

guter Übereinstimmung und auch mit den Messungen von SVENSSON⁴ verträglich. Oberhalb von etwa 3–5 GeV wird das Spektrum allerdings langsam steiler, und bei einer Energie von ca. 10 GeV erreicht der Exponent einen Wert von $\approx 1,1$.

Die Kaskadentheorie sagt aus, daß sich die Form der γ -Spektren innerhalb der Atmosphäre nicht ändern sollte, wenn die erzeugenden Teilchen ein Potenzspektrum haben. Die mit unserem Spektrometer während des Aufstieges gemessenen Spektren und die Angaben anderer Autoren (z. B. LOVATI⁵ und A) ergeben für den Energiebereich von etwa 400 bis 2000 MeV und atmosphärischen Tiefen $> 300 \text{ g/cm}^2$ einen Exponenten des integralen Spektrums von $1,4 \pm 0,1$. Dieser Unterschied zum theoretisch zu erwartenden Verhalten rührt möglicherweise daher, daß Photonen einer bestimmten Energie infolge der Kaskadenprozesse in der Atmosphäre von Teilchen immer größerer Primärenergie stammen, je tiefer in der Atmosphäre sie gemessen werden und daß sich so das Steilerwerden des Primärspektrums bei größeren Energien widerspiegelt. Genauere Untersuchungen hierüber liegen noch nicht vor.

Der bei unserem Experiment beobachtete γ -Quantenfluß stimmt mit dem kürzlich von FRYE et al.⁶ angege-

benen näherungsweise überein. Diese Autoren haben, allerdings mit einem größeren Öffnungswinkel ihres Spektrometers, einen Fluß von $(5,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-3} \text{ h } \nu/\text{cm}^2 \text{ sec sterad}$ in einem Energiebereich von $30 > E_\gamma > 500 \text{ MeV}$ und einer atmosphärischen Tiefe von 3,5 mb gemessen. Daraus ergibt sich eine Erzeugungsrate für γ -Quanten dieser Energie von $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ h } \nu/\text{g sec sterad}$. Aus unseren Messungen läßt sich für den Energiebereich von $125 > E_\gamma > 500 \text{ MeV}$ eine Erzeugungsrate von $1,8 \cdot 10^{-3} \text{ h } \nu/\text{g sec sterad}$ angeben.

DUTHIE et al.⁷ haben für γ -Energien $> 60 \text{ MeV}$ einen Wert von $1,7 \cdot 10^{-3} \text{ h } \nu/\text{g sec sterad}$ gemessen. Der Unterschied läßt sich vermutlich auf die verschiedenen geomagnetischen Breiten der Meßorte und die unterschiedlichen Spektrometergeometrien zurückführen.

Wir danken Herrn Professor Dr. E. BAGGE für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit. An dem gelungenen Meßflug waren Fräulein E. MEYER und die Herren W. ENGE, J. FOX, E. KERKOVUS, H. KUNOW, J. MÜLLER-GLEWE, Dr. H. RÖHRS und H. SELK beteiligt. Für die Hilfe bei der Wiederbeschaffung der Apparatur danken wir der Akademie der Wissenschaften in Berlin sowie der Physikalischen Gesellschaft und der Zentralstelle des Radiosondendienstes der DDR. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft gilt unser Dank für die Bereitstellung der finanziellen Mittel für die Durchführung des Experiments.

⁴ G. SVENSSON, Arkiv Fysik **13**, 347 [1958].

⁵ A. LOVATI, A. MURA, C. SUCCI e G. TAGLIAFERRI, Nuovo Cimento **12**, 526 [1954].

⁶ G. M. FRYE u. L. H. SMITH, Phys. Rev. Letters **17**, 733 [1966].

⁷ J. G. DUTHIE, E. M. HAFNER, M. F. KAPLON u. G. G. FAZIO, Phys. Rev. Letters **10**, 364 [1963].

Einfluß des metastabilen HeI 2^3S -Niveaus auf die Heliumplasmakomponenten

W. L. BOHN

DVL-Institut für Plasmadynamik, Stuttgart

(Z. Naturforschg. **22 a**, 139–141 [1967]; eingegangen am 18. März 1966)

In zahlreichen Experimenten der Plasmaphysik, insbesondere bei schnellen Expansionen von Gasen, haben die metastabilen Quantenzustände einen erheblichen Einfluß auf den Ionisationszustand, sowie auf die Abstrahlung des Plasmas. Eine allgemeine Ionisationsgleichung für optisch dünne Plasmen¹ wird im Falle eines Heliumplasmas unter Berücksichtigung des HeI 2^3S -Niveaus erweitert. Zu diesem Zweck wurde das in Abb. 1 aufgezeichnete Modell für das Helium herangezogen. Die angeregten Quantenzustände sind auf Grund ihrer kurzen Lebensdauer im Vergleich zu denen des Grundzustandes und des metastabilen Zustandes vernachlässigt worden. Ionisations- und Rekombinationsprozesse gehen sowohl vom Niveau HeI 1^1S als auch vom Niveau HeI 2^3S aus. Der metastabile Zustand steht durch Elektronenstoß-An- und -abregung in direkter Wechselwirkung mit dem nächst höher liegenden Term HeI 2^3P . Eine weitere Änderung in der Population des metastabilen Zustandes ist über das Niveau HeI 2^3P durch Abstrahlung der spektralen Interkombinations-

