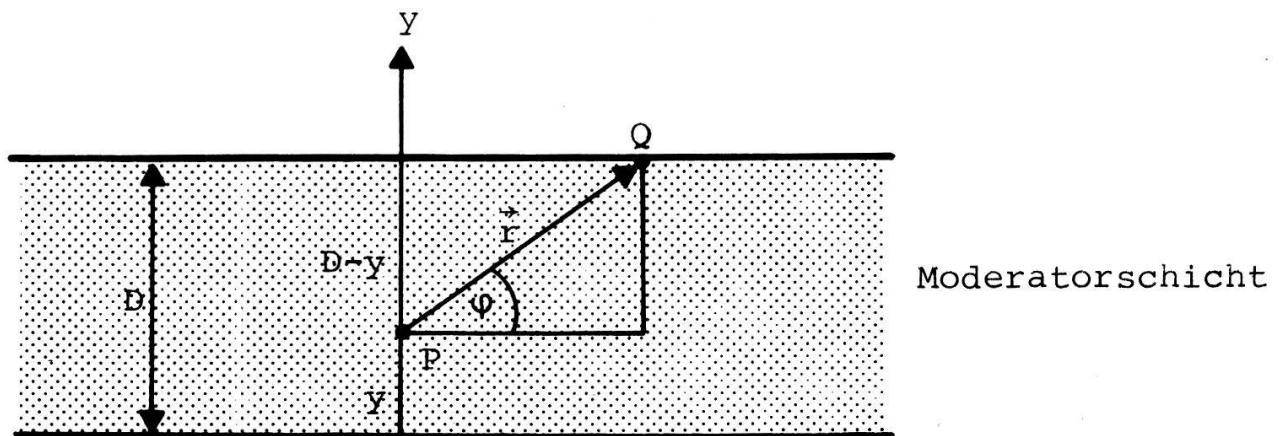
Tabelle 1  
Lebensdauer thermischer Neutronen in verschiedenen homogenen Absorbern. Die Zusammensetzung ist durch die Partialdichten im entsprechenden Monitorteil gegeben

| Monitorteil                              | Zusammensetzung                                  | $\tau [\mu\text{s}]$ |
|------------------------------------------|--------------------------------------------------|----------------------|
| Paraffinmoderator                        | $\text{CH}_2$                                    | 176                  |
| $\text{BF}_3$ -Zählrohre G-15-34A (Wood) | $\text{BF}_3$                                    | 80                   |
| Bleiabsorber                             | Pb                                               | 810                  |
| homogene Zählrohrsektion mit Moderator   | $\text{CH}_2, \text{BF}_3$                       | 160                  |
| homogener Monitor                        | $\text{CH}_2, \text{BF}_3, \text{Pb}, \text{Fe}$ | 187                  |
| Luft (STP)                               | $\text{N}_2, \text{O}_2, \text{A}$               | $\sim 60\,000$       |

erfasst, die vor ihrer Registrierung thermalisiert eine Bleischicht durchquert haben und folglich eine grössere Lebensdauer aufweisen. Mit wachsender Zeit  $t$  nimmt dieser Anteil zu.

#### 4. Abschätzung der mittleren Lebensdauer thermischer Neutronen in einem plattenförmigen, unendlich ausgedehnten Medium

Wie die im vorangehenden Abschnitt beschriebenen Messresultate zeigen, ist die Lebensdauer der Neutronen, die vor  $t \approx 0.35$  ms registriert werden, kürzer als die Lebensdauer in einem unendlichen homogenen Gemisch aus Paraffin und Bortrifluorid. Dies ist zum grössten Teil auf Verluste an längerlebigen Neutronen infolge endlicher Geometrie zurückzuführen. Für die Abschätzung dieser Verluste wird nun eine unendlich ausgedehnte, homogene Platte der Dicke  $D$  vorausgesetzt, in welcher die Neutronen eine homogene Ortsverteilung und eine isotrope Verteilung der thermischen Geschwindigkeit  $v_{th}$  aufweisen. Die im folgenden verwendeten geometrischen Variablen sind in Figur 5 aufgezeichnet.



Figur 5

Geometrische Variablen für die Abschätzung der mittleren Lebensdauer thermischer Neutronen in einer unendlichen absorbierenden Platte.

Ein thermisches Neutron bewege sich statistisch (random walk) von Punkt  $P$  zu Punkt  $Q$ . Zwischen dem effektiv zurückgelegten Weg  $x$  und dem Abstand zwischen  $P$  und  $Q$ ,  $r$ , gilt die Beziehung

$$r = \lambda_s \sqrt{n} = \sqrt{\lambda_s x} \quad (7)$$

wobei  $\lambda_s$  die mittlere Streuweglänge und  $n$  die Anzahl Stösse bedeuten. Die für den zurückgelegten Weg  $r$  benötigte Zeit  $T$  beträgt somit

$$T = \frac{x}{v_{th}} = \frac{r^2}{\lambda_s v_{th}} \quad (8)$$

Die mittlere Lebensdauer  $\tau$  der zwischen  $P$  und  $Q$  absorbierten Neutronen ist nun definiert als

$$\tau = \frac{\int_0^T t \exp(-t/\tau_\infty) dt}{\int_0^T \exp(-t/\tau_\infty) dt} \quad (9)$$



wobei  $\tau_\infty$  die Lebensdauer im unendlichen Medium bedeutet. Nach partieller Integration ergibt sich

$$\tau = \tau_\infty - \frac{T}{\exp(T/\tau_\infty) - 1}. \quad (10)$$

Diese Lebensdauer ist schliesslich noch über die beiden geometrischen Variablen  $y$  und  $\varphi$  zu mitteln. Im Falle einer homogenen Mischung aus Paraffin und Bortrifluorid entsprechend den Massenverhältnissen in einer Zählrohrsektion ( $\lambda_s = 0.40$  cm,  $\tau = 160$   $\mu$ s) resultieren nach numerischer Integration für die mittlere Lebensdauer thermischer Neutronen in den beiden Moderatorschichten

$$D = 10.7 \text{ cm} \quad \text{und} \quad D = 15.5 \text{ cm}$$

die Werte

$$\bar{\tau} \simeq 120 \text{ } \mu\text{s} \quad \text{und} \quad \bar{\tau} \simeq 130 \text{ } \mu\text{s}. \quad (11)$$

Gewichtet mit den Zählraten der Neutronenzähler in den entsprechenden Schichten berechnet sich die mittlere Lebensdauer im Moderatormaterial des Multiplizitätsneutronenmonitors zu

$$\bar{\tau} \simeq 125 \text{ } \mu\text{s}. \quad (12)$$

Wie der Vergleich der Werte in (6) und (12) zeigt, werden die wirklichen Verhältnisse in einer heterogenen Schicht aus Zählrohren und Moderatormaterial durch dieses einfache Modell erstaunlich gut beschrieben.

## 5. Verdankungen

Herrn Prof. H. Debrunner danke ich für die anregenden Diskussionen und für die Durchsicht des Manuskripts. Frau Th. Véron bin ich für die Reinschrift und die saubere Anfertigung der Figuren dankbar.

Diese Arbeit wurde durch den Schweizerischen Nationalfonds mit den Krediten NF 2.073.73, NF 2.269.74 und NF 2.481.75 unterstützt.

## LITERATUR

- [1] J. A. SIMPSON, Special Report, Institute for Nuclear Studies, University of Chicago (1955).
- [2] C. J. HATTON und H. CARMICHAEL, Can J. Phys. 42, 2443 (1964).
- [3] F. BACHELET, P. BALATA, E. DYRING und N. IUCCI, Nuovo Cim. 31, 1126 (1964).
- [4] H. DEBRUNNER, E. FLÜCKIGER und J. KELLER, Helv. Phys. Acta 47, 463 (1974).
- [5] J. KELLER, Lizentiatsarbeit, Universität Bern (1974).
- [6] J. KELLER, Dissertation, Universität Bern (1976).
- [7] J. KELLER und H. DEBRUNNER, Helv. Phys. Acta 48, 504 (1975).
- [8] *Handbook of Chemistry and Physics*, 49th Ed (The Chemical Rubber Co., Cleveland).

## Mass loss and Mira variable stars

A. G. MICHALITSANOS

NASA<sup>1</sup>), Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, USA

A correlation has been established between the rate of mass loss  $\dot{M}$  ( $M_{\odot} \text{ year}^{-1}$ ) in late-type M giants, and the visual period of long period Mira variable stars. The mass loss rates were derived from infrared observations [1] in the  $10 \mu\text{m}$  to  $20 \mu\text{m}$  range of the infrared excess radiation that is associated with circumstellar shells around M giants. It is established that the mass loss rate increases with the pulsation period of the star. A similar correlation is also found for the spectral sub-class of M giants and the mass loss rate. As the star evolves in the red giant branch and expands radially, the pulsation period, which is generally governed by the radius  $R_*$  and mass  $M_*$  of the star, increases accordingly. The lower surface gravity encountered as the star expands makes the outer envelope more susceptible to dynamic expansion, therefore, increasing the rate of mass loss.

The time derivative of the pulsation period  $\dot{\pi}_0$ , when combined with the relation for mass loss rate  $\dot{M}_*$  [2], yield an equation for  $\dot{\pi}_0$  that is in terms of  $\dot{M}_*$  and  $M_*$ . This further implies that the mass loss rate accelerates with time with the pulsation period. However, if the mass loss rate achieves a value of  $\dot{M}_* \sim 10^{-5}$  to  $10^{-4} M_{\odot} \text{ year}^{-1}$ , a critical rate is reached whereby the entire envelope could be ejected on a time scale sufficiently small to form a planetary nebula [3]. These computations, therefore, lead to an upper limit for the maximum pulsation period for Mira variables, i.e.  $\pi_0 \sim 1000$  days. This value is found consistent with the observed distribution of pulsation periods of Mira variables.

The hydrodynamic properties of the continuous mass loss from the star indicates that the velocity of escaping material is well in excess of the average sound speed of the interstellar medium. Accordingly, an expanding shock front is developed when the mass, that is continually expelled by the star, encounters the interstellar medium. This shell expands on a time scale that is comparable with the evolution time scale of the star in the red giant branch, and results in the formation of a circumstellar halo. Characteristic dimensions of these halos are found typically of the order of  $> 2.5$  parsecs, which is well in excess of typical dimensions associated with planetary nebulae. Therefore, we associate the presence of such halos with stars that have exhibited considerable mass loss during the red giant phase. Halos of very large angular extent, that are typically larger than planetary nebulae around which they are observed, have been discovered [4]. These observations support the general picture developed in this model of the final stages of Mira variable evolution.

## REFERENCES

- [1] R. D. GEHRZ and N. J. WOOLF, *Astrophys. J.* 165, 285 (1971).
- [2] D. REIMERS, *Mém. Soc. Roy. Sic. Liège*, ser. 6, 8, 369 (1975).
- [3] G. O. ABELL and P. GOLDBREICH, *Pub. A.S.P.* 78, 232 (1966).
- [4] A. G. MILLIKAN, *Astron. J.* 79, 1259 (1974).

<sup>1</sup>) Now at the Infrared Physics Group, Solid State Physics Laboratory, ETH Zurich.

## Bestimmung der Bereichsgrenzen für die verschiedenen Arten der Zweiphasenströmung im Core eines Siedewasserreaktors

L. MITEFF

(Eidg. Institut für Reaktorforschung, 5303 Würenlingen)

Die Kenntnis der Verteilung der verschiedenen Strömungsarten längs des Cores eines Siedewasserreaktors ist sowohl für die Reaktorrauschanalyse als auch für die Aufrechterhaltung eines stabilen Reaktorbetriebes von Bedeutung. Der negative 'Blaskoeffizient' kann sich, speziell im Bereich der 'Kolbenströmung', destabilisierend auswirken. Mit Hilfe einer hydrodynamischen Analogie und der für die unterschiedlichen Strömungsarten gültigen Formeln für die Driftgeschwindigkeit  $U_{DG}$  der Dampfphase gegenüber dem Gemisch (Wasser + Dampf) gelang uns unter Verwendung des Ansatzes von Zuber und Findlay für die radiale Voidverteilung in einem Rohr die Bestimmung der Gültigkeitsbereiche der jeweiligen Formeln für  $U_{DG}$  und damit der Grenzen für die Bereiche der entsprechenden Strömungsarten.

## Echos de spins dans le référentiel tournant anti-impulsions

B. BORCARD et G. J. BÉNÉ

(Département de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève, 1211, Genève 4)

Diverses techniques de réalisation d'échos de spins dans le référentiel tournant sont bien connues. Par exemple, la méthode des échos rotatoires [1] obtenus en inversant à intervalles réguliers le sens du champ  $H_1$  en changeant brusquement la phase du courant qui le produit de  $\pi$ . Une autre méthode consiste à appliquer à l'instant  $\tau$ , un second champ radio-fréquence  $H_2$  à la pulsation  $\omega_1 = \gamma H_1$  (valeur de la résonance dans le référentiel tournant) que l'on maintient le temps nécessaire à retourner le disque de distribution des moments magnétiques, l'écho se produira à l'instant  $2\tau$ . Une telle séquence est équivalente à celles couramment utilisées dans le référentiel fixe.

La figure 1 représente d'ailleurs une telle séquence [2], où les impulsions agissent dans le référentiel tournant et les échos sont observés dans le référentiel fixe. La

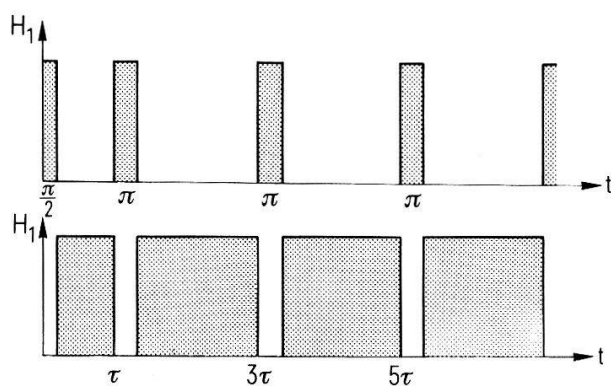


Figure 1

seconde séquence est le complément de la première, où le rôle des deux référentiels est inversé, nous l'appellerons une séquence d'anti-impulsions [3].

A l'instant initial, l'aimantation est alignée avec le champ  $H_0$ , on applique le champ  $H_1 \cos \omega_0 t$  selon Ox perpendiculaire à  $H_0$ ; si ce champ n'est pas très homogène; à l'instant  $\tau$ , les moments magnétiques dont la vitesse de nutation est variable, ont perdu leur cohérence de phase. Si on coupe le champ  $H_1$ , le temps nécessaire au disque de distribution des moments pour faire un demi-tour autour du champ  $H_0$  (Figure 2), les moments reprenant alors leur nutation autour de  $H_1$  seront tous en phase à l'instant  $2\tau$  dans la direction Oz. Il est ainsi possible de faire une séquence complète d'échos dont l'enveloppe permet de mesurer la constante de relaxation  $T_{2\rho}$ .

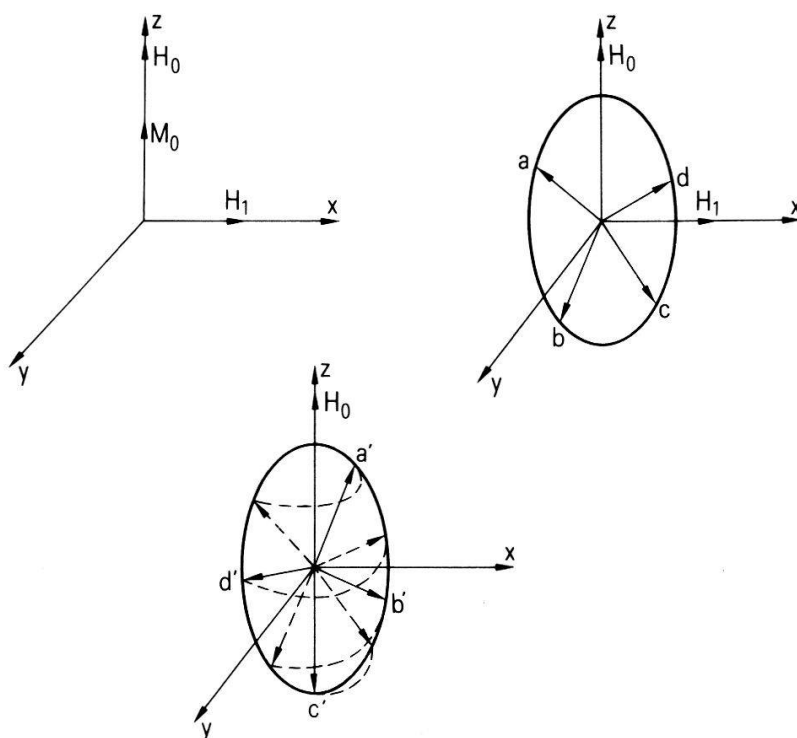


Figure 2

La durée de l'impulsion est  $t = \pi/\nu_0$ , ce qui correspond à une demi-période de la fréquence du champ  $H_1$ . La séquence complète consiste donc à supprimer une demi-période dans l'évolution de  $H_1$  aux instants  $\tau, 3\tau, 5\tau, \dots$

L'application de cette technique a été réalisée avec le champ terrestre pour champ  $H_0$ , le découpage du champ radio-fréquence est obtenu par le montage de la Figure 3. Les trois traces d'oscilloscope de la photo 4 montrent respectivement

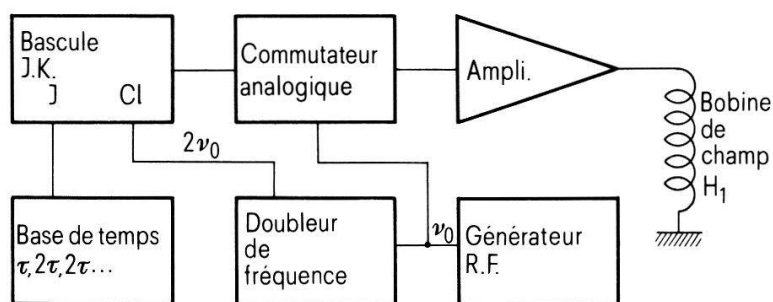


Figure 3

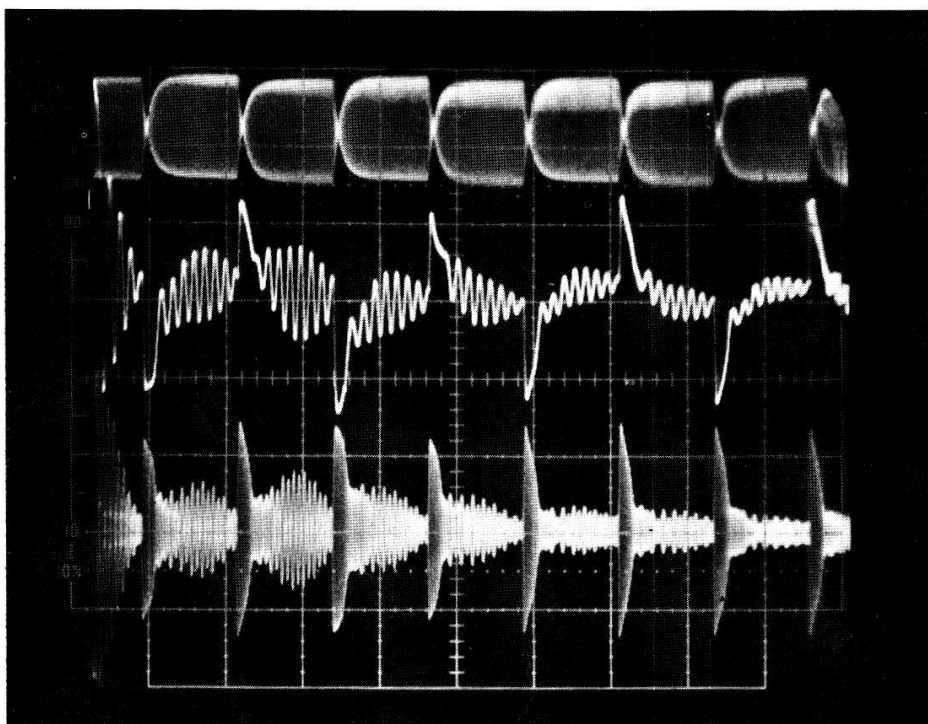


Figure 4

l'évolution du champ  $H_1$  ; puis en bas, le signal dans le référentiel fixe ( $\nu_0 = 1976$  Hz) et au milieu, les échos après détection synchrone, donc dans le référentiel tournant ( $\nu_1 = 35$  Hz).

L'échantillon est de l'acétone avec le radical libre tanone en solution soumis à la polarisation dynamique.

Le réalisation de cette expérience montre la symétrie des rôles de chaque champ, donc de chacun des référentiels fixe et tournant.

#### RÉFÉRENCES

- [1] I. SOLOMON, Phys. Rev. Lett. 2, 301 (1959).
- [2] H. Y. CARR et E. M. PURCELL, Phys. Rev. 94, 630 (1954).
- [3] G.-J. BÉNÉ et B. BORCARD, Helv. Phys. Acta 45, 975 (1972).

### Optische Kontrastierung mehrphasiger Aluminiumlegierungen mittels Interferenzschichten

H. ZOGG, S. WEBER und H. WARLIMONT<sup>1)</sup>

(Schweizerische Aluminium AG, Forschung und Entwicklung, 8212 Neuhausen)

Durch Aufdampfen geeigneter Interferenzschichten auf die Schliffoberfläche mehrphasiger Legierungen können je nach optischen Konstanten von Schicht und darunterliegender Phase die Farb- und Helligkeitskontraste zwischen verschiedenen

<sup>1)</sup> Jetzt bei: Vacuumschmelze GmbH, D-6450 Hanau.



Phasen in weiten Grenzen variiert werden. – Die mit Hilfe absorbierender Interferenzschichten erzielbaren Kontraste für Phasen in Al-Legierungen werden berechnet und daraus die optischen Konstanten für eine 'ideale' Schicht ermittelt. An Beispielen wird demonstriert, wieweit Phasen mit dieser Technik direkt im Lichtmikroskop anhand ihrer Interferenzfarbe und Helligkeit identifiziert werden können.

#### LITERATUR

W. PEPPERHOFF und H. H. ETTWIG, Interferenzschichtenmikroskopie, Wiss. Forschungsber. 73, Dr. D. Steinkopff Verlag, Darmstadt 1970.

H. ZOGG, prakt. Metallographie, Sonderband 6, 1976, 163.

H. ZOGG, S. WEBER und H. WARLIMONT, einges. prakt. Metallographie.

### Ein Feldionenmikroskop zur Untersuchung von Aluminium-Legierungen

W. ZINGG

(Schweizerische Aluminium AG, 8212 Neuhausen)

Mit einem Feldionenmikroskop können bekanntlich feinste Spitzen hochschmelzender Metalle wie W oder Mo mit atomarer Auflösung abgebildet werden. Dazu eignet sich Helium als Abbildungsgas am besten. Dank den heute erhältlichen Bildverstärkern (Channel Plates) ist es nun möglich, auch tiefschmelzende Metalle wie Cu, Au oder Al mit leichter ionisierbaren Edelgasen (z.B. Ne, Ar) abzubilden.

Die physikalischen Bedingungen zur Abbildung von reinstem Aluminium sind untersucht worden. Es kommen nur dann Bilder von guter Qualität zustande, wenn vor dem Abbildungsprozess extrem gutes Endvakuum ( $p \lesssim 5 \cdot 10^{-10}$  torr) erreicht wird. Aufgrund einer entscheidenden Erhöhung des Verdampfungsfeldes von Aluminium zu tiefen Temperaturen hat sich die Abbildung mit Neon bei 30 K unter den gegenwärtigen experimentellen Verhältnissen als optimal erwiesen. Es wurde sowohl atomare Auflösung als auch kontaminationsfreie Oberfläche erhalten.

Diese Arbeit wird zur Veröffentlichung bei phys. st. sol. (A) eingereicht.

### Sims- und Auger-Untersuchungen an aus Organooxy-Metall-Verbindungen hergestellten Bleiglasschichten

K. STEINER und W. BAUMGARTNER

(Institut für Technische Physik, ETH-Zürich)

Um unabhängig von Qualitätsunterschieden des kommerziell verfügbaren Bleiglasses SF 59 (Schott & Gen., Mainz) zu sein, wurden Bleiglasschichten nach lacktechnischen Methoden aus Organooxy-Metallverbindungen hergestellt und mit Augerelektronen- sowie Sekundärionenmassen-Spektroskopie untersucht. Die Messresultate werden mit solchen an reduzierten Schichten aus Bleiglas SF 59 verglichen.



### **Dynamische Lichtstreuung : Einfluss der elektrostatischen Wechselwirkungen auf die Brown'sche Bewegung von Fibrinogenmolekülen in Lösung**

E. SERRALLACH

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETHZ)

und

V. HOFMANN

(Inselspital, Bern)

Durch die Einwirkung des proteolytischen Enzyms Thrombin wird das lösliche Fibrinogen in Fibrin umgewandelt. Die entstandenen Fibrinmonomere bilden rasch ein sichtbares Gerinnsel. Die Gerinnungszeit *in vitro* wird mit zunehmender Ionenstärke verlangsamt. In dieser Arbeit wurde der Einfluss der elektrostatischen Wechselwirkungen zwischen Fibrinogenmolekülen auf die translatorische  $D_T$  und rotatorische  $D_R$  Diffusionskonstante untersucht. Der mittlere Abstand zwischen Fibrinogenmolekülen in Lösung ist 1000 Å (bei 2 mg/ml). Das Molekül hat die Form eines Zylinders ( $450 \times 50$  Å), wie sich aus  $D_T$  und  $D_R$  ergibt. Die theoretische Ladung bei pH 7.4 beträgt 100 Elektronen. Bei abnehmender Ionenstärke beginnt die gemessene Korrelationsfunktion vom Exponentialverhalten abzuweichen als Folge der intermolekularen Wechselwirkungen.

### **Licht-Emission elektrischer und magnetischer Dipole in der Nähe einer dielektrischen Grenzfläche**

R. E. KUNZ und W. LUKOSZ

(Professur für Optik, ETH-Hönggerberg, Zürich)

Richtcharakteristik, abgestrahlte Gesamtleistung und Lebensdauer eines fluoreszierenden Moleküls werden durch die Nähe einer dielektrischen Grenzfläche beeinflusst, und zwar durch die Weitwinkel-Interferenzen der ebenen Wellen und die Emission via quergedämpfte Wellen in das optisch dichtere Medium. Unsere Rechnungen [1] für elektrische und magnetische Dipole sehr nahe der Grenzfläche (Abstand  $\ll$  emittierte Wellenlänge) werden auf beliebige Abstände erweitert.

#### **LITERATUR**

[1] W. LUKOSZ and R. E. KUNZ, Optics Commun. 20, 195–199 (1977).

### **Strenge Beugungstheorie für Phasengitter mit Rechteckprofil**

K. KNOP

(Laboratories RCA Ltd., 8048 Zürich)

Transmissions-Phasengitter mit Rechteckprofil können in der nullten Beugungsordnung anstelle von konventionellen Farbfiltern verwendet werden [1]. Die

spektralen Eigenschaften lassen sich für grobe Gitter (Gitterkonstante  $d \gg \lambda$ ) anhand der Kirchhoffschen Näherung leicht berechnen. Für feine Gitter ( $d \lesssim 5\lambda$ ) müssen die Maxwell'schen Gleichungen exakt mittels numerischen Methoden gelöst werden. Wir vergleichen unsere exakten Resultate mit den Näherungen der Kirchhoffschen Theorie und experimentellen Daten.

## LITERATUR

[1] K. KNOP, Optics Commun. 18, 298 (1976).

## On the optimum signal-to-noise in statistical detection

U. MARTENS and F. KNEUBÜHL

(Solid State Physics Laboratory, ETH Zurich)

Most of the sensitivity definitions for photodetectors make use of the signal-to-noise ratio

$$\frac{S^2}{N_0^2} = \frac{(\langle A \rangle_{p_1} - \langle A \rangle_{p_0})^2}{\langle A^2 \rangle_{p_0} - \langle A \rangle_{p_0}^2}$$

where  $A = A(v)$  represents the detection function (e.g. voltage) of the statistical event  $v$  (e.g. photons per time interval),  $p_0(v)$  and  $p_1(v)$  are the probability density functions of noise and signal + noise.  $\langle A \rangle_{p_0} = \int A(v)p_0(v) dv$ . However, this normalization of the signal to the mean square deviation of the noise is connected with difficulties that are related to the optimization of the sensitivity, when the noise and the signal characteristics are known.

## I. The mean signal-to-noise

For a new sensitivity criterion we propose the ratio

$$\frac{S^2}{N_m^2} = \frac{(\langle A \rangle_{p_1} - \langle A \rangle_{p_0})^2}{\langle A^2 \rangle_{(p_1+p_0)/2} - \langle A \rangle_{(p_1+p_0)/2}^2}$$

with small signals near the NEP limit as the only restriction.

**Theorem:** For given probability density functions  $p_0(v)$  and  $p_1(v)$   $S^2/N_m^2$  attains a maximum for a detector which measures

$$A_{\text{opt}}(v) = \langle A_{\text{opt}} \rangle_{(p_1+p_0)/2} + \text{const} \frac{p_1 - p_0}{p_1 + p_0}.$$

The proof is based on the Euler equation of variational calculus.

## II. Some properties of $S^2/N_m^2$

(1)  $S^2/N_m^2$  is symmetric in  $p_0$  and  $p_1$ .

$$(2) \frac{S^2}{N_m^2} = \frac{\langle\langle B \rangle\rangle^2}{\langle\langle B^2 \rangle\rangle} \quad \text{with} \quad B(v) = \frac{1}{2}(A - \langle A \rangle_{(p_1+p_0)/2}) \frac{p_1 + p_0}{p_1 - p_0}$$

$$\langle\langle B \rangle\rangle = \int B(v) \frac{2(p_1 - p_0)^2}{p_1 + p_0} dv.$$

(3) Optimum signal-to-noise:

$$\left(\frac{S^2}{N_m^2}\right)_{\text{opt}} = 2 \cdot \left\langle \frac{(\Lambda - 1)^2}{\Lambda + 1} \right\rangle_{p_0} \quad \text{with} \quad \Lambda(v) = \frac{p_1(v)}{p_0(v)}.$$

(4) Asymptotic behaviour for small signals: The new ratio approaches the conventional ratio

$$\frac{S^2}{N_m^2} \sim \frac{S^2}{N_0^2}.$$

(5) Relation between the two ratios:

$$\left(\frac{S^2}{N_m^2}\right)^{-1} = \frac{1}{2} \left[ \left(\frac{S^2}{N_0^2}\right)^{-1} + \frac{\langle A^2 \rangle_{p_1} - \langle A \rangle_{p_1}^2}{S^2} + \frac{1}{2} \right].$$

The generalization to quantum detection theory has been studied. It will be published later.

## Holographie mit Wellenleiter-Wellen

A. WÜTHRICH und W. LUKOSZ

(Professur für Optik, ETH-Hönggerberg, Zürich)

Bei den von uns vorgeschlagenen Hologrammen ist die Referenzwelle nicht eine sich frei ausbreitende, sondern eine quergedämpfte Welle, welche im Aussenraum eines dielektrischen Wellenleiters an dessen Oberfläche entlangläuft. [1] Die Hologramme haben eine Sandwich-Struktur: Substrat – planarer Lichtwellenleiter (Araldit) – Aufzeichnungsmaterial (Dichromatgelatine). Ein Spezialfall dieser Hologramme ist ein Gitterkoppler. Wir berichten über den gegenwärtigen Stand der Realisierung.

## LITERATUR

[1] W. LUKOSZ und A. WÜTHRICH, Optics Commun. 19, 232–235 (1976).

## Relaxation magnétique protonique et viscosité sanguine

E. HILTBRAND

(Département de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève)

et

M. BOLENS

(Clinique infantile de l'Hôpital Cantonal, Genève)

Il a été démontré par plusieurs chercheurs [1, 2] que la viscosité sanguine était reliée à l'hématocrite par une loi exponentielle. Des mesures faites par l'un de nous (M.B.) [3] avec un viscosimètre à bille [4] montrent qu'une description par une double exponentielle était plus près de la réalité (Figure 1), ce qui met en évidence une 'cassure' au voisinage de l'hématocrite normal qui est de 45% à 50% environ pour l'homme.

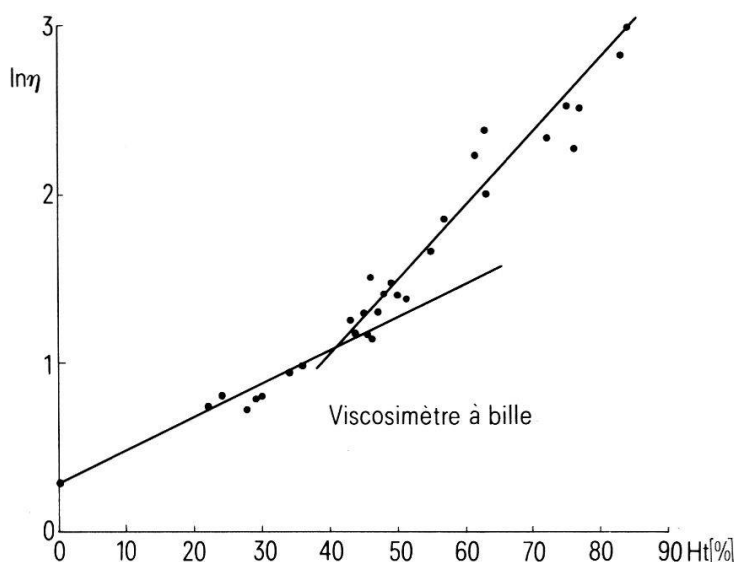


Figure 1

Nous avons abordé le problème d'un point de vue complètement différent en étudiant la variation du temps de relaxation des niveaux magnétiques nucléaires [5]. Depuis le travail de B.P.P. [6] nous savons que le temps de relaxation et la viscosité sont étroitement liés. Appliquée à l'eau, la théorie de B.P.P. donne:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{0,9\pi^2\gamma^4\hbar^2}{kT} N\eta$$

où  $\gamma$  = rapport gyromagnétique des protons;  $T$ : température absolue;  
 $\hbar$  = constante de Planck;  $N$ : nombre de protons;  
 $k$  = constante de Boltzmann;  $\eta$ : viscosité.

Il n'est pas question d'appliquer ici rigoureusement cette théorie qui se réfère plutôt à  $T_1$  (temps de relaxation spin-réseau) alors que nous avons mesuré  $T_2$  (temps de relaxation spin-spin). Nous savons pourtant que  $T_1$  et  $T_2$  sont proportionnels si

la condition  $2\pi\nu_0\tau_c \ll 1$  est respectée, ce qui est bien le cas puisque la fréquence de Larmor  $\nu_0 = 1975$  Hz, et le temps de corrélation  $\tau_c$  est de l'ordre de  $10^{-7}$  s [7]. Une analyse des mécanismes de relaxation de l'hémoglobine a été discutée dans une note récente [8].

### Description de l'expérience

Le temps de relaxation  $T_2$  a été mesuré sur le signal d'induction dû à la précession libre des protons dans le champ magnétique terrestre avec prépolarisation [9]. L'accumulation de 5 à 6 signaux a permis d'améliorer le rapport signal/bruit. La quantité de sang nécessaire dans notre appareil excluait le sang humain. Nous avons utilisé du sang de bovin. Toutes les mesures ont été faites à 37°C dans les 5 heures suivant la prise de sang.

Pour tester la méthode proposée, nous avons tout d'abord mesuré le  $T_2$  de solutions aqueuses de saccharose dont la viscosité est bien connue (Tables de Börnstein et Landolt). En choisissant convenablement les concentrations d'eau sucrée, les viscosités mesurées sont du même ordre de grandeur que celles mesurées dans le sang à différents hémocrits. Sur la Figure 2 nous avons en ordonnée l'inverse du temps de

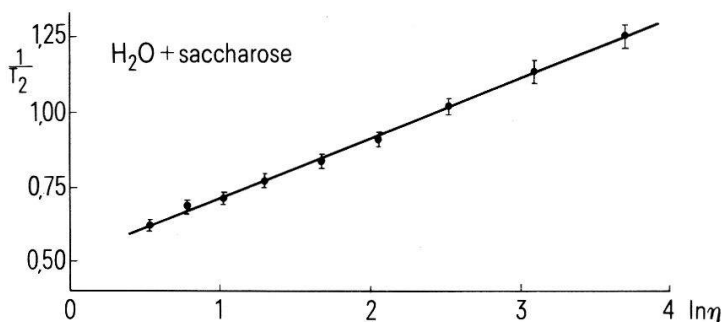


Figure 2

relaxation et en abscisse le logarithme naturel de la viscosité. La droite que nous trouvons est à rapprocher de ce qui a été observé sur le sang jusqu'à maintenant [1, 2]. Nous pourrions donc raisonnablement nous attendre à avoir une évolution semblable avec du sang dont on fait varier l'hématocrite.

### Mesures sur le sang

Sur la Figure 3, nous avons à nouveau l'inverse de  $T_2$  en ordonnée et en abscisse l'hématocrite. Nous remarquons une analogie avec la Figure 1. Il semble donc que la 'cassure' au voisinage de l'hématocrite normal soit une caractéristique spécifique du sang. Bien que la comparaison soit démonstrative, il convient de discuter l'hypothèse implicitement faite, à savoir que  $N$  – le nombre de protons – est une constante, ce qui, compte tenu de la nature complexe du sang, n'est pas évident. Pourtant il n'y avait pas de variation appréciable de l'amplitude du signal de précession libre aux différentes concentrations étudiées. L'hypothèse faite n'est donc pas loin de la réalité. Une mesure systématique de l'amplitude devrait être envisagée.

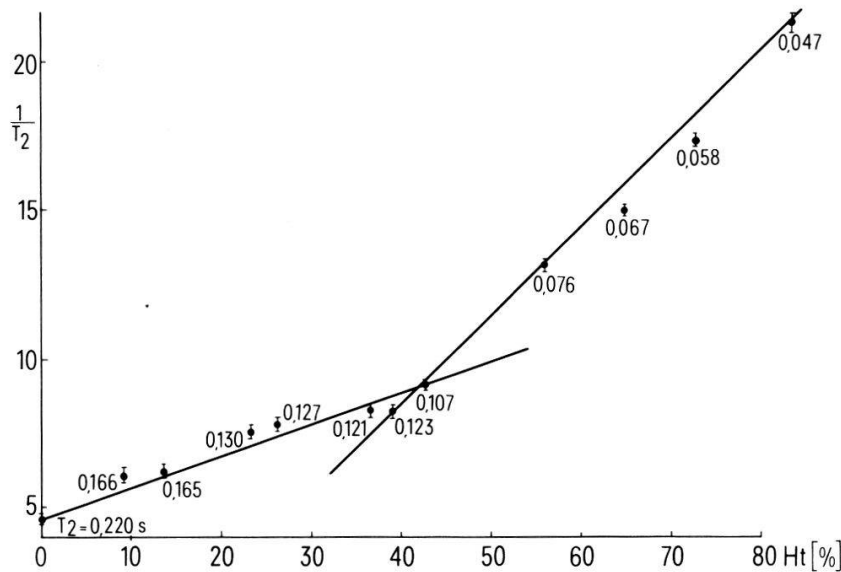


Figure 3

## Conclusion

L'étape suivante consisterait à déduire la vraie valeur de la viscosité. Nous pensons que la mesure de la constante de diffusion serait une manière particulièrement simple d'y parvenir. Pour l'instant nous notons que deux méthodes complètement différentes font apparaître un point critique dans le comportement du sang au voisinage de l'hématocrite normal. Disons enfin que la résonance magnétique nucléaire en champ faible ouvre la perspective de mesures in situ. Des expériences allant dans ce sens ont déjà été effectuées et ont donné des résultats prometteurs [10, 11]. Sur la Figure 4, nous voyons le signal de précession libre que l'on obtient

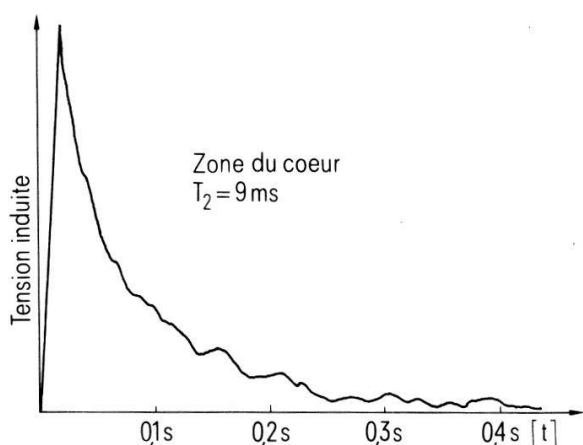


Figure 4

lorsqu'un volontaire appuie son sternum contre la bobine de réception. Ce signal peut être attribué au sang dans le coeur. Si nous comparons le  $T_2$  de 93 ms avec le sang de boeuf nous voyons que cela correspond à un hématocrite de 45% environ conformément à ce que l'on attend d'un sujet à hématocrite normal.



Les auteurs tiennent à remercier l'équipe du Laboratoire de Jussy ainsi que J. R. Scherrer du Centre d'Informatique de l'Hôpital Cantonal de Genève.

## RÉFÉRENCES

- [1] J. P. BARRAS, *Helv. Phys. Acta* 23 (1965).
- [2] T. B. BEGG et J. B. HEARNS, *Clin. Sci.* 31 (1966).
- [3] M. BOLENS, R. FEUARDENT, J. R. SCHERRER et M. JACOT-DESCOMBES, non publié.
- [4] J. RICHEZ, Lab. d'Electronique Médicale de la Faculté de Médecine, Genève.
- [5] A. ABRAGAM, *Pri. de Magn. Nucl. Bibl. Sc. Tech. Paris* (1961).
- [6] N. BLOEMBERGEN, R. V. POUND et E. M. PURCELL, *Phys. Rev.* 73 (1948).
- [7] T. R. LINDSTRÖM et S. H. KOENIG, *J. Magn. Res.* 15 (1974).
- [8] B. BLICHARSKA et J. I. DMITRIEV, *Acta Phys. Polonica* A50 (1976).
- [9] B. BORCARD, E. HILTBRAND et R. SÉCHEHAYE, *INSA Lyon Masson* (1969).
- [10] G.-J. BÉNÉ, B. BORCARD, E. HILTBRAND, P. MAGNIN et R. SÉCHEHAYE, *C. R. Ac. Sci. B* t.284 (1977).
- [11] G.-J. BÉNÉ, *Helv. Phys. Acta* (1977).

## THEORETISCHE PHYSIK

### Photoemission from multiparticle-systems

J. M. JOLLER

(Institut für Theoretische Physik III, RUB Bochum, D-463 Bochum/Germany)

We apply the time-dependent multichannel scattering theory to the problem of photoemission from a multiparticle-system. The existence of the evolution can be proved, using techniques and results from the general theory of semigroups on Banach spaces [1]. The self-adjointness of the Hamiltonian, the existence of the Møller-operators and the possibility of multiparticle-emission are discussed.

## REFERENCE

- [1] A. PAZY, *Semi-Groups of Linear Operators and Applications to Partial Diff. Equations* (Univ. of Maryland 1974).

### Ein exakt lösbares eindimensionales Modell für Ionisation und Ladungsaustausch bei Streuung von Ionen an Atomen

W. DÄPPEN

(Institut für theoretische Physik, ETH Hönggerberg, 8093 Zürich)

Die zeitabhängige Schrödingergleichung für ein Teilchen im Feld zweier gleichförmig bewegter  $\delta$ -Potentiale kann für bestimmte Anfangsbedingungen exakt

gelöst werden. Diese Lösungen erlauben es, Ionisationsraten zu berechnen und ein Ladungsaustauschphänomen herzuleiten. Gewisse S-Matrixelemente oszillieren als Funktion der Kollisionsgeschwindigkeit und reproduzieren dadurch das Verhalten der Wirkungsquerschnitte, welches in Proton-Wasserstoff und ähnlichen Streuexperimenten beobachtet wird.

### On the noise temperature conjecture of hot electrons in a semiconductor

W. A. SCHLUP

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon, Switzerland)

The noise temperature  $\theta$  in an isotropic semiconductor in a high electric field is defined by the ratio of fluctuation spectrum and differential mobility parallel and perpendicular to the (bias) electric field. The conjecture claims noise energy to be an absolute minimum in the equilibrium (i.e., zero electric-field) case, or  $\theta \geq T$  with equality sign holding for zero field only (Nyquist case). Experimental results and certain theoretical models support this conjecture. It seemed to be a consequence of the second law of thermodynamics.

Here, a simple counter-example will be presented which shows that  $\theta < T$  is possible, and therefore the conjecture is incorrect. This gives a chance for engineering low thermal noise devices.

### Correlation of fluctuating scatterers from radiometric and interferometric data

B. STEINLE and H. P. BALTES

(Zentrale Forschung und Entwicklung, Landis & Gyr Zug AG, CH-6301 Zug, Switzerland)

In this note as well as in the accompanying contributions [1, 2] we are interested in the retrieval of source features from far-zone data. The problem of the transfer of the far-field statistical properties to the detector signal is considered in [1], whereas the problem of the field propagation for partially coherent sources is studied here. Special aspects of the latter problem (exact field asymptotics, consistency of a priori knowledge with bandlimiting) are considered in [2].

Describing the scattering object by the spectral coherence function  $W$  defined as the time Fourier transform of the mutual coherence  $\Gamma$ ,

$$W_{\omega}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) e^{i\omega t} dt, \quad (1)$$

with  $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$  denoting positions in the object plane, and using the Helmholtz equations one obtains

$$W_{\omega}(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2) \propto \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2 \int_{z_1=0} \int_{z_2=0} W_{\omega}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \exp[ik(\mathbf{s}_1 \mathbf{r}_1 - \mathbf{s}_2 \mathbf{r}_2)] d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \quad (2)$$

at two positions in the far-zone which are characterized by their directions  $\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2$  with  $\mathbf{s}_i \equiv \sin \vartheta_i (\cos \varphi_i, \sin \varphi_i)$  [3].

Statistically homogeneous or quasi-homogeneous model sources were studied previously [4]. There is, however, a need for a model source where the intensity profile in the object plane can vary appreciably over the distance for which the correlation differs sensibly from zero [5]. In the present contribution we allow for arbitrary intensity profiles in the source plane and calculate the far-zone angular coherence, angular intensity, and the related radiometric properties in terms of the Schell-type [6] model source

$$W_{\omega}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = [I(\mathbf{r}_1)I(\mathbf{r}_2)]^{1/2} \mu(\mathbf{r}) \quad (3)$$

where  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ ,  $I(\mathbf{r}_i)$  denotes the intensity profile, and  $\mu(\mathbf{r})$  the degree of spectral coherence in the source plane. The corresponding far-zone coherence function is obtained from (2) as

$$W_{\omega}(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2) \propto \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2 \int_{z=0} \mu(\mathbf{r}) e^{-ikrs} \\ \times \left\{ \int_{z=0} \left[ I\left(\boldsymbol{\rho} + \frac{\mathbf{r}}{2}\right) I\left(\boldsymbol{\rho} - \frac{\mathbf{r}}{2}\right) \right]^{1/2} e^{-ik\sigma\rho} d\boldsymbol{\rho} \right\} d\mathbf{r} \quad (4)$$

with

$$\begin{aligned} \mathbf{r} &= \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 & \boldsymbol{\rho} &= (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2 \\ \mathbf{s} &= (\mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2)/2 & \boldsymbol{\sigma} &= \mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2. \end{aligned}$$

The corresponding angular intensity reads

$$I(\mathbf{s}) \propto (\cos \vartheta)^2 \mathcal{F}\{\mu\} \otimes \langle \mathcal{F}\{I^{1/2}\} \rangle^2 \quad (5)$$

where  $\mathcal{F}$  denotes the Fourier transform and  $\otimes$  the convolution.

In the case of a source with *Gaussian intensity profile* of width  $a$ , viz.  $I(\mathbf{r}_i) \propto \exp[-\mathbf{r}_i^2/2a^2]$ , and with *Gaussian correlation* with correlation length  $b$ , viz.  $\mu(\mathbf{r}) = \exp[-\mathbf{r}^2/2b^2]$ , the angular intensity  $I(\vartheta)$  and the degree of angular coherence  $\mu(\sigma)$  in the far-zone obey

$$I(\vartheta) = I(0)(\cos \vartheta)^2 \exp[-\sin^2 \vartheta/2(\Delta I)^2], \quad (6)$$

$$\mu(\sigma) = \exp[-\sigma^2/2(\Delta\mu)^2], \quad (7)$$

where  $\sigma = |\boldsymbol{\sigma}| = |\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2|$ .

The beam spread

$$\Delta I = [1 + (b/2a)^2]^{1/2}/bk \quad (8)$$

and the coherence angle

$$\Delta\mu = [1 + (b/2a)^2]^{1/2}/ak \quad (9)$$

when compared with the quasi-homogeneous case ( $b \ll a$ ), show the scaling factor  $[1 + (b/2a)^2]^{1/2}$ .

Following Walther's definition of the generalized radiance [7], we calculate the *radiant emittance* of the above source and find  $E(\mathbf{r}_i) = C'_{ab}I(\mathbf{r}_i)$  with the *transfer factor*

$$C'_{ab} = 1 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \Delta I \exp[-1/2(\Delta I)^2] \operatorname{erfi}[1/\sqrt{2}\Delta I] \quad (10)$$

and with  $\Delta I$  as given by (8). In Figure 1 we show  $C'_{ab}$  as a function of  $kb$  for various values of the parameter  $[1 + (b/2a)^2]^{1/2}$  (full curves). We find that  $C'_{ab}$  decreases with both decreasing correlation length  $b$  and decreasing beam width  $a$ . We observe that the real-valued transfer factor (10) corresponds to low spatial frequencies below  $k = \omega/c$ . The formal extension to the high-frequency part (evanescent waves) leads to

$$E(\mathbf{r}_i) = (C'_{ab} + iC''_{ab})I(\mathbf{r}_i) \quad (11)$$

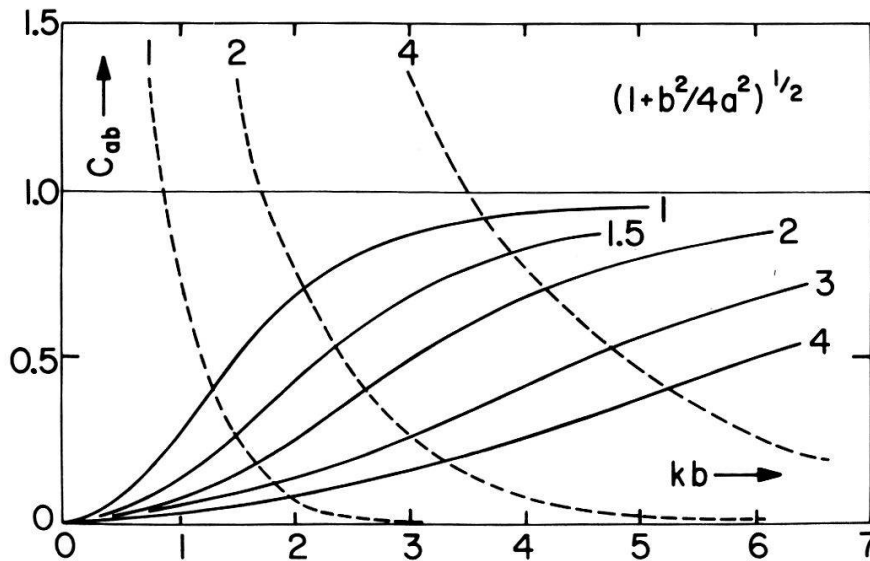


Figure 1

The real part (10) (full curves) and the imaginary part (12) (dashed curves) of the transfer factor occurring in (11) for various values of the parameter  $[1 + (b/2a)^2]^{1/2}$ .

where the real part  $C'_{ab}$  corresponds to (10), and where the imaginary part  $C''_{ab}$  reads

$$C''_{ab} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \Delta I \exp[-1/2(\Delta I)^2] \quad (12)$$

and accounts for the high spatial frequencies. In Figure 1 we plot (12) as a function of  $kb$  for different values of the parameter  $[1 + (b/2a)^2]^{1/2}$  (dashed curves). We see that  $C''_{ab}$  becomes rapidly negligible with increasing correlation length  $b$  and width  $a$ , where  $C'_{ab}$  tends to 1. The imaginary term due to  $iC''_{ab}$  in the emittance (11) may tentatively be interpreted as a wattless power flux.

