Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 57 (1984)

Heft: 6

Vereinsnachrichten: Bericht über die Herbsttagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Zürich an der Universität Irchel vom 4.-5. Oktober 1984

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: 13.12.2025

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

BERICHT UEBER DIE HERBSTTAGUNG DER SCHWEIZERISCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

IN ZUERICH AN DER UNIVERSITAET IRCHEL VOM 4. - 5. OKTOBER 1984

I. Administrativer Teil

Vorstand der SPG

Prof. J. Kern	Präsident
Prof. P. Minkowski	Vizepräsident
Dr. B. Vaucher	Sekretär
Dr. J.P. Egger	Kern- und Teilchenphysik
Prof. P. Martinoli	Kondensierte Materie
Dr. M. Siegrist	Angewandte Physik
Dr. R. Viollier	Theoretische Physik
Prof. R. Dändliker	Wissenschaftspolitik
Prof. H.J. Gerber	Helvetica Physica Acta
Prof. M. Peter	I.U.P.A.P.

Rechnungsrevisoren:

Prof. W. Czaja
Prof. L. Schellenberg

Stellenvermittlung der SPG

Prof.Dr. Fritz K. Kneubühl
Labor für Festkörperphysik
ETH Hönggerberg
CH-8093 Zürich

Tel. 01/377 23 40

Helvetica Physica Acta

Prof. Ph.A. Martin, Rédacteur
Institut de Physique Théorique
EPFL/PHB
CH-1015 Lausanne

Tel. 021/47 34 13

Sekretariat:

Schweizerische Physikalische Gesellschaft
Physikinstitut der Universität
Pérolles
CH-1700 Freiburg

Tel. 037/82 61 11 / 82 62 30

NEUE MITGLIEDER (seit dem 24. Februar 1984)

AMATO Alex (Genève), AMSLER Kaspar (Bern), BEZINGE Alex (Genève), COLLA Enrico (Zürich), DOMMANN Alex (Zürich), ELMIGER Markus (Zürich), FIERZ Charles (Genève), FROCHAUX Etienne (Lausanne), GUEDEL Hans-Ulrich (Bern), HOLZNER Reto (Zürich), JOST Dannie (Bern), LAPKA Radovan (Basel), LERCH Philippe (Neuchâtel), NESSI-TEDALDI Francesca (Zürich), NEUENSCHWANDER Jürg (Zürich), ONEL Yasar (Genève), OXFORD Instruments AG (Oberrieden), RHYNER Jakob (Zürich), SCHNEIDER Fredi (Zürich), SCHNEIDER Wolf-Dieter (Neuchâtel), SCHRAEGLE Horst (Osnabrück), SCHWANDER Peter (Zürich), SCHWARZENBACH A.Pieter (Bern), STETTLER Jean-Claude (Neuchâtel), STUCKI Fredi (Zürich), WEBER Rudolf (Basel), ZIMMERMANN Urs (Bülach).

Damit zählt unsere Gesellschaft zurzeit 1203 Einzelmitglieder, 8 Gesellschaften und 14 Bibliotheken als Kollektivmitglieder.

Die Generalversammlung fand am 4. Oktober 1984 um 17.30 Uhr statt.

Protokoll

Anwesend: 40 Personen

1. Protokoll der Generalversammlung vom 6. April 1984 in Bern
Das Protokoll wird ohne Einwände genehmigt.

2. Mitteilungen des Vorstandes

- Frühjahrstagung 1985: Die Frühjahrstagung findet vom 28.-29. März 1985 in Freiburg statt. Ein Schwergewicht der Tagung werden die Hauptvorträge in Kernphysik bilden. Einsendeschluss für die Kurzbeiträge ist der 25. Januar 1985.

- Werbung: Seit Beginn dieses Jahres wird die Mitgliederliste unserer Gesellschaft nicht mehr abgegeben. Statt dessen wird Werbematerial, welches einen Bezug zur Physik hat, als Beilage zu den "EPS-News" durch das Sekretariat der SPG versandt. So konnten 1984 die Versandkosten für die Zeitschrift "EPS-News" reduziert werden.

- EPS General Conference 1987: Als Tagungsort für diese Konferenz wurde Helsinki gewählt. Die Kandidatur der Stadt Genf möchte man auf das Jahr 1993 übertragen. In diesem Jahr wird die Europäische Physikalische Gesellschaft (EPG) ihr 25jähriges Jubiläum feiern.

- Europhysics Letters: Das Projekt, diese Zeitschrift herauszugeben, ist weiter fortgeschritten: Zwischen der Französischen-, der Italienischen Physikalischen Gesellschaft, dem Institute of Physics und der EPG, den sog. "Gründungsparteien", ist eine Einigung erzielt worden. Die Beteiligung weiterer Nationaler Gesellschaften ist erwünscht, die Bedingungen wurden jedoch erst nach der Vorstandssitzung der SPG bekannt. Der Vorstand wird über eine Beteiligung der SPG erst nach gründlicher Prüfung dieser Bedingungen entscheiden.

- Ankündigung von Tagungen: Vom 18. - 20. März 1985 findet in Lausanne eine Konferenz mit dem Thema "Déformation et rupture" statt.

3. Mitteilungen der Präsidenten der Fachgruppen

- Kondensierte Materie: Prof. P. Martinoli macht auf die Schwierigkeiten bei der Aufstellung des Tagungsprogrammes aufmerksam, wenn die Autoren die gesetzten Fristen nicht einhalten. Künftig werden verspätet eingereichte Kurzbeiträge in die "Post-Deadline-Session" eingeteilt.

4. Mitteilungen der Kommissionspräsidenten

- I.U.P.A.P.: Prof. M. Peter orientiert über die gegenwärtige Situation. Die Schweiz ist mit ihren Beitragszahlungen immer noch in

Verzug, seit die Schweizerische Naturforschende Gesellschaft (SNG) die Bezahlung der Beitragserhöhungen abgelehnt hat. Der Senat der SNG wird voraussichtlich im Mai 1985 zu diesem Problem erneut Stellung zu nehmen haben.

- Helvetica Physica Acta: Prof. H.J. Gerber gibt bekannt, dass die Beiträge dieser Herbsttagung versuchsweise "camera ready" gedruckt werden. Dazu werden die Beiträge neu geschrieben und den Autoren, gleichzeitig mit der Rechnung für die Publikationskosten, zur Korrektur zugestellt. Mit diesem Verfahren wird zwar eine Qualitätseinbusse beim Druck in Kauf genommen, dafür sollten die Tagungsberichte schneller veröffentlicht werden können.

  Bevor über ein verbilligtes Abonnement für Mitglieder entschieden wird, möchte das Komitee der HPA abklären, ob und zu welchem Preis Mitglieder der SPG die Zeitschrift zum persönlichen Gebrauch abonnieren würden.

5. Verschiedenes:

- Neue Sektion der SPG: Auf Anregung des Präsidenten wird die Schaffung einer neuen Sektion "Physics Education" diskutiert. Damit sollten vor allem die Physiklehrer in die Gesellschaft integriert werden, aber auch die Ausbildung in Physik allgemein gefördert werden. Zuerst werden Persönlichkeiten gesucht, welche diese Idee unterstützen und die Gründung einer neuen Sektion in die Wege leiten wollen.

Schluss der Sitzung: 18.15 Uhr.

Der Präsident:	Der Sekretär:
J. Kern	B. Vaucher

II. Wissenschaftlicher Teil

Zur Hersttagung 1984 wurden 102 Kurzbeiträge eingereicht. Diese Beiträge, welche auf den folgenden Seiten abgedruckt sind, verteilten sich auf die einzelnen Fachgruppen wie folgt:

- Physik der kondensierten Materie (KOND) 39 Kurzvorträge und 6 Posterbeiträge,
- Angewandte Physik (ANDO): 25 Kurzvorträge und 5 Posterbeiträge,
- Kern- und Teilchenphysik (KETE): 15 Kurzvorträge und 2 Posterbeiträge,
- Theoretische Physik (THEO) 9 Kurzvorträge.

Zum Gedenken an den im April 1984 verstorbenen Physik-Nobelpreisträger Pjotr Kapitza hielt Prof. J.L. Olsen einen Hauptvortrag unter dem Titel "P.L. Kapitza, Ingenieur und Physiker"

Im Anschluss würdigte Prof. Ch.P. Enz in einem Kurzvortrag Leben und Werk des kürzlich verstorbenen Mitgliedes Prof. E.C.G. Stückelberg.

PHYSIK DER KONDENSIERTEN MATERIE

Halbleiter

Effect of substrate bias on the properties of microcrystalline silicon

S. Veprek and Z. Iqbal, Institute of Inorganic Chemistry, University of Zurich, Winterthurerstr. 190, CH-8057 Zurich

Plasma parameters which control the formation of μc-Si are briefly reviewed with emphasis on the effect of bias on the structural and related physical properties of the deposited material. Infra red and Raman spectroscopy are used to obtain information on defect formation due to ion bombardment.

X-ray studies of GaAs and GdTe as a function of the temperature (7 K to 330 K)

J.-L. Staudenmann, D.S. Robinson, R.S. Horning, K. Hagen, and D.K. Arch*, Ames Lab.-USDOE† /Iowa State University, Ames, IA 50011, U.S.A.

We present the preliminary results concerning a general X-ray diffraction study of $Hg_{1-x}Gd_xTe$ infrared sensors. It is envisioned that the VPE growth of $Hg_{1-x}Gd_xTe$ will be preceded by the growth of a buffer layer of CdTe or an alternate substrate for lattice matching purposes. GaAs seems to be a candidate of the so-called "active" substrate category in which the IR signal would be directly processed. In this communication we present the temperature dependence of the single crystal Bragg intensities for the h00 (h=2,4,6) reflections of GaAs and for the h00 (h=2,4,6,8) reflections of CdTe. We shall emphasize differences between the 200 and 600 reflections for the two compounds.

*Corporate Tech. Center, Honeywell, Bloomington, MN 55420, U.S.A.
†Operated for the USDOE by Iowa State University under contract No. W-7405-Eng-82, this work was supported by the Director for Energy Research, Office of Basic Energy Sciences.

X-ray studies of a CdTe epitaxial layer on a GaAs substrate as a function of the temperature (7 K to 380 K)

J.-L. Staudenmann, D.S. Robinson, R.S. Horning, K. Hagen, D.K. Arch*, and J.L. Schmit*, Ames Lab.-USDOE†/Iowa State University, Ames, IA 50011, U.S.A.

As a follow-up of the preceding communication, we present the temperature dependence of various h00 Bragg intensities of a 3 micrometers thick single crystal CdTe epitaxial layer on a 100 GaAs single crystal substrate. The results, among other things, clearly show that the bulk substrate is strained by the deposition. This contrasts with common thinking that only the interface of the epitaxial layer is strained. We shall also compare the 200 and 600 reflections between the two compounds and the composite one.

*Corporate Tech. Center, Honeywell, Bloomington, MN 55420, U.S.A.
†Operated for the USDOE by Iowa State University under contract No. W-7405-Eng-82, this work was supported by the Director for Energy Research, Office of Basic Energy Sciences.

Nachweis des CDW - Phasenmodes im eindimensionalen $K_{0.3}MoO_3$ und Bandstrukturrechnung.

G. Travaglini und P. Wachter
Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, 8093 Zürich

Die ein - dimensionale (1-D) blaue Bronze $K_{0.3}MoO_3$ besitzt eine monokline Struktur mit Raumgruppe C2/m [1]. MoO_6 Oktaeder bauen parallel zu den kristallographischen Richtungen [010] und [102] Schichten auf. Die Kristalle spalten parallel zu diesen Schichten. Reflektivitätsmessungen wurden an grossen Einkristallen der blauen Bronze durchgeführt. Der Energiebereich erstreckte sich von 1 meV bis auf 12 eV und die Temperatur wurde von 300 K bis 5 K variiert. Wie in Ref. [2,3] wurde das Licht einmal parallel zu der (bei Zimmertemperatur metallischen) b-Achse und einmal senkrecht dazu, nämlich in der [102] Richtung polarisiert.

Das Reflexionsspektrum der Bronze ist im ganzen Energiebereich in Fig. 1 dargestellt: die logarithmische Energie-Skala ist zu beachten. Bei Zimmertemperatur ist die Reflektivität typisch metallisch mit einem Plasmaminimum bei 1.85 eV und einer Reflexionsschulter bei 0.15 eV. Zwei verschiedene Reflexionsspektren sind bei 300 K gezeigt. Die besseren Proben haben ein sehr grosses Reflexionsvermögen während die anderen eine niedrige Reflektivität im FIR und nahen Infrarot aufweisen.

Es handelt sich um verzwillingte Kristalle, d.h. sie enthalten Domäne mit verschiedener Polarisation. Das parallele Reflexionsspektrum wird durch die Anwesenheit solcher Domäne erniedrigt so, dass Phonen-Linien bei Zimmertemperatur und für P || b auch sichtbar werden.

Für T < Tc = 180 K wird die metallische Reflektivität Halbleiter-ähnlich. Die Schulter bei 0.15 eV wird ein Reflexionsmaximum bei 0.2 eV (Peierls-Gap). Typische Phonon-Linien (Reststrahlen) erscheinen für Photon Energien kleiner als 0.07 eV. In Fig. 1 sind die Phononen auch in einer linearen Skala für beide Polarisationen dargestellt.

Für Photon Energien $\hbar\omega$ < 8 meV bestimmt ein sehr starkes Reflexionsmaximum das ganze Phonon-Spektrum: dieses Maximum erreicht Reflexionswerte von 97 % und eine Breite von 7.4 meV. Zu beachten ist das Fehlen dieses Maximums in der senkrechten Polarisationsrichtung.

Es ist auch anzumerken, dass für P || b gewisse Phonon Linien eine Modulation von 4 besitzen.

Die Superstruktur der blauen Bronze wurde mit einer Periodizität von $\frac{\pi}{k_F} = \frac{4}{3}$ b nachgewiesen [4]. Eine solche Periodizität impliziert eine viermalige Faltung der Brillouin Zone (B-Z): diese 4-fache Phonon Modulation kann diese B-Z Faltung wiederspiegeln.

Die Temperaturabhängigkeit der gigantischen Linie im FIR ist in Fig. 2 dargestellt. Die Reflexionsspektren wurden mit Hilfe der Kramers-Kronig Transformation (R-Θ) analysiert. Die Dielektrizitätskonstanten sind bei 5 K im Gebiet der gigantischen Linie enorm gross: ε_2 zeigt ein scharfes Maximum, das einen Wert von etwa 7000 erreicht, während ε_1 statische Werte von 2000 und 3000 besitzt. ε_1 schneidet die Abszisse mit $d\varepsilon_1/d\omega > 0$ bei $\hbar\omega_{LO}$ = 7.4 meV. Die Bestimmung von ω_{TO} war nicht so einfach. (siehe Ref. [5]): der wahrscheinlichste Wert für ω_{TO} wurde bei 1.8 meV gefunden. Im Phononen Bereich sind die DK-Werte um 200-300. Der reelle Teil der optischen

Leitfähigkeit σ_1 ist in Fig. 3 gezeigt. Bei Zimmertemperatur zeigen die zwei Probentypen zwei verschiedene σ_1 Spektren. Bei 5 K zeigt das σ_1 Spektrum drei starke Strukturen: eine bei 1.8 meV, die zweite bei 0.07 eV und die dritte bei 0.2 eV (Peierls Gap, siehe Ref. [3]). Die starke Linie bei 1.8 meV hat ein Gewicht in der Summenregel $\int \sigma_1 \, d\omega$, das 10 bis 20 mal grösser ist als der Beitrag der restlichen Phononen Anregungen. Diese Linie ist sowohl im P $\perp$ b als auch in den FIR Spektren der ähnlichen Substanz $K_{0.33}MoO_3$ (rote Bronze) nicht anwesend, sodass diese starke Anregung dem Phasen Mode der "pinned CDW" zugeschrieben wird.

Nimmt man an, dass alle Leitungselektronen ($5.1 \cdot 10^{21}$ cm^{-3}) in der CDW kondensiert sind, so folgt aus der CDW Plasmafrequenz $\hbar\omega_p$ = 7.4 meV, dass die effektive Masse der CDW m^*_{CDW} = 900 m_e mit ε_{opt} = 150 : wäre ε_{opt} = 100 oder 250, so würde m^*_{CDW} 1200 oder 600 m_e.

Eine LCAO Rechnung für eine $K_{0.3}MoO_3$ Kette wurde gerechnet. Um die verschiedenen Oktaeder Verzerrungen in erster Ordnung zu berücksichtigen, wurde die Einheitgitterzelle [EZ] der Kette mit Länge b gewählt. Eine solche EZ enthält 2 Mo Atome des Typs Mo(2) oder Mo(3) [6]: das Mo(1) wurde vernachlässigt, weil es hauptsächlich eine Valenz 6+ besitzt. Die EZ wird statt 2 x 3/10, 2 x 3/8 "freie" Elektronen enthalten. Leitungselektronen stammen von K Ionen: MoO_3 selbst ist ein Isolator. In der zu b senkrechten Richtung sind 4 $K_{0.3}MoO_3$ miteinander verbunden [4], sodass die gerechnete Energie Dispersion dem tiefsten "bonding Niveau" der 4 Ketten entspricht. Auf diese Weise wird das Leitungsband 4 x (2 x 3/8) = 3 Elektronen enthalten.
Die verwendeten "Interatomic-matrix-elements" (IME) $Vpd\pi$, $Vpd\sigma$, $Vsd\sigma$ wurden aus einer Arbeit von Mattheis genommen [6].

Die so erhaltene Energie Dispersion ist in Fig. 4 gezeigt. Die besetzten σ,π Bänder liegen 3.5 eV unter dem Leitungsband: der experimentelle Wert dieser Energielücke ist 3.7 eV [3]. Das Leitungsband ist eine Konsequenz des IME $Vpd\pi$ und besitzt t_{2g} Charakter. Dieses Band ist zweimal entartet. Die nichtbindenden Orbitale dxy entsprechen dem dispersionfreien Niveau im Leitungsband [7].

Die wesentlichen Resultate sind: k_F = 3/4 b* (wie experimentell gefunden), die Zustandsdichte am Fermi Niveau beträgt 1.8 Zustände/eV spin, die Fermi Energie ε_F ist 0.58 - 0.65 eV und die Leitungsbandbreite ist ~ 0.9 eV. Das Leitungsband ist 3/4 voll, d.h. es enthält 3/4 x 4 = 3 Elektronen wie vorausgesagt. Mit diesen Parametern betragen die "mean-field" (MF) Grössen λ= 0.3 (e-p Kopplung), T_c^{MF} = 600 - 700 K und $m^*_{CDW}(\lambda,\Delta)$=800 me; die gerechnete CDW Masse stimmt mit dem experimentellen Wert von 900 me [4] überein.

Mit der Kenntnis von CDW ω_{TO} ist es möglich das CDW "depinning"Feld Ec [8] zu berechnen: mit ω_{TO} = 1.8 meV beträgt Ec = 170 KV/cm. Das gerechnete kritische Feld Ec ist $2 \cdot 10^6$ grösser als der experimentelle Wert 0.1 V/cm [9].

In der blauen Bronze wurden mehrere Phasenanregungen gefunden [9, 10]. Inkommensurable Phasonen, die ω_{TO} im MHz oder im GHz Bereich haben können, sind mit einem kritischen Feld Ec = 0.1 V/cm bewegbar: "kommensurable" Phasonen besitzen ω_{TO} in FIR (THz) und benötigen ein Ec von KV/cm für die Translation längs der Kette, weil sie durch ein sehr starkes "pinning" Potential lokalisiert sind.

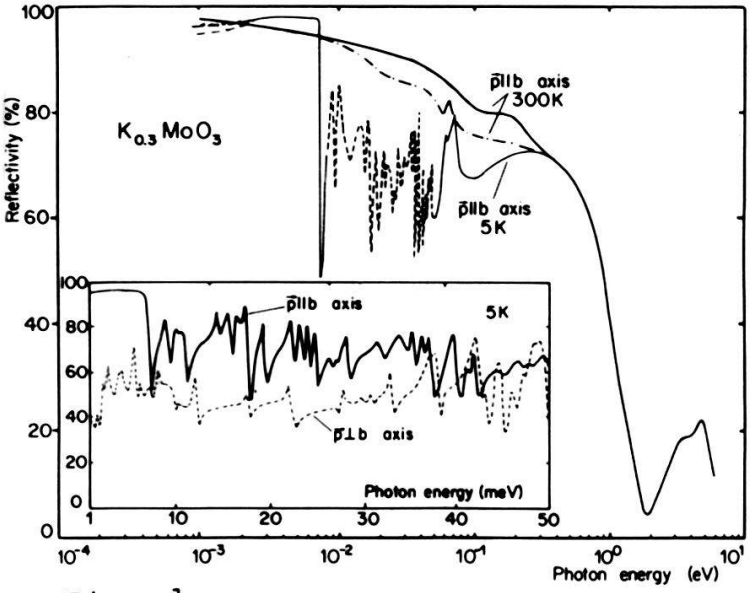


Fig. 1

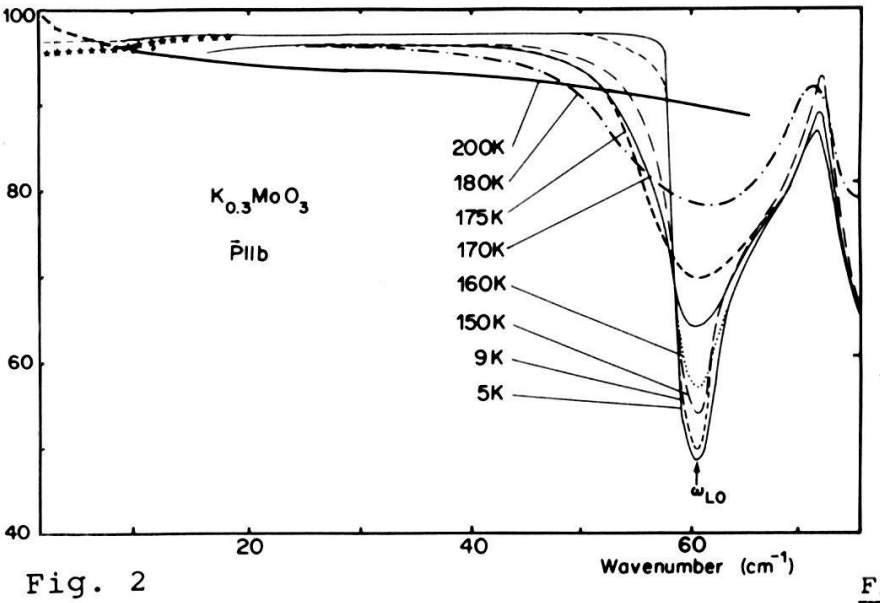


Fig. 2

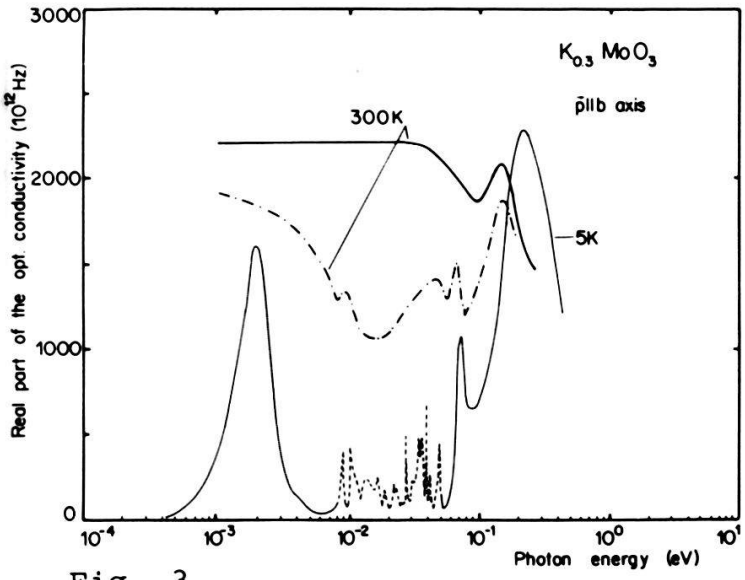


Fig. 3

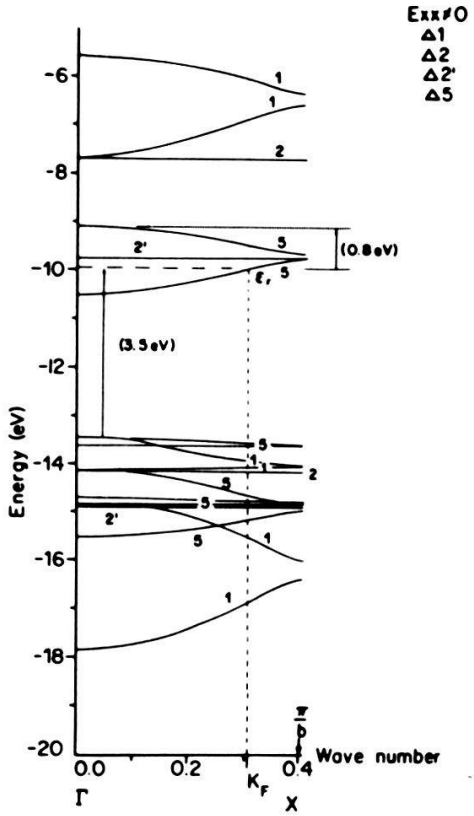


Fig. 4

Figuren Verzeichnis:

Fig. 1 Polarisierte Reflektivität von $K_{0.3}MoO_3$ bei 5 und 300 K. Die starke Struktur in FIR bei 5 K ist zu beachten.

Fig. 2 Temperaturabhängigkeit des Phasons im Eflexionsspektrum.

Fig. 3 Optische Leitfähigkeit σ_1 der blauen Bronze bei 5 und 300 K. Die starke Struktur in FIR wird dem Phason Mode der CDW zugeschrieben.

Fig. 4 Energie Dispersion E(k) längs ein $K_{0.3}MoO_3$ Kette (Γ-X) (siehe Text).

Referenzen

[1] J. Graham and A. D. Wadsley, Acta Cryst. 20, 93 (1966)
[2] G. Travaglini and P. Wachter, J. Phys.Soc. Jap. Suppl. A, 49, 869, (1980)
[3] G. Travaglini, P. Wachter, J. Marcus and C. Schlenker, Solid State Comm. 37, 599, (1981)
[4] J.P. Pouget, S. Kagoshima, C. Schlenker and J. Marcus, J. Phys. (Paris) 44I, L-113 (1983)
[5] G. Travaglini and P. Wachter, Phys. Rev. B, 30, 1971 (1984)
[6] G. Travaglini and P. Wachter, Solid State Comm. 42I, 407 (1983)
[7] G. Travaglini and P. Wachter, Proc. of Inter. Conf. "Charge density waves in solids", Budapest, Hungary (to be published)
[8] G. Grüner, A. Zawadowski and P. M. Chaikin, Phys. Rev. Lett. 46, 511 (1981)
[9] J. Dumas, C. Schlenker, J. Marcus and R. Buder, Phys. Rev. Lett. 50I, 757 (1983)
[10] R.J. Cava, R.M. Fleming, P. Littlewood, E.A. Rietman, L.F. Schneemeyer and R.G. Dunn, Phys. Rev. B (to be published)
[11] A. Zettl, G. Grüner, Proc. of Inter. Conf. "Charge density waves in solids", Budapest, Hungary (to be published)

Ramanstreuung und Magnetismus an Ce_yS_4

I. Mörke, E. Kaldis and P. Wachter
Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, 8093 Zürich

Die Th_3P_4 Kristallstruktur (T_d^6, $I\bar{4}3d$) vermag Kationen und Anionen in verschiedenen Konzentrationen aufzunehmen. Die extremen Zusammensetzungen sind M_3P_4, in der beide Untergitter besetzt sind, und $M_{2.66}P_4$ ($=M_2P_3$) mit Leerstellen auf dem Metalluntergitter. Wir haben die Ramanspektren sowie die magnetische Suszeptibilität von zwei Ce_yS_4 Verbindungen gemessen, nämlich von

(1954) y = 2.727 a = 8.625 Å

(1937) y = 2.996 a = 8.622 Å

Probe (1954) wird im folgenden mit Ce_2S_3 und Probe (1937) mit Ce_3S_4 bezeichnet. Die primitive Zelle enthält 4 Formeleinheiten. Dies gibt Anlass zu 9 Raman aktiven und 5 IR aktiven Phononmoden [1]. Das Ramanspektrum von Ce_3S_4 zeigt im Vergleich zu anderen Substanzen mit Th_3P_4 Struktur die gleichen Phononenanregungen, nur liegen diese um etwa 20% höher in der Energie als bei den anderen $SE_3^{3+}S_4$ (SE = Seltene Erde) Verbindungen [1,2].

Betrachtet man das Ramanspektrum von Ce_2S_3 und Ce_3S_4 (Figur 1a), so weichen beide Spektren erheblich von einander ab. Diese Unterschiede sind bei T = 10 K noch viel ausgeprägter (Figur 1b) und können anhand von elektronischen Uebergängen des Ce^{3+} Ions in Ce_2S_3 erklärt werden. Ce^{3+} hat einen $^2F_{5/2}$ Grundzustand (GZ). Der nächst höhere angeregte Zustand ($^2F_{7/2}$) liegt bei etwa 2250 cm^{-1} für das freie Ce IV [3]. Diese Zustände spalten im tetragonalen Kristallfeld (S_4 Symmetrie) 3- bzw. 4-fach auf (Tabelle 1). Im erweiterten Spektrum (Figur 2) sind die 4 Kristallfeld Niveaux, welche vom $^2F_{7/2}$ Zustand herrühren zwischen 2166 und 2566 cm^{-1} eindeutig zu identifizieren. Was die Anregungen zu den beiden vom $^2F_{5/2}$ abgespaltenen Zuständen anbelangt, so zeigt eine temperaturabhängige Ramanmessung das Herauswachsen von zwei Peaks bei 200 und 340 cm^{-1} (Figur 3), welche wir diesen Uebergängen zuordnen [2].

Wir wissen nicht, ob der GZ des Ce^{3+} in dieser Struktur einem ($\Gamma_5 + \Gamma_6$) oder einem ($\Gamma_7 + \Gamma_8$) Zustand entspricht. Ein Vergleich mit Sm_3S_4 zeigt das Folgende: Sm^{3+} hat einen $^6H_{5/2}$ Grundzustand, und dieser wird wegen J = 5/2 auf die gleiche Art und Weise wie der $^2F_{5/2}$ Zustand aufgespalten. Aus Messungen der magnetischen Suszeptibilität konnte für Sm_3S_4 auf einen Γ_7 GZ geschlossen werden [4]. Dieses Γ_7 Doublett ist aber für kubische Symmetrie am Ort des Samariumions hergeleitet (Tabelle 1). Kompatibilitätsrelationen zeigen, dass dieses Γ_7 Doublett zu einem ($\Gamma_7 + \Gamma_8$) Zustand bei tetragonaler Symmetrie Anlass gibt. Wir haben deshalb die magnetische Suszeptibilität von Ce_3S_4 (1837) und Ce_2S_3 (1954) gemessen. Die Steigung von $1/\chi_m$ vs. T ergibt unter Annahme eines einfachen Curie Gesetzes eine effektive Magnetonzahl von respektive 2.36 und 2.67 μ_B. Berücksichtigt man die Kristallfeldaufspaltung des $^2F_{5/2}$ Niveaus für ein in erster Näherung kubisches Feld und nimmt entweder den Γ_7 oder den Γ_8 Term als Grundzustand, so erhält man die beiden ausgezogenen Kurven in Figur 4 [5,6]. Hierbei wurde $\mu_{eff} = 2.45\ \mu_B$ und $\Delta E = |E(\Gamma_7) - E(\Gamma_8)| = 1/2 \cdot (200+340)\,cm^{-1} = 385$ K gesetzt. Eine Zuordnung der Messdaten zu der einen oder anderen Kurve ist aber nicht eindeutig. Eine Aussage über den wahren GZ im Ce_2S_3 erhält man nur, wenn die S_4 Symmetrie und die nicht zu vernachlässigenden Einflüsse der Leerstellen berücksichtigt

werden. Es wird erwartet, dass man es hier nicht mit reinen Kristallfeldzuständen zu tun hat, sondern diese noch Beimischung von anderen Zuständen haben. Wir müssen also den GZ auch als Mischung eines Γ_7 und Γ_8 Zustandes betrachten, wobei der beste Fit $0.5 \cdot \Gamma_7 + 0.5 \cdot \Gamma_8$ war. Wir haben zusätzlich auch das Ramanspektrum von Ce_3S_4 (1937) bei tiefen Temperaturen bis 2700 cm^{-1} gemessen (Figur 2). Auch hier finden wir elektronische Uebergänge bei 2200 cm^{-1}, aber diese sind wesentlich schwächer als im Ce_2S_3. Falls die Uebergänge GZ $\rightarrow$ $^2F_{7/2}$ im Ce_3S_4 schwach sind, so sollte dies auch für die Uebergänge innerhalb des $^2F_{5/2}$ Multipletts gelten. Dies ist der Grund, warum die Ramanspektren im Bereich von 0-500 cm^{-1} der beiden Cer Verbindungen so verschieden sind.

Die Abschwächung der elektronischen Uebergänge im Ramanspektrum mag eine Folge der Zunahme von freien Ladungsträgern sein, welche auftritt wenn man immer mehr Ce^{3+} dem Ce_2S_3 zumischt. Ausserdem wird das Vorhandensein von 4-wertigem Cer auf Grund von Messungen der Gitterkonstanten vermutet [7]. Dies ist kompatibel mit den obigen Messungen, welche diese Vermutung aber weder beweisen noch widerlegen.

DANKSAGUNG

Für die Messungen der magnetischen Suszeptibilität möchten wir Herrn K. Mattenberger herzlich danken.

REFERENZEN

[1] I.Mörke, G.Travaglini and P.Wachter, p. 573 in Valence Instabilities, P.Wachter, H.Boppart, eds., North Holland 1982.
[2] I.Mörke, Thesis ETH No. 7575
[3] R.J. Lang, Can. J. Research A14, 127 (1936).
[4] P.Wachter, Phys. Lett. A58, 484 (1976).
[5] J.H. von Vleck, Electric and Magnetic Susceptibilities, Oxford 1932.
[6] I.Mörke, E.Kaldis and P.Wachter to be published.
[7] H.Spychiger, E.Kaldis and E.Jilek p. 583 in ref.1.

TABELLE

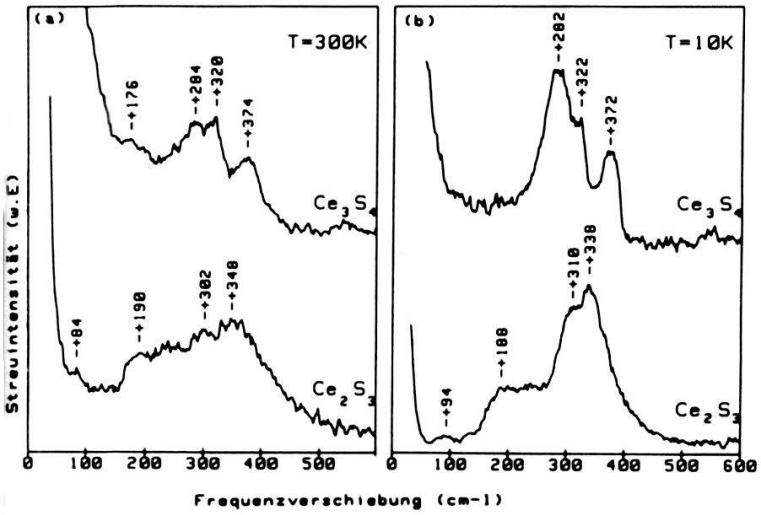
Aufspaltung der ^2F_J (J=5/2 oder 7/2) Terme in einem Kristallfeld von kubischer oder tetragonaler Symmetrie.

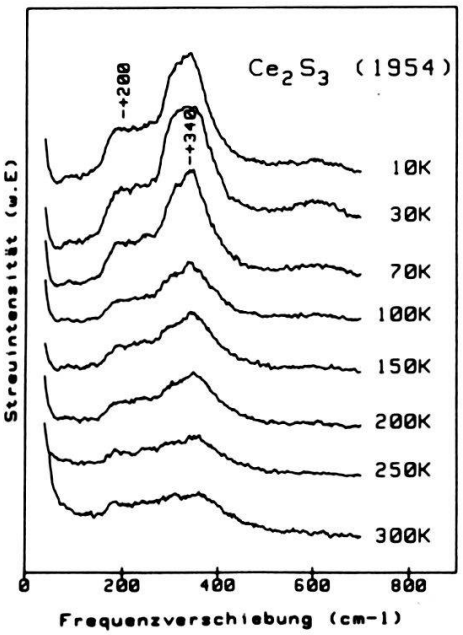
O	Term	S_4
$\Gamma_7 + \Gamma_8$	$^2F_{5/2}$	$(\Gamma_5 + \Gamma_6) + (\Gamma_7 + \Gamma_8)$
$\Gamma_6 + \Gamma_7 + \Gamma_8$	$^2F_{7/2}$	$2(\Gamma_5 + \Gamma_6) + 2(\Gamma_7 + \Gamma_8)$

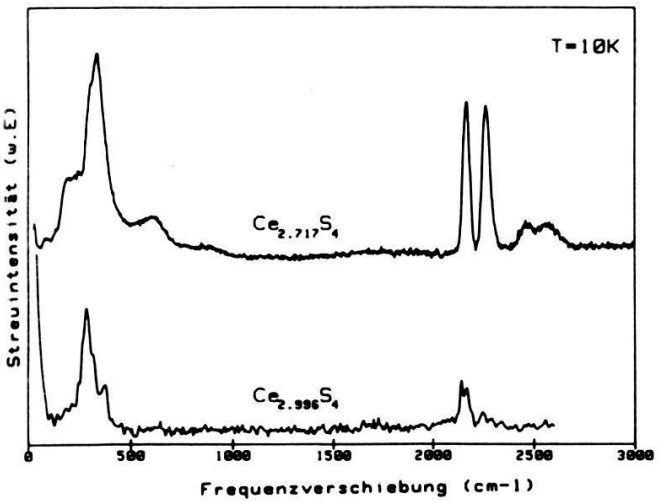
O : $\Gamma_6 \hat{=} E_{1/2}$; $\Gamma_7 \hat{=} E_{5/2}$; $\Gamma_8 \hat{=} G_{3/2}$
S_4: $(\Gamma_5 + \Gamma_6) \hat{=} E_{1/2}$; $(\Gamma_7 + \Gamma_8) \hat{=} E_{3/2}$

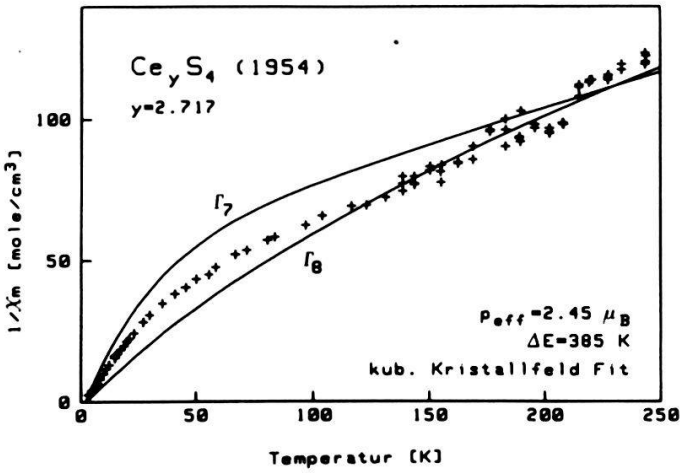
FIGURENBESCHREIBUNG

Figur 1: Ramanspektren der Ce_yS_4 Verbindungen bei a) 300 K und b) 10 K.
Figur 2: Die elektronischen Uebergänge in den Ramanspektren von Ce_yS_4.
Figur 3: Temperaturabhängigkeit des Ramanspektrums von Ce_2S_3.
Figur 4: Magnetische Suszeptibilität von Ce_2S_3.









Electronic structure and ground state properties of Tm-chalcogenides

H.J.F. Jansen*, A.J. Freeman* and R. Monnier+
*Dept. of Physics Northwestern University, Evanston, Ill., USA
+Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Z, 8093 Zürich

Density functional calculations of the total energy and electronic structure of TmS, TmSe and TmTe as a function of volume are presented. Besides the usual local density approximation for exchange and correlation, a potential is used which approximately corrects for the spurious self-interaction of the 4f electrons. The calculations are done with the semi-relativistic version of the full-potential linearized augmented plane wave code developped by Jansen and Freeman. The results for the ground state properties are in good agreement with experiments.

