

NOTIZEN

Thermische Instabilität der Plasmasäule

Von G. ECKER, W. KRÖLL * und O. ZÖLLER

Institut für theoretische Physik der Universität Bochum
(Z. Naturforsch. **18 a**, 1138—1139 [1963]; eingeg. am 19. August 1963)

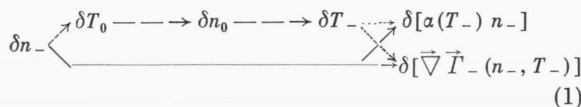
Die experimentelle Erfahrung zeigt, daß bestimmte stationäre Entladungen instabil werden können¹⁻³.

Die Instabilität einer stoßbestimmten Plasmasäule in einem longitudinalen äußeren Magnetfeld ist theoretisch untersucht worden⁴⁻⁹. Nach diesen Untersuchungen werden die $m \geq 1$ -modes oberhalb eines kritischen Magnetfeldes B_c instabil. Die $m=0$ -mode ist stabil.

Andererseits gibt es Experimente, die zeigen, daß auch die $m=0$ -mode mit wachsendem Strom und Druck instabil werden kann². Eine $m=0$ -mode Instabilität wird im folgenden analysiert und als „thermische Instabilität“ bezeichnet. Ihr Mechanismus basiert auf einer Kopplung zwischen Dichte und Temperatur. Sie liegt außerhalb des Bereiches der zitierten theoretischen Erörterungen, weil diese die Temperaturen der Teilchenkomponenten als konstant und von der Ladungsträgerdichte unabhängig voraussetzen.

Gegenstand unserer Berechnung ist eine zylindersymmetrische Plasmasäule vom Radius R , die in axialer Richtung homogen und unendlich ausgedehnt ist. Sie enthält Elektronen, Neutralteilchen einer Gasart und deren einfach positiv geladene Ionen. Das Plasma ist quasineutral und schwach ionisiert. Die Teilchenerzeugung wird durch Volumenionisation der Elektronen bewirkt. Die Teilchenvernichtung erfolgt durch Rekombination an den Wänden. Der Entladungsdruck ist konstant und so gewählt, daß die mittleren freien Weglängen aller Teilchenkomponenten wesentlich kleiner als die Gefäßdimensionen sind.

Wir erläutern den Mechanismus der thermischen Instabilität durch den folgenden Graph



mit den Bezeichnungen: n_e , T_e = Elektronendichte, -Temperatur; n_0 , T_0 = Neutralgasdichte, -Temperatur;

α = Koeffizient der Trägererzeugung pro Elektron und Sekunde; T_e = Teilchenstrom der Elektronen.

Die ausgezogenen Linien kennzeichnen den physikalischen Hintergrund der bisherigen Berechnungen⁴⁻⁹. Sie erfassen die direkte Veränderung des Erzeugungs- und des Verlustterms durch die Variation von Betrag und Verteilung der Elektronendichte.

Die gestrichelten Linien kennzeichnen den für die thermische Instabilität charakteristischen Teil des Graphs. Sie repräsentieren einen zusätzlichen indirekten Effekt der Dichteänderung auf den Erzeugungs- und Verlustterm. Die Änderung der Elektronendichte bewirkt über die Energiebilanz der Neutralteilchen eine Veränderung der Neutralgastemperatur. Wegen der Voraussetzung konstanten Druckes folgt hieraus eine Veränderung der Neutralgasdichte, die über die Energiebilanz der Elektronen in einer Variation der Elektronentemperatur resultiert. Die Änderung der Elektronentemperatur beeinflusst die Koeffizienten der Diffusion und der Teilchenerzeugung. Der Einfluß auf den α -Koeffizienten ist besonders stark, weil dieser exponentiell von T_e abhängt.

Zur mathematischen Formulierung unseres Problems verwenden wir die drei ersten Momentengleichungen aller Teilchenkomponenten. Für den Drucktensor benutzen wir die übliche skalare Approximation. In der Energiebilanz der Neutralteilchen ist die Wärmeleitung der dominierende Verlustprozeß. Die Ionentemperatur ist wegen der starken Stoßkopplung mit der Neutralgastemperatur identisch. In der Energiebilanz der Elektronen kann der Wärmeleitungsbeitrag vernachlässigt werden.

Ausgehend von der als bekannt vorausgesetzten stationären Lösung behandeln wir das Verhalten der linearen Abweichungen mit Hilfe der „normal mode analysis“. Die Frage der Stabilität läßt sich dann an Hand einer Säkulardeterminante entscheiden, deren Lösung große mathematische Schwierigkeiten bereitet. Mit Hilfe geeigneter Umformungen und Näherungen kann man die Determinante faktorisieren und zeigen, daß für den Einsatz der Instabilität die $m=0$ -mode niedrigster Ordnung maßgebend ist. Wir erhalten als hinreichendes Kriterium für das Auftreten einer thermischen Instabilität die Beziehung

$$a_0 + a_1 (j \cdot E)_0 + a_2 (j \cdot E)_\infty^2 > 0 \quad (2)$$

* z. Zt. Institut für theoretische Physik der Universität Bonn.

¹ F. C. HOH u. B. LEHNERT, Phys. Fluids **3**, 600 [1960]. — G. A. PAULIKAS u. R. V. PYLE, Phys. Fluids **5**, 348 [1962]. — G. VON GIERKE u. K. H. WÖHLER, Nuclear Fusion Suppl. Part 1, 47 [1962].

² C. KENTY, Phys. Rev. **126**, 1235 [1962].

³ G. ECKER, Z. Phys. **136**, 556 [1954].

⁴ B. B. KADOMTSEV u. A. V. NEDOSPASOV, J. Nucl. Energy, Part C **1**, 230 [1960].

⁵ R. R. JOHNSON u. D. A. JERDE, Boeing Res. Lab., June 1961.

⁶ R. R. JOHNSON u. D. A. JERDE, Phys. Fluids **5**, 998 [1962].

⁷ O. HOLTER, Boeing Res. Lab., Nov. 1962.

⁸ K. A. KRALL u. A. SIMON, Magneto Fluid Dynamics Div., New York Univ. 1962.

⁹ F. C. HOH, Rev. Mod. Phys. **34**, 267 [1962]; Phys. Rev. Letters **4**, 559 [1960].

mit

$$a_0 = \frac{\beta_0^2}{R^2} (C \lambda)_{00} \alpha_{00} \left(1 - \frac{\beta_0^2 D_{00}}{R^2 \alpha_{00}} \right),$$

$$a_1 = \left[\alpha_{00} \frac{n \mu_{00}}{(n \mu)_{00}} \left\{ \frac{\alpha'}{\alpha_{00}} - \frac{\alpha D'}{\alpha_{00} D} - \left(\frac{\mu'}{\mu_{00}} - \frac{\mu \lambda'}{\mu_{00} \lambda} \right) \right. \right. \\ \left. \left. \cdot \left(1 - \frac{\beta_0^2 D_{00}}{R^2 \alpha_{00}} \right) - \frac{\beta_0^2 (D + \chi)}{R^2 \alpha_{00} T_-} \left(\frac{\lambda_{00}}{\lambda} \frac{\mu}{\mu_{00}} + 1 \right) \right\} \right]_{00},$$

$$a_2 = \left[\frac{D + \chi}{\lambda T_-} \frac{(n \mu)^2}{(n \mu)_{00}^2} \frac{\mu_{00}}{\mu} \left(\frac{D'}{D} + \frac{1}{T_-} - \frac{(D + \chi)'}{D + \chi} \right) \right]_{00} \\ + \left[\frac{D + \chi}{\lambda T_-} \frac{n \mu}{(n \mu)_{00}} \right]_{00} \left[\left(\frac{\mu'}{\mu} - \frac{\lambda'}{\lambda} \right) \frac{n \mu}{(n \mu)_{00}} \right]_{00}.$$

Hierin bedeuten die Abkürzungen für eine beliebige Ortsfunktion $F(r)$

$$F_{00} = \frac{2}{R^2 [J_1(\beta_0)]^2} \int \left[J_0 \left(\beta_0 \frac{r}{R} \right) \right]^2 F^{(0)} r dr,$$

$$F' = \left. \frac{\partial F}{\partial T_-} \right|_{T^{(0)}}$$

und ferner die Symbole: j = elektrische Stromdichte der Elektronen; E = elektrische Längsfeldstärke; μ = Elektronenbeweglichkeit; λ = Wärmeleitfähigkeit des Neutralgases; D = effektiver Diffusionskoeffizient; χ = effektiver Thermodiffusionskoeffizient; n = Elektronendichte; C = Verhältnis von Elektronen- zu Neu-

tralgestemperatur; β_0 = erste Nullstelle der J_0 -BESSEL-Funktion. Der Index $^{(0)}$ kennzeichnet den stationären Zustand.

Ersichtlich wird dieses Kriterium durch Mittelwerte verschiedener Daten der stationären Lösung bestimmt.

Führt man die entsprechenden Größen der SCHOTTKY-Lösung in das Kriterium ein, so ergibt eine Störungsrechnung für die $m=0$ -mode Stabilität in Übereinstimmung mit den experimentellen Erwartungen.