## REFERENCES

- [1] A. SELLONI, P. SCHWENDIMANN, A. QUATTROPANI and H. P. BALTES, *Helv. Phys. Acta*, this issue.
- [2] H. G. SCHMIDT-WEINMAR and H. P. BALTES, *Helv. Phys. Acta* this issue.
- [3] E. W. MARCHAND and E. WOLF, *J. Opt. Soc. Am.* **62**, 379 (1972).  
E. WOLF and W. H. CARTER, *Opt. Comms.* **16**, 297 (1976).
- [4] H. P. BALTES, *Appl. Phys.* **12**, 221 (review), (1977).
- [5] M. BERTOLOTI, F. SCUDIERI and S. VERGINELLI, *Appl. Opt.* **15**, 1842 (1976).  
M. BERTOLOTI, F. SCUDIERI, A. FERRARI and D. APOSTOL, *Appl. Opt.* **15**, 2469 (1976).
- [6] B. STEINLE and H. P. BALTES, *J. Opt. Soc. Am.* **67**, 241 (1977).
- [7] A. WALTHER, *J. Opt. Soc. Am.* **58**, sect. 1 (1968).

## On the detection of the electromagnetic field

A. SELLONI, P. SCHWENDIMANN<sup>1)</sup>, A. QUATTROPANI

(Laboratoire de Physique Théorique, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, CH-1006 Lausanne, Switzerland)

and

H. P. BALTES

(Zentrale Forschung und Entwicklung, Landis & Gyr Zug AG, CH-6301 Zug, Switzerland)

This note is concerned with the transfer of the statistical properties of an electromagnetic field to the atomic system representing the detector. This problem has been extensively studied in the last fifteen years [1–11] and its solution is the key for the understanding of photocounting. Previous theories of photodetection [5–7, 11] were mainly concerned with the interaction of the field with the atomic system, which had to be considered as a kind of reservoir by *ad hoc* arguments. Here we propose a model in which the atoms are coupled not only to the field but, in addition, to a reservoir. The reservoir provides the mechanism for the relaxation of the excited atoms and prevents saturation and back-reaction effects. In this way we are enabled to discuss the atom-field interaction without imposing any restriction on the structure of the atomic system.

We define the Hamilton operator of the whole system (N atoms + field + reservoir) as

$$H = H_D + H_{AB} + H_B, \quad (1)$$

where  $H_D$  is the single-mode Dicke Hamiltonian

$$H_D = \omega a^+ a + \varepsilon S_3 + \frac{\lambda}{\sqrt{N}} (aS^+ + a^+ S^-). \quad (2)$$

Here  $\omega$  and  $\varepsilon$  are the field frequency and the atomic level spacing, respectively,  $S^\pm = \sum_i s_i^\pm$  and  $S_3 = \sum_i s_{3,i}$  are collective atomic variables (obeying angular momentum commutation rules),  $a^+$  and  $a$  are the field operators,  $\lambda$  is the coupling constant in the dipole approximation, and  $V$  is the volume of the cavity. We choose  $H_D$  as simple as possible in order to make the discussion transparent. A number of generalizations such as multi-mode field, different atoms, and position dependence could be included without changing the structure of the theory.  $H_{AB}$  and  $H_B$  need not be specified because the reservoir variables are eliminated. We have only to require that each atom is coupled to a different reservoir in order to avoid reservoir induced coupling between the atoms. Furthermore the time relaxation of the equilibrium correlation functions of the reservoir variables is short compared with any other interaction time. After standard elimination of the reservoir variables, we get the equation of motion of the reduced density operator  $\rho_D$  of the Dicke system

$$\dot{\rho}_D = -i[H_D, \rho_D] + \sum_l \Lambda_l \rho_D. \quad (3)$$

<sup>1)</sup> Permanent address: Institut für Theoretische Physik, Universität Bern, Bern, Switzerland.

The operators  $\Lambda_i$  describe the atomic damping induced by the reservoirs. These effects are characterized by a relaxation rate  $\gamma$ . From (3) we derive the equation of motion for the reduced density operator  $\rho_F$  of the field. We assume that the atomic system is initially in the ground state  $|0\rangle_A = |S = N/2, S_3 = -N/2\rangle$  (zero temperature limit for the equilibrium state of the atoms). We introduce the projector  $\mathcal{P}_A = |0\rangle_A \langle 0| \otimes \text{Tr}_A$ , and adopt the Born approximation (valid for  $\lambda \ll \gamma$ ) and the Markoff limit  $t \gg \gamma^{-1}$ . Thus we find that  $\rho_F = \text{Tr}_A \mathcal{P}_A \rho_D$  obeys the well-known equation of motion for the damped harmonic oscillator. Here we quote only the equation of motion for the field moments

$$\frac{d}{dt} \langle (a^+)^v a^v \rangle_t = -2v\kappa \langle (a^+)^v a^v \rangle_t \quad (4)$$

where  $\kappa$  is defined as  $\kappa = (\lambda^2/\gamma)$ . Once  $\rho_F$  is known we can easily get  $\rho_A$  (reduced density operator for the atoms), through the relation  $\rho_A - \rho_A(0) \equiv \text{Tr}_F(\rho_D - \rho_D(0)) = \text{Tr}_F(\mathbb{1} - \mathcal{P}_A)\rho_D$ .

We have done the calculations using the full Dicke Hamiltonian. Here, however, we report only an approximate result valid for  $T = 0$  and a relatively small number of excited atoms. In this limit it is possible to replace the collective atomic operators  $S^\pm, S_3$  by harmonic oscillator variables  $b^+, b$  according to the rule  $S^\pm \rightarrow N^{1/2}b^\pm, S_3 \rightarrow b^+b - N/2$ . The relation between  $\rho_A$  and  $\rho_F$  is most easily expressed in terms of their moments. In the limits  $t \gg \gamma^{-1}, \lambda \ll \gamma$  we obtain [12]

$$\langle (b^+)^v b^v \rangle_t = \chi^v \langle (a^+)^v a^v \rangle_t \quad (5)$$

where  $\chi = \kappa/\gamma$ . Equation (5) gives an instantaneous relation between atomic and field moments. Using (4) and (5) for  $v = 1$  we get

$$\frac{d}{dt} \langle a^+ a \rangle_t = -2\kappa \langle a^+ a \rangle_t. \quad (6)$$

By time integration and introducing Glauber's  $P$ -representation for both  $\rho_A$  and  $\rho_F$  we get

$$\begin{aligned} N_A(t_0, t_0 + T) &\equiv 2\gamma \int d^2\beta P_A(\beta, 0) \int_{t_0}^{t_0+T} dt |\beta(t)|^2 \\ &= \int d^2\alpha P_F(\alpha, 0) |\alpha|_{t_0}^2 (1 - e^{-2\kappa T}). \end{aligned} \quad (7)$$

This relation tells us that the number  $N_A$  of photocounts in the interval  $(t_0, t_0 + T)$  is equal to the number of photons absorbed in the same time interval. Relations between higher moments are obtained in a similar manner by using the relation

$$(-1)^r (2\gamma)^r \langle (b^+)^r b^r \rangle_t = \frac{d}{dt_1} \cdots \frac{d}{dt_r} \langle a^+(t_1) \cdots a^+(t_r) a(t_r) \cdots a(t_1) \rangle \Big|_{t_1 = \dots = t_r = t}. \quad (8)$$

The corresponding photocounting distribution  $p(n; t_0, t_0 + T)$  is derived by using the generating function formalism and reads

$$p(n; t_0, t_0 + T) = \int d^2\alpha P_F(\alpha, 0) \exp(-\eta |\alpha|_{t_0}^2) \eta^n |\alpha|_{t_0}^{2n} (n!)^{-1} \quad (9)$$



with  $\eta \equiv 1 - \exp(-2\kappa T)$ . One can also show that  $p(n; t_0, t_0 + T)$  obeys a Pauli-type equation with time dependent transition rates, the solution of which reads,

$$p(n; t_0, t_0 + T) = \sum_{m \geq n} \binom{m}{n} \eta^n (1 - \eta)^m p_m(t_0) \quad (10)$$

where  $p_m(t_0)$  is the probability of finding  $m$  photons at the time  $t_0$ .

The form of equation (9) and (10) is well known [5, 7]. Our parameter  $\kappa$ , however, depends not only on the atom-field coupling constant, but also on the atom-reservoir interaction.

Furthermore, our model does not only yield the relation between the field and atom statistics, but also the atom and field dynamics.

## REFERENCES

- [1] L. MANDEL, *Progress in Optics* (ed. E. Wolf) 2, 181, sec. 4.2 (1963).
- [2] L. MANDEL and E. WOLF, *Rev. Mod. Phys.* 37, 213 (1965).
- [3] R. GLAUBER, in: *Quantum Optics and Electronics* (ed. C. DeWitt, A. Blandin, C. Cohen-Tannoudji) (Gordon & Breach, New York 1965), p. 63.
- [4] P. L. KELLEY and W. H. KLEINER, *Phys. Rev.* 136, A316 (1964).
- [5] B. R. MOLLOW, *Phys. Rev.* 168, 1896 (1968).
- [6] R. GLAUBER, in: *Quantum Optics*, Varenna Course XLII (ed. R. Glauber) (Academic Press, New York 1969), p. 15.
- [7] M. O. SCULLY and W. E. LAMB, *Phys. Rev.* 179, 368 (1969).
- [8] C. L. MEHTA, *Progress in Optics* (ed. E. Wolf) 8, 373 (1970).
- [9] F. T. ARECCHI and V. DEGIORGIO, in: *Laser Handbook* (ed. F. T. Arecchi and E. O. Schulz-Dubois) (North-Holland, Amsterdam 1972) Vol. 1, 191.
- [10] *Photon Correlation and Light Beating Spectroscopy*, Nato Advanced Study Institute, Capri 1973 (ed. H. Z. Cummins and E. R. Pike) (Plenum Press, New York 1974).
- [11] A. ARNEDO, F. ROCCA, *Z. Phys.* 269, 205 (1974).
- [12] R. BONIFACIO, P. SCHWENDIMANN and F. HAAKE, *Phys. Rev.* A4, 302 (1971).

## Bandlimiting in conflict with spatial bounding of radiative sources

H. G. SCHMIDT-WEINMAR<sup>1)</sup> and H. P. BALTES

(Zentrale Forschung und Entwicklung, Landis & Gyr Zug AG, CH-6301 Zug, Switzerland)

Knowledge of the asymptotic representation of wave fields is indispensable for the retrieval of information on primary or secondary radiative sources from far-zone data (optical inverse scattering problem). Given sufficient *a priori* knowledge on the source or the scattering object, we can retrieve, from far-zone data, fine-structure beyond the classical diffraction limit (superresolution [1–3]). Thus, a representation of the asymptotic field that fully accounts for the available *a priori* knowledge is crucial for the achievement of superresolution. Our current studies [4–7] lead to the conclusion that the fairly general *a priori* knowledge that the source is spatially bounded, is in fact sufficient to achieve superresolution from far-field data. In the present note

<sup>1)</sup> On Sabbatical leave from the Department of Electrical Engineering, University of Alberta, Edmonton, Canada.

we report the full asymptotic representations of wave fields generated by such sources and briefly discuss the implications on the problem of superresolution.

The main result can be summarized as follows: The correct halfspace representation of the field generated by a spatially bounded source includes all spatial frequencies, i.e. homogeneous plane waves as well as evanescent plane waves. The inconsiderate removal of any evanescent waves can result in contradictions to the *a priori* knowledge of finite source size and inconsistencies with the basic theoretical requirements concerning the energy flow. The contribution of the evanescent wave does not always and everywhere decrease exponentially with the distance from the source. Hence only the asymptotic representation that includes all the evanescent waves does fully account for the *a priori* knowledge of spatial bounding of the source.

In the case of fields generated by *bounded planar sources* we find the following *expansion theorem*: Assume a non-vanishing  $L^1$  integrable amplitude  $u(x, y) = u(x, y, 0)$  in the plane  $z = 0$  that satisfies the condition  $(\partial/\partial R - ik)u = \mathcal{O}(R^{-2})$  as  $R \equiv (x^2 + y^2)^{1/2} \rightarrow \infty$ . Then the wave field  $u(r, \Omega, \psi)$  in the positive cone  $0 < \Omega < \pi/2 - \delta$ ,  $0 \leq \psi \leq 2\pi$ , with arbitrarily small  $\delta > 0$ , obeys the asymptotic relation

$$u(r, \Omega, \psi) = \frac{k}{2\pi i} \frac{e^{ikr}}{r} \cos \Omega \left[ D_0(\Omega, \psi) + D_1(\Omega, \psi) \mathcal{O}\left(\frac{1}{r}\right) \right] \quad (1)$$

as  $r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2} \rightarrow \infty$  uniformly in  $\Omega$  and  $\psi$  where the  $D_i(\Omega, \psi)$ ,  $i = 0, 1$ , are known integral transforms of  $u(x, y)$ .  $D_1$  can be obtained from  $D_0$  by a recurrence relation [8]. *A fortiori*, the field  $u(r, \Omega, \psi)$  obeys the *strong radiation condition*

$$[\partial/\partial r - ik]u = \mathcal{O}(r^{-2}) \quad (2)$$

as  $r \rightarrow \infty$  uniformly for all directions given by spherical coordinates  $\Omega$  and  $\psi$ . This theorem applies to e.g. a *Gaussian beam* of any finite width  $\sigma$  defined by  $u(x, y) = \sigma^{-2} \exp(-R^2/2\sigma^2)$  and leading to (1) with  $D_0(\Omega, \psi) = \exp(-\frac{1}{2}k^2\sigma^2 \sin^2 \Omega)$  and fulfilling (2).

It is useful to expand the field  $u(r, \Omega, \psi)$  in a halfspace in terms of plane waves. In the case of fields  $u(r, \Omega)$  that show rotational symmetry with respect to the  $z$ -axis, this expansion reads

$$u(R, z) = 2\pi \int_C J_0(kR \sin \vartheta) G(\vartheta) \exp(ikz \cos \vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta \quad (3)$$

with  $C$  denoting an arbitrary contour in the complex  $\vartheta$ -plane going from  $0$  to  $\pi/2 - i\infty$ . A well-known example is the '*L-path*'  $\vartheta = 0 \dots \pi/2, \pi/2 - i\tau, \tau = 0 \dots + \infty$  (see Figure 1), where real  $\vartheta$ ,  $0 \leq \vartheta \leq \pi/2$ , correspond to homogeneous plane waves and complex  $\vartheta = \pi/2 - i\tau$ ,  $\tau > 0$ , correspond to evanescent plane waves. The function  $G(\vartheta)$  denotes the plane-wave spectral density and reads

$$G(\vartheta) = \frac{k^2}{2\pi} \int_0^\infty u(R, 0) J_0(kR \sin \vartheta) R dR. \quad (4)$$

As examples we mention the *Gaussian beam* where  $G(\vartheta) = (2\pi)^{-1} k^2 \exp(-\frac{1}{2}k^2\sigma^2 \sin^2 \vartheta)$ , and the *point source* where  $G(\vartheta) = (\cos \vartheta)^{-1}$  corresponding to  $u(x, y, 0) = u(R, 0) = 2\pi(ikR)^{-1} \exp(ikR)$ . By *bandlimiting* we understand here the removal of all evanescent plane waves, from the spectrum (4), in excess of a cut-off angle  $\vartheta =$

$\pi/2 - i\tau$  with  $\tau \geq 0$ . The bandlimited wave field reads

$$u^\tau(R, z) = 2\pi \int_{(0, i0)}^{(\pi/2, -i\tau)} J_0(kR \sin \vartheta) G(\vartheta) \exp(ikz \cos \vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta. \quad (5)$$

The cut-off angle  $\vartheta = \pi/2 - i\tau$  corresponds to the cut-off  $f_\tau = k \sin \vartheta = k \cosh \tau$  of spatial frequencies in the plane  $z = 0$ . The 'unbandlimited' field corresponds to the limit  $\tau \rightarrow \infty$ .

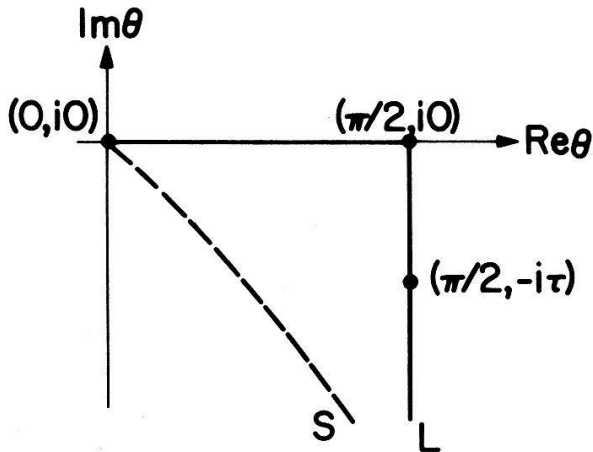


Figure 1  
The L-path and the S-path.

Only the unbandlimited field properly accounts for the *a priori* knowledge of the spatial bounding of the source, i.e. the  $L^1$ -integrability of the source amplitude  $u(x, y)$ . Any bandlimiting ( $0 \leq \tau < \infty$ ) can result in the following inconsistencies.

- (i) The strong radiation condition (2) is not fulfilled.
- (ii) The asymptotic behaviour (1) is not obtained.
- (iii) The recursion formulae relating  $D_0$  and  $D_1$  (as well as higher order angular functions not mentioned in (1)) are not fulfilled.
- (iv) Divergences are introduced in the source plane, e.g.  $u^\tau(R, 0)$ ,  $\tau < \infty$ , is not  $L^1$  integrable.

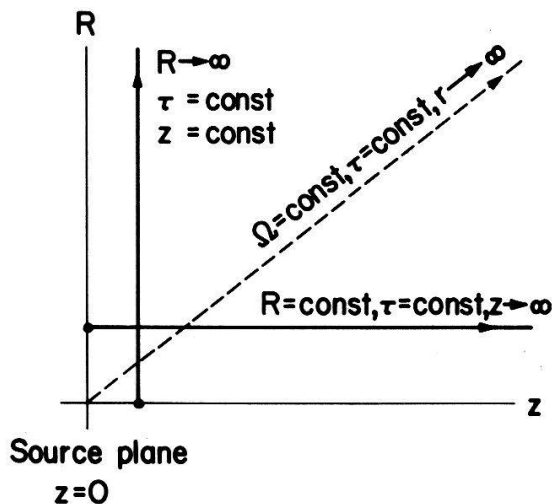


Figure 2  
Illustrating the asymptotics.

Thus, bandlimiting of the wave field is in conflict with the spatial bounding of the source. In particular, bandlimiting is at variance with the strong radiation condition, as can be demonstrated considering the quantity

$$RC \equiv |r^2(\partial/\partial R - ik)\mu^\tau| \quad (6)$$

that obeys  $RC = \mathcal{O}(1)$  in the limit  $\tau \rightarrow \infty$ . Bandlimiting of the field generated by a Gaussian beam leads to the following asymptotic behaviour of RC (see Fig. 2).

$z \rightarrow \infty, R = \text{const}:$

$$RC = \mathcal{O}(1) \quad \text{if} \quad t \equiv \sinh \tau = 0. \quad (7)$$

$$RC = \mathcal{O}(1) + \mathcal{O}[kz \exp(-kzt)] \quad \text{if} \quad t > 0. \quad (8)$$

$R \rightarrow \infty, z = \text{const}:$

$$RC = \mathcal{O}(1) + \mathcal{O}[(kR)^{1/2}] \quad \text{if} \quad t = 0, \quad (9)$$

$$RC = \mathcal{O}(1) + \mathcal{O}[(kR)^{1/2} \exp(-kzt)] \quad \text{if} \quad t > 0. \quad (10)$$

Furthermore, the  $L^1$  integral over  $u^\tau(x, y, 0)$  diverges unless  $\tau \rightarrow \infty$  or  $\sigma \rightarrow \infty$ . A further divergence of the bandlimited Gaussian beam is  $R^2(\partial/\partial R - ik)u(R, 0) \rightarrow \infty$  as  $R \rightarrow \infty$ . Bandlimiting of the field generated by the point source leads to the following behaviour of RC.

$z \rightarrow \infty, R = \text{const}:$

$$RC = \mathcal{O}(1) + \mathcal{O}[kz \exp(-kzt)] \quad \text{for} \quad t \geq 0. \quad (11)$$

$R \rightarrow \infty, z = \text{const}:$

$$RC = \mathcal{O}(1) + \mathcal{O}(kR) \quad \text{if} \quad t = 0, \quad (12)$$

$$RC = \mathcal{O}(1) + \mathcal{O}[(kR)^{1/2} \exp(-kzt)] \quad \text{if} \quad t > 0. \quad (13)$$

In terms of the field vectors  $\mathbf{E}(r, \Omega, \psi)$  and  $\mathbf{H}(r, \Omega, \psi)$ , bandlimiting is at variance not only with the strong radiation conditions [9]

$$\omega\mu r^{-1} \mathbf{r} \times \mathbf{H} + k\mathbf{E} = \mathcal{O}(r^{-2}), \quad (14)$$

$$\omega\epsilon r^{-1} \mathbf{r} \times \mathbf{E} - k\mathbf{H} = \mathcal{O}(r^{-2}), \quad (15)$$

but also with the strong Poynting vector condition

$$\nabla \times \mathbf{S} = \mathcal{O}(r^{-3}), \quad \mathbf{S} = \frac{1}{2} \mathbf{E} \times \mathbf{H}^*, \quad (16)$$

that is likewise required for spatially bounded sources [6]. For example, in the case of the (unbandlimited) Hertzian dipole source one has

$$\nabla \times \mathbf{S} \propto r^{-3} \sin(2\Omega) \{1 - i[2(kr)^{-1} + 3(kr)^{-3}]\}. \quad (17)$$

The curl of the Poynting vector  $\mathbf{S}^\tau$  of the bandlimited field of a point-source dipole is at variance with (16) and (17) on two counts.

- (i) The separability of angular and radial coordinates in (17) is destroyed. The Poynting vector of the bandlimited field fluctuates rapidly in space. Accordingly the time average of the energy flux shows spurious whirls in planes of constant  $\psi$ .

(ii) The leading order of  $\nabla \times \mathbf{S}^r$ ,  $\tau < \infty$ , is  $r^{-5/2}$  at variance with (16) and (17). The strong Poynting vector condition can be studied in terms of the quantity

$$\text{CL} \equiv r^3 \text{Re}\{\nabla \times \mathbf{S}^r\}. \quad (18)$$

The following asymptotic behaviour of (18) is obtained.

$$t \equiv \sinh \tau = 0:$$

$$\text{CL} = \mathcal{O}(1) \quad \text{as } z \rightarrow \infty, R = \text{const}, \quad (19)$$

$$\text{CL} = \mathcal{O}(R^{1/2}) \quad \text{as } R \rightarrow \infty, z = \text{const}. \quad (20)$$

$$t \equiv \sinh \tau > 0:$$

$$\text{CL} = \mathcal{O}(1) + \mathcal{O}[\exp(-kzt)] \quad \text{as } z \rightarrow \infty, R = \text{const}, \quad (21)$$

$$\text{CL} = \mathcal{O}[R^{1/2} \exp(-kzt)] \quad \text{as } R \rightarrow \infty, z = \text{const}. \quad (22)$$

Thus the bandlimited energy flux of the electromagnetic field of a point-source dipole violates (17) as  $R \rightarrow \infty$  for fixed  $z > 0$  and any fixed  $\tau < \infty$ .

The above contradictions are avoided by any of the following procedures. (i) The field is expanded in terms of products of spherical Hankel functions and spherical harmonics [10]. (ii) In a cartesian halfspace, we expand the field in terms of the full spectrum of homogeneous-plane waves plus evanescent-plane waves. (iii) Alternatively to (ii), we can expand the field in terms of *nonhomogeneous-plane waves* with positive direction of propagation (*S-path*, see Figure 1). The alternative expansion (iii) is relevant for the achievement of feasible algorithms [11] for the reconstruction of the source density from far-field data [7, 12] and superresolution.

## REFERENCES

- [1] H. WOLTER, *Physica* 24, 457 (1958).
- [2] D. GABOR, *Progress in Optics* (ed. E. Wolf) 1, 111 (1966).
- [3] J. W. GOODMAN, *Introduction to Fourier Optics* (McGraw-Hill, New York 1968) ch. 6.6.
- [4] H. P. BALTES and H. G. SCHMIDT-WEINMAR, *Phys. Letts.* 60A, 275 (1977).
- [5] H. G. SCHMIDT-WEINMAR, *Can. J. Phys.* 1977 in press.
- [6] H. G. SCHMIDT-WEINMAR and W. B. RAMSAY, *Appl. Phys.* 1977 in press.
- [7] H. G. SCHMIDT-WEINMAR, Annual meeting of the Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik, Berlin, May 31–June 4, 1977.
- [8] C. H. WILCOX, *Comms. Pure Appl. Math.* 9, 115 (1956).
- [9] C. MÜLLER, *Grundprobleme der mathematischen Theorie elektromagnetischer Schwingungen* (Springer, Berlin 1957) pp. 140–142.
- [10] B. STEINLE and H. G. SCHMIDT-WEINMAR, to be published.
- [11] H. G. SCHMIDT-WEINMAR, *J. Opt. Soc. Am.* 65, 1059 (1975).
- [12] H. G. SCHMIDT-WEINMAR, *J. Opt. Soc. Am.* 65, 999 (1975).

## Sur un groupe de Poincaré quantique

U. CATTANEO

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

*Sommaire:* On construit, en étendant le groupe de Poincaré  $\mathbf{P}$  (avec les inversions) par le groupe  $\{1, -1\} \times \{1, -1\} \times \{1, -1\}$ , un groupe  $\bar{\mathbf{P}}$  localement compact et

séparable qui joue pour  $\mathbf{P}$  le rôle que le groupe  $SL(2, \mathbb{C})$  inhomogène joue pour sa composante neutre. En effet, on montre que toute représentation projective unitaire/antiunitaire continue de  $\mathbf{P}$ , telle que les inversions de temps et d'espace-temps sont représentées par des opérateurs antiunitaires, provient d'une représentation unitaire/antiunitaire continue (ordinaire) de  $\bar{\mathbf{P}}$  avec les mêmes éléments représentés par des opérateurs antiunitaires.

### **Instabilité convective dans un nématique soumis à un cisaillement alternatif**

P. PIERANSKI, E. GUYON, E. DUBOIS-VIOLETTE

(Université de Paris-Sud, Orsay)

et

F. ROTHEN

(Orsay et Université de Lausanne)

Il apparaît des rouleaux de convection stationnaire dans un cristal liquide nématique homéotrope soumis à un cisaillement alternatif de 1000 Hz environ [1]. On montre que cette instabilité est associée à une déformation périodique dans l'espace de la direction locale commune des molécules. On détermine expérimentalement et théoriquement les caractéristiques de la structure au voisinage du seuil.

#### **REFERENCE**

- [1] F. SCUDIERI, M. BERTOLOTTI, S. MELONE, G. ALBERTINI, J. Appl. Phys. 47, 3781 (1976).

### **Stabilitätsanalyse solitärer Raumladungswellen in Halbleitern**

M. BÜTTIKER und H. THOMAS

(Inst. für Physik, Universität Basel)

Wir untersuchen die Stabilität inhomogener dynamischer Stromzustände für ein Modell, in dem der homogene stationäre Stromzustand infolge von Bragg-Streuung heisser Elektronen bei hohen Feldern instabil wird. Zu vorgegebenem Strom finden wir eine Schar von periodischen Wanderwellen sowie eine solitäre Lösung (Dipoldomäne). Die solitäre Lösung besitzt eine intrinsisch instabile Mode und ist deshalb bei vorgegebenem Strom instabil. Nur durch Kopplung an eine geeignete äussere Schaltung lässt sie sich stabilisieren, falls die statische Domänenimpedanz negativ ist. Die periodischen Lösungen sind instabil gegenüber einem Kontinuum von Moden und lassen sich daher auch dynamisch nicht stabilisieren. Das Modell beschreibt also einen diskontinuierlichen Nichtgleichgewichtsphasenübergang zu einer Dipoldomäne hoher Amplitude.



### **On the phase transition in $A^4$ -phonon theory**

N. SZABO

(Dép. Phys. Théor. Uni de Geneve, CH-1211 Geneve)

For a  $A^4$ -quantum mechanical phonon Hamiltonian it is proven that the free energy is complex if the harmonic, dynamical matrix of the model has negative definite portion in the Brillouin zone. From this fact it follows that the free energy exhibits always an instability associated with the ground state.

### **Phase diagram of a two-dimensional $XY$ model with quartic anisotropy**

E. STOLL and T. SCHNEIDER

(IBM Zurich Research Laboratory, CH-8803 Rüschlikon)

We have studied the dependence of  $T_c$  on the strength of the quartic anisotropy, on the temperature dependence of the order parameter. We also discuss the implications on the critical properties of the isotropic  $XY$  model.

### **On the phase transition in $XY$ - and Heisenberg models**

N. SZABO

(Dép. Phys. Theor. Uni de Geneve, CH-1211 Geneve)

For the free energy and susceptibility of the quantum  $XY$ - and Heisenberg models singular lower and upper bounds have been constructed in  $d$ -dimensions. The bounds are given by the Ising model free energies and susceptibilities, which proves the onset of continuous phase transition in  $d$ -dimensions,  $d \geq 2$ .

### **On the critical dynamics of the kinetic Ising model with quenched relaxing impurities**

T. SCHNEIDER and E. STOLL

(IBM Zurich Research Laboratory, CH-8803 Rüschlikon)

The effect of relaxing quenched impurities on the dynamics is studied on the basis of a kinetic Ising model. It is shown that the critical exponents of the characteristic times of the spatial correlation and autocorrelation functions are identical to those of the pure system. The amplitudes of the singularities depend, however, on the concentration and activation energy of the hopping impurities. This property may give rise to an extremely narrow central peak. The physical origin of the critical slowing-down of the disordered and pure system is identical however.

$\mu \rightarrow e + \gamma$ : Why so interesting?<sup>1)</sup>

B. HUMPERT

(Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, Stanford, California 94305)

*Abstract.* The attempts at an implementation of muon number nonconservation in the gauge theory framework are presented. After discussing the experimental and theoretical constraints in constructing models, we focus on the proposed explanations for a possible violation of muon number and investigate the experimental implications.

The background of  $\mu \rightarrow e + \gamma$  due to radiative muon decay is analyzed with the conclusion that it cannot explain the six events seen at SIN.

**I. Introduction**

Recent months have witnessed considerable excitement in weak interaction theory which was initiated by reports of unpublished experimental results. Theorists constructed explanations, sometimes behind closed doors, and papers appeared at a rate of two per day. [1] Why was there so much interest in the particular reaction  $\mu \rightarrow e + \gamma$  – even without useful experimental results?

The successful unification of weak and electromagnetic interactions within the framework of non-Abelian gauge theories led to the triumphant discoveries of neutral currents and most recently to the detection of charmed particles. [2] One would be tempted to conclude that the first  $SU_2 \times U_1$  model by Weinberg and Salam [3] correctly describes all known data and phenomena in weak interaction physics. However, in recent years more and more experimental information has accumulated which clearly indicates inconsistencies and hints at needed extensions. Many attempts at generalization of the ‘minimal’ model have therefore been proposed recently which extend the number of quarks, leptons, gauge bosons, and needed Higgs particles beyond the simplest construction. At present, there exists a great deal of latitude in generalizing the minimal model, a freedom which can only be reduced by more experimental and theoretical limitations. The reaction  $\mu \rightarrow e + \gamma$ , currently being sought at various ‘meson factories’, can provide new constraints in this undertaking. In the minimal  $SU_2 \times U_1$  model it could not occur; attempts to accommodate it in a more general framework immediately led to the more fundamental question: How can muon number nonconservation be incorporated into gauge theories?

Study of these questions revealed that violation of muon number can easily be obtained and it is rather the experimentally suppressed rate which needs to be understood. The explanations put forward can be grouped as follows:

- (i) more Higgs doublets,
- (ii) left-handed mixing schemes,
- (iii) right-handed mixing schemes,
- (iv) other schemes.

The focus on these theoretical aspects of gauge theories also naturally leads to inspection of a number of other muon number nonconserving processes [4] such as

$$\begin{aligned} \mu &\rightarrow e + \gamma \quad \text{and} \quad \mu \rightarrow ee\bar{e} \\ \mu + (A, Z) &\rightarrow e + (A, Z) \\ K_L &\rightarrow e\bar{\mu} \quad \text{and} \quad K \rightarrow \pi e\bar{\mu} \end{aligned}$$

<sup>1)</sup> Work supported in part by the Energy Research and Development Administration.

all of which provide constraints on weak model building and the mechanisms of lepton number violation.

One of the most interesting aspects of muon number nonconservation is that its explanation requires Feynman diagrams with new virtual leptons and/or bosons. Study of higher order weak interaction effects leads us to hypothesize upon the existence of new, as yet undiscovered, leptons in the theory whose existence may only be verified after years of effort.

This paper gives an introduction to the present problems in weak interaction theory and seeks to describe the theoretical and phenomenological questions arising in the experimental search for muon number violating transitions. Data on the well-known muon decay modes have become available [5] and will be analyzed. In particular, we will concentrate on the radiative decay  $\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu \gamma$  and discuss its electron and photon energy distribution.

This paper is organized as follows: In Section II we briefly present the minimal (or standard)  $SU_2 \times U_1$  model with its basic theoretical characteristics and the attempts at its generalization; [16] we sketch its successes and shortcomings in describing the available data. Section III reviews the theoretical explanations for muon number violation in weak interactions and discusses the predictions and implications of these schemes for the above reactions. Section IV is devoted to an analysis of the recently available data on  $\mu$ -decay from SIN<sup>5</sup> and gives predictions for the background reaction  $\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu \gamma$ . Our conclusions are presented in Section V.

## II. $SU_2 \times U_1$ Models and beyond

The successful unification of weak and electromagnetic interactions within one framework provided the instrument required for a satisfactory description of weak processes at very high energies. The construction of this theory is not unique but the elegance of the first, most simple,  $SU_2 \times U_1$  model is considered as the most convincing guide for a generalization of this framework, including more than the four familiar leptons.

### 1. The minimal $SU_2 \times U_1$ model

Leptons are grouped in left-handed doublets

$$L \equiv \left\{ \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \right\} \quad ( )_L \equiv \left( \frac{1 + \gamma_5}{2} \right) ( )$$

and right-handed singlets

$$R \equiv \{e_R, \mu_R\} \quad ( )_R \equiv \left( \frac{1 - \gamma_5}{2} \right) ( )$$

where  $e, \mu, \dots$  stand for the electron,  $\dots$  fields. The Lagrangian then reads

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_I$$

with

$$\mathcal{L}_0 = \mathcal{L}(A^\mu) + \mathcal{L}(B^\mu) + \mathcal{L}(R) + \mathcal{L}(L)$$

and

$$\mathcal{L}_I = \sum \left[ \frac{g}{2} \bar{L} (\mathbf{A} \cdot \boldsymbol{\tau}) L - \frac{g'}{2} (\bar{L} \mathbf{B} L + 2 \bar{R} \mathbf{B} R) \right]$$

$\mathbf{A}^\mu$  and  $\mathbf{B}^\mu$  are a triplet and a singlet of four-component vector fields. Linear combinations of these vector fields describe the charged and neutral  $W$ -bosons and the photon.

Notice that the first term in  $\mathcal{L}_I$  describes the  $SU_2$  part and the second one, which commutes with the generators of the  $SU_2$  group must be of  $U_1$ -type. Thus the minimal group of this model is  $SU_2 \times U_1$ . Therefore, once the doublets and singlets of the assumed leptons are formed and the group structure is specified, the interaction Lagrangian is determined. In the above form all particles are supposed to be massless. The masses are generated through spontaneous symmetry breaking by the coupling of

(at least) one doublet of scalar fields  $\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$  to the vector fields  $\mathbf{A}^\mu$  and  $\mathbf{B}^\mu$  and the fermions in the theory. One can now go through the same chain of arguments in constructing the weak interaction Lagrangian for quarks. We therefore can limit ourselves from now on to the grouping of the fermions, the vector bosons, and the Higgs mesons of the minimal model, which is well known. [6]

The charged and neutral currents are easily evaluated

$$j_W^\mu = \sum \bar{l}_1 \gamma^\mu (1 - \gamma_5) l_2$$

$$j_Z^\mu = \frac{1}{2} \sum [\bar{l}_1 \gamma^\mu (1 - \gamma_5) l_1 - \bar{l}_2 \gamma^\mu (1 - \gamma_5) l_2] - 2 \sin^2 \theta_W j_{em}^\mu$$

where  $l_1(l_2)$  refers to the upper (lower) component of the doublets and  $j_{em}^\mu$  stands for the electromagnetic current.  $\theta_W$  is the Weinberg angle.

This framework can easily be generalized by admitting more leptons in the  $SU_2 \times U_1$  scheme or by using a different classification group for the leptons with possibly more leptons. The constraints in such an undertaking are: close analogy between the hadronic and leptonic sector (which of course can be given up), simplicity and theoretical attractiveness, and correct description of the experimental results.

## 2. Properties of the minimal model [6]

The model presented above implies a number of fundamental theoretical and phenomenological consequences which are expected to be satisfied by any more general scheme.

- (i) The theory is free of anomalies and can be renormalized.
- (ii) The quark and lepton masses, as well as the Cabibbo angle, are parameters of the theory. No mass relation exists, nor does there exist any understanding of the mass pattern. The masses of the vector bosons are related by  $m_Z = m_W / \cos \theta_W$  due to their generation by spontaneous symmetry breaking; the magnitude of the masses is determined by the coupling parameters  $g$  and  $g'$  and the vacuum expectation value  $\langle \phi^0 \rangle$ , which also determines the Higgs-meson mass.
- (iii) Universality of weak couplings still holds; the muon doublet couples to the intermediate vector bosons with the same strength as does the electron doublet.
- (iv) There is no CP-violation in the minimal model with one Higgs doublet

only. It can however be included in three different ways: (1) We remain within the framework of the standard model but introduce a larger set of Higgs doublets; this permits introduction of an arbitrary relative phase parameter between the interactions of different Higgs particles, which will result in CP-violation. (2) The right-handed quarks are grouped in doublets too, which results in new currents. (3) In the framework of the standard model with  $V-A$  structure, more quark-doublets are introduced; at least six quarks than are needed.

- (v) Charm is the only new degree of freedom which can be produced in deep-inelastic lepton-scattering and in  $e^+e^-$  annihilation processes. A number of new weak interaction models with additional quarks and leptons have been suggested, which, however, in most cases are lacking compelling theoretical elegance and/or have to be abandoned if their predictions are confronted with the data.
- (vi) The neutral current  $Z^0$  is a superposition of vector and axial vector currents; consequently  $Z^0$  exchange leads to parity violation. However, models with six (or more) basic fermions and left- as well as right-handed doublets lead to parity conserving neutral currents.
- (vii) The flavor-changing neutral currents and the  $\Delta S = 2$  effects are naturally suppressed to order  $O(G_F)$  and  $O(\alpha G_F)$ . This suppression takes place in any  $SU_2 \times U_1$  model under the following conditions: (1) Quarks of a given charge and chirality have the same weak  $T^2$  and  $T_3$ . (2) Quarks of a given charge receive their mass *either* from a gauge-invariant bare mass term *or* from their couplings with a single neutral Higgs field. These results have been extended to suppress naturally  $\Delta S = 2$  transitions which may (or may not) violate CP-invariance. The needed condition, additional to the ones given above (without the bare mass option), is: (3) quarks of charge  $q$  and quarks of charge  $q \pm 1$  do not belong to the same multiplet for at least one chirality. [7]
- (viii) Baryon and lepton numbers are conserved and in addition electron number and muon number are *separately* conserved. This is a limitation of the minimal model which can easily be modified in many ways such that muon number is no longer conserved. In analogy to the suppression mechanisms in the hadronic sector, Lee and Shrock [26] have determined the general conditions, in the framework of  $SU_2 \times U_1$ , under which muon number violating transitions are possible, but naturally suppressed, i.e., suppressed like  $G_F \cdot \alpha \cdot \Delta m^2 / M_W^2$ . These are: (1) leptons of a given charge receive their mass from couplings with a single neutral Higgs field, (2) leptons of a given charge and chirality have the same weak  $T$  and  $T_3$ , and (3) leptons of charge  $q$  and leptons of charge  $q \pm 1$  do not belong to the same isomultiplet for at least one chirality. Through specific model studies they found that, for a measurable effect of muon number violation, a model must include at least one massive neutral or doubly charged heavy lepton which is coupled to both electron and muon.

### 3. Phenomenological constraints

The most impressive successes of non-Abelian gauge theories in general and the minimal  $SU_2 \times U_1$  model in particular are, without doubt, the discoveries of



neutral currents and most recently of charmed particles. We therefore briefly enumerate in the following the data characteristics which stand in favor of the gauge theory framework together with the recently accumulated experimental evidence that extension of the minimal  $SU_2 \times U_1$  model might be considered. These are:

- (i) The charged heavy leptons  $\tau^\pm$ , which most likely couple to their own neutrinos  $\nu_\tau$ , have to be included. [8]
- (ii) The ratio of deep-inelastic charged current cross sections  $R = \sigma(\bar{\nu} \rightarrow \mu^+)/\sigma(\nu \rightarrow \mu^-)$  is expected to remain constant ( $\sim \frac{1}{3}$ ) as we go to higher energies – instead it rises substantially around  $E_\nu \sim 80$  GeV. The average value of the  $d\sigma/dy$  ( $\bar{\nu} \rightarrow \mu^+$ ) -distribution also rises in this region, whereas for neutrinos it does not change significantly with increasing energy. [9] Qualitatively such an effect was expected in strong interaction dynamics due to scaling violations implied by an underlying field theory (QCD). The experimental effect is however larger; it is well described by assuming that another  $b$ -quark exists which is grouped together with a  $u$ -quark in a right-handed doublet. [10]
- (iii) The ratios of neutral to charged currents

$$R_\nu = \frac{\sigma(\nu \rightarrow \nu)}{\sigma(\nu \rightarrow \mu^-)}, \quad R_{\bar{\nu}} = \frac{\sigma(\bar{\nu} \rightarrow \bar{\nu})}{\sigma(\bar{\nu} \rightarrow \mu^+)}$$

are both nonzero. The measurement of these ratios proved to be the key stone in the establishment of neutral currents. The ‘ratio of ratios’

$$R_\nu \equiv \frac{R_{\bar{\nu}}}{R_\nu} = \frac{\sigma(\bar{\nu} \rightarrow \bar{\nu})}{\sigma(\nu \rightarrow \nu)} \sim 0.5$$

is significantly different from unity. [11]

- (iv) Similar results exist for elastic neutrino-proton scattering where one finds

$$\sigma(\bar{\nu}p \rightarrow \bar{\nu}p) < \sigma(\nu p \rightarrow \nu p).$$

In  $\nu_e - e$  and  $\nu_\mu - e$  scattering the situation is less clear. [12]

- (v) In the minimal model,  $Z^0$ -exchange leads to parity violation which is presently tested in atomic physics experiments on bismuth. Two groups have recently published a result that seems to be significantly below the predictions of the minimal model which would indicate no parity violating terms in neutral currents. The theoretical and experimental analysis of this experiment is still in progress. [13]
- (vi) The value of  $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$  provides us with a measure of the sum of the squared charges of all fundamental pointlike fermions which are produced at a given energy. In the range  $4.5 \leq E_{\text{c.m.}} \leq 8$  GeV the value of  $R$  is approximately constant and is given by  $R \sim 5-5.5$ . The minimal model predicts  $3\frac{1}{3}$ . Approximately  $2 \pm 1$  units of  $R$  remain unexplained. [14] They may be due to additional quarks and/or additional leptons. The absolute minimum would be one charged lepton *or* one quark with  $Q = +\frac{2}{3}$ .
- (vii) Most recently the production of six trimuon events has been reported which are considered as possible evidence for the sequential decay of new heavy leptons, [15] and the existence of neutral heavy leptons is anticipated. [16]



Besides the above-presented experimental information which imposes strong constraints on 'model-building' in weak interaction theory, more restrictions are expected from data in the near future:

- (i) If muon number violating transitions indeed are found the minimal model needs modification to include and predict the correct rate of such effects. Possible explanations are given in Section III.
- (ii) Experimental tests of CP-violation are not simple, but might lead to positive results in charmed particles decays. [17]

#### 4. New models [6]

Despite the constraints imposed by phenomenology and by the expected theoretical properties to be satisfied by a 'good' theory, there is still considerable freedom in such constructions which is reflected by the wide variety of new models being proposed. In the framework of  $SU_2 \times U_1$  we mention four types of models:

- *Extended Minimal Model*: The minimal model is enlarged by adding the quark doublet  $(\begin{smallmatrix} t \\ b \end{smallmatrix})_L$  in the hadronic sector and the lepton doublet  $(\begin{smallmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{smallmatrix})_L$  in the leptonic sector; their right-handed partners as well as all possible other new fermions (such as neutral heavy leptons) are assumed to be in the right-handed singlet part.
- *The Vector Model*: A substantially different way of extending the minimal  $SU_2 \times U_1$  model is to accept left- and right-handed doublets only and to exclude any singlet parts in the hadronic as well as leptonic sector. The smallest vectorlike scheme of this kind is based on six quark flavors and six lepton flavors which include new neutral and charged heavy leptons. This model is distinct in that it reduces to a pure vector theory if the masses of leptons and quarks are set to zero; neutral currents are therefore vectors and have no intrinsic axial vector parts.
- *Parity violation is not intrinsic* (as for instance in the 'extended standard model') but is due to the presence of parity-violating terms in the fermion mass matrix.
- *The Ambidextrous Model*: [18] Since the 'high- $y$  anomaly' is not satisfactorily explained by the extended standard model and the vector model removes the parity-violating characteristics believed to be intrinsic in weak interactions, a unifying model has been proposed which goes beyond the established group structure of the simplest model and uses  $(SU_2)_L \times (SU_2)_R \times U_1$ . Six quark and six lepton flavors are assumed which include heavy neutral and charged leptons. All flavors of  $(SU_2)_L$  are singlets under  $(SU_2)_R$  and vice versa and only  $(E^0, M^0, U^0)_L$  are overall singlets under both groups. This model goes beyond the conventional three vector bosons  $(W^\pm, W^0)$  and introduces a pair of triplets  $\mathbf{W}_{L,R} \in (SU_2)_{L,R}$  and a singlet  $X \in U_1$  – thus seven gauge bosons in all. In addition at least three multiplets of Higgs mesons are assumed.
- *Triplet Models*: [19] The models presented above all assume two-dimensional extensions of the minimal model. One can assume three-dimensional extensions instead – still within the framework of  $SU_2 \times U_1$ . Such suggestions admit the appearance of doubly charged leptons  $(E^{++}, M^{++})$  and new

quarks ( $a, v$ ) with the unusual charges  $\frac{5}{3}$  and  $-\frac{4}{3}$ . At least two Higgs triplets are then required and many scalar particles, some doubly charged, are expected. In contrast to the minimal model, the neutral current coupling to the electron and muon is purely vector. A variation of this scheme, putting the doubly charged leptons together with electron and muon in right-handed doublets, leads to parity violation twice as strong as in the minimal model. A spectacular rise of  $R$  in  $e^+e^-$  annihilation should be seen as we go to higher energies.

Obviously one can completely abandon  $SU_2 \times U_1$  models and go to *more complex group structures*. However, the problem then arises of how to select the right group from the variety of possibilities. [2] One way is to try higher dimensional groups like  $SU_3 \times U_1 \dots$  seeking to incorporate all theoretical properties and data characteristics assembled so far. Weinberg and Lee [20] have recently proposed such a model which accounts for the trimuon events. [15] The eight quarks of this model are grouped in two left- and two right-handed triplets whereas the twelve leptons, six 'conventional' and six new, are in three left-handed and three right-handed triplets. This theory needs an octet and one singlet of vector fields  $V_a^\mu$  which act between the different groupings of the fermions. The interaction Lagrangian which contains the full symmetry structure of the model reads:

$$\mathcal{L}_I = \sum_{L,R} \left[ \frac{g}{2} \{ \bar{L}(\Psi_a \lambda_a) L + \bar{R}(\Psi_a \lambda_a) R \} - \frac{g'}{2} \{ \bar{L} \Psi_0 L + \bar{R} \Psi_0 R \} \right].$$

In general, in such models strangeness-changing neutral currents are not suppressed and the universality of lepton couplings is destroyed. However, these characteristics can be maintained by imposing a discrete symmetry  $R$  under which gauge bosons and right-handed fermions are invariant whereas left-handed fermions change sign.

The similar space-time structure of quarks and leptons has led to the hypothesis that they might belong to the same multiplet of fundamental fermions. If weak and electromagnetic interactions are described by a (Weinberg-Salam) vector gauge theory and the strong interactions are described by a vector gauge theory (Quantum Chromo Dynamics) as well, then perhaps there is one large representation including all gauge bosons. Such a point of view has initiated the search for a larger group  $G$  which can incorporate  $(SU_3)_{\text{color}}$  and  $(SU_2 \times U_1)_{\text{weak}}$  in one 'grand unification'. As a minimal example,  $SU_5$  has been suggested, [21] while the group  $E_7$  is considered as an interesting candidate for a maximal model. [22] The  $E_7$ -scheme is maximal in the sense that it incorporates all quarks and all leptons in one multiplet. Its main predictive power is a consequence of the explicit set of fermions which cannot be extended. The main difficulties with these unification schemes are:

- (i) New gauge bosons (leptoquarks) are predicted which convert quarks into leptons and vice versa.
- (ii) Baryon number is violated and/or lepton number is conserved.

What do we conclude from the above? Determining the correct extension of the simplest unifying scheme is difficult, mainly because the number of existing fermions in the theory is unknown and since possible extensions of its group structure are almost unconstrained by the experiment. More theoretical and experimental con-

straints are needed. One such new constraint, the violation of muon number, will be considered in the following section.

### III. $\mu \rightarrow e + \gamma$ : Nonconservation of muon number

The study of muon number violation within the framework of gauge theories leads to a wealth of possible explanations. [1] These theoretical investigations stimulated the exploration of further experimental tests for such a property in nature. Aside from the decay  $\mu \rightarrow e + \gamma$ , which obviously could give direct proof, other reactions have been suggested which will be presented before concentrating on the proposed mechanisms for muon number nonconservation.

#### 1. Experimental tests

The proposed experimental tests can be grouped into three classes: muon decays,  $K$ -decays and  $\mu$ - $e$  conversion on nuclei.

$\mu$ -decays: The decay  $\mu \rightarrow e + \gamma$  is described by the matrix element

$$M(\mu \rightarrow e + \gamma) = \bar{u}_e(f_{M1} + f_{E1}\gamma_5)i \cdot \varepsilon^\alpha \sigma_{\alpha\beta} \cdot q^\beta u_\mu \left( \frac{e}{m_\mu} \right) \quad (3.1)$$

leading to the decay width

$$\Gamma(\mu \rightarrow e + \gamma) = \left( \frac{\alpha m_\mu}{2} \right) (|f_{M1}|^2 + |f_{E1}|^2). \quad (3.2)$$

The angular distribution of the outgoing electron (positron) with respect to the initial polarization vector  $\hat{\mu}$  is

$$I_\pm(\theta) = 1 \mp \alpha \cos \theta \quad (3.3)$$

where  $\cos \theta \equiv \hat{p}_e \cdot \hat{\mu}$ ; the asymmetry parameter  $\alpha$  is

$$\alpha = \frac{2\text{Re}(f_{M1}^* f_{E1})}{|f_{M1}|^2 + |f_{E1}|^2}. \quad (3.4)$$

Therefore measurement of the electron decay's angular distribution determines the relative sizes of  $f_{M1}$  and  $f_{E1}$  which are specified differently by different models of this decay. The dominant  $\mu$ -decay mode is  $\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu$  with a width:

$$\Gamma_\mu = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192 \pi^3}. \quad (3.5)$$

In gauge theories  $\mu \rightarrow e + \gamma$  only occurs through virtual transitions (Figure 1) which can involve intermediate Higgs-,  $W$ - and  $Z^0$ -bosons and a photon as well as the allowed charged and neutral leptons of the theory.

The decay  $\mu \rightarrow ee\bar{e}$ , as will be seen later, can be decisive in distinguishing between different muon number violating mechanisms. Such a process certainly can occur through photon exchange. Substantial contributions can also come from  $Z^0$ -exchange or a loop involving charged  $W$ -bosons (Figure 2).

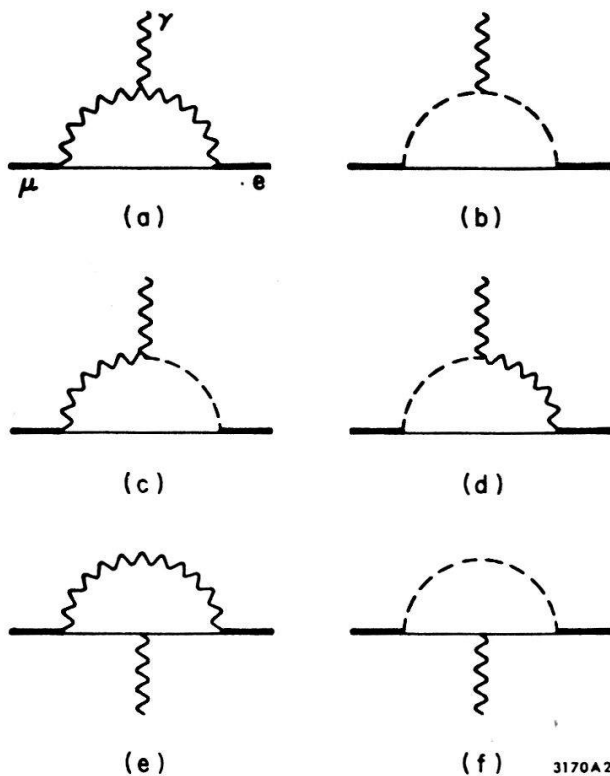


Figure 1

Diagrams contributing to the transition  $\mu \rightarrow e + \gamma$ . Wavy lines represent photon and  $W$ ,  $Z$ -boson, and dashed lines stand for Higgs particles.

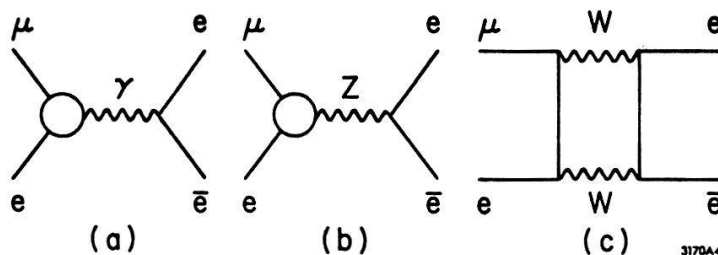


Figure 2

Diagrams contributing to the decay mode  $\mu \rightarrow ee\bar{e}$ .

*K-decays:* The decay  $K_L \rightarrow e\bar{\mu}$  as compared to  $K_L \rightarrow \mu\bar{\mu}$  can give further information; it forms the hadronic analogue to  $\mu \rightarrow ee\bar{e}$  apart from the fact that  $Z^0$ -exchange is excluded due to the GIM-mechanism which suppresses all strangeness changing neutral currents. The  $(\mu, e)$  pair on one side of the diagrams in Figure 2 is replaced by the  $(s, d)$  quark-pair which forms the  $K$ -meson. Thus the loop-diagram of Figure 3 is appropriate for the description of  $K_L \rightarrow e\bar{\mu}$ ;  $K_L \rightarrow \mu\bar{\mu}$  however is not adequately described and requires consideration of the  $\gamma\gamma$  exchange which turns out to be substantial. Similarly search for  $K \rightarrow \pi e\bar{\mu}$  and its comparison with the muon number conserving process  $K \rightarrow \pi e\bar{e}$  will be interesting since this process is described by  $s \rightarrow d e\bar{\mu}$  which is just Figure 3 with the  $d$ -quark line crossed.

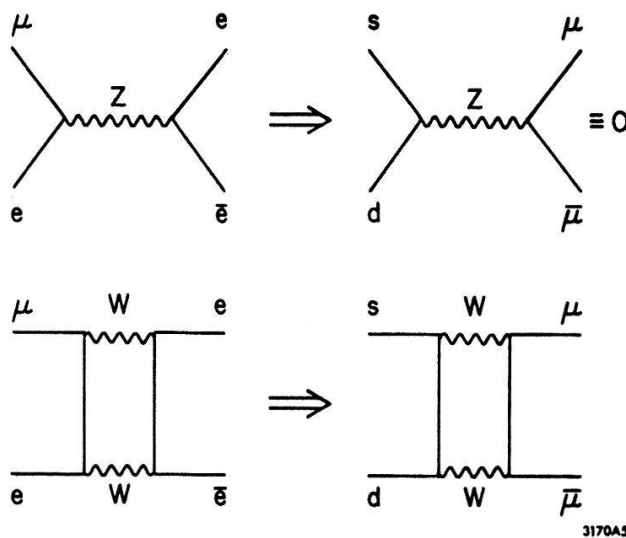


Figure 3

Diagrams contributing to the  $K_L \rightarrow e\bar{\mu}$  decay mode. The  $Z$ -exchange vanishes due to the GIM mechanism.

*$\mu$ -e conversion* [23]: A muon trapped in the field of a nucleus with atomic number  $A$  and charge  $Z$  is usually converted to a neutrino by the process

$$\mu + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1).$$

However, if muon number is not conserved, the conversion

$$\mu + (A, Z) \rightarrow e + (A, Z)$$

can not be excluded and in fact is predicted to be quite substantial in specific models. A number of authors investigated the theory of this process about 25 years ago – experimental searches are expected to provide results in the near future. [24] The theoretical description of  $\mu e$ -conversion requires consideration of  $Z^0$ -exchange between the lepton pair and the quark-pair as well as investigation of the resulting  $W$ -loops (see Figure 4). The  $\mu \rightarrow e$  vertex is described by the most general Lorentz-invariant ansatz for  $\langle \mu | J^\mu | e \rangle$  which introduces the four form factors  $f_{E0}$ ,  $f_{E1}$ ,  $f_{M0}$ ,  $f_{M1}$ ; their size is specified by the chosen diagrams. The relative rate of the above two processes then is

$$R(\mu \rightarrow e) \equiv \frac{\omega(\mu \rightarrow e)}{\omega(\mu \rightarrow \nu)} = 32\pi^2 \alpha^2 Z |F_{NN'}|^2 \cdot \xi(f) \quad (3.6)$$

$$\xi(f) \equiv \frac{|f_{E0} + f_{M1}|^2 + |f_{M0} + f_{E1}|^2}{8G_F^2 \cdot m_\mu^4}.$$

$F_{NN'}$  is the inelastic nucleon form factor and  $Z$  represents the nucleon charge:  $Z \cdot |F_{NN'}|^2 \sim 6-7$ .

In the preceding subsection we have presented experiments where muon-number violation could be detected and introduced the Feynman diagrams for the description of such phenomenon. The essential questions now are:

- (i) what are the leptonic fermions in the theory and how are they related?
- (ii) what is their coupling strength?
- (iii) what is their dynamical behavior,  $V + A$  or  $V - A$ ?

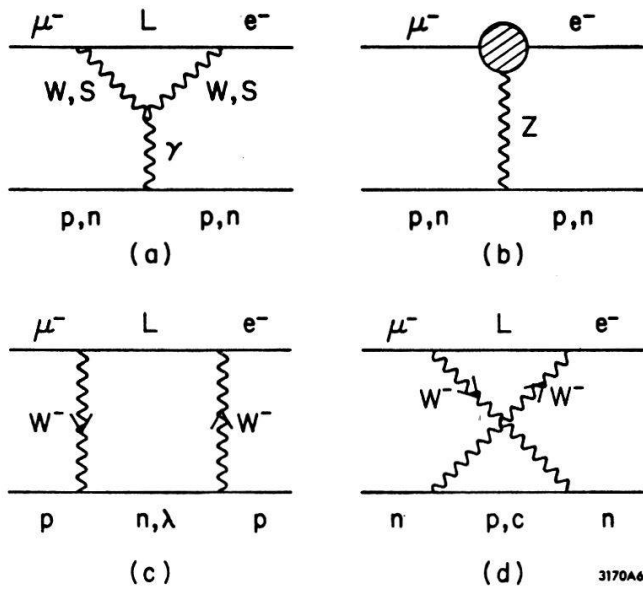


Figure 4  
Diagrams contributing to  $\mu$ - $e$  conversion.

The answer to these questions is closely related to the choice of a gauge theory model; once it is fixed the counting rates for the above processes can formally be determined and the only undetermined quantities remaining are masses, mixing parameters, Higgs couplings, etc.

## 2. Higgs mesons [25]

The introduction of a second doublet of Higgs particles in the minimal  $SU_2 \times U_1$  model is a first possibility leading to muon number nonconservation. Doublets, consisting of charged and neutral Higgs fields, couple to the leptons in  $SU_2 \times U_1$  invariant manner through

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = \sum \lambda_i \bar{L} \Phi_i R, \quad \Phi_i \equiv \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi_0 \end{pmatrix}. \quad (3.7)$$

The leading contributions to  $\mu \rightarrow e\gamma$  decay are not the one-loop diagrams of the type shown in Figure 1b since the Higgs-lepton couplings are weak; such diagrams make a small contribution as compared to the two-loop graphs (Figure 5) in which the Higgs bosons couple only once to leptons. The ratio of these two contributions is

$$\frac{1 \text{ loop}}{2 \text{ loop}} \approx \frac{2\pi}{\alpha} \left( \frac{m_\mu}{m_H} \right)^2. \quad (3.8)$$

For  $m_H > 3 \text{ GeV}$  the two-loop diagram clearly dominates and the branching ratio to the standard weak process becomes

$$\text{BR}(\mu \rightarrow e + \gamma) \simeq 3 \left( \frac{\alpha}{\pi} \right)^3 \sim 4 \times 10^{-8}. \quad (3.9)$$

It is interesting to note that this value is independent of any masses in the theory.



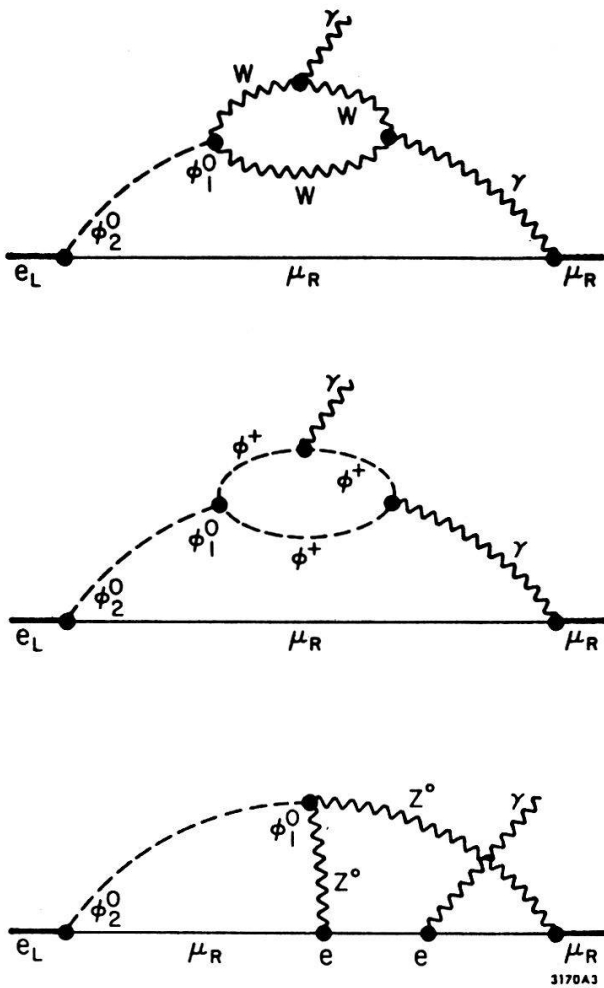


Figure 5

Two-loop graphs contributing to  $\mu \rightarrow e + \gamma$  transitions in the Higgs particle scheme.

Since  $f_{E1} \simeq f_{M1}$ , the angular distribution for  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$  will be  $(1 - \cos \theta)$ . What is the size of the other muon number violating processes?  $\mu \rightarrow e \gamma \gamma$  could in principle occur through single Higgs-exchange however the counting rate is substantially below  $\mu \rightarrow e + \gamma$  and therefore this process is expected to be dominated by inner bremsstrahlung. The reaction  $\mu \rightarrow 3e$  also can occur via tree Higgs-exchange with

$$\text{BR}(\mu \rightarrow 3e) \simeq \frac{m_\mu^2 m_e^2}{m_H^4} \times 0(1) \lesssim 10^{-11} \quad (3.10)$$

which indicates that this mechanism is strongly suppressed for larger values of the Higgs boson mass. Muon number violating  $K$ -decays such as  $K_L \rightarrow e \bar{\mu}$  and  $K \rightarrow \pi \bar{\mu} e$  could in principle be substantial; however the  $K_L - K_S$  mass difference and the  $K_L \rightarrow \mu \bar{\mu}$  rate then would become too large; if only one Higgs doublet couples to the quarks all such decays are forbidden in lowest order and no problem arises.

$\mu N \rightarrow e N$  conversion by single Higgs exchange is suppressed with respect to the analogous neutrino transition  $\mu N \rightarrow \nu N$  by a factor

$$R(\mu \rightarrow e) \approx \frac{A^2}{Z} |F|^2 \cdot \frac{m_\mu^2 m_N^2}{m_H^4} \sim 4 \cdot 10^{-9} \quad (3.11)$$

which is just below the experimental limit if  $m_H = 30$  GeV and if the nucleon mass arising from the 'bare' quark masses  $m_N^* = 100$  MeV; for smaller Higgs boson masses a much larger rate could be obtained.  $A$  and  $Z$  are the atomic number and the charge of the nucleus and  $F$  is the elastic form factor at  $-q^2 = m_\mu^2$ .

### 3. Left-handed mixing [26]

In the hadronic sector of the minimal  $SU_2 \times U_1$  model the  $d$  and  $s$  quarks appear as mixed states. The assumption of small neutrino masses ( $m_{\nu_e} < 30$  eV,  $m_{\nu_\mu} < 500$  eV) then admits muon number violation through a leptonic version of the Cabbibo rotation:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi & \sin \phi \\ -\sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}. \quad (3.12)$$

Such a theory allows  $\mu \rightarrow e + \gamma$  transitions since  $\nu_e$  and  $\nu_\mu$  may appear as mixed intermediate states in the loops of Figure 1 giving:

$$\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{3\alpha}{32\pi} \left( \sin \phi \cos \phi \frac{m_{\nu_1}^2 - m_{\nu_2}^2}{M_W^2} \right)^2. \quad (3.13)$$

Even if a large violation of muon number is introduced by a large mixing angle, the induced rate is far too small to be measurable:  $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) \lesssim 10^{-26}$ ; this cannot be the correct explanation of such effect. The above method however indicates how sizable effects of muon number nonconservation in the framework of  $SU_2 \times U_1$  still can be achieved if new particles, grouped in doublets or triplets, are admitted.

The most obvious extension of the minimal  $SU_2 \times U_1$  model is obtained by adding a third (or more) left-handed doublet(s)  $\begin{pmatrix} L \\ U^- \cdots \end{pmatrix}_L$  where  $L$  here stands for massive (or massless) neutral leptons and  $U^-$  for the charged ones. Their right-handed partners are all singlets. This generalized model, as it stands, still cannot accommodate muon number violation unless mixing of the neutral lepton states  $L_j$  through the matrix  $\xi$  is allowed:  $(L'_j) = (\xi_{ij}) \cdot (L_i)$ . The amount of muon number nonconservation then is hidden in the matrix elements  $\xi_{ij}$ .

The evaluation of the rates for  $\mu \rightarrow e\gamma$ ,  $\mu \rightarrow 3e$  and  $\mu \rightarrow e$  conversion needs consideration of the Feynman diagrams in Figures 1, 2, 4 with  $L$  being the only intermediate lepton. The result is

$$\begin{aligned} \text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) &= \frac{3\alpha}{32\pi} \delta^2 \\ \text{BR}(\mu \rightarrow 3e) &= \frac{3}{2^8} \left( \frac{\alpha}{\pi} \right)^2 (\delta\Lambda)^2 \\ R(\mu \rightarrow e) &= \frac{1}{2^8} \left( \frac{\alpha}{\pi} \right)^2 \cdot (\delta(1 + \Lambda)^2 \cdot Z \cdot |F_{NN'}|^2 \end{aligned} \quad (3.14)$$

where  $\delta \equiv |\xi_{23} \cdot \xi_{13}^*| \cdot \varepsilon$  and  $\varepsilon \equiv m_L^2/M_W^2$ .  $\Lambda$  is a complicated function dependent on  $\ln \varepsilon$ , the charge  $Z$  and atomic number  $A$  of the nucleus, the weak hypercharge  $Y_S$  of  $S^+$  and the Weinberg angle  $\theta_W$ ; its explicit form is given in Reference [27] (eqn. (14b)). Note that the  $\mu \rightarrow e\gamma$  transition depends only on the form factors  $f_{M1}$  and  $f_{E1}$ , whereas

$\mu \rightarrow 3e$  is a function of  $f_{E0}$  and  $f_{M0}$ ; both types of form factors influence  $\mu$ - $e$  conversion. All three rates depend in a simple way on the mixing parameters of the theory; the amount of muon number violation is the same in all three processes. The  $\xi_{ij}$  are only constrained by the requirement of  $\mu$ - $e$  universality, giving  $|\xi_{13}^* \xi_{23}| \lesssim 10^{-1} - 10^{-2}$ . However, there are differences in the contributing and dominating diagrams which substantially influence the 'branching ratios' of the various processes and consequently the  $L$ -mass dependences are different.  $\mu \rightarrow e\gamma$  is dominated by Figure 1a with a charged  $W$ -boson loop where the outgoing photon is attached.  $\mu \rightarrow 3e$  and  $\mu \rightarrow e$  conversion are dominated by  $Z$ -exchange and the  $W$ -loops (Figure 2) which bring the additional  $\ln \varepsilon$  factor. Choosing  $m_L \sim 10$  GeV,  $M_W \sim 60$  GeV and  $|\xi_{13}^* \xi_{23}| \sim 0.05 - 0.005$ , the numerical values given in Table I result. Note that  $\mu \rightarrow 3e$  is on the %-level of  $\mu \rightarrow e\gamma$ . The ratio of these two processes is independent of the mixing parameters and proportional to  $\ln^2 \varepsilon$ . The origin of this term can be traced back to the  $Z$ -exchange diagram. We thus obtain information on the mass of the neutral heavy lepton. Comparing  $R(\mu \rightarrow e)$  from  $\mu e$ -conversion with the branching ratio for  $\mu \rightarrow e\gamma$  one finds the surprisingly large number of  $\sim 30$ . Thus if a left-handed neutral heavy lepton is the reason for muon number violation such effect should be detectable in  $\mu e$ -conversion experiment. The angular distribution of the positron in  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  is  $(1 - \cos \theta)$  due to the left-handedness of the new  $L$ -lepton. If  $L \equiv \nu_L$  the rate falls below the measurable values and other mechanisms have to be sought; the massiveness of the neutral heavy lepton is essential. Estimates for  $K_L \rightarrow e\bar{\mu}$  and  $K \rightarrow \pi e\bar{\mu}$  lead to unmeasurably small values.

An alternative method of extending the minimal  $SU_2 \times U_1$  model, while retaining a left-handed scheme, is obtained if doubly charged heavy leptons ( $\equiv$  'heptons') are admitted which are added to the 'old' doublets forming now triplets. [19] Heptons are supposed to be mixed states of two mass eigenstates with masses  $m_{L_1}$  and  $m_{L_2}$  with a mixing angle  $\phi$ ; mixing with other lepton states does not occur. Lepton number violation here proceeds in close analogy to the above scheme; in all loop diagrams the propagating leptonic fermions now are the heptons. The rates for  $\mu \rightarrow e\gamma$ ,  $\mu \rightarrow 3e$  and for  $\mu \rightarrow e$  conversion are:

$$\begin{aligned} \text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) &= \frac{75\alpha}{32\pi} \delta^2 \\ \text{BR}(\mu \rightarrow 3e) &= \frac{1}{6} \left( \frac{\alpha}{\pi} \right)^2 \cdot \delta'^2 \\ R(\mu \rightarrow e) &= \left( \frac{\alpha}{3\pi} \right)^2 \cdot \delta'^2 \cdot Z |F_{NN'}|^2 \end{aligned} \quad (3.15)$$

where

$$\delta \equiv \sum_j c_{1j} c_{2j} \varepsilon_j, \quad \delta' \equiv \sum_j c_{1j} c_{2j} \ln \varepsilon_j$$

with

$$\varepsilon_j \equiv \frac{m_{L_j}^2}{M_W^2}.$$

The expansion coefficients  $c_{1j}(c_{2j})$  parametrize the amount of  $e(\mu) - L_j$  coupling and are therefore proportional to the mixing angle  $\phi$ , thus  $\delta \equiv \sin \phi \cos \phi (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)$  and similarly for  $\delta'$ . The most interesting predictions here are the large rates for

Table I  
Predicted branching ratios and further characteristics of the proposed explanations for muon number violating transitions

|                              | $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma)$ | $\frac{d\Gamma}{d\cos\theta}(\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma)$ | $\text{BR}(\mu \rightarrow 3e)$ | $\frac{\mu \rightarrow 3e}{\mu \rightarrow e\gamma}$ | $R(\mu \rightarrow e)$  | $\text{BR}(K_L \rightarrow e\bar{\mu})$ | $\frac{K_L \rightarrow e\bar{\mu}}{K_L \rightarrow \mu\bar{\mu}}$ | $\frac{K \rightarrow \pi e\bar{\mu}}{K \rightarrow \pi e\bar{e}}$ | Uncertainties                                   |
|------------------------------|--------------------------------------|-------------------------------------------------------------|---------------------------------|------------------------------------------------------|-------------------------|-----------------------------------------|-------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------|
| Exp. Values                  | $< 2.2 \times 10^{-8}$               | ?                                                           | $< 1.9 \times 10^{-9}$          | $< ?$                                                | $< 1.6 \times 10^{-8}$  | $< 1.6 \times 10^{-9}$                  | $< 1.4 \times 10^{-8}$                                            | ?                                                                 |                                                 |
| Higgs Bosons                 | $< 4 \times 10^{-8}$                 | $1 - \cos\theta$                                            | $\lesssim 10^{-11}$             | $\lesssim 2 \times 10^{-4}$                          | $\sim 4 \times 10^{-9}$ | $\lesssim 10^{-14}$                     | $< 10^{-14}$                                                      | —                                                                 | $m_H$ ,<br>Higgs couplings                      |
| LH-Mixing<br>(doublets)      | $\sim 10^{-9}$                       | $1 - \cos\theta$                                            | $\sim 10^{-11}$                 | $\sim 6 \times 10^{-2}$                              | $3 \times 10^{-8}$      | $< 10^{-12}$                            | $\sim 10^{-11}$                                                   | $< 10^{-7}$                                                       | $m_L$ ,<br>Mixing parameters                    |
| LH-Mixing<br>(triplets)      | $\sim 10^{-9}$                       | $1 - \cos\theta$                                            | $\lesssim 10^{-8}$              | $\lesssim 10^1$                                      | $\lesssim 10^{-7}$      | ?                                       | ?                                                                 | $\sim 10^{-2}$                                                    | $m_{E^{++}}, m_{M^{++}}$<br>Mixing angle $\phi$ |
| RH-Mixing<br>(doublets)      | $\lesssim 4 \times 10^{-10}$         | $1 + \cos\theta$                                            | $\sim 10^{-11}$                 | $\sim 10^{-2}$                                       | $\lesssim 10^{-10}$     | $\sim 10^{-10}$                         | $\lesssim 10^{-12}$                                               |                                                                   | $m_{N_i}$<br>Mixing angle $\phi$                |
| $SU_2 \times U_1 \times U_1$ | $\lesssim 5 \times 10^{-9}$          | 1                                                           | $\lesssim 5 \times 10^{-9}$     | $\sim 1$                                             | ?                       | $\sim 10^{-10}$                         | $\sim 5 \times 10^{-7}$                                           | $2 \times 10^{-2}$                                                | —                                               |
| H-Boson                      | $\sim 2 \times 10^{-9}$              | $(1 \pm \cos\theta)$                                        | $\sim 10^{-10}$                 | $\sim 10^{-1}$                                       | ?                       | $< 10^{-12}$                            | ?                                                                 | ?                                                                 | $m_H, m_{N_i}$ ,<br>H-couplings                 |

$\mu \rightarrow 3e$  and for  $\mu e$ -conversion in comparison to  $\mu \rightarrow e\gamma$ ; one finds  $(\mu \rightarrow 3e)/(\mu \rightarrow e\gamma) \approx 10$  and  $\text{conversion}/(\mu \rightarrow e\gamma) \sim 200$ . The first ratio is  $(m_L)^{-4}$  mass-dependent and was obtained for typical values  $m_L \sim 4 \text{ GeV}$  whereas in the second one no mass seems to appear. No predictions exist for the  $K$ -decays. The numerical values of this model are summarized in Table I.

