

NOTIZEN

Empfindlichkeit von Ilford Q₁-Platten

Von E. BURLEFINGER und H. EWALD

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München
(Z. Naturforsch. 16 a, 430–431 [1961]; eingegangen am 4. Februar 1961)

Es wurde die Empfindlichkeit der in der Massenspektroskopie verwendeten Ilford Q₁-Platten für Ionen von etwa 17,5 keV Energie in Abhängigkeit von der Masse der Ionen unter sonst gleichen Bedingungen untersucht. Als Empfindlichkeit e wurde der Quotient der Korndichte K durch die Ionendichte I für verschwindende Ionendichten definiert:

$$e = K/I \quad \text{für} \quad I \rightarrow 0.$$

Als Korndichte K bezeichnen wir die Anzahl der unter dem Mikroskop gezählten geschwärzten Körner pro Flächeneinheit (z. B. 10^{-3} mm^2), als Ionendichte I entsprechend die Anzahl der pro Flächeneinheit aufgefundenen Ionen.

Die Bestimmung von e für irgend eine Masse wurde folgendermaßen vorgenommen: Im MATTAUCH-HERZOGschen Massenspektrographen wurde die gewünschte Linie durch eine dicht vor der Bildebene befindliche Blende ausgeblendet. Ein an einer beweglichen Stange befestigter kleiner Auffänger und eine dicht daneben daran befestigte Photoplatte konnten gemeinsam in der Bildebene in Richtung der Massenskala bewegt und so nach Belieben an den Ort der ausgeblendeten Linie gebracht werden (Abb. 1). Auf diese Weise konnte man

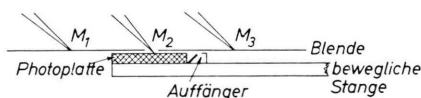


Abb. 1. Versuchsanordnung.

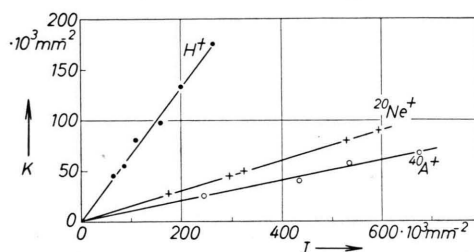
die Linie in kurzen Zeitabständen sowohl elektrisch messen als auch photographisch registrieren. Die Ionenströme waren von der Größenordnung 10^{-13} bis 10^{-14} A und wurden mit einem Cary Vibrating Reed Electrometer und einem $10^{12} \Omega$ -Widerstand (Victoreen, auf 5% genau) gemessen. Bei optimaler Justierung blieb der von einer Elektronenstoßionenquelle gelieferte Ionenstrom über Zeiten von 10 min auf etwa 5% konstant.

Etwa auftretende Sekundärelektronen wurden magnetisch unterdrückt. Die Dimensionen des als Auffänger verwendeten Käfigs waren wesentlich größer als die Durchmesser der Kreise, welche die Elektronen im Magnetfeld beschrieben, und die sicher kleiner als 0,5 mm waren. Ein an der Rückwand herausgeschlagenes Elektron konnte also den Käfig nicht verlassen. Die Breite der Eintrittsöffnung des Käfigs (etwa 1,5 mm) wurde erheblich größer gewählt als die verwendeten Linienbreiten (etwa 0,3 mm), so daß an den Eintritts-

kanten keine Sekundärelektronen ausgelöst werden konnten. Die Belichtung der Platten geschah mit Hilfe eines magnetischen Verschlusses. Die Belichtungszeiten betrugen 1 bis 10 sec. Auf den Platten konnten nebeneinander bis zu 10 Linien aufgenommen werden. Die Platten wurden mit Ilford ID-13-Entwickler bei 14°C entwickelt, in dest. Wasser gewaschen und mit IF-2-Fixierbad ausfixiert.

Die erzeugten Körner wurden unter dem Mikroskop bei 500-facher Vergrößerung und Immersion gezählt und die Korndichte bestimmt. Von jeder Linie von etwa 3 mm Länge wurden 3 Querstreifen von 0,03 mm Breite ausgezählt, und zwar oben, unten und in der Mitte. Nur solche Linien gelangten zur Auswertung, die in allen 3 Querstreifen übereinstimmende Ergebnisse lieferten.

Die Auswertung ergab für jede Ionenmasse Proportionalität zwischen Ionen- und Korndichte. Abb. 2 zeigt dies für 3 Beispiele. Die Beziehung von KINOSHITA¹

Abb. 2. Korndichte K in Abhängigkeit von der Ionendichte I .

verlangt für die Abhängigkeit der Korndichte von der Ionendichte bei geringen Dichten, wie sie hier im Experiment vorliegen, ebenfalls Proportionalität zwischen beiden Dichten:

$$K = K_0 (1 - e^{-fI})$$

bzw. für kleine Ionendichten I : $K = K_0 f I$.

Dabei bedeutet K_0 die Anzahl der von den Ionen entsprechend ihrer Energie erreichbaren ungeschwärzten Körner pro Flächeneinheit der Platte, f ist die mittlere Querschnittsfläche der ungeschwärzten Körner.

