

durch Elektronenresonanzanfang kaum verschieden sind, kann in diesem Fall nur aus der Zunahme der CS_2^- -Ionen-Intensität im Falle der Beimengung von NH_3 unter Berücksichtigung der Gasdrucke in der Ionenquelle auf die Umladung geschlossen werden. Aus den Gasdrucken in der Ionenquelle des Massenspektrometers und den beobachteten Intensitätsverhältnissen der primären und sekundären Ionen lassen sich die Wirkungsquerschnitte für die Umladungen zu 10^{-15} bis 10^{-14} cm^2 abschätzen.

Aus den Beobachtungen ergeben sich die folgenden Aussagen über die Elektronenaffinitäten der beteiligten negativen Ionen:

$$\begin{aligned} \text{EA}(\text{SO}_2) &\geq \text{EA}(\text{CS}), \\ \text{EA}(\text{SO}_2) &\geq \text{EA}(\text{NH}_2), \\ \text{EA}(\text{CS}_2) &\geq \text{EA}(\text{NH}_2). \end{aligned}$$

Da nach den früheren Beobachtungen ¹

$$\text{EA}(\text{SO}_2) \geq \text{EA}(\text{SO}), \quad \text{d. h.} \quad \geq (1,10 \pm 0,1) \text{ eV},$$

aber auch $\text{EA}(\text{SO}_2) < \text{EA}(\text{O}) = 1,47 \text{ eV}$ ist, liegt $\text{EA}(\text{SO}_2)$ zwischen 1,0 und 1,47 eV. Da aber weiterhin keine Umladungen von C^- -Ionen aus CS_2 in SO_2 beobachtet worden sind, d. h.

$$\text{EA}(\text{SO}_2) < \text{EA}(\text{C}) = 1,12 \text{ eV},$$

muß $\text{EA}(\text{SO}_2)$ zwischen 1,0 und 1,12 eV liegen. Es muß also auch $\text{EA}(\text{SO}) < \text{EA}(\text{C})$ sein. Innerhalb der Fehler der Messungen ist demnach $\text{EA}(\text{SO})$ nahe bei 1 eV und $\text{EA}(\text{SO}_2)$ wenig größer.

Ferner ist ¹ $\text{EA}(\text{CS}_2) < \text{EA}(\text{C}) = 1,12 \text{ eV}$; es ist aber $\text{EA}(\text{CS}_2) \geq \text{EA}(\text{NH}_2)$. $\text{EA}(\text{NH}_2)$ ist daher vermutlich etwa 1 eV. Dieser Wert ist durchaus mit dem von PRITCHARD ⁶ aus chemischen Daten errechneten Wert von 1,21 eV verträglich.

Dem Bundesministerium für Atomkernenergie danken wir für die Unterstützung dieser Untersuchungen.

⁶ H. O. PRITCHARD, Chem. Rev. **52**, 529 [1953].

Cosmogenic Rare Gas Ratios in Iron Meteorites

By DAVID E. FISHER

Department of Engineering Physics and Center for Radiophysics and Space Research,
Cornell University, Ithaca, New York

(Z. Naturforsch. **16 a**, 1387—1390 [1961]; eingegangen am 21. August 1961)

Rare gas abundances in iron meteorites are compared with cross section ratios from high energy bombardments. A meteoritic low-energy flux (below 1 GeV) of about 13 times the high energy flux (above 1 GeV) is found. About half the helium is produced by this low energy flux.

In two recent papers ^{1,2} results are reported on measurements made on the rare gases produced by cosmic rays in iron meteorites, and on the same nuclides produced in targets irradiated by high energy proton accelerators. It is pointed out that the $\text{He}^4/\text{Ne}^{21}$ and $\text{He}^4/\text{Ar}^{38}$ cross section ratios are lower in iron targets at all energies in the range 0.45–6.0 GeV than these same ratios measured in the meteorites. This may be interpreted as indicating significant production of He^4 at energies below the neon and argon thresholds.