#### 4. Right-handed mixing [28]

In seeking an extension of the minimal model in a way substantially different from a left-handed scheme, one is naturally led to consider the possibility of introducing neutral heavy leptons in right-handed doublets. The characteristic properties of such vector-like schemes have been presented earlier. The new neutral leptons which group together with a right-handed electron and a right-handed muon are assumed to be mixed like in the neutrino case (see eqn. (3.12)) with mass eigenstates  $N_1$  and  $N_2$  whereas the charged leptons are not. Of course more involved mixing schemes with more doublets are quite possible. The scheme introduced so far admits only right-handed couplings of the two massive neutral leptons with their leptonic partners. There is however a small probability of left-handed couplings to  $e_L, \mu_L$  which comes through diagonalization of the lepton mass matrix. Such a step is needed in order to have cancellation of the leading contributions in the one-loop diagrams for  $\mu \rightarrow e + \gamma$  transitions such that the muon number changing effects remain on the  $0(G_F^2\text{-level})$ . [28] What are the predictions of this model?

The rates for the processes under consideration are determined by the formulas

$$\begin{aligned} \text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) &= \frac{75}{32} \left( \frac{\alpha}{\pi} \right) \left( \sum_j \delta_j \right)^2 \\ \text{BR}(\mu \rightarrow 3e) &= \frac{3}{2^8} \left( \frac{\alpha}{\pi} \right)^2 \left( \sum_j \delta_j \Lambda_j \right)^2 \\ R(\mu \rightarrow e) &= \frac{1}{2^8} \left( \frac{\alpha}{\pi} \right)^2 \left( \sum_j \delta_j (1 + \Lambda_j) \right)^2 \cdot Z |F_{NN'}|^2, \end{aligned} \quad (3.16)$$

where  $\delta_j, \varepsilon_j$  and  $\Lambda_j$  are defined as in eqn. (3.14) for each neutral heavy lepton  $L_j$ ; the mixing parameters  $\xi_{ij}$  are replaced by  $\cos \phi$  and  $\sin \phi$ , thus  $\delta_1 \equiv \sin \phi \cos \phi \varepsilon_1$ ,  $\delta_2 \equiv -\sin \phi \cos \phi \varepsilon_2$ , etc. The calculations leading to these results show that the  $RR$  transitions in Figure 1 give the 'right' order of magnitude, however  $LR$  transitions which are possible due to mixing of the left-handed neutrinos with the neutral heavy leptons, give contributions six times bigger and with opposite sign; therefore the difference of a factor 25 in the final result! It is again interesting to compare the relative rates which reveal  $(\mu \rightarrow 3e)/(\mu \rightarrow e\gamma) \sim 3\%$  and  $\text{conversion}/(\mu \rightarrow e\gamma) \sim 40\%$  and indicate that  $\mu \rightarrow e$  conversion is substantial in this model whereas  $\mu \rightarrow 3e$  is on the few percent level. More precise predictions depend on the parameters of the theory such as the masses of the neutral heavy leptons, the amount of mixing, etc.  $K_L \rightarrow e\bar{\mu}$  decay is expected on the percent level of  $K_L \rightarrow \mu\bar{\mu}$  whose branching ratio is  $\sim 10^{-8}$ , but  $K \rightarrow \pi e\bar{\mu}$  is strongly suppressed relative to  $K \rightarrow e\bar{\mu}$  and offers little hope as a test. Because of the ideas described above, neutral heavy leptons have recently come into prominence in theoretical and experimental research. They are expected to be detectable in  $e^+e^-$ -beams at PEP/PETRA energies through the  $e\pi$  and  $\mu\bar{\mu}\nu$ -decay



modes. [16] Searches in neutrino induced reactions might lead to their discovery and the semi-leptonic decay products of charmed particles could contain  $N$ 's. [29]

### 5. Other schemes

The above presented explanations of muon number nonconservation rely, from a phenomenological point of view, on the most obvious possibilities for extension of the minimal model. There exist a few attempts which employ less familiar assumptions but cannot be ruled out at the present time as a possible explanation.

*Bigger groups?* Once the framework of  $SU_2 \times U_1$  is abandoned the existence of more  $W$ -bosons is inevitable. One might try  $SU_3 \times U_1$  as has been suggested and investigated in a different context by a number of authors. [20] A representative example was presented in Section II.4.

In analogy to the hadron sector where  $SU_4$  flavor now 'dominates the scene' one might suggest  $SU_4 \times U_1$  for the lepton sector. [30] Twelve new  $W$ -bosons result, but no new leptons have to be introduced. The 'right' transition rates for muon number violating processes can be accommodated by appropriate mixing of the charged  $W$ -bosons.

Based on an attempt to accommodate strong, electromagnetic, weak, ... interactions in one unifying scheme in which parity and time reversal (discrete symmetries which stand on an equal footing with the discrete symmetries of  $SU_n(\text{strong}) \times SU_n(\text{weak})$ ) are spontaneously broken, one might be tempted to consider the consequences of a theory with the group structure  $(SU_2)_L \times (SU_2)_R \times (U_2^V)$ . The elements of  $(SU_2)_L$  are the doublets of the minimal model whereas the elements of  $(SU_2)_R$  are doublets which contain new neutral heavy leptons together with electron and muon. Four  $W_L^\mu$  and four  $W_R^\mu$  are assumed to exist.  $\mu \rightarrow e\gamma$  transition with a rate just below the present experimental limit can be explained;  $\mu \rightarrow 3e$  is dominated by Dalitz pairs. [31]

*Muon quantum number?* Without introducing any new leptonic particles muon number violation can be achieved by gauging muon number itself.  $\nu_\mu$  and  $\mu$  carry  $+1$  whereas the  $c$ - and  $s$ -quarks carry  $-\frac{1}{3}$  to effect anomaly cancellations without introducing new leptons. Muon number violation is then obtained by allowing for the symmetry breakdown of the gauge symmetry. In addition to the fermions of the minimal model, right-handed electron and muon neutrinos, grouped as singlets, are assumed. [32] A minimum of 5 complex doublets of Higgs fields is required which are characterized by the new muon quantum number. The resulting rates for the processes, discussed earlier, are given in Table I. The most spectacular characteristic of this model is that there is no angular asymmetry in polarized muon decay!

*H-Boson?* In the framework of the extended minimal model with six leptons and six quarks, the existence of a scalar boson  $H$  has been postulated which is assumed to be a singlet under the gauge groups  $SU_2$  and  $U_1$ ; [33] therefore its coupling to left- and right-handed singlets and doublets becomes possible. The counting rates are summarized in Table I. Depending on the relative coupling strengths of the  $H$ -boson to the  $SU_2$ -doublets and the  $U_1$ -singlets, the asymmetry parameter in polarized muon decay takes a value between  $-1$  and  $+1$ .



#### IV. Analysis of muon decay

The experimental search for muon number violating processes is at present in progress. Muon decay, in particular the reaction  $\mu \rightarrow e + \gamma$ , is considered as one of the best possibilities to uncover such an effect. However, the signal from the competing radiative decay channel gives rise to a substantial background. We therefore present here a theoretical analysis, based on standard  $V-A$  weak interaction theory, of the reactions  $\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu$  and  $\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu + \gamma$  and compare our results with the preliminary data recently available from SIN. [5]

##### 1. $\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu$

This muon decay mode dominates by orders of magnitude. It is theoretically described by lowest order weak interaction theory, with the resultant electron energy spectrum

$$\frac{d\Gamma}{dE_e} = \frac{G_F^2 m_\mu^2}{12\pi^3} E_e^2 \left( 3 - \frac{4E_e}{m_\mu} \right) \quad (4.1)$$

and the total width as given in eqn. (3.5). [34] In Figure 6 we compare the experimental results (curve 1) with this prediction (curve 3) and show, by a Monte Carlo simulation, the influence of a 10% apparatus resolution. Agreement between theory and experiment cannot be fully achieved since radiative corrections have not yet been accounted for. If included, they have the effect of shifting the maximum of curve 2 towards lower energy values.

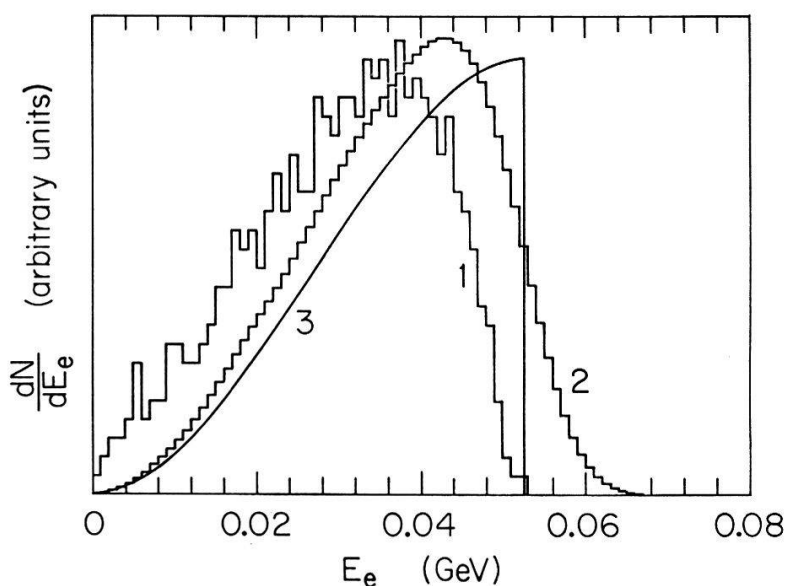


Figure 6

Electron energy distribution of the decay  $\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu$ . Curve 1: Data from Reference [5]. Curve 2: Monte Carlo simulation assuming standard  $V-A$  weak interaction theory and an energy resolution of 10%. Curve 3: Theoretical prediction using equation (4.1).

$$2. \mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu + \gamma$$

This process is theoretically described by the two Feynman diagrams in Figure 7 whose matrix elements can easily be determined. The theoretical evaluation of the differential distributions has been given in Reference [34] in full generality. For the simplified case of  $V-A$  theory we find the structure:

$$d\Gamma = \text{const.} \, dx \frac{dy}{y} d\Omega_e d\Omega_\gamma \mathcal{F}(x, y, \Delta). \quad (4.2)$$

where

$$\mathcal{F}(\dots) = \frac{F_{-1}}{\sigma(\Delta)} + \sum_{n=0}^2 \Delta^n \cdot F_n \quad (4.3)$$

$$\sigma \equiv \Delta + \frac{2m_e^2}{m_\mu^2 x^2}, \quad \Delta \equiv 1 - \cos \theta_{e\gamma}$$

and

$$\text{const.} \equiv \frac{G_F^2 m_\mu^5 e^2}{3.2^{16} \pi^6}. \quad (4.4)$$

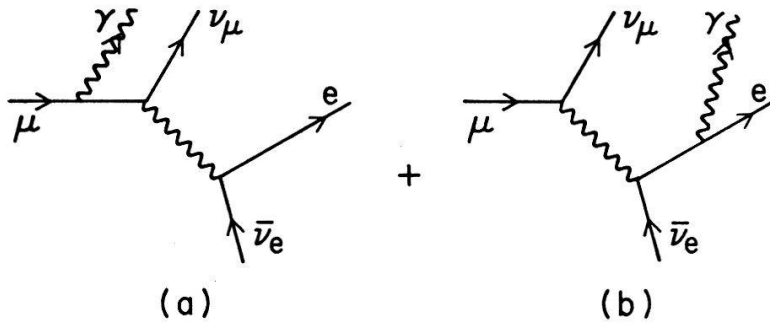


Figure 7

Feynman diagrams describing the radiative decay mode  $\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu + \gamma$  in lowest order  $V-A$  weak interaction theory.

Instead of the electron and photon energies, the normalized variables  $x = 2E_e/m_\mu$  and  $y = 2E_\gamma/m_\mu$  have been used. The functions  $F_j$  depend only on the variables  $x$  and  $y$ ; their explicit forms are given in the appendix of Reference [24]. The form of the differential distribution reveals that the photon energy distribution is peaked at its lower end, since  $d\Gamma \propto dE_\gamma/E_\gamma$ , and thus has the typical shape of a bremsstrahlung spectrum with an infrared divergence. Its angular dependence comes only through the relative angle between the photon and the electron  $\theta_{e\gamma}$ ; it is strongly peaked for  $\theta_{e\gamma} \sim 0^\circ$  due to the electron-photon correlation which reflects itself in the denominator function of the first term in eqn. (4.3).

In order to compare the theoretical predictions with the data we have carried out a Monte Carlo simulation of this process assuming a 10% energy resolution. In Figure 8 the experimental (curve 1) and the theoretical (curve 2) photon energy distributions are compared. The analogous simulated energy distribution for the

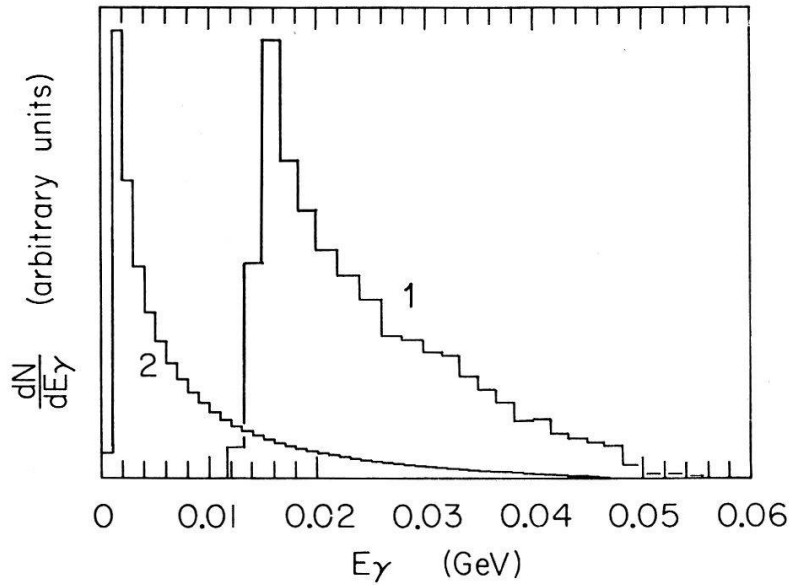


Figure 8

Photon energy distribution of the decay mode  $\mu \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\mu + \gamma$ . Curve 1: Data from Reference [5]. Curve 2: Monte Carlo simulation using standard  $V-A$  weak interaction theory and 10% energy resolution.

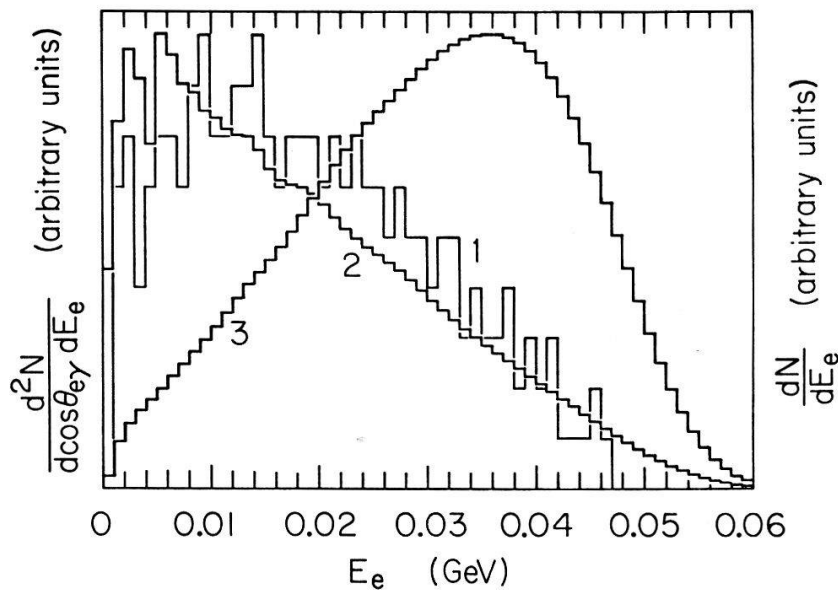


Figure 9

Electron energy distribution of the decay mode  $\mu \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\mu + \gamma$ . Curve 1: Data from Reference [5] with angular constraint  $\theta_{e\gamma} \sim 180^\circ$ . Curve 2: Monte Carlo simulation with angular constraint  $\cos \theta_{e\gamma} < -0.98$  and 10% energy resolution. Curve 3: Monte Carlo simulation with no angular constraint and 10% energy resolution.

electrons coming from  $\mu \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\mu + \gamma$  is given in Figure 9 (curve 3,  $dN/dE_e$ ). For later purposes, where the background rate of  $\mu \rightarrow e + \gamma$  will be estimated, we also determined the same energy spectra of the electrons and photons restricting their relative angle to  $\cos \theta_{e\gamma} < -0.98$ . In Figure 9 the experimentally found electron energy spectrum (curve 1) is presented and the result of our Monte Carlo simulation is shown in curve 2 of the same figure. The analogous distributions for the photon are given in Figure 10; curve 1 shows the data and curve 2 the simulation. There is

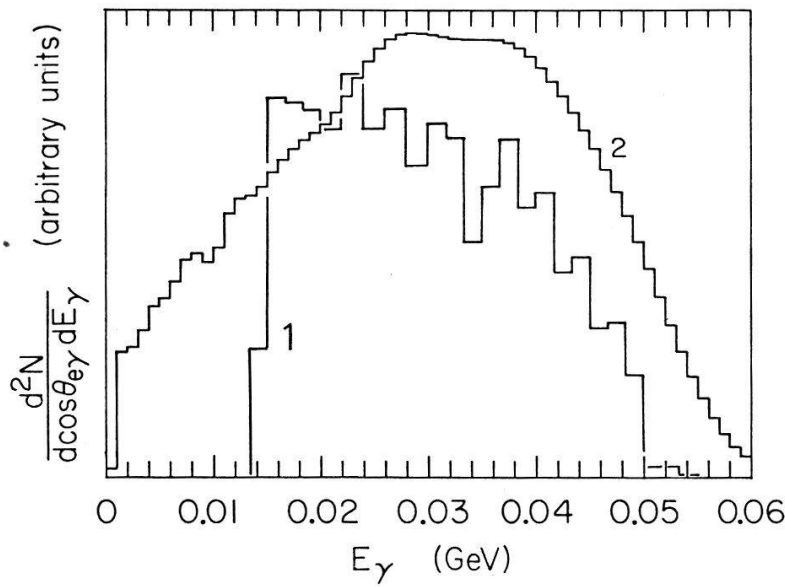


Figure 10

Photon energy distribution of the decay mode  $\mu \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\mu + \gamma$  with the imposed constraint  $\theta_{e\gamma} \sim 180^\circ$ . Curve 1: Data from Reference [5]. Curve 2: Monte Carlo simulation using  $\cos \theta_e < -0.98$  and a 10% energy resolution.

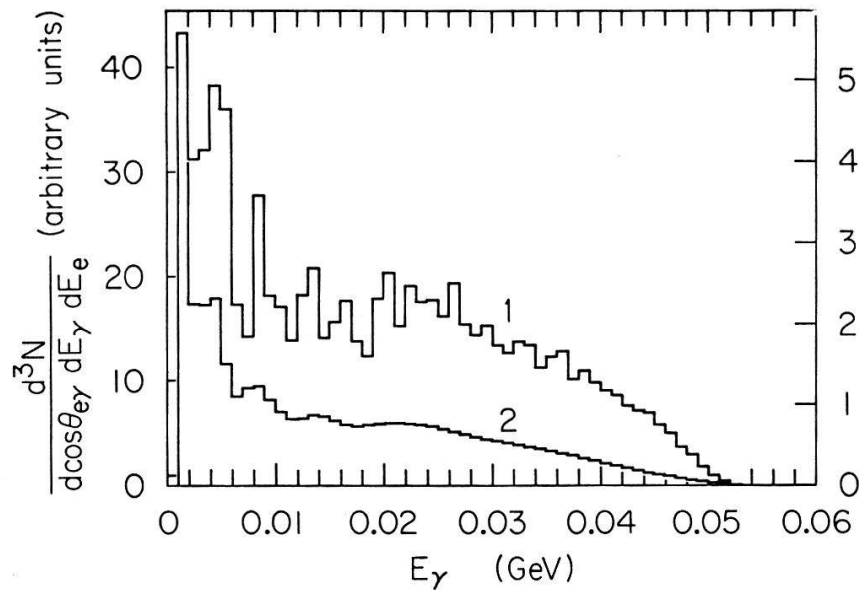


Figure 11

Photon energy distribution of the decay mode  $\mu \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\mu + \gamma$  with the constraint  $\theta_{e\gamma} \sim 180^\circ$  and  $E_e > 47$  MeV. Curve 1: Monte Carlo simulation using  $\cos \theta_{e\gamma} < -0.98$ . Curve 2: Monte Carlo simulation using  $\cos \theta_{e\gamma} < -0.96$ . Both curves with an energy resolution of 10%.

good agreement between theory and experiment. [36] However, this distribution depends quite sensitively on the  $\cos \theta_{e\gamma}$  cut; a choice of  $\cos \theta_e < -0.8$  results in substantial forward peaking. Such behaviour is reflected in the curves of Figure 11 where we have assumed the  $\theta_{e\gamma}$ -angle restrictions:  $\cos \theta_{e\gamma} < -0.98$  (curve 1) and  $\cos \theta_{e\gamma} < -0.96$  (curve 2). In addition the electron energy is constrained to the small strip at the upper end of the spectrum:  $E_e > 47$  MeV. One notices a strong peaking of the photon spectrum near  $E_\gamma \sim 0$  for  $\cos \theta_{e\gamma} < -0.96$ , which however

is less pronounced if  $\cos \theta_{e\gamma} < -0.98$  is imposed. Note that the two curves have a substantially different number of events: curve 1 has  $\sim 100$  events (scale on left) and curve 2 has  $\sim 300$  events (scale on right). We finally stress that all curves are intended as illustrations of the shapes of the various distributions; their sizes, in particular the experimental relative to the theoretical ones, may not be quantitatively compared!

### 3. Background rate for $\mu \rightarrow e + \gamma$

The reaction  $\mu \rightarrow e + \gamma$ , if existent, is expected to lead to events characterized by  $\theta_e \sim 180^\circ$ ,  $E_e \approx E_\gamma \approx \frac{1}{2}m_\mu$ . The only alternative source of such events could be the reaction  $\mu \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\mu\gamma$  commonly termed as 'background' (apart from other effects). In order to determine how many events one should expect from this process under the above kinematical restrictions, we have carried out a Monte Carlo simulation and have determined the suppression factors. We write

$$N = N_0 \times \text{BR}_\gamma \times \left(\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma_\gamma}\right)_{\theta_{e\gamma}} \times \left(\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma_\gamma}\right)_{E_e} \times \left(\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma_\gamma}\right)_{E_\gamma} \Delta\Omega \quad (4.5)$$

$N$  is the number of  $e\gamma$  events expected in the limited kinematical region specified above and  $N_0$  is the total number of considered muon decays. The branching ratio for the radiative decay mode  $\mu \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\mu\gamma$  has been calculated in Reference [34]:  $\text{BR}_\gamma \sim 10^{-4}$ . As we restrict the kinematical region, the number of events reduces; this is represented by the factors  $(\Delta\Gamma/\Gamma_\gamma)_x$ . Numerical values for various  $\theta_{e\gamma}$ -,  $E_e$ - and  $E_\gamma$ -cuts are given in Table II; they have been obtained by assuming a 10% energy

Table II

Reduction factors due to kinematical constraints imposed on the reaction  $\mu \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\mu + \gamma$

| $\cos \theta_{e\gamma}$ | $(\Delta\Gamma/\Gamma_\gamma)$ | $E_e(\text{MeV})$ | $(\Delta\Gamma/\Gamma_\gamma)$<br>10% resolution | $E_\gamma(\text{MeV})$ | $(\Delta\Gamma/\Gamma)$<br>10% resolution | $(\Delta\Gamma/\Gamma)$<br>no resolution |
|-------------------------|--------------------------------|-------------------|--------------------------------------------------|------------------------|-------------------------------------------|------------------------------------------|
| $< -0.98$               | $2.5 \times 10^{-4}$           | $> 51.3$          | $1.2 \times 10^{-2}$                             | $> 51.3$               | $2.4 \times 10^{-3}$                      | $5.0 \times 10^{-4}$                     |
| $< -0.96$               | $5.0 \times 10^{-4}$           | $> 49.8$          | $1.3 \times 10^{-2}$                             | $> 49.8$               | $4.2 \times 10^{-3}$                      | $2.5 \times 10^{-3}$                     |
| $< -0.82$               | $2.7 \times 10^{-3}$           | $> 47.0$          | $2.0 \times 10^{-2}$                             | $> 47.0$               | $8.6 \times 10^{-3}$                      | $1.3 \times 10^{-2}$                     |

resolution in the electron and the photon energy. There is substantial dependence on the  $\theta_{e\gamma}$ -cut and on the  $E_\gamma$ -cut but relatively little dependence on the cut in the electron energy. The factor  $\Delta\Omega$  stands for all further reductions due to the geometry of the apparatus and detection equipment which depends on the individual experiment. If we assume an angle cut of  $\cos \theta < -0.96$  and  $E_e, E_\gamma > 51 \text{ MeV}$  and  $N_0 = 10^{11}$  events, leaving all further reductions aside, we find

$$N \lesssim 0.14 \cdot \Delta\Omega.$$

We expect  $\Delta\Omega \sim 0.1$  and conclude that even with more generous energy and angle cuts no events of the type  $\mu \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\mu\gamma$  can have been detected. The six events found in the SIN-experiment [35] have to be explained by a different source, one of it being the reaction  $\mu \rightarrow e + \gamma$ .

## V. Conclusion

The implementation of muon number nonconservation in a gauge theory framework which can account for the known data does not lead to any contradictions. Violation of muon number is expected to appear once the existence of new leptonic particles is admitted, as have been anticipated by a variety of other theoretical and phenomenological arguments. It can occur through: additional Higgs doublets, massive right- or left-handed doublets, doubly charged leptons. If new leptons are admitted, mixing schemes make such effect possible. It is one of the most interesting aspects of muon number non-conservation that the existence of new particles is anticipated which appear as intermediate leptons (or bosons) in the loop contributions. This is a consequence of the fact that, due to the smallness of such effect, only higher order terms of the perturbation expansion are relevant. All schemes predict  $\text{BR}(\mu \rightarrow e + \gamma) \sim 10^{-9}$  (although these predictions strongly depend on the parameters of the particular theory) but they can be distinguished by the amount of muon number violation in other reactions (see Table I). The experimental verification of the  $\mu \rightarrow e + \gamma$  transition poses problems, one of them being the radiative decay channel, whose dynamical characteristics we have analyzed. In particular we found that the recently discussed six  $\mu \rightarrow e + \gamma$  events [35] can hardly be understood as due to the radiative decay channel.

From the above we conclude that muon number violation, viewed from gauge theories, has to be considered as an almost natural consequence of such framework and, if found, is expected to give substantial information about its structure. The question whether nature chooses this freedom remains for the time being to be settled by the experiment. We look ahead to new exciting discoveries.

## Acknowledgments

The experimental analysis presented in this paper has been carried out in collaboration with Elizer Kogan; I am grateful for many clearing discussions and his continuous help.

I would like to thank Fred Gilman, Douglas McKay and Hannu Miettinen for their reading of the manuscript and helpful suggestions. A fellowship from the Swiss National Science Foundation is gratefully appreciated. I have enjoyed working in the stimulating atmosphere of SLAC and I would like to thank Prof. S. D. Drell for his concern and helpfulness.

## REFERENCES

- [1] For a complete list see Reference 28.
- [2] For introductions see: J. D. BJORKEN, SLAC Summer Institute (1977); A. DERUJULA, Proc. of the Formigal Winter School on Fundamental Physics (1973); J. C. TAYLOR, *Gauge Theories of Weak Interactions*, Cambridge Monographs of Mathematical Physics No. 3.
- [3] S. WEINBERG, Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967);  
A. SALAM, in *Elementary Particle Theory* (ed. V. Swartholm) (Almqvist and Wiksell, Stockholm 1968), p. 387.
- [4] For a review on earlier experimental work on muon decay see: G. FEINBERG and L. M. LEDERMAN, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13, 431 (1963).



- [5] W. DEY *et al.*, SIN-Physics Report No. 1 (December 1976), p. 9.
- [6] For earlier reviews see: H. FRITZSCH, Invited Talk at the Orbis Scientiae, 1977 and CalTech preprint, CALT-68-584 (January 1977);  
A. DERUJULA, Les Houches Summer School Lectures 1976 and Harvard preprint, 77/A006 (July 1976);  
H. HARARI, Les Houches Summer School Lectures 1976 and Weizman preprint WIS-76/54 PH;  
M. BARNETT, Stanford Linear Accelerator Center preprint SLAC-PUB-1850 (1976).
- [7] B. W. LEE, preprint, FERMILAB-PUB-76/101-THY (to be published).
- [8] M. L. PERL *et al.*, Phys. Rev. Lett. 35, 1489 (1975).
- [9] A. BENVENUTI *et al.*, Phys. Rev. Lett. 37, 189 (1976), and Phys. Rev. Lett. 36, 1478 (1976).
- [10] M. BARNETT and F. MARTIN, Stanford Linear Accelerator Center preprint, SLAC-PUB-1892 (1977).
- [11] A. BENVENUTI *et al.*, Phys. Rev. Lett. 37, 1039 (1976);  
J. BLIETSCHAU *et al.*, CERN preprint/EP/Phys. 76.55.
- [12] D. CLINE *et al.*, Phys. Rev. Lett. 37, 252, 648 (1976);  
W. LEE *et al.*, Phys. Rev. Lett. 37, 186 (1976).
- [13] P. E. G. BAIRD *et al.*, Letters to Nature 264, 528 (1976);  
M. A. BOUCHIAT and C. C. BOUCHIAT, Phys. Lett. 48B, 111 (1976);  
M. BRIMICOMBE *et al.*, J. Phys. B1, 237 (1976).
- [14] Note however that the DESY ratio is smaller.
- [15] A. BENVENUTI *et al.*, Rutgers University preprint (1977), submitted to Phys. Rev. Lett; V. BARGER, T. GOTTSCHALK, D. V. NANOPOULOS, J. ABAD and R. J. N. PHILLIPS, Wisconsin University preprint, COO-596 (1977).
- [16] B. HUMPERT and P. N. SCHARBACH, Stanford Linear Accelerator Center preprint SLAC-PUB-1893 (to be published in Phys. Lett B), and to appear V. Barger and D. Nanopoulos, Wisconsin University preprint, COO-583 (1977).
- [17] A. PAIS, Rockefeller University preprint (1977);  
B. HUMPERT, Helv. Phys. Acta 50, 211 (1977).
- [18] A. DERUJULA, H. GEORGI and S. L. GLASHOW, Harvard preprint HUTP-77/A002.
- [19] F. WILCZEK and A. ZEE, Phys. Rev. Lett. 38, 381 (1977);  
S. BARR and S. WANDZURA, Princeton University preprint (1977).
- [20] B. W. LEE and S. WEINBERG, Fermilab-Pub-77/31-THY (March 1977) and references therein.
- [21] H. GEORGI and S. L. GLASHOW, Phys. Rev. Lett. 32, 438 (1974).
- [22] F. GÜRSEY and P. SIKIVIE, Phys. Rev. Lett. 36, 775 (1976).
- [23] S. WEINBERG and G. FEINBERG, Phys. Rev. Lett. 3, 2, 111 (1959).
- [24] SIN-Report No. 1 (December 1977), p. 23.
- [25] J. D. BJORKEN and S. WEINBERG, Phys. Rev. Lett. 38, 622 (1977);  
G. C. BRANCHO, Bonn University preprint BONN-HE-77-5 (1977).
- [26] B. W. LEE, S. PAKVASA, R. E. SHROCK and H. SUGAWARA, Fermilab-PUB-77/20-THY (February 1977); B. W. LEE and R. E. SHROCK, Fermilab-PUB-77/21-THY (1977); H. FRITZSCH, CalTech Report CALT-68-583 (1977);  
S. L. GLASHOW, Harvard University preprint HUTP-77/A008 (1977);  
D. HORN and G. ROSS, CalTech preprint CALT-68-585 (1977); J. KIM, Brown University preprint;  
H. NIEH, SUNY Stony Brook preprint ITP-SB-77-12 (1977); H. TERAZAWA, INS-Report-285 (1977).
- [27] W. J. MARCIANO and A. I. SANDA, Rockefeller University COO-2232B-122 (1977).
- [28] T. P. CHENG and LING-FONG LI, Carnegie-Mellon University preprint CMU-COO-3066-86 (February 1977) and references therein; J. D. BJORKEN, K. LANE and S. WEINBERG, Stanford Linear Accelerator Center preprint SLAC-PUB-1925 (1977); also V. BARGER and D. NANOPOULOS, Reference 16.
- [29] R. M. BARNETT, Stanford Linear Accelerator Center preprint SLAC-PUB-1891 (1977).
- [30] N. G. DESHPANDE, R. C. HWA and P. D. MANNHEIM, Oregon preprint OITS-74 (February 1977).
- [31] P. MINKOWSKI, Bern University (February 1977).
- [32] M. A. B. BEG and A. SIRLIN, Rockefeller University preprint COO-2232B-121 (March 1977).
- [33] E. MA and S. PAKVASA, Hawaii University preprint UH-511-229-77 (1977).
- [34] C. FRONSDAL and H. UBERALL, Phys. Rev. 113, 5, 654 (1959).
- [35] C. PETITJEAN, CERN-Seminar (January 1977).
- [36] I would like to thank Dr. J. Schacher for helpful communication on the data.

## On real zeroes of the dielectric response function in 2-d classical plasmas

R. CALINON

(Département de Physique, EPFL, CH-1007 Lausanne)

and

D. MERLINI

(Centre de Recherches en Physique des Plasma, CH-1007 Lausanne, Switzerland)

**Abstract.** Applying the results of a careful truncation scheme of the *BBGKY* equilibrium kinetic equations, recently worked out for a classical 2-*d* one component plasma, we investigate the possible occurrence of non-uniform states in the system; a real zero of the computed dielectric response function may appear in the zero frequency and strong coupling limit. Alternatively, using a linearized form of the first *BBGKY* equation and explicite computations, another integral equation is obtained. Both approaches locate a real zero in the range  $0.8 < k/k_D < 1.2$  for a value of the plasma parameter  $\gamma_s$  above the instability point  $\gamma_c = 4$ .

In a recent work, we have investigated in detail the consequences which emerge from the use of a careful truncation scheme of the *BBGKY* equilibrium kinetic equations for a 2-*d* fully ionized plasma in the usual one component limit. Preliminary numerical results were given in [1]; a more complete analytical as well as numerical treatment has been presented in [2] and has been given recently [2]. As a result, a remarkable improvement of the correlations in the short and long range domain was obtained up to relatively high value of the 2-*d* plasma parameter, i.e.  $\gamma \sim 6$ . In particular, the compressibility sum rule was checked and the treatment allowed the investigation of an instability<sup>1)</sup> near  $\gamma = 4$ , where the long wavelength fluctuations of the background is enormously enhanced. Correspondingly, at the onset of critical fluctuations, the form factor exhibited a remarkable change in its structure, with the emergence of pronounced peaks. Following the truncation scheme considered in [1, 2], (see Reference in [1]) the dimensionless form factor  $S(k)$ , takes the form

$$(\rho g)(k/k_D) = S(k) - 1 = \frac{-k_D^2(1 + u(k))}{k^2 + k_D^2(1 + u(k))} \quad (1)$$

where  $k_D^2(1 + u(k))$ , ( $k_D^2 = 2\pi\gamma\rho$ ), is the screening function of the model and is non-linearly related to  $S(k)$ .

Figure 1 shows the results on  $(\rho g)(k/k_D) = S(k) - 1$  as a function of the dimensionless variable  $x = k/k_D$  and for increasing value of the plasma parameter  $\gamma$  up to  $\gamma \sim 6$ ; above the value 6.2–6.4, refined generalized ‘damping devices’ are necessary to achieve satisfactory convergence of the iteration process in the solution of the non linear coupled equations for  $u(k)$  and  $S(k)$ , [5].

In absence of new rigorous results concerning the equilibrium state in such a system [6], we investigate the possible occurrence of non-uniform states in connection with the results of Figure 1; the question being, what happens for the location and the strength of the peak emerged at  $k = k_s(\gamma)$  for higher values of  $\gamma$ ; if  $k_s$  real is such that  $\varepsilon(k_s, \omega \rightarrow 0, \gamma_s) = 0$ , then a space charge field could be spontaneously excited

<sup>1)</sup> This instability, not investigated up to date, was noted at  $\gamma = 4$  [3]; in the 2-component limit  $\gamma = 2$  is frequently called collapse [4].

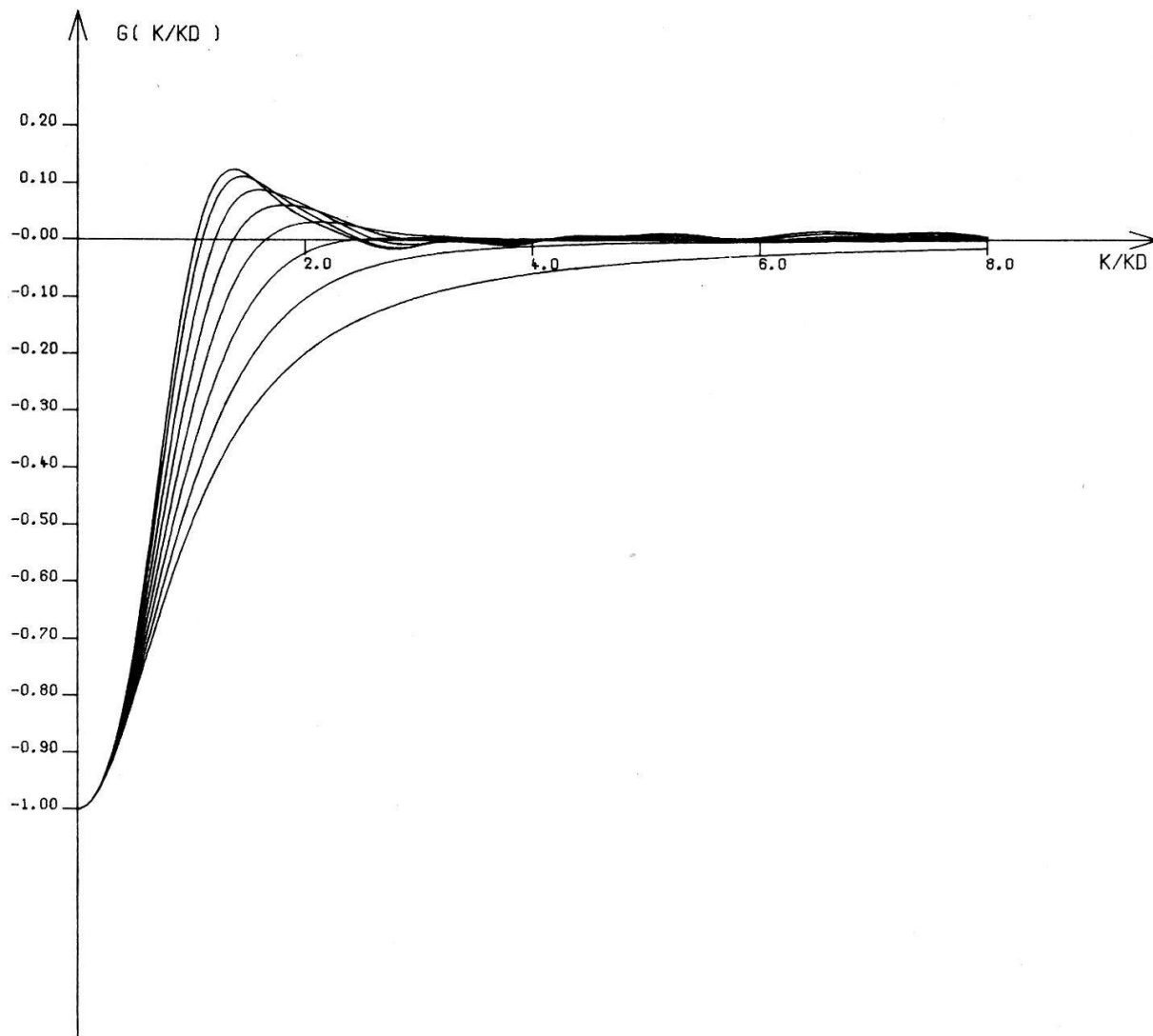


Figure 1

Correlation function  $(\rho g)(k/k_D) = g(x)$  as function of  $x = k/k_D$  up to  $\gamma \sim 6$ .

in the system and the equation  $g(x) = \infty$  provide the dispersion relation for density inhomogeneity in the plasma [7]. As first point we have extrapolated the envelope of the maxima of  $g(x)$  to show if the screening function  $k_D^2(1 + u(k))$  may compensate the Coulomb parabola at some  $k = k_s(\gamma_s)$ . As a result, the extrapolation indicates a singular behaviour of  $g(x)$  at  $x_s = 1.22$  for some  $\gamma_s$ . On the other hand, using a linearized version of the first *BBGKY* equation and an explicit computation, we obtain an integral equation, which reads:

$$f(x) = 1 + x^2 + \gamma \cdot \int_0^x \gamma d\gamma \cdot g(\gamma) = 0 \quad (2)$$

where a minimum at  $x_s(\gamma_s)$  of  $f(x)$  set on at  $\gamma = 2^2$ ) and is such that  $g(x_s) = -2/\gamma_s$ . The results on  $g(x)$  of Figure 1, yield, as extrapolation of the envelope of the minima of  $f(x)$  a limit value  $x_s = 0.8$ .

Preliminary results are given in Figure 2 where the minima of  $f(x)$  and the maxima of  $g(x)$  are plotted.

<sup>2)</sup> Incidentally or not,  $\gamma = 2$  coincides exactly with the collapse point in the 2-component case.

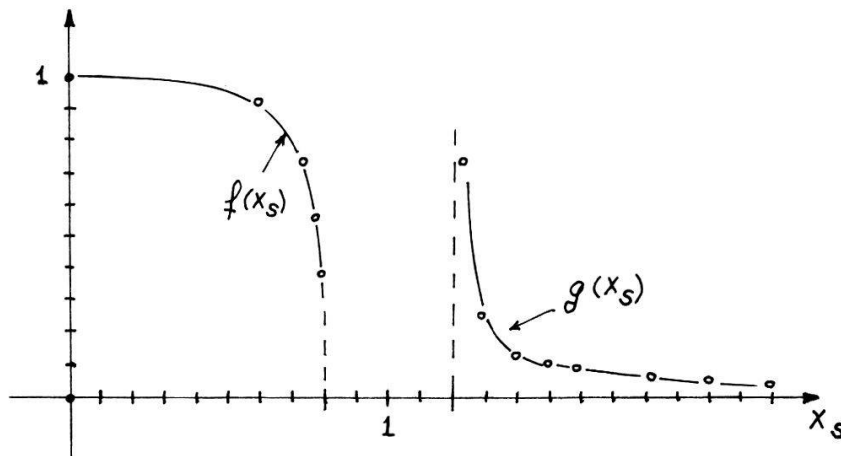


Figure 2

Plot of the minima of  $f(x)$  and maxima of  $g(x)$  for some  $\gamma$ .

From the 2 extrapolations the peak at  $k = k_s$  is then located in the interval  $0.8 < k_s < 1.2$ . If  $\gamma_s$  is finite, then it must be located in the range  $k_s a \sim 2\pi$ , which give an average value  $\gamma_s \sim 7^3$ , 'a' being of the order of the 2-d lattice constants.

Finally, in view of this, the conjecture is that the 2-d electron gas undergoes a phase transition involving charge separation<sup>4)</sup> with onset of crystallization at  $\gamma = \gamma_s$  above the point  $\gamma_c = 4$ , which defined the onset of instability [2].

Independently of the above estimation, if we assume that  $x_s \sim 1$  and approximate  $g(x)$  by the parabola  $-1 + x^2$  (see Figure 1), we obtain the value  $\gamma_s = 8$ . As for  $\gamma \sim 2$ , a change in the structure of the long wavelength fluctuation spectrum was noted at  $\gamma \sim 8$ .

A more detailed and complete treatment will be given elsewhere [8]; it is expected that further computations of  $g(x)$  and  $f(x)$  will yield an accurate value of  $\gamma_s$ , and check the above conjecture on the function  $\varepsilon(k, \gamma)$ , as it emerges from the truncation scheme.

## REFERENCES

- [1] R. CALINON and D. MERLINI, *Helv. Phys. Acta* **50**, 180 (1977).
- [2] R. CALINON and D. MERLINI, *Particle Correlations and  $\gamma$ -instability in the Charged Filaments Model of Plasma*, presented at the Third International Conference on Plasma Theory, Trieste (April 1977).  
R. CALINON et al., to be published.
- [3] G. VAHALA and D. MONTGOMERY, *J. Plasma Phys.* **6**, 425 (1971);  
C. DEUTSCH and H. LAVAUD, *Phys. Rev.* **A9**, 2598 (1974);  
R. R. SARI, D. MERLINI and R. CALINON, *J. Phys.* **A9**, 1539 (1976);  
R. R. SARI and D. MERLINI, *J. Stat. Phys.* **14**, 91 (1976).
- [4] G. KNORR, *Phys. Lett.* **A28**, 166 (1968);  
G. JOYCE and D. MONTGOMERY, *J. Plasma Phys.* **10**, 107 (1973);  
J. FRÖHLICH, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 883 (1975).
- [5] R. CALINON, in preparation.

<sup>3)</sup> Such a value is not far from  $\gamma \sim 6.2$ – $6.6$  (see above), where a good convergence of the iteration scheme in constructing the numerical solution is loosed.

<sup>4)</sup> As pointed out in [9], numerical simulations in the 3-d case give finite value of  $\Gamma = \beta e^2 (4\pi\rho/3)^{1/3}$ , i.e.  $\Gamma_s \sim 155$ – $170$ . In the 2-d case such results are not known.

- [6] Proofs of the existence of phase transitions in continuous models are rare and exceptional:  
J. L. LEBOWITZ and O. PENROSE, *J. Math. Phys.* 7, 99 (1966);  
D. RUELLE, *Phys. Rev. Lett.* 27, 1040 (1971);  
J. L. LEBOWITZ and E. H. LIEB, *Phys. Lett* 39A, 98 (1972).
- [7] S. ICHIMARU, *Basic Principles of Plasma Physics, A Statistical Approach* (Benjamin, 1973), chapter 3.
- [8] R. CALINON and D. MERLINI, in preparation.
- [9] H. TOTSUI and S. ICHIMARU, *Progr. Theor. Phys.* 52, 42 (1974).

## **Sur le spectre des phonons dans les systèmes désordonnés**

M. ROMERIO et W. F. WRESZINSKI

(Institut de Physique de l'Université, Rue A.L. Breguet 1, 2000 Neuchâtel)

Le spectre de la matrice dynamique d'un cristal infini caractérisé par un désordre de masses est étudié dans l'approximation harmonique. Moyennant des conditions appropriées sur les masses, conditions qui imposent en particulier que la densité de chaque type d'impureté soit nulle, on démontre que le spectre des fréquences est l'union d'une partie absolument continue et d'une partie formée de points isolés de multiplicité finie, correspondant à des modes localisés. On donne les conditions sous lesquelles cette dernière partie du spectre est non vide et une méthode qui permette de déterminer les valeurs propres correspondantes.

