

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Plasma-Randschicht mit aktiver Oberfläche

Teil 1

E.Hantzsche

IPP 8/6

Mai 1995

Humboldt-Universität Berlin, Institut für Physik
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Bereich Berlin

Plasma-Randschicht mit aktiver Oberfläche

Teil 1

E. Hantzsche
Berlin

Übersicht:

Die normalerweise (nahezu) homogene Randschicht zwischen Plasma und Wand kann instabil werden und in weitgehend voneinander unabhängige plasmainduzierte Brennflecken unipolarbogenartiger Entladungen umschlagen. In Tokamaks ist immer wieder das Auftreten solcher hochgradig inhomogener Randplasmen über die Beobachtung von Bogenspuren und von hot spots u.a. nachgewiesen worden. Dadurch wird die Wanderosion und die Produktionsrate von Plasma-Verunreinigungen erhöht, und spezielle intensive Erosionsphänomene (wie das carbon blooming) können auf diese Effekte zurückgeführt werden.

In vorliegender Arbeit wird als erster Schritt für die Diagnose des Umschlags einer homogenen in eine inhomogene Randschicht der Einfluß einer Elektronenemission aus der Wand (d.h. einer "aktiven" Oberfläche) auf die Parameter der Raumladungsschicht mittels einfacher Bilanzgleichungen untersucht. Dabei werden verschiedene Modellvarianten für typische Plasmaparameter berechnet. Wesentliches Ergebnis ist die Bestimmung der Abhängigkeit des Schichtpotentials und der Leistungsflußdichte von der Emissionsausbeute und dem Nettostrom. Es zeigt sich, daß - unabhängig von der Wahl der verwendeten Konstanten - die Potentialdifferenz zwischen Plasma und Wand umso größer wird, je geringer die Sekundäremission und je größer der Nettostrom ist. Umgekehrt verhält sich die Abhängigkeit des Energieflusses zur Wand, der jedoch ein Minimum durchläuft und in der Nähe des maximalen Nettostroms j_{max} wieder steil ansteigt (mit $j_{max} \approx j_{is}(\gamma - 1)$, wobei j_{is} der Ionen-Sättigungsstrom ist und γ die Emissionsausbeute pro Ion). Daraus kann man schließen, daß bei hohen negativen Nettostromen und intensiver Elektronenemission sowie auch in der Nähe des maximalen Nettostroms die Wandbelastung sich beträchtlich erhöht, was die Entstehung einer Randschicht-Instabilität stark begünstigt. Dies wiederum führt mit hoher Wahrscheinlichkeit zum Zerfall der Schicht in bogenartige plasmainduzierte Brennflecken. Als nächster Schritt in der Untersuchung solcher Plasma-Randschichten ist eine genauere Analyse dieses Umschlags unter den gegebenen Randschichtbedingungen und Plasmaparametern vorgesehen.

Plasma boundary layer with active surface (Part 1)

Abstract:

The space-charge boundary layer between plasma and wall which is normally (almost) homogeneous may become unstable and may decay into largely independent spots of plasma-induced unipolar-like discharges. In Tokamaks the existence of such highly inhomogeneous boundary plasmas often has been found by observation of arc tracks and of "hot spots" a.s.o.. In this way wall erosion and production rates of plasma impurities will be enhanced, and several special phenomena of intense wall erosion (like "carbon blooming") may be traced back to such effects.

In this paper the influence of electron emission from the wall (i.e. of an "active" surface) on the parameter of the space charge sheath is investigated, applying simple balance equations, as a first step towards an explanation of the transition from a homogeneous into an inhomogeneous boundary layer. Several variations of such models are calculated, using typical plasma parameters. Essential result is the dependence of the sheath potential and of the surface power density on the emission yield and on the net current density. Irrespective of the chosen constants the potential drop between plasma and wall turns out to become the higher the lower is the electron emission and the higher is the net current. Opposite is the dependence of the energy flux to the wall which, however, passes a minimum and increases rapidly again near the maximum net current j_{max} (with $j_{max} \approx j_{is}(\gamma - 1)$, where j_{is} = ion saturation current, and γ = emission yield per ion). As a consequence, the wall loading is strongly enhanced as well in case of high negative net currents and intense electron emission, as near the maximum net current. This will be in favour of an instability of the boundary layer, resulting - with high probability - in the decay of the layer into plasma-induced arc spots. As a next step in this investigation of such plasma boundary layers a careful analysis of this transition is provided for, taking the specified conditions of the layer and of the plasma into account..

1. Einführung

Zwischen Plasma und Wand befindet sich bekanntlich eine Grenzschicht (Langmuir-Schicht), in der das Plasmapotential in Richtung Oberfläche innerhalb einiger Debye-Längen um (wenige) kT_e / e abfällt [1,2]. Ursache ist der Massenunterschied zwischen positiven und negativen Ladungsträgern. Im Gegensatz zum Plasma besitzt die Schicht eine (gewöhnlich positive) Raumladung. Auf jedem isolierten Wandelement verschwindet der lokale Netto-Stromfluß aus dem Plasma. Sofern das Plasma homogen ist, sind es auch die Parameter der Schicht. Das Regime der Grenzschicht mit dem Fluß von Ionen und Elektronen zur Wand ist stabil und normalerweise auch zeitunabhängig (obwohl u.U. auch Oszillationen auftreten können). Die Theorie der Raumladungsschicht und des angrenzenden gestörten Plasmas (Vorschicht) ist kompliziert und wird seit Jahrzehnten eingehend untersucht (z.B. [3 - 10]).

Außer in diesem "Normalzustand" kann die Grenzschicht jedoch auch noch in anderen Zuständen existieren (zumindest in zwei weiteren). Sie sind dadurch gekennzeichnet, daß die Grenzschicht lateral inhomogen wird und beträchtliche lokale Netto-Stromflüsse auftreten. Unter entsprechend günstigen Bedingungen ist ein Umschlag in einen solchen Zustand möglich bzw. wahrscheinlich. Diese Bedingungen betreffen sