

## NOTIZEN

**Ergänzende Berechnungen für reflektierte Stoßwellen in thermischen Plasmen**

J. ARTMANN

DVL-Institut für Plasmadynamik, Stuttgart-Vaihingen  
(Z. Naturforsch. **20 a**, 1213–1215 [1965]; eingegangen am 12. Juni 1965)

Im Anschluß an die Arbeiten<sup>1–8</sup> sollen im folgenden die Ergebnisse ergänzender Berechnungen der Plasmaparameter hinter ideal senkrecht reflektierten Stoßwellen in Helium und Argon gezeigt werden. Die Anregungsenergien sind dabei für starke Stoßwellen vernachlässigbar. Die Berechnungen umfassen für Helium und Argon kontinuierlich den Bereich 1. und 2. Ionisation unter Einschluß der Ionisationspotentialerniedrigung<sup>7</sup>.

Für die ankommende Stoßwelle (vor der Reflexion) lautet der Kontinuitätssatz:

$$\varrho_1 V_1 = \varrho_2 (V_1 - u_2),$$

(„1“, „2“ = Verhältnisse vor bzw. hinter der Stoßwelle,  $\varrho_{1,2}$  = Dichte,  $V_1$  = Stoßfrontgeschwindigkeit und  $u_2$  = Nachströmgeschwindigkeit), woraus sich mit den Ergebnissen der Arbeiten<sup>4–7</sup> sofort die Nachströmgeschwindigkeit ergibt:

$$u_2 = V_1 (1 - \varrho_1 / \varrho_2).$$

Da für reflektierte Stoßwellen wegen der Randbedingung an der reflektierenden Wand die Nachströmgeschwindigkeit Null sein muß, lauten die drei Erhaltungssätze wie folgt:

Kontinuitätssatz:

$$\varrho_3 V_2 = \varrho_2 (V_2 + u_2),$$

Impulssatz:

$$\varrho_3 V_2^2 + p_3 = \varrho_2 (V_2 + u_2)^2 + p_2,$$

Energiesatz:

$$\frac{1}{2} V_2^2 + h_3 = \frac{1}{2} (V_2 + u_2)^2 + h_2,$$

wobei für die Plasmaenthalpie  $h$  und den Druck  $p$  folgende Ausdrücke einzusetzen sind<sup>7</sup>:

<sup>1</sup> E. B. TURNER, Space Technology Laboratory Report, GM-TR. 0165-00460 [1958].

<sup>2</sup> C. T. CHANG, Risö Report No. 27, Juli 1961.

<sup>3</sup> E. A. MCLEAN, C. E. FANEUFF, A. C. KOLB u. H. R. GRIEM, Phys. Fluids **3**, 531 [1962].

<sup>4</sup> J. ARTMANN, PPS 102, Bericht aus dem I. Physikalischen Institut der Techn. Hochschule Aachen.

$$h = \frac{1}{m} \left[ \frac{5}{2} k T (1 + x_1 + 2 x_2) + x_1 \chi^0 + x_2 (\chi^0 + \chi^+) - \frac{4}{3} e^3 \left( \frac{\varrho \pi}{m k T} \right)^{1/2} (2 x_1 + 6 x_2)^{3/2} \right],$$

$$p = (\varrho/m) k T (1 + x_1 + 2 x_2)$$

(„3“ = Verhältnisse hinter der reflektierten Stoßwelle,  $V_2$  = Stoßfrontgeschwindigkeit,  $k$  = BOLTZMANN-Konstante,  $x_{1,2}$  = Grade der 1. und 2. Ionisation,  $m$  = Masse des Atoms und  $e$  = Elementarladung).

Nach einigen Umformungen erhält man aus den Erhaltungssätzen folgende zwei Gleichungen, in denen nur noch das Dichteverhältnis ( $\eta_3 = \varrho_3 / \varrho_2$ ) und die Temperatur  $T_3$  unbekannt sind:

$$k T_3 (1 + x_1 + 2 x_2) = \frac{m}{\eta_3} \left( \frac{p_2}{\varrho_2} + \frac{u_2^2}{1 - 1/\eta_3} \right),$$

$$\eta_3 = 1 + \frac{u_2^2}{2(h_3 - h_2) - u_2^2/[1 - 1/\eta_3]}.$$

Zur Lösung dieser Gleichungen wurde das verallgemeinerte NEWTONSche Verfahren<sup>9</sup> benutzt. Die Ionisationsgrade  $x_{1,2}$  folgen aus den entsprechenden SAHA-Gleichungen<sup>6</sup>, deren Ionisationspotentiale wie in der vorhergehenden Arbeit<sup>7</sup> erniedrigt sind:

$$x_1 = \left( 1 + \frac{n_e}{f^0} + \frac{f^+}{n_e} \right)^{-1}, \quad x_2 = \frac{x_1 f^+}{n_e}$$

mit

$$f^{0,+} = \frac{2 Z^{0,+}}{Z^{0,+}} \frac{(2 \pi m_e k T)^{3/2}}{h^3} \exp \left\{ - \frac{\chi^{0,+} - \Delta E_{1,2}}{k T} \right\},$$

$$\Delta E_1 = 2 e^3 \left( \frac{\pi \varrho}{m k T} \right)^{1/2} (2 x_1 + 6 x_2)^{1/2}; \quad \Delta E_2 = 2 \Delta E_1$$

( $n_e$  = Elektronendichte und  $m_e$  = Masse des Elektrons). Die Stoßfrontgeschwindigkeit ergibt sich jetzt sofort aus der Kontinuitätsgleichung:

$$V_2 = u_2 / (\eta_3 - 1).$$

Somit können alle interessierenden Plasmaparameter berechnet werden.

<sup>5</sup> W. FÜCKS u. J. ARTMANN, Z. Phys. **172**, 118 [1963].

<sup>6</sup> J. ARTMANN, Z. Phys. **174**, 376 [1963].

<sup>7</sup> J. ARTMANN, Z. Naturforsch. **20 a**, 857 [1965].

<sup>8</sup> W. FÜCKS u. J. UHLENBUSCH, Report HMP 105 aus dem I. Physikalischen Institut der Techn. Hochschule Aachen 1964.

<sup>9</sup> J. ARTMANN u. W. L. BOHN, DVL-Bericht Nr. 380, im Druck.



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.

This work has been digitized 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.

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.

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.

### Diskussion der Ergebnisse

In den 8 Abbildungen sind die normierte Elektronendichte  $n_{e3}/n_0$  ( $n$  = Anfangsteilchendichte<sup>10</sup>), das Dichteverhältnis  $\eta_3$ , die Temperatur  $T_3$  als Funktion der Geschwindigkeit der reflektierten Stoßfront  $V_2$

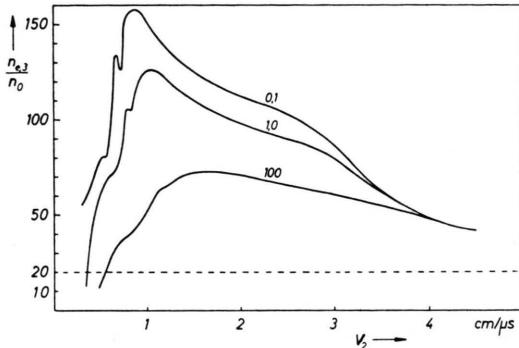


Abb. 1. Normierte Elektronendichte  $n_{e3}/n_0$  als Funktion der Stoßfrontgeschwindigkeit  $V_2$  in Helium für Anfangsdrücke  $p_0 = 0,1; 1,0; 100$  Torr.

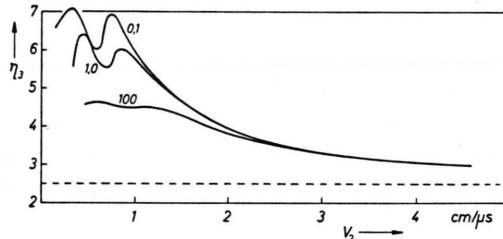


Abb. 2. Dichteverhältnis  $\eta_3$  als Funktion der Stoßfrontgeschwindigkeit  $V_2$  in Helium für Anfangsdrücke  $p_0 = 0,1; 1,0; 100$  Torr.

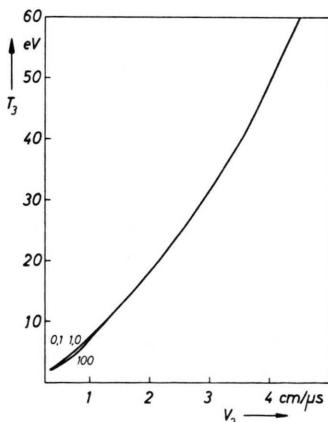


Abb. 3. Temperatur  $T_3$  als Funktion der Stoßfrontgeschwindigkeit  $V_2$  in Helium für Anfangsdrücke  $p_0 = 0,1; 1,0; 100$  Torr.

<sup>10</sup> Bei 20 °C Anfangstemperatur und 1,0 Torr Anfangsdruck ist die Teilchendichte  $n_0 = 3,31 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Hier und in Fußnote<sup>11</sup> sowie in den Abbildungen 1–8 bezeichnet der

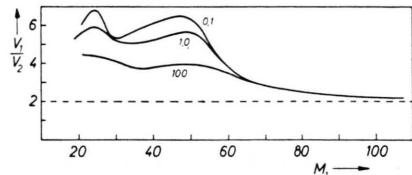


Abb. 4. Geschwindigkeitsverhältnis  $V_1/V_2$  als Funktion der MACH-Zahl  $M_1$  in Helium für Anfangsdrücke  $p_0 = 0,1; 1,0; 100$  Torr.

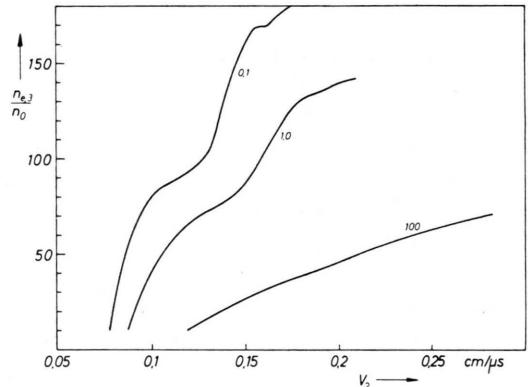


Abb. 5. Normierte Elektronendichte  $n_{e3}/n_0$  als Funktion der Stoßfrontgeschwindigkeit  $V_2$  in Argon (bis 2. Ionisation) für Anfangsdrücke  $p_0 = 0,1; 1,0; 100$  Torr.

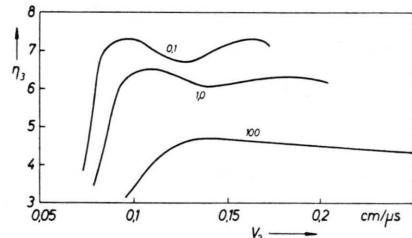


Abb. 6. Dichteverhältnis  $\eta_3$  als Funktion der Stoßfrontgeschwindigkeit  $V_2$  in Argon (bis 2. Ionisation) für Anfangsdrücke  $p_0 = 0,1; 1,0; 100$  Torr.

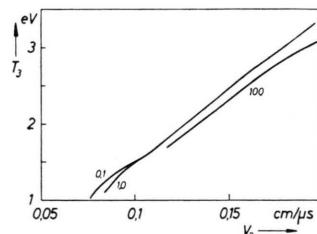


Abb. 7. Temperatur  $T_3$  als Funktion der Stoßfrontgeschwindigkeit  $V_2$  in Argon (bis 2. Ionisation) für Anfangsdrücke  $p_0 = 0,1; 1,0; 100$  Torr.

Index 0 die Größen vor der Stoßwelle, die im Text mit dem Index 1 bezeichnet sind.

<sup>11</sup> Schallgeschwindigkeit  $a_1^2 = 1,667 p_0/\rho_0$ ,  $M_1 = V_1/a_1$ .

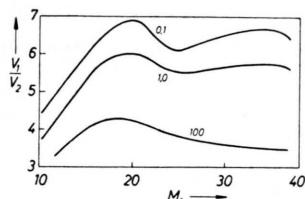


Abb. 8. Geschwindigkeitsverhältnis  $V_1/V_2$  als Funktion der MACH-Zahl  $M_1$  in Argon (bis 2. Ionisation) für Anfangsdrücke  $p_0 = 0,1; 1,0; 100$  Torr.

und das Verhältnis der Stoßfrontgeschwindigkeiten  $V_1/V_2$  in Abhängigkeit von der MACH-Zahl<sup>11</sup> der ankommenden Stoßwelle für Helium und Argon (nur 1. und 2. Ionisation) aufgetragen. Elektronendichte und Dichtesprung zeigen auch hier die typischen Maxima bei den entsprechenden Ionisationen. Für Helium erhält man im Rahmen der Auftragsgenauigkeit bis etwa 10,0 Torr Anfangsdruck die

gleichen Werte wie in<sup>8</sup>. Die gestrichelten Kurventeile dieses Reports werden ebenfalls bis etwa 10,0 Torr durch die kontinuierliche Berechnung bestätigt. Für 100 Torr Anfangsdruck kann dagegen die Erniedrigung nicht mehr vernachlässigt werden, während der Beitrag der Anregungsenergien weiterhin klein bleibt. Für Helium sind in den entsprechenden Abbildungen für die Elektronendichte, den Dichtesprung und das Geschwindigkeitsverhältnis die aus der Literatur bekannten Grenzwerte für konstante spezifische Wärmen (abgeschlossene Ionisationsprozesse) eingetragen. Berechnungen für Wasserstoff wurden ebenfalls durchgeführt. Man erhält prinzipiell die gleichen Ergebnisse. Die Auswertungen für mehrere Ionisationsstufen in Argon sind in Vorbereitung. Tabellenwerte aller wichtigen Plasmaparameter dieser Stoßwellen liegen vor und können zur Verfügung gestellt werden.

### Über den Einfluß der Schichtdicke von Aluminiumoxyd und der Sorptionszeit auf die Lumineszenzfähigkeit des adsorbierten Farbstoffes

A. KAWSKI, M. KORBA und M. KOSMOL

Physikalisches Institut der Pädagogischen Hochschule, Gdańsk, Polen \*

(Z. Naturforsch. 20 a, 1215—1216 [1965]; eingegangen am 21. Juni 1965)

Im Zusammenhang mit früheren Arbeiten<sup>1, 2</sup> werden jetzt die Bedingungen zur Darstellung sogen. „zweidimensionaler“ Luminophore mit anorganischem Grundmaterial (Aluminiumoxyd) und organischem Aktivator (Rhodamin 6 G) untersucht. Insbesondere wird der Einfluß der Schichtdicke von Aluminiumoxyd auf die Lumineszenzfähigkeit des adsorbierten Rhodamins 6 G untersucht. Angaben über die Darstellung der Aluminiumoxydschicht-Luminophore findet man in den Arbeiten von CHOMSE und HOFFMANN<sup>3</sup>, LENDVAY<sup>4, 5</sup> und KAWSKI und Mitarb.<sup>2</sup>. Die Aluminiumoxydschicht-Rhodamin-Luminophore wurden in dieser Arbeit nach dem von uns<sup>2</sup> früher beschriebenen Verfahren erhalten. Vor der Oxydation wurden die Aluminiumplättchen zuerst entfettet, dann chemisch poliert und zum Schluß wurden die

Oberflächen in 1-proz. wäßriger  $K_2Cr_2O_7$ -Lösung bei 90 °C etwa 2—3 sec lang gebeizt<sup>2</sup>. Die anodische Oxydation erfolgte in 10-proz. Schwefelsäure bei 20 °C, wobei die Gleichstromdichte  $\varrho = 25$  mA/cm<sup>2</sup> betrug. Die Dauer der Oxydation und damit die Dicke der Aluminiumoxydschicht wurde variiert. Das Einbringen der aktivierenden organischen Verbindung (Rhodamin 6 G) geschah durch Eintauchen der oxydierten Aluminiumbleche in methanolische Lösung von Rhodamin der Konzentration  $10^{-3}$  Mol pro Liter. Zunächst wurde eine Sorptionszeit von 2 Stunden gewählt. Die Emissionsspektren wurden mit Hilfe der früher beschriebenen Anordnung<sup>6, 2</sup> gemessen. Als erregende Lichtquelle diente eine mit Gleichstrom gespeiste Quecksilberhochstdrucklampe mit einem Interferenzfilter 365 μm.

In Abb. 1 ist die Abhängigkeit der Emissionspektren von der Dauer der Elektrooxydation dargestellt. Nach 5 Minuten erhielt man noch keine wirksame Aluminiumoxydschicht. Die Schichtdicke nimmt anfangs proportional mit der Dauer der Oxydation zu, um sich schließlich einem Grenzwert zu nähern, wie es schon CHOMSE und HOFFMANN<sup>3</sup> festgestellt haben. Nach 20 Minuten entsteht ein Schichtsystem, dessen Struktur die optimale Eignung

<sup>3</sup> H. CHOMSE u. W. HOFFMANN, Z. Anorg. Chem. 296, 20 [1958].

<sup>4</sup> E. LENDVAY, Acta Phys. Hung. 13, 249, 289, 333 [1961].

<sup>5</sup> E. LENDVAY, Acta Phys. Hung. 14, 187 [1962].

<sup>6</sup> A. KAWSKI, Acta Phys. Polon. 24, 641 [1963].

\* Katedra Fizyki, Wyższa Szkoła Pedagogiczna, Gdańsk.

<sup>1</sup> A. KAWSKI, M. KORBA, P. CZYZ, Sz. MALINOWSKI u. H. SZYMKOWIAK, Z. Naturforsch. 19 a, 1328 [1964].

<sup>2</sup> A. KAWSKI, M. KORBA u. H. SZYMKOWIAK, Acta Phys. Polon. 28, [1965], im Druck.