Since neon and argon have different excitation functions, particularly at lower energies, some information on the energy dependence of cosmogenic nuclide production in the meteorites may be obtained by investigating this interpretation quantitatively,

in the manner used by WÄNKE ³. The cosmogenic abundance ratios found in the meteorites are described by

$$\frac{[\text{He}^4]}{[\text{Ar}^{38}]} = \frac{\bar{\sigma}_{\text{He}^4}^h F_h + \bar{\sigma}_{\text{He}^4}^m F_m + \bar{\sigma}_{\text{He}^4}^l F_l}{\bar{\sigma}_{\text{Ar}^{38}}^h F_h + \bar{\sigma}_{\text{Ar}^{38}}^m F_m}, \quad (1a)$$

$$\frac{[\text{Ne}^{21}]}{[\text{Ar}^{38}]} = \frac{\bar{\sigma}_{\text{Ne}^{21}}^h F_h + \bar{\sigma}_{\text{Ne}^{21}}^m F_m}{\bar{\sigma}_{\text{Ar}^{38}}^h F_h + \bar{\sigma}_{\text{Ar}^{38}}^m F_m}, \quad (1b)$$

where F is the flux of cosmic ray nucleons within the meteoritic mass. The subscripts h, m, l, refer to the high energy radiation (above 1 GeV), the medium-energy radiation (between 0.5 and 1 GeV), and the low-energy radiation (below 0.5 GeV). $\bar{\sigma}_i^j$ is the mean cross section for production of nuclide i in the energy range j . The excitation functions have

¹ D. E. FISHER and O. A. SCHAEFFER, Geochim. Cosmochim. Acta **20**, 5 [1960].

² D. E. FISHER and O. A. SCHAEFFER, in preparation.

³ H. WÄNKE, Z. Naturforsch. **15 a**, 953 [1960].



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.

not yet been accurately determined, but it is thought to be valid to use the preliminary cross section data as follows:

FIREMAN and ZÄHRINGER⁴ have measured the tritium excitation function. SCHAEFFER and ZÄHRINGER⁵ have measured He³ and He⁴ cross sections at 0.16, 0.43, and 3.0 Gev. FISHER and SCHAEFFER² have measured He³, He⁴, Ne²¹, and Ar³⁸ cross section ratios at 0.68 and 6.0 Gev. The absolute values of the cross sections are a function of the experimenters involved in the particular measurement, due primarily to the rough estimate of, and the importance of, secondary particle fluxes. It is thus difficult to draw a smooth excitation function through cross sections determined by different workers.

The tritium and Ar³⁷ excitation functions, as determined by FIREMAN and ZÄHRINGER⁴, are thought to be the most self-consistent. Accordingly the He³ excitation function is shaped to the tritium curve and the Ar³⁸ to the Ar³⁷ curve, normalized as closely as possible to the experimental points. Since the ratios of the rare gas cross sections are not so delicately a function of variances in secondary flux estimations, the remaining rare gas excitation functions are thus determined. In particular, values chosen were $\sigma_t = 60, 100$, and 130 mb at $1, 3$, and 6 Gev⁵;

$$\sigma_{\text{He}^3} = 45 \text{ and } 240 \text{ mb at } 0.45 \text{ and } 3.0 \text{ Gev}^4;$$

$$\sigma_{\text{Ar}^{37}} = 4.7 \text{ and } 6.7 \text{ mb at } 1 \text{ and } 6 \text{ Gev}^5; \text{ and}$$

$$\sigma_{\text{He}^3}/\sigma_{\text{Ne}^{21}} = 40 \text{ and } 20 \text{ at } 0.68 \text{ and } 6 \text{ Gev}^2,$$

