

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Plasma - Wand - Wechselwirkung bei Isolatoren
Anhang zum Memorandum über die
technologischen Probleme des
Fusionsreaktors

G. Haas

IPP 9/12

Juni 1973

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

Abstract

This report presents a survey of experimental results relating to the interaction between a hot experimental plasma or a fusion reactor plasma and an insulator. Special attention is given to mechanical damage due to neutron radiation, erosion due to sputtering and similar processes, taking up and release of gas, and the macroscopic effects of thermal stress. At the present level of technology the sensitivity of high temperature resistant insulators to neutron radiation seems to rule out their use in the blanket of a D-T fusion reactor. On the other hand, the difficulties arising from the other interactions can most likely be solved. This study is therefore primarily intended for large experimental facilities for investigating plasmas with long confinement time, which approach fusion conditions.

Zusammenfassung:

Es wird ein Überblick über Untersuchungsergebnisse, die für die Wechselwirkung zwischen einem heißen Experimentierplasma bzw. dem Plasma eines Fusionsreaktors und einem Isolator relevant sind, gegeben. Insbesondere werden die mechanischen Schäden durch die Neutronenstrahlung, die Abtragung durch Zerstäubung und ähnliche Prozesse, die Gasaufnahme und Wiederfreisetzung und die makroskopischen Auswirkungen der thermischen Belastung behandelt. Die Empfindlichkeit hochtemperaturfester Isolatoren gegen Neutronenstrahlung läßt nach dem heutigen Stand der Technik ihren Einsatz innerhalb des Blankets eines D-T-Fusionsreaktors ausgeschlossen erscheinen. Dagegen dürften die aus den anderen Wechselwirkungen erwachsenden Schwierigkeiten überwindbar sein. Deshalb sind diese Überlegungen vorallem für große Experimentieranlagen zur Untersuchung fusionsnaher, langlebiger Plasmen gedacht

1) Allgemeines

Der überwiegende Teil der bisher vorgeschlagenen Methoden zur Plasmaheizung arbeitet mit einem so großen \dot{B} , daß dieses nicht mehr ohne weiteres in ein geschlossenes, druckfestes Metallgefäß eindringen kann. Manchmal wird es genügen, das Gefäß mit isolierenden Schlitzen zu versehen, die man in günstigen Fällen so abdecken kann, daß das Plasma den Isolator nicht direkt sieht. Aber z. B. bei Schockwellenheizung wird auch das kaum möglich sein. Hier ist der Vorschlag von J. A. Phillips¹⁾ interessant, das Gefäß für einen Z-Pinch aus gelochten, aufeinandergeschichteten Al-Scheiben aufzubauen, die durch Al_2O_3 -Schichten so gegeneinander isoliert sind, daß das Oxid nicht bis zum Rand des Loches reicht. Im Prinzip ist das auch für andere Pinchentladungen möglich, aber die technischen Schwierigkeiten z. B. für einen toroidalen θ -Pinch sind beträchtlich.

Schon bei den derzeitigen Experimenten werden nur temperaturfeste Isolatoren verwendet wie Keramik, Quarzglas oder Hartgläser, d. h. fast ausschließlich Oxide.

In den Fällen, in denen man mit Schlitzen in dem ansonsten metallischen Gefäß auskommt, benutzt man meist Al_2O_3 oder andere Keramik, bei den Hoch- β -Entladungen ausserdem Quarzglas oder in geringem Maße Hartgläser. Isolatoren können in höherem Maß als Metalle mit Plasmen aus chemisch aktiven Gasen nicht nur physikalische Wechselwirkungen, wie Zerstäubung, Strahlenschäden, Sorption, Gasaufnahme und Abgabe, erleiden, sondern auch chemisch reagieren. Deshalb sollen die physikalischen Effekte vorwiegend an Hand von Untersuchungen mit chemisch inaktiven Gasen (Edelgase, Hg) besprochen werden. Auch wenn es sich dabei z. T. um schwere Edelgase handelt, so kann man sich doch wenigstens ein qualitatives Bild der physikalischen Wechselwirkung mit Wasserstoffplasmen machen und mehr ist bei dem recht dürftigen Material oft ohnedies nicht möglich. Die Abweichungen, die bei reaktiven Gasen wie z. B. Wasserstoff gegenüber inaktiven auftreten, werden unter dem

Abschnitt "Chemische Reaktionen" zusammengefaßt.

2) Strahlenschäden durch Neutronenbeschuß

Über Strahlenschäden durch Neutronenbeschuß, auch bei erhöhter Temperatur liegen eine Reihe von Untersuchungen vor²⁻¹⁰⁾, vorallem im Zusammenhang mit der Entwicklung thermionischer Konvertoren.

Die Effekte sind grundsätzlich die gleichen wie bei Metallen, d.h. es bilden sich u. a. Voids und das Material schwillt an. Besonders störend wirkt sich aber aus, daß das Schwellen wegen der anisotropen Kristallstruktur der meisten Isolatoren ebenfalls anisotrop ist. Das führt bei polykristallinem Material zu Spannungen und Brüchen an den Korngrenzen, zu einer Herabsetzung des Elastizitätsmoduls und der Festigkeit und schließlich zum Bruch des Isolators. Noch stärker tritt das an den Phasengrenzen inhomogener Isolatoren auf. Gewöhnlich treten bei Bestrahlungen mit einigen 10^{20} bis zu einigen 10^{21} Neutronen/cm² (>1 MeV) noch keine gravierenden makroskopischen Schäden auf, während die mikroskopischen Strahlenschäden zunächst rasch zunehmen und bei dieser Dosis mehr oder weniger eine Sättigung erreichen. Die Dosis entspricht von der niedrigen Energie abgesehen, aber nur der Primärstrahlung während etwa eines Monats in der ersten Wand eines Fusionsreaktors. Deshalb werden Isolatoren nur dann im Reaktor zu gebrauchen sein, wenn man sie vor der Neutronenstrahlung, einschließlich der Sekundärstrahlung aus dem Blanket weitgehend abschirmt. Das heißt, sie müssen an die äußere Grenze des Blankets verlegt werden. Wie weit das mechanisch möglich ist, soll hier nicht diskutiert werden. Da Isolatoren dort auch allen anderen Plasmaeinflüssen entzogen sind, gelten die folgenden Überlegungen vor allem für Experimente einschließlich solcher zur Untersuchung der α -Teilchen-Heizung.

3. Zerstäubung

3.1 Zerstäubung durch Ionen und Atome

Die Zerstäubung von Isolatoren verhält sich ähnlich wie die von Metallen. Bei Wahl geeigneter Werte z. B. für die Bindungsenergie lassen sich der Absolutwert

und die Winkelabhängigkeit der Abtragraten mit bestehenden Theorien in Einklang bringen^{11, 12, 13, 14, 15)}. Abweichungen erhält man vor allem, wenn zur Zerstäubung durch Impulsübertragung auf einzelne Oberflächenatome in einer Stoßkaskade Verdampfung aus lokal überhitzten Stellen (thermal sputtering oder thermal spikes) und bevorzugter Sauerstoffverlust durch Zerstörung der Bindung (oxygen sputtering) kommt¹⁴⁾. Das thermal sputtering macht sich auch in einer kräftigen Temperaturabhängigkeit der Zerstäubungsraten bemerkbar¹⁶⁾. Von Ausnahmen abgesehen, zu denen z. B. die technisch wichtigen Oxide Al_2O_3 und MgO gehören, sind die Zerstäubungsraten der Oxide gemessen als abgetragene Atome pro einfallendes Ion nicht kleiner als die der entsprechenden Metalle^{14, 17, 18)}. Gewöhnlich gilt das gleiche für die abgetragene Schichtdicke pro eingeschossene Ionendosis. Eine Abhängigkeit von der Gitterorientierung und von Inhomogenitäten ist vorhanden und reicht aus, um Korngrenzen, z. B. bei polykristallinen Al_2O_3 , oder Einschlüsse und entgaste Stellen in Gläsern herauszuarbeiten,^{16, 19)} andererseits fanden Dugdale und Ford¹⁶⁾ bei der Zerstäubung von verschiedenen orientierten Flächen an Al_2O_3 -Einkristallen nur Unterschiede von ca. 10 %.