Les résultats obtenus sont comparés à ceux déjà existants pour des chaînes harmoniques aléatoires.





|                                                                                                                                                                                                                                                                                           |     |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| DEY, W., POVEL, H. P., WALTER, H. K., PETITJEAN, C., EICHENBERGER, W., VAN DER SCHAFF, A., und ENGFER, R.: Suche nach dem Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ als Test der Myonenzahlerhaltung                                                                                         | 559 |
| DOUSSE, J.-CL., KERN, J., LANNERS, R., und SCHWITZ, W.: Entwicklungen zur Messtechnik mit fokussierenden Kristallspektrometern                                                                                                                                                            | 559 |
| AAS, B., BEER, W., BELTRAMI, I., EBERSOLD, P., EICHLER, R., GUANZIROLI, M., v. LEDEBUR, TH., LEISI, H. J., RUCKSTUHL, W., SAPP, W. W., DOUSSE, J.-CL., KERN, J., und SCHWITZ, W.: Präzisionsmessung der 3d-2p Übergangsenergien in myonischem Mg, Si und P mit einem Kristallspektrometer | 560 |
| DUBLER, T., KAESER, K., ROBERT-TISSOT, B., SCHALLER, L. A., SCHELLENBERG, L., und SCHNEUWLY, H.: Test der Vakuumpolarisation mit myonischen Atomen                                                                                                                                        | 560 |
| DAUM, M., EATON, G. H., FROSCH, R., HIRSCHMANN, H., MCCULLOCH, J., MINEHART, R. C., and STEINER, E.: New upper limit for the muon neutrino mass                                                                                                                                           | 560 |
| FISCHER, J., EXTERMANN, P., GUISAN, O., MERMOD, R., ROSSELET, L., SACHOT, R., BLOCH, P., BUNCE, G., DEVAUX, B., DIAMANT-BERGER, A. M., DO-DUC, N., MAREL, G., and TURLAY, R.: Observation of the decay $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$                                                        | 561 |
| WALTER, H. K., DEY, W., PFEIFFER, H.-J., SENNHAEUSER, U., ENGFER, R., HARTMANN, R., HERMES, E. A., ISAAK, H. P., MÜLLER, H., PRUYS, H. S., SCHLEPÜTZ, F., MORGENSTERN, J., and WYTTEBACH, A.: Measurement of gamma-rays, neutrons and charged particles after $\pi^-$ capture in nuclei   | 561 |
| HADERMANN, J., JUNKER, K., and MUKHOPADHYAY, N. C.: Study of pion and muon induced fission                                                                                                                                                                                                | 566 |
| BLÜM, P., FETSCHER, W., GUIGAS, R., HAGELBERG, R., KOCH, H., PAVLOPOULOS, P., POTH, H., SIMONS, L., BACKENSTOSS, G., IZYCKI, M., SICK, I., TAUSCHER, L., HERRLANDER, C. J., NILSSON, A., und SZTARKIER, J.: Messungen an leichten Antiprotonen-Atomen                                     | 566 |
| BACKENSTOSS, G., BRANDAO, A., IZYCKI, M., MEYER, H. O., SCHWANNER, I., TAUSCHER, L., BLÜM, P., FETSCHER, W., FRANSSON, K., GOTTA, D., KOCH, H., POTH, H., und SIMONS, L.: Pionabsorption an $^3\text{He}$                                                                                 | 567 |
| ABELA, R., BLÜM, P., SIMONS, L., und ZSOLDOS, P.: Messung der Myonenpolarisation in angeregten Zuständen myonischer Atome                                                                                                                                                                 | 568 |
| KOCH, H., BLÜM, P., GUIGAS, R., POTH, H., BACKENSTOSS, G., IZYCKI, M., TAUSCHER, L., FRANSSON, K., PAVLOPOULOS, P., ZIOUTAS, K., und SUFFERT, M.: Evidenz für gebundene Zustände im $\bar{p}p$ -System                                                                                    | 568 |
| DUBAL, L., EATON, G. H., FROSCH, R., HIRSCHMANN, H., MANGO, S., MCCULLOCH, J., MINEHART, R. C., POZÁR, F., ROHRER, U., and WIEDERKEHR, P.: Precision measurement of the $P$ parameter in $\pi^+ p$ scattering at 236, 292 and 310 MeV                                                     | 569 |
| BESSET, D., DO, Q.-H., FAVIER, B., GREENIAUS, L. G., HESS, R., LECHANOINE, C., RAPIN, D., WERREN, D. W., and WEDDIGEN, Ch.: Measurement of the parameters $P$ , $D$ , $R$ and $A$ for small angle $p$ - $p$ scattering at 390 MeV                                                         | 569 |
| PLATTNER, G. R., BORNAND, M. P., VIOLLIER, R. D., and ALDER, K.: Dispersion analysis of nucleon scattering by light nuclei                                                                                                                                                                | 570 |
| PAULI, M., ROESEL, F., und TRAUTMANN, D.: Die Coulomb-Ionisation der K-Schale bei Schwerionen-Stößen                                                                                                                                                                                      | 570 |
| JARCZYK, L., KAMYS, B., LANG, J., MÜLLER, R., UNGRICH, E., und UNTERNÄHRER, J.: Elastische Streuung und Neutronentransfer-Reaktionen mit $^9\text{Be}$                                                                                                                                    | 571 |
| WÖFLI, W., SUTER, M., LANG, J., BONANI, G., STOLLER, CH., and NISSEN, H. U.: Comments on the reported discovery of primordial superheavy elements                                                                                                                                         | 573 |
| STOLLER, CH., WÖFLI, W., BONANI, G., STÖCKLI, M., and SUTER, M.: Z-dependence of the position of MO X-ray anisotropy peaks                                                                                                                                                                | 573 |
| GUYER, H., MEYER, V., MÜLLER, H. H., REICHART, W., JASICEK, H., OBERHUMMER, H., RIEHS, P., WAGNER, R., and PFEIFER, W.: A detailed analysis of the reaction $^{92}\text{Zr}(p, \alpha)^{89}\text{Y}$                                                                                      | 574 |
| KÖNIG, V., GRÜEBLER, W., HARDEKOPF, R. A., RISLER, R., SCHMELZBACH, P. A., JENNY, B., BÜRGI, H. R., NURZYNSKI, J., HEIDENREICH, G., SEILER, F., und REICHARDT, W.: Streuung von polarisierten Deuteronen an $^3\text{He}$                                                                 | 578 |
| GRÜEBLER, W., HARDEKOPF, R. A., JENNY, B., KÖNIG, V., RISLER, R., BÜRGI, H. R., und NURZYNSKI, J.: A study of the $1^+$ resonance in $^6\text{Li}$ via $^4\text{He}(d, d)$ scattering from 6–7 MeV                                                                                        | 578 |
| RISLER, R., GRÜEBLER, W., SCHMELZBACH, P. A., JENNY, B., KÖNIG, V., NURZYNSKI, J., and BÜRGI, H. R.: Investigation of possible $A_{yy} = 1$ points in $^6\text{Li}(d, \alpha)^4\text{He}$ and other deuteron induced reactions                                                            | 579 |
| BÜRGI, H. R., GRÜEBLER, W., KÖNIG, V., SCHMELZBACH, P. A., RISLER, R., NURZYNSKI, J., HARDEKOPF, R. A., und JENNY, B.: Tensorpotentiale im optischen Modell für die elastische Streuung von polarisierten Deuteronen an mittelschweren Kernen                                             | 579 |
| JENNY, B., GRÜEBLER, W., SCHMELZBACH, P. A., HARDEKOPF, R. A., und KÖNIG, V.: Phasenanalyse der $^3\text{He}(d, d)^3\text{He}$ -Streuung                                                                                                                                                  | 579 |

|                                                                                                                                                                                                                           |     |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| NURZYNSKI, J., GRÜEBLER, W., KÖNIG, V., RISLER, R., HARDEKOPF, R. A., BÜRGI, H. R., and JENNY, B.: Shell closure effects in the elastic scattering of polarized deuterons. . . . .                                        | 580 |
| GUBLER, H. P., PLATTNER, G. R., SICK, I., TRABER, A., und WEISS, W.: Bestimmung des spektroskopischen Faktors des $1p_{1/2}$ -Neutrons im $^{13}\text{C}$ . . . . .                                                       | 580 |
| JAYET, B., GAILLOUD, M., ROSSELET, PH., VUILLEMIN, V., BOGDANSKI, M., JEANNET, E., and VALLET, S.: The reaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda$ between 1.5 and 2.0 GeV/c . . . . .                          | 580 |
| ZWEIACKER, P., LAENG, P., et RINDERER, L.: Structures d'état intermédiaire en présence d'un champ magnétique extérieur non uniforme . . . . .                                                                             | 581 |
| ROBIN, D., RINDERER, L., et POSADA, E.: Evidence de l'état mixte à une dimension dans les supraconducteurs de type I . . . . .                                                                                            | 581 |
| DECROUX, M., et FISCHER, Ø.: Fils supraconducteurs de $\text{PbMo}_6\text{S}_8$ . . . . .                                                                                                                                 | 582 |
| DELESCLEFS, R., FISCHER, Ø., et JONES, H. C.: Préparation et propriétés de couches minces de $\text{PbMo}_6\text{S}_8$ . . . . .                                                                                          | 582 |
| PELIZZONE, M., TREYVAUD, A., FISCHER, Ø., CHEVREL, R., et SERGENT, M.: Susceptibilité magnétique des $\text{TRMo}_6\text{S}_8$ . . . . .                                                                                  | 583 |
| DECROUX, M., FISCHER, Ø., et SERGENT, M.: Anisotropie du champ critique dans $\text{Mo}_6\text{S}_8$ . . . . .                                                                                                            | 583 |
| GUBSER, D. U., GIRGIS, K., and OTT, H. R.: Concentration and pressure dependence of the superconducting transition temperature in $\text{V}_{3-x}\text{M}_x\text{Ga}$ ( $\text{M} = \text{Cr, Mn, Fe and Co}$ ) . . . . . | 583 |
| OTT, H. R., und HULLIGER, F.: Supraleitung in Lanthan-Pniktiden . . . . .                                                                                                                                                 | 584 |
| SEEBER, B.: Strukturinstabilität und Strukturumwandlung des A15 Typ Supraleiters $\text{V}_3\text{Si}$ . . . . .                                                                                                          | 584 |
| MUHEIM, J. T.: Discovery of flux quantization on the atomic scale . . . . .                                                                                                                                               | 584 |
| VINCKENBOSCH, M., BALDERESCHI, A., and MOOSER, E.: Electronic charge density and chemical bonds in the antiferromagnetic compound $\text{Mg}_2\text{Si}$ . . . . .                                                        | 589 |
| DEPEURSINGE, Y.: Propriétés électroniques des composés III–VI à structure en couches. . . . .                                                                                                                             | 589 |
| LE CHI THANH et DEPEURSINGE, CH.: Excitons dans $\text{GaSe}$ . . . . .                                                                                                                                                   | 590 |
| KUZNICKY, Z., GRISEL, A., MASCHKE, K., und SCHMID, PH.: Anisotropie der Photoleitung in $\text{GaSe}$ . . . . .                                                                                                           | 590 |
| BALDERESCHI, A., MASCHKE, K., MILTSCHEV, A., PICKENHAIN, R., und UNGER, K.: Berechnung der Elektronendichte in Halbleitern mit Hilfe der Thomas-Fermi-Methode . . . . .                                                   | 591 |
| DE CRESCENZI, M., HARBEKE, G., und TOSATTI, E.: Abhängigkeit der Exziton-Polariton-Absorption von Probendicke und Temperatur . . . . .                                                                                    | 591 |
| LÉVY, F., SCHMID, PH., et BURNAND, F.: Propriétés électriques de chalcogénures des métaux de transition: $\text{TiSe}_2$ . . . . .                                                                                        | 591 |
| ERBUDAK, M., and FISCHER, T. E.: Cesium adsorption on semiconductors . . . . .                                                                                                                                            | 592 |
| KNECHT, B., and KLEIN, H. P.: Low temperature behaviour of $\text{ZnO-Bi}_2\text{O}_3$ based ceramics. . . . .                                                                                                            | 592 |
| BEYELER, H. U., und BRÜESCH, P.: Struktur und Transporteigenschaften des Supraionenleiters $\text{Ag}_3\text{SI}$ . . . . .                                                                                               | 592 |
| BRÜESCH, P., und BEYELER, H. U.: Dynamische Aspekte des Supraionenleiters $\beta\text{-Ag}_3\text{SI}$ . . . . .                                                                                                          | 593 |
| BRINKMANN, D., und FREUDENREICH, W.: Kernmagnetische Relaxation im Supraionenleiter $\text{AgI}$ . . . . .                                                                                                                | 593 |
| SURBECK, H.: Positronenannihilation im «Festen Elektrolyten» $\text{RbAg}_4\text{I}_5$ . . . . .                                                                                                                          | 594 |
| GRAF, H., HOFMANN, W., KÜNDIG, W., MEIER, P. F., PATTERSON, B. D., und REICHART, W.: Die Myon-Spin-Rotation ( $\mu\text{SR}$ ) in Ferromagneten und Halbleitern. . . . .                                                  | 597 |
| GRAF, H., HOFMANN, W., KÜNDIG, W., MEIER, P. F., PATTERSON, B. D., und REICHART, W.: Myon-Spin-Rotation ( $\mu\text{SR}$ ) in Gadolinium . . . . .                                                                        | 598 |
| GRAF, H., HOFMANN, W., KÜNDIG, W., MEIER, P. F., PATTERSON, B. D., REICHART, W., und RODRIGUEZ, A.: Myon-Spin-Rotation ( $\mu\text{SR}$ ) in $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ . . . . .                                     | 598 |
| GRAF, H., HOFMANN, W., KÜNDIG, W., MEIER, P. F., PATTERSON, B. D., REICHART, W., and GYGAX, F. N.: Muonium states in silicon . . . . .                                                                                    | 599 |
| CAMANI, M., GYGAX, F. N., RÜEGG, W., SCHENCK, A., SCHILLING, H., GRAF, H., KÜNDIG, W., und PATTERSON, B. D.: Depolarisation positiver Myonen in Kupfer . . . . .                                                          | 599 |
| CAMANI, M., GYGAX, F. N., RÜEGG, W., SCHENCK, A., und SCHILLING, H.: Knightshiftmessungen mit Hilfe der Spin-Rotation positiver Myonen ( $\mu^+\text{SR}$ ) in ferromagnetischem Nickel. . . . .                          | 600 |
| SCHILLING, R., SELECKY, M., und BALTENSPERGER, W.: Quantenmechanisches Verhalten von Kernspins in einer Domänenwand . . . . .                                                                                             | 600 |
| BÖSIGER, P., BRUN, E., und MEIER, D.: Ein thermodynamisches Modell zur Relaxation und zur dynamischen Polarisation von Kernspinsystemen in Rubin . . . . .                                                                | 600 |
| BÖSIGER, P., BRUN, E., und MEIER, D.: Rubin als Kernspin-RASER. . . . .                                                                                                                                                   | 601 |
| KIND, R., PLESKO, S., und ROOS, J.: Zweidimensionale strukturelle Umwandlungen in den chloridperowskitartigen Schichtstrukturen $\text{NH}_3(\text{CH}_2)_n \text{NH}_3\text{CdCl}_4$ ( $n = 3, 5$ ) . . . . .            | 601 |
| KAMMER, H.: Magnetische Struktur der Schichtverbindung $\text{ND}_3(\text{CH}_2)_2\text{ND}_3\text{CuCl}_4$ . . . . .                                                                                                     | 601 |
| LABHART, M., RAOUX, D., und Känzig, W.: Die Elektronenspinresonanz von Kaliumhyperoxid $\text{KO}_2$ . . . . .                                                                                                            | 602 |
| ROHRER, H., GERBER, CH., und DERIGHETTI, B.: Polykritischer Punkt im Antiferromagneten $\text{GdAlO}_3$ . . . . .                                                                                                         | 603 |

|                                                                                                                                                                                                                 |     |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| SCHOENES, J., und WACHTER, P.: Übergitter-Bandaufspaltung in EuSe. . . . .                                                                                                                                      | 603 |
| THÖNI, W.: Elektronenmikroskopische Charakterisierung einer Defektstruktur in NdS. . . . .                                                                                                                      | 604 |
| ACKER, F., et HUGUENIN, R.: Susceptibilité en champs élevés $\chi_{HF}$ d'alliages ferromagnétiques à base de nickel. . . . .                                                                                   | 604 |
| FURRER, A., und GÜDEL, H. U.: Magnetische Austauschwechselwirkung in molekularen Übergangsmetallkomplexen . . . . .                                                                                             | 605 |
| FURRER, A., HÄLG, W., MURASIK, A., and VOGT, O.: Neutron inelastic scattering experiments in metallic actinide compounds . . . . .                                                                              | 605 |
| BÜHRER, W., und BILL, H.: Gitterdynamik von Na <sub>2</sub> S . . . . .                                                                                                                                         | 605 |
| CZAJA, W., and BALDERESCHI, A.: The isoelectronic trap AgBr:I . . . . .                                                                                                                                         | 606 |
| TALMOR, Y., WALKER, E., MÄUSLI, P. A., et STEINEMANN, S.: Les constantes élastiques d'alliages Niobium-Zirconium monocristallins entre 4.2 K et la température de fusion . . . . .                              | 609 |
| ASHKENAZI, J., PETER, M., and DACOROGNA, M.: Rigid band calculation of the elastic constants in Nb-Zr alloys . . . . .                                                                                          | 609 |
| OBERLE, R., LIARD, M., KÜNZI, H. U., GÜNTHERODT, H.-J., MÜLLER, R., und GIESSEN, B. C.: Elektrischer Widerstand glasartiger und flüssiger Metalle . . . . .                                                     | 610 |
| MÜLLER, M., und GÜNTHERODT, H.-J.: Magnetische Suszeptibilität flüssiger und glasartiger Metalle . . . . .                                                                                                      | 610 |
| FISCHER, M., und GÜNTHERODT, H.-J.: Magnetische Suszeptibilität flüssiger Halbleiter. . . . .                                                                                                                   | 610 |
| GISLER, E., GREUTER, F., und OELHAFEN, P.: Der Anregungsmechanismus der Photoemission an flüssigen Metallen . . . . .                                                                                           | 611 |
| BAER, Y.: Etude de la transition solide-liquide du bismuth par photoémission . . . . .                                                                                                                          | 611 |
| EIB, W., und ALVARADO, S. F.: Spinpolarisierte Photoelektronen aus cäsiertem Nickel. . . . .                                                                                                                    | 612 |
| KEITA, M., COLLET, P., et STEINEMANN, S.: Densité et compressibilité dans les alliages liquides Al-Si . . . . .                                                                                                 | 612 |
| BUSCH, G., SCHLAPBACH, L., und SEILER, A.: Speicherung von Wasserstoff in Metallen: Einfluss der Kristall-Geometrie auf den Absorptionsdruck in RE-Ni <sub>5</sub> - und RE-Co <sub>5</sub> -Hydriden . . . . . | 619 |
| SATTLER, K., und RECKNAGEL, E.: Cluster im Al-Dampf . . . . .                                                                                                                                                   | 619 |
| BILGRAM, J. H., und GÜTINGER, H.: Dynamische Prozesse an der Phasengrenze Eis-Wasser . . . . .                                                                                                                  | 619 |
| BOATNER, L. A., HÖCHLI, U. T., and WEIBEL, H.: Phase diagram of ferroelectric potassium tantalate niobate (KTa <sub>1-x</sub> Nb <sub>x</sub> O <sub>3</sub> ) . . . . .                                        | 620 |
| RONDELEZ, F., URBACH, W., PIERANSKI, P., et ROTHEN, F.: Instabilité de surface dans un cristal liquide nématique . . . . .                                                                                      | 623 |
| JOLLER, J. M.: New results in photoemission-theory . . . . .                                                                                                                                                    | 623 |
| STADELMANN, P.: Thermodynamique de la nucléation des doubles décrochements. . . . .                                                                                                                             | 623 |
| BERNARD, L. C., BERGER, D., GRUBER, R., et TROYON, F.: Stabilisation d'une décharge Tokamak par une enceinte extérieure conductrice . . . . .                                                                   | 624 |
| BERGER, D., BERNARD, L. C., GRUBER, R., et TROYON, F.: Stabilité des modes axisymétriques d'une décharge Tokamak . . . . .                                                                                      | 624 |
| BERGER, D., BERNARD, L. C., GRUBER, R., et TROYON, F.: Limitation du courant toroïdal d'une décharge Tokamak dans l'approximation magnétohydrodynamique. . . . .                                                | 624 |
| ALTMANN, M., HOFMANN, F., PEIRY, J.-M., et TONETTI, G.: Mesure de la configuration magnétique poloïdale dans le Belt-Pinch de Lausanne . . . . .                                                                | 625 |
| TONETTI, G.: Direct measurement of plasma electromagnetic potential. . . . .                                                                                                                                    | 625 |
| GUYOT, M., and KAWAI, Y.: Measurements of the electrical conductivity in a plasma with current-driven ion-acoustic instability . . . . .                                                                        | 626 |
| TRAN, M. Q., and HOLLENSTEIN, CH.: Experimental study of the propagation of ion acoustic soliton in a warm multi-ion plasma . . . . .                                                                           | 626 |
| KOCIAN, P., and MAYOR, J. M.: Mass-spectrometric investigation of the low-pressure discharge in oxygen . . . . .                                                                                                | 626 |
| STÜSSI, H., VEPREK, S., and WEBB, A. P.: Depth dependence of radiation damage in graphite irradiated with 1 to 4 MeV- <sup>4</sup> He ions . . . . .                                                            | 627 |
| MEISTER, J., EBERHARDT, P., HERRMANN, U., KOPP, E., und HIDALGO, M. A.: Über die Ursache anormal hoher Elektronendichten in der Winter-D-Region . . . . .                                                       | 627 |
| HERRMANN, U., EBERHARDT, P., HIDALGO, M. A., und KOPP, E.: Über die Häufigkeiten der Metalle in den Perseid-Meteoriten . . . . .                                                                                | 627 |
| STETTLER, A., und BOCHSLER, P.: Messung der He-, Ne- und Ar-Zusammensetzung in einem neutronenaktivierten Tiefseebasalt . . . . .                                                                               | 628 |
| SIGNER, P., BAUR, H., DERKSEN, U., ETIQUE, PH., FUNK, H., HORN, P., und WIELER, R.: Edelgase als Indikatoren für die Entwicklungsgeschichte des Mondstaubes. . . . .                                            | 628 |
| GUGGISBERG, S., EBERHARDT, P., GEISS, J., GRÖGLER, N., und STETTLER, A.: Dauer der Marebildenden Prozesse auf dem Mond . . . . .                                                                                | 629 |
| RAST, J., und KNEUBÜHL, F.: Messung der Sonnentemperatur im fernen Infrarot mit einem Ballon-Lamellargitter-Interferometer. . . . .                                                                             | 629 |
| FINGER, G., und KNEUBÜHL, F.: Transmission der Atmosphäre im nahen und mittleren IR . . . . .                                                                                                                   | 631 |



|                                                                                                                                                                                    |     |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| FAIST, A., et GAY, J.-B.: Etude d'un capteur solaire semi-transparent à air . . . . .                                                                                              | 633 |
| FLÜCKIGER, E.: Theoretische Protonenspektren der kosmischen Strahlung in atmosphärischen Tiefen $650 \text{ g cm}^{-2} \leq h \leq 1033 \text{ g cm}^{-2}$ . . . . .               | 633 |
| KELLER, J.: Bestimmung der mittleren Lebensdauer thermischer Neutronen im Multiplizitätsneutronenmonitor . . . . .                                                                 | 644 |
| MICHALITSANOS, A. G.: Mass loss and Mira variable stars . . . . .                                                                                                                  | 652 |
| MITEFF, L.: Bestimmung der Bereichsgrenzen für die verschiedenen Arten der Zweiphasenströmung im Core eines Siedewasserreaktors . . . . .                                          | 653 |
| BORCARD, B., et BÉNÉ, G. J.: Echos de spins dans le référentiel tournant anti-impulsions . . . . .                                                                                 | 653 |
| ZOGG, H., WEBER, S., und WARLIMONT, H.: Optische Kontrastierung mehrphasiger Aluminiumlegierungen mittels Interferenzschichten . . . . .                                           | 655 |
| ZINGG, W.: Ein Feldionenmikroskop zur Untersuchung von Aluminium-Legierungen. . . . .                                                                                              | 656 |
| STEINER, K., und BAUMGARTNER, W.: Sims- und Auger-Untersuchungen an aus Organooxy-Metall-Verbindungen hergestellten Bleiglasschichten . . . . .                                    | 656 |
| SERRALLACH, E., und HOFMANN, V.: Dynamische Lichtstreuung: Einfluss der elektrostatischen Wechselwirkungen auf die Brown'sche Bewegung von Fibrinogenmolekülen in Lösung . . . . . | 657 |
| KUNZ, R. E., und LUKOSZ, W.: Licht-Emission elektrischer und magnetischer Dipole in der Nähe einer dielektrischen Grenzfläche . . . . .                                            | 657 |
| KNOP, K.: Strenge Beugungstheorie für Phasengitter mit Rechteckprofil. . . . .                                                                                                     | 657 |
| MARTENS, U., and KNEUBÜHL, F.: On the optimum signal-to-noise in statistical detection. . . . .                                                                                    | 658 |
| WÜTHRICH, A., und LUKOSZ, W.: Holographie mit Wellenleiter-Wellen. . . . .                                                                                                         | 659 |
| HILTBRAND, E., et BOLENS, M.: Relaxation magnétique protonique et viscosité sanguine. . . . .                                                                                      | 660 |
| JOLLER, J. M.: Photoemission from multiparticle systems. . . . .                                                                                                                   | 663 |
| DÄPPEN, W.: Ein exakt lösbares eindimensionales Modell für Ionisation und Ladungsaustausch bei Streuung von Ionen und Atomen . . . . .                                             | 663 |
| SCHLUP, W. A.: On the noise temperature conjecture of hot electrons in a semiconductor. . . . .                                                                                    | 664 |
| STEINLE, B., and BALTES, H. P.: Correlation of fluctuating scatterers from radiometric and interferometric data . . . . .                                                          | 664 |
| SELLONI, A., SCHWENDIMANN, P., QUATTROPANI, A., and BALTES, H. P.: On the detection of the electromagnetic field . . . . .                                                         | 667 |
| SCHMIDT-WEINMAR, H. G., and BALTES, H. P.: Bandlimiting in conflict with spatial bounding of radiative sources . . . . .                                                           | 669 |
| CATTANEO, U.: Sur un groupe de Poincaré quantique . . . . .                                                                                                                        | 673 |
| PIERANSKI, P., GUYON, E., DUBOIS-VIOLETTE, E., et ROTHEN, F.: Instabilité convective dans un nématique soumis à un cisaillement alternatif . . . . .                               | 674 |
| BÜTTIKER, M., und THOMAS, H.: Stabilitätsanalyse solitärer Raumladungswellen in Halbleitern . . . . .                                                                              | 674 |
| SZABO, N.: On the phase transition in $A^4$ -phonon theory . . . . .                                                                                                               | 675 |
| STOLL, E., and SCHNEIDER, T.: Phase diagram of a two-dimensional $XY$ model with quartic anisotropy . . . . .                                                                      | 675 |
| SZABO, N.: On the phase transition in $XY$ - and Heisenberg models. . . . .                                                                                                        | 675 |
| SCHNEIDER, T., and STOLL, E.: On the critical dynamics of the kinetic Ising model with quenched relaxing impurities . . . . .                                                      | 675 |
| HUMPERT, B.: $\mu \rightarrow e + \gamma$ : Why so interesting? . . . . .                                                                                                          | 676 |
| CALINON, R., and MERLINI, D.: On real zeroes of the dielectric response function in 2-d classical plasmas . . . . .                                                                | 700 |
| ROMERIO, M., et WRESZINSKI, W. F.: Sur le spectre des phonons dans les systèmes désordonnés . . . . .                                                                              | 703 |