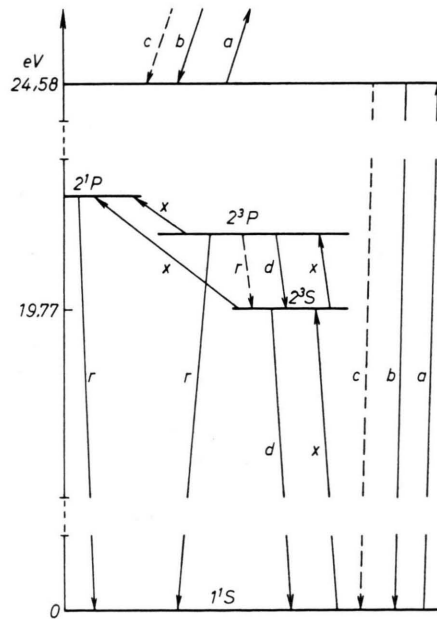


Abb. 1. Schema des Heliumatoms. a: Stoßionisation; b: Dreierstoß-Rekombination; c: Strahlungsrekombination; x: Anregung; d: Abregung; r: Linienstrahlung.

¹ W. L. BOHN, Z. Naturforschg. **21 a**, 4, 377 [1966].



linie HeI 2^3P-1^1S möglich. Weiterhin sind Übergänge vom Helium-Triplettssystem ($2^3S, 2^3P$) zum Helium-Singulettssystem (2^1P) in das Atomschema aufgenommen. Solchen Übergängen folgt die Abstrahlung der Spektrallinie 2^1P-1^1S . Die entsprechenden Oszillatorstärken wurden aus ² entnommen. Insbesondere wurde für die Interkombinationslinie HeI 2^3P-1^1S , $f=10^{-5}$ angesetzt.

Die für die Population des Grundzustandes des neutralen Heliums $n_1(g)$ maßgebende Differentialgleichung lautet:

$$\frac{dn_1(g)}{dt} = -n_1(g) n_c S_1(g) - n_1(g) n_c X_1(g, M) + n_2(g) n_c^2 S_1^*(g) + n_2(g) n_c \alpha_1(g) + n_1(M) n_c X_1^*(M, g) + n_1(p) A_1(p, g) + n_1(s) A_1(s, g).$$

Dabei ist:

- $\alpha(g)$ die Strahlungsrekombination in den Grundzustand g ,
 $S(g)$ die Stoßionisation aus dem Grundzustand,
 $S^*(g)$ die Dreierstoßrekombination in den Zustand g ,
 $X(g, M)$ die Stoßanregung vom Grundzustand g in das metastabile Niveau M ,
 $X^*(g, M)$ die Stoßabregung von M nach g ,
 $A(p, g)$ die spontane Emission von p nach g ,
 p die Bezeichnung des Niveaus HeI 2^3P und
 s die Bezeichnung des Niveaus HeI 2^1P .

Die Koeffizienten X^* und S^* sind in üblicher Weise über das Prinzip des detaillierten Gleichgewichts ermittelt worden. Die Differentialgleichungen zur Populationsberechnung der Niveaus HeI 2^3S , HeI 2^3P , HeI 2^1P und des Grundzustandes des ionisierten Heliums können analog zu Gl. (1) durch einfache Bilanzbetrachtungen hingeschrieben werden:

$$\frac{dn_1(M)}{dt} = -n_1(M) n_c S_1(M) - n_1(M) n_c X_1(M, p) - n_1(M) n_c X_1^*(M, g) - n_1(M) n_c X(M, s) + n_1(p) n_c X_1^*(p, M) + n_2(g) n_c^2 S_1^*(M) + n_2(g) n_c \alpha_1(M) + n_1(g) n_c X_1(g, M) + n_1(p) A_1(p, M),$$

$$\frac{dn_1(p)}{dt} = -n_1(p) n_c X_1^*(p, M) - n_1(p) A_1(p, g) - n_1(p) n_c X_1(p, s) + n_1(M) n_c X_1(M, p),$$

$$\frac{dn_2(g)}{dt} = -n_2(g) n_c S_2(g) - n_2(g) n_c^2 S_1^*(M) - n_2(g) n_c \alpha_1(M) - n_2(g) n_c^2 S_1^*(g) - n_2(g) n_c \alpha_1(g) + n_3(g) n_c^2 S_2^*(g) - n_3(g) n_c \alpha_2(g) + n_1(M) n_c S_1(M) + n_1(g) n_c S_1(g),$$

$$\frac{dn_1(s)}{dt} = n_1(p) n_c X_1(p, s) + n_1(M) n_c X_1(M, s) - n_1(s) A_1(s, g).$$