Für einige technisch wichtige Isolatormaterialien sind Zerstäubungsraten in Tab. 1 und in Abb. 1 dargestellt. Weitere Angaben finden sich neben den in Tab. 1 genannten Lit. Zitaten bei^{16, 19)}.

3.2. Zerstäubung durch Elektronen und Photonen

Da der Gitterverband von Isolatoren auf lokalisierten Bindungen beruht, können Isolatoren auch dadurch abgetragen werden, daß durch Elektronenstoß- oder Photonenanregung der Bindungselektronen die Bindung von Oberflächenatomen aufgebrochen wird. Dieser Prozeß läßt sich mit elektronen- oder photoneninduzierter Desorption vergleichen. Die Einwirkung von Photonen erfolgt im wesentlichen durch Photoelektronen, die beim Austritt aus dem Festkörper und bei Anwesenheit eines Magnetfeldes auch beim Wiedereintritt zerstäuben²¹⁾ und für die keine so strengen Resonanzbedingungen gelten wie für die Photonen selbst. Es handelt sich also im Grunde genommen auch bei der photoneninduzierten Zerstäubung und Desorption um Einwirkung von Elektronen.

Die Abtragung erfolgt nicht im stöchiometrischen Verhältnis des Grundmaterials. Bei Oxiden geht bevorzugt Sauerstoff verloren^{22, 23, 24)}, während die verbleibende sauerstoffärmere Oxid- oder Metallschicht widerstandsfähiger und manchmal auch leitfähig ist.

Quantitative Ausbeutemessungen liegen kaum vor für technisch interessante Isolatoren. B. J. Todd u. a.²²⁾ haben Quarzglas und andere Gläser mit 20 keV-Elektronen beschossen und den freigesetzten Sauerstoff gemessen. Daraus läßt sich für Quarzglas eine Größenordnung der Ausbeute von $10^{-4} O_2$ pro Elektron ableiten. Für andere Gläser lag sie um 1 bis 2 Zehnerpotenzen höher und zeigte eine Sättigung, was zu der Vorstellung des bevorzugten Sauerstoffverlustes und der Bildung einer resistenten Oberfläche paßt.

Weitere qualitative Angaben findet man bei LEED- und Auger-Untersuchungen an Isolatoren, z. B.^{23, 24, 25)}, da in vielen Fällen durch Veränderungen der Oberfläche die Meßzeit, der Strom oder die Wahl der Elektronenenergie Einschränkungen unterliegen.

Zusätzliche Information kann man von Untersuchungen über Elektronenstoß-desorption, z. B.²⁶⁾ erhalten.

Seinem Mechanismus nach gehört auch das im Abschnitt 3.1 erwähnte "Oxygen sputtering" in diesen Abschnitt.

4. Gasaufnahme und Abgabe

Über die Gasaufnahme und Wiederfreisetzung unter Bedingungen eines stark verdünnten Plasmas gibt es vor allem an Gläsern relativ viele Arbeiten. (ion pumping), z. B.^{27, 28, 29)}. Die Beschußenergie liegt dabei im Bereich von einigen 100 eV, so daß anzunehmen ist, daß die Ionen in den obersten Atomlagen steckenbleiben und ein fließender Übergang zur reinen Adsorption besteht. Bei diesen Messungen wurde ein besonderes Augenmerk auf die Wiederfreisetzung des eingeschossenen Gases durch weiteren Beschuß gelegt. Dabei handelt es sich neben der Abstäubung der mit Gas angereicherten Schicht auch um Gas-sputtering, d. h. auf ein Gasatom, das sich in einer Stoßkaskade befindet, wird so viel Energie übertragen, daß es den Festkörper verlassen kann, und um die Bildung von Gitterfehler, z. B. Fehlstellen, die die Diffusion begünstigen (radiation enhanced diffusion).