Magnetismus, NMR, Transporteigenschaften

Ag-Diffusionsprozesse im Superionenleiter β-Ag_3SBr

H. Huber, M. Mali, J. Roos und D. Brinkmann
Physik-Institut, Universität Zürich, Schönberggasse 9, 8001 Zürich

β-Ag_3SBr ist ein Superionenleiter mit hoher Ag-Leitfähigkeit bei Zimmertemperatur. Als Vorstufe zur Messung der Ag-Diffusionskonstanten mittels NMR haben wir die Temperaturabhängigkeit der NMR-Relaxationszeiten T_1 und T_2 von ^{107}Ag und ^{109}Ag und der Linienbreite des ^{81}Br-Signals gemessen. Die Relaxation wird durch fluktuierende Magnetfelder bewirkt, welche durch die anisotrope chemische Verschiebung bei der Diffusion der Ag-Ionen zwischen inäquivalenten Plätzen hervorgerufen werden. Zwei Diffusionsprozesse konnten unterschieden werden: eine lokale Bewegung zwischen den vier benachbarten Ag-Plätzen innerhalb der Begrenzungsflächen der Einheitszelle (mit Aktivierungsenergie 0.025 eV) und langreichweitige Diffusion zwischen verschiedenen Flächen (mit 0.15 eV). Die Ag-T_1-Rate kann im Rahmen eines erweiterten BPP-Modells für anisotrope chemische Verschiebungsrelaxation durch langreichweitige Diffusion quantitativ erklärt werden.
Der asymmetrische Verlauf am Ratenmaximum deutet darauf hin, dass dieser Diffusionsprozess auf einer temperaturabhängigen Leerstellenkonzentration beruht. Für die Ag-Hüpfrate $1/\tau_{Ag}$ dieses Prozesses gilt: $1/\tau_{Ag} = c(T) \cdot 1/\tau_V$ ($1/\tau_V$ = Leerstellenhüpfrate, $c(T)$ = Leerstellenkonzentration). Die Unterbesetzung der Ag-Plätze, die schon vom isomorphen β-Ag_3SI her bekannt ist (1), kann bei Raumtemperatur auf rund 3% abgeschätzt werden.

(1) E.Perenthaler, H.Schulz, H.Beyeler - Acta Cryst. B37 (1981) 1017

NMR-Messung der Li- und F- Diffusionskonstanten in den superionenleitenden Polymeren $(PEO)_8$-$LiClO_4$ und $(PEO)_8$-$LiCF_3SO_3$

M. Mali, J. Roos und D. Brinkmann
Physik-Institut, Universität Zürich, Schönberggasse 9, 8001 Zürich

Nach der Methode der gepulsten Gradienten wurden die ^7Li- und ^{19}F-Diffusionskonstanten in den elastomeren Phasen von Li-Komplexsalzen des Polyäthylenoxids (PEO) gemessen. Diese Substanzen sind vielversprechende Kandidaten für Batterien mit hoher Energiedichte. Die Li-Diffusionskonstanten in $(PEO)_8$-$LiClO_4$, die zwischen 10^{-12} und 10^{-11} m^2/s für Temperaturen zwischen 340 und 400 K liegen, lassen sich nach der Vogel-Tammann-Fulcher-Gleichung analysieren. Wir erhalten eine Glas-Uebergangstemperatur von 260 K und eine Aktivierungsenergie von 0.045 eV in guter Uebereinstimmung mit Leitfähigkeitsdaten. In $(PEO)_8$-$LiCF_3SO_3$ zeigen unsere Messungen, dass sowohl Li wie auch F beweglich sind mit nur leicht verschiedenen Diffusionskonstanten um 3.10^{-11} m^2/s. Während diese Werte also höher sind als jene von $(PEO)_8$-$LiClO_4$, stehen die entsprechenden Leitfähigkeiten im umgekehrten Verhältnis.

Magnetic Kapitza resistance between a paramagnetic solid and liquid ^{3}He

D. Marek, A.C. Mota and J.C. Weber
Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg, CH-8093 Zürich

The thermal boundary resistance between a cerium magnesium nitrate (CMN) single crystal and liquid helium has been measured in the range 3 - 100 mK. At the lowest temperatures, the magnetic boundary resistance R_m for liquid ^{3}He-CMN is more than three orders of magnitude smaller than the Kapitza boundary resistance for liquid ^{4}He-CMN. The temperature ($R_m \propto T^5$) and field dependences ($R_m \propto H^{-2}$ for low fields) are the strongest ever observed for the magnetic coupling at interfaces between a solid and liquid ^{3}He.

Chaotic Motion of a Magnetisation Vector around a critical Stationary Point where a Hopf Bifurcation occurs

R. Holzner, Physics Institute, University of Zurich, 8001 Zurich, Switzerland

The motion of the magnetisation vector in the lasing Al nuclear spin system of Ruby (RASER) (P.Bösiger, E.Brun, D.Meier, Phys.Rev. A20, 1037 (1979)) can be described by two dimensional modified Bloch equations.

Starting from linear stability analysis around stationary points in phase space an unstable periodic solution of the nonlinear differential equations according to the Hopf Theorem (E.Hopf, Berichte .. Sächs.Akad.d.Wiss.Leipzig, Math.Phys. 24,1(1942) was found.

It may be used to explain the chaotic behaviour of the magnetisation when one of the system parameters is periodicaly modulated.

Computer simulations are shown in a short video film.

POSTER SESSION: Magnetismus, Halbleiter und Varia

Bistabilities and Bifurcations near stationary states of the polarised nonlinear Nuclear Spin System of Al in Ruby

R. Holzner, Physics Institute, University of Zurich, Switzerland

NMR-Lasers (RASER) (P.Bösiger, E.Brun, D.Meier, Phys.Rev A20, 1037 (1979) may show nonlinear phenomena like hysteresis, bistability, period doubling, chaotic behaviour and critical slowing down simply by changing one of the system parameters.
The motion of the magnetisation vector can be described by nonlinear modified Bloch equations of the same structure as the Lorenz equations (E.N.Lorenz, J.Atmos, Sci.,20,130 (1963)) and the equations describing a ring laser (R.Bonifacio, L.A.Lugiato, Phys.Rev.18, 1129 (1978).

SPIKING; CHAOS AND PHASE LOCKING IN AN NMR LASER WITH INJECTED SIGNAL

B. Derighetti and M. Ravani
Physics Institute, University of Zurich, 8001 Zurich, Switzerland

The emergence of chaotic or weakly turbulent behavior out of periodic states in laser-type devices has been recently discussed for quantum optical and NMR

systems, both theoretically and experimentally. In this communication we treat the nonlinear dynamics of a single mode NMR laser which is driven by a coherent externally applied rf-field near resonance. In contrast to our earlier work on low-frequency modulated rasers, where Feigenbaum sequences of period doubling bifurcations, intermittency, multistability and pronounced hysteresis effects due to the presence of simultaneous attractors have been observed, we consider here the more complex situation in which the detuned injection field and all the system parameters are kept constant such that the generation of new frequencies at an instability becomes a purely self-induced phenomenon.

Singlet Ground-State Dimer Systems $Cs_3Cr_2X_9$.

B.Leuenberger, H.U.Güdel, Institut für anorg. Chemie, Universität Bern, CH-3000 Bern 9, A.Furrer, ETH, Labor für Neutronenstreuung, ETHZ, CH-5303 Würenlingen
J.K.Kjems, R.Feile, Risø National Laboratory, Postbox 49, DK-4000 Roskilde, Denmark
R.Horne, A.J.van Duyneveldt, Kamerlingh Onnes Laboratorium, 2311 SB Leiden, The Netherlands
D.Petitgrand, Laboratoire Léon Brillouin, CEN Saclay, F-91191 Gif-Sur-Yvette, France

The hexagonal title compounds contain antiferromagnetically coupled Cr^{3+} pairs. As a consequence of weak interdimer interactions the singlet-triplet excitation shows pronounced dispersion below 2 K. The dispersion, measured by inelastic neutron scattering, is rationalized by an isotropic exchange Hamiltonian and using the RPA theory. The chloride is far from ordering magnetically. The bromide, on the other hand, is only slightly undercritical at 1.7 K, and magnetic order can be induced by an external magnetic field. The iodide orders at finite temperature.

Gitterdynamik halbleitender Schichtkristalle: $SnSe_2$ und $HfSe_2$

M.Schärli, W.Bührer, Institut für Reaktortechnik, Würenlingen
F.Lévy, Institut de Physique Appliquée, EPF, Lausanne

$SnSe_2$ und $HfSe_2$ kristallisieren in einer hexagonalen quasi zweidimensionalen Struktur. Dabei sind (Se-Metal-Se)-Schichten entlang der c-Richtung gestapelt. Der zweidimensionale Charakter entsteht durch die schwachen Se-Se Bindungskräfte. $HfSe_2$ unterscheidet sich von $SnSe_2$ hauptsächlich durch eine grössere Masse des Metall-Ions sowie durch eine stärkere Ionizität der Bindung. Die Se Atome besetzen Gitterplätze ohne Inversionssymmetrie, und man erwartet einen starken Einfluss der elektrischen statischen Dipolmomente auf die statischen und dynamischen Eigenschaften. Mit inelastischer kohärenter Neutronenstreuung wurde die Phononendispersion in $SnSe_2$ und $HfSe_2$ bestimmt. Die experimentellen Kurven werden diskutiert und mit Schalenmodell-Rechnungen verglichen.

Mechanistic Study of Glow Discharges Typical of Deposition of μc and a-Si

K. Ensslen and S. Veprek
Anorganisch-Chemisches Institut, Universität, 8057 Zürich

In the heterogeneous silicon-hydrogen system under glow discharge conditions reversible formation and decomposition of silane take place. Kinetic and mechanistic data on these reactions are evaluated from the measured relaxation response of mass spectrometric signals of educts and products to a small modulation of the discharge current. The dominant reactions of silane decomposition are:

Electron inpact induced fragmentation at high silane concentrations:

$$SiH_4 \xrightarrow{e^-} SiH_2 + H_2$$

and Hydrogen abstraction at very low silane concentrations:

$$SiH_4 + H_2 \longrightarrow SiH_3 + H_2$$

The results indicate atomic Hydrogen is responsible for silane formation:

$$Si + mH \longrightarrow SiH_m$$

DMC, ein neues Neutronen-Pulverdiffraktometer mit Multidetektor am Reaktor Saphir

W. Hälg, H. Heer, J. Schefer, P. Fischer, B. Bron, A. Isacson und M. Koch,
Labor für Neutronenstreuung, ETHZ, 5303 Würenlingen

Eigenschaften des Multidetektorsystemes DMC (400 Detektoren für Streuwinkelbereich 80°) am 10 MW-Reaktor Saphir in Würenlingen werden präsentiert. Hauptvorteile des neuen, automatisch positionierbaren Spektrometers sind simultane Datenerfassung (Real-Time-Experimente, Materialtests) resp. hohe Zählrate (Untersuchung kleiner resp. absorbierender Proben) sowie höhere Auflösung. Anwendungsmöglichkeiten für zukünftige Benützer werden diskutiert.

Oberflächen (STM)

Erste Ergebnisse unseres Rastertunnelmikroskops

M. Ringger, H.R. Hidber, R. Schlögl, P. Oelhafen und H.-J. Güntherodt
Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel
K. Wandelt und G. Ertl
Institut für Physikalische Chemie, Universität München, D-8000 München, BRD

Wir haben das von Binnig, Rohrer und Mitarbeitern (1) entwickelte Rastertunnelmikroskop (STM) nachgebaut. Unser Hauptziel ist das Studium von nichtperiodischen Strukturen, für die durch Diffraktionsmethoden keine Information gewonnen werden kann. Die ersten Untersuchungen wurden an der (100)-Oberfläche eines Pd-Einkristalls und an metallischen Gläsern durchgeführt. Für den Pd-Einkristall konnten ein- und zweiatomige Stufen gut

aufgelöst werden. Für die metallischen Gläser wurde neue Information über die Oberflächentopographie erhalten.

(1) G.Binnig, H.Rohrer, Ch.Gerber und E.Weibel, Physica 109 + 110B (1982) 2075, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 57; G.Binnig und H.Rohrer, Helv.Phys.Acta 55 (1982) 55.

Vergleichende Untersuchungen mit STM und SEM

R. Schlögl, M. Ringger, H.R. Hidber, P. Oelhafen und H.-J. Güntherodt
Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel
K. Wandelt und G. Ertl
Institut für Physikalische Chemie, Universität München, D-8000 München, BRD

Zum besseren Verständnis der mit dem STM (Scanning Tunneling Microscope) erhaltenen Topographiebilder haben wir die Oberflächen des Pd-Einkristalls und verschiedener metallischer Gläser mit dem SEM* (Scanning Electron Microscope) untersucht. Die Ergebnisse beider Methoden stimmen im Bereich der Auflösung von 30 Å gut überein. Die Gemeinsamkeiten und Unterschiede beider Techniken werden besprochen. Es werden die Unterschiede in der Topographie einer kristallinen und glasartigen Oberfläche diskutiert.

*Wir danken Prof.J.M. Thomas (Department of Physical Chemistry, University of Cambridge) für die grosszügige Bereitstellung der Elektronenmikroskope.

LA REACTION D'HYDROGENE AVEC Mg ETUDIEE PAR PHOTOEMISSION

N. Würsch, J. Osterwalder, T. Riesterer, L. Schlapbach, Lab. de Physique des Solides, ETHZ, 8093 Zürich

L'adsorption et l'absorption de l'hydrogène par Mg peuvent être étudiées théoriquement en utilisant le modèle "jellium" et expérimentalement par la photoémission et à l'aide de la réaction d'échange H_2/D_2, mais l'oxidation facile du Mg pose de grandes difficultés.

Lors de l'exposition de Mg à des dosages augmentant jusqu'à 100L H_2 aucune liaison H-Mg est observée par XPS et UPS (77 K à 400 K). Après un traitement thermique à 400 C sous H_2 ou sous vide secondaire, la formation de HD, qui indique l'adsorption dissociative de H_2 et D_2, est observée. La formation de l'hydrure de Mg est indiquée par les niveaux de coeur déjà à température ambiante si le Mg non oxidé est soumis à 10 bar H_2 pendant 1 heure.

Metalle, Supraleitung, Supraflüssigkeiten

Induced superconductivity and critical fields of copper

J.C. Weber, A.C. Mota and D. Marek
Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg, CH-8093 Zürich

We report a systematic study of the proximity effect under magnetic fields of very thick copper (10 μm $\lesssim d_N \lesssim$ 100 μm) in good electrical contact with NbTi in the temperature range 5 mK - 9 K. At the lowest temperatures, a full Meissner effect is observed in all specimens. Below 2 Oersted, very sharp supercooled phase transitions occur at the breakdown field H_b. From the temperature and thickness dependence of H_b we deduce that the coherence length in the normal metal follows $\xi_N = 0.6/T$ K μm down to 5 mK.

AC Quantum Interference in a Two-Dimensional Array of Superconducting Weak Links

Ph. Lerch, Ch. Leemann and P. Martinoli
Institut de Physique, Rue Breguet 1, 2000 Neuchâtel

Large two-dimensional arrays of NxN proximity effect (Pb/Cu/Pb) junctions exhibit a "two-step" superconducting transition : the sharp BCS-transition of the Pb at $T_{cs} \sim 6.5$K and the subsequent wide ($\Delta T \sim 1.5$K) transition to zero resistance, which sets in at $T \sim 2.5$K. In the second transition interesting effects appear : in a magnetic field the resistance oscillates with a period corresponding to one quantum of magnetic flux per unit cell of the array. When the array is driven by superposed dc and rf currents, quantum interference transitions in the dynamic resistance appear. The array acts thus as a macroscopic quantum oscillator obeying the Josephson voltage-frequency relation $2\,eV = N\hbar\omega$.

Magnetische Flussquantisierung in einem metallischen Hohlzylinder im normalleitenden Zustand

C. Cavalloni, W. Joss und A.C. Mota
Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, 8093 Zürich

Nach Altshuler, Aronov und Spivak (1) kann der elektrische Widerstand eines dünnen normalleitenden zylindrischen Films in einem Magnetfeld parallel zur Zylinderachse Oszillationen mit der Periode h/2e in Funktion des Magnetfeldes zeigen. Dieser Effekt wurde auch experimentell von verschiedenen Gruppen (2-5) nachgewiesen.

Hier berichten wir über erste vorläufige Ergebnisse einer Messung solcher Oszillationen in einem dünnen Mg-Hohlzylinder mit einer Methode, womit eine viel höhere Empfindlichkeit als bisher erreicht wurde. Die Probe wurde durch Aufdampfen eines dünnen Mg-Films (Dicke ca. 25 nm) auf eine rotierende Glasfaser (Durchmesser 1.8 μm) hergestellt. Für den oszillatorischen Anteil im Magnetowiderstand wurde die Methode der Feldmodulation angewendet. Dabei wird einem konstanten Magnetfeld ein Wechselfeld überlagert und das in der Probe verursachte Signal auf der Grundfrequenz des Wechselfeldes gemessen. Dadurch wurde eine Empfindlichkeit von $\Delta R/R \cong 2.10^{-8}$ erreicht. Der Widerstand

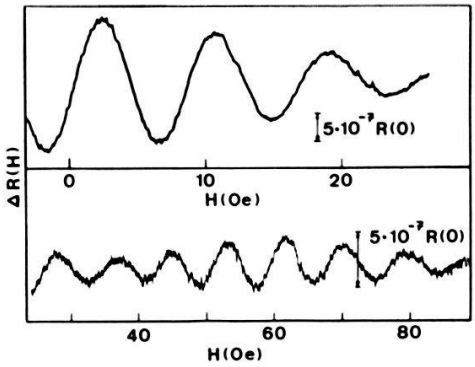
des Mg-Hohlzylinders (Länge 8mm) betrug bei 1.5K 4860.6Ω und das Restwiderstandsverhältnis $R_{300}/R_{1.5} = 1.42$.

Die Messungen wurden zwischen 1.1K und 6K in Magnetfeldern bis 1000 Oe durchgeführt. Die oszillatorische Komponente ist einem positiven Magnetowiderstand überlagert, der auf eine starke Spin-Bahn-Kopplung hindeutet. Der Widerstand erreichte bei 500 Oe ein Maximum, um dann wieder abzunehmen. Die Messresultate mit der Feldmodulationsmethode sind in Figur 1 dargestellt. Im Feldbereich bis 90 Oe konnten bei 1.15K über 10 Oszillationen beobachtet werden. Die Periode betrug $h/2e$, wie erwartet. Die Amplitude ist von der Grössenordnung $\Delta R/R \cong 2.3.10^{-6}$ und nimmt stark ab mit zunehmendem Feld. Diese Dämpfung wird durch den inhomogenen Radius der Faser ($\Delta r \cong 10\%$) verursacht. Die Radiusverteilung wurde mit einem Raster-Elektronenmikroskop gemessen.

Der totale Magnetowiderstand des Mg-Films setzt sich im gemessenen Feldbereich aus 3 Komponenten zusammen: einem longitudinalen Magnetowiderstand, einem Teil des orthogonalen Magnetowiderstandes, der durch eine kleine Feldkomponente senkrecht zur Zylinderachse verursacht wird und einer oszillatorischen Komponente. Ein quantitativer Vergleich aller Messresultate bei verschiedenen Temperaturen mit der Theorie lieferte die Phasenkohärenzzeit, sowie die Spin-Bahn-Kopplungszeit. Eine ausführlichere Beschreibung dieser Ergebnisse wird zu einem späteren Zeitpunkt publiziert. Für wertvolle Diskussionen und Anregungen zu Dank verpflichtet sind wir den Herren J.L. Olsen und R. Monnier.

Referenzen:

(1) B.L.Altshuler, A.G.Aronov und B.Z.Spivak, JETP Lett. 33, 94 (1981)
(2) B.L.Altshuler, A.G.Aronov, B.Z.Spivak, D.Yu.Sharvin and Yu.V.Sharvin, JETP Lett. 35, 588 (1982) und JETP Lett. 34, 272 (1981)
(3) F.Ladan and J.Maurer, C.R.Acad.Sci. Ser. B 297, 227 (1983)
(4) M.Gijs, C.Haesendonck and Y.Bruynseraede, Phys.Rev.Lett. 52, 2069 (1984) and Phys.Rev. B 30, 2964 (1984)
(5) B.Pannetier, J.Chaussy, R.Rammal and P.Gandit, Phys.Rev.Lett. 53, 718 (1984)



Figur 1
Oszillationen im Magnetowiderstand eines Mg-Hohlzylinders mit R(H=0) = 4860.6Ω bei 1.15 K gemessen mit der Feldmodulationsmethode (Signal um 90° phasenverschoben); $\Delta R = R(H) - R(0)$.

NON-LINEARITIES IN SECOND SOUND INDUCED SURFACE WAVES IN HELIUM II

J.L. Olsen, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, CH-8093 Zürich, Switzerland

We report on the boundary condition determining the shape of the free surface of a two fluid liquid in which standing waves of second sound are excited. Observations of the surface deformation caused by such waves in superfluid helium have been described by us[1,2] previously, and Sorbello[3] has calculated the pressure caused by the second sound. We find that the use of an appropriate boundary condition leads to a strong dependence of wave shape on second sound intensity.

Sorbello considers a two fluid model with a velocity potential ψ for the normal component: $v_n = -\nabla\psi$.

He shows that a second sound wave of frequency ω makes a contribution p_2 to the pressure given by

$$p_2 = (\rho\ \rho_n/2\rho_s)[\omega^2\psi^2/u_2^2 - (\nabla\psi)^2], \qquad (1)$$

where $\rho = \rho_n + \rho_s$, and ρ_n and ρ_s are the densities of the normal and superfluid components. u_2 is the second sound velocity. The bulk velocity $(\rho_n v_n + \rho_s v_s)/\rho$ is taken to be negligible.

It is tempting to conclude that the height, Δz, of the surface profile should be given by

$$\Delta z = p_2/g\rho,$$

where g is the acceleration due to gravity. We have pointed out, however, [4] that the surface cannot move fast enough to follow the pressure

changes as suggested by Δz above. It remains fixed with a very small oscillation about the time average $\langle \Delta z \rangle$, so that

$$\Delta z \simeq \langle \Delta z \rangle = \langle \Delta p_2 \rangle / \rho g \ .$$

The time dependent contribution to Δz has an amplitude of the order of $(u_g/u_2)^2 \langle \Delta z \rangle$, where u_g is the velocity of gravity waves on the surface. The surface is therefore almost stationary.

For a plane wave system perpendicular to the x direction given by

$$\psi = \psi_0 \sin \omega t \cos kx$$

the remarks above lead to

$$k \, \Delta z = (\psi^2 k^2 \rho_n / 4 g \rho_s) k \cos 2kx \equiv Pk \cos 2kx$$

with $$P = (\psi_0^2 k^2 \rho_n / 4 g \rho_s)$$

as the amplitude of the surface wave.

The experiments have shown some deviations from sinusoidal shape of the surface. We must therefore reconsider its shape. To simplify the problem we assume that helium neither condenses on or evaporates from the surface, and that there are no sources or sinks of heat on the surface. The velocities v_n and v_s must then lie parallel to the surface.

This leads to the requirement

$$(\partial\psi/\partial z)/(\partial\psi/\partial x) = \partial/\partial x(\langle p_2\rangle/g\rho) , \qquad (2)$$

which, using (1), becomes

$$(\partial\psi/\partial z)/\partial\psi/\partial x) = (\rho_n/2g\rho_s) \cdot \partial/\partial x\{\langle[\omega^2\psi^2/c^2 - (\nabla\psi)^2]\rangle\} \qquad (3)$$

It is clear that unless ψ vanishes, the velocity potential must contain a gradient in the z direction and a plane wave cannot satisfy (3). We have looked for an approximate solution obeying the wave equation and the non linear second order differential equation given by (3).

For this purpose we have used

$$\psi = \psi_0 \sin \omega t \sum_i a_i \cos ikx \exp (\gamma_i kx)$$

with $a_1 = 1$. Approximations to satisfy (3) may then be found for a_i with $i > 1$. To satisfy the wave equation

$$\gamma_i^2 = (i^2 - 1) .$$

Using an approximation taking into account only terms with $i < 7$ we find that contributions to Δz varying as cos 4kx and cos 6kx become important for surprisingly small values of Pk. The wave shape changes noticeably when Pk reaches 0.02, and when Pk = 0.04 it is no longer recognizable as a cosine curve.

A more detailed account of this work is in preparation.

References

[1] J.L. Olsen, Physica 69, 136 (1973).

[2] A.C. Mota, J.L. Olsen, R.S. Sorbello and V.S. Tomar, Phys. Letters 46A, 343 (1974).

[3] R.S. Sorbello, J. Low Temp. Phys., 23, 411 (1976).

[4] S.G. Eckstein, Y. Eckstein, J.L. Olsen and H. Sigg, J. de Physique 39, Supplement C6, p. 316 (1978).

Etude par observation microscopique et acoustique simultanée d'une transformation martensitique

R. Gotthardt*, D. Maeder et A. Steiner
Université de Genève, DPNC, CH-1211 Genève 4
*EPF-Lausanne, IGA, CH-1015 Lausanne

Des mesures d'émission acoustique (EA) et de résistivité ont été effectuées sous diverses conditions thermiques sur des échantillons de CuZnAl. Une caractéristique essentielle de toutes ces mesures est le décalage de température entre l'activité d'EA et la fraction de volume transformé (réf. 1,2,3).

En particulier lors de la transformation inverse ($M \rightarrow \beta$), la quasi-totalité de l'échantillon retransforme déjà en phase β avec très peu d'EA. Les courbes correspondantes exprimées en fraction de l'EA totale, respectivement du changement total de résistivité sont décalées entre elles d'environ 10°C pour $\dot{T} > 0$ (réf. 3).

Dans le but d'éclaircir ces résultats, nous avons développé un système permettant d'enregistrer l'image microscopique accompagnée de bruits audibles sur cassette vidéo. Les EA sont détectées par un capteur piézocéramique large bande ($\Delta f \cong 1$ MHz) PXE-5 de Philips ayant sa résonance près de 2 MHz. Ces signaux sont rendus audibles par le déclenchement d'un générateur d'impulsion rectangulaire de 0.5 ms.

Des programmes thermiques tels que montrés sur la figure 1 nous ont permis de consolider les résultats précédents (réf. 3). Lors du refroidissement, l'EA est généralement faible et disparaît au cours de plusieurs petits cycles. En revanche, au réchauffement, l'EA est abondante et se reproduit lors des cycles consécutifs. Durant une deuxième série de petits cycles, l'EA reprend, pour $\dot{T} < 0$ au premier dépassement de la température limite inférieure précédente (fig. 1). Au réchauffement final, l'EA dure bien au-delà de A_f, température limite de disparition de plaquettes visibles.

L'image vidéo montre, lors des refroidissements, l'apparition brusque de plaquettes minces, soit isolées lors de la première série (17°C - 14,3°C), soit s'entrecoupant lors de la deuxième série de petits cycles (15,7°C - 13°C). L'épaisseur de ces plaquettes augmente ensuite graduellement jusqu'à plusieurs microns. Au réchauffement, nous n'observons pas de changements abrupts; la disparition des plaquettes résulte de la diminution continue de leur épaisseur. En aucun cas, nous n'avons pu constater une coïncidence temporelle entre une EA et un changement visible abrupt: les sources d'EA sont manifestement des objets submicroscopiques.

Déjà dans nos travaux précédents (réf. 3,4), nous avions associé l'EA à haute température ($>A_f$) à la disparition de plaquettes submicroscopiques, que l'on pourrait identifier aux germes de martensite. Par conséquent, nous admettons que TOUTE EA RESULTE DE L'ANNIHILATION DE GERMES DE MARTENSITE; cette hypothèse permet de développer un modèle capable d'expliquer toutes nos observations comme suit:

En refroidissant l'échantillon, la croissance des germes de martensite induit des champs de contraintes locaux favorisant certaines orientations de martensite. Par contre, des germes ayant une orientation défavorable peuvent être éliminés et produire ainsi de l'EA.

Au cours de petits cycles identiques consécutifs, les germes défavorables sont éliminés. Lors du refroidissement, il ne reste que la réapparition de germes ne contribuant pas à l'EA. Le gain en enthalpie libre est consommé par la création des interfaces.

Lors d'un cycle complet, en refroidissant, seuls les germes défavorables sont annihilés, tandis qu'en réchauffant l'échantillon, tous les germes présents vont disparaître. Ceci explique l'asymétrie bien connue des taux de comptage des transformations martensitique et inverse.

Ce modèle aurait pour conséquence la persistance de germes de martensite au-delà de A_f et leur création au-dessus de M_s.

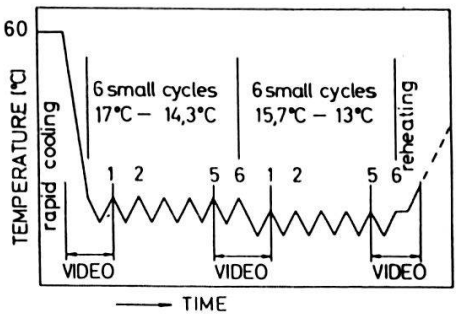


Figure 1 - Programme thermique effectué pour les enregistrements vidéo

- refroidissement rapide: $\dot{T} \simeq -40^{\circ}C/min$
- durant les cycles : $|\dot{T}| = 2,8^{\circ}C/min$

REFERENCES

[1] D.Maeder et al., Helv.Phys.Acta 54 (1981) 222
[2] D.Maeder et al., Helv.Phys.Acta 55 (1982) 158
[3] D.Maeder et al., Acta Metall. 31 (1983) 2113
[4] D.Maeder et al., J. de Phys. suppl. au no.12, 44 (1983) C9-253

Metallische Gläser

Zur Herstellung Metallischer Gläser durch Laser Quenching

A. Blatter, M. von Allmen, E. Huber
Institut für Angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern

Durch Laser-Bestrahlung von dünnen, auf geeigneten Substraten aufgedampften metallischen Filmen ("laser quenching") kann - dank extrem hohen Abkühlraten - in vielen binären Systemen Verglasung erreicht werden. In gewissen Fällen hängt die erfolgreiche Verglasung allerdings stark von Parametern des Lasers und des Substratmaterials ab. Wir haben deshalb durch numerisches Lösen der

Wärmebilanzgleichung die Abhängigkeit der Abkühlrate von der Laserpulslänge (50 ns bis 50 ps) und den thermischen Eigenschaften des Substrates (Saphir und Wolfram) berechnet und die Resultate mit der Struktur der bestrahlten Filme der Systeme Cr-Ti, Au-Ti und Ag-Cu korreliert. Es ist uns gelungen, in allen drei Systemen glasige Strukturen zu erzielen, wobei die Verglasung entweder direkt nach dem Laserbeschuss, in gewissen Fällen (z.B. $Cr_{30}Ti_{70}$, $Au_{60}Ti_{40}$) jedoch erst nach einem zusätzlichen Ausheizschritt im Ofen auftrat. Im letzteren Fall ist die Struktur der Filme nach der Laserbestrahlung metastabil-kristallin. Einmal bestrahlte Cr-Ti Filme können durch blosses Ausheizen bei geeigneten Temperaturen wiederholt zwischen den Zuständen glasig und kristallin "hin- und hergeschaltet" werden.

Mechanische Eigenschaften Laser-Verglaster Dünner Filme

N. Baltzer, M. von Allmen
Institut für Angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern

Die mechanischen Eigenschaften einer metallischen Legierung sollten i.a. für kristalline und amorphe Modifikationen verschieden sein, doch sind bis heute sehr wenig quantitative Daten vorhanden. Durch "laser quenching" lassen sich die verschiedensten binären Legierungen verglasen, wodurch systematische Studien möglich werden. Allerdings liegen die laserverglasten Legierungen als dünne (∿ 1000 Å) Filme vor, sodass die meisten der gebräuchlichen Messmethoden versagen. Wir haben eine kürzlich entwickelte (1) Mikrohärte - Messapparatur benützt, um relative Härtedaten laserbestrahlter Filme in amorpher und kristalliner Form zu erhalten. Wir diskutieren grundsätzliche Probleme der Härtemessung in so dünnen Filmen und präsentieren erste Resultate für laserverglaste und kristalline Au-Ti Legierungen als Funktion der Zusammensetzung.

(1) J.B.Pethica, R.Hutchins, W.C.Oliver, Phil. Mag. 48, 593 (1983)

Der Zustand von Si und Sn in metallischen Au-Gläsern

E. Huber, M. von Allmen
Institut für Angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern

Im System Au-Sn wurden metallische Gläser durch Bestrahlen mit einem gepulsten Laser (laser quenching) hergestellt. Die elektrischen Widerstände wurden zwischen 170 und 370 K gemessen und daraus die Kristallisationstemperaturen bestimmt. Diese Eigenschaften wurden verglichen mit Gläsern im System Au-Si sowie mit den amorphen Phasen in beiden Systemen, die durch Aufdampfen (vapour quenching) erzeugt wurden. Die elektrischen Widerstände von Au-Si- und Au-Sn-Gläsern zeigen ein ähnliches Verhalten in Abhängigkeit der Si- oder Sn-Konzentration unterhalb von 30 at.%. In diesem Bereich liegt das Si in einem metallischen Zustand vor. Ein quantitativer Vergleich der beiden Systeme ermöglicht es, den elektrischen Widerstand der metallischen Form von festem Si abzuschätzen zu 82 ± 8 μΩcm.

Glasartige Yttrium-Legierungen

P. Reimann, U. Gubler, S. Jost, A. Tschumi, H. Bretscher, G. Indlekofer, E. Schüpfer, H. Rudin, P. Oelhafen und H.-J. Güntherodt,
Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel

Mit der Splat cooling-Technik wurden eine Reihe von glasartigen Y-Legierungen mit Uebergangsmetallen und Aℓ hergestellt. Für den glasartigen Zustand wurden der Strukturfaktor und die radiale Verteilungsfunktion bestimmt. Mit differentieller Thermoanalyse wurde die Kristallisationstemperatur ermittelt. Zusätzlich wurden die beim Kristallisieren entstandenen Phasen durch Röntgenstrukturanalyse ermittelt. Der elektrische Widerstand, der Hall-Koeffizient, die Valenzbandspektren und die Rumpfniveaux wurden im glasartigen und kristallinen Zustand gemessen.

Photoemissionsmessungen an amorphen Cu-Te Splats

A.J. Brunner, R. Lapka, P. Oelhafen, R. Schlögl und H.-J. Güntherodt
Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel

Es existieren eine Reihe von Leitfähigkeitsmessungen an flüssigen Uebergangsmetall-Tellur Legierungen (1,2), wobei die Systeme Cu-Te und Ni-Te unterschiedliches Verhalten zeigen. Wir haben amorphe Cu-Te und Ni-Te Legierungen mit der Splat-cooling Methode hergestellt, um die unterschiedliche Elektronenstruktur dieser Te-Schmelzen über den glasartigen Zustand zu untersuchen. Wir haben XPS und UPS Spektren von Cu-Te Splats gemessen. Die UPS Valenzbandspektren werden mit selbstkonsistenten ASW-Bandstrukturrechnungen verglichen.

(1) R.J.Newport, R.A.Howe, and J.E.Enderby: J. Phys. C, Solid State Phys. 15 (1982) 4635.
(2) D.Laundy, J.E.Enderby, M.Gay, and A.Barnes: Phil. Mag. B, 48 (1983) L29.

Bulk Moduli of Liquid Transition Metals of the First Series

M. Keita and S.G. Steinemann
Institut de physique expérimentale
Université de Lausanne, 1015 Lausanne-Dorigny

Bulk moduli of the liquid transition metals Ti through Cu have been measured. For the reactive metals Ti,V,Cr, a floating zone method was used.
In the solid state, bulk moduli show a parabolic variation for the 4d and 5d metals but not in the 3d series where elements in the middle have anormalously low moduli. The same variation is found in liquid 3d elements. The striking similarity between the behaviour of solid and liquid metals is discussed from viewpoints of atomic structure and disordered local moments.

Materialien, Kristallstruktur, Defekte

Dynamik von Wasserstoffbrücken in Karbonsäuren

A.Stöckli, A.Furrer Labor für Neutronenstreuung, ETH Zürich, 5303 Würenlingen
B.Meier, R.R.Ernst Labor für physikalische Chemie, ETH Zürich, 8092 Zürich
I.Anderson Institut Max von Laue - Paul Langevin, Grenoble

Zahlreiche Karbonsäuren bilden durch Wasserstoffbrücken gebundene Dimere. Dabei sitzt das Proton in einem Doppel-Minimum-Potential, das in der kristallinen Phase durch Kristallfeld-Effekte asymmetrisch wird.

Die korrelierte Bewegung von zwei Protonen wurde mittels quasielastischer Neutronenstreuung zwischen 100 und 300K an Terephthalsäure und Acetylendicarbonsäure untersucht. Dabei stellten wir fest, dass die aus Röntgenmessungen gefundene Unordnung der Protonen dynamischer Natur ist. Zwei Protonen springen simultan zwischen den beiden Minima. Die Daten wurden auf der Basis eines 'two-site jump' Modells analysiert. Daraus resultiert eine Sprungdistanz von 0.7Å und eine temperaturabhängige Sprungfrequenz, die dem Arrhenius-Gesetz gehorcht, mit einer Aktivierungsenergie von 32 meV und $\tau_0^{-1} = 1.5 \cdot 10^{11} s^{-1}$.

Dégâts d'irradiation produits par un faisceau de protons de 600 MeV dans l'aluminium de haute pureté.

D. Gavillet, R. Gotthardt, J.L. Martin - EPF-Lausanne
S. Green, W. Green, M. Victoria - EIR - Würenlingen

De manière à simuler les dégâts produits par des neutrons de fusion (14MeV) dans la première paroi d'un réacteur de fusion, des feuilles minces d'Al de haute pureté (125µm, 6N) ont été irradiées dans le faisceau de protons du S.I.N. (580 MeV, 120µA). Des observations à l'aide d'un microscope électronique à transmission ont montré que pour des températures d'irradiations supérieures à 0.5 Tm et des doses comprises entre 1 et 5 dpa, il apparaît une structure homogène de bulles d'He à l'intérieur des grains et des grosses bulles aux joints de grain. On observe que la densité de bulles décroît avec la température alors que le diamètre (20 à 100 Å) croît légèrement en fonction de la dose et de la température. Cette microstructure a été mise en relation avec la température d'irradiation, la dose et la quantité d'He mesurée après fusion des échantillons dans un spectromètre de masse.
(Travail soutenu par le Fonds National et le Million du Conseil des EPF).

Irradiation Defects Created by Low Energy Particles in the LAUSANNE TOKAMAK

R. Gotthardt, F. Paschoud;
Institut de Génie atomique, EPFL, 1015 LAUSANNE

In order to study whether low energy particles in a Tokamak (outside the plasma itself) can create radiation damage, high purity copper foils have been irradiated to different doses in the TCA Tokamak at EPF-Lausanne. The specimens were thinned before irradiation and were examined by Transmission Electron Microscopy. The depth below the irradiated surface of an observable defect was determined by means of stereoscopy. The following results were found: small dislocations loops with diameters between 4 and 10 nm are created in a depth between 8 and 25 nm. This is far deeper than the random penetration depth of ions with energies below 5 keV (5 nm). Contrast analysis showed that the loops are formed by interstitial atomes, which are probably introduced by focussing replacement collision sequences with a range of about 20 nm.

Synthese, Struktur und Eigenschaften von Mg_2CoH_5

P. Zolliker*, K. Yvon*, P. Fischer**, J. Schefer**

* Laboratoire de Cristallographie, Université de Genève, 1211 Genève 4
** Institut für Reaktortechnik, ETH Zürich, 5303 Würenlingen

Das ternäre Metallhydrid Mg_2CoH_5 wurde als schwarzes Pulver durch sintern bei 400°C und 45-60 bar H_2 direkt aus den Elementen Mg und Co hergestellt. Röntgen- und Neutronenstreumessungen am Deuterid zeigen eine tetragonale Metallstruktur (a=4.474 Å, c=6.610 Å, Z=2, deformierter Fluorittyp). Die D-atome sind geordnet und umgeben die Co-atome in tetragonal-pyramidaler Form (Co-D Bindungslängen 1.54 Å). Sowohl der hohe H-gehalt (4.5 Gewichtsprozente, 7.6 10^{22} Atome/cm^3), als auch die thermische Stabilität sind vergleichbar mit jenen des verwandten Hydrids Mg_2FeH_6 (J.J. Didisheim, P.Zolliker, K.Yvon, P.Fischer, J.Schefer, M.Gubelmann, A.F.Williams, Inorg.Chem. 23 (1984), 1953.)

Cicatrisation des fissures dans des mélanges de polymères

D. Petrovska, H.H. Kausch, J.P. Faivre*, B. Jasse*, L. Monnerie*
* ESPCI, 10, rue Vauquelin, 75231 Paris

1. Introduction

Des travaux précédents de notre laboratoire [1] ont montré l'utilité de la cicatrisation des fissures dans l'étude de la diffusion des macromolécules à travers une interface. En comparant le facteur d'intensité des contraintes du matériau cicatrisé ($K_{c,h}$) avec le facteur d'intensité des contraintes du matériau neuf (avant la cicatrisation), on peut obtenir un coefficient de diffusion relatif d'un matériau à un autre.

En ce qui concerne l'interface de diffusion, on peut distinguer trois cas:

a) une interface symétrique
b) une interface dissymétrique entre deux polymères différents et compatibles
c) une interface symétrique d'un polymère composé.

a) Le premier cas a déjà été étudié par Kausch et Jud [2] et Wool [3]. Les expériences ont donné le résultat intéressant que le facteur d'intensité des contraintes est proportionnel à la durée de cicatrisation t_h à la puissance 1/4.

b) Dans le cas d'une interface dissymétrique entre deux polymères différents et compatibles, de Gennes [4] a prédit que la cinétique de cicatrisation pourrait être accélérée.

Des expériences de cicatrisation du polyméthylméthacrylate (PMMA) avec le polystyrène acrylonitrile (SAN) ont donné la même cinétique que dans le premier cas. Mais dans ces mesures [5], il n'a pas été tenu compte que le facteur d'intensité des contraintes du PMMA est différent du facteur d'intensité des contraintes du SAN (K_c du PMMA est de 1.08 MN $m^{-3/2}$ et K du SAN est de 1.7 MN $m^{-3/2}$). Comme l'état de diffusion est

caractérisé par l'intermédiaire du facteur d'intensité des contraintes et que ce dernier varie en fonction de la composition du SAN et du PMMA, des mesures plus détaillées sont nécessaires pour déterminer le facteur d'intensité des contraintes du mélange de SAN et de PMMA.

c) C'est le troisième cas, c'est-à-dire l'interface symétrique, mais d'un matériau composé que l'on étudiera ici. Pour des mélanges de polystyrène (PS) avec du poly-2,6-diméthyl-1,4-phénylène oxyde (PPO), nous avons mesuré la dépendance du coefficient de diffusion relatif en fonction du poids moléculaire M_w du PPO.

2. Préparation des échantillons

Les mélanges de PS et de PPO sont obtenus en dissolvant les deux polymères dans le chloroforme et en évaporant ensuite le solvant, d'abord à température ambiante puis sous vide pendant 24 heures à haute température. Les échantillons dont les dimensions sont décrites dans la référence [1] sont préparés par moulage sous vide avec atmosphère résiduelle d'argon dans une presse hydraulique. La température est d'abord maintenue 3 heures à T_g + 30 K, puis 1 heure à T_g + 50 K. La pression est alors appliquée et la température est ramenée à T_g + 30 K et maintenue à cette valeur pendant 3 heures.

3. Cicatrisation des mélanges de polymères

Les expériences sur des homopolymères [2, 3] ont montré que la pente de la droite du facteur d'intensité des contraintes du polymère cicatrisé en fonction du temps de cicatrisation à la puissance 1/4 est proportionnelle au coefficient de diffusion à la puissance 1/4.

Pour des mélanges de polymères, on peut s'attendre à ce que la cicatrisation se fasse en deux étapes en raison de la mobilité différente des deux espèces composant le mélange de polymères. Ceci se traduirait par deux pentes différentes de la courbe de cicatrisation de K_c^h en fonction de la durée de cicatrisation.

Si la courbe de cicatrisation ne présente pas deux pentes cela veut dire que la cicatrisation est continue et que les deux espèces diffusent en même temps.

Brochard et al. [7] et Kramer et al. [8] ont calculé le coefficient de diffusion d'un mélange de polymère en utilisant l'expression de l'énergie libre d'un mélange de polymère A+B de Flory-Huggins, qui est donné par la formule suivante:

$$F/kT = \frac{\phi}{N_A} \ln\phi + \frac{1-\phi}{N_B} \ln (1-\phi) + \chi\phi (1-\phi) \qquad (1)$$

où ϕ est la fraction volumique de sites occupés par le polymère A, χ est le paramètre d'interaction de Flory-Huggins qui, dans le cas de polymères compatibles, est fortement négatif, N_A est le degré de polymérisation du polymère A (ici le PPO) et N_B est le degré de polymérisation du polymère B (ici le PS).

Brochard et al. [7] ont supposé que le flux de lacunes à travers l'interface de diffusion est nul. Dans ce cas le coefficient de diffusion est

$$D_{Brochard} = D_B = \frac{\Omega K_B T}{\phi(1-\phi)} \frac{M_A M_B}{M_A+M_B} \left[\frac{1-\phi}{N_A} + \frac{\phi}{N_B} + 2\phi(1-\phi)|\chi|\right] \qquad (2)$$

où M_A, M_B sont les coefficients d'Onsager pour A et B:

$$M_A = \frac{B_A N_{e(A)} \phi}{N_A \Omega} \qquad M_B = \frac{B_B N_{e(B)} (1-\phi)}{N_B \Omega}$$

Kramer et al [8] ont supposé qu'il existe un flux net de lacunes à travers l'interface. Dans ce cas, le coefficient de diffusion est

$$D_{Kramer} = D_K = \Omega K/BT \left(\frac{1-\phi}{\phi} M_A \frac{\phi}{1-\phi} M_B\right) \left[\frac{1-\phi}{N_A} + \frac{\phi}{N_B} + 2\phi(1-\phi)|\chi|\right] \qquad (3)$$

Dans le cas où $\phi(1-\phi)\cdot|\chi| >> (1-\phi)/N_A + \phi/N_B$ il est (4)

$$D_K \sim \frac{(1-\phi)B_A N_{e(A)}}{N_A} + \frac{\phi B_B N_{e(B)}}{N_B} \quad \text{et} \quad D_B \sim \frac{B_A B_B N_{e(A)}}{\phi B_A N_B + (1-\phi) B_B N_A} .$$

Le coefficient de diffusion selon Kramer est proportionnel à N_A^{-1} ou à N_B^{-1}, tandis que le coefficient de diffusion selon Brochard est proportionnel à $(N_A + C\, N_B)^{-1}$ où le coefficient C dépend des coefficients de Onsager.

Les mélanges utilisés satisfont l'inégalité (4) et en variant N_A on peut vérifier la validité des propositions ci-dessus.

4. Résultats et discussion

La figure 1 illustre le rapport R^h du facteur d'intensité des contraintes des échantillons cicatrisés $K_{c,h}$ et du facteur d'intensité de contrainte du matériau initial $K_{c,o}$ ($R_h = K_{c,h}/K_{c,o}$) en fonction du temps de cicatrisation à la puissance 1/4. Les mesures sont faites avec un mélange de 95 % de PS et 5 % de PPO et c'est le poids moléculaire du PPO qui a varié de 16'000 (courbe A) jusqu'à 103'000 (courbe C). Une cicatrisation en deux étapes ne semble pas se manifester et on peut alors utiliser les résultats de cicatrisation des homopolymères pour comparer les coefficients de diffusion de ces trois courbes. Les coefficients de diffusion relatifs des mélanges de la figure 1 sont $D_{r1} : D_{r2} : D_{r3} = 1 : 0.6 : 0.34$.

Pour tester laquelle des suppositions de Brochard et al. ou de Kramer et al. est valable, nous avons d'abord présenté sur la figure 2 la variation de D_{ri} en fonction de $(N_A + C\, N_B)^{-1}$ (dont la pente est -0.8) et D_{ri} en fonction de N_A^{-1} (dont la pente est -0.6).

Nos résultats indiquent une légère préférence pour les prédictions de Brochard et al., c'est-à-dire que le flux des lacunes à travers l'interface est nul.

Références

[1] D.Petrovska, H.H.Kausch, M.Dettenmaier, Helv.Phys.Acta 57/2 (1984) 244.
[2] H.H.Kausch, K.Jud, Plast. and Rubb. Proc. and Appl. 2 (1982) 265.
[3] R.P.Wool, Proc. IX. Int. Conf. Rheol., Acapulco, 1984
[4] P.G. de Gennes, C.R.Acad. Sc. Paris, 292 (1981) 1505.
[5] K.Jud, PhD Thesis 413, EPF-Lausanne. 1981
[6] J.P.Faivre, Paris 1984
[7] F.Brochard, J.Jouffroy, P.Levinson, Macromolecules 16 (1983) 1638.
[8] E.J.Kramer, P.Green, C.Palmström, Polymer 25 (1984) 473.

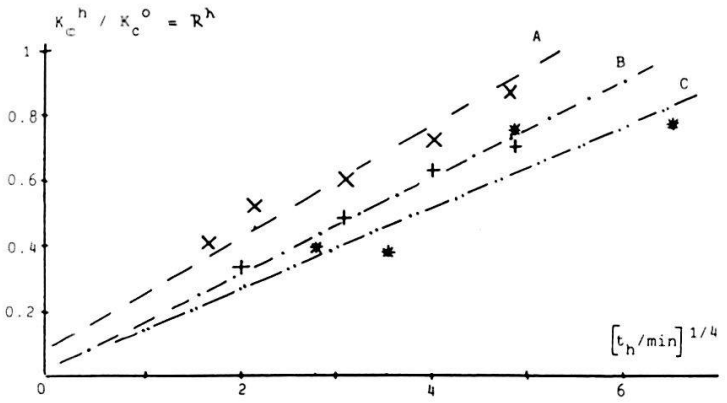


Fig. 1:

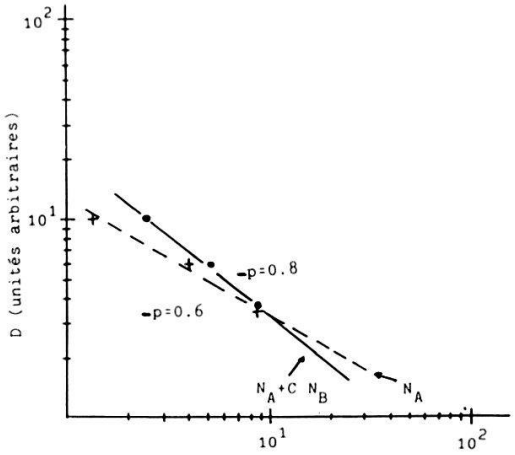


Fig. 2:

Fig. 1: Le facteur d'intensité des contraintes des échantillons cicatrisés ($K_{c,h}$) divisé par le facteur d'intensité des contraintes des échantillons avant la cicatrisation ($K_{c,o}$) en fonction du temps de cicatrisation à la puissance 1/4 pour:

A : 95%PS-5%PPO, M_w(PS) = 240000, M_w(PPO)=16000
B : 95%PS-5%PPO, " " , M_w(PPO)=50000
C : 95%PS-5%PPO, " " , M_w(PPO)=103000

La température de cicatrisation $T_h = T_g + 10$ K.

Fig. 2:

+ : Le coefficient de diffusion relatif en fonction du degré de polymérisation du PPO (N_A).

o : Le coefficient de diffusion relatif en fonction de $N_A + C\ N_B$ (N_A= degré de polymérisation du PPO, N_B= degré de polymérisation du PS, C = constante d'ajustement).

ON THE PHASE DIAGRAM OF THE $[(CH_3)_4N]_2ZnC\ell_{4-x}Br_x$ SYSTEM

E. Colla, P. Muralt and H. Arend

Solid state physics, ETH - Swiss Federal Institute of Technology - CH-8093 Zürich

Abstract:

The $[(CG_3)_4N]_2ZnC\ell_4$-$[(CH_3)_4N]_2ZnBr_4$ system shows a complete miscibility with a common Pnma high temperature phase. The (x,T)-phase diagram (where x is given by $[(CH_3)_4N]_2ZnC\ell_{4-x}Br_x$) was determined by means of DSC- and X-ray measurements. In the vicinity of both end members an analogy to the (P,T)-phase diagrams of pure compounds is observed with an increasing x corresponding to an increase of pressure. In the intermediate part of the system other effects become important leading to large coexistence regions of different phases. This is evidently due to the simultaneus occupancy of anion tetrahedra by different numbers of Cℓ and Br atoms. Incommensurate phases exist between x=0 to ≅ 3. Around x ≅ 3 a triple point occurs the nature of which needs a closer elucidation.

Positronen- und Muonen-Spektroskopie

Ab-initio calculations of electron- and two photon momentum distributions using LMTO formalism

T. Jarlborg and A.K. Singh
DPMC, Université de Genève, 24, Quai E. Ansermet, CH-1211 Genève 4

From joint experimental and theoretical investigations of Compton profiles and Positron Annihilation one can extract information about the electronic structure. Fermisurface and many-body interactions. Here we present a method to calculate the electron momentum distribution (Compton profile) and two photon momentum distribution (Positron annihilation) in the independent particle approximation, by the use of Linear Muffin-Tin Orbital band results. It is shown that corrections to the overlaping sphere geometry are important and the results compare favourably with measurements and other calculations. Examples for transition metals and simple metals are presented.

Study of $B(\vec{r})$ of angular correlation and compton profile for vanadium

A.K. Singh, A.A. Manuel, R.M. Singru* and M. Peter
DPMC, Université de Genève, 24, Quai E. Ansermet, CH-1211 Genève 4
*Physics Department, Indian Institute of Technology, Kanpur 203016, India

The Fourier Transform study of the experimental Compton profiles and two-dimensional angular correlation of the positron annihilation radiation is carried out to detect the effect of the positron wave function. The above effect derived from experimental basis is compared to that obtained from the LMTO theory in the independent particle model approximation. The experimentaly observed effect is described by theory nicely. The effect due to positron wave function seems different for core and valence electrons. The

anisotropy for these effects is observed experimentaly and verified by the theory. However, the comparison between present theory and experiments provides information about the enhancement of the positron wave function. Also the enhancement effects for the core and valence electron are different.

Détermination de la surface de Fermi des composés A15, Nb_3Ir et Cr_3Si par annihilation de positrons

L. Hoffman, T. Jarlborg, A.A. Manuel, M. Peter, R. Sachot et E. Walker
DPMC, Université de Genève, 24, Quai E. Ansermet, CH-1211 Genève 4

Nous avons mesuré la distribution bi-dimensionnelle des corrélations angulaires de la radiation d'annihilation de positrons dans 2 composée de structure A15, Nb_3Ir et Cr_3Si. On observe pour les plans (100), (110) et (111), de très faibles anisotropies, ayant une bonne symétrie. Les propriétés de la surface de Fermi sont déduites des mesures par une réduction de l'espace p à l'espace k, suivant le théorème de Lock-Crisp-West. Nous les comparons avec les résultats du calcul de la structure de bande effectué avec la méthode LMTO.

Annihilation de positons polarisés dans le nickel

Y. Mathys, A.A. Manuel, T. Jarlborg, A.K. Singh, E. Walker, R. Sachot, P. Descouts et M. Peter
DPMC, Université de Genève, 24, Quai E. Ansermet, CH-1211 Genève 4

La distribution de la densité de spin électronique a été mesurée dans le nickel ferromagnétique, par la méthode des corrélations angulaires de la radiation d'annihilation des positons. Les résultats ont été comparés aux calculs de la structure de bande effectués avec la méthode "Linear Muffin Tin Orbitals". Le rôle de la fonction d'onde positonique et des effets à N corps est mis en évidence, et la mesure indirecte du splitting d'échange est discutée.

Etude des effets many-body dans les métaux alcalins par annihilation de positons.

L. Oberli, A.A. Manuel, R. Sachot, P. Descouts, et M. Peter
DPMC, Université de Genève, 24, Quai E. Ansermet, CH-1211 Genève 4

La distribution bi-dimensionnelle des corrélations angulaires de la radiation d'annihilation de positons a été mesurée dans les métaux alcalins. Les données ont été analysées de façon à déterminer les facteurs de enhancement décrivant la contribution des corrélations $e^-_-e^+$ à la distribution de corrélation angulaire. Les facteurs de enhancement expérimentaux sont présentés et comparés avec les prédictions théoriques de Kahana et de Arponen-Pajanne.

Bildung von Positroniumhaliden in akzeptordotiertem Polyacetylen

E. Cartier, F. Heinrich, Laboratorium f. Festkörperphysik ETH, CH-8093 Zürich
H. Kiess, Laboratories RCA Ltd, Badenerstr. 569, CH-8048 Zürich
G. Wieners, M. Monkenbusch, Institut f. Makromolekulare Chemie, Universität Freiburg, D-7800 Freiburg

Im Gegensatz zu anderen Polymeren finden wir in Polyacetylen $(CH)_x$ keine Positroniumbildung. Die cis- und trans-Modifikationen liefern ununterscheidbare 2γ-Korrelationen (ACD's). Dotierung mit $C\ell_2$, Br_2, I_2 und SbF_5 bewirkt jedoch eine drastische, konzentrationsunabhängige Veränderung der ACD's. Die Breite der Winkelverteilungen nimmt in der Folge SbF_5, $C\ell_2$, Br_2, I_2 ab, die e^+-Lebensdauer in der gleichen Folge zu. Dies und die ausgezeichnete Uebereinstimmung der an $C\ell_2$-, Br_2-, I_2-dotiertem $(CH)_x$ gemessenen ACD's mit den von Farazdel und Cade für freie Positron-Anion-Komplexe $[X^-; e^+]$ berechneten, sind überzeugende Argumente für die Bildung von Positroniumhaliden. - Seltsamerweise finden wir bei fluordotiertem $(CH)_x$ keinen Hinweis für $[F^-; e^+]$. Ein ähnlich anomales Verhalten von Fluor hat auch Mogensen bei wässrigen Lösungen von Fluoriden beobachtet.

Temperaturabhängigkeit der Positronenlokalisierung und der Auslagerung in Kalium-interkaliertem Graphit

E. Cartier, F. Heinrich, Laboratorium f. Festkörperphysik ETH, CH-8093 Zürich
V. Geiser, H.-J. Güntherodt, Institut f. Physik, Universität, CH-4056 Basel

Wie wir schon früher zeigen konnten, ist die 2γ-Korrelation (ACD) von C_8K (Stufe n=1) die Ueberlagerung einer Verteilung des reinen Graphits mit einer intensiven, hochgradig anisotropen Komponente, die wir Annihilationen mit einem 2-dimensionalen, freien Elektronengas in den Interkalantschichten zuschreiben. Während in C_8K die ACD weitgehend temperaturunabhängig ist, nimmt in $C_{24}K$ (n=2) und $C_{36}K$ (n=3) beim Abkühlen auf 77 K die freie Elektronenkomponente kontinuierlich um einen Faktor 5 ab. Interpretation: Bei tiefen Temperaturen ist das Positron in den Graphitregionen zwischen den Interkalantschichten lokalisiert. Bei Zunahme der Temperatur entweicht das Positron aus den Graphitregionen und kann mit dem in den Interkalantschichten lokalisierten, 2-dimensionalen Elektronengas annihilieren. - Bei $T \geq 600$ K tritt eine in situ-Auslagerung von Kalium ein, die sich in einem steilen, diskontinuierlichen Abfall der Koinzidenzrate im Zentrum der ACD äussert. Die Diskontinuitäten können den diversen Stufenzahlen zugeordnet werden.

LECTURE DES CHAMBRES PROPORTIONNELLES MULTIFILS PAR LA METHODE DU CENTRE DE GRAVITE CODE.

R. Sachot et P. Tscharner
DPMC, Université de Genève, 24 Quai E. Ansermet, CH-1211 Genève 4

Un nouveau système de lecture alliant précision et rapidité pour chambres proportionnelles multifils est présenté. Dans une expérience d'annihilation de positons pour la détermination des distributions d'impulsion des électrons dans les métaux et alliages, la distribution angulaire des quanta d'annihilation est mesurée à l'aide de deux détecteurs en coïncidence constitués de convertisseurs couplés à des chambres proportionnelles. La

position bidimensionnelle du quantum dans le détecteur est déterminée à partir du calcul du centre de gravité des distributions des signaux induits sur les plans de lecture; une sommation préalable des signaux effectuée dans un ordre bien défini diminue le nombre de canaux à lire; le tri des événements et le décodage se font à l'aide d'une "look up table".

Muonium in Alkali Halides

R.F. Kiefl, Hp. Baumeler, H. Keller, W. Kündig, W. Odermatt, B.D. Patterson and J.W. Schneider, Physics Institute, University of Zurich; K.W. Blazey, IBM Zurich Research Laboratory; T.L. Estle, Physics Department, Rice University, Houston (USA)

A positive muon stopped in a solid may bind an electron to form muonium ($\mu^+e^- = Mu$), a light hydrogen-like atom. A new high-transverse-field, high-timing-resolution technique (1.2 T, 200 ps) /1/ was used to observe normal Mu precession in a series of single crystals of alkali halides (LiF, NaF, NaCl, NaI, KCl, KBr, KI, RbCl, RbBr, RbI, CsBr) that contain an abundance of nuclear moments. With the standard low-transverse-field technique /1/ Mu is not observable in alkali halides due to superhyperfine (SHF) interaction with surrounding nuclear spins. The measured hyperfine frequencies at 10 K range from 3419.5 MHz for CsBr to 4645.1 MHz for NaF (vacuum value 4463.3 MHz). From the field dependence of the depolarization rate the effective SHF interaction may be extracted which gives information on the site of Mu and its mobility in the lattice. In many cases the results can be compared with EPR data on hydrogen.

/1/ R.F. Kiefl et al., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 90.

ANGEWANDTE PHYSIK UND ANDERE DOMAENEN

Hochempfindliche, schnelle Hologrammspeicher mit $KNbO_3$

E.Voit, M.Z.Zha und P.Günter
Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich

Die Photoempfindlichkeit und Schreibzeit dynamischer Hologramme in photorefraktiven Kristallen hängt vor allem von der Photoleitfähigkeit dieser Materialien ab. Durch starkes Reduzieren unserer Fe-dotierten $KNbO_3$-Kristalle konnte das Verhältnis der Donor- (Fe^{2+}) zu Akzeptor-Zentren (Fe^{3+} und damit die Photoleitfähigkeit so weit vergrössert werden, dass extrem kurze Schreibzeiten (typisch 10µs für $I=10W/cm^2$) und Beugungswirkungsgrade in der Grössenordnung von 1 %/mm beobachtet werden.
Da die Schreibzeit mit zunehmender Intensität abnimmt, können Hologramme auch mit gepulsten ns-Lasern geschrieben werden. Erste Experimente mit einem gütegeschalteten Rubin-Laser (Pulsdauer $\tau=100ns$) zeigen Beugungswirkungsgrade bis zu 20% für $I=0.2MW/cm^2$.
Diese Arbeit wurde unterstützt vom Schweizerischen Nationalfonds (NFP 13: Mikroelektronik und Optoelektronik).

One Way Viewing through Photorefractive Materials

M.Z.Zha and P.Günter
Laboratory of Solid State Physics, ETH Hönggerberg, 8093 Zürich

Nonreciprocal light transmission through a photorefractive medium is a consequence of the asymmetric self-diffraction at the photoinduced grating produced by two antiparallel beams. This effect was investigated experimentally in $KNbO_3$ crystals. It is shown, that the light transmission is 113% and 59% for two antiparallel propagating directions for P=10mW ($I=19W/cm^2$). The nonlinear interaction between a beam and its own reflection from the back face of a specially cut $KNbO_3$ crystal has also been measured. We report results on the optimum geometry and on the wavelength dependence of the light transmission through such one way windows. It is shown, that the asymmetric light transmission was 67% and 35% for two beams entering the photorefractive crystal from opposite sides at a wavelength of 514nm.

Selbst-pulsation and optisches Chaos in photorefraktivem $BaTiO_3$

P. Günter, E. Voit und M.Z. Zha
Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, 8093 Zürich

Verschiedene elektro-optische Materialien ($KNbO_3$, $LiNbO_3$, $BaTiO_3$, ...) zeigen starke photoinduzierte Brechungsindexänderungen. Dieser sogenannte photorefraktive Effekt bildet die Basis für Anwendungen in der nichtlinear optischen Bild- oder Signalverarbeitung, in der dynamischen "real-time" Holographie oder in der optischen Phasenkonjugation. Im $BaTiO_3$ wurde kürzlich ein neuartiger Selbstbeugungseffekt beobachtet, der es erlaubt phasengestörte optische Wellen durch nichtlineares 4-Wellen-Mischen der Signalwelle mit zwei im Kristall durch Selbstbeugung erzeugten Wellen zu korrigieren. In unseren Experimenten haben wir nun mit einer ähnlichen Anordnung erstmals

Selbst-pulsation und "optisches Chaos" im Ausgangssignal beobachtet. Dabei wurde festgestellt, dass die Oszillationsfrequenz der Selbst-pulsation mit steigender Lichtintensität zunimmt, bis schliesslich bei einer bestimmten Eingangsintensität das Signal chaotisch pulsiert. Im Vortrag werden erste Messungen des Uebergangs vom regelmässig pulsierenden zum chaotisch-oszillierenden Zustand präsentiert und mögliche Ursachen des neuen Effektes diskutiert.

Diese Arbeit wurde teilweise unterstützt vom Schweizerischen Nationalfonds (NFP 13: Mikroelektronik und Optoelektronik)

Optische Frequenzverdopplung und Summenfrequenzerzeugung in $KNbO_3$

J.-C. Baumert*, J. Hoffnagle+ und P. Günter*
*Laboratorium für Festkörperphysik
+Institut für Hochenergiephysik ETH-Hönggerberg, CH-8093 Zürich

Kalium Niobat ($KNbO_3$) ist ein nichtlinear optisches Material mit grossen Nichtlinearitäten (d_{32}=21 pm/V; d_{31}=16 pm/V). In diesem Beitrag berichten wir über optische Frequenzverdopplungsexperimente mit Dauerstrich $Al_xGa_{1-x}As$ Halbleiter- und Farbstofflaser mit kleinen Intensitäten, wie auch für gepulste Farbstoff- (Styryl-9) und Nd:YAG-Laser.

Unter Ausnützung des nichtlinear optischen Koeffizienten d_{32} kann 90°-Phasenanpassung für Wellenlängen λ zwischen 840 nm und 950 nm im Temperaturbereich T=-40°C bis +180°C erreicht werden; für d_{31} ist dies für T=188°C und λ =1064 nm (Nd:YAG) möglich. Bei T=+26.6°C wurde ausserdem die Summenfrequenz (λ_s=420.2 nm) eines gepulsten Rubinlasers (λ_p=694.3 nm) und eines kontinuierlichen Nd:YAG-Lasers (λ_{IR}=1064 nm) mit hohem Umwandlungswirkungsgrad (P_s=60W, P_{IR}=5 W, P_{Pump}=20 kW in τ=50 ns) erzeugt.

Optical and Electro-Optical Properties of $(CH_3)_4NHgBrI_2$ Crystals

Y.Zhu and P.Günter
Laboratory of Solid State Physics, Swiss Federal Institute of Technology, 8093 Zürich

$(CH_3)_4NHgBrI_2$ is a new electro-optic material which shows a structural phase transition at T=108°C with a symmetry change from orthorhombic ($Pmc2_1$) to monoclinic ($P2_1/m$) upon heating. In this contribution we report first optical (refractive indices, absorption coefficient) and electro-optical properties. The dispersion of the refractive indices can be adequately described by a single term Sellmeier oscillator model. Measurements of the temperature dependence of the birefringence and of the refractive indices show pronounced changes at the structural phase transition. Room temperature electrooptic coefficients and half-wave voltages will also be reported.

Elektrooptische Eigenschaften von Rb_2ZnCl_4 in der inkommensurablen und ferroelektrischen Phase.

R. Sanctuary und P. Günter
Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, 8093 Zürich

Die Temperaturabhängigkeit der elektrooptischen Koeffizienten $r = r_{33} - (n_2/n_3)^3 r_{23}$, $r_b = r_{33} - (n_1/n_3)^3 r_{13}$ und $r_c = r_{13} - (n_2/n_1)^3 r_{23}$ (n_i, i=1,2,3 Brechungsindizes) von $Rb_2ZnC\ell_4$ wurde im Bereich zwischen 100 und 220K gemessen. In der inkommensurablen Phase, wo die räumlich gemittelte Struktur zentrosymmetrisch ist, führt das Anlegen eines elektrischen zeitunabhängigen Feldes längs der polaren Achse zu einer von Null verschiedenen Spontanpolarisation und somit zu einem linearen elektrooptischen Effekt. In der ferroelektrischen Phase sind die Koeffizienten r_{13} und r_{33} proportional zur Spontanpolarisation P_{3s}. Die Temperaturabhängigkeit des Koeffizienten r_{23} kann durch $r_{23}(T) = LP_{3s}^{1/3}(T) + AP_{3s}(T)$ beschrieben werden, wobei L und A Konstanten sind. Die Temperaturabhängigkeit der elektrooptischen Koeffizienten r_{13}, r_{23} und r_{33} wird durch eine Landau-Entwicklung der freien Energie beschrieben.

Diese Arbeit wurde vom Schweizerischen Nationalfonds unterstützt.

Photoelastische Eigenschaften von $KNbO_3$

E.Voit und P. Günter
Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich

Die elasto-optischen Eigenschaften von $KNbO_3$ wurden mit der Ultraschall-Puls-Methode nach Dixon und Cohen bei Zimmertemperatur und HeNe-Lichtwellenlänge (633nm) untersucht. Von den 12 unabhängigen Komponenten des vierstufigen photoelastischen Tensors p_{ijkl} konnten alle 9 mit longitudinalen Schallwellen beobachtbaren Grössen gemessen werden. Dabei zeigte sich, dass dieser Tensor stark anisotrop ist. Mit $p_{3311} = (0.64 \pm 0.07)$ wurde ausserdem der grösste bis heute an einem Festkörper gemessene Wert bestimmt.

Poster Session

Electrical and optical properties of $MoSe_2$ films prepared by r.f. magnetron sputtering

R. Bichsel and F. Lévy
Institut de Physique Appliquée, EPFL, 1015 Lausanne

The electrical resistivity of $MoSe_2$ films prepared by r.f. magnetron sputtering was measured between 300 and 10 K. The main sputtering parameter determinative for the physical properties of the films was found to be the substrate temperature (T_{sub}). The room temperature resistivity of the as-sputtered films increased from 1.7×10^{-1} Ωcm (T_{sub} = -70°C) to 1.4×10^{1} Ωcm (T_{sub} = 150°C). Check of the thermoelectrical response showed that the majority charge carriers are holes except for the films deposited at T_{sub} = 150°C which are n-type. Hall effect measurement have shown very low Hall

mobilities (3-5 $cm^2V^{-1}s^{-1}$). Thermal annealing increased the room temperature resistivities by more than one order of magnitude for the specimens sputtered at low substrate temperature. The optical properties were weakly influenced by the process conditions. The optical gap was determined at 1.06 eV.

Integriert-optische Feuchtigkeits- und Gas-Sensoren

K. Tiefenthaler, U. Keller und W. Lukosz
Professur für Optik, ETH, 8093 Zürich

Durch Adsorption bzw. Desorption von Molekülen auf der Oberfläche oder im Volumen eines planaren Wellenleiters wird die effektive Brechzahl N eines geführten TE_m- bzw. TM_m-Modes geändert (K. Tiefenthaler and W. Lukosz, Integrated Optical Switches and Gas Sensors, Opt. Lett. 9, 137-139 (1984)). Diese Verschiebung der effektiven Brechzahl kann mit einem Gitterkoppler detektiert werden, wobei die über das Gitter eingekoppelte Intensität der geführten Welle registriert wird. Die Experimente wurden mit mikroporösen SiO_2-TiO_2 Wellenleitern durchgeführt, wobei durch Messung von mindestens zwei Moden (z.B. TE_o und TM_o) zwischen Oberflächen- und Volumen-Adsorption unterschieden werden kann. Verschiedene Gase (z.B. H_2O, Aethanol, Aceton) zeigen unterschiedliche Desorptionszeiten, wodurch ein selektiver Nachweis möglich sein sollte.

High Resolution SIMS with Ion Cyclotron Resonance Mass Spectrometer

S. Plesko, J.J. Zwinselman, M. Allemann and H.P. Kellerhals
SPECTROSPIN AG, Industriestr. 26, CH-8117 Fällanden, Switzerland

The application of the Fourier Transform Ion Cyclotron Resonance (FT-ICR) mass spectrometers is often limited owing to the use of the electron impact (EI) ionization. Secondary ion mass spectroscopy (SIMS), fast atom bombardment (FAB), desorption chemical ionization (DCI), field desorption or laser desorption are ionization techniques widely used for measurements of non-volatile solids and thermally labile molecules on conventional spectrometers.
In order to extend the versatility of the Spectrospin CMS-47 ICR mass spectrometer, a SIMS set-up and a Cs+ primary ion source have been developed. High resolution FT-ICR SIMS measurements have been performed on some metals (e.g. m/dm = 2 500 000 for $^{107}Ag^+$) and on some organic salts (e.g. m/dm = 1 000 000 for $^{23}Na^+$ in sodium benzoate or m/dm = 30 000 for the $(M-Na)^-$ peak at m/z = 623 in bromothumyl blue sodium salt).

The effect of magnetosonic wave fields on density fluctuations

B.G. Vaucher, E. Egger, Yu.S. Sayasov and H. Schneider
Institut für Physik, Universität Freiburg, 1700 Freiburg

The influence of an externally driven magnetosonic wave (MSW) on drift modes is investigated in a moderately collisional Helium plasma. For sufficiently

high rf-field strengths a stabilizing effect is observed. With increasing excitation power the amplitude of the drift modes is monotonically decreasing and their frequency shifted. At moderate power of excitation (1 kWatt) the coherent modes are almost suppressed. A dispersion relation for drift waves in a collisional plasma situated in a high-frequency MSW-field has been derived. The calculated threshold of the MSW-field strength and the frequency shift of the drift modes are in reasonable agreement with the experimental results.

Uranium content measurements of human teeth and kidney stone with fission track technique

R. Vartanian
Atomic Energy Org. of Iran, P.O.Box 11365-8486, Tehran

Uranium content measurements of human tooth and kidney stone have been carried out with using the fission track activation technique. In this determination 2759 and 2205 absolute counts of tracks (for standard :6940 and 1556) for teeth samples and 1689 tracks (for standard :1446) for kidney stone samples have been made respectively. The results obtained by this technique are the following :
$X_{tooth}(1) = (0.227 \pm 0.006)$ ppm, $X_{tooth}(2) = (0.143 \pm 0.007)$ ppm and $X_{kidney} = (0.568 \pm 0.020)$ ppm. The experimental method is descriebed and results discussed.

Chemische Speicherung von Sonnenenergie und solare Brennstoffe

Hp. Eicher, T. Weisskopf, R. Schlögl und H.-J. Güntherodt
Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel

Die chemische Energiespeicherung wird mit zunehmender Nutzung der Sonnenenergie immer bedeutungsvoller werden. Unser Beitrag beschreibt die chemische Speicherung von Sonnenenergie durch die carbothermische Reduktion von Metalloxiden. Die dabei entstehenden elementaren Metalle erfüllen weitgehend die vielen Anforderungen die an einen chemischen Energiespeicher zu stellen sind. Die Reaktionen werden im solaren Hochtemperaturofen HELIOS 2000 durchgeführt. Zur Analyse der Reaktionsprodukte werden verschiedene analytische Hilfsmittel verwendet. Die Erzeugung von Aluminium und Silizium konnte erfolgreich durchgeführt werden. Im weiteren untersuchen wir die Möglichkeit einer Produktion von industriellen Rohmaterialien mit Hilfe von Sonnenenergie. Die Erzeugung von Beta Siliziumkarbid, ein Material welches konventionell nur mit grossen Aufwendungen hergestellt werden kann, wurde im Sonnenofen wiederholt durchgeführt.

Untersuchungen neuer Solarzellenmaterialien: Photoelektrochemie an hochohmigem $TlSbS_2$

O.E. Hüsser, H. von Känel, F. Hulliger, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich

Seit einiger Zeit wird $TlSbS_2$ als Elektrodenmaterial für Photoelektrochemie untersucht. $TlSbS_2$ ist ein hochohmiger ($\rho \cong 10^{10}$ Ωcm bei T = 300 K) Halbleiter mit Schichtstruktur. Aus Absorptionsmessungen ergibt sich eine Bandlücke von etwa 1.7 eV (1,2). Der spektrale Verlauf der transversalen Photoleitung an Luft zeigt ein Maximum für Photonen mit Energien $E \cong E_{gap}$; Licht mit Photonenenergien im Bereich starker Absorption führt zu einem etwa fünfmal kleineren Photostrom. Ein entsprechendes Verhalten für den spektralen Verlauf des Photostroms erhält man bei photoelektrochemischen Messungen: Es zeigt sich ein Maximum für Photonenenergien im Bereich der Absorptionskante, das proportional mit der Intensität zunimmt. Im Dunkeln führt der Kontakt eines hochohmigen Halbleiters mit einem Elektrolyten zu einer weit ausgedehnten Randschicht, d.h. zu einem schwachen inneren elektrischen Feld. Selbst durch Anlegen eines äusseren Feldes können die durch Licht erzeugten Elektron/Loch-Paare nicht effizient getrennt werden. Dies gilt insbesondere für Licht mit kleiner Eindringtiefe, das in der Nähe des Halbleiter/Elektrolyt-Kontaktes zu Raumladungen führt, die ein dem äusseren entgegengesetztes inneres elektrisches Feld erzeugen.

Wie schon früher gezeigt wurde (3), kann der Photostrom aber auch für Licht mit $E_{Photon} >> E_{gap}$ um grössere Faktoren verstärkt werden, wenn man mit einer zusätzlichen Lichtquelle tief eindringendes Licht gleichzeitig auf die Halbleiteroberfläche strahlt. Dadurch stellt sich eine Potentialverteilung ein, ähnlich wie man sie bei entsprechend dotierten Halbleitern vorfindet (3). Für hochohmige $TlSbS_2$-Elektroden vergrössert sich die Quantenausbeute bei Zusatzbeleuchtung je nach Photonenenergie um mehr als das zehnfache. In 1M Na_2S und den verwendeten Beleuchtungsintensitäten ist die Photokorrosion an den $TlSbS_2$-Elektroden vernachlässigbar, sodass detaillierte Langzeitmessungen an den selben Elektroden ermöglicht wurden. Figuren 1 und 2 zeigen solche photoelektrochemische Messungen, die mit Hilfe zweier monochromatisierter Lichtquellen ausgeführt wurden. Der Strahlengang der einen Beleuchtungsquelle wurde moduliert und dessen Photosignal phasenempfindlich mit Lock-in-Technik gemessen. Die zweite DC-Lichtquelle als Zusatzbeleuchtung trägt lediglich zu einer Potentialänderung im hochohmigen Halbleiter bei. Figur 1 zeigt den Photostrom für vier verschiedene Photonenenergien in Abhängigkeit der DC-Zusatzbeleuchtung. Diese vier Photonenenergien entsprechen Energien weit oberhalb E_{gap}, sodass die entsprechende Strahlung nur wenig in den Halbleiter eindringt Schwach absorbierte DC-Zusatzbeleuchtung bewirkt eine Verstärkung (Werte grösser 1) des Photostroms, während nur wenig eindringende DC-Strahlung eine Abschwächung (Werte kleiner 1) zur Folge hat. Im Unterschied zur Figur 1 zeigt die Figur 2 Messkurven, bei denen monochromatische Strahlung mit $E_{Photon} \cong E_{gap}$ moduliert wurde. Dadurch verändert sich die Potentialverteilung periodisch und bewirkt eine Modulation des Photostromes, der vom wenig eindringenden Licht herrührt, was zu einer starken Erhöhung des gemessenen Photostromes führt.

Bis jetzt lässt sich über die Eignung von $TlSbS_2$ als photoelektrochemisches Elektrodenmaterial folgendes zusammenfassen:

- Bandlücke im idealen Bereich für gute Ausnützung des Sonnenspektrums
- gute Stabilität und vernachlässigbare Photokorrosion in 1M Na_2S und bei den verwendeten Lichtintensitäten
- Nachteil: schwierige chemische Dotierung.

Die Autoren danken Herrn A. Schwyn für die Züchtung der Kristalle und dem NEFF (Nationaler Energie Forschungsfonds) für finanzielle Unterstützung.

Referenzen

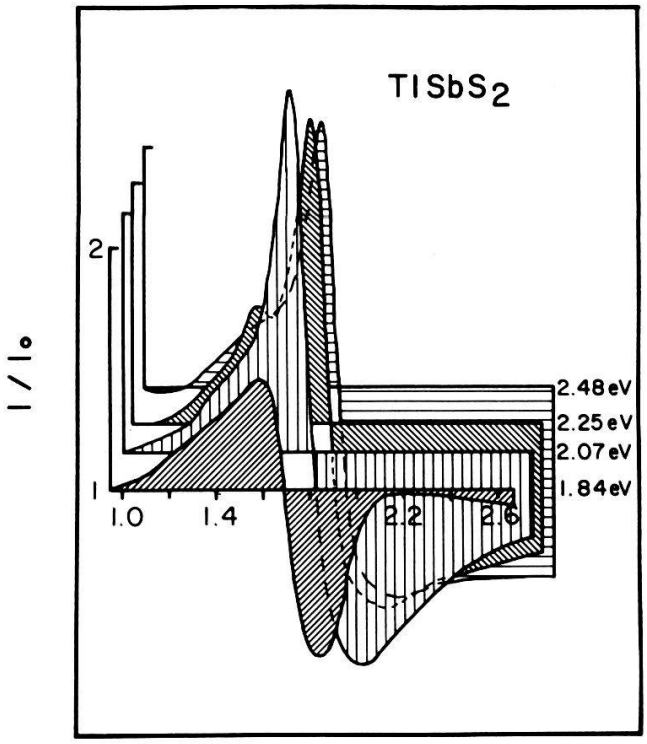
(1) G.I.Stepanov, I.V.Botgros, B.S.Chinik, P.I.Dontsoi, Soviet Physics - Solid State, 12, 1423 (1970)
(2) N.Rey, J.C.Jumas, J.Olivier-Fourcade, E.Philippot, Acta Cryst., C39, 971 (1983)
(3) O.E.Hüsser, H.von Känel, F.Lévy, HPA, 57, 50 (1984)

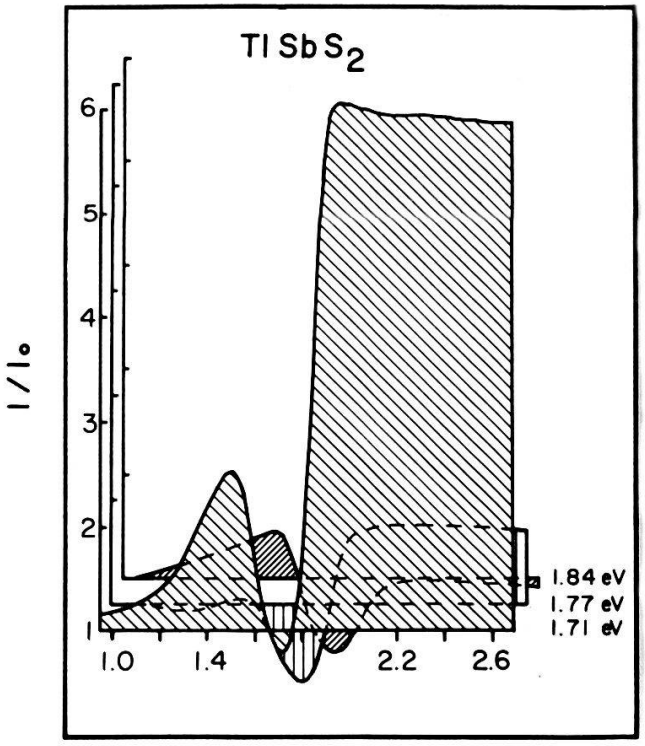
Text zur Figur 1

Photostrom für vier verschiedene monochromatische Strahlungen in Abhängigkeit von der Photonenenergie des Zusatzgleichlichtes. Die vier analysierten monochromatischen Strahlungen entsprechen Licht mit Energien im Bereich starker Absorption. Elektrodenpotential 5 V_{SCE}, Elektrolyt 1M Na_2S.

Text zur Figur 2

Photostrom für verschiedene tief eindringende monochromatische Strahlungen in Abhängigkeit von der Photonenenergie des Zusatzlichtes. Gleiches Elektrodenpotential und Elektrolyt wie in Figur 1.





Silicium Solarzellen basierend auf dem Schottky Kontakt

P. Munz, R. Schultheiss
Universität Konstanz, Fakultät für Physik, D-7750 Konstanz

1. Einleitung

Seit einigen Jahren wird der MIS Kontakt als Alternative zum p-n Uebergang der klassischen Silicium Solarzelle mit Erfolg untersucht (1,2). Der konzeptionell noch einfachere, reine Metall-Halbleiterkontakt (MS, Schottky Kontakt) wurde bisher nur für relativ wenige Metall-Silicium-Kombinationen im Hinblick auf die Anwendung in Solarzellen getestet. Es ergaben sich durchwegs nur niedrige offene Klemmenspannungen V_{oc}, kleiner als 400 mV (3), verglichen mit der typischen offenen Klemmenspannung von mindestens 550 mV der p-n Solarzelle. Einige der Schottky Kontakte auf Silicium mit den höchsten Potentialbarrieren und damit erwartungsgemäss den höchsten offenen Klemmenspannungen wurden, was die elektrischen Eigenschaften betrifft, von mehreren Autoren untersucht, in Bezug auf eine photovoltaische Anwendung bisher aber noch gar nie getestet.

In dieser Arbeit wird der Iridiumsilicid-Silicium Uebergang, für den Barrierenenergien bis 0.93 eV (4, 5) angegeben werden (die höchsten unseres Wissens für Silicium), erstmals untersucht. Silicid-Silicium Kontakte wären allgemein von grossem Interesse für eine Anwendung in Solarzellen auf Grund der grossen Härte und der chemischen Beständigkeit der Silicide und der dadurch zu erwartenden hohen Stabilität der Silicid Zellen. Diese Zellen könnten sehr einfach hergestellt werden, indem ein dünner, auf der Silicium Oberfläche deponierter Film des entsprechenden Metalles, bei hinreichend hoher Temperatur mit dem Silicium zur Reaktion gebracht wird. Edelmetallsilicide, wie das hier untersuchte Iridiumsilicid, besitzen zusätzlich noch den Vorteil, dass die Reaktion bei relativ niedrigen Temperaturen (200°C - 500°C) stattfinden kann und dass das Metall die vorherrschend diffundierende Komponente darstellt. Dies könnte die Bildung hinreichend reiner Grenzflächen erleichtern und entsprechend zu hinreichend reproduzierbaren photoelektrischen Eigenschaften der Zelle führen.

2. Herstellung und Eigenschaften der Silicid Zellen

Als Basismaterial wurde einkristallines 2 Ωcm n-Silicium mit (100) Orientierung verwendet. Die chemische Substratreinigung wurde derart durchgeführt, dass ein möglichst dünner Oxydfilm resultierte. Die Iridiumfilme mit Schichtdicken zwischen 30 Å und 80 Å wurden thermisch aufgedampft. Bei einer Reaktionstemperatur von 400°C ergaben sich schon bei 30 Å Dicke des ursprünglichen Iridiumfilmes, d.h. weniger als 70 mg/m^2, hinreichend niedrige Silicid-Schichtwiderstände von kleiner als 200 Ω/□. In Fig.1 ist die Abhängigkeit der offenen Klemmenspannung V_{oc} in Funktion der Reaktionstemperatur T_r dargestellt. Ebenfalls angegeben ist die entsprechende Zusammensetzung der Iridiumsilicide, wie sie aus der Literatur bekannt ist (6, 7). Unterhalb etwa 500°C bildet sich IrSi und oberhalb bis mindestens 900°C wird $IrSi_{1.75}$ gebildet. Die eingestrahlte Lichtintensität wurde dabei so geregelt, dass konstant für alle Zellen ein Kurzschlussstrom von 25 mA/cm^2 resultierte, entsprechend 70 mV/cm^2 eindringender Strahlungsintensität im Silicium Basismaterial. Mögliche Variationen in der Lichttransmission der Silicidfilme, gebildet bei den verschiedenen Temperaturen, können auf diese

Weise die $V_{oc}(T_r)$ Abhängigkeit nicht verfälschen. Die maximale gemessene offene Klemmenspannung von 390 mV der Iridiumsilicid Zellen liegt nur wenig über der offenen Klemmenspannung der nicht getemperten Iridium-Silicium Zelle von 360 mV.

Der nahe beim idealen Wert von 1 liegende Qualitätsfaktor von n = 1.08 der unbeleuchteten I-V Kurve deutet darauf hin, dass die untersuchten Iridiumsilicid Schottky Dioden im Rahmen des Emissionsmodelles diskutiert werden können. Nahezu ideales Schottky Verhalten mit $1 \leq n \leq 1.1$ der Edelmetallsilicide und insbesondere von Iridiumsilicid ist zu erwarten auf Grund des reinen Interfaces, gegeben durch die vorherrschende Diffusion des Ir Metalles während der Silicidbildung. Mit der nach dem Superpositionsprinzip (8) berechneten Abhängigkeit von V_{oc} von der Barrierenenergie $\emptyset_B$ ergibt sich aus der maximalen gemessenen V_{oc} eine maximale Barrierenenergie von ungefähr 0.91 eV, die befriedigend mit den publizierten maximalen Barrierenenergien des IrSi-Si Ueberganges (4, 5) übereinstimmt. Für die Berechnung der $\emptyset_B$ (V_{oc}) Beziehung wurde dabei der für n-Si übliche Wert der Mengenkonstanten $A^* = 110\ A/cm^2 \cdot K^2$ (8) und für den Qualitätsfaktor n = 1 eingesetzt. Auf Grund des vereinfachten Bandschemas des IrSi-Si Kontaktes von Fig. 2 ergibt sich, dass die Minoritätsladungsträger-Injektion trotz der für Si sehr hohen Barrierenenergie für IrSi von 0.91 eV noch zu vernachlässigen ist bei der Dotierstoffkonzentration von $2.6 \cdot 10^{15}\ cm^{-3}$ des verwendeten Si Basismaterials. Dies rechtfertigt wiederum die Anwendung des Emissionsmodells. Der Abfall von V_{oc} mit zunehmender Reaktionstemperatur ist ebenfalls in Uebereinstimmung mit der in anderen Arbeiten (4, 5) publizierten entsprechenden Abnahme der Barrierenenergie.

3. Schlussfolgerungen

Auch mit der für Silicium unüblich hohen Barrierenenergie von 0.91 eV für IrSi als Barrierenmaterial ergeben sich offene Klemmenspannungen von noch immer kleiner als 400 mV, die nicht mit den entsprechenden offenen Klemmenspannungen der konventionellen p-n Solarzellen von mindestens 550 mV konkurrieren können. Da Iridiumsilicid die höchstens bei Silicium bisher gefundenen Barrierenergien bildet, deutet das Ergebnis darauf hin, dass Schottky Uebergänge im Gegensatz zu MIS Uebergängen bei Silicium grundsätzlich für Solarzellenanwendungen zu zu niedrigen offenen Klemmenspannungen führen.

Die hier angewendete Methode der Barrierenbestimmung über die Messung der offenen Klemmenspannung erscheint als geeigneter Weg zur Messung von Barrierenhöhen grösser als etwa 0.8 eV bei Silicium, wo die üblichen Methoden nur unsichere Werte liefern.

Auf Grund der einfachen Herstellbarkeit und der hohen spektralen Empfindlichkeit der Iridiumsilicid Schottky Diode im Vergleich zur konventionellen p-n Zelle erscheint aber ein Einsatz als Lichtsensor, ganz besonders im kurzwelligen Spektralbereich unterhalb 500 nm, als denkbar. Dabei wäre auch die zu erwartende hohe zeitliche Stabilität der Zelle von Bedeutung.

Referenzen

(1) R.Singh, M.A.Green and K.Rajkanan

Solar Cells 3, 95 (1981)
(2) P.Munz and E.Bucher in "The Rare Earth in Modern Science and Technology": Vol.3, Edit. G.Mc.Carthy, Plenum Press, New York (1982) p 547
(3) J.P.Ponpon and P.Siffert, J. of appl. Phys. 47, 3248 (1976)
(4) I.Ohdomari, K.N.Tu, F.M.d'Heurle, T.S.Kuan and S.Peterson Appl. Phys. Lett. 33, 1028 (1978)
(5) S.P.Murarka, J.Vac.Sci. Technol. 17, 775 (1980)
(6) J.Baglin, F. d'Heurle, S.Peterson in "Thin Film Interfaces" Edit.J.Baglin, The Electrochem. Soc., Princeton 1980, p 341
(7) G. Ottaviani, J.Vac.Sci.Technol. 16, 1112 (1979)
(8) H.L. Hovel in Semiconductors and Semimetals, Vol 11, Academic Press, New York (1975)

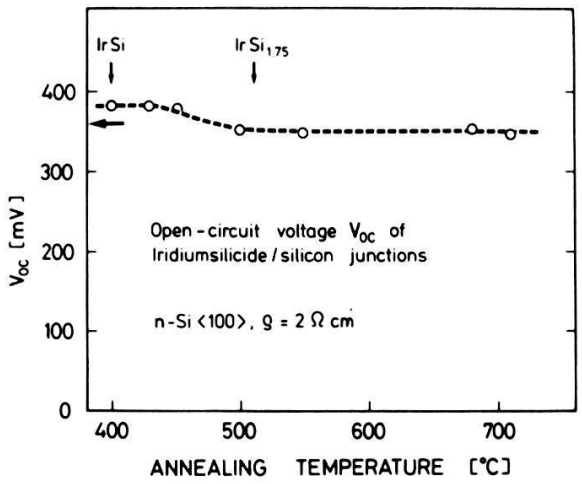


Fig. 1 Abhängigkeit der offenen Klemmenspannung V_{OC} von der Reaktionstemperatur T_r bei einer Reaktionszeit von einer Stunde und einer Ir-Schichtdicke von 50 Å. Die offene Klemmenspannung von ungetemperten Zellen ist ist mit dem Pfeil angegeben.

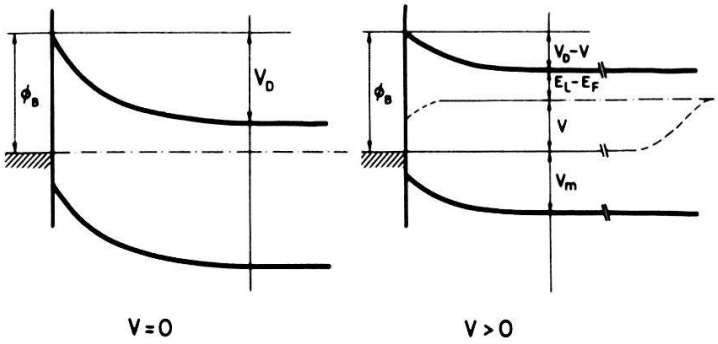


Fig. 2 Vereinfachtes Bandschema des untersuchten IrSi Silicum Schottky Kontaktes für den Kontakt im Kurzschlussfalle ohne Beleuchtung und unter Beleuchtung mit $V = V_{OC}$. Immer ist erfüllt $V_m >> E_L - E_F$.

Messung der Translationsdiffusionskonstanten von Polymeren mit Fluoreszenzkorrelationsspektroskopie

J. Schneider, P. Merki
Institut für angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern

Es wurde eine Apparatur aufgebaut, um die Translationsdiffusionskonstante von fluoreszierend markierten Polymeren mit Fluoreszenzkorrelationsspektroskopie (FKS) zu messen. Diese Messmethode hat gegenüber den hierfür oft verwendeten Lichtstreumessungen den Vorteil, dass spezifisch die Bewegungen markierter Moleküle erfasst werden.

Das Prinzip von FKS-Messungen besteht darin, mittels Fluoreszenz Teilchenzahlfluktuationen in einem kleinen, offenen Volumen zu messen. Zwischen der Diffusionskonstante D der Probemoleküle, einer charakteristischen Strecke w des Probevolumens und einer charakteristischen Diffusionszeit τ_D besteht der Zusammenhang:

$$D = w^2 / (4\tau_D).$$

Die Strecke w ist der Fokusradius des anregenden Laserstrahls. Er wird am einfachsten aus einer Eichmessung am verwendeten Farbstoff, dessen Diffusionskonstante bekannt ist, bestimmt und betrug 6,1 µm. Die Diffusionszeit τ_D wird aus der Autokorrelationsfunktion G des Fluoreszenzlichts bestimmt, welche hyperbolisch von der Zeit τ abhängt:

$$G(\tau) = a\,(1 + \tau/\tau_D)^{-1} + b \quad (a, b\text{: Konstanten}).$$

Als Probe wurde mit Fluoreszeinisothiocyanat markiertes Polyacrylamid (FITC - PAAm) gelöst in Wasser verwendet. Die Markierung von FITC - PAAm ist in [2] beschrieben. Das unmarkierte PAAm hat einen mittleren Polymerisationsgrad von $7{,}7 \cdot 10^4$. Bei dem für die FKS-Messung verwendeten PAAm - FITC betrug der Markierungsgrad 90. Damit war durchschnittlich eines von 860 Monomeren markiert.

Ein Problem bei einer FKS-Messung ist, eine hohe relative Schwankung der Teilchenzahl zu erreichen. Da die Teilchenzahl im Probevolumen einer Poissonstatistik folgt, bedeutet dies, dass eine kleine mittlere Teilchenzahl, d.h. ein kleines Probevolumen und eine kleine Konzentration angestrebt werden. Das Probevolumen in der verwendeten Apparatur beträgt 10^{-8} ml. Bei festem Probevolumen ist die minimal sinnvolle Konzentration durch die Intensität des Untergrundlichtes bestimmt, weshalb diese Intensität möglichst klein sein muss.

Der Streulichtanteil (488 nm) im Untergrundlicht konnte zwar mit einer gesättigten Lösung von K_2CrO_4 in einer Suprasilküvette gut abgeblockt werden. Andere Filter als Flüssigkeitsfilter, z.B. die als fluoreszenzarm bezeichneten Kunststoffverbundfilter, wiesen eine zu starke Eigenfluoreszenz auf [3]. Im Gegensatz zum Streulicht kann störendes Fluoreszenzlicht mit der gleichen Wellenlänge wie das Licht des Farbstoffs nicht abgeblockt werden. Deshalb müssen die untersuchte Substanz, das Lösungsmittel und auch die die Probe enthaltende Küvette extrem sauber sein. Die Küvette wurde mit einem Verfahren, bei dem Chromschwefelsäure verwendet wird, gereinigt [3].

Die Intensität des Untergrundlichtes war so gross wie die Fluoreszenzintensität einer 10^{-10} M Lösung von Fluoreszein. Die Konzentration der Probe wurde so gewählt, dass die Intensität des Untergrundlichtes und der Probenfluoreszenz etwa gleich waren. Die Konzentration des FITC - PAAm für die Messung lag bei 20 µg/lt, was wesentlich weniger ist als die für dynamische Lichtstreumessungen geeigneten Konzentrationen. Mit Fluoreszenzkorrelation können damit Polymerbewegungen in äusserst verdünnten Lösungen ohne gegenseitige Beeinflussung der Moleküle gemessen werden.
Die Messung des FITC - PAAm ergab für die Diffusionszeit τ_D = 22,5 s. Diese lange Diffusionszeit erforderte eine Messzeit von 8 Stunden für eine genügende statistische Genauigkeit des Korrelogramms. Für die Diffusionskonstante erhält man $D = 4{,}2 \cdot 10^{-13}$ m^2/s und für den hydrodynamischen Radius r = 550 nm.
Dynamische Lichtstreumessungen an unmarkiertem Polyacrylamid mit einem mittleren Polymerisationsgrad von $7{,}7 \cdot 10^4$ bei einer Konzentration von 40 mg/lt ergaben einen hydrodynamischen Radius von 370nm.
Die Uebereinstimmung der Resultate zeigt, dass die Fluoreszenzkorrelation eine Methode für die Polymerphysik ist, mit der die Translationsdiffusionskonstante einzelner Moleküle im Bereich zwischen hohen und äusserst niedrigen Konzentrationen (20 µg/lt) gemessen werden kann.

Literatur:

[1] Magde D., Elson E.L., Webb W.W.: Fluorescence Correlation Spectroscopy II. An Experimental Realization Biopolymers 13, 29 (1974)

[2] Gysel H., Nyffenegger R.: Fluoreszierende Eigenschaften von FITC-markiertem Polyacrylamid, HPA 57, 271 (1984)

[3] Schneider J.: Translationsdiffusion von Polymeren mit Fluoreszenzkorrelation
Bericht des Instituts für angewandte Physik, Universität Bern, Nr. 1056 (1984)

Zeit-aufgelöste Fluoreszenzdepolarisation von FITC-markiertem Polyacrylamid

H. Gysel, Th. Binkert
Institut für angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, 3012 Bern

Im Rahmen einer Untersuchung der Beweglichkeit von Polymermolekülen werden Reorientierungsbewegungen beobachtet. Dazu wurde die zeit-aufgelöste Fluoreszenzdepolarisation [1] des an das Polymer gebundenen Labels gemessen. Die Bewegungen des Labels, die auf diese Weise erfasst werden, widerspiegeln nun die Bewegung des Polymerrückgrats an der betreffenden Stelle. Die Information über diese Bewegungen ist in der sogenannten Fluoreszenz-Emissionsanisotropie zusammengefasst. Experimentell zugänglich ist aber die Differenz zweier Fluoreszenzabklingmessungen orthogonaler Polarisationsrichtung. Diese Differenz (typische Beispiele sind in Figur 2 gezeigt) ist eine Faltung des die Fluoreszenz anregenden Lichtpulses L(t) und des Produkts aus r(t) und der Fluoreszenzstossantwort F(t).

$$D(t) = \int_0^t L(\theta)\cdot\{r(t-\theta)\cdot F(t-\theta)\}d\theta \qquad (1)$$

Unter Annahme eines exponentiellen Abfalls von r(t) wird mit Standardmethoden [2] der Abklingparameter, die Rotationsrelaxationszeit τ_r, bestimmt. τ_r ist im allgemeinen proportional zur Viskosität η des Lösungsmittels und umgekehrt proportional zur Temperatur. Das nach (2) berechnete Aequivalentvolumen V_{eq} hängt nur noch von den Eigenschaften des Polymers ab.

$$V_{eq} = \frac{\tau_r \cdot k \cdot T}{\eta} \qquad (2)$$

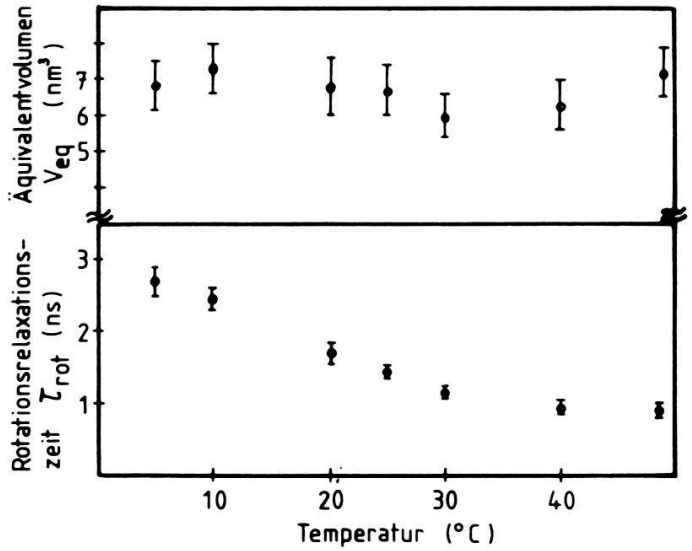
V_{eq} kann als Mass betrachtet werden für die Länge eines Polymersegments, das eine eigenständige innere Bewegung ausführt.
Das von uns untersuchte Polymer ist Polyacrylamid (PAAm, Molekulargewicht $\simeq 5 \cdot 10^6$ entsprechend $7 \cdot 10^4$ Monomereinheiten) das mit dem Farbstoff Fluoreszeinisothiocyanat (FITC) markiert wurde [3. Bei einer hohen Anzahl von Labels pro Polymermolekül ist ein unerwünschter Anregungsenergie-Uebertrag (Förster Transfer) zu erwarten, bei kleinem Markierungsgrad tritt wegen der schwachen Luminosität ein schlechtes Signal/Rausch-Verhältnis auf. Aus der Reihe von Proben mit unterschiedlichem Markierungsgrad (Mg) wurden deshalb jene mit Mg $\simeq$2 ausgewählt. Mit diesen Proben können, dank der grossen Empfindlichkeit der Methode, Messungen bei einer Konzentration von 50 mg PAAm/l durchgeführt werden. Bei dieser Konzentration kann das einzelne Polymermolekül als isoliert betrachtet werden. In einem guten Lösungsmittel (0.1 M $NaHCO_3$) bei 20°C beträgt die Rotationsrelaxationszeit 1.7 ns $\pm$ 0.2 ns bzw. das Aequivalentvolumen 6,9 nm^3 $\pm$ 0.8 nm^3. Dies entspricht dem Marker und nur etwa 50 Monomereinheiten. Weiter zeigen die Messungen (siehe Figur 1), dass das Aequivalentvolumen im Bereich von 5°C bis 50°C kaum von der Temperatur abhängt, d.h. diese grosse innere Beweglichkeit scheint nicht wesentlich durch die Temperatur beeinflussbar zu sein. Hingegen ist aus ersten Resultaten ersichtlich, dass in einem schlechten Lösungsmittel diese Bewegungen stark gehemmt sind. In einer 38,5% Gewicht Aceton-Wasser Lösung wurde als untere Schranke für das Aequivalentvolumen 260 nm^3 gemssen, was 2200 Monomereinheiten entspricht. Diese eingeschränkte innere Beweglichkeit beruht darauf, dass sich das PAAm-Molekül in einem schlechten Lösungsmittel

zu einem wesentlich kompakteren Globule zusammenzieht.

Literatur:

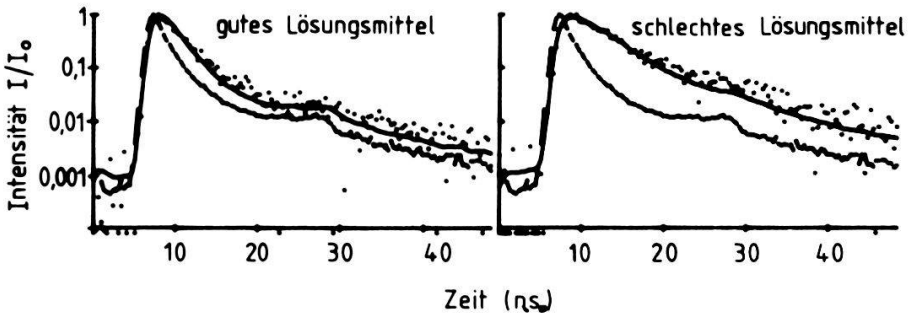
[1] K.P. Ghiggino, A.J. Roberts, V. Phillips, Advances in Polymer Science 40 (Springer 1981), 143-161
[2] J. Ricka, Rev. Sci. Instrum. 52 (1981) 195-199
[3] H. Gysel, HPA 57 (1984) 271-273

Figur 1



Rotationsrelaxationszeit und Aequivalentvolumen für FITC-markiertes Polyacrylamid in Wasser als gutem Lösungsmittel (0.1 M $NaHCO_3$). Die Rotationsrelaxationszeit hängt von der Drehbeweglichkeit, aber auch von Temperatur und Viskosität des Lösungsmittels ab. Diese Einflüsse sind beim Aequivalentvolumen kompensiert. Damit ist es ein Mass für die Länge des Polymersegmentes mit einheitlicher Reorientierungsbewegung. Diese Länge ist nicht signifikant von der Temperatur abhängig.

Figur 2



Zeitabhängige Fluoreszenz von markiertem Polyacrylamid, vergleichsweise in einem guten und in einem schlechten Lösungsmittel. Punktiert ist die

Differenz D(t) von 2 Fluoreszenzabklingmessungen unterschiedlicher Polarisationsrichtung, gestrichelt ist der Verlauf des Anregungslichts (vergleiche Text). Ausgezogen ist der Fit für die Parameterbestimmung. Das gegenüber der Anregung deutlich langsamere Abklingen der Differenz beim schlechten Lösungsmittel ist Ausdruck der, gegenüber dem guten Lösungsmittel, sehr eingeschränkten Möglichkeit des Polymers, innere Drehbewegungen auszuführen.

Herstellung von PbSe / BaF_2 / PbSe Mehrfachschichten

W. Vogt, H. Zogg, Institut für Angewandte Physik und AFIF
ETH-Hönggerberg, CH-8093 Zürich

Bleiselenid (PbSe) ist ein Schmalbandhalbleiter und geeignet für Infrarotanwendungen im 4-8 µm Bereich. Es ist bekannt [1], dass die Bleichalkogenide epitaktisch auf BaF_2-Einkristallen aufwachsen. Im Rahmen dieser Arbeit stellte sich die Frage, ob epitaktisches BaF_2 durch Aufdampfen in genügender Qualität hergestellt werden kann, um seinerseits als Substrat zur Herstellung von Infrarotdetektoren zu dienen, was zu interessanten Anwendungen führen dürfte [2].

Auf eine polierte (111)-BaF_2 Oberfläche wurde zunächst in einem Hochvakuum-Rezipienten eine 6.7 µm dicke PbSe-Schicht epitaktisch aufgewachsen. Dies geschah mit einer Heisswandepitaxie-Methode [3]. Das Ausgangsmaterial PbSe wurde auf 600°C erhitzt und verdampft. Die gewünschte Ladungsträgerkonzentration und der Typ der Schicht (n- oder p-leitend) wurden durch zusätzliches Verdampfen von Selen gesteuert. Die Temperatur des Substrats betrug 485°C. Unmittelbar nach Herstellung der ersten PbSe-Schicht wurde auf diese im gleichen Rezipienten eine 0.47µm dicke epitaktische BaF_2-Schicht aufgedampft bei einer Probentemperatur von 250°C (eine noch tiefere Temperatur erschwert, trotz angepasster Gitterkonstante, ein epitaktisches Wachstum). Nach erfolgtem Maskenwechsel wurde auf die dünne BaF_2-Epitaxieschicht eine zweite PbSe-Schicht aufgebracht. Im letzten Schritt wurden durch Aufdampfen von Blei auf das p-Typ PbSe Schottkykontakte (Dioden) hergestellt.

Konzentration p und Beweglichkeit µ der Ladungsträger wurden bei Temperaturen T zwischen 300K und 12K bestimmt. Dabei ergab sich für µ das zu erwartende $T^{-5/2}$-Gesetz, wie dies auch bei PbSe-Schichten auf massivem BaF_2 gefunden wird [1] (vgl.Fig. 1).

Das R_oA-Produkt (d.h. der differentielle Diodenwiderstand bei Vorspannung Null multipliziert mit der Diodenfläche) ist gegeben durch [1] :
$R_oA = \beta kT/(qJ_S)$, wobei k=Boltzmannkonstante, q=Elementarladung, J_S=Sättigungsstromdichte. Betrachtet man nur die Diffusion von Ladungsträgern zum p-n Uebergang bezw. Metall-Halbleiterkontakt, so gilt β=1 und J_S(Diffusion) ist proportional zu n_i^2, wobei n_i=intrinsische Ladungsträgerkonzentration. Ein zweiter Beitrag zu J_S entsteht durch Erzeugung von Ladungsträgern in der Verarmungszone. In diesem Fall ist β=2 und J_S(Verarmung) ist proportional zu n_i. Trägt man $\ln(R_oA)$ gegen 1/T auf, so ergibt sich in guter Näherung für Diffusionsbeschränkung eine Gerade mit einer Steigung von E_G/k (E_G=Bandabstand) und im Verarmungsfall eine Steigung von $E_G/(2k)$ [1]. Fig. 2 zeigt die gefundenen R_oA-Produkte für Dioden auf

massivem BaF_2 und für solche auf Mehrfachstrukturen. Die beiden Geraden in Fig.2 zeigen die entsprechenden Steigungen für Verarmungs- und Diffusionsbeschränkung.

Die Messungen der spektralen Empfindlichkeit ergaben für Proben auf massivem BaF_2 den zu erwartenden (ungefähr) linearen Anstieg der Empfindlichkeit bis zu einer maximalen, durch E_G bestimmten Wellenlänge λ_{max} und einen sehr raschen Abfall für $\lambda \geq \lambda_{max}$. Die als Schichtpaket hergestellten Dioden dagegen zeigten nur in der Umgebung von λ_{max} eine grosse Empfindlichkeit (Peak). Da die Dioden von der Rückseite, d.h. durch das ganze Schichtpaket beleuchtet werden, ist dieser Effekt durch Absorption der Strahlung in der ersten Schicht erklärbar. Der Empfindlichkeitspeak trat bei allen Temperaturen auf, ist also nicht durch Interferenzen allein erklärbar.

Abschliessend lässt sich festhalten, dass es aufgrund dieser Ergebnisse möglich sein sollte, auch auf Si-Wafern mit epitaktischer BaF_2-Zwischenschicht PbSe-Dioden brauchbarer Qualität herzustellen.

Literatur:
[1] : H. Holloway, Physics of Thin Films, 11, 105 (1980)
[2] : H. Zogg, W. Vogt, Helv. Phys. Acta, dieser Band
[3] : I. Kasai, J. Appl. Phys. 47, 3167 (1976)

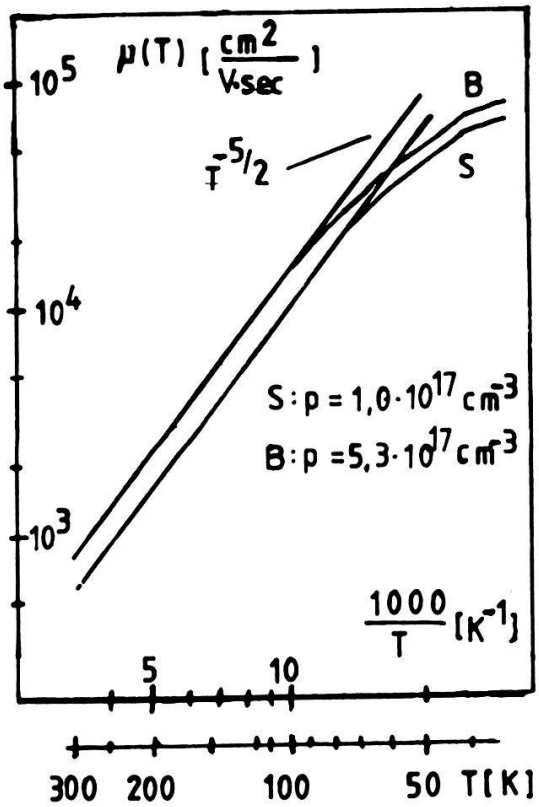


Fig. 1: Hallbeweglichkeit μ(T) für Ladungsträgerkonzentration p
S: PbSe auf massivem BaF_2 (= Substrat für Schicht B)
B: PbSe auf aufgedampftem BaF_2

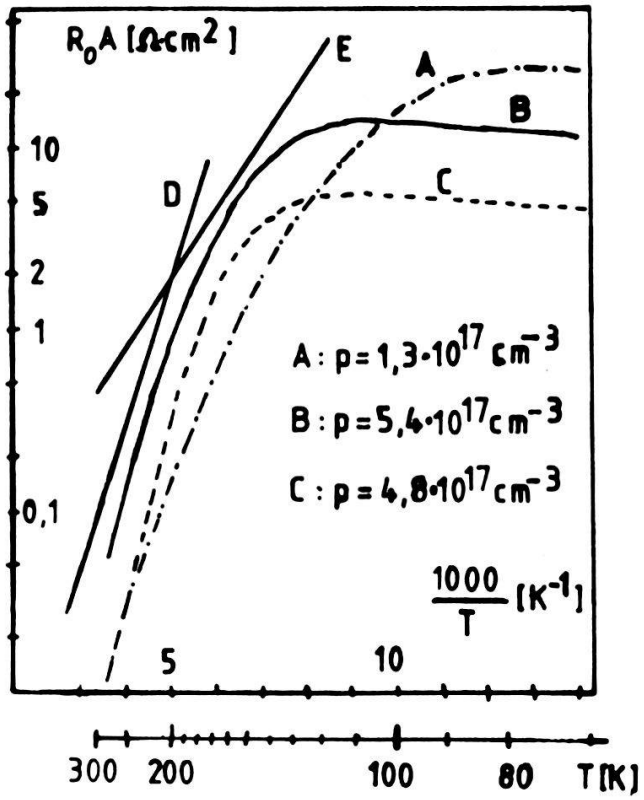


Fig. 2: R_oA-Produkt für verschiedene Konzentrationen p
A, C: PbSe auf massivem BaF_2
B : PbSe auf aufgedampftem BaF_2
Steigung der Geraden D und E: E_G/k und $E_G/(2k)$

Heteroepitaktische Si - Schmalbandhalbleiter Strukturen und Anwendung in IR-Sensorsystemen

H. Zogg, W. Vogt, Institut für angewandte Physik und AFIF, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich

Die molekular sublimierenden Fluoride CaF_2, SrF_2, BaF_2 und Mischungen untereinander können durch thermisches Vakuumverdampfen (Molekularstrahlepitaxie) auf verschiedene Halbleiter epitaktisch aufgewachsen werden. Dabei sind weder eine exakte Gitteranpassung noch besonders hohe Substrattemperaturen während des Wachstums nötig [1,2].

Umgekehrt werden massive BaF_2 Einkristalle als Substrate verwendet, um darauf IV-VI Schmalbandhalbleiterschichten wie (Pb,Sn)Te, Pb(S,Se) oder (Pb,Sn)Se epitaktisch aufzuwachsen und daraus empfindliche Infrarotdetektoren (Photodioden) herzustellen [3]. Fig. 1 zeigt die bei Anwendungen üblichen Zusammensetzungen dieser Schichten und die daraus resultierenden Grenzwellenlängen der Empfindlichkeitsbereiche. Die Unterschiede in den

Gitterkonstanten zwischen BaF_2 Substrat und Schicht betragen weniger als 5% und sind nicht kritisch für ein erfolgreiches Wachstum. Günstig sind dagegen die fast identischen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der IIa-Fluoride und IV-VI Verbindungen ($\sim 2.10^{-5}$/K).

In unseren vorgängigen Untersuchungen mit PbSe als Modellvertreter dieser IV-VI Halbleiter zeigte sich, dass (1) BaF_2 auf PbSe epitaktisch abgeschieden werden kann in einer Qualität, die sogar die Herstellung von MIS-Strukturen ermöglicht [4], und (2) auf dem epitaktischen BaF_2 als weitere Schicht abgeschiedenes PbSe nahezu ununterscheidbare elektronische Eigenschaften gegenüber PbSe Schichten auf massivem BaF_2 (und auch massivem PbSe) aufweist [5].

In der vorliegenden Arbeit wurden IIa-Fluoride als Zwischenschicht benutzt, um auf Si erstmals einen Schmalbandhalbleiter (PbSe) epitaktisch abzuscheiden. Dazu wurde auf (111)-Si Wafer bei Temperaturen zw. 450 und 600°C 100-400 nm dicke Fluoridschichten bei Raten 0.1-0.3 nm/sec aufgedampft. Zur Gitteranpassung wurde die Schichtzusammensetzung durch Steuerung von drei mit CaF_2, SrF_2 und BaF_2 gefüllten Quellen von anfänglich CaF_2 an der Si-Grenzfläche über die Mischkristallreihe $(Ca,Sr)F_2$-$(Sr,Ba)F_2$ - [oder auch über $(Ca,Ba)F_2$, welches metastabil ist]- bis zu BaF_2 im Laufe des Schichtwachstums allmählich verändert. $\sim$4µm PbSe wurde darauf in einem separaten System mit einer Heisswandepitaxie-Methode aufgewachsen. Die einkristalline Natur der gezüchteten Fluorid- und Halbleiterschichten wurde jeweils mit "channeling"-Bildern, -die ein direktes Abbild der ausgezeichneten Netzebenen liefern-, in einem Rasterelektronenmikroskop verifiziert. Es zeigte sich, dass eine Gitteranpassung an der Si/Fluorid Grenzfläche das epitaktische Wachstum begünstigt, aber nicht unbedingt notwendig ist. Bei geeigneten Wachstumsbedingungen konnten z.B. auch einkristalline (nicht gitterangepasste) Si/BaF_2/PbSe "Sandwich" Strukturen erhalten werden.

Die stark unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Fluoride gegenüber Si führen zu hohen mechanischen Spannungen in den Schichten, die teilweise in unbefriedigender Haftung resultieren. Herstellung bei möglichst tiefen Temperaturen und Wahl von kleinen lateralen Ausdehnungen sind deshalb vorteilhaft.

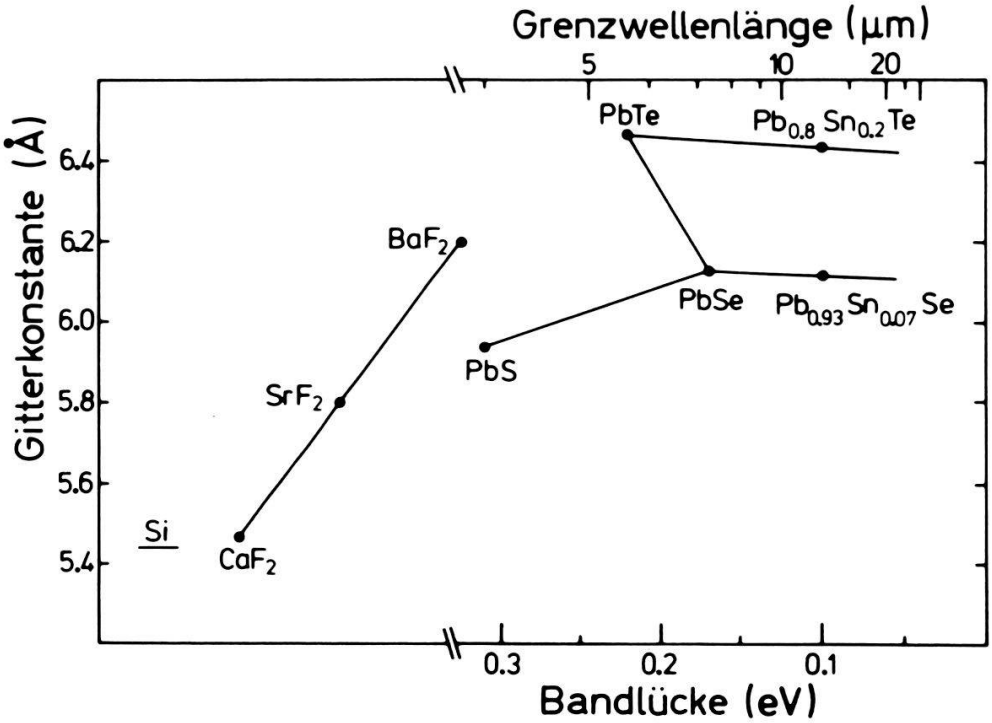
Zur Demonstration der elektronischen Qualität der PbSe Schicht einzelner, noch unoptimiert hergestellter Strukturen wurden darauf bereits Infrarotsensoren fabriziert. Diese als Schottkydioden konzipierten Sensoren wiesen z.T. Empfindlichkeiten auf, die (bei 77K) nur ca. 3 mal oberhalb dem Rauschen der thermischen Hintergrundstrahlung (300K, 180° Blickwinkel) liegen. Eine Verbesserung um mindestens einen Faktor 10 dürfte bei verbesserten Herstellungsprozeduren ohne Schwierigkeiten erzielbar sein.

Solche monolithischen Strukturen könnten im Sensorsystem von Wärmebildkameras (sog. Focal Plane Arrays) bisher benutzte komplizierte hybride Konstruktionen ersetzen: Im Schmalbandhalbleiter (mit dem gewünschten Spektralbereich entsprechend gewählter Zusammensetzung) kann eine (1- oder 2-dimensionale) Matrix von einzelnen IR-Sensoren und im Si die nötige Verstärker- und Multiplexierelektronik integriert werden.

Herrn P. Wägli, Lab. für Festkörperphysik ETHZ, sei an dieser Stelle für seine zahlreichen Aufnahmen von REM-channeling Bildern gedankt.

Referenzen:
[1] R.F.C. Farrow, P.W. Sullivan, G.M. Williams, G.R. Jones, and D.C. Cameron, J. Vac. Sci. Technol. 19, 415 (1981)
[2] T. Asano, H. Ishiwara, and N. Kaifu, Jpn. J. Appl. Phys. 22, 1474 (1983).
[3] H. Holloway, Physics of Thin Films 11, 105 (1980).
[4] H. Zogg, W. Vogt, H. Melchior, Appl. Phys. Lett. 45, 286 (1984)
[5] W. Vogt und H. Zogg, Helv. Phys. Acta, dieser Band.
[6] H. Zogg, W. Vogt, H. Melchior, Infrared Phys. 25, Nr. 1/2 (1985), im Druck

Fig. 1 Gitteranpassung von Fluoriden an Si und Bandlücken von IV-VI Schmalbandhalbleitern.



Current-field characteristics of thin SiO_2 measured with floating gate structures.

J.Manthey, M.Dutoit, M.Ilegems
Institut de Microéléctronique, EPFL, 1015 Lausanne, Switzerland

Electrical conduction across silicon dioxide is important in floating gate nonvolatile memories, the operation of which is based on charge transfer to and from a floating gate. We have measured the threshold voltage of such structures with different injection areas and oxide thicknesses as a function of the amplitude and duration of the programming pulse. From these results we deduce current-field characteristics of the injection oxide. The results are fitted in with the Fowler-Nordheim equation and compared with other reports.

The FN parameters deduced in this way are close to those obtained by standard techniques.

* This research was sponsored by the National Fund for Scientific Research (PN 13).

Entdeckung universaler Atomstrukturen - Durchbruch zum Absolutmodell ?

J.T. Muheim, Laboratorium für Festkörperphysik ETH, 8093 Zürich, Switzerland

Begriffliches zur Wechselwirkungskosmologie

Die Wechselwirkungskosmologie sieht scheinbar gleichbleibende stationäre Quantenstrukturen im Weltbau einerseits und dynamische Vorgänge anderseits als ein komplexes Zusammenspiel von Wechselwirkungen (WW). Wir betrachten die auf i-te diskrete WW verallgemeinerte Rezession als einen Archetypus der Bewegung schlechthin. Rezession bedeutet dabei ein irgendwie expansives rotschiebendes Geschehen, das nicht anschaulich verstanden werden kann. Da aber selbst die stationären Strukturen letztlich dynamischer Natur sind, ist es naheliegend, sie als quantenphysikalisch eingefrorene Bewegung zu betrachten. Demzufolge erscheinen die Quantenstrukturen als der Rezession unterschobene unveränderliche Raum-Zeit-Gerüste. Diese strikte Strukturalität basiert auf der echten Unveränderlichkeit von Naturkonstanten und -gesetzen. Der Befund bildet eigentlich die Basis eines Absolutmodells. Ein solches Modell hat zum Ziel, bei minimalen Voraussetzungen alle wesentlichen Bestimmungsgrössen und Strukturen des Universums unabhängig von der Beobachtung zu liefern. Dies ist insbesondere in jenen Fällen wünschbar, wo entweder die Beobachtung das Ergebnis verzerrt, oder aber grundsätzlich nicht zum Zuge kommt, wie vielleicht im Fall der Gesamtbaryonenmasse M_u des Universums.

Aus der Sicht der WW ist es angezeigt, (i) dem stationär-strukturalen Aspekt der Rezession eine diskrete (von abzählbar ∞ vielen!) i-te WW (gleich Rahmen-WW), charakterisiert durch die i-te Feinstrukturkonstante α_i, und (ii) dem kontinuierlich -dynamischen Aspekt ein der Rahmen-WW eingebettetes WW-Kontinuum $\{\alpha\}$ zuzuordnen. Da (ii) jeder beliebigen durch (i) charakterisierten Rezession angehört, sind alle Rezessionen aufeinander abbildbar. Einstweilen sind zwei Abbildungsarten bekannt: eine direkte oder affine, und eine inverse. Zwei Kontinuumsgrössen treten dabei ins Spiel: die typische Wellenlänge λ der jeder Rezession assoziierten Planckstrahlung, und der Comptonradius $r_C=\hbar/mc$ der zur formalen Ladung e äquivalenten Masse m, wobei $\alpha=e^2/\hbar c\sim m^2$ gilt.

Die Rezession wird geometrisch als Weg- bzw. Zeit- oder (bei sphärischer Expansion) als Radiusachse dargestellt, die von einem ideellen Ursprung aus mit Lichtgeschwindigkeit in Pfeilrichtung, also wachsender Zeit, durchlaufen wird. Da die Quantenphysik weder Singularitäten noch ∞ kennt, beginnt die Rezession nicht bei R=0 sondern $R_{i,min.}>0$. Bei der direkten Abbildung liegen die betroffenen Punkte R_i, R_j von zwei Rezessionsgeraden i,j übereinander. Diese Punkte haben im Phasenraum dasselbe Wertepaar (λ,r_C). λ und r_C genügen der Phasenraumrelation $r_C^2\lambda=\lambda_e^3=(h/m_ec)^3$. R_i und R_j genügen $R_i/R_j=\alpha_j/\alpha_i$. Bei der inversen Abbildung gehören die betroffenen Wertepaare $(\lambda,r_C)_i$ und $(\lambda,r_C)_j$ nicht übereinanderliegenden R_i, R_j an, ausgenommen für den "Fixpunkt" der Abbildung, für den inverse und direkte Zuordnung koinzidieren.

Universale Atomstrukturen

Vorbemerkung: Die Symbolwahl ist derzeit ein echtes Problem. Da R schon durch feste Quantenradien in g-Rezession, z.B. R_0, R_H, R_F, $R_{ss}(M_u)$, $R_u=a_g$ (gravitativer Bohrradius), $R_{gr} = r_{g,\infty 1}$, $R_{g,v\to c}=r_{g,21}$ etc. belegt ist, wird für die Radiusvariable R_i in i-ter (diskreter) WW eher r_i vorgezogen. Hier jedoch entsteht die Gefahr der Konfusion von r_i mit dem r_i zugehörigen i-unabhängigen Comptonradius $r_C=\hbar/mc$. Nun wirken aber auf r_i noch andere Massen wie Z.B. m_x, m_y aus $\chi_i = (m_x/m^2_y)_i$, die auch die Bedeutung von Comptonmassen haben können, etc., etc. bis unendlich. Ferner riskiert die Variable r_C mit dem i-diskreten Fleckradius $r_{F,i}$ oder dem i-abhängigen Protonradius $r_{p,i}$ verwechselt zu werden. Man begreift das Problem am besten aus der Tatsache, dass jeder einzelne der unendlich vielen skalaren Massenwerte selbst wieder in unendlich vielen Funktionen auftreten kann. Die Symbolwahl hat daher vorläufig reinen ad hoc-Charakter.

Eine Rezession in beliebiger diskreter WW scheint die universelle Eigenschaft zu haben, dass ihr bestimmte stationäre Quantenmuster unterschoben sind. Ein solches Muster wurde erstmals in Zusammenhang mit den von der schwachen WW regierten quantisierten Abklingzeiten der Anregungszustände des Wasserstoffatoms beobachtet [1a]. Dabei stimmt die Abklingzeit τ_{21} des (21)-Lyman-Uebergangs mit der "schwachen" Hubble-Zeit $\tau_w=1/H_w$ überein: $r_{21} = \tau_{21}c=\tau_w c=c/H_w=r_{w,v\to c}$ ist der "schwache" Hubble-Radius. r_{21} nun korrekter geschrieben, $r_{w,21}$ entspricht in direkter Abbildung dem gravitativen Hubble-Radius $R_{g,v\to c}= r_{w,21}(\alpha_w/\alpha_g)=r_{g,v\to c}=r_{g,21}$ [1b]. Ebenso koinzidiert die Lebensdauerentsprechung zur Lyman-Seriengrenze $r_{\infty 1}=(3/4)^2 r_{21}= \tau_{\infty 1}c$, oder in genauerer Schreibweise $r_{w,\infty 1}$, bei direkter Abbildung mit der oberen Grenze R_{gr} der ungestörten gravitativen Hubble-Rezession [1a]. Der tiefere Grund für diese Koinzidenz ist ein unendlichfacher und hängt mit der gesamten ww-mässigen Struktur des Universums zusammen. Für den Moment sei nur soviel gesagt, dass die "Lyman-Seriengrenze" ($\infty 1$) für direkte Abbildung auch "Lyman-Seriengrenze" der inversen Abbildung ist. Dies ist aber gerade der Fixpunkt der Abbildung. Warum ist nun diese Stelle so hochausgezeichnet? Die Lyman-Seriengrenze markiert die Ionisierung, d.h. die Zerstörung der stabilen Quantenstruktur des H-Atoms. Hier begegnen sich diskrete Lebensdauerterme und Lebensdauerkontinuum. Da nun das ganze Universum in allen WW wasserstoffartig ist, merkiert die Seriengrenze wahrscheinlich die Nahtstelle des ständigen Werde- und Vergehensprozesses überhaupt. In diesen umfassenden Prozess sind nicht nur die material belegbaren Quantenstrukturen sondern selbst Raum und Zeit mit einzubegreifen.

Direkte und inverse Abbildung eines Quantenmusters sind natürlich auch innerhalb ein- und derselben WW durchführbar. Im direkten Fall bedeutet dies trivialerweise Abbildung auf sich selbst. Nicht so bei der inversen. Es müssen somit zwei Strukturen unterschieden werden. Wir nennen jene Struktur, deren diskrete Lyman-Terme sowie alle Nebenserien (Balmer, Ritz-Paschen, Brackett, Pfund etc. bis zur theoretisch maximalen Ordnung von ca. 8800!) rechts der Fixstelle liegen, und deren Lyman-Kontinuum links von ihr liegt, eine r-Struktur oder kurz ein r-Atom. Entsprechend heisse jene Struktur, deren diskrete Lyman-Terme sowie alle Nebenserien bis zur erwähnten maximalen Ordnung links der Fixstelle liegen, und deren Lyman-Kontinuum rechts von ihr placiert ist, eine s-Struktur oder kurz ein s-Atom. Die Rezessionsachse sei ususgemäss gleichliegend wie die x-Achse eines cartesischen Koordinatensystems. Der "Nullpunkt" oder Anfangspunkt der Rezessionsachse

fällt dann mit dem Ursprung zusammen. Die Bedeutung des Anfangspunkts ist sehr vielfältiger Art: oft ist es der Beobachterstandort oder aber einfach "Zentrum" eines sphärischen Geschehens. In interaktiver Hinsicht ist es in direkter Abbildung stets der Urradius R_0=2.746μ [1c]. Da die Abbildung über den Phasenraum verläuft, sind die vom Ursprung aus gerechneten s- und r-Längen, deren Bedeutung ein in Lichtweg ausgedrückter Bahnradius ist, nicht einfach-hyperbolisch verknüpft, sondern durch $s \sim 1/r^2$. Somit gilt in allgemeiner Schreibweise für die diskreten Terme:

$$r^2_{i,mn}\, s_{i,mn} = r^3_{i,\infty 1} = s^3_{i,\infty 1} = \text{const.}$$

mit n=1, m= 2,3,... (Lyman-Serie), n = 2, m = 3,4,... (Balmer-Serie) etc. Da das Wasserstoff-Lebensdauerspektrum ein r-Atom in schwacher Rezession ist, und da die schwache Feinstrukturkonstante α_w bekannt ist, sind die r_i- und s_i-Atome angebbar, sobald die einem Phänomen zugrundeliegende i-WW α_i bekannt ist. Man beachte, dass auch hier der Symbolkonflikt virulent ist: sowohl $r_{i,mn}$ wie $s_{i,mn}$ sind diskrete r_i-Werte. r (gleich "rechts") von $r_{i,mn}$ diene lediglich als Eselsbrücke, dass der diskrete Lyman-Teil und alle höheren Nebenserien rechts der Fixstelle liegen.

Gemäss [1a,b,d] gilt für das diskrete $r_{i,mn}$ -Spektrum:

$$r_{i,mn} = \tau_{i,mn} c = \frac{\alpha_w}{\alpha_i}\, \tau_{w,mn}\, c = \frac{\alpha_w}{\alpha_i}\, r_{w,mn}, \text{ mit}$$

$$\tau_{w,mn} = r_{w,mn}/c = \text{const.}\ \lambda^2_{mn}, \text{ wo } \lambda^{-1}_{mn} = R_y(1/n^2 - 1/m^2)$$

$$\text{und const.} = \frac{3\varepsilon_0 c m_e}{2\pi\, e_s^2} = 4.498 \cdot 10^4 \text{sm}^{-2}.$$

Oder $$r_{i,mn} = \left(\frac{3}{4}\right)^2 \frac{r_{i,21}}{(1/n^2 - 1/m^2)^2}, \text{ wo } r_{i,21} = \frac{\alpha_w}{\alpha_i}\, r_{w,21}$$

und $$r_{w,21} = 0.1993\ \text{m} \approx \lambda_{hfs}(\text{H})$$ (Wasserstoff-Hyperfeinwellenlänge).

Beispiel: Quasar-Galaxie-Assoziationen

Für i = g ist $r_{g,21} = R_{g,v\to c} = c/H_g = 1.763\cdot 10^{26}\,m = 18.64\cdot 10^9$ Lj

$r_{g,\infty 1} = s_{g,\infty 1} = (3/4)^2\, r_{g,21} = R_{gr}[1a] = 9.914\cdot 10^{25}$ m

$= 10.48\cdot 10^9$ Lj

Lyman-Serie: n = 1, m = 3,4....

r-Atom: $$r_{g,m1} = \left(\frac{3}{4}\right)^2 \frac{r_{g,21}}{(1-1/m^2)^2} = \frac{1.048\cdot 10^{10}}{(1-1/m^2)^2}\,\text{Lj}$$

s-Atom: $s_{g,m1} = r^3_{g,\infty 1}/r^2_{g,m1}$; zur formalen WW $\alpha = R/R_{g,v\to c}$,

mit $R = r_{g,m1}$ oder $s_{g,m1}$, gehört in der Heim-Metrik [2]

die Rotverschiebung $z = \alpha/(1-\alpha)$ mit $\alpha = v/c$; v ist eine formale aber irgendwie beobachtbar-reale "Fluchtgeschwindigkeit".

Die Werte sind in der Tabelle zusammengestellt:

m	$r_{g,m1}$ (10^9Lj)	α	z	$s_{g,m1}$ (10^9Lj)	α	z
2	18.64	1	∞	3.312	0.1776	0.2160
3	13.26	0.7113	2.464	6.542	0.3509	0.5407
4	11.92	0.6389	1.769	8.095	0.4343	0.7676
5	11.37	0.6099	1.564	8.901	0.4775	0.9139
6	11.08	0.5944	1.465	9.363	0.5023	1.0090
.						
.						
∞	10.48	0.5622	1.284	10.48	0.5622	1.284

Fig. 1 zeigt die Verteilungsdichte je Einheitsrotverschiebung von 68 Quasar-Galaxie-Assoziationen nach Burbidge [3] als Funktion der Rotverschiebung z. Die Uebereinstimmung mit dem Modell ist perfekt. Offensichtlich liegt ein echtes s-Atom vor, dessen Lymann-"Niveaux" (21), (31), (41) klar aufgelöst sind, und dessen Lyman-Kontinuum an den diskreten

Niveaux (31), (41) und (∞1) des r-Atoms Einschnitte zeigt. Dies ist die ww-mässige Version der Kommensurabilitätslücken bei den Planetoiden. Tatsächlich liegt eine Art Interferenz vor, wobei via Phasenraum die r-Niveaux im s-Kontinuum gelöscht werden. Die s-Verteilung demonstriert hinsichtlich des r-Atoms das Babinet-Prinzip. Der irdisch-galaktische Beobachter fungiert bei diesem s-Atom im Fall des Lyman-Zustandes mit seiner Galaxis als "Elektron" bezüglich dem aus der Quasar (Q)-Galaxie-Gruppe bestehenden "Proton" im quantisierten Abstand $s_{g,ml}$. Da der Beobachter hinsichtlich seines "Kerns" die Quantenbahn nicht verlassen kann, sieht er die restlichen Quantisierungen seiner Bahn eben bezüglich anderer "Kerne". Im Fall der Balmer-Serie tritt anstelle des irdischen Beobachters die dem Quasar assoziierte Galaxie. Die Galaxie ist jetzt "Elektron" und der Quasar "Kern". Die Analyse der Q-Galaxie-Separation der Daten von [3] ergibt ebenfalls ein klar aufgelöstes Spektrum mit bevorzugter Besetzung der Niveaux (32) und (42). Die Bevorzugung niedriger Niveaux scheint einen fundamentalen interferenzbedingten Sachverhalt anzukündigen (Vorzugsregel). Das Maximum bei z = 2,1 gibt den aktualen Rand des Universums R_{akt} wider. Ihm entspricht aus bisher 9 verschiedenen Analysen von s- und r-Atomen (Planetoiden, Saturnringe etc.) der Radius $(12.7\pm0.2)\cdot10^9$ Lj [4]. Auf der Radiusachse sind einige ausgezeichnete Dimensionen (Schwarzschildradius $R_{ss}(M_u)$, gravitativer Bohrradius a_g, Seriengrenzradius $R_{gr} = r_{g,\infty 1}$, aktualer Radius R_{akt}) mit den zugehörigen Phasenraum-Comptonmassen widergegeben. Die Existenz der Balmer-Serie wird als Indiz betrachtet, dass die Q-assoziierte Galaxie im Energieerzeugungsmechanismus des Quasars eine bedeutende, wenngleich noch unverstandene Rolle spielt und wahrscheinlich mit der Superluminalität $v = \pi^2 c$ der Q-Jets aus einem Wasserstoff-Helium-Festkörper zusammenhängt. Die Q-Dunkelmasse (unverdampfter Restfestkörper) wird auf ca. 90% der universalen Gesamtmaterienmasse $M_u = 1.854\cdot10^{52}$kg geschätzt. Die Planetenverteilung im Sonnensystem ist weder ein r- noch ein s-Atom, sondern befolgt die Massensequenz eines Bildkugelmultipols [1d]. Die Titius-Bode-Reihe ist somit ein echtes Quantengesetz, und das Sonnensystem daher stabil. Kann die universale Expansion (bzw. Alterszunahme) direkt beobachtet werden (Kosmische Uhr)?. Da sowohl die Cassiniteilung wie auch der kürzlich beobachtete E-Ring des Saturns als Ergebnis einer Resonanz mit dem aktualen Universum betrachtet werden, folgt, dass der Cassini-Innenrand jährlich um 1.85 cm nach innen, und der E-Ring jährlich 1.75 cm nach aussen rückt. Eine messtechnische Ueberprüfung scheint im Fall der Cassiniteilung im Bereich des Möglichen.

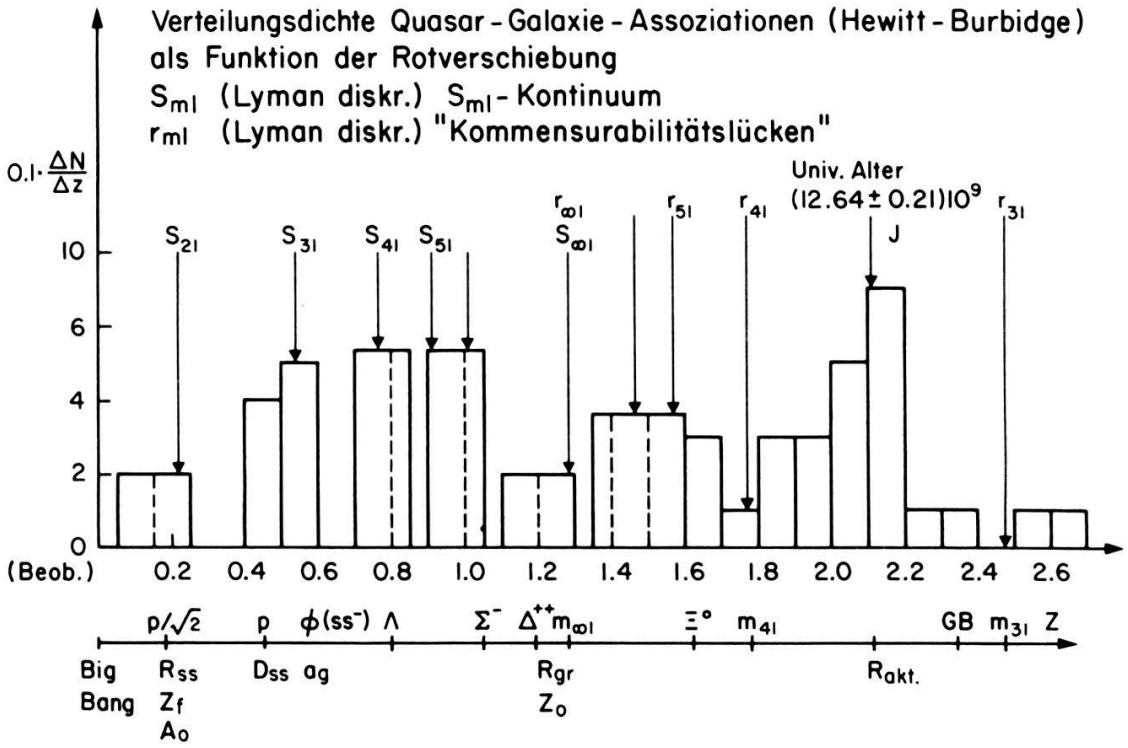


Fig. 1

Literatur

[1] J.T. Muheim, a) Helv. Phys. Acta 54, 596 (1981); b) Helv. Phys. Acta 55, 568 (1982); c) Helv. Phys. Acta 57, 221 (1984); d) Helv. Phys. Acta 56, 925 (1983)

[2] B. Heim, Elementarstrukturen der Materie Bd. 1 (Resch, Innsbruck 1980) p. 57.

[3] G. Burbidge, Nature 282, 451 (1979).

[4] J.T. Muheim, in: Positron Annihilation (North-Holland 1982) p. 43.

Zellkern - physikalischer Grenzfall einer Quasar-Galaxie-Assoziation ? Zelle, DNS und kosmologischer Hintergrund

J.T. Muheim, Laboratorium für Festkörperphysik ETHZ, CH-8093 Zürich

In der vorangehenden Arbeit wurde dargelegt, dass eine Rezession ein anschaulich nicht verstehbares archetypisches Geschehen ist, dessen wechselwirkungs (WW)-mässige Grundstruktur universell ist: ein WW-Kontinuum $\{\alpha\}$ scheint in eine diskrete Rahmen-WW α_i "eingebettet", wobei α_i selber auch Element der Kontinuumsmenge ist, falls gilt: $\alpha_i > \alpha_a = R_o/R_{g,v\to c} = 1.59\cdot 10^{-32}$. Koinzidiert nun α beim Durchlauf des Kontinuums $\{\alpha\}$ mit dem Wert $\alpha^*_{F,i}$ = const. $\sqrt{\alpha_i}$, wobei gilt const. = $\sqrt[3]{S_\gamma}\,\hbar/ec\lambda\!\!\!^{-}_e m_\Omega$ = 0.1114, und $\alpha_i \sim e_i^2 \sim m_i^2$, so setzt die "Fleckphase" ein, d.h. S_γ Quantenzellen vom Radius $\lambda\!\!\!^{-}_{C,i} = \hbar/m_i c$ brechen kohärent jetartig aus dem Fleck $r_{F,i} = \sqrt[3]{S_\gamma}\,\lambda\!\!\!^{-}_{C,i}$, womit die eigentlich beobachtbare Rezession einsetzt. Sind die Zellen material belegt, z.B. wie beim Funkenplasma mit realen chemischen Atomen eines Festkörpers, so wird der Fleck phänomenologisch manifest als ein desintegratives Geschehen. Die WW ist im Plasmafall schwach, i=w. Der Fleck ist also genauso archetypisch wie die Rezession selber. Dies legt den Verdacht nahe, dass die an α_i exemplifizierte Fleckdynamik auch jedem α von $\{\alpha\}$ zugrundeliegt und damit die Dynamik von Raum-Zeit ausmacht: diese wäre demnach WW-mässig als ein ständiges fleckkohärentes Auseinanderbrechen oder Quellen und Zusammenfügen oder Senken von gesellschaftlich geordneten Comptonzellen in raum-zeitlich infinitesimaler Sukzession zu verstehen. Wegen $\alpha \sim e^2 \sim m^2 \sim t$ und $\lambda\!\!\!^{-}_C \sim 1/m \sim 1/\sqrt{t}$ nimmt die Zelldimension zeitlich ab in einem durch α_i festgelegten Rhythmus. In [1a] wurde gezeigt, dass die biologische Zellteilung einem von der g-basierten WW α_z regierten Fleckgeschehen entspricht, wobei die DNS als "Atom" der isochor deformierten Quantenzelle vom sphärischen Radius $\lambda\!\!\!^{-}_{C,z} = \hbar/m_z c$ fungiert, und wo der z-gegebene, modellmässige Zellkern $R_{ZK} = r_{F,z}$ gerade die Hubble-Sphäre eR_o des Ur-Bohratoms vom Radius R_o einnimmt. Anders ausgedrückt: sowohl Ur-Universum R_o wie auch Zellkern R_{ZK} sind zusätzlich zu ihrer manifesten Fleckfunktion auch selber "Atome" in höherer Ordnung oder Komplexität, untergebracht in einem entsprechend grösseren Comptonraum R_o bzw. $R_{ZK} = r_{F,z} = eR_o$ mit allerdings unterschiedlicher materialer Belegung. Letztere scheint nur im konkreten Fall interessant. Wie vorangehend dargelegt ist aber auch die Quasar (Q)-Galaxie Assoziation WW-mässig ein s-Atom in g-WW, dessen Abmessung mit wachsender Serienordnung schrumpft.

Das Atom kann "ausdehnungsmässig" aber nicht kleiner als R_o werden, da R_o dem Urzustand vor 12,7 Milliarden Jahren entspricht. Dies setzt (i) der Anzahl der quantenphysikalisch möglichen Haupt- und Nebenserien dieses s-Atoms eine prinzipielle obere Grenze, und weist (ii) dem r-Atom, das dem s-Atom via Phasenraum zugeordnet ist, eine obere Schranke der "Ausdehnung" zu, oberhalb der physikalisch sinnvolle Kohärenz nicht mehr gewährleistet ist. Verschwinden der Kohärenz wäre demnach gleichbedeutend mit Inexistenz von Raum und Zeit in beliebiger WW i. Gemäss vorangehender Arbeit gilt für i = g, $r_{g,mn} = r_{g,\infty 1}/(1/n^2-1/m^2)^2$. $r_{g,mn}$ in $s_{g,mn} \cdot r^2_{g,mn} = r^3_{g,\infty 1}$ verwendet, gibt

$$s_{g,mn} = r_{g,\infty 1}\,(1/n^2 - 1/m^2)^4.$$

Mit $r_{g,\infty 1} = R_{gr} = 9.914 \cdot 10^{25}$m und $m \to \infty$ ergibt sich für die maximal mögliche Ordnung $n_{max} = N$ der kleinsten Seriengrenze des s-Atoms $s_{g,SG,min.} = s_{g,\infty N} = R_o = 2.746.\ 10^{-6}$m der Wert $N = \sqrt[8]{R_{gr}/R_o} = 8804$, und daraus die maximale Ausdehnung des r-Atoms in g-WW oder die Endgrösse des Universums:
$r_{g,SG,max.} = r_{g,\infty N} = r_{g,\infty 1} \cdot N^4 = r_{g,\infty 1} \sqrt{R_{gr}/R_o} = 5.956 \cdot 1^{41}$m $= 6.299 \cdot 10^{25}$ Lj.
$6.3 \cdot 10^{25}$J ist also die mutmassliche Endzeit oder das Lebensalter des Universums. Gemessen am jetzigen Alter befände sich das Universum in einem extrem frühen Stadium.

Welches ist nun aber der tiefere Zusammenhang zwischen biologischer Zelle und Quasar, denn allein aus dem Umstand dass die Dimension des "atomaren" Zellkerns mit der Grenzdimension des Q-Galaxie-s-Atoms koinzidiert, kann nur soviel geschlossen werden, dass "Leben" wahrscheinlich mit theoretisch möglicher s-Atom-Anregung zu tun hat. In [1a] wurde gezeigt, dass die DNS-Reduplikation von der durch die z-WW gegebenen Quantentemperatur $T_{DNS} = 309.7$ K regiert wird, die ihrerseits mit der Körpertemperatur zusammenfällt. $T_{DNS} = 0.027$ eV/k_B beschreibt aber nur den kollektiv-fleckkohärenten Aspekt der Zellteilung. Mikroskopisch müssen bei der DNS-Reduplikation aber H-Brückenbindungen von der Grössenordnung eV aufgebrochen werden. Diese Situation liegt aber gerade beim Festkörperfunkenplasma vor, dessen Fleckprozess einer Rezession in w-WW entspricht. Nun bestehen überdies gute Gründe zur Annahme, dass auch der Hauptenergieerzeugungsmechanismus eines Quasars derselbe ist wie beim Fleckprozess des Festkörper-Funkenmassenplasmas im Laboratorium. Der Unterschied liegt dann nicht in der WW, sondern im kosmischen Ausmass des Flecks. Auch bei den Pulsaren sind wahrscheinlich ähnliche Prozesse im Spiel jedoch in starker WW. Das maximale Ausmass des Q-Flecks ist

nun aber seinerseits wieder festgelegt durch die maximale Kohärenzlänge in w-WW. Da alle Prozesse der Natur auf die in g-WW erfolgende universale Expansion abgestimmt sind, so kann die grösste w-Kohärenzlänge keinesfalls den Wert übersteigen, der bei direkter Abbildung w→g der Endgrösse $r_{g,\infty N}$ entspricht: $R_{QSO} = (\alpha_g/\alpha_w)r_{g,\infty N} = 7.018\cdot 10^{14}$m = 0.0742 Lj = 0.0227 pc. R_{QSO} stimmt in der Tat nicht nur mit der Grössenordnung der beobachteten Quasare überein, sondern ist auch approximativ gleich dem Radius Z_w der "Zerstörungszelle" in w-WW. Was ist nun aber Z_w ? Wie angedeutet, liegt dem Q-Mechanismus und dem Funkenplasma einerseits, und der H-Atom-Anregung und der H-Brückenspaltung der DNS anderseits die schwache WW zugrunde. Wie oben vermerkt, ist die Atomzelle des Fleckgeschehens in i-ter WW direkt mit der ladungsäquivalenten Comptonmasse m_i der Rahmen-WW α_i der zugehörigen Rezession verknüpft. Wäre nur α_i allein im Spiel, so würde die Atomzelle aus dem kohärenten Fleckprozess intakt hervorgehen. Dies tut sie aber nicht; sie wird zerstört. Diese Zerstörung ist nun WW-mässig die Folge der Wirkung einer zu α_i benachbarten WW $\alpha_{F,\Delta i}$. Δ deutet an, dass die Superform der i-WW eingeht, und F besagt, dass die Superform-Atomzellen $\lambda\!\!\!^{-}_{C,\Delta i}$ ebenfalls nach dem Muster des Flecks kohärent wechselwirken, sodass die Flecksuperformdimension $r_{F,\Delta i} = \sqrt[3]{S_\gamma}\,\lambda\!\!\!^{-}_{C,\Delta i}$ entsteht, die gemäss $r_{F,\Delta i} = (\sqrt[3]{S_\gamma}/(m_H/m_e))\lambda\!\!\!^{-}_{C,i} = 0.5396\lambda\!\!\!^{-}_{C,i}$ nur etwa halb so gross ist wie $\lambda\!\!\!^{-}_{C,i}$. Das Auftreten der Superform ist dabei bedingt durch die Masse-Ladungs-Asymmetrie von Proton und Elektron.

Da der $r_{F,\Delta i}$ -Kohärenzbereich kleiner ist als die Atomzelle $\lambda\!\!\!^{-}_{C,i}$ von $r_{F,i}$ verliert die Atomzelle partiell ihre Identität (der Comptonbereich ist eine Art "Persönlichkeitsbereich"), was zur Zerstörung führt, z.B. beim Funkenplasma i = w in Form von Ionisation des Atoms, oder bei der DNS-Reduplikation in Form eines Transfers der in der Nukleotidbindung involvierten Ladungsträger bzw. Spins. In beiden Fällen ist die stromverknüpfte Magnetfeldänderung magnetflussquantisiert mit der Flusseinheit $\emptyset_0 = h/2e_s = \emptyset_L/2$ je e_s-Ladungs- bzw. $\hbar/2$-Spin-Aenderung [1b].

Die Feldänderung erfolgt dabei hinsichtlich einer Fläche, die jener Energie entspricht, die auch die Atomzelle im Fleck $r_{F,i}$ nach Art eines harmonischen Oszillators energetisch prägt: die Fleck-Comptonenergie. Im Fall der DNS ist der Niveauunterschied des harmonischen Oszillators: $k_B T_{DNS} = \Delta E_z = m_z c^2/\sqrt[3]{S_\gamma} = m_\Omega \sqrt{m_g/m_e}\, c^2/\sqrt[3]{S_\gamma}$.

Der $\emptyset_0$-Quantisierung aber liegt eine Zyklotronresonanz der Kreisfrequenz ω und des Bahnradius r_{DNS} zugrunde, sodass $\Delta E_z = \hbar\omega = \hbar^2/m_e r^2_{DNS}$. Daraus folgt für

$$r_{DNS} = \frac{\hbar}{c}\sqrt{\frac{\sqrt[3]{S_\gamma}}{m_e m_z}} = \frac{\hbar}{c\ m_{DNS}} = \frac{\hbar}{\sqrt{m_e k_B T_{DNS}}} = 1.689\cdot 10^{-9}\text{m}.$$

Der Zyklotronbahnradius r_{DNS} entspricht dem Fadenabstand der Doppelhelix. Die Ganghöhe ist angenähert $h_{DNS} = 2\ r_{DNS} = 3.379\cdot 10^{-9}$m, in Uebereinstimmung mit der Beobachtung. Zwecks Klarheit schreiben wir r_{DNS} statt r in [1a]. Da die DNS-Atomzelle beim Teilungsprozess als Strahlungskavität wirkt, lässt sich die Wellenlänge λ_{DNS} der mitogenetischen Strahlung abschätzen: λ_{DNS} ist angenähert gleich der Länge der isochor deformierten Zelle: $(4\pi/3)\lambda\!\!\!^{-}{}^3_{C,z} = r^2_{DNS}\pi L$, woraus $L = \lambda_{DNS} = 1.937\cdot 10^{-7}$m folgt. A. Gurwitsch beobachtete UV-Strahlung in den Grenzen $\lambda = (1.9 \div 2.0)\cdot 10^{-7}$m [2].

Welches ist nun die kosmische Brücke ? Sie läuft wiederum - und wie wahrscheinlich immer - über den Phasenraum. Nach dem Hubble-Gesetz in g-WW-Form $\alpha = R(\alpha)/R_{g,v\to c}$ gehört zu jedem α-Wert eine kosmisch relevante Entfernung $R(\alpha)$. Von besonderem Interesse sind die Rahmen-WW α_i, die mit der Fleckatomzelle $\lambda\!\!\!^{-}_{C,i}$ verknüpft ist, sowie $\alpha_{F,\Delta i}$-WW, die mit der Zellzerstörung verknüpft ist. Innen entsprechen die Quantenlängen $R(\alpha_i) = \alpha_i R_{g,v\to c}$ und $R(\alpha_{F,\Delta i}) = \alpha_{F,\Delta i} R_{g,v\to c}$. Zufolge der topologischen Struktur des Universums, bei der ein Randpunkt nach Art eines Kreises zum Beobachterstandort zurückführt, haben die Quantenlängen $R(\alpha_i)$ und $R(\alpha_{F,\Delta i})$ die Funktion eines Kreisumfangs, sodass die phänomenologisch relevanten Radien 2π -fach kleiner sind. Der $\lambda\!\!\!^{-}_{C,i}$ zugeordnete (topologische) Radius der Atomzelle in g-Rezession ist somit

$$A_i = R(\alpha_i)/2\pi = \alpha_i R_{g,v\to c}/2\pi$$

und der Radius der Zerstörungszelle ist

$$Z_i = R(\alpha_{F,\Delta i})/2\pi = ((m_H/m_e)/\sqrt[3]{S_\gamma})^2\ A_i,\ \text{wo}\ \alpha_i = (m_i/m_o)^2\ \text{und}\ m_o = m_{\Omega^-}.$$

Im vorliegenden Fall ist i = w, $m_w = \alpha_s m_e$ [1a], also

$A_w = 1.408\cdot 10^{14}$m = 0.0148Lj = 0.00456 pc; $Z_w = 4.836\cdot 10^{14}$ m = 0.0511 Lj = 0.0157 pc. In der Tat deutet $Z_w \leqq R_{QSO}$ das Ende der Kohärenz in w-WW an.

Universell gilt für alle i: $(Z/A)_i = ((m_H/m_e)/\sqrt[3]{S_\gamma})^2 = 3.434$. Dieses Verhältnis steht in fundamentaler Entsprechung zu $(s_{\infty 1}/s_{21})_i = (r_{21}/r_{\infty 1})_i^2 = (4/3)^2 \cong 3.16 \cong \pi = \zeta_f^2$. Obwohl in beiden Relationen π gemeint ist, sind die Abweichungen fundamental, aber noch nicht näher verstanden (Multibedingung und Unschärfeproblem der Relationenüberschneidung!). Die Verknüpfungen zwischen Trägern des Lebens und kosmischen Gebilden sind komplex und zahlenmässig uferlos. Wir deuten nur einige wenige an.

(i) Bildet man $Z_w = r_{w,♂}$ und $A_w = r_{w,♀}$ invers $w \to w$ ab, so kommt
$s_w(Z_w) = s_{w,♂} = r_{w,\infty 1}^3/r_{w,♂}^2 = 6.023\cdot 10^{-33}$m, wo $r_{w,\infty 1} = 0.0112$lm, und
$s_w(A_w) = s_{w,♀} = r_{w,\infty 1}^3/r_{w,♀}^2 = 7.105\cdot 10^{-32}$m, und daraus direkt $w \to g$:

$s_w(Z_w)\,\frac{\alpha_w}{\alpha_g} = s_{g,♂} = 5.11\cdot 10^{-6}$m, $s_w(A_w)\,\frac{\alpha_w}{\alpha_g} = s_{g,♀} = 6.03\cdot 10^{-5}$m.
$s_{g,♂}$ und $s_{g,♀}$ stimmen sehr angenähert mit Abmessungen der Samenzelle und der reifen Eizelle überein, 5μ bzw. 50μ [3]. Ferner ist $s_{w,♂} = 2^{3/2}B_b$, wo $B_b = 1.206\cdot 10^{-33}$m der Bildkugelradius der superschwachen b-WW ist:
$\alpha_b = (m_b/m_o)^2 = 2.373\cdot 10^{-30}$ mit $m_b = \alpha_w m_e = 4.571\cdot 10^{-41}$kg, spielt beim Wachstum des Menschen eine zentrale Rolle [1a]. Der Bohrradius $a_b = \lambda\!\!\!^{-}_e/\alpha_b = \lambda\!\!\!^{-}_{C,b'} = 1.627\cdot 10^{17}$m = 17.2 Lj fungiert wahrscheinlich als Radius der kosmisch-biologischen Gesellschaftszelle, d.h. extraterrestrisches Leben näher als 34 Lj ist unwahrscheinlich.

(ii) Zu weiteren interessanten Ergebnissen der DNS kommt man bei gemischter Abbildung $r_w^2\, s_g$ = const. wenn man A_w und Z_w direkt $w \to g$ abbildet und dem s-Lyman-Kontinuum zuordnet:

$$r_w(Z_w) = \sqrt{r_{w,\infty 1}^2 s_{g,\infty 1}/Z_w(\alpha_w/\alpha_g)} = 1.742\cdot 10^{-9}\text{m} \cong r_{DNS}, \text{ und}$$
$$r_w(A_w) = \sqrt{\frac{Z}{A}}\, r_w(Z_w) = 3.228\cdot 10^{-9}\text{m} \cong h_{DNS}$$

Die vollständig kosmische Verankerung der DNS aber zeigt sich bei der Umschrift in kosmologische Parameter:

$$r_{DNS} \cong \lambda_{hfs}(H)\sqrt{\frac{R_{ss}(M_u)}{R_{g,v\to c}}}\sqrt{\frac{R_o}{R_{ss}(M_u)}} = 1.406\cdot 10^{-9}\text{m}.$$

Der Schluss scheint naheliegend, dass das Leben struktural sehr eng mit Anfang (R_0) und Ende, wie aber auch der Gesamtstruktur des Universums verknüpft ist. Die Feldstruktur des Gehirns folgt wahrscheinlich einem r-Atom (und das Organ Gehirn einem s-Atom) in w-WW. Demzufolge wäre Telepathie auf w-Basis innerhalb $R_{QSO} \cong Z_w$ unter Verwendung von ca. 8800 Nebenserien, und möglicherweise leicht geschlechtsabhängig, möglich, d.h. über den ganzen Raum des Sonnensystems.

Aufgrund der gesicherten inneren Verknüpfungen, die in logischer Konsequenz dem Zufall kaum noch eine reelle Chance lassen, kann dazu übergegangen werden, die Erkenntnisse des Funkenplasmas und des Parametermodells auf den Quasar-Problkomplex anzuwenden. Danach folgt z.B. die maximale Quasarleistung

$$L_{QSO} = 4\, Z_w^2\, \pi\sigma \left(\frac{\alpha_s m_e c^2}{S_K\, k_B\, \sqrt[3]{S_\gamma}}\right)^4 = 4.0 \cdot 10^{40} W, \text{ und}$$

für maximale Lebensdauer eines Z_w-Quasars $2.4 \cdot 10^6$ Jahre. Viele Beobachtungen sprechen allerdings dafür, dass Quasare im Mittel nur zu etwa 10% verdampfen. Falls alle Materie das Quasarstadium durchläuft, würde dieses Faktum der empirischen Gesamtmateriemassenbestimmung in hohem Masse hinderlich sein. Die vorliegende WW-Kosmologie setzt strikt voraus, dass die Naturkonstanten und -gesetze echt konstant sind.

Literatur

[1] J.T. Muheim, a) Helv. Phys. Acta 57,... (1984), b) Helv. Phys. Acta 50, 584 (1977); Helv. Phys. Acta 51, 33 (1978), The Rare Earths in Modern Science and Technology (Plenum) Vol. 2, 1980 p. 429; Proc. 5th Intern. Conf. on Pos. Annihilation (Japan Institute of Metals 1979) p. 543.

[2] A. Gurwitsch, in: Monographien aus dem Gesamtgebiet der Physiologie der Pflanzen und der Tiere, Bd. 11 Das Problem der Zellteilung phyiologisch betrachtet (Springer 1926) p. 75.

[3] F. Sieglbauer, Lehrbuch der normalen Anatomie des Menschen (Urban & Schwarzenberg 1958) p. 13.

Mass Spectrometric Studies of Laser Assisted Chemical Vapor Deposition

D. Jost, W. Lüthy, H.P. Weber und R.P. Salathé*
Institute of Applied Physics, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern

Chemical Vapor Deposition (CVD) is a well established technique in the microelectronics industry. Direct writing of microscopic structures with a laser is a very actively researched branch of CVD, however a thorough understanding of the deposition mechanisms is lacking but rather necessary for the proper control of this process. We are investigating deposition on the surface of a semiconductor using a quadrupole mass spectrometer equiped with an inlet system specifically designed to allow sampling near the surface where the laser assisted CVD takes place. The discussion of our results will focus on those aspects which help to elucidate the chemical mechanism of deposition and the role of the surface.

* Generaldirektion PTT, Bern

Optogalvanische Spektroskopie von Thalliumjodid

S. Schnell, W. Lüthy, H.P. Weber
Institut für angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, CH-3012 B ern

Die Photoionisation von Thalliumjodid ist ein Konkurrenzprozess der üblichen Laseranregung mit Ultraviolettlicht von 193 nm Wellenlänge und vermindert den Quantenwirkungsgrad des Pumpprozesses. Die Wellenlängenabhängigkeit der Dissoziation von TlJ in Tl^+ und J^- welche ein Maximum um 210 nm aufweist, wurde mittels optogalvanischer Spektroskopie bestimmt. Dabei gelangte ein neues kapazitives Verfahren zur Anwendung, mit dem es möglich ist, jeden Kontakt des zu untersuchenden Dampfes mit Metallelektroden zu vermeiden. Verunreinigung des Dampfes wird damit weitgehend ausgeschaltet.

Optimisation de la puissance du laser à thallium.

P.-D. Henchoz, W. Lüthy et H.P. Weber
Institut für angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, 3012 Berne.

Les impulsions de 535 nm d'un laser à Tl pompé par photodissociation du TlI ont une durée caractéristique de quelques ns leur énergie typique étant inférieure au mJ dans le cas d'un pompage par un laser à excimère d'ArF commercial. En optimisant les différents paramètres du système, il est cependant possible de construire un laser d'une puissance de l'ordre du MW. Différentes geométries ont été expérimentées et l'efficacité a été mesurée en fonction de la pression de la vapeur de TlI. Cette dernière mesure a permis en outre de déterminer une section efficace de quenching du niveau excité du Tl par les molécules de TlI, la valeur obtenue correspondant aux estimations données dans la littérature.

Photodissoziation von Thalliumjodid mit einer Blitzlampe

M. Dätwyler, W. Lüthy und H.P. Weber
Institut für angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern

Ein blitzlampengepumpter Thalliumiodid Photodissoziationslaser wurde aufgebaut. Die damit durchgeführten Experimente umfassten sowohl Versuche mit Stickstoff-gefüllten Blitzlampen als auch Versuche mit Argon-Fluor-Gasmischung gefüllten Blitzlampen. Am besten geeignet ist beim verwendeten experimentellen Aufbau die ArF Excimerlampe, bei welcher etwa 0.2 mJ Emissionsenergie im gewünschten Wellenlängenbereich erreicht werden konnten. Mit Hilfe einer Computersimulation des Pumpprozesses wurde die Abhängigkeit der erreichbaren Verstärkung von den Parametern der Pumpquelle untersucht.

1,3 µm Picosekunden-Pulse aus CW-Infrarot-Farbstofflaser

P. Beaud, A.P. Schwarzenbach, B. Valk, H.P. Weber
Institut für angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern

Abstimmbare Laser im Bereich von 1,3 µm sind für die Forschung auf dem Gebiet der fiberoptischen Nachrichtenübermittlung von grosser Bedeutung. Glasfasern haben bekanntlich in dieser Region das Minimum der Materialdispersion.

Mit Hilfe eines modengekoppelten kontinuierlichen Nd:YAG Lasers (λ = 1,06 µm) wird der IR Farbstoff No. 26 von Lambda Physics synchron gepumpt. Der Dye Laser besteht aus einem gefalteten Resonator, in dessen Fokus der Farbstoff-Jet (0,3 x 8 mm) einjustiert wird. Kürzlich ist es gelungen, den Laser mit etwa 6 Watt Pumpleistung über Schwelle zu bringen. Trotz des hochreflektierenden Auskoppelspiegels, der auf Kosten der Ausgangsleistung eine niedrige Schwelle gewährleistet, wurde auf Anhieb 5 mW mittlere Leistung gemessen. Eine Optimierung der Spiegeltransmission und der Farbstoffkonzentration lässt eine noch höhere Ausgangsleistung erwarten. Es wird ein Aufbau basierend auf der Autokorrelationsmethode konstruiert um die Pulsdauer zu messen. Daraus lässt sich dann mit der Pulsrepetitionsfrequenz von 82 MHz die Peakleistung berechnen. Sie dürfte 10 Watt übersteigen.

Herstellung optischer Modulatoren und passiver Wellenleiterbauteile in GaAs mit Reaktivem Ionenätzen (RIE).

P. Buchmann, H. Kaufmann, H. Melchior, G. Guekos
AFIF-Gruppe am Institut für Angewandte Physik, ETHZ, 8093 Zürich

Mit Reaktivem Ionenätzen in CCl_2F_2 oder CCl_2F_2-Ar Gasentladungen hergestellte n/n^+ GaAs-Wellenleiter haben Propagationsverluste, die nur noch durch die Substratabsorption bestimmt sind. Eine Anzahl passiver optischer Wellenleiterbauteile, die optimiert wurden im Hinblick auf ihre Anwendung in der optischen Kommunikation oder als Teil von elektro-optischen Modulatoren, werden charakterisiert und ihre Eigenschaften mit theoretischen Abklärungen verglichen.

Ein neuer thermo-optischer Schalt-Effekt in der integrierten Optik

V. Briguet und W. Lukosz
Professur für Optik, ETH, 8093 Zürich

Die Schalter sind (geprägte) Oberflächenrelief-Gitter als Gitterkoppler oder Bragg-Reflektoren auf planaren optischen Wellenleitern. Ueber den thermo-optischen Effekt wird durch eine Temperaturänderung eine Aenderung ΔN der effektiven Brechzahl N eines geführten TE_m oder TM_m Modes im Wellenleiter bewirkt. Diese Aenderung ΔN wiederum bewirkt eine Verstimmung der Resonanz des Einkoppel-Wirkungsgrades des Gitter-Kopplers, d.h. der Mode wird durch die Temperaturänderung ein- oder ausgeschaltet. Bei den Bragg-Reflektoren wird durch die Aenderung ΔN die Transmission bzw. das Reflexionsvermögen variiert. Ueber die Realisierung der Schalter wird berichtet. Schaltzeiten von $\leq 5\mu s$ sind erreichbar. Die zeitliche Response der Schalter wird mit Lösungen des Wärmeleitungs-Problems verglichen.

REVEALING HIDDEN DIFFRACTORS BY OPTICAL CORRELATION MEASUREMENTS

A.S. Glass*, K.M. Jauch **, E.R. Pike+, and J.G. Rarity+
* LGZ Landis & Gyr Zug Ag, 6301 Zug; ** Sodeco-Saia SA, 1211 Geneva 16
+R.S.R.E., Great Malvern, Worcs. WR14 3PS, U.K.

Optical diffractors, such as gratings, can be "hidden" by a covering diffusing layer, in that the features normally characteristic of their diffraction patterns are largely or completely replaced by an amorphous far-zone scattered intensity distribution. Nevertheless, correlation measurements of the far-zone radiation can still reveal the presence of the original diffracting structures. We describe recent experimental work in which the feasibility of such detection methods has been successfully demonstrated for diffractors covered by static diffusing layers. Spatial autocorrelation measurements must be obtained by scanning over the stationary far-zone speckle pattern which results from such an arrangement.

Directivité d'une source thermoélastique dans un échantillon d'aluminium

D. Maeder, P. Ryser, B. Sanderson et A. Sillou
DPNC, Université de Genève, 32, bd d'Yvoy - 1211 Genève 4

L'augmentation de température à la surface d'un corps solide, due à l'énergie fournie par un laser pulsé, provoque des contraintes thermoélastiques. Cette source d'expansion, équivalente à l'insertion brusque d'un volume supplémentaire dans le corps, peut s'appliquer à la simulation d'émissions acoustiques [1]. Quelques études de directivité d'une telle source effectuées avec des énergies assez importantes (30 mJ) ont montré l'influence importante des conditions à la surface d'impact [2,3].

Dans cette communication, nous présentons des mesures de la distribution angulaire des ondes longitudinales, créées par une source de faible énergie 50 μ J, mais quasi-ponctuelle, ceci pour deux conditions de surface: a) libre, b) sous contrainte.

Des impulsions de lumière UV de très courte durée (1ns) produites par un laser à N_2 sont projetées et focalisées sur la surface polie d'un demi-cylindre d'aluminium d'un rayon de 50 mm (figure 2). Un capteur piézo-électrique (PXE 5 Ø = 5 mm, h = 0,5 mm, f_{res} = 5MHz, $\Delta f \simeq$ 1MHz) est monté sur un goniomètre puis pressé contre la surface courbe de l'échantillon au moyen d'un ressort. Une graisse (nonaqueous stopcock grease) assure le couplage mécanique échantillon-transducteur. Le signal amplifié (40 dB, largeur de bande 10MHz) est échantillonné par un oscilloscope digital, déclenché peu avant l'arrivée de l'onde longitudinale (figure 1). Les données sont transmises via un bus IEEE 488 vers une console graphique T 4052 pour être stockées sur cassette magnétique.

Fig. 1

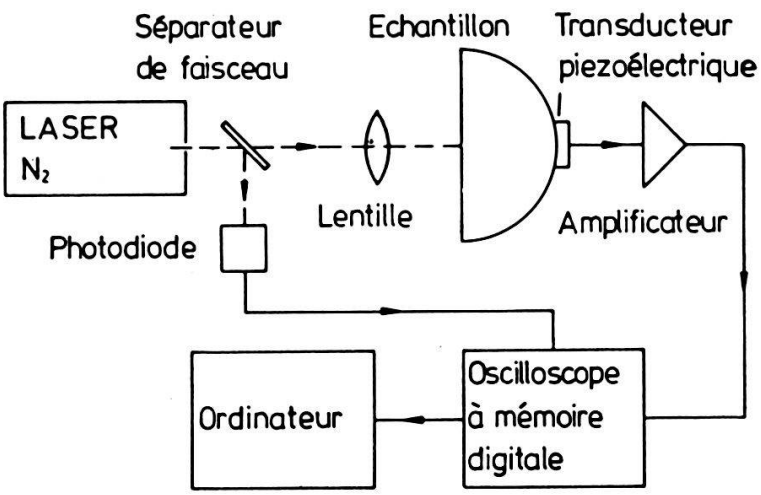
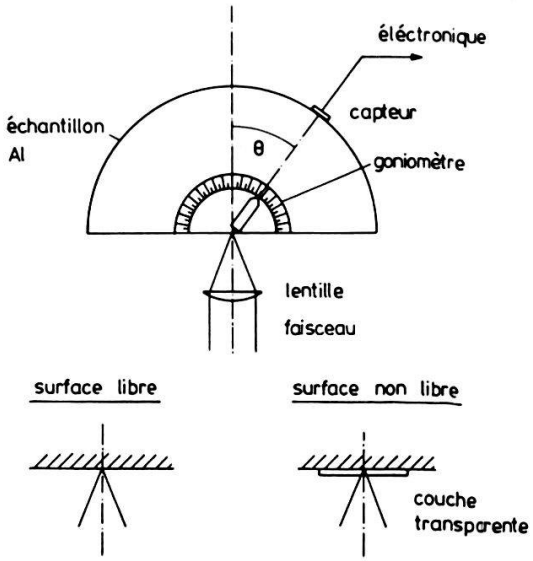


Fig. 2



Le maximum de l'amplitude du signal (de l'ordre de ~1mV$_{pp}$ au capteur) provenant du transducteur est analysé en fonction de l'angle θ. Chaque point de mesure représente une moyenne de 20 excitations afin de réduire l'influence des fluctuations de l'énergie du laser (±3%). La mesure fut répétée trois fois pour chaque angle en repositionnant le capteur, ce qui permet une estimation de l'incertitude (±7%) due au couplage.

La figure 3 présente le résultat pour une surface libre, réalisée par un nettoyage rigoureux de la région d'impact (absence de graisse et poussière). Nous avons constaté qu'une couche constituée d'un ruban adhésif transparent (Scotch 3M, épaisseur 50 μm) remplit aisément les conditions de surface non-libre et assure des résultats reproductibles (figure 4). Les courbes théoriques sont données par [2] pour ces 2 cas :

$$U_a(\theta) = A_a \frac{\sin 2\theta_1 \sin\theta_1 (k^2 - \sin^2\theta_1)^{1/2}}{(k^2 - 2\sin^2\theta_1)^2 + 4\sin^2\theta_1 (1-\sin^2\theta_1)^{1/2}(k^2-\sin^2\theta_1)^{1/2}}$$

$$U_b(\theta) = A_b \frac{\cos\theta_1 (k^2 - 2\sin^2\theta_1)}{(k^2 - 2\sin^2\theta_1)^2 + 4\sin^2\theta_1 (1-\sin^2\theta_1)^{1/2}(k^2-\sin^2\theta_1)^{1/2}}$$

avec k = rapport de vitesses long./trans. = 2.13.
En choisissant A_a = 0.48mV et A_b = 1.45mV, nous trouvons un très bon accord de nos résultats avec les courbes théoriques; il en découle pour les applications pratiques la nécessité selon la géométrie des échantillons, d'utiliser une couche superficielle convenable.

Fig. 3

Distribution angulaire des ondes longitudinales
capteur 5MHz
amplitude = f(θ)

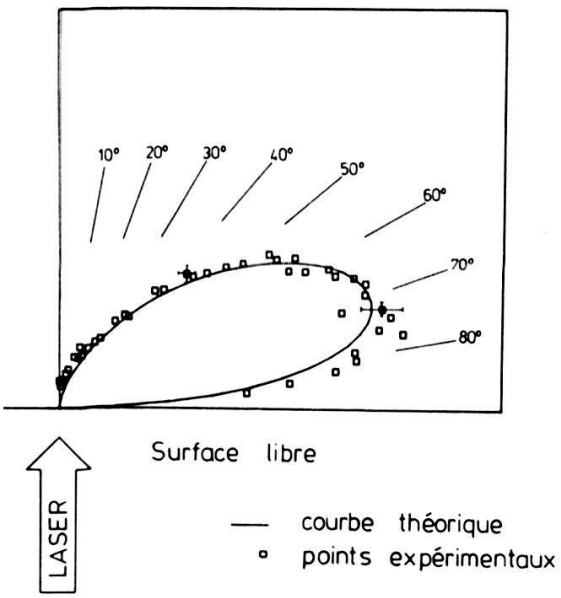
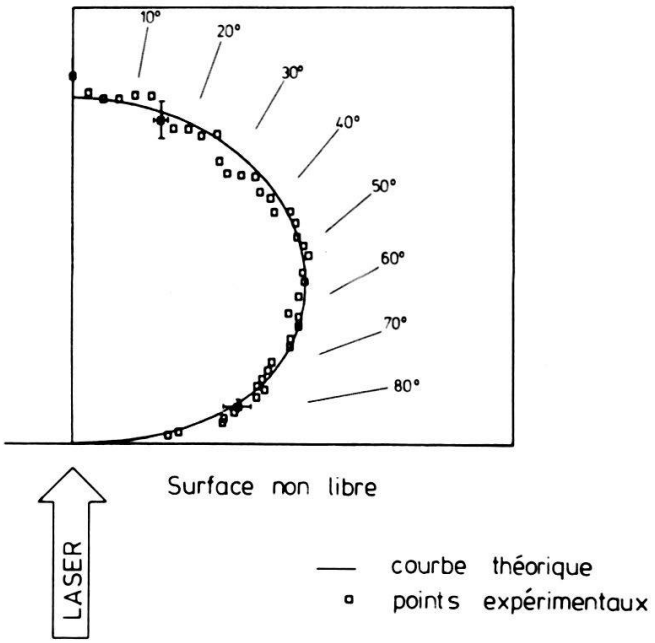


Fig. 4

Distribution angulaire des ondes longitudinales
capteur 5MHz
amplitude = f(θ)



Références
[1] D.G. Maeder et al., Helv. Phys. Acta 53, page 632 (1980)
[2] C.B. Scruby et al., 'Research techniques in non destructive Testing" Vol. V. Chapter 8, R.S. Sharpe Editor, Academic Press (1982)
[3] D.A. Hutchins et al., Ultrasonics, page 103 (May 1981)

KERN- UND TEILCHENPHYSIK

The Angular Correlation of Prompt Fission Neutrons of ^{205}Tl and ^{238}U by Impact of 118 MeV Alpha-Particles.

H. Jasicek, E. Mersits, P. Riehs, Atominstitut Wien, A-1020 Wien*)
H.H.Müller, W. Reichart, P. Schober, S. Steiner, Physikinstitut der Universität Zürich**)
Z. Lewandowski, R. Wagner, Institut für Physik der Universität Basel, CH-4056 Basel**)

*) Supported in part by the Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung
**) Supported in part by the Swiss National Science Foundation

Abstract. The intensity and shape of neutron spectra at 0° and 90° relativ to the fission axis depend on V, the velocity of assumed neutron sources in fragment flight direction. So far all neutron spectra in coincidence to fragments are explained by two sources with an isotropic emission: 1) Prefission neutrons with V=O and 2) Postfission neutrons from the fragments with $V = V_{max}$, the maximum possible velocity. The present measurement points out that the neutron spectra are not fully compatible with the above assumptions. Deviations in the order of 20% occur and disappear if we assume that neutrons are emitted at $V = 0.2\ V_{max}$ and at $V = V_{max}$.

Measurements of the angular correlation between neutrons and fission fragments give informations on the neutron emission process as well as on the inherent fragment mass and energy distributions.
In low energy fission most of the prompt fission neutrons are post fission neutrons which are evaporated by the fragments having reached a velocity very close to V_{max} the maximum possible one.
Increasing the energy of the fissioning system by particle impact an additional neutron intensity is observed which is assigned to prefission neutrons being emitted certainly before the fragments are accelerated.
The angular correlation between neutrons and fragments is sensitive to V, the velocity of neutron emitting sources. Considering the emission probability in terms of $\bar{\gamma}(V)$, the average neutron number per fission as a function of V, prefission and postfission neutrons are described by $\bar{\gamma}(V=0)$ and $\bar{\gamma}(V=V_{max})$.

For light particle impact with energies above 40 MeV only very few experiments have been carried out [1-3]. Neutron spectra were measured at angles of 0° and 90° with respect to the fission axis. Assuming that neutrons are emitted isotropically in the center of mass systems(CMS's) with velocity V all available correlation data were explained by $\bar{\gamma}(V=0)$ and $\bar{\gamma}(V=V_{max})$. To get some further values for $\bar{\gamma}(V)$ we measured the reactions $^{205}Tl(\alpha;xn,f)$ and $^{238}U(\alpha;xn,f)$ at E_α = 118 MeV.

The present experiment was made at the SIN, Switzerland, using a 118 MeVα-beam and highly enriched ^{205}Tl-targets with a carbon foil backing as well as natural U on Ni-foils. Solid state detectors and liquid scintillators were mounted in a plane perpendicular to the particle beam and allow a neutron time of flight recording at 0° and at 90°, ref.[4]. The whole

equipment was tested and calibrated by an angular correlation measurement with ^{252}Cf, refs.[5,6].
The kinematics of fragments and neutrons was calculated in the event by event mode using the method by Schmitt et al.[7]. All the known small corrections for the neutron emission are applied [5,6], but are not very important as far as we do not discuss the details of fragment mass and energy distributions.
By means of the fragment kinematics we obtain V_{max}, the maximum possible fragment velocity, which is used to transform the measured neutron intensities and energies into the quantities with respect to CMS's of moving fragments. Here, it is essential to consider that any detected neutron may come from various neutron sources and therefore we calculate and take into account complete sets of emission probabilities, as it is explained in detail in ref.[5].

The main purpose of the analysis is to obtain the 0° and 90° CMS-spectra from 0° and 90° events and to compare the spectra under the assumption of an isotropic neutron emission. The applied transformations depend strongly on the choice of neutron sources with their velocities V and we present here the results specified in the following by sources I and sources II.

Sources I: As given in the literature we assume that neutrons are emitted isotropically by sources with an intensity $\bar{\gamma}(V=0)$ and intensities $\bar{\gamma}(V=V_{max},M)$, with a dependence on the fragment mass M which is determined by iterations until consistency is reached. The main parameter is the ratio $\bar{\gamma}(0)\bar{\gamma}(V_{max})$, which is varied for a best possible agreement between 0° and 90° spectra. The intensities are given in Table 1. The spectra for the ^{238}U target are shown in Fig.1. For the $\bar{\gamma}(0)$ source some minor discrepancies are found and we obtain for the differences between 0° and 90° intensities the values of (16 ± 6)% and (14 ± 8)% for ^{238}U and ^{205}Tl. This discrepancies are much higher than the applied corrections of angular momentum effects and as long as we are not able to take into account the possible effects of scission neutrons or of superdeformations we do not allow even some moderate failures of the hypothesis of an isotropic neutron emission.

Sources II: In order to explain the discrepancies in terms of velocity components of sources, we replace $\bar{\gamma}(V=0)$ by $\bar{\gamma}(V=bV_{max},M)$, where b determines a constant fraction of the final fragment velocity V_{max}. As for sources I, we vary the ratio and in addition the parameter b. As shown in Fig.2, good agreement of the integral neutron spectra is obtained for b = 0.2. The intensities are slightly shifted and are listed in Table 1.

During the last months, we have carried out a much more complicated data analysis using a neutron cascade decay model similar to that one described in Ref.[8]. In our case we could not find much profit since the statistical decay constants cover a much broader time interval than that one for the fragment acceleration. Therefore the neutron intensities are centered at the very beginning and at the end of the assumed time interval and the contributions between scission and V_{max} are almost negligible. Therefore we prefer the assumptions of sources II and we conclude finally: Under the hypothesis of an isotropic neutron emission the integral neutron spectra at 0° and at 90° are well described if we assume that neutrons are emitted by two point sources per fragment with velocities of $V = 0.2V_{max}$ and $V = V_{max}$.

REFERENCES

[1] E.Cheifetz, Z.Fraenkel, J.Galin, M.Lefort, J.Péter, X.Tarrago, Phys.Rev.C2,256(1970)
[2] Z.Fraenkel, I.Mayk, J.P.Unik, A.J.Gorski, W.D.Loveland, Phys.Rev.C12,1809(1975)
[3] Ch.Dorninger, Thesis, Technische Universität Wien 1979
[4] A.Gayer, Z.Fraenkel, Phys.Rev.C16, 1066(1977)
[5] P.Riehs, Acta Phys.Austr.53,271(1981)
[6] P.Riehs, R.Prasad, G.Eder, H.Jasicek, H.H.Müller, W.Reichart, S.Steiner, Helv.Phys.Acta 54,317(1981)
[7] H.W.Schmitt, W.E.Kiker, C.W.Williams, Phys.Rev. 137,B837(1965)
[8] D.J.Hinde, R.J.Charity, G.S.Foote, J.R.Leigh, J.O.Newton, S.Ogaza and A.Chatterjee, Phys.Rev.Lett. 52,986(1984)

Table 1

Neutron CMS-intensities in numbers per fission

		sources I		sources II	
target nuclide	particle energy	$\bar{\gamma}$pre V=0	$\bar{\gamma}$post V=V_{max}	$\bar{\gamma}$pre V=0.2V_{max}	$\bar{\gamma}$post V=V_{max}
^{209}Bi	E_p = 155 MeV	6.9±1.0	4.2±0.5	Ref.[1]	
^{238}U	E_p = 155 MeV	5.8±1.0	5.1±0.5		
$^{2.05}$Tl	E_α = 118 MeV	9.8±1.6	2.6±0.4	10.4±1.7	2.4±0.4
^{238}U	E_α = 118 MeV	10.6±1.7	4.2±0.7	11.0±1.8	3.8±0.6

INSTITUT DE PHYSIQUE Université de Neuchâtel

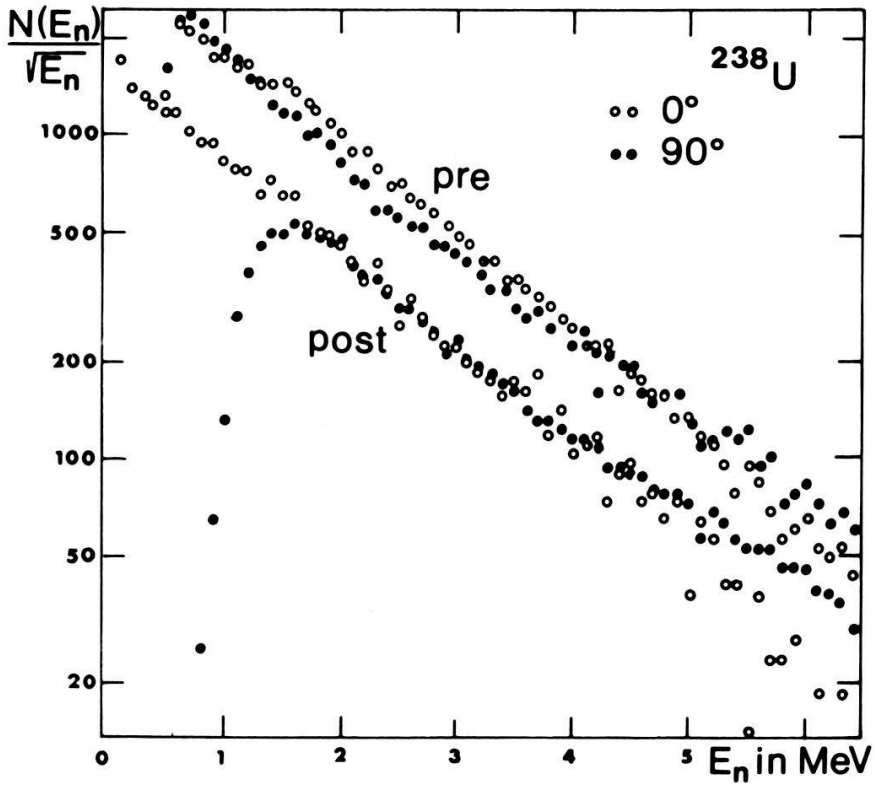


Figure captions

Fig.1 Neutron CMS spectra of 0°- and 90°-events assuming that neutrons are emitted by sources with V=0 and $V=V_{max}$

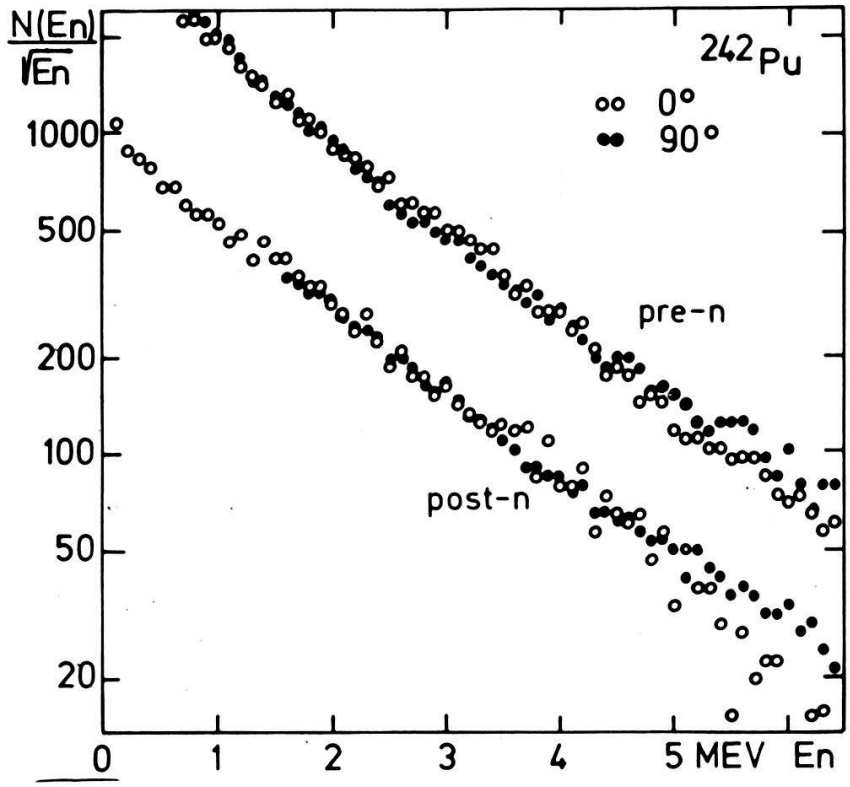


Fig.2 Neutron CMS spectra of 0°- and 90°-events assuming a neutron emission by sources with $V=0.2V_{max}$ and $V=V_{max}$

The SIN Medium Energy Polarized Neutron Source

S. Burzynski*, C. Gysin*, R. Henneck*, J. Jourdan, M.A. Pickar*, G.R. Plattner*, I.Sick*, A. Berdoz**, F. Foroughi**, Ch. Nussbaum**, Th. Stammbach***

*Institut für Physik, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel
**Institut de Physique, Rue A.-L. Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel
***SIN, CH-5234 Villigen

The recently installed polarized neutron source at SIN will be discussed. The source provides an essentially monoenergetic neutron beam in the energy range from 20 MeV to 70 MeV, using the $^2H(\vec{p},\vec{n})$ 2p reaction at 0°. Intensities are of the order of $\sim 2x10^5$ neutrons/s·cm^2 per μA of incident protons. The source permits the production of both transverse and longitudinal polarized neutron beams. The neutron beam polarization is expected to be ~ 25% at 50 MeV. Results of a recent run with a polarized beam will be discussed.

MESURES PRELIMINAIRES PAR ACTIVATION DE FEUILLES DANS L'INSTALLATION NUCLEAIRE LOTUS

PRELIMINARY FOIL ACTIVATION IN THE NUCLEAR FACILITY "LOTUS"

C.Sahraoui, P.A.Haldy. L.Green*
Institut de Génie Atomique, EPFL, 1015 LAUSANNE
*Visiting Scientist, Westinghouse Electric Corp., USA

Abstract: this work consist of two parts. The first part is devoted to the investigation of spatial distribution of the neutrons coming out of the (D,T)-neutron generator installed at LOTUS facility. Towards this end, six different threshold detectors were chosen to be activated in various peripheral positions on the generator. The measured reaction rates were then compared to the calculated values from the Monte Carlo neutron transport code MCNP[1]. The second part pertains to the study of fission and capture reaction rates in Th^{232} by the technique of γ-spectroscopy. The two reactions are of primary importance for the fission-suppressed blankets. Good agreement is found between our results and those obtained by an EIR group using an independent method.

GENERAL EXPERIMENTAL CONDITIONS

All experiments were performed in the "empty" LOTUS cavity. The neutron generator tube available for this initial set of foil irradiations was a used one, at the end of its expected lifetime. As a consequence, only about 1% of the nominal intensity of $5x10^{12}$ neutrons per second was attainable.
The counting of the samples was realized with a coaxial Ge(Li) detector of 10% efficiency, whose active volume is about 70 cm^3. The distance sample-detector was fixed to 5 cm for all countings. This detector is associated with a CANBERRA series 80 multichannel analyzer and a PDP 11/23 computer for the analysis of the spectra. This equipment is shared by the IGA and the IER (Institut d'Electrochimie et de Radiochimie, EPFL); for this reason, only a limited amount of time was available for these measurements, to the detriment of the statistical accuracy of the countings.

TRESHOLD DETECTOR ACTIVATION

1 Experimental Set-up

Six different threshold reactions were selected for the first set of experiments: $Al^{27}(n,\alpha)$ $Al^{27}(n,p)$, $Cu^{63}(n,2n)$, $Zn^{64}(n,p)$, $Zn^{64}(n,2n)$ and $Fe^{56}(n,p)$. Relevant characteristics of these activation detectors are given in Table A. The detector foils were mounted on a light cross-shaped aluminium support lying on the neutron generator. The relative positions with respect to the neutron generator of the eight locations provided for the detector foils are showed in Fig. 1. All foils had diameter of 17.8 mm and a thickness of 0.2 mm. The irradiation time was between 10 to 60 minutes.

1 Comparison With Monte Carlo Results

Comparison has been made between the experimental results and the corresponding counting rates derived from a Monte Carlo simulation of the neutron generator. Since the neutron yield of the generator is not precisely known, some normalization has to be made in order to be able to compare the experimental and theoretical results. In table A the reaction rates are normalized, for each foil location, to the $Fe^{56}(n,p)$-reaction rate. This is a natural choice, because the counting statistics of the irradiated iron samples are good, and also in consideration of the fact that the activation cross-section of this isotope is very well known. In order to estimate the spatial neutron distribution around the generator, we normalize the reaction rates to their value at the position 1, i.e. at the center of the front face of the generator. These are shown in Table B.

3 Discussion of the Results

Table A shows a rather good agreement between the normalized experimental reaction rates and the corresponding Monte Carlo results, taking into account 8% systematic error, the only significant exceptions are for the Zn^{64} reactions. This particular poor result for the Zn^{64} reactions is probably related to errors in the cross-section data of this isotope in the energy range of interest here. Whereas the activation cross-sections for the $Al^{27}(n,\alpha)$, $Cu^{63}(n,2n)$ and $Fe^{56}(n,p)$ reactions are of category "I", meaning they have been successfully tested, this is not the case for the Zn^{64} activation cross-sections. Additional systematic discrepancies between the experimental and theoretical results can likely be traced to the assumptions made in the numerical simulation of the generator. This is perhaps more apparent in the values given in table B. The agreement between the experimental and theoretical results is generally good, except for the foil location 7 and, to a lesser extent, for the symmetrical positions 2&3. These positions are precisely the most sensitive to the exact emission features of the target, because they quasi-directly "face" it; for the other positions, the detailed characteristics of the neutron emission at the target are somewhat smeared out by the intervening materials. It should be remembered in this connection that the numerical model of the generator was based on the characteristics of a new tube, whereas the experiments were effected with a used tube, under modified working conditions: principally a lower acceleration voltage and a eroded target.

THORIUM FISSION AND CAPTURE RATE MEASUREMENTS

+ Experimental Set-up

This second part of preliminary reaction rate measurements in LOTUS was conducted jointly by the IGA and by the EIR[2]. Two set of Th-samples were activated during 60 minutes at the same time in the LOTUS cavity and independently analyzed by each institute. Fig. 2 shows the experimental arrangement, with the fission chamber provided by EIR, and the respective

locations of the IGA and EIR thorium foils. Each foil had a diameter of 6.7 mm and a thickness of 0.18mm.

2 Choice of Reaction Products for Gamma Spectroscopy

We selected Sr^{92}, Ba^{139}, La^{142} as the three fission products for γ-spectroscopy because their cummulative fission yields are practically independent of incident neutron energy. For the capture rate, $Th^{232}(n,\gamma)$, the natural choice is the daughter product Pa^{233}.

3. Discussion of the Results

The mean experimental fission rate per atom deduced from the three γ-spectroscopy results is $1.5 \times 10^{-17} s^{-1}$. This value is less than 7% lower than the fission rate obtained by Dr Gmür of EIR from different method. The IGA and EIR results thus agree very well, taking into account the respective statistical and systematic errors; the systematic errors are 3% and 1.5% respectively for the IGA and EIR measurements.

The agreement between the capture rates obtained from the IGA and EIR measurements looks rather good if the statistical and systematic errors are taken into account; the systematic error in this case is 1.5% for the EIR.

CONCLUSION

It can be considered that the objectives of this first set of activation experiments in LOTUS have been successfully achieved: the methods were tested and the measurements gave generally favourable results. Some points nevertheless would require more elaborate studies. We have found that all the reactions, except in Zn^{64}, gave satisfying results. It appears that the activation cross-sections need to be revaluated or measured for Zn^{64}.

We greatly acknowledge the fructuous collaboration with Prof. G. Woodruff of University of Washington, Dr. K. Gmür and Mr. Bourquin of EIR and IER group.

[1] S.SITARAMAN, G.L.WOODRUFF, "Monte Carlo Analysis of a High Intensity D-T Neutron Source", Transac. of American Nuclear Society, vol. 43, (1982), 197.