Die absolute Empfindlichkeit ist von Platte zu Platte erheblich verschieden (um etwa 20 bis 50%). Ihre Abhängigkeit von der Ionenmasse ist deshalb nur ungenau zu ermitteln. Infolgedessen wurde eine genauere Relativmessung vorgenommen. Jede Platte wurde mit Ionen der Wasserstoffmoleküle H_2^+ und daneben mit den zu untersuchenden Ionen einer anderen Masse beschossen. Als relative Empfindlichkeit der Platte für ein Ion der Masse M wurde der Quotient aus der absoluten Empfindlichkeit für das betreffende Ion und der für das Wasserstoffmolekülion angesetzt. Die absolute Empfind-

¹ S. KINOSHITA, Proc. Roy. Soc., Lond. A 83, 432 [1910].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

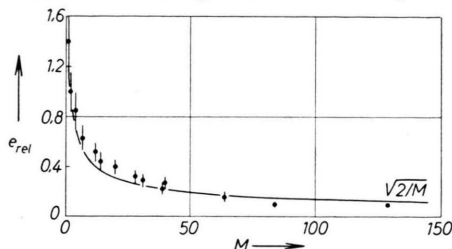
lichkeit für H_2^+ -Ionen betrug für die Emulsionsnummern S 3299 und S 3346 der Platten im Mittel $0,31 \pm 0,03$, für H^+ -Ionen $0,42 \pm 0,04$. BRIX und DEHMELT² fanden für die Emulsionsnummer S 2039 für H^+ -Ionen $0,48 \pm 0,08$. Tab. 1 und Abb. 3 zeigen die Abhängigkeit der relativen Empfindlichkeiten von der Massen-

Ion	Masse	rel. Empfindlichkeit
Wasserstoffatom	1	$1,39 \pm 0,19$
Wasserstoffmolekül	2	1,00
Helium	4	$0,85 \pm 0,12$
Lithium	7	$0,63 \pm 0,09$
Kohlenstoff	12	$0,52 \pm 0,07$
Stickstoff	14	$0,44 \pm 0,06$
Neon	20	$0,40 \pm 0,06$
Stickstoffmolekül	28	$0,32 \pm 0,05$
Phosphor	31	$0,29 \pm 0,04$
Argon	40	$0,27 \pm 0,04$
Kalium	39	$0,22 \pm 0,03$
Zink	64	$0,16 \pm 0,02$
Krypton	84	$0,10 \pm 0,02$
Xenon	129	$0,10 \pm 0,02$

Tab. 1.

zahl für 13 verschiedene einfach geladene Ionen. Der wahrscheinliche Fehler der einzelnen Meßwerte belief sich auf 15%. Aus Abb. 3 ist zu entnehmen, daß die Meßpunkte ziemlich gut dem Verlauf der ausgezogenen Kurve $\sqrt{2/M}$ folgen.

Ein Versuch zur Deutung dieser Meßergebnisse soll zurückgestellt werden, bis Ergebnisse von in Angriff genommenen Messungen der Abhängigkeit der Kornausbeuten von der Energie der Ionen vorliegen.

Abb. 3. Relative Empfindlichkeit e_{rel} in Abhängigkeit von der Massenzahl M .

² P. BRIX u. H. G. DEHMELT, Z. Phys. **126**, 728 [1949].

Concerning Xe^{129} in the Meteorite Abee¹

By P. M. JEFFERY² and J. H. REYNOLDS

Department of Physics, University of California, Berkeley
(Z. Naturforsch. **16 a**, 431—432 [1961]; eingegangen am 3. März 1961)

In a recent note under the same title³, ZÄHRINGER and GENTNER have reported the results of an experiment in which the rare gases expelled at successively higher temperatures from the powdered meteorite were examined in a mass spectrometer. They reported several important findings: (1) There is a very distinct temperature separation between radiogenic A^{40} and primordial A^{36} (and A^{38}); A^{40} evolution (which reached a peak at $400^\circ C$) was virtually over before appreciable A^{36} evolution (which reached a peak at about $1200^\circ C$) began. (2) They have confirmed that the meteorite Abee is enriched⁴ in Xe^{129} ; after careful work in suppressing atmospheric contamination, they have found the highest value yet for the Xe^{129}/Xe^{132} ratio in nature, with their value of 5.5 for this stone. (3) They found that Xe evolution from the meteorite paralleled very closely the evolution of A^{36} and showed no variation in the Xe^{129}/Xe^{132} ratio over the range of their measurements of that quantity, 700° to $1350^\circ C$. They have been led by this last finding seriously to question the simple assumption, usually made, that excess Xe^{129} in meteorites is principally due to decay of extinct I^{129} *in situ*. They suggest, on the contrary, that the excess

Xe^{129} was already mixed with Xe^{132} at the time of formation of the meteorite and thus cannot be differentiated from the primordial xenon in a heating experiment. In this picture it is necessary, of course, to find a mechanism for prolonged storage of excess Xe^{129} from iodine decay in the solar system. They suggest that regional differences in xenon in the primitive "planetary cloud" have survived the subsequent processes of meteorite and planetary condensation.

Because of the importance of this experiment and the far-reaching conclusions based upon it, we undertook to repeat the experiment. For this purpose we attached a gas extraction and purification apparatus directly to the sample system of a mass spectrometer. Two steps were taken to reduce atmospheric contamination in the experiment. First, a larger than usual sample was used, consisting of 3.3 grams of angular fragments ranging in dimensions from 1 to 5 mm. Second, a new getter of Ti foil in a stainless steel container was substituted for our previous glass enclosed Ca furnace. Direct comparison of these gettering systems—attached to the mass spectrometer—has revealed that there is a much larger release of contaminating atmospheric argon when the Ca furnace is operated than when the Ti getter is used. As has been our recent practice, provision was made for outgassing the Mo crucible and lid at the maximum available temperature before the sample, wrapped in a small piece of Al foil, was dropped (by a mechanism in the vacuum) into the crucible.

¹ Work supported in part by the U.S. Atomic Energy Commission.

² Permanent address: Department of Physics, University of Western Australia.

³ J. ZÄHRINGER, W. GENTNER, Z. Naturforsch. **16 a**, 239 [1961].

⁴ J. H. REYNOLDS, Z. Naturforsch. **15 a**, 1112 [1960].