Solche Effekte spielten offenbar auch eine Rolle bei Versuchen, die Eindringtiefe von Edelgasionen mit einigen keV dadurch zu messen, daß man nach dem Einschuß der Ionen, deren Reichweite gemessen werden soll, die mit Gas angereicherte Schicht abstäubt und das dabei freigesetzte Gas über die Zerstäubungsrate und die Beschußdosis bestimmten Materialtiefen zuordnet. Es ergaben sich dabei unerwartet niedrige Eindringtiefen, besonders dann, wenn mit höherer Energie zerstäubt als ursprünglich eingeschossen wurde^{17, 30)}.

Schießt man mit noch höherer Energie (z. B. 40 keV) ein, so kann man aus der thermischen Diffusion des Gases aus dem Festkörper auch Schlüsse auf Strahlenschäden ziehen^{31, 32, 33, 34, 35)}. Während die Freisetzung aus einem wenig geschädigten Gitter nur in einem Temperaturbereich geschieht, als normale oder Gitterdiffusion bezeichnet, kommen bei stärker geschädigtem Gitter oder bei höherem Gasgehalt noch zwei weitere Formen hinzu. Einerseits eine "damage diffusion" bei Temperaturen unter denen für normale Diffusion. Sie fällt mit der Wanderung und dem Ausheilen von Punktfehlern bzw. der Rekristallisation von amorphen Bereichen zusammen, entspricht also der radiation enhanced diffusion. Andererseits die Gasabgabe bei höheren Temperaturen als die normale Diffusion, die mit der Bildung und dem Wandern von Blasen zusammenhängt. Die Blasen bilden sich offenbar auch, wenn man bei niedriger Temperatur eine hohe Dosis einschießt und dann erst das Target aufheizt.

Mit solchen Methoden fanden Jech und Kelly³⁴⁾ u. a. folgende Ausheiltemperaturen:

Al_2O_3 : 730°C; Cr_2O_3 : 535°C; MgO : 325°C; TiO_2 : 480°C;

Bei SiO_2 fand Matzke³²⁾, daß der Beschuß von kristallinem Quarz mit mehr als $3 \cdot 10^{14} \text{Xe}^+ / \text{cm}^2$ bei 40 keV zwar zu einer quasiamorphen Phase führt, die sich aber durch ihr Diffusionsverhalten deutlich von Quarzglas unterscheidet. Entsprechender Beschuß von Quarzglas führt zu einer ähnlichen amorphen Form. Während aber der kristalline Quarz bei 610° ... 760°C unter Gasabgabe seine ursprüngliche Kristallstruktur wieder annimmt, kann man bei dem beschossenen Quarzglas auch durch Tempern bei 1050°C die ursprüngliche amorphe Phase nicht mehr herstellen. Eher tritt Entglasung auf. Bei einer Dosis von $2 \cdot 10^{16} \frac{\text{Xe}^+}{\text{cm}^2}$ tritt

noch eine zweite Stufe bei ca. 400°C in der Gasabgabe und bei kristallinem Quarz auch beim Ausheilen auf. Sie entspricht einer polykristallinen Phase.

5. Chemische Reaktionen

Die als Isolatoren verwendeten Oxide, vor allem Gläser lassen sich z. T. mit atomarem Wasserstoff reduzieren. Das führt zur Bildung von Wasser und nach dessen Desorption und Dissoziation im Plasma zu Sauerstoffverunreinigung. Da das Wasser viel stärker adsorbiert wird als molekularer Wasserstoff, führt die Reaktion auch zu Gasaufzehrung^{36, 37)}. Andererseits kann Wasserstoff unter Einwirkung einer Entladung auch deshalb aufgezehrt werden, weil atomarer Wasserstoff ebenfalls leichter an Glas adsorbieren und eventuell auch eindiffundieren kann als molekularer³⁸⁾. Bei allen diesen Prozessen spielt eine Aktivierung der Oberfläche durch die Entladung eine bedeutende Rolle^{36, 37)}.