Die gesuchten Populationen können nun mit Rücksicht auf die Quasineutralitätsbeziehung für den Fall konstanter Elektronendichte ausgerechnet werden. Eine mehrfache Iteration der Elektronendichte zwischen obigen Gleichungen und der Druckgleichung liefert dann die Populationen bei konstantem Druck als Funktion der Elektronentemperatur ¹. Die im folgenden diskutierten Ergebnisse beziehen sich auf Lösungen für ein optisch dünnes, stationäres Plasma. Dabei wird für die Elektronen eine MAXWELLSche Geschwindigkeitsverteilung vorausgesetzt. Die interessierenden Wirkungsquerschnitte werden von BATES, KINGSTON, McWHIRTER und SEATON ^{3, 4} übernommen.

Aus Abb. 2 wird die Notwendigkeit, das metastabile Niveau zu berücksichtigen, deutlich. Für höhere Temperaturen liegt seine Besetzung ganz erheblich über der des Grundzustandes nach gewöhnlicher Gleichgewichtsrechnung. In bezug auf eine allgemeine Nichtgleichgewichtsrechnung ¹ ergeben sich durch das HeI 2^3S -Niveau, beispielsweise für die Besetzung der neutralen Komponente des Heliumplasmas, Unterschiede bis zu 300% (Abb. 2).

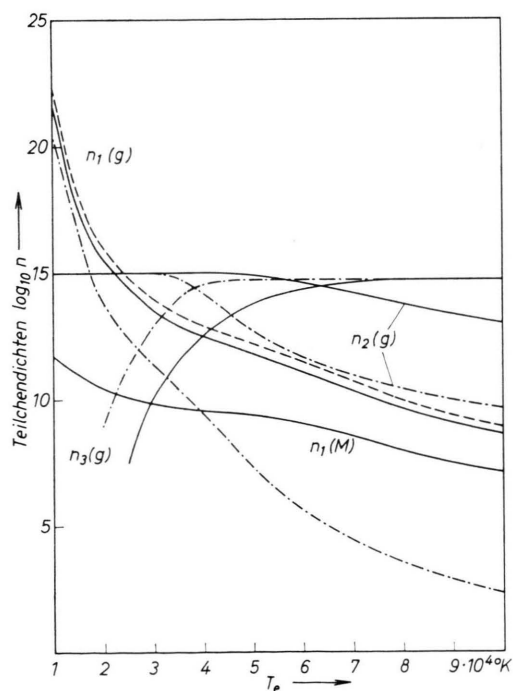
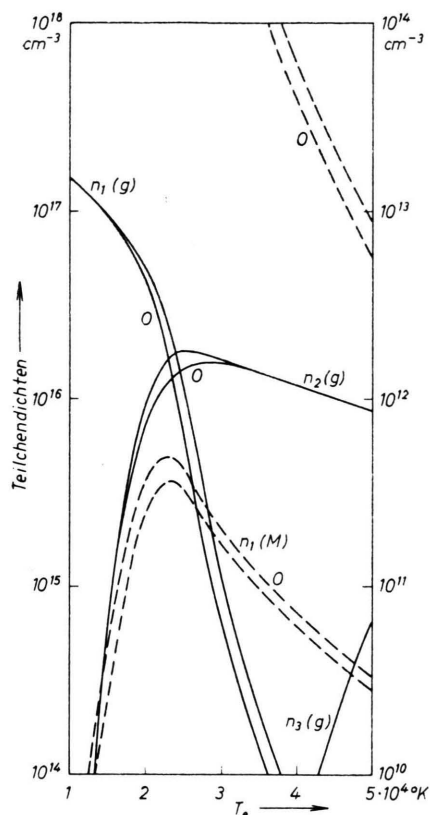


Abb. 2. Heliumplasmakomponenten für $n_e=10^{15} \text{ cm}^{-3}$ nach der SAHA-Gleichung (— · — · —), mit Berücksichtigung des metastabilen Niveaus HeI 2^3S (—) und nach Ref. ¹ (· · · · ·). Die Indizes 1, 2 und 3 der Teilchendichten beziehen sich jeweils auf He I, He II und vollständig ionisiertes Helium.

² C. W. ALLEN, *Astrophysical Quantities*, The Athlone Press, London 1955.

³ D. R. BATES, A. E. KINGSTON u. R. W. P. McWHIRTER, *Proc. Roy. Soc. London A* **267**, 297 [1962].

⁴ M. J. SEATON, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **119**, 81 [1959].



Bei konstantem Druck liegt das Maximum der Besetzung von $\text{HeI } 2^3\text{S}$ in der Nähe des Schnittpunktes der neutralen und der ionisierten Heliumkomponente (Abb. 3). Dies ist zu erwarten, da hauptsächlich von letzteren die Be- und Entvölkerung des metastabilen Niveaus abhängt.

Die Rolle des Übergangs vom metastabilen Niveau zum Singulettssystem ist bei den betrachteten Elektronendichten (bis zu 10^{18} cm^{-3}) ohne große Bedeutung (Abb. 3).

Obwohl der Einfluß des 2^3S -Niveaus auf die Plasmakomponenten erheblich sein kann, übersteigt seine Population bei den vorliegenden Rechnungen nicht 10% der des Grundzustandes des neutralen Heliums. Ausführlichere Ergebnisse sind in einer folgenden Arbeit unter Berücksichtigung aller angeregten Niveaus (siehe DRAWIN⁵) zu erwarten.

Die numerische Auswertung wurde auf einer UNIVAC 1107 von Remington durchgeführt.

⁵ H. W. DRAWIN, Z. Naturforschg. **19 a**, 13, 1451 [1964].

Abb. 3. Heliumplasmakomponenten für einen Druck von $p=0,1 \text{ atm}$. und einem Verhältnis von Elektronen- zu Ionen-temperatur, $T_e/T_i=2$. Die mit „0“ gekennzeichneten Kurven verstehen sich ohne Übergang von $\text{HeI } 2^3\text{S}$ zum Singulett-system. Die gestrichelten Kurven zählen im Maßstab an der rechten Bildkante. Die restlichen Bezeichnungen sind wie in Abb. 2.

Druckabhängigkeit von $G(\text{CO}_2)$ bei der γ -Radiolyse des Kohlenoxyds

H. W. BUSCHMANN und W. GROTH

Institut für Physikalische Chemie der Universität Bonn
(Z. Naturforschg. **22 a**, 141–142 [1967]; eingeg. am 14. Dezember 1966)

Untersuchungen über die γ -Radiolyse des Kohlenoxyds haben ergeben, daß der G -Wert der Kohlendioxydbildung druckabhängig ist. Messungen von $G(\text{CO}_2)$ bei verschiedenen Drucken ergaben die folgenden Werte:

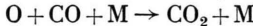
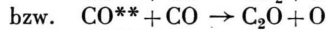
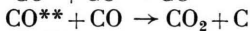
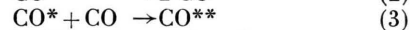
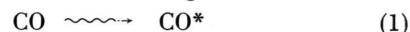
$p(\text{ata})$	$G(\text{CO}_2)$	$p(\text{ata})$	$G(\text{CO}_2)$
2	2,36	26	1,66
6	2,21	41	1,44
21	1,79	51	1,36

Die Versuche wurden in einer Gas-Kreislauf-Apparatur durchgeführt. Ein Reaktionsgefäß aus Edelstahl mit einem Volumen von 250 cm^3 befand sich im Zentrum einer kranzförmigen ^{60}Co -Quelle. Der Gaseinlaß am unteren Ende des Reaktionsgefäßes und der Gasauslaß am oberen Ende waren außerhalb der Quelle zu einem geschlossenen System verbunden, in dem das Gas durch den Thermosyphoneffekt umlief. Mittels einer Gas-schleuse wurden im Abstand von mehreren Stunden

Gasproben zur massenspektrometrischen Analyse entnommen. Während der Bestrahlung stieg der Partialdruck des Kohlendioxyds linear mit der Zeit an.

Die Dosisleistung im Reaktionsgefäß betrug etwa $1,0 \cdot 10^6 \text{ r/h}$. Die mittlere Dosisleistung in der gesamten Anordnung wurde bestimmt, indem das System mit Methan als Dosimetergas [$G(\text{H}_2) = 5,7$] gefüllt wurde. Sie betrug $3,45 \cdot 10^5 \text{ r/h}$. Die Meßergebnisse können durch zwei formal gleichwertige Reaktionsmechanismen interpretiert werden.

1. Die Kohlenoxydmoleküle reagieren nicht unmittelbar nach ihrer Anregung, sondern gehen erst in einen weiteren angeregten Zustand über, von dem aus die Reaktion bzw. Dissoziation erfolgt. Der primär angeregte Zustand kann durch Stöße gelöscht werden:



2. Primär angeregte Moleküle reagieren mit Kohlenoxyd unter Bildung von angeregten Doppelmolekülen. Diese können unter Kohlendioxydbildung zerfallen oder durch Stöße desaktiviert werden: