

## Zur Messung schwerer Ionen mit Festkörperdetektoren aus Glas

G. SIEGERT\*, G. FIEDLER und J. ASCHENBACH

II. Physikalisches Institut der Universität Gießen

(Z. Naturforsch. **28 a**, 544–545 [1973]; eingegangen am 14. Februar 1973)

### Measurement of Heavy Ions Using Solid State Glass Detectors

A simple model for track formation in solid state nuclear track detectors is proposed. According to this model the area of an etch pit is proportional to the etching time and to the square root of the energy of the impinging particle. This conclusion is in agreement with experimental results.

Neben dem bloßen Nachweis von Teilchen mit Festkörperdetektoren kann man aus der Länge der Spur<sup>1</sup> bzw. dem Durchmesser<sup>2,3</sup> zusätzliche Information erhalten. Für stark ionisierende Teilchen (z. B. Spaltprodukte) ist die Reichweite in Gläsern nicht genügend groß gegenüber der Auflösung eines optischen Mikroskops um genaue Ergebnisse zu erhalten. Da man für solche Teilchen durch geeignete Verfahren jedoch Durchmesser der Ätzgruben erreicht, die bis zum zehnfachen der Spurlänge betragen<sup>4</sup>, sind für derartige Detektormaterialien auf diese Weise genauere Aussagen zu erwarten. Es soll deshalb hier versucht werden, einfache Zusammenhänge zwischen der Größe der angeätzten Fläche und der Geschwindigkeit der nicht vollständig ionisierten Geschossteilchen, deren Masse und Kernladung und der Ätzzeit des Detektors darzustellen.

Hierzu gehen wir von folgender einfachen Modellvorstellung aus: Gelangt die Ätzflüssigkeit zur Zeit  $t_0$  nach Ätzbeginn an das Spurende in der Tiefe  $R$  unter der ursprünglichen Oberfläche, so ist keine Vorzugsrichtung bezüglich der Ätzbarkeit mehr gegeben. Es wird also vom Spurende ausgehend von der Zeit  $t_0$  an eine Kugel mit dem Radius  $V_g(t-t_0)$  ausgeätzt<sup>5</sup> ( $V_g$  Ätzgeschwindigkeit im ungestörten Material,  $t$  Zeit), während die Oberfläche bis zur Tiefe  $V_g t$  abgetragen wird. Der Schnitt der Kugel mit der neuen Oberflächebene ergibt für Zeiten  $t > R/V_g$  die Fläche  $F$  des Ätzkraters zu

$$F = 2\pi V_g (R - V_g t_0) t - \pi (R^2 - V_g^2 t_0^2). \quad (1)$$

Wegen des wachsenden Energie- oder Geschwindigkeitsauflösungsvermögens der Gläser mit Zunahme der Spurenfläche ist man insbesondere an großen Flächen des Ätzkraters, d. h. an Zeiten  $t \gg R/V_g$  interessiert. Für diesen Fall erhält man näherungsweise

$$F \approx 2\pi V_g (R - V_g t_0) t. \quad (2)$$

In<sup>2,6</sup> wird ein ähnlicher Zusammenhang teilweise unter Verwendung eines anderen Ansatzes hergeleitet. In<sup>7</sup> wird eine genauere und wesentlich aufwendigere Berechnung, die auch für kurze Ätzzeiten gilt, durchgeführt. Ihr Ergebnis ist jedoch allgemein nicht in geschlossener Form darstellbar.

\* Zur Zeit im Institut Laue-Langevin, Grenoble, France.  
Sonderdruckanforderungen an Dr. G. FIEDLER, D-6300 Gießen, Arndtstr. 2, II. Physikalisches Institut.

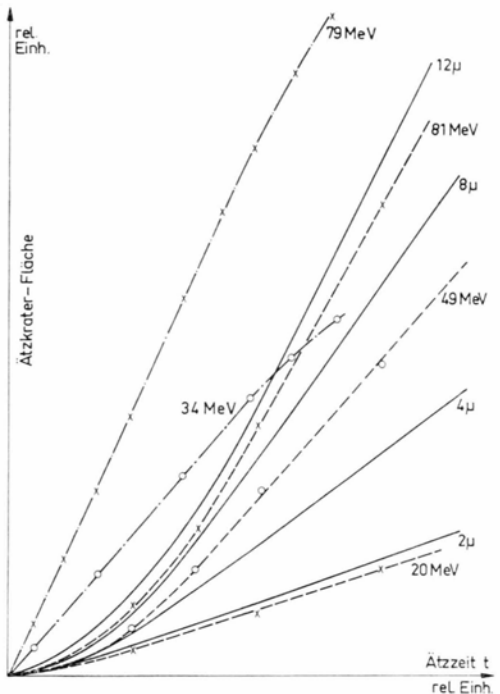


Abb. 1. Die Fläche von Ätzkratern als Funktion der Ätzzeit für Spaltprodukte der Massenzahl 135 bei verschiedenen Energien. Strichpunktierte Kurven: Phosphatglas<sup>4</sup> (34 MeV, 79 MeV). Gestrichelt: Silikatglas<sup>3</sup> (20 MeV, 49 MeV, 81 MeV). Zusätzlich nach<sup>7</sup> berechnete (durchgezogene) Kurven (2 μ, 4 μ, 8 μ, 12 μ). Zeitskala willkürlich und für jede Glassorte verschieden.

Der in den Gln. (1) bzw. (2) angegebene Zusammenhang wird im folgenden mit experimentellen und theoretischen Ergebnissen verglichen. Abb. 1 zeigt den Zusammenhang zwischen der Fläche des Ätzkraters und der Ätzzeit. Es wurde der Kurvenverlauf für Phosphat<sup>4</sup>, sowie für Silikatglas<sup>3</sup> eingezeichnet. Die berechneten Kurven nach<sup>7</sup> stimmen in dieser Darstellung sehr gut mit den experimentellen Werten überein. Während bei Silikatglas die Linearität erst ab einer bestimmten Flächengröße beginnt, ist diese bei den Phosphatgläsern bereits bei sehr kleinen Flächen gegeben.

Ersetzt man die Eindringtiefe  $R$  mittels einer von BOHR<sup>8</sup> für Spaltprodukte angegebenen Beziehung durch  $R \sim M v Z^{-2/3}$ , so erhält man die Abhängigkeit des Ätzkraters von der Masse  $M$ , der Geschwindigkeit  $v$  und der Kernladung  $Z$  des Geschossteilchens. Der Unterschied zwischen der gesamten Reichweite und jenem Teil, auf dem die Ionisierungsdichte einen für die Ätzbarkeit notwendigen Schwellwert überschreitet, wird hierbei näherungsweise vernachlässigt. Die von LINDHARD, SCHARFF und SCHIÖTT<sup>9</sup> entwickelte Theorie der Reichweite zeigt im wesentlichen dieselbe Abhängigkeit. läßt sich jedoch nicht so leicht bezüglich der Variablen von Geschossteilchen und Bremssubstanz separieren.

Betrachtet man Gläser mit gutem Auflösungsvermögen, für die im allgemeinen  $R \gg V_g t_0$  ist, so erhält

man näherungsweise unter Berücksichtigung obiger Beziehung für  $R$  aus Gl. (2)

$$F \sim V_g t M v Z^{-2/3}. \quad (3)$$

Aus Abb. 2 ist zu ersehen, daß die Fläche des Ätzkraters ab einem bestimmten Geschwindigkeitsschwellwert angenähert linear mit der Geschwindigkeit der Geschößteilchen wächst. Diese lineare Abhängigkeit gilt für verschiedene Detektoren und unterschiedliche Ätzflüssigkeiten, wie aus Abb. 2 zu ersehen ist. Die Daten hierzu wurden aus <sup>3</sup> und <sup>4</sup> entnommen.

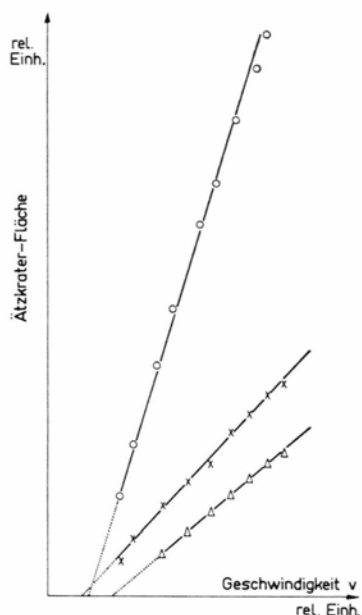


Abb. 2. Die Fläche von Ätzkratern als Funktion der Geschwindigkeit für Spaltprodukte der Massenzahl 135. Die Daten hierzu wurde aus <sup>3</sup> und <sup>4</sup> entnommen.  $\Delta$  Objektträgerglas (Silikatglas) mit 48% HF geätzt,  $\times$  Phosphat-Boratglas mit 1/10 n  $\text{HNO}_3$  geätzt,  $\circ$  Phosphatglas mit 10 n NaOH geätzt.

Die Größen  $M$  und  $Z$  können unabhängig nur sehr wenig variiert werden. Eine Messung der Ätzkraterdurchmesser über einen größeren Massenbereich liegt von LECERF et PÉTER <sup>10</sup> vor. Näherungsweise ist  $M \sim Z$ ,

der Trend des Zusammenhanges für stabile Kerne wird jedoch durch  $M \sim Z^{4/3}$  besser wiedergegeben. Setzt man letzteres in Gl. (3) ein, erhält man  $F \sim v Z^{2/3}$ . Abbildung 3 zeigt den entsprechenden Zusammenhang. Die Meßpunkte für Teilchen verschiedener Masse und Geschwindigkeit liegen alle auf einer einzigen Geraden. Die Daten hierzu wurden der Arbeit <sup>10</sup> entnommen. Eliminiert man  $Z$  aus Gl. (3), so ergibt sich  $F \sim \sqrt{E}$  ( $E$  kinetische Energie). In einer Darstellung mit  $\sqrt{E}$  als Achse liegen die Meßpunkte jedoch nicht so gut auf einer einzigen Geraden, sondern diese fächert für verschiedene  $Z$  in einzelne, nahe beieinanderliegende Geraden auf.

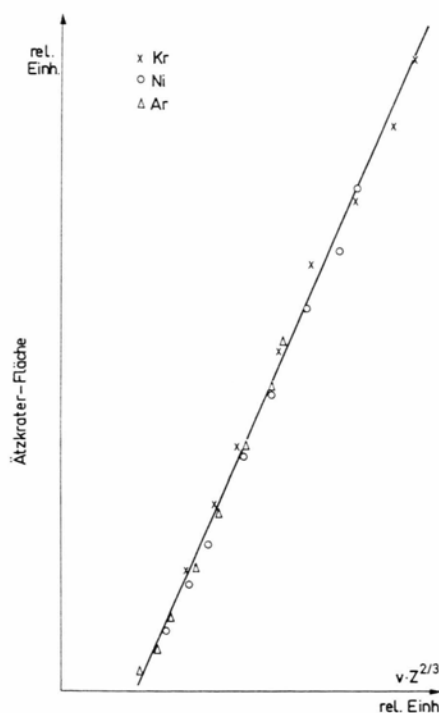


Abb. 3. Ätzkraterfläche von Teilchen verschiedener Geschwindigkeit und Kernladung als Funktion der Größe  $v \cdot Z^{2/3}$  ( $v$  Geschwindigkeit,  $Z$  Kernladung) ( $\times$  Kr-,  $\circ$  Ni-,  $\Delta$  Ar-Ionen). Die Daten wurden der Arbeit LECERF u. PÉTER <sup>10</sup> entnommen.

<sup>1</sup> P. B. PRICE u. R. L. FLEISCHER, Ann. Rev. Nucl. Sci. **1971**, 295.

<sup>2</sup> G. SOMOGYI, Nucl. Instr. Meth. **42**, 312 [1966].

<sup>3</sup> U. HÖPPNER, E. KONECNY u. G. FIEDLER, Nucl. Instr. Meth. **74**, 285 [1969].

<sup>4</sup> J. ASCHENBACH, G. FIEDLER, H. SCHRECK-KÖLLNER u. G. SIEGERT, in Vorbereitung.

<sup>5</sup> R. P. HENKE u. E. V. BENTON, Nucl. Instr. Meth. **97**, 483 [1971].

<sup>6</sup> G. SOMOGYI, Atomki Közl. **9**, 77 [1967].

<sup>7</sup> R. L. FLEISCHER, P. B. PRICE u. R. T. WOODS, Phys. Rev. **188**, 563 [1969].

<sup>8</sup> N. BOHR, Phys. Rev. **59**, 270 [1941].

<sup>9</sup> J. LINDHARD, M. SCHARFF u. H. E. SCHIÖTT, Math. Fys. Medd. **33**, Nr. 14 [1963].

<sup>10</sup> M. LECERF u. J. PÉTER, Nucl. Instr. Meth. **104**, 189 [1972].