Die Auswertung des Kriteriums für höhere Ströme und Drucke erfordert die Kenntnis der entsprechenden stationären Lösung, der „thermisch inhomogenen Plasmasäule“. Die charakteristischen Größen der thermisch inhomogenen Säule sind durch Lösung eines Eigenwertproblems für die beiden abhängigen Variablen der Elektronentemperatur und -dichte zu ermitteln. Wegen analytischer Schwierigkeiten wird das gekoppelte Differentialgleichungssystem nach geeigneter Umformung mit Hilfe eines Digitalrechners behandelt. Die Berechnungen sind noch nicht abgeschlossen. Sie lassen jedoch bereits erkennen, daß in dem Bereich der thermisch inhomogenen Plasmasäule Instabilität für die $m=0$ -mode nach dem Kriterium (2) zu erwarten ist. Die Untersuchungen werden auch in der Richtung fortgesetzt, den notwendigen Charakter des angegebenen Kriteriums nachzuweisen.

Zur Messung der Lumineszenzabklingzeiten von CsJ und CsJ/Tl nach Anregung mit Licht und α -Teilchen

Von W. REHMANN, K. REIBER und A. SCHARMANN

I. Physikalisches Institut der Universität Gießen

(Z. Naturforschg. 18 a, 1139–1141 [1963]; eingeg. am 7. September 1963)

In den vergangenen Jahren sind in einer Reihe von Arbeiten, die sich mit der Aufklärung des Lumineszenzmechanismus in reinem und Tl-aktiviertem CsJ befaßten, neben spektralen Untersuchungen Messungen über die Abhängigkeit der Lumineszenzabklingzeit von der Temperatur^{1–9}, der Aktivatorkonzentration¹⁰ und der Anregungsdichte^{11–14} angestellt worden. Zur Erklärung des Temperaturgangs der Abklingzeit diente dabei ein Modell des Lumineszenzzentrums von BONANOMI und ROSSEL¹.

In Ergänzung zu diesen Untersuchungen sollen hier einige Ergebnisse aufgeführt werden, die bei der Mes-

sung der Lumineszenzabklingzeit an CsJ-Kristallen mit unterschiedlichem Tl-Gehalt gewonnen wurden. Die Kristalle wurden dabei mit UV-Lichtblitzen und α -Teilchen angeregt, um den Einfluß der Energieübertragung vom Anregungskanal zum Lumineszenzzentrum auf die Abklingzeit zu bestimmen.

Experimentelles

Die Messungen wurden an 5 CsJ-Kristallen mit unterschiedlichem Tl-Gehalt durchgeführt; die flammenphotometrische Bestimmung ergab folgende Tl-Gehalte: 0%, 0,03%, 0,15%, 0,37% und 0,4% (Angaben in Gew.-Proz.). Von den Kristallen wurden Dünnschliffe von 0,1–0,2 mm Stärke nach einem von KNOEPFEL, LOEPFEL und STOLL¹⁵ beschriebenen Polierverfahren angefertigt.

Für die Experimente bei α - und UV-Anregung dienten zwei in ihrem Aufbau ähnliche Meßanordnungen. Dabei waren die Kristalle in einer evakuierbaren Kammer an einem Kupferblock befestigt, der mit flüssiger

¹ J. BONANOMI u. J. ROSSEL, Helv. Phys. Acta 25, 725 [1952].

² B. HAHN u. J. ROSSEL, Helv. Phys. Acta 26, 271, 803 [1953].

³ H. KNOEPFEL, E. LOEPFEL u. P. STOLL, Z. Naturforschg. 12 a, 348 [1957].

⁴ H. ENZ u. J. ROSSEL, Helv. Phys. Acta 31, 25 [1958].

⁵ I. K. PLIVIN', Opt. i Spektroskopiya 7, 41 [1959].

⁶ Z. L. MORGENSHTERN, Opt. i Spektroskopiya 7, 146 [1959].

⁷ I. K. PLIVIN' u. M. F. TRINKLER, Opt. i Spektroskopiya 12, 367 [1962].

⁸ F. E. SENFTLE, P. MARTINEZ u. V. P. ALEKNA, Rev. Sci. Instrum. 33, 819 [1962].

⁹ H. V. WATTS, L. REIFFEL u. M. D. OESTREICH, Nuclear Electronics 1, 3 [1962].

¹⁰ I. A. TSIRLIN, S. N. KOMNICK u. L. M. SOIFER, Opt. i Spektroskopiya 6, 265 [1959].

¹¹ R. S. STOREY, W. JACK u. A. WARD, Proc. Phys. Soc., London 72, 463 [1958].

¹² A. SCHARMANN, Z. Phys. 157, 301 [1959].

¹³ M. BORMANN, G. ANDERSSON-LINDSTRÖM, H. NEUERT u. H. POLLEHN, Z. Naturforschg. 14 a, 681 [1959].

¹⁴ J. C. ROBERTSON u. J. G. LYNCH, Proc. Phys. Soc., London 77, 751 [1961].

¹⁵ H. KNOEPFEL, E. LOEPFEL u. P. STOLL, Helv. Phys. Acta 30, 521 [1957].