respectively. The differences in absolute values of the H³ and He³ cross sections are not necessarily real; the secondary particles affect both the monitor reaction and the reaction being studied, and there is not complete agreement as to how they vary with target thickness. The H³ and He³ cross sections were measured on targets of greatly different thicknesses, while all the rare gas measurements were on comparable targets. For this reason we make use of the He⁴/Ne²¹ and He⁴/Ar³⁸ ratios instead of the He³-ratios. Thus

$$\sigma_{\text{He}^4}(E) = 725 E^{1/2} \quad 0.5 \lesssim E < 6 \text{ Gev}; \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{Ne}^{21}}(E) &= 18 - 15 E^{-1} & 1 < E < 6, \\ &= 4 E^3 & 0.5 \lesssim E \lesssim 1, \\ &= 0 & E < 0.5; \end{aligned} \quad (2b)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{Ar}^{38}}(E) &= 34 - 12 E^{-2} & 1 \lesssim E < 6, \\ &= 22 E^{1/2} & 0.5 \lesssim E \lesssim 1, \\ &= 0 & E < 0.5. \end{aligned}$$

The upper end of this spectrum is uncertain, especially for helium, but in the following we make use primarily of cross section ratios which are expected to be more accurate, and in view of Eq. 4 (below) this consideration is not felt to be too restrictive. It is assumed that all cross sections level off above 10 Gev. The mean production cross section is defined as

$$\bar{\sigma}_i^j = \int_a^b \sigma(E) \cdot N(E) dE / \int_a^b N(E) dE \quad (3)$$

where

$$N(E) dE = K E^{-1.9} dE \quad 0.5 \lesssim E \lesssim 15 \text{ Gev} \quad (4)$$

is the primary cosmic ray spectrum⁶.

Thus

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{\text{He}^4}^h &= 1250 \text{ mb}, & \bar{\sigma}_{\text{He}^4}^m &= 585, & \bar{\sigma}_{\text{He}^4}^l &= 200, \\ \bar{\sigma}_{\text{Ne}^{21}}^h &= 10.8, & \bar{\sigma}_{\text{Ne}^{21}}^m &= 1.55, & \bar{\sigma}_{\text{Ne}^{21}}^l &= 0, \\ \bar{\sigma}_{\text{Ar}^{38}}^h &= 30, & \bar{\sigma}_{\text{Ar}^{38}}^m &= 17.5, & \bar{\sigma}_{\text{Ar}^{38}}^l &= 0. \end{aligned}$$

The He⁴/Ar³⁸ and Ne²¹/Ar³⁸ ratios found in the iron meteorites¹ are described by

$$\text{He}^4/\text{Ar}^{38} = 80 \pm 10, \quad \text{Ne}^{21}/\text{Ar}^{38} = 0.24 \pm 0.05, \quad (5)$$

and therefore, from Eqs. 1,

$$F_m/F_h \sim 1.4, \quad F_l/F_h \sim 11.5 \quad (6)$$

or $F_{m,1}/F_h \sim 13$, where $F_{m,1}$ is the meteoritic flux with energy below 1 Gev. WÄNKE found, for the ratio of meteoritic flux between 0.2 and 1 Gev to that above 1 Gev, a value of 3.8. This would indicate that a significant part of F_l has energy below 0.2 Gev.

The ratio for the primary cosmic spectrum in free space that is comparable to Eq. 6 ($F_m/F_h \sim 1.4$) is given by

$$\int_{0.5}^1 N(E) dE / \int_1^\infty N(E) dE = 0.85.$$

Eq. (6) therefore indicates an increase in the medium-energy segment of the meteoritic flux, presumably due to secondary particles. The ratio F_m/F_h approaches the value 0.85 when $[\text{Ne}^{21}]/[\text{Ar}^{38}] = 0.27$, so that values higher than this are not ac-

⁴ E. FIREMAN and J. ZÄHRINGER, Phys. Rev. **107**, 1695 [1957].

⁵ O. A. SCHAEFFER and J. ZÄHRINGER, Phys. Rev. **113**, 674 [1959].