Daß tatsächlich durch die Einwirkung eines Wasserstoffplasmas Quarz in niedrigere Oxidationsstufen, wahrscheinlich SiO, umgewandelt wird, konnte Vogelbruch³⁹⁾ durch Analyse des braunen Belages nachweisen, der sich bei Theta-Pinchentladungen in H_2 an der inneren Wand von Quarzgefäßen bildet. In diesem Zusammenhang sollte auch beachtet werden, daß SiO einen um Zehnerpotenzen höheren Dampfdruck hat als Si oder SiO_2 , aber wegen der Massengleichheit mit CO_2 bei massenspektroskopischen Restgasanalysen mit diesen verwechselt werden kann.

Die Verarmung an Sauerstoff in der Oberfläche von Quarzgefäßen, die für Pinch-Entladungen benutzt werden, dürfte einer der Gründe dafür sein, daß nach einer Anzahl von Schüssen die Sauerstoffverunreinigung des Plasmas zurückgeht. Das zeitliche Verhalten spricht jedenfalls dagegen, daß es sich dabei nur um die Desorption von Wasserschichten handelt. (Pulse cleaning). Wenn andererseits ein beschossener Isolator rauh wird oder zur Abtragung nicht nur die Impulsübertragung auf die Atome in der Oberfläche, sondern auch Zerstörung der chemischen Bindung beiträgt, so kann es wie bereits erwähnt unabhängig von den chemischen Eigenschaften zur Verarmung der leichter flüchtigen Komponente kommen. Im ersteren Fall wird an den vorstehenden Teilen der Oberfläche bevorzugt das Metall wieder kondensieren, im zweiten Fall wird von vornherein die leichter flüchtige Komponente mit größerer Wahrscheinlichkeit abgebaut.

6. Auswirkungen der thermischen Belastung

Neben den bisher besprochenen mikroskopischen Effekten muß man bei Isolatoren auch den makroskopischen Effekt der thermischen Belastung beachten. Dies hat im wesentlichen drei Gründe:

1. Die Wärmeleitfähigkeit ist bei Isolatoren schlechter als bei Metallen.
2. Sie vertragen im allgemeinen geringere mechanische Spannungen.
3. Sie werden gerade an gepulsten Plasmen eingesetzt, deren maximale abgestrahlte Leistung wesentlich über der von stationären Plasmen liegt.

Diesem steht als einziger positiver Aspekt die geringere Wärmeausdehnung bei einigen Isolatoren wie Quarzglas oder anderen Gläsern gegenüber.

Die Widerstandsfähigkeit wird bestimmt durch folgende Kombinationen von Materialkonstanten, die möglichst klein sein sollte:

Im Falle einer impulsartigen thermischen Belastung $\frac{E \cdot \alpha}{\sigma_c \sqrt{\lambda c_p \rho}}$

Im Falle einer stationären thermischen Belastung: $\frac{E \cdot \alpha}{\sigma_c \cdot \lambda}$

Dabei bedeutet: E der Elastizitätsmodul, α die thermische Ausdehnung, σ_c die maximale verträgliche mechanische Spannung, λ die Wärmeleitfähigkeit, c_p die Wärmekapazität und ρ die Dichte. Bei impulsartiger Belastung ist diese Größe mit dem Produkt $Q\sqrt{\tau}$, bei stationärer nur mit Q zu multiplizieren, wobei Q die Leistungsdichte und τ die Dauer des Impulses bedeutet.

Weitergehende Berechnungen wurden von J. A. Phillips 1971 in Oak Ridge vorge-
tragen ¹⁾.

In diesem Zusammenhang sei noch darauf hingewiesen, daß z. B. an Pinch-Gefäßen aus Hartglas nicht deshalb in viel größerem Umfang Schäden auftreten als an Gefäßen aus Quarzglas, weil Hartglas bereits ab etwa 3000 \AA UV-Licht adsorbiert und Quarz ab etwa 1700 \AA , sondern weil der Ausdehnungskoeffizient für Quarzglas nahezu eine Größenordnung niedriger ist als der für Hartgläser. Demgegenüber beträgt z. B. bei einem Wasserstoff-Plasma mit einer Temperatur von 100 eV entsprechend 10^6 K und einer Elektronendichte von 10^{17} cm^{-3} die Leistung, die in dem Spektralbereich zwischen 1700 \AA und 3000 \AA abgestrahlt wird nur 1/3 der Leistung, die unterhalb von 1700 \AA abgestrahlt wird. Bei höherer Temperatur wird der kurzwellige Anteil der Strahlung noch wesentlich größer.