[2] K. GMÜR, P. BOURQUIN, "LOTUS Experiment: Measurement of Th Reaction rates". EIR Internal Report,TM-22-84-20, May 1984

TABLES

(only statistical errors noted)

REACTION	HALF-LIFE	GAMMA ENERGY (keV)	BRANCHING RATIO	THRESHOLD ENERGY (Mev)	X-SECTION LIBRARY	TYPE OF RESULT	FOIL LOCATION 1	2 & 3	4 & 5	6	7	8
$Zn^{64}(n,2n)Zn^{63}$	38.1m	511	1.856	12.0	SANDALIB	Exp.	.91±3.3%	.92±3.5%	.86±3 %	.80±6.2%	.96±2.6%	
						Calc.	1.46±6.7%	1.39±3.6%	1.30±4.4%	1.16±3.3%	1.22±1.6%	
$Cu^{63}(n,2n)Cu^{63}$	9.74m	511	1.96	10.9	IRDF-82	Exp.	3.94±3.3%	3.89±3.6%	3.78±2.8%	3.40±5.9%	3.77±3.1%	
						Calc.	4.35±6.7%	4.32±3.6%	4.17±4.2%	3.95±3.1%	4.12±1.5%	
$Al^{27}(n,\alpha)Na^{24}$	15.0h	1368.5	1.0	4.9	ENDF/BV	Exp.	1.09±5.1%	1.01±5 %	1.13±4.7%	1.02±8.4%	1.15±5.1%	
						Calc.	1.13±6.7%	1.12±3.5%	1.13±4.1%	1.14±3 %	1.14±1.4%	
$Fe^{56}(n,p)Mn^{56}$	2.58h	846.8	.989	3.7	ENDF/BV	Exp.						
						Calc.	1	1	1	1	1	1
$Al^{27}(n,p)Mg^{27}$	9.46m	843.7	.718	2.3	ENDF/BV	Exp.	.66±4.6%	.65±3.1%	.67±3.8%	.70±6.4%	.78±3.8%	
						Calc.	.75±6.6%	.76±3.5%	.78±4 %	.80±2.9%	.77±1.4%	
$Zn^{64}(n,p)Cu^{64}$	12.7h	511	.358	1.0	IRDF-82	Exp.	1.45±4.5%	1.61±4.7%	1.78±4.5%	1.73±7.8%	1.77±5.1%	
						Calc.	1.91±6.4%	1.97±3.5%	2.16±3.9%	2.28±2.8%	2.03±1.4%	

†A.- **REACTION RATE NORMALIZED TO THE IRON REACTION RATE.**

REACTION			1	2 & 3	4 & 5	6	7	8
	$Cu^{63}(n,2n)Cu^{62}$	Exp.		1.32±1.9%	.40±2.1%	.23±2.5%	.51±1.7%	
		Calc.		.98±5.5%	.34±5.7%	.25±5.3%	1.00±4.9%	
	$Al^{27}(n,\alpha)Na^{24}$	Exp.		1.20±6.2%	.43±5.8%	.24±7.6%	.56±6.2%	
		Calc.		.98±5.3%	.36±5.5%	.28±5.1%	1.07±4.8%	
	$Fe^{56}(n,P)Mn^{56}$	Exp.		1.30±3.6%	.42±4.1%	.26±6.2%	.53±3.8%	$.60\ 10^{-2}$±13 %
		Calc.		.98±5.3%	.35±5.5%	.28±5.1%	1.05±4.8%	$.69\ 10^{-2}$±7.8%
	$Al^{27}(n,p)Mf^{27}$	Exp.		1.30±4.2%	.43±4.7%	.28±4.9%	.63±4.6%	
		Calc.		.99±5.2%	.37±5.4%	.30±5 %	1.07±4.7%	

→B.- **REACTION RATE NORMALIZED TO THE POSITION 1 (CENTER OF FRONT FACE)**

↓C.- **TH^{232} EXPERIMENTAL REACTION RATES**

PRODUCT REACTION	TYPE OF REACTION	HALF-LIFE	GAMMA ENERGY (keV)	BRANCHING RATIO	X-SECTION LIBRARY	ACCUMULATIVE FISSION YIELD FOR 14 MeV(%)	GAMMA SELF-ABSORPTION (%)	REACTION RATE / ATOM IGA MEASUREMENTS	AVERAGE REACTION RATE / ATOM IGA MEASUREMENTS	REACTION RATE / ATOM EIR MEASUREMENTS
Sr^{92}	Fission	2.71h	1383.9	.90	ENDF/BV	5.509	1.8	$1.48\ 10^{-17}$±4.9%	$1.52\ 10^{-17}$±2.8%	$1.63\ 10^{-17}$±3 %
Ba^{139}		82.8m	165.8	.238		5.511	51.2	$1.70\ 10^{-17}$±6 %		
La^{142}		91.2m	641.2	.474		4.999	3.3	$1.51\ 10^{-17}$±4.2%		
Pa^{233}	Capture	27.0d	311.9	.386	ENDF/BV	-	13.7	$3.41\ 10^{-17}$±4.2%	$3.41\ 10^{-17}$±4.2%	$3.75\ 10^{-17}$±2.5%

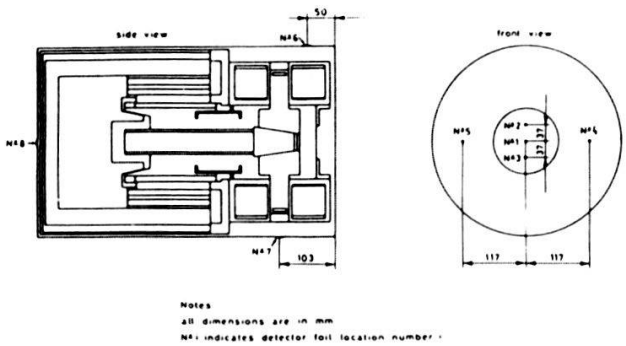


Figure 1 : Detector Foil Locations around the HAEFELY Neutron Generator

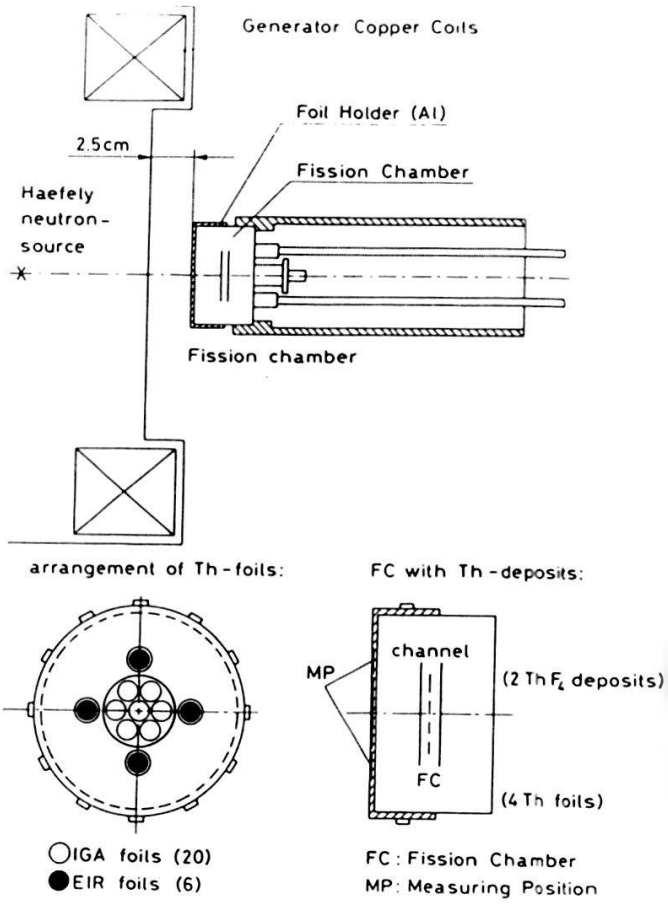


Fig.2 : Arrangement of source, foils, and fission chamber

Tritium Breeding Ratio Measurements in Fusion Blankets

Saber AZAM, Pierre-André HALDY, Lawrence GREEN*
Institut de Génie Atomique, EPFL, 1015 Lausanne
*Visiting Scientist, Westinghouse Electric Corp., USA

I. INTRODUCTION

Tritium production forms an important aspect of the fusion energy programme. In a D-T reactor, it is foreseen to generate tritium for refueling, by surrounding the reactor with a blanket structure containing lithium in some form. Tritium will then be produced by neutrons from the reactor according to:

$$^{6}Li + n \longrightarrow {}^{4}He + {}^{3}H + 4.78\ MeV \qquad (I)$$

$$^{7}Li + n \longrightarrow {}^{4}He + {}^{3}H + n' - 2.47\ MeV \qquad (II)$$

In equation (I) neutrons of all energies are capable of producing tritium whereas in equation (II), neutrons must have an energy of at least 2.5 MeV.

The amount of tritium produced per reactor neutron is known as the tritium breeding ratio and plays a critical role in the design of the blanket. Tritium self-sufficiency is the essential requirement and thus it becomes very important to measure this ratio accurately.

There are two major tritium counting methods:

- The Liquid Scintillation Method in which the sample containing tritium is mixed with liquid scintillator and the decaying betas are counted.

- Thermoluminescence Dosimetry (The TLD Method). Tritium is generated in LiF TLD's and then left to be self-irradiated by the subsequent beta decay. The accumulated dose gives a measure of the tritium content.

In the following, we will first give a brief description of the LOTUS fusion blanket where the tritium measurements will be made. Both methods of tritium breeding measurements will then be described and their application to the LOTUS programme will be discussed.

II. DESCRIPTION OF THE LOTUS FUSION BLANKET

The present LOTUS fusion blanket consists of a stainless steel first wall 10 mm thick, a neutron multiplication zone varying between 5 cm to 15 cm of lead or beryllium, a 15 cm thick tritium breeding zone, a 25 cm thick graphite reflector zone and a 3.5 cm thick scavenging zone. Both the tritium breeding and scavenging zones consist of Li_2CO_3 powder encased in aluminium boxes. The lithium carbonate is packed to about 57% of maximum theoritical (2.1 g/cm^3) density.

III. MEASUREMENT METHODS

III.A - Liquid Scintillation Method

This method was originally introduced by R. Dierckx. Tablettes of 700 mg of Li_2CO_3 are irradiated in a neutron field. By reactions (I) and (II) tritium is produced in the sample. About 1 ml of distilled water and 2 ml of acetic acid (CH_3COOH 100%) are added to each sample to separate the tritium from the Li_2CO_3 and convert it into HTO. At this stage tritium is bound to the (CH_3COOLi) as HTO. In order to separate it from the salt, 0.7 ml of hydrofluoric acid (HF 40%) is added to the sample. Addition of 16 ml of the liquid scintillator (Dimilume-30) permits counting of the betas emitted by tritium. Finally a TRI-CARB 460C liquid scintillation system is used to count the betas.

The efficiency of this technique depends a great deal on the nature of the sample to be measured. Therefore, the system is calibrated by the Internal Standard Method. The sample is counted first. Then a known quantity of ^3H is added to the sample and it is counted a second time. We then have the following relation:

$$N_2 - N_1 = \alpha a \qquad \text{(III)}$$

where (N_1) and (N_2) are the first and second count-rates, (a) is the activity of the known quantity of ^3H added to the sample and (a) is the efficiency of the counting system.

Several measurements indicate that the efficiency of the counting system for our standard samples is 19.4%.

To test the method, a series of experiments was carried out using the CROCUS reactor. Standard Li_2CO_3 tablettes were irradiated in the reflector zone where neutron fluxes were determined by bare and cadmium-covered foil activations. The following table shows a comparison of calculated and measured activities of some samples:

Sample	Thermal Flux* (n/cm^2s)	Epithermal Flux* (n/cm^2s)	Activity (nCi) Calculated	Measured
1	0.9708×10^7	1.2708×10^7	2.86	3.00
2	0.8987×10^7	1.1579×10^7	2.62	2.88
3	0.8987×10^7	1.1579×10^7	2.63	2.86
4	0.8129×10^7	1.0474×10^7	2.40	2.71
5	0.8129×10^7	1.0474×10^7	2.40	2.80
6	1.1528×10^7	1.4900×10^7	3.40	3.60

* The thermal and epithermal self-shielding coefficients (respectively 0.67 and 0.91) as well as the thermal flux depression coefficient (0.61) are taken into account.

III.B - Thermoluminescence Dosimetry (TLD Method)

TLDs have been used in neutron and gamma dosimetry for a long time. One of the principal members of the TLD family are crystals of lithium floride doped with magnesium and titanium (LiF:Mg,Ti). These crystals can be made of natural lithium, or enriched in ^6Li or ^7Li. Commercially they are respectively called TLD-100, TLD-600 and TLD-700. One of the main characteristics of these TLDs is that their response to gamma rays is practically the same whereas their response to neutrons is completely different.

In a mixed low energy neutron and gamma field, a pair of TLD-600 and TLD-700 provides a good means of distinguishing neutrons from gamma, since TLD-700 is not sensitive to low energy neutrons. But in a fast neutron field, this distinction becomes more difficult since the response of TLD-700 approches that of TLD-600 as the energy of the neutron increases.

To measure tritium breeding, the TLDs are first irradiated in the neutron field. The crystals are read once immediately after the irradiation. They are then annealed and kept in a low background chamber where they are self-irradiated by the tritium produced.

The dose calibration is a rather complicated task since the properties of a TLD are not regular and constant as far as time and treatment is concerned. It is defined as follows:

$$D = Q \cdot f_c \cdot f \qquad \text{(IV)}$$

where (Q) is the output of the signal delivered by the TLD reader in (nC), (f_c) is the sensitivity factor and (f) is a correction factor that takes into account treatment and fading changes, incident particle energy changes and linearity changes in the TLD.

To test the method, experiments were also carried out in the CROCUS reactor. Pairs of TLD-600 and TLD-700 were irradiated in the reflector zone where the epithermal to thermal neutron flux is known to be about 0.4. Figures 1.a and 1.b show the glow-curves immediately after irradiation. Figure 2 shows a glow-curve of TLD-600 after it was self-irradiated for 3 1/2 months. TLD-700 showed no self-irradiated out put as it was expected. Figure 3 shows the reading cycle (30s) temperature.

IV. CONCLUSIONS

Taking the Liquid Scintillation Method as the main measurement line is a good option. This method has been applied by several research groups to measure tritium.

The TLD Method appears promissing although many uncertainties still remain. The determination of the correction factor (f) is a rather complicated task. Further tests are in progress to investigate on the matter and bring more clarification.

REFERENCES

- H. Maekawa et al, Measurements of Tritium Production-Rate Distribution in Simulated Blanket Assemblies at the FNS, JAERI

- R. Herzing et al., Experimental and Theoritical Investigations of Tritium Production in Controlled Thermonuclear Reactor Blanket Model, Nuclear Science and Engineering 60, 169-175 (1976)

- S. Azam, Preliminary Calibration of Tritium Counting System at EPFL, IGA-LPR 111, December 1983 (Internal Report)

- S. Azam, Liquid Scintillation and Thermoluminescence Dosimetry, IGA-LPR, October 1984 (Internal Report)

- S.I.Abdel-Khalik, P.A.Haldy and A.Kumar, Blanket Design and Calculated Performance for the LOTUS Fusion-Fission Hybrid Test Facility, Nuclear Technology/Fusion, March 1984.

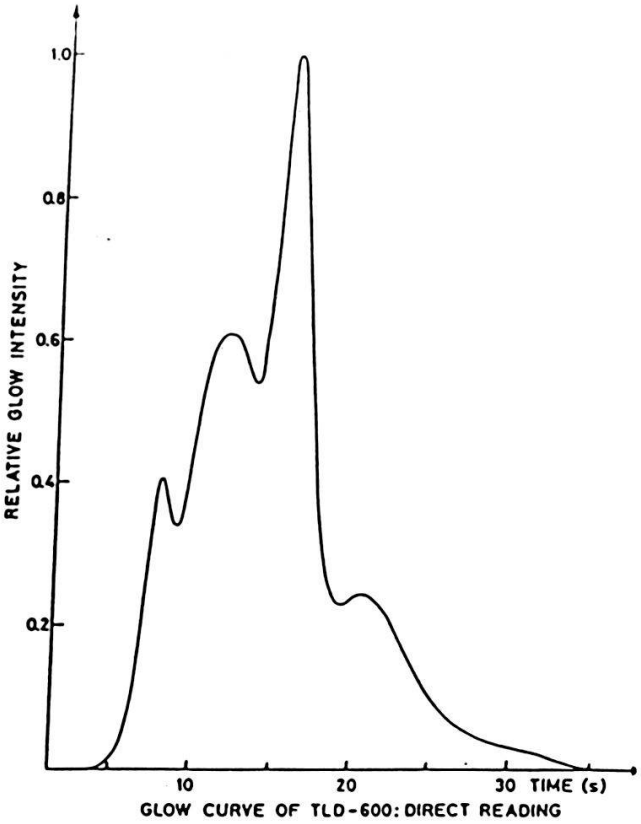


Figure 1.a

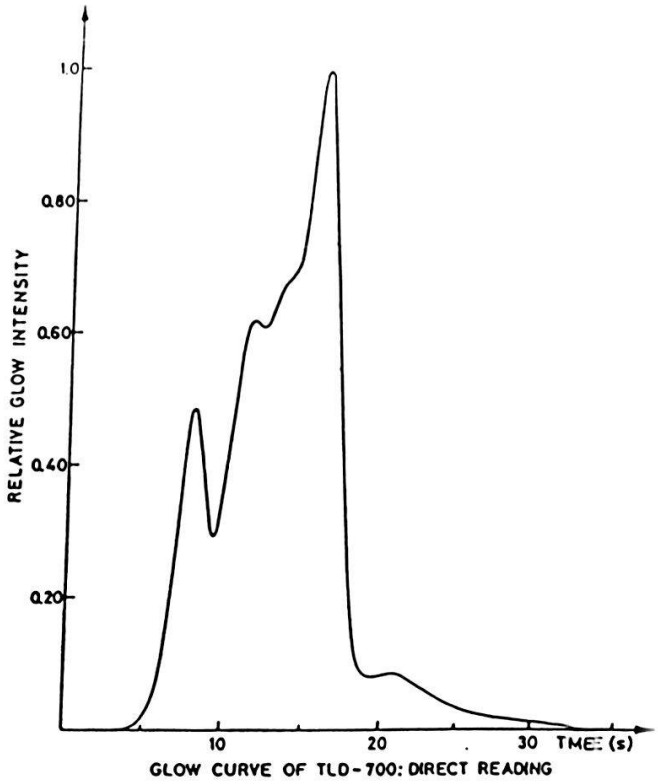


Figure 1.b

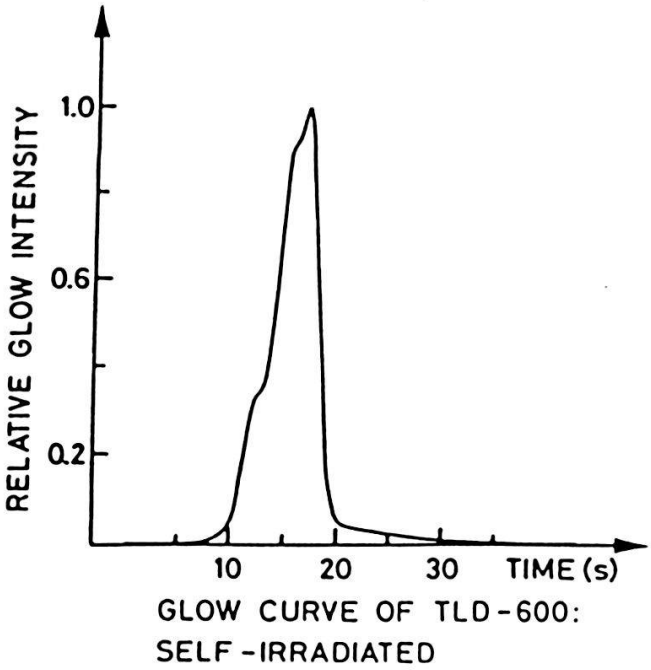


Figure 2

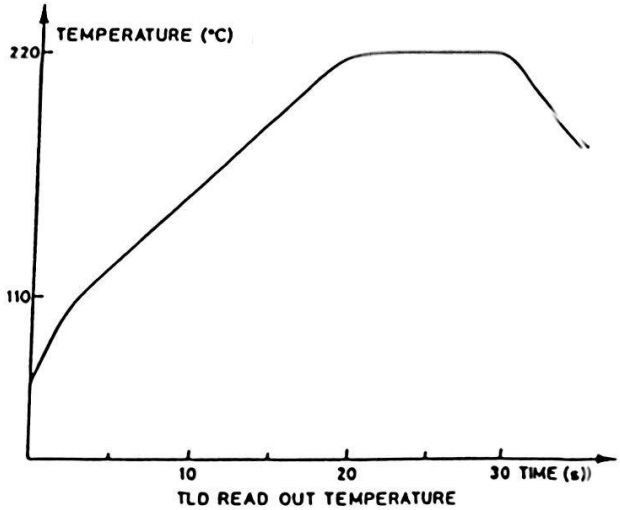


Figure 3

Hochauflösende In-Beam γ-Spektroskopie

J.-Cl. Dousse, M. Gasser, J. Kern, B. Perny und Ch. Rhême
Physikinstitut der Universität, CH-1700 Freiburg

Zur Messung von In-Beam γ-Spektren haben wir am Injektorzyklotron des SIN ein Kristallspektrometer installiert. Es ist ein Spektrometer in DuMond-Geometrie mit einem Biegeradius von 3.15 m.

Mit den 110-Ebenen einer Quarzkristallplatte der Dicke 3.0 mm, erhielten wir in einem Energiebereich von 40 - 300 keV Auflösung zwischen 5 - 6 arcsec. Diese Auflösung war nur möglich, indem die Kristallplatte in einem bestimmten Winkel zur optischen Achse geschnitten wurde [1,2]. Der beim Biegen auftretende Satteleffekt ist bei diesem Schnitt minimal und die Zylinderform des Kristalls fast perfekt. Bei einer Linienbreite (fwhm) von 6 arcsec beträgt die Energieauflösung $\Delta E = 0.0115\ E^2/n$, wobei n die Reflexionsordnung ist, ΔE wird in eV ausgedrückt und die Photonenergie E in keV.

Die verwendeten Targets haben die Grösse 25 x 4 mm^2 und eine Dicke von 30 mg/mm^2. Damit mit Protonenströmen bis zu einen μA gemessen werden kann, ist die Targetkammer gasgekühlt.

Um den bei (Teilchen, xγn) - Reaktionen entstehenden hohen Untergrund herabzusetzen, verwenden wir einen Phoswichdetektor mit einem Anticomptonring [3]. Das ganze Detektionssystem sowie die Targetkammer mussten mit grossen Mengen Blei und Paraffin abgeschirmt werden.

Da der Zyklotronstrahl gepulst ist, können wir die Spektren mittels einer Zeitanalyse in einen "prompten" und einen "verzögerten" Anteil aufteilen. Das Peak zu Untergrundverhältnis kann so für die vorwiegend schnellen Uebergänge um einen Faktor ∿15 verbessert werden. Als Beispiel zeigt Fig. 1 eine 260.5 keV Linie in zweiter Reflexordnung.

Der Untergrund beträgt zwischen 40 und 300 keV nur einige Stösse in 100 Sekunden (Fig. 2). Die Empfindlichkeit des Instruments ist gross genug, um γ-Uebergänge mit einer Intensität der Grössenordnung 0.1 Photonen pro 100 Reaktionen beobachten zu können. In einer ersten Anwendung hat man die Reaktion $^{176}Yb(p,3n\gamma)^{174}Lu$ studiert. Um die g-Faktoren zu bestimmen, war eines der Ziele die Beobachtung eines Verzweigungsverhältnisses im Rotationsband über dem 142 d Isomerzustand. Die interessierenden 171.1 und 320.5 keV Linien gehören zu Multipletts, die mit Ge-Detektoren nicht aufgelöst werden können, wohl aber mit dem Kristallspektrometer [Ref. 4, Fig. 2]. Dank dieser Messung konnte bewiesen werden, dass in Hochspinzuständen von zwei Quasiteilchen, anomale g-Faktoren vorkommen.

Ein wichtiges Element für den Erfolg unseres Experiments war die geforderte hohe Strahlqualität, sowohl von der zeitlichen Struktur her, als auch von der Geometrie. Wir möchten es daher nicht unterlassen der Zyklotron-Mannschaft am SIN zu danken. Unter der Leitung von Dr. S. Jaccard und Dr. Th. Stammbach haben sie mit grosser Geduld die gestellten Probleme gelöst.

Referenzen

1) V.M. Samsanov, Internal report No. 278 (1976); Leningrad Institute of Nuclear Physics, Gatchina, USSR
2) V.L. Alexeyev et al., Internal report No. 621 (1980); Leningrad Institute of Nuclear Physics, Gatchina, USSR
3) R. Lanners, Mesures de réactions du type (α,xn) et (p,xn) avec un spectromètre à cristal incurvé, thèse no. 829; Université de Fribourg
4) J. Kern, A. Bruder, J.-Cl. Dousse, M. Gasser, V. Ionescu, R. Lanners, B. Perny, B. Piller, Ch. Rhême and B. Schaller; Phys. Lett. 146B, No 3,4 (1984) 183.

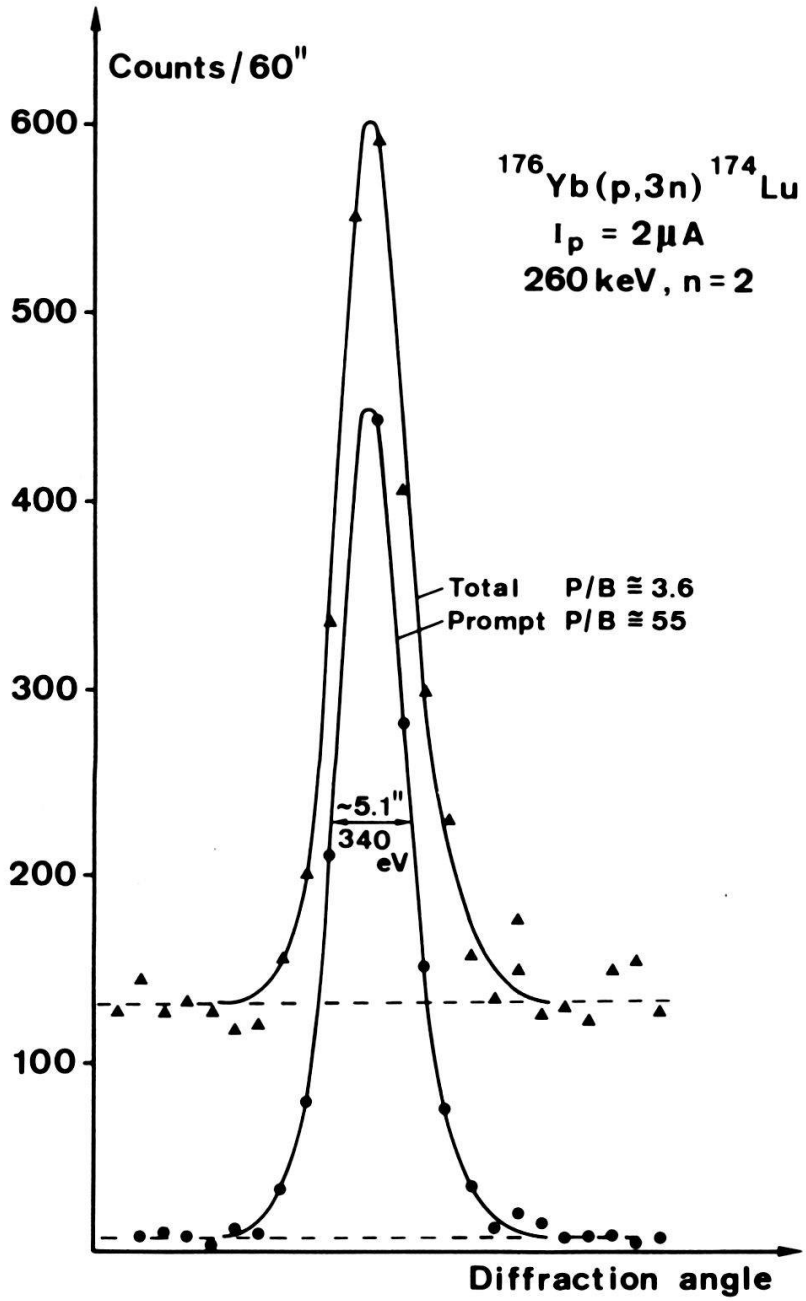


Fig.1: Vergleich einer prompt und total gemessenen Gamma-Linie.

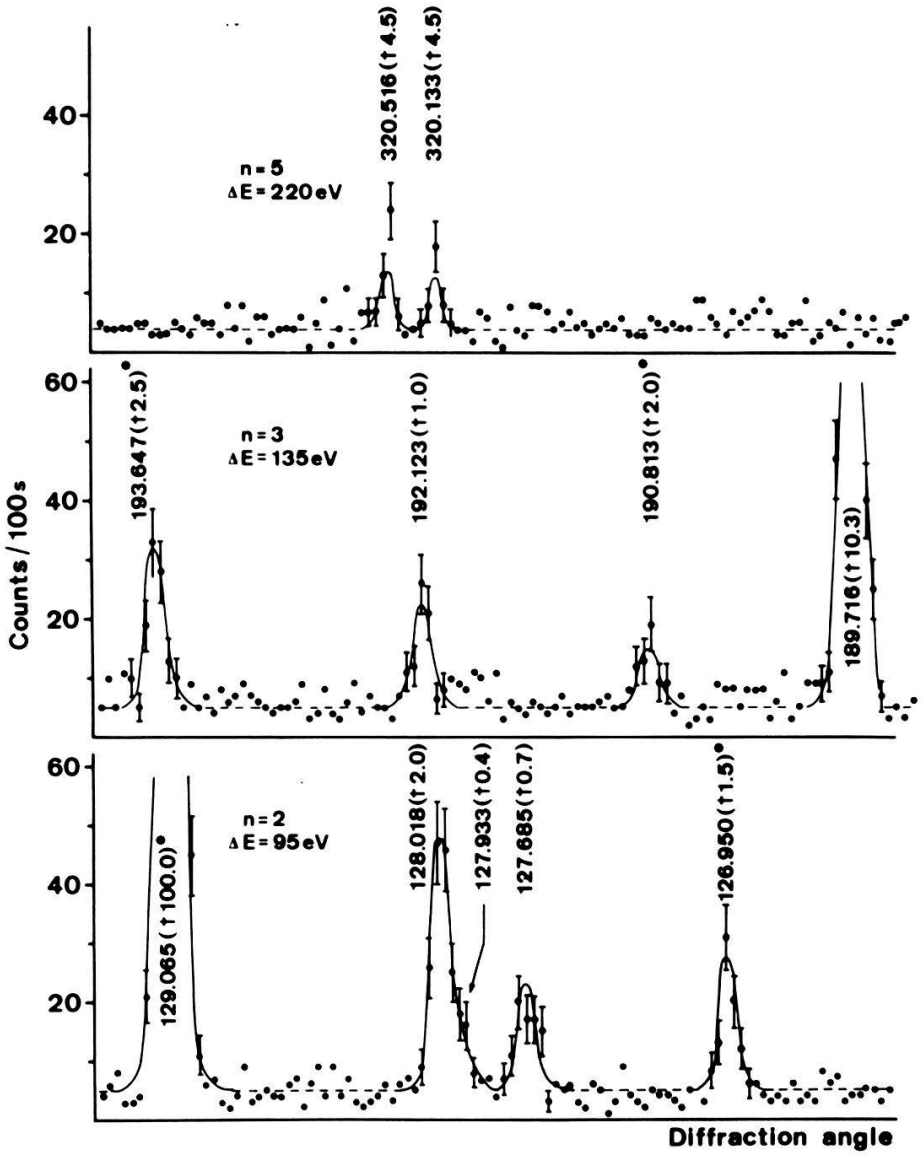


Fig. 2 Teil des prompten Gamma-Spektrums aus der Reaktion $^{176}Yb(p,3n)^{174}Lu$. Die Uebergänge sind mit ihren Energien (keV) und relativen Intensitäten angeschrieben. Eine Intensität von 100 entspricht ungefähr 30 Photonen pro 100 Reaktionen. Ein Stern deutet auf einen verzögerten Uebergang, sodass die totale Intensität im hier gezeigten Spektrum nicht erscheint.

Analyse von Riesenresonanz-Strukturen mittels der Analysierstärke der Reaktion $(\vec{d},d')$ bei E=56 MeV am ^{90}Zr-Kern

H.H. Müller, P. Schober, K. Zillner, W. Reichart, St. Steiner (Physik-Institut Zürich), Z. Lewandowski, R. Wagner (Institut für Physik Basel), H. Jasicek, P. Riehs (Atominstitut Wien)

Im Bereich von 12 bis 18 MeV Anregungsenergie haben wir die Winkelverteilung der Analysierstärke und des Wirkungsquerschnittes von 15° bis 60° der

Reaktion $(\vec{d},d')$ am ^{90}Zr-Kern gemessen. Wir versuchen, durch den Vergleich von experimentellen mit theoretischen Winkelverteilungen der Analysierstärke einen theoretisch vorhergesagten L=4 Beitrag im Bereich der L=2 (G.Q.R.) bei E_x=14 MeV zu ermitteln.

STEM-microanalysis of Ti and Nb rich carbonitrides in HSLA steels. Effect of niobium.

J.-L. Verger-Gaugry*, G. Ocampo** and J.D. Embury**. (*) EPFL, IGA, 1015 Lausanne, (**) Department of Metallurgy and Materials Science, McMaster University, Hamilton, Ontario, Canada

The microchemistry and morphology of Ti and Nb rich carbonitrides formed during continuous casting in some HSLA steels is investigated. These precipitates exhibit very important composition gradients which reflect their nucleation and growth process. A model based on the formalism of ternary solubility products in liquid iron and austenite was developed to predict the mole fraction of precipitates at the equilibrium and is in good agreement with the measurements in the STEM using EDAX. Nuclei appear as round-shaped particles ($\phi < \sim 200$Å) - Growth occurs by interface instability, as described by MULLINS and SEKERKA, J. of Appl. Physics 34, n.2, 323,1963 and NICHOLS and MULLINS Trans.Soc.of AIME 233,1840,1965, to give rise to cuboïdal-shaped particles; preferential growth of corners happens, as studied by CHERNOV, J.of Crystal Growth 24/25,11,1974 and morphology transforms into dendrites. Secondary protusions develop from the first spikes of dendrites as a result of an interface instability process as well.

Nachweis des seltenen Zerfalls $\mu^+ \to e^+e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_\mu$

SINDRUM-Kollaboration: IMP der ETH Zürich, Physik-Institut der Universität Zürich, SIN Villigen, CEN Saclay.

Vortragender: N. Kraus

Bei einer Messung zur Suche nach dem verbotenen Zerfall $\mu \to 3e$ mit Hilfe des SINDRUM-Spektrometers wurden ca. 8000 erlaubte Zerfälle $\mu \to 3e2\nu$ beobachtet.

Im Beitrag wird Aufbau und Betrieb des Spektrometers vorgestellt. Die Messdaten für $\mu \to 3e2\nu$ werden mit Rechnungen verglichen die auf (V-A) Theorie und Strahlungskorrekturen basieren.

Suche nach dem Zerfall $\mu^+ \to e^+e^+e^-$

SINDRUM-Kollaboration: IMP der ETH Zürich, Physik-Institut der Universität Zürich, SIN Villigen, CEN Saclay.

Vortragender: Ch. Grab

Prozesse, die die myonische Leptonzahl nicht erhalten wie z.B. $\mu \to 3e$ sind nie beobachtet worden. Experimentelle obere Grenzen für die

Verzweigungsverhältnisse solcher Prozesse liefern aber wichtige Einschränkungen für Modelle, die über das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung hinausgehen.

In einem Experiment am SIN wurde mit dem Spektrometer SINDRUM nach dem Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ gesucht. Mit einer Empfindlichkeit von einigen 10^{-12} wurde die bisherige obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis $R=\Gamma(\mu 3e)/\Gamma(\mu e2\nu)$ von $1.6*10^{-10}$ entscheidend verbessert auf $R \leq 2.4 \times 10^{-12}$ (90% c.l.).

Im Beitrag werden die Datenreduktion und die Resultate der $\mu \rightarrow 3e$ Analyse präsentiert.

$\bar{p}p$ Scattering Experiments at LEAR

A.S. Clough[1], C.I. Beard[2], D.V. Bugg[2], J.A. Edgington[2], J. Hall[2], K. Bos[3], J.C. Kluyver[3], R.A. Kunne[3], L. Linssen[3], R. Birsa[4], F. Bradamantel[4], S. Dalla Torre-Colautti[4], M. Giorgi[4], A. Martin[4], A. Penzol[4], P. Schiavon[4], A. Villari[4], S. Degli-Agosti[5], E. Heer[5], R. Hess[5], C. Lechanoine-LeLuc[5], Y. Onel[5], D. Rapin[5]

[1] University of Surrey, Guildford, Surrey, England - [2] Queen Mary College, London, England - [3] NIKHEF-H, Amsterdam, Netherlands - [4] I.N.F.N., Trieste and University of Trieste, Italy - [5] D.P.N.C., University of Geneva, Geneva, Switzerland.

Measurements are reported of $\bar{p}p$ total cross sections from 388 to 595 MeV/c in small momentum steps. Statistical errors are typically $\pm$ 0.4% and the normalization uncertainty is $\pm$ 0.7%. The data show a smooth behaviour, there is no evidence for the S-meson near 1936 MeV/c^2.

We present the preliminary results on the ratio of the real to imaginary part of the elastic scattering amplitude from 200 to 272 MeV/c.

Suche nach monochromatischen $\pi^{\pm}$ Uebergängen aus atomaren L = 1 $\bar{p}p$ Zuständen

M. Doser, CERN - München - Mainz - Orsay (LAL) - Vancouver - Victoria - Zürich (ASTERIX) Kollaboration

Die ersten Daten für $\bar{p}p$ Annihilation in Ruhe in Wasserstoffgas bei NTP wurden am LEAR aufgenommen. Im Gegensatz zu flüssigem Wasserstoff, wo Annihilation aus atomaren S Zuständen wegen des Stark-Effekts dominiert, finden wir eine Dominanz von Annihilation aus P Zuständen. Wir erwarten daher, dass die Produktionsrate von Mesonen mit höheren Spins zunimmt. Wir haben nach schmalen gebundenen $\bar{p}p$ Zuständen X gesucht, die durch monochromatische $\pi^{\pm}$-Uebergänge in $\bar{p}p \rightarrow \pi^{\pm}X^{+}$ erzeugt werden. Schmale und deshalb leichter beobachtbare Zustände sind gerade solche mit höherem Spin, für die Annihilation vom S-Zustand wegen der Zentrifugalbarriere unterdrückt wird.

Wir haben keine Zustände im Massenbereich 1100 - 1700 MeV gefunden. Die 5σ obere Grenze für ihre Produktionsrate ist 2×10^{-3}.

New method of designing the sextupole magnet system in an atomic beam apparatus.

W.Z. Zhang, P.A. Schmelzbach, D. Singy and W. Grüebler
Institut für Mittelenergiephysik, Eidg. Technische Hochschule, 8093 Zürich

Cooling the atomic beam down to low temperature is one of the available techniques to produce intense polarized protons or deuterons in polarized ion sources of the atomic beam type. A new sextupole magnet system which differs from that at room temperature should however be designed for taking full advantage of the cooled beam. Ray-tracing technique of atoms is normally used for this purpose. We present here a new method in which the acceptance area of the whole system including the ionizer is calculated as a function of the velocity of the atoms. If the beam velocity distribution is known, the density of the atomic beam in the ionization volume can be calculated. The sextupole magnet system is then optimized by making this density as large as possible. This new method provides a clear picture about how well the transmission characteristic of the magnet system matches with the velocity distribution of the beam. Some calculated and experimental results are presented.

Quasi free scattering and coalescence model description of the analyzing power for the $^{27}Al(\vec{p},\alpha x)$ reaction.

* M. Kozłowski, **H.H. Müller, ***R. Wagner

* Institute of Experimental Physics of the University of Warsaw, Warsaw/Poland and Physik-Institut der Universität Zürich, CH-Zürich
** Physik-Institut der Universität Zürich, CH-Zürich
*** Institut für Physik der Universität Basel, CH-Basel

Nuclear reactions induced by polarized projectiles can be used to test not only energy - but also spin-equilibration processes in nuclear matter. When an incoming nucleon interacts with a nucleus, the nucleon-nucleon interaction leads to the thermalization of the system and to the emission of nucleons and composite particles like deuterons, tritons, ^{3}He- and α-particles.

Several mechanisms can produce the emission of complex particles into the continuum. Often the coalescence model (CM) [1]; Fig. 1a, has been applied successfully for the description of composite particle emission. In this model the formation of composite particles is assumed to occur by the coalescence of nucleons occupying the same region of momentum space. The coalescence model involves a single free parameter, the coalescence radius in momentum space, P_o. There have been several attempts to arrive at a dynamical

understanding of this model, but at present the question of its dynamical basis is open.

If the existence of clusters in nuclei is taken into account, then the quasi-free scattering model (QFS) [2]; Fig. 1b, can be applied. In this model the interaction of the incoming proton with a cluster of correlated nucleons produces the observed composite particle. Up to now both models, CM and QFS have been applied separately for the description of composite particle emission in nuclear reactions.

In the present paper we develop a method for the description of the analyzing power in inclusive proton induced $(\vec{p},\alpha x)$-reactions including both mechanisms simultaneously; quasi-free scattering and coalescence process. Our aim is to use this method for the analysis of reactions on light target nuclei where a pronounced analyzing power at forward direction is observed [6].

Let the initial polarization state of the proton beam be described by the density matrix ρ^i and let ρ^f denote the density matrix for the final polarization state of the $(\vec{p},\alpha x)$-reaction. Then, ρ^f can be written as

$$\rho^f = cf\rho^i f^+ \tag{1}$$

where f is the total amplitude of the inclusive reaction. In the following we decompose f into two parts

$$f = f_{CM} + f_{QFS} \tag{2}$$

where f_{CM} and f_{QFS} are the amplitudes for the coalescence process and the quasi-free scattering, respectively. The final density matrix can be written as

$$\begin{aligned} Tr\{f\rho^i f^+\}\rho^f &= f\rho^i f^+ \\ &= f_{CM}\rho^i f_{CM}^+ + f_{QFS}\rho^i f_{QFS}^+ + 2\,Re\{f_{CM}\rho^i f_{QFS}^+\} \end{aligned} \tag{3}$$

For the cross section of polarized proton induced reactions we obtain from formula (3)

$$\frac{d^2\sigma(\rho^i)}{dE\,d\Omega} = Tr\{f_{QFS}\rho^i f_{QFS}^+\} + Tr\{f_{CM}\rho^i f_{CM}^+\} + 2\,Re\,Tr\{f_{CM}\rho^i f_{QFS}^+\} \tag{4}$$

In the following we take averaged cross sections, averaged over energy bins ΔE, and eq. (4) can be written

$$\left\langle \frac{d^2\sigma(\rho^i)}{dE\,d\Omega} \right\rangle = \left\langle \frac{d^2\sigma(\rho^i)}{dE\,d\Omega} \right\rangle_{QFS} + \left\langle \frac{d^2\sigma(\rho^i)}{dE\,d\Omega} \right\rangle_{CM} + \\ + \quad 2\,Re \left\langle Tr\left\{ f_{CM}\, \rho^i f^{+}_{QFS} \right\} \right\rangle \tag{5}$$

Considering that the amplitudes for the quasi-free scattering model and the coalescence model have completely different singularities in the complex t-plane (t is the invariant momentum transfer) we can put

$$2\,Re \left\langle Tr\left\{ f_{CM}\, \rho^i f^{+}_{QFS} \right\} \right\rangle \approx 0 \tag{6}$$

For the QFS-model calculation we use the triangular diagram, Fig. 1b, assuming that this graph represents the dominant term and obtain [2]

$$\left(\frac{d^2\sigma(\rho^i)}{dE\,d\Omega} \right)_{QFS} = C\,\frac{q}{p} \left| M_{\Delta}(s,t) \right|^2 \frac{d^2\sigma_{el}(\rho^i)}{dE\,d\Omega} \tag{7}$$

In eq. (7) p and q are the momenta of the proton and the α-particle, respectively, in the overall centre of mass system, $\vec{p}_p + \vec{p}_T = 0$.

The amplitude $M_{\Delta}(s,t)$ is obtained from the triangular diagram with constant vertices and $d^2\sigma(\rho^i)/dEd\Omega$ is the cross section for the elastic scattering $\vec{p} + \alpha \to \vec{p} + \alpha$.

For the coalescence model calculation we use the method developed in Ref. [1,5]. The reaction cross section for polarized protons is given by

$$\frac{d^2\sigma(E_A, \rho^i, Z, N)}{dE_A\,d\Omega} = \left(\frac{N_T + N_P}{Z_T + Z_P} \right)^N \frac{A^{-1}}{Z!\,N!} \left(\frac{\frac{4}{3}\pi P_0^3}{\sigma_0 \left[2m^3 (E - E_c) \right]^{1/2}} \right)^{A-1} \left(\frac{d^2\sigma(E, \rho^i, 1, 0)}{dE\,d\Omega} \right)^{\cdot\cdot} \tag{8}$$

where

$$\frac{d^2\sigma(E, \rho^i, 1, 0)}{dE\,d\Omega} = \left[\frac{d^2\sigma(E, \rho^i, 1, 0)}{dE\,d\Omega} \right]_0 \cdot \left[1 \pm p_y^{(1)} A_y(\vec{p}, p'x) \right]$$

In the expression above $p_y^{(1)}$ is the proton beam polarization in the $(\vec{p}, p'x)$ reaction.

Using formula (5-8) we obtain for the analyzing power of the $(\vec{p}, \alpha x)$- reaction

$$\langle A_y(E,\Omega)\rangle = \langle A_y(E,\Omega)\rangle_{QFS} + \langle A_y(E,\Omega)\rangle_{CM} \tag{9}$$

As shown in Ref. (4) we can write for

$$\langle A_y(E,\Omega)\rangle_{QFS} = A_y^{el}(E,\Omega)\exp(-0.70A^{1/3})$$

where $A_y^{el}(E,\Omega)$ denotes the analyzing power for the elastic scattering of protons from free α-particles [3]. For the second term in eq. (9) we obtain from the coalescence model calculation [1,5]

$$\langle A_y(E,\Omega)\rangle_{CM} = \frac{p_y^{(1)}}{p_y^{(4)}} \cdot 4\kappa_\alpha \cdot A_y^{(\vec{p},p'x)}(E,\Omega) \tag{10}$$

where κ_α is a normalization factor, $p_y^{(1)}$ and $p_y^{(4)}$ are the polarizations of the proton beam in the $(\vec{p},p'x)$- and in the $(\vec{p},\alpha x)$-experiment, respectively.

$A_y(\vec{p},p'x)_{(E,\Omega)}$ denotes the analyzing power for the $(\vec{p},p'x)$-reaction.

In Fig. 2 we present a comparison of the analyzing power calculated according to eq. (9) with our experimental data of the $^{27}Al(\vec{p},\alpha x)$-reaction at E_p = 72 MeV for an excitation energy of the residual system of E* = 22 MeV [6]. The analyzing power $A_y^{el}(E,\Omega)$ for the elastic scattering $\vec{p} + \alpha \rightarrow \vec{p}' + \alpha$ was taken from Ref. [7] and for $A_y(\vec{p},p'x)_{(E,\Omega)}$ we used the data of Ref.[8]. The parameter κ_α = 0.42 was chosen according to Ref. [5]. Fig. 3 presents a similar comparison at a different excitation energy E* = 31.5 MeV of the residual system. In addition the individual contributions are shown of the QFS and the CM calculation to the analyzing power. In conclusion we can say that the inclusion of both mechanism, quasi-free scattering and coalescence process gives a fairly good description of the angular distribution over a wide range of angles of the analyzing power in the continuum of the $^{27}Al(\vec{p},\alpha x)$-reaction at E_p = 72 MeV.

The authors acknowledge gratefully the financial support from the Swiss National Science Foundation.

References

1. M. Kozłowski, H.H. Müller and R. Wagner, Nucl. Phys. A 420I (1984)1.
2. M. Kozłowski, Phys. Lett. 58 B (1975) 145
3. Z. Lewandowski, E. Löffler, R. Wagner, F. Brunner, H.H. Müller, W. Reichart, P. Schober and M. Kozłowski, Phys. Lett. 95 B (1980) 207.
4. M. Kozłowski, H.H. Müller and R. Wagner, Phys. Lett. 107B (1981) 27.
5. H.H. Müller, M. Kozłowski, Z. Lewandowski and R. Wagner, Phys. Lett. 127 B (1983) 15.
6. Z. Lewandowski, E. Loeffler, R. Wagner, H.H. Müller, W. Reichart and P. Schober, Nucl. Phys. A 389 (1982) 247.
7. K. Imai et al., Nucl. Phys. A 325 (1979) 397.
8. H. Sakai et al., Nucl. Phys. A 344 (1980) 41.

Figure Captions

Fig. 1 (a) The coalescence mechanism for the emission of α-particles in the inclusive $(\vec{p},\alpha x)$-reaction. (b) The quasi-free scattering mechanism for the emission of α-particles in the inclusive $(\vec{p},\alpha x)$-reaction.

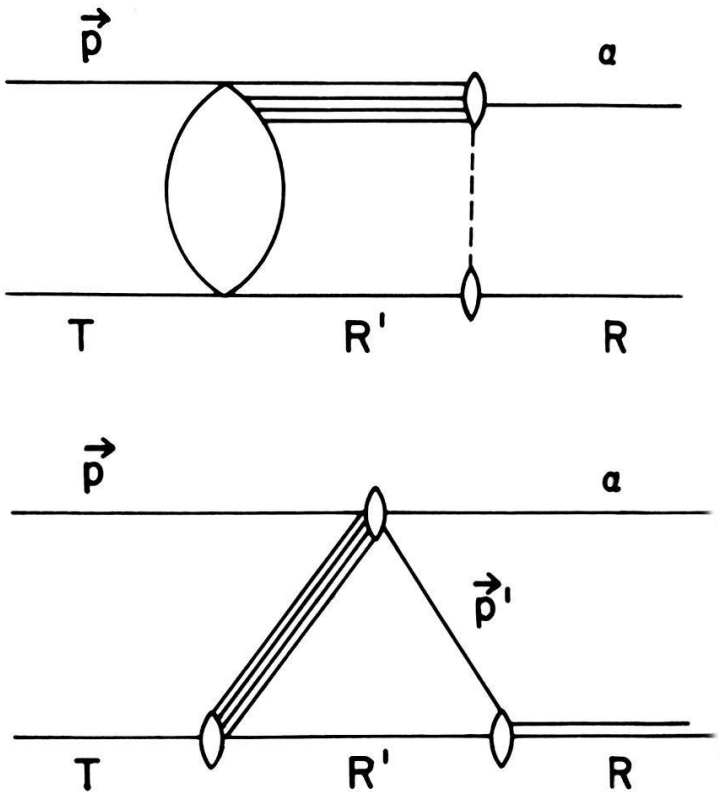
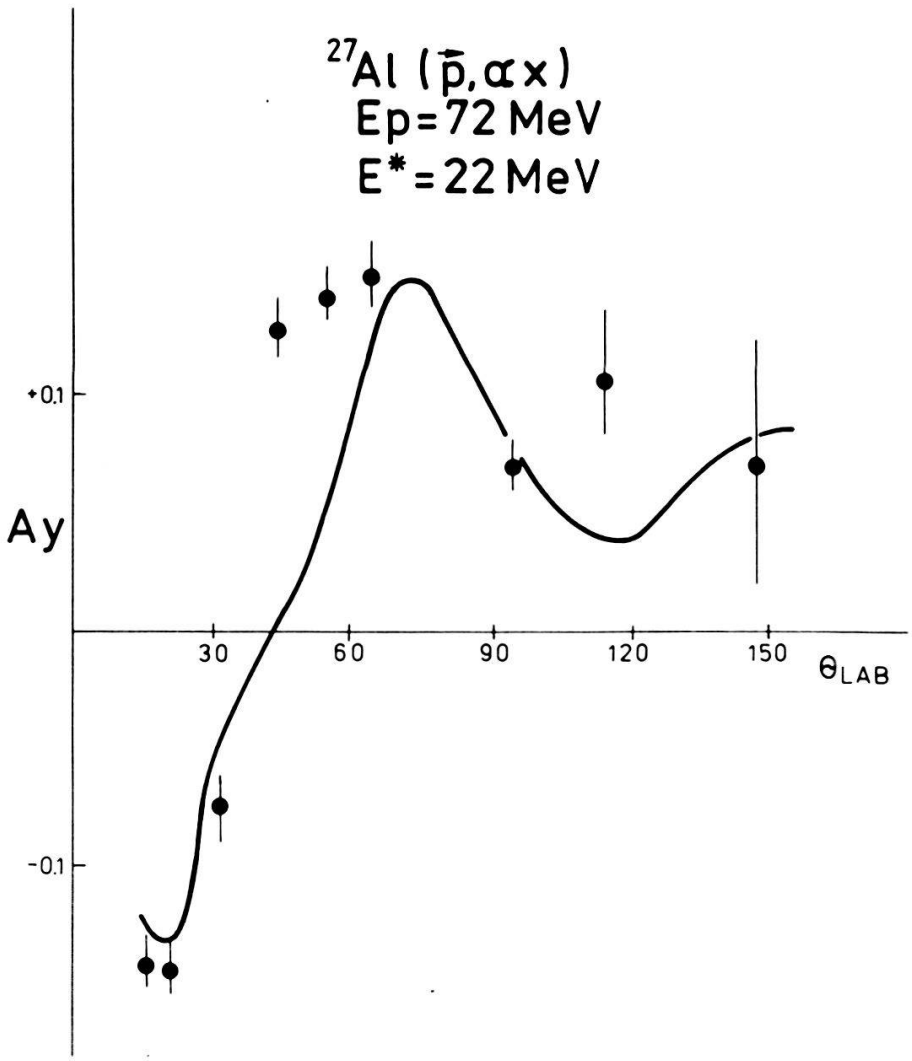


Fig. 2 Analyzing power A_y of the $^{27}Al(\vec{p},\alpha x)$ reaction for an excitation energy of $E^* = 22$ Mev of the residual system. The solid line is the theoretical curve obtained from eq. (9)



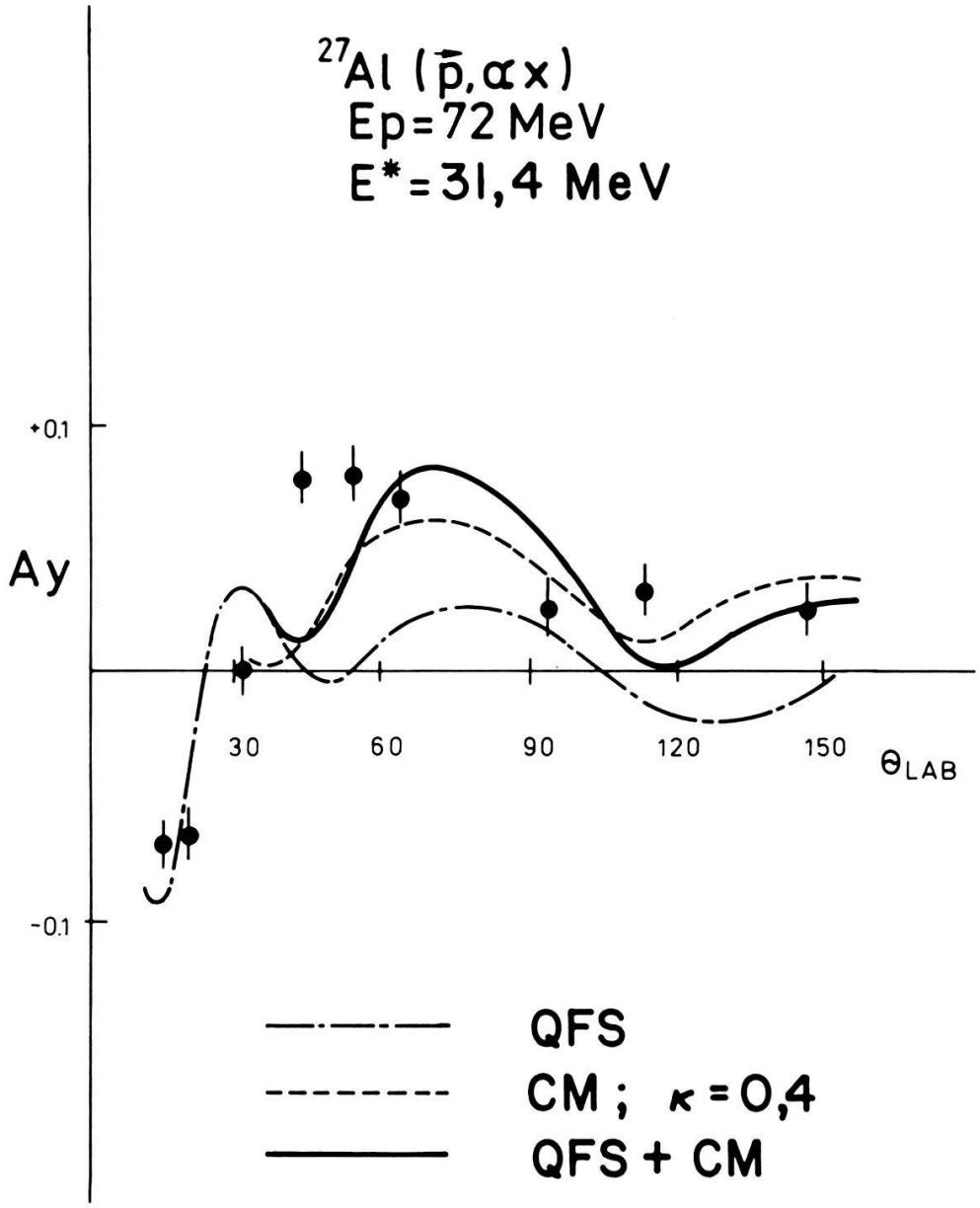


Fig. 3: The same as Fig. 2, but for E* = 31.4 MeV. The individual contributions to A_y, from the quasi-free scattering - and the coalescence-model calculation, are plotted together with the sum curve (solid line).

Parametrisation of the observables for the ^{4}He (N,N) ^{4}He reaction: ambiguities and energy dependency

A. Berdoz, F. Foroughi
Institut de Physique, rue A.-L. Breguet 1, 2000 Neuchâtel

We used a parametrisation in terms of the zeros of the amplitudes to show the relation between some of the existing ambiguities in the phase shifts analysis. This parametrisation has permitted to find a set of parameters with a smooth energy dependency in the range of 35 to 70 MeV.

Proton-proton differential cross sections at 50 MeV

A. Berdoz, F. Foroughi, Ch. Nussbaum
Institut de Physique, rue A.-L. Breguet 1, 2000 Neuchâtel

The relative cross section for elastic proton-proton scattering has been measured to better than 0,3% from 14 to 90° CM for incident beam energy of 50 MeV. The data will be presented and discussed. In particular, it will be shown that, due to Coulomb interference, it is possible to fix the absolute normalization.

Measurement of the spin-dependant cross-section in pp-scattering

E.Aprile-Giboni(1), J.Bystricky(2), J.Deregel(2), Ph.Drompt(1), C.Eisenegger(1), J.M.Fontaine(3), E.Heer(1), R.Hess(1), S.Jaccard(4), F.Lehar(2), W.R.Leo(1), S.Mango(4), S.Morenzoni(1), Y.Onel(1), F.Perrot(3), D.Rapin(1), J.Vrzal(2), J.Yonnet(5).

(1) DPNC, Univ. of Geneva, Switzerland; (2) DPhPE, CEN-Saclay, France; (3) DPhN/ME, CEN-Saclay, France; (5) SIN, Villigen, Switzerland; (5) L.P.C., Caen, France

The main structure around m = 2.15 GeV first observed by the Argonne group in the spin-dependent total cross-section was checked in the energy range available at SIN and at SATURNE. We will present our final results. The individual contributions for the elastic pp-scattering and for the inelastic scattering will also be discussed below 600 MeV.

Inklusive Proton- und Antiprotonproduktion mit π^+ und π^- bei 30 GeV/c in Abhängigkeit des Atomgewichts A der Target

M.G.Abreu[2], T.Armstrong[4], M.Baubillier[4], W.Beusch[1], A.Burns[1], N.Erschaidat[4], J.Gago[2], A.Jacholkowski[5], K.Knudson[1], S.Otwinowski[5], D.Perrin[3], A.Palano[1], M.Pimenta[2], E.Quercigh[1], Z.Strachmann[4], M.Szeptycka[5], S.Tkaczyk[5], R.Walczak[5] und R.Zitoun[4]

CERN[1] - Lissabon[2] - Neuchâtel[3] - Paris[4] - Warschau[5] Kollaboration

Dieses Experiment untersucht die Erzeugung von p und $\bar{p}$, auf welche ein grosser Teil des einlaufenden Impulses übertragen wird; ein Quark q (Antiquark $\bar{q}$) assoziiert sich mit qq ($\bar{q}\bar{q}$) um das p ($\bar{p}$) zu erzeugen. Die Kernmaterie beeinflusst den Prozess auf dem Niveau der Quark-Streuung und -Rekombination. Die experimentellen Daten an H, C, Al, Cu, Sn und Pb erlauben einen Vergleich mit Modellen. Siehe auch M.G. Abreu et al.
Z. Phys. C 25, 115 (1984)

Baryons with Strangeness and Charm

Bristol-Geneva-Heidelberg-Lausanne-London(QMC)-Rutherford Lab. Collaboration

M. Bourquin
DPNC, Université de Genève, 32 bd d'Yvoy - 1211 Genève 4

New results are presented on charmed baryon states produced in Σ^- nucleus interactions in the SPS charged hyperon beam at CERN. The properties of the A^+(csu) baryon at 2.46 GeV/c^2 are summarized and upper limits are given for decay branching ratios into various channels. A cluster of events observed at 2.74 GeV/c^2 in the $\Xi^- K^- \pi^+ \pi^+$ mass spectrum is interpreted as the first evidence for the T^o baryon with quark content css.

THEROETISCHE PHYSIK

Linear Response Theory of Grain Boundaries in Semi-Conductors

G. Blatter and F. Greuter

Brown Boveri Research Center, CH-5405 Baden, Switzerland

The electrical properties of polycristalline semiconductors and semiconducting ceramics are determined by the formation of potential barriers at grain boundaries. Application of a small ac-signal leads to relaxation effects due to the dynamics of charge trapping by the interface states and the deep volume traps. The frequency dependent conductance and capacitance of such a grain boundary is calculated self-consistently within the Schottky approximation. A comparison with experiments on ZnO varistors allows for the determination of microscopic interface parameters.

Tunnelling levels and specific heat of one-dimensional chaotic configurations

Rolf Schilling, Institute of Physics, University of Basel, CH-4056 Basel, Switzerland

For a translational invariant model of a chain of classical particles with competing interactions the existence of tunnelling levels is proved. Their density of states, which exhibits a scaling property is derived for a special type of quenched disorder. Finally, it is shown that the low-temperature specific heat behaves like $C(T) \sim T^{\hat{d}}$ with a fractional exponent $\hat{d} = -(\ln 2)/\ln|\eta| < 1$, where η depends on the coupling constants.

Real-Space Renormalization Group for Anisotropic Directed Bon Percolation

J. Kamphorst Leal da Silva and M. Droz

Département de Physique Théorique, Université de Genève, 1211 Genève 4

A real space renormalization group transformation for anisotropic directed bon percolation is defined in arbitrary dimensions. For the symmetric case, ($\phi = 0$), the percolation threshold p_c obtained is very good in two dimensions, asymptotically exact for large dimensions and quite good in between. The flow diagram is correct for all anisotropies. For the non-symmetric case, ($\phi \neq 0$), the transformation can be generalized and the flow diagram obtained is compatible with the Domany-Kinzel hypotesis.

SUR L'ECRANTAGE DANS LES SYSTEMES CHARGES QUANTIQUES A L'EQUILIBRE

Ch. Oguey, Ph.A. Martin

Institut de Physique Théorique - EPFL - PHB-Ecublens CH-1015 LAUSANNE

Admettant l'existence d'une phase d'équilibre homogène d'un système Coulombien quantique (jellium ou plusieurs composantes), on donne une démonstration non perturbative de la propriété d'écrantage $\lim_{k\to 0} \varepsilon^{-1}(k) = 0$

à température non nulle. $\varepsilon(k)$ est la fonction diélectrique statique.

Le résultat est indépendant de la statistique et des forces à courte protée, mais repose sur certaines hypothèses de décroissance spatiale des fonctions de Green. La démonstration utilise alors des règles de somme satisfaites par ces dernières et propres aux systèmes chargés.

Stochastic Simulation of Quantum Systems and Critical Dynamics

T. Schneider, M. Zanetti,[1]) R. Badii and H.R. Jauslin[2])

IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon, Switzerland

We propose transformation of the Langevin equation into an eigenvalue problem as the framework of the stochastic simulation of quantum systems. The potential of the method is illustrated by numerical results for the low-lying energy eigenvalues of one-particle systems. In the case of many degrees of freedom, the critical dynamics of a classical d-dimensional system is mapped onto the statics of an associated quantum system and of its classical (d+1)-dimensional counterpart. The mappings yield an equality relating the dynamical critical exponent Δ and the static susceptibility exponents of three models.

[1]) Permanent address: Dipartimento di Fisica, Università di Salerno, 84100 Salerno, Italy.

[2]) Permanent address: Département de Physique Théorique, Université de Genève, 1211 Geneva, Switzerland

On the Current Velocity in Fokker-Planck Models

H.R. Jauslin
Université de Genève, Bd D'Yvoy 32, 1211 Genève 4, Switzerland

The n-variable Fokker-Planck equation can be written in an equivalent form as a system of n + 1 first order equations, by introducing as auxiliary variables the components of the probability current velocity R_t. The stationary state defines a stationary R uniquely, which allows a classification of the stationary states in terms of the properties of R, without reference to detailed balance. This representation is very appropriate for the study of questions such as the existence of stationary states and their small and large noise asymptotics, as well as for the construction of models having some specified behavior. R provides also a classification of the dynamics, which is equivalent to the classification according to the hermiticity properties of the associated eigen-value problem.

Defective Degeneracy of the Goldstone Mode

E. Magyari and H. Thomas
Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstrasse 82, CH-4056 Basel

The linear stability analysis for solitary waves is revisited. It is shown that the generally ignored defective degeneracy of the Goldstone mode is associated with a perturbation with algebraic time dependence generating a solitary wave moving with infinitesimally changed velocity. If damping is switched on, the defective degeneracy of the Goldstone mode is lifted by the occurrence of a universal relaxation mode. Similarly, soft-instability modes of solitary waves are also defectively degenerate and thus accompanied by an algebraic mode*.

*)E.Magyari and H.Thomas, Phys.Rev.Lett. 53, 1866(1984)

Static Kink-Structures and their Stability on Discrete Ferromagnetic Spin Chains with an Easy Plane of Magnetization

E. Magyari, H. Thomas and R. Weber

Institut für Physik, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel

Ferromagnetic spin chains with planar single-ion and exchange anisotropy and with an external field B applied in the easy plane are considered in the classical limit. We find two different in-plane kink structures, which are symmetric with respect to a given spin or to a given bond of the chain, respectively. The first structure is unstable against in-plane fluctuations for all applied fields. The second one, on the other hand, exists (independent of the anisotropy parameters) only up to a critical field B_e and is stable against in-plane fluctuations in its whole domain of existence. Depending on the anisotropy parameters, this latter configuration may, however, become unstable against out-of-plane fluctuations at a critical value $B_c < B_e$ of the external field.

Coherent emission processes through vibronic states

P. Schwendimann Defense Technology and Procurement Group, Systems Analysis Division, 3000 Bern

E. Sigmund, III Institut für Theoretische Physik, Universität Stuttgart, 7000 Stuttgart 80

The relevance of the electron - phonon coupling to the description of emission processes from defects in crystals is discussed using a simple model. In particular thresold condition for laser action in such systems and exact Rabi - like equations describing stimulated transition processes are presented.

Bericht über die Herbsttagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft, Zürich, 4./5. Oktober 1984 727
Veprek, S., and Iqbal, Z.: Effect of substrate bias on the properties of microcrystalline silicon 730
Staudenmann, J.-L., Robinson, D.S., Horning, R.S., Hagen, K., and Arch, D.K.: X-ray studies of GaAs and GdTe as a function of the temperature 730
Staudenmann, J.-L., Robinson, D.S., Horning, R.S., Hagen, K., Arch, D.K., and Schmit, J.K.: X-ray studies of a CdTe epitaxial layer on a GaAs substrate as a function of the temperature (7 K to 380 K) 730
Travaglini, G., und Wachter, P.: Nachweis des CDW-Phasenmodes im eindimensionalen $K_{0.3}MoO_3$ und Bandstrukturrechnung 731
Mörke, I., Kaldis, E., and Wachter, P.: Ramanstreuung und Magnetismus an Ce_yS_4 735
Jansen, H.J.F., Freeman, A.J., and Monnier, R.: Electric structure and ground state properties of Tm-chalcogenides 737
Huber, H., Mali, M., Roos, J., und Brinkmann, D.: Ag-Diffusionsprozesse im Superionenleiter β-Ag_3SBr 738
Mali, M., Roos, J., und Brinkmann, D.: NMR-Messung der Li- und F-Diffusionskonstanten in den superionenleitenden Polymeren $(PEO)_8$-$LiClO_4$ und $(PEO)_8$-$LiCF_3SO_3$ 738
Marek, D., Mota, A.C., and Weber, J.C.: Magnetic Kapitza resistance between a paramagnetic solid and liquid ^3He 739
Holzner, R.: Chaotic Motion of a Magnetisation Vector around a critical Stationary Point where a Hopf Bifurcation occurs 739
Holzner, R.: Bistabilities and Bifurcations near stationary states of the polarised nonlinear Nuclear Spin System of Al in Ruby 739
Derighetti, B., and Ravani, M.: Spiking; Chaos and phase locking in an NMR laser with injected signal 739
Leuenberger, B., Güdel, H.U., Furrer, A., Kjems, J.K., Feile, R., Horne, R., Duyneveldt, A.J. van, Petitgrand, D.: Singlet Ground-State Dimer Systems $Cs_3CR_2X_9$ 740
Schärli, M., Bührer, W., and Lévy, F.: Gitterdynamik halbleitender Schichtkristalle: $SnSe_2$ und $HfSe_2$ 740
Ensslen, K., and Veprek, S.: Mechanistic Study of Glow Discharge Typical of Deposition of μc and a-Si 741
Hälg, W., Heer, H., Schefer, J., Fischer, P., Bron, B., Isacson, A. and Koch, M.: DMC, ein neues Neutronen-Pulverdiffraktometer mit Multidetektor am Reaktor Saphir 741
Ringger, M., Hidber, H.R., Schlögl, R., Oelhafen, P., Güntherodt, H.-J., Wandelt, K., und Ertl, G.: Erste Ergebnisse unseres Rastertunnelmikroskops 741
Schlögl, R., Ringger, M., Hidber, H.R., Oelhafen, P., Güntherodt, H.-J., Wandelt, K., und Ertl, G.: Vergleichende Untersuchungen mit STM und SEM 742
Würsch, N., Osterwalder, J., Riesterer, T., et Schlapbach, L.: La réaction d'hydrogène avec Mg étudiée par photoémission 742
Weber, J.C., Mota, A.C., and Marek, D.: Induced superconductivity and critical fields of copper 743
Lerch, Ph., Leemann, Ch., and Martinoli, P.: AC Quantum Interference in a Two-Dimensional Array of Superconducting Weak Links 743
Cavalloni, C., Joss, W., and Mota, A.C.: Magnetische Flussquantisierung in einem metallischen Hohlzylinder im normalleitenden Zustand 743
Olsen, J.L.: Non-linearities in second sound induced surface waves in helium II 745
Gotthardt, R., Maeder, D., et Steiner, A.: Etude par observation microscopique et acoustique simultanée d'une transformation martensitique 749
Blatter, A., von Allmen, M., und Huber, E.: Zur Herstellung Metallischer Gläser durch Laser Quenching 750
Baltzer, N., und von Allmen, M.: Mechanische Eigenschaften Laser-verglaster dünner Filme 751
Huber, E., und von Allmen, M.: Der Zustand von Si und Sn in metallischen Au-Gläsern 751
Reimann, P., Gubler, U., Jost, S., Tschumi, A., Bretscher, H., Indlekofer, G., Schüpfer, E., Rudin, H., Oelhafen, P., und Güntherodt, H.-J.: Glasartige Yttrium-Legierungen 751
Brunner, A.J., Lapka, R., Oelhafen, P., Schlögl, R., und Güntherodt, H.-J.: Photoemissionsmessungen an amorphen Cu-Te Splats 752
Keita, M., and Steinemann, S.G.: Bulk Muduli of Liquid Transition Metals of the First Series 752
Stöckli, A., Furrer, A., Meier, B., Ernst, R.R., and Anderson, I.: Dynamik von Wasserstoffbrücken in Karbonsäuren 752
Gavillet, D., Gotthardt, R., Martin, J.L., Green, S., Green, W., et Victoria, M.: Dégâts

d'irradiation produits par un faisceau de protons de 600 MeV dans l'aluminium de heute pureté 753
Gotthardt, R., Paschaud, F.: Irradiation Defects Created by Low Energy Particles in the LAUSANNE TOKAMAK 753
Zolliker, P., Yvon, K., Fischer, P., Schefer, J.: Synthese, Struktur und Eigenschaften von Mg_2CoH_5 754
Petrovska, D., Kausch, H.H., Faivre, J.P., Jasse, B., et Monnerie, L.: Cicatrisation des fissures dans des mélanges de polymères 754
Colla, E., Muralt, P., and Arend, H.: On the phase diagram of the $[(CH_3)_4N]_2\ ZnCl_{4-x}Br_x$ system 758
Jarlborg, T., and Singh, A.K.: Ab-initio calculations of electron- and two photon momentum distributions using LMTO formalism 758
Singh, A.K., Manuel, A.A., Singru, R.M., and Peter, M.: Study of $B(\vec{r})$ of angular correlation and compton profile for vanadium 758
Hoffman, L., Jarlborg, T., Manuel, A.A., Peter, M., Sachot, R., et Walker, E.: Détermination de la surface de Fermi des composés A15, Nb_3Ir et Cr_3Si par annihilation de positrons 759
Mathys, Y., Manuel, A.A., Jarlborg, T., Singh, A.K., Walker, E., Sachot, R., Descouts, P. et Peter, M.: Annihilation de positions polarisés dans le nickel 759
Oberli, L., Manuel, A.A., Sachot, R., Descouts, P., and Peter, M.: Etude des effets many-body dans les métaux alcalins par annihilation de positions 759
Cartier, E., Heinrich, F., Kiess, H., Wieners, G., and Monkenbusch, M.: Bildung von Positroniumhaliden in akzeptordotiertem Polyacetylen 760
Cartier, E., Heinrich, F., Geiser, V., und Güntherodt, H.-J.: Temperaturabhängigkeit der Positronenlokalisierung und der Auslagerung in Kalium-interkaliertem Graphit 760
Sachot, R., et Tscharner, P.: Lecture des chambres proportionnelles multifils par la méthode du centre de gravité codé 760
Kiefl, R.F., Baumeler, Hp., Keller, H., Kündig, W., Odermatt, W., Patterson, B.D., Schneider, J.W.: Muonium in Alkali Halides 761
Voit, E., Zha, M.Z., und Günter, P.: Hochempfindliche, schnelle Hologrammspeicher mit $KnbO_3$ 762
Zha, M.Z., and Günter, P.: One Way Viewing through Photorefractive Materials 762
Günter, P., Voit, E., und Zha, M., Z.: Selbst-pulsation und optisches Chaos in photorefraktivem $BaTiO_3$ 762
Baumert, J.-C., Hoffnagle, J., und Günter, P.: Optische Frequenzverdopplung und Summenfrequenzerzeugung $KnbO_3$ 763
Zhu, Y., and Günter, P.: Optical and Electro-Optical Properties of $(CH_3)_4NHgBrI_2$ Grystals 763
Sanctuary, R., und Günter, P.: Elektrooptische Eigenschaften von Rb_2ZnCl_4 in der inkommensurablen und ferroelektrischen Phase 764
Voit, E., und Günter, P.: Photoelastische Eigenschaften von $KNbO_3$ 764
Bichsel, R., and Lévy, F.: Electrical and optical properties of $MoSe_2$ films prepared by r.f. magnetron sputtering 764
Tiefenthaler, K., Keller, U., und Lukosz, W.: Integriert-optische Feuchtigkeits- und Gas-Sensoren 765
Plesko, S., Zwinselman, J.J., Allemann, M., und Kellerhals, H.P.: High Resolution SIMS with Ion Cyclotron Resonance Mass Spectrometer 765
Vaucher, B.G., Egger, E., Sayasov, Yu.S., and Schneider, H.: The effect of magnetosonic wave fields on density fluctuations 765
Vartanian, R.: Uranium content measurements of human teeth and kidney stone with fission track technique 766
Eicher, Ph., Weisskopf, T., Schlögl, R., Güntherodt, H.-J.: Chemische Speicherung von Sonnenenergie und solare Brennstoffe 766
Hüsser, O.E., von Känel, H., und Hulliger, F.: Untersuchungen neuer Solarzellenmaterialien: Photoeletrochemie and hochohmigem $TlSbS_2$ 767
Munz, P., Schultheiss, R.: Silicium Solarzellen basierend auf dem Schottky Kontakt 769
Schneider, J., und Merki, P.: Messung der Translationsdiffusionskonstanten von Polymeren mit Fluoreszenzkorrelationsspektroskopie 772
Gysel, H., und Binkert, Th.: Zeit-aufgelöste Fluoreszensdepolarisation von FITC-markiertem Polyacrylamid 774
Vogt, W., und Zogg, H.: Herstellung von $PbSe/BaF_2$ Mehrfachschichten 776
Zogg, H., and Vogt, W.: Heteroepitaktische Si-Schmalbandhalbleiter Strukturen und Anwendungen in IR-Sensorsystemen 778
Manthey, J., Dutoit, M., and Ilegems, M.: Current-field characteristics of thin SiO_2 measured

with floating gate structures 780
Muheim, J. T.: Entdeckung universaler Atomstrukturen – Durchbruch zum Absolutmodell? 781
Muheim, J. T.: Zellkern – physikalischer Grenzfall einer Quasar-Galaxie-Assoziation? Zelle, DNS und kosmologischer Hintergrund 787
Jost, D., Lüthy, W., Weber, H. P., und Salathé, R. P.: Mass Spectrometric Studies of Laser Assisted Chemical Vapor Deposition 793
Schnell, S., Lüthy, W., und Weber, H. P.: Optogalvanische Spektroskopie von Thalliumjodid 793
Henchoz, P.-D., Lüthy, W., et Weber, H. P.: Optimisation de la puissance du laser à thallium 793
Dätwyler, M., Lüthy, W., Weber, H. P.: Photodissoziation von Thalliumjodid mit einer Blitzlampe 794
Beaud, P., Schwarzenbach, A. P., Valk, B., und Weber, H. P.: 1,3 μm Picosekunden-Pulse aus CW-Infrarot-Farbstofflaser 794
Buchmann, P., Kaufmann, H., Melchior, H., und Guekos, G.: Herstellung optischer Modulatoren und passiver Wellenleiterbauteile in BaAs mit Reaktivem Ionenätzen (RIE) 794
Briguet, V., und Lukosz, W.: Ein neuer thermo-optischer Schalt-Effekt in der integrierten Optik 795
Glass, A. S., Jauch, K. M., Pike, E. R., and Rarity, J. G.: Revealing hidden diffractors by optical correlation measurements 795
Maeder, D., Ryser, P., Sanderson, B., et Sullou, A.: Directivité d'une source thermoélastique dans un échantillon d'aluminium 795
Jasicek, H., Mersits, E., Riehs, P., Müller, H. H., Reichart, W., Schober, P., Steiner, S., Lewandowski, Z., Wagner, R.: The Angular Correlation of Prompt Fission Neutrons of ^{205}Tl and ^{238}U by Impact of 118 MeV Alpha-Particles 798
Burzynski, S., Gysin, C., Henneck, R., Jourdan, J., Pickar, M. A., Plattner, G. R., Sick, I., Berdoz, A., Foroughi, F., Nussbaum, Ch., Stammbach, Th.: The SIN Medium Energy Polarized Neutron Source 802
Sahraoui, C., Haldy, P. A., and Green, L.: Mesures préliminaires par activation de feuilles dans l'installation nucleaire Lotus 802
Azam, S., Haldy, P.-A., et Green, L.: Tritium Breeding Ratio Measurements in Fusion Blankets 806
Dousse, J.-Cl., Gasser, M., Kern, J., Perny, B., und Rhême, Ch.: Hochauflösende In-Beam γ-Spektroskopie 811
Müller, H. H., Schober, P., Zillner, K., Reichart, W., Steiner, St., Lewandowski, Z., Wagner, R., Jasicek, H., und Riehs, P.: Analyse von Riesenresonanz-Strukturen mittels der Analysierstärke der Reaktion $(\vec{d},d')$ bei E = 56 MeV am ^{90}Zr-Kern 813
Verger-Gaugry, J.-L., Ocampo, G., and Embury, J. D.: STEM-microanalysis of Ti and Nb rich carbonitrides in HSLA steels. Effect of niobium 814
Kraus, N.: Nachweis des seltenen Zerfalls $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-\upsilon_e\upsilon_\mu$ 814
Grab, Ch.: Suche nach dem Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ 814
Clough, A. S., Beard, C. I., Bugg, D. V., Edgington, J. A., Hall, J., Bos, K., Kluyver, J. C., Kunne, R. A., Linssen, L., Birsa, R., Bradamantel, F., Dalla Torre-Colautii, S., Giorgi, M., Martin, A., Penzol, A., Schiavon, P., Villari, A., Degli-Agosti, S., Heer, E., Hess, R., Lechanoine-LeLuc, C., Onel, Y., and Rapin, D.: $\bar{p}p$ Scattering Experiments at LEAR 815
Doser, M.: Suche nach monochromatischen $\pi^{\pm}$Übergängen aus atomaren L = 1 $\bar{p}p$ Zuständen 815
Zhang, W. Z., Schmelzbach, P. A., Singy, D., and Grüebler, W.: New method of designing the sextupole magnet system in an atomic beam apparatus 816
Kosłowski, M., Müller, H. H., and Wagner, R.: Quasi free scattering and coalescence model description of the analyzing power for the ^{27}Al$(\vec{p},\alpha x)$ reaction 816
Berdoz, A., and Foroughi, F.: Parametrisation of the observables for the ^{4}He (N,N) ^{4}He reaction: ambiguities and energy dependency 821
Berdoz, A., Foroughi, F., and Nussbaum, Ch.: Proton-proton differential cross sections at 50 MeV 822
Aprile-Giboni, E., Bystricky, J., Deregel, J., Drompt, Ph., Eisenegger, C., Fontaine, J. M., Heer, E., Hess, R., Jaccard, S., Lehar, F., Leo, W. R., Mango, S., Morenzoni, S., Onel, Y., Perrot, F., Rapin, D., Vrzal, J., and Yonnet, J.: Measurement of the spin-dependant cross-section in pp-scattering 822
Abreu, M. G., Armstrong, T., Baubillier, M., Beusch, W., Bruns, A., Erschaidat, N., Gago, J., Jacholkowski, A., Knudson, K., Otwinowski, S., Perrin, D., Palano, A., Pimenta, M., Quercigh, E., Strachmann, Z., Szeptycka, M., Tkaczyk, S., Walczak, R., und Zitoun, R.:

Inklusive Proton- und Antiprotonproduktion mit π^+ und π^- bei 30 GeV/c in Abhängigkeit des Atomgewichts A der Target 822
Bourquin, M.: Baryons with Strangeness and Charm 823
Blatter, G., and Greuter, F.: Linear Response Theory of Grain Boundaries in Semi-Conductors 823
Schilling, R.: Tunnelling levels and specific heat of one-dimensional chaotic configurations 823
Kamphorst Leal de Silva, J. L., Droz, M.: Real-Space Renormalization Group for Anisotropic Directed Bon Percolation 824
Oguey, Ch., Martin, Ph. A.: Sur l'ecrantage dans les systèmes charges quantiques à l'equilibre 824
Schneider, T., Zanetti, M., Badii, R., and Jauslin, H. R.: Stochastic Simulation of Quantum Systems and Critical Dynamics 824
Jauslin, H. R.: On the Current Velocity in Fokker-Planck Models 825
Magyari, E., and Thomas, H.: Defective Degeneracy of the Goldsstone Mode 825
Magyari, E., Thomas, H., and Weber, R.: Static Kink-Structures and their Stability on Discrete Ferromagnetic Spin Chains with an Easy Plane of Magnetization 825
Schwendimann, P., Sigmund, E.: Coherent emission processes through vibronic states 826