⁶ J. R. WINCKLER, T. STIX, D. DWIGHT and R. SABIN, Phys. Rev. **79**, 656 [1950].

counted for by this mechanism. If not due to experimental error, they are probably caused by contamination reactions (reactions on target nuclei of $10 \leq Z \leq 18$). Decreasing values of the $\text{Ne}^{21}/\text{Ar}^{38}$ ratio indicate an increasing medium energy flux, i. e., increased meteoritic shielding.

It may be more meaningful to consider the term $\bar{\sigma}_i^j F_j$, which measures the effective cosmogenic production of nuclide i in the energy range j . These are given in Table 1. Thus about half the He^4 content of meteorites is produced by cosmic radiation of energy less than 500 Mev, less than one-fifth by radiation in the energy region 0.5–1.0 Gev, and less than one-third by radiation of energies greater than 1 Gev. Six times as much Ne^{21} , on the other hand, is produced by the high energy radiation as by the medium, while three-fifths of the Ar^{38} is produced by the high energy portion, the remainder by the medium energy radiation.

$j \backslash i$	He^4	Ne^{21}	Ar^{38}
beV			
0–0.5	1.7	0	0
0.5–1.0	0.55	0.17	0.67
1.0– ∞	1.0	1.0	1.0

Table 1. $\bar{\sigma}_i^j F_j$ values, for the average meteoritic rare gas ratios ($\bar{\sigma}_i^h F_h \equiv 1$).

$j \backslash i$	He^4	Ne^{21}	Ar^{38}
beV			
0–0.5	1.8	0	0
0.5–1.0	1.4	0.42	1.7
1.0– ∞	1.0	1.0	1.0

Table 2. $\bar{\sigma}_i^j F_j$ for the Grant Meteorite ($\bar{\sigma}_i^h F_h \equiv 1$).

To further analyze these meteoritic fluxes, and to relate them to the primary cosmic flux, it will be necessary to have some estimate of the amount of shielding on each measured sample. Consider the Grant meteorite: the mass is 480 kg, and SIGNER and NIER⁷ argue that it was an individual entity during its space lifetime with an approximately spherical shape. They report a $\text{He}^4/\text{Ar}^{38}$ ratio of 65

and a $\text{Ne}^{21}/\text{Ar}^{38}$ ratio of 0.19 at its center, and estimate a pre-atmospheric radius of 40 cm. From Eq. (6),

$$F_m/F_h = 2.9, \quad F_l/F_h = 11.5. \quad (7)$$

The interpretation of these results is as follows: The cosmic radiation passing through the meteorite is affected as^{3, 8–10}:

$$I_x = I_0 e^{-\mu x}, \quad (8a)$$

$$\text{and } \Delta E = 0.013 x, \quad 1 < E < 10 \text{ GeV} \quad (8b) \\ = 0.016 x, \quad 0.5 < E < 1$$

where I_x = intensity after passing through x cm, I_0 = intensity of primary radiation $= \int N(E) dE$, $\mu = N \sigma_a / A$, $N = 6.02 \cdot 10^{23}$ atom/mole, σ_a = absorption cross section $= 0.75 \sigma_0$ ($E > 1$ GeV), $= \sigma_0$, ($E < 1$ GeV), σ_0 = geometrical cross section of iron, $A = 56$ gm/mole, ΔE = energy loss in beV for radiation passing through x cm.

Then the radiation with initial energies in the range 0.5–1 beV, on passing through 40 cm of meteorite, has final energy in the range 0–0.5 beV. Radiation with initial energy between 1 and 1.5 beV ends up as 0.5–1 beV, and

$$F_h \equiv e^{-\mu x} \int_{1.5}^{\infty} N(E) dE + \int_1^{\infty} F_s(E) dE, \quad (9a)$$

$$F_m \equiv e^{-\mu x} \int_1^{1.5} N(E) dE + \int_{0.5}^1 F_s(E) dE, \quad (9b)$$

$$F_l \equiv e^{-\mu x} \left[\int_0^{0.5} N(E) dE + \int_{0.5}^1 N(E) dE \right] + \int_0^{0.5} F_s(E) dE \quad (9c)$$

where $\int F_s(E) dE$ gives the flux of secondary particles. It is now assumed that both the flux of secondaries with energies greater than 1 beV and the flux of primaries with initial energies below 0.5 beV (after passing through 40 cm of iron) are negligible. Thus

$$F_h = 0.078, \quad F_m = 0.032 + S_m, \quad F_l = 0.0135 + S_l \quad (10)$$

where S_m is the flux of secondary particles with energies between 0.5 and 1 beV, and S_l is the same in the energy region 0–0.5 beV, in units where

$$I_0 = \int_{0.5}^{\infty} N(E) dE = 2.05. \quad (11)$$

⁷ P. SIGNER and O. A. NIER, J. Geophys. Res. **65**, 2974 [1960].

⁸ N. M. KOCHARIAN, G. S. SAKIAN, M. T. AIVAZIAN, Z. A. KIRAKOSIAN and A. S. ALEKSANIAN, Sov. Phys. Doklady (engl. transl.) **1**, 209 [1960].

⁹ G. FRIEDLANDER, J. M. MILLER, R. WOLFGANG, J. HUDIS and E. BAKER, Phys. Rev. **94**, 727 [1954].

¹⁰ W. HEISENBERG, Kosmische Strahlung, Springer-Verlag, Berlin 1953, p. 576.

Comparison of Eqs. (9) and (10) with Eqs. (7) indicates that

$$\begin{aligned} S_m &\sim 1.3 I_x \sim 0.1 I_0 \sim 2.5 F_h, \\ S_1 &\sim 5.6 I_x \sim 0.4 I_0 \sim 11 F_h, \end{aligned} \quad (12)$$

where I_0 is given by Eq. (11).

The calculations thus indicate that the secondary particle flux is greater than the primary flux, at the center of Grant, by a factor ~ 7 ; it is equal to about 50% of the primary flux in space. By primary

flux here is meant the flux of particles described by Eq. (4). The $\bar{\sigma}_i^j F_j$ values, shown in Table 2, indicate that nearly half the He^4 was formed by the low energy radiation, the middle and high radiation each supplying about one-quarter. One-third of the Ne^{21} and over half of the Ar^{38} was formed by the middle energy flux, the remainder by the high energy particles.

This work was supported in part under a contract from the United States Atomic Energy Commission.

NOTIZEN

Über das Absorptionsverhalten verschiedener Quarzglassorten im Spektralbereich von 150 μ bis 275 μ

VON R. GEICK

Physikalisches Institut der Universität Frankfurt (Main)
(Z. Naturforsch. 16 a, 1390—1391 [1961]; eingeg. am 25. Oktober 1961)

Im Spektralbereich von 150 μ bis 275 μ wurden die Durchlässigkeiten von Platten verschiedener Dicke einiger Quarzglassorten gemessen (Abb. 1). Die zufällig zur Verfügung stehenden Sorten waren die unter dem Handelsnamen Herasil I, Suprasil und Infrasil erhältlichen Quarzgläser*. Von der letztgenannten Sorte konnte allerdings nur eine Platte untersucht werden. Während Herasil I ein normales optisches Quarzglas mittlerer Güte ist, sind Suprasil und Infrasil für Spezialzwecke gezüchtet worden. Suprasil hat eine hohe Durchlässigkeit bis weit in den ultravioletten Spektralbereich hinein. Infrasil dagegen ist im nahen Ultrarot (1–3,5 μ) gut durchlässig. Jeweils im Gegensatz zu den beiden übrigen Quarzgläsern ist bei Suprasil im Absorptionsspektrum die Bande bei 2400 Å und bei Infrasil die OH-Bande bei 2,72 μ fast völlig unterdrückt. Aus äußeren Gründen beschränken sich die vorliegenden Untersuchungen auf den angegebenen Spektralbereich und sind nicht weiter ausgedehnt worden.