Schlußbemerkung

Mit Ausnahme der Strahlenschäden durch Neutronenbestrahlung scheinen die Schwierigkeiten, die die Plasma-Wand-Wechselwirkung bei Isolatoren machen kann, lösbar zu sein, besonders wenn es gelingt, auch bei der Heizung durch schnelle magnetische Kompression im wesentlichen metallische Gefäße mit isolierenden Schlitzen zu verwenden. Dagegen wird noch einige Anstrengung nötig sein, um die Probleme der Neutronenempfindlichkeit zu lösen, wobei nicht nur mechanische Schäden, sondern auch solche Effekte wie eine strahlungsinduzierte dauernde oder temporäre Leitfähigkeit zu beachten sind. Diesbezügliche Untersuchungen sind z. B. in Los Alamos und in Brookhaven in den USA angelaufen, wobei man vor allem nach neuen Isolatormaterialien sucht, die auf Grund ihrer Struktur den Anforderungen besser gewachsen sind.

Interessant sind, wie z. B. Keilholtz u. a. ²⁾ gezeigt haben, feinkörnige Materialien. Es werden außerdem offenbar leicht entglaste amorphe Stoffe untersucht. Ein wesentliches Problem wird es aber sein, wie lange diese z. T. metastabilen Phasen auch unter Reaktorbedingungen, d. h. hohe Temperatur und Bestrahlung mit Neutronen und γ -Quanten, bestehen bleiben.

Meinen Kollegen, insbesondere Herrn Dr. H. Vernickel und Herrn Dr. B. M. U. Scherzer, bin ich für zahlreiche Hinweise und Diskussionen zu Dank verpflichtet.

Tab. 1

Target	Beschuß - ion	energie	Zerstäubungs- ausbeute S Atome/Ion	Ref.	Bemerk.
Al ₂ O ₃	Wasserst. ionen	einige keV	0,2' S _{H→Al}	18	
"	O ₂ ⁺	2-10 keV	0,6-0,8	17	} s. a. Abb. 1
"	Kr ⁺	2-10 keV	0,7-1,5	17	
"	Ar ⁺	5,6 keV	0,90	13	
BeO [*]	Ar ⁺	0,5 keV	0,4	40	
MgO	Ar ⁺	5 keV	0,7	20	
"	"	5,6 keV	0,8	13	
SiO ₂	H ₂ ⁺	7,5 keV	0,057	18	
"	H ₃ ⁺	7,5 keV	0,102	18	
"	Ne ⁺	5,6 keV	0,60	15	} Bei 15 auch Angaben für schrägen Ein- fall
"	Ar ⁺	5,6 keV	1,08	13, 15	
"	Xe ⁺	5,6 keV	1,49	15	
"	Ar ⁺	5,6 keV	1,08	13	
ZrO ₂	Kr ⁺	10 keV	2,8	14	

* Stark mit Sauerstoff verunreinigte Be-Schicht, deren Zusammensetzung etwa BeO entspricht.

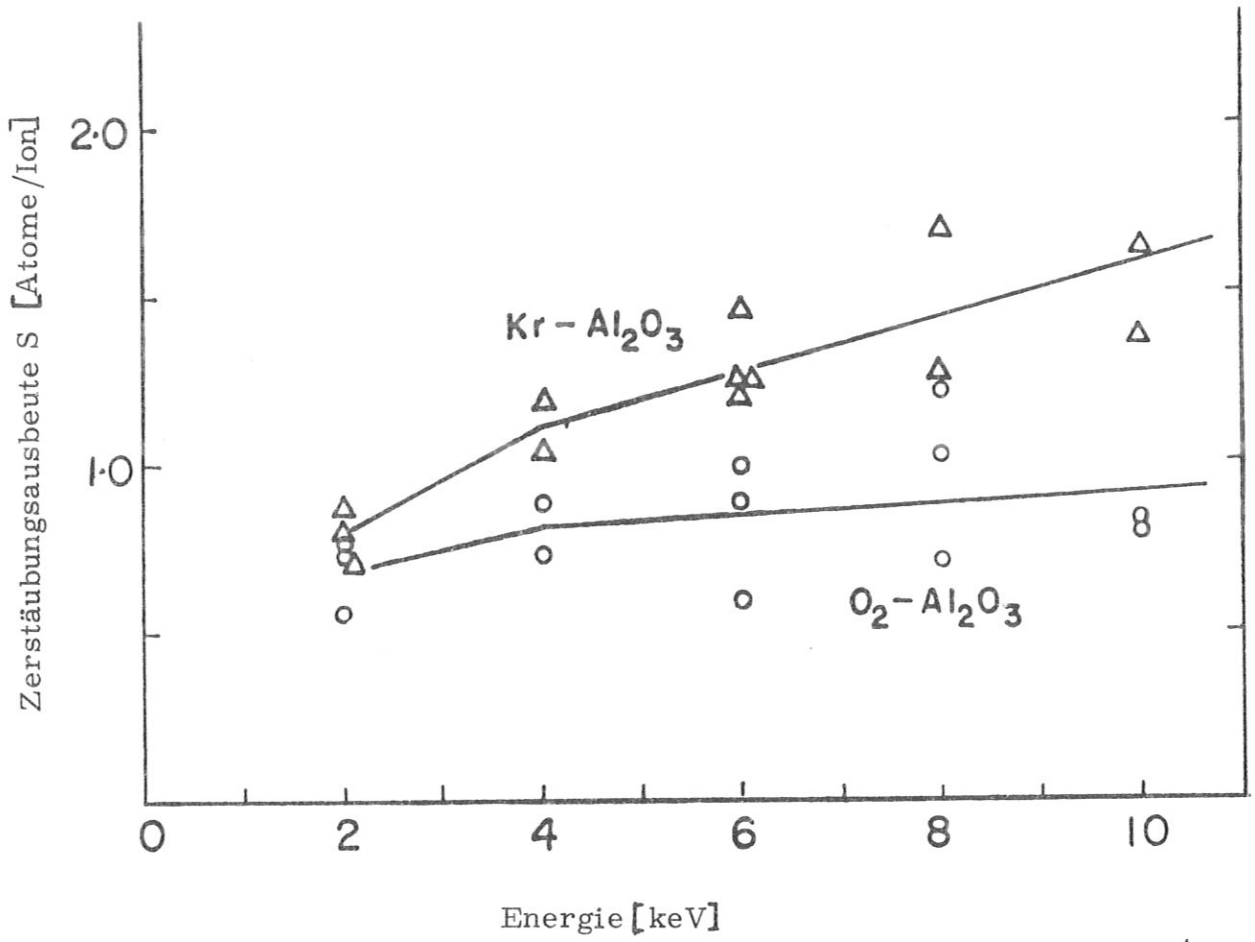


Abb. 1

Zerstäubungsausbeuten von Al₂O₃ bei Beschuß mit Kr⁺ und O₂⁺ Ionen aus¹⁷⁾.

Literatur

- 1) J. A. Phillips; Int. Work. Sess. Fus. Reakt. Techn. Oak Ridge 1971
- 2) G. W. Keilholtz, R. E. Moore, H. E. Robertson; ORNL-4678 Uc-4-Chemistry(1971)
- 3) C. W. Weaver, H. W. Reichelt, A. J. Patrick, W. A. Ranken; IEEE Therm. Conv. Spec. Conf.; Carmel, Cal. 1969, p. 372
- 4) G. W. Keilholtz, R. E. Moore; Nucl. Applic. 3, 686 (1967)
- 5) G. M. Watson, G. W. Keilholtz; Oak Ridge Nat. Lab. Rep. ORNL-4520, p 245
- 6) W. H. Reichelt, W. A. Ranken, C. W. Weaver, A. W. Blackstock, A. J. Patrick, M. C. Chaney; Conf. Rec. of Therm. Conv. Spec. Conf., Miami, Florida 1970, p. 39
- 7) E. W. Salmi, C. E. Backus, T. G. Frank, C. D. Sutherland; Conf. Rec. of Therm. Conv. Spec. Conf.; Miami, Florida 1970, p. 45
- 8) W. A. Ranken, A. J. Patrick, W. H. Reichelt; IEEE Therm. Spec. Conf.; San Diego, Cal. 1971
- 9) T. G. Frank, C. E. Backus; IEEE Therm. Spec. Conf.; San Diego, Cal. 1971
- 10) R. B. Matthews, W. G. Hutchings; J. Nucl. Mater. 45 (1972 /73), 341
- 11) P. Sigmund; Phys. Rev. 184 (1969), 383
- 12) W. Brandt, R. Laubert; Nucl. Instr. and Methods 47 (1967), 201
- 13) H. Bach; Naturwissenschaften, 55, (1968), 439
- 14) R. Kelly; Int. Conf. on Ion-Surf. Interaction, Garching b. Mchn, 1972
- 15) H. Bach; Z. Naturforsch., 27 a (1972), 333
- 16) R. A. Dugdale, S. D. Ford; Report AERE - R 4699 (1964)
- 17) R. Kelly; Can. J. Phys. 46 (1968), 473
- 18) G. K. Wehner, C. E. Kenknight, D. Rosenberg; Planet. Space Sci. 11 (1963), 885
- 19) H. Bach; J. Non-crystalline solids 3, (1970), 1
- 20) H. Schirrwitz; Beitr. Plasmaphysik, 2 (1962), 188
- 21) G. E. Fischer, R. A. Mack; J. Vac. Sci. Techn. 2 (1965), 123
- 22) B. J. Todd, J. L. Lineweaver, J. T. Kerr; J. Appl. Phys. 31 (1960), 51
- 23) P. J. Bassett, T. E. Gallon, M. Prutton, J. A. D. Matthew; Surf. Sci. 33, (1972) 213
- 24) M. Salmerón, A. M. Barò; Surf. Sci. 29, (1972), 300
- 25) C. C. Chang; J. Appl. Phys. 39 (1968), 5570
- 26) Th. E. Madey, J. T. Yates, jr; J. Vac. Sci. Techn. 8 (1971), 525
- 27) G. Carter, J. M. Leck; Proc. Roy. Soc. A261 (1961), 303

- 28) L. H. James, G. Carter; Brit. J. Appl. Phys. 14 (1963),147
- 29) L. H. James, G. Carter; Brit. J. Appl. Phys. 13 (1962),2
- 30) R. Kelly; Phys. stat. sol. 30 (1968),37
- 31) R. Kelly, F. Brown; Acta Metall. 13 (1965),169
- 32) Hj. Matzke; Phys. stat. sol. 18 (1966),285
- 33) R. Kelly, C. Jech; Proc. Brit. Ceram. Soc. 9 (1967),243
- 34) C. Jech, R. Kelly; J. Phys. Chem. Solids 30 (1969),465
- 35) H. C. Lord; Can. J. Phys. 48 (1970),1472
- 36) E. W. Blauth, E. H. Meyer; Z. Angew. Phys. 19 (1965),549
- 37) G. Haas; erscheint demnächst
- 38) M. J. D. Low, E. S. Argano; J. Vac. Sci. Techn. 3 (1966),324
- 39) K. Vogelbruch; private Mitteilung
- 40) R. Behrisch, B. M. U. Scherzer, P. Staib; Int. Conf. Ion Beam Surf. Layer Interaction, Yorktown Heights, NY, 1973

This IPP report is intended for internal use.

IPP reports express the views of the authors at the time of writing and do not necessarily reflect the opinions of the Max-Planck-Institut für Plasmaphysik or the final opinion of the authors on the subject.

Neither the Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, nor the Euratom Commission, nor any person acting on behalf of either of these:

1. Gives any guarantee as to the accuracy and completeness of the information contained in this report, or that the use of any information, apparatus, method or process disclosed therein may not constitute an infringement of privately owned rights; or
2. Assumes any liability for damage resulting from the use of any information, apparatus, method or process disclosed in this report.