Die Messungen wurden mit einem evakuierbaren Ultrarotspektrometer ausgeführt, das bereits früher beschrieben wurde^{1–3}. Als Dispersionselement wurde ein Echelettegitter mit einer Gitterkonstanten von 312,5 μ benutzt. Die zur Vorzerlegung verwandte Filterkombination wurde in einer früheren Arbeit des Verfassers angegeben⁴. Dort sind auch weitere Einzelheiten über die Meßtechnik zu finden.

Aus den gemessenen Durchlässigkeiten wurde für jede Quarzglassorte der Absorptionskoeffizient k ermittelt. Im betrachteten Spektralbereich gilt für Quarz-

glas $k \ll n$. Mögliche Durchlässigkeitsschwankungen infolge Interferenzerscheinungen durch Mehrfachreflexion in der Platte wurden von der Apparatur nicht aufgelöst. Es wurde daher im vorliegenden Falle die gleiche Methode zur Ermittlung von k angewandt, die in einer vorangegangenen Arbeit zur Bestimmung von k bei CsBr auf der kurzwelligen Seite der UR-Eigenschwingung benutzt wurde⁴. Dazu mußte entweder der Brechungsindex n oder das Reflexionsvermögen R bekannt sein. Mangels besserer Informationen wurde für alle Quarzglassorten näherungsweise für n der Wert 1,95 angenommen. Im Bereich um 100 μ wurden für Quarzglas – die Sorte ist nicht bekannt – Werte von n zwischen 1,96 und 1,97 gemessen⁵. Der Grenzwert von n für sehr lange Wellen beträgt bei Quarzglas^{6,7} 1,94. Auf Grund der vorliegenden Ergebnisse für k ist es möglich, daß verschiedene Quarzgläser auch im Brechungsindex Unterschiede aufweisen. Jedoch dürften die möglichen Änderungen von n kaum einen Einfluß auf den ermittelten Wert für k haben, der über die angegebenen Fehlergrenzen hinausgeht.

In Abb. 1 wurden neben den Meßwerten auch die aus den ermittelten k -Werten rückwärts berechneten Durchlässigkeiten eingezeichnet. Die Abweichungen zwischen gemessenen und berechneten Werten der Durchlässigkeit betragen etwa 1–2% (absoluter Fehler!). Das entspricht einem relativen Fehler für k von 5–10%. Die ermittelten k -Werte für die drei untersuchten Quarzglassorten Herasil I, Suprasil und Infrasil zeigt Abb. 2. Suprasil hat durchweg einen um etwa 30% höheren Absorptionskoeffizienten als Herasil I und Infrasil. Dieser Unterschied läßt sich nicht mit Meßfehlern erklären, wie auch ein Blick auf Abb. 1 lehrt. Für Herasil I und Infrasil kann ein unterschiedliches optisches Verhalten nicht aus den vorliegenden Meßergebnissen gefolgert werden, da die k -Werte der einen Sorte größtenteils in die Fehlergrenze der Werte der anderen Sorte fallen.

* Bezugsquelle: Heraeus Quarzschmelze GmbH., Hanau.

¹ L. GENZEL u. W. ECKHARDT, Z. Phys. **139**, 578 [1954].

² L. GENZEL, Z. Phys. **144**, 311 [1956].

³ W. ECKHARDT, Z. Phys. **160**, 121 [1960].

⁴ R. GEICK, Z. Phys. **163**, 499 [1961].

⁵ R. GEICK, Z. Phys. **161**, 116 [1961].

⁶ H. RUBENS, S.B. Preuß. Akad. Wiss. 1916, S. 1280.

⁷ Smithsonian Physical Tables, Washington 1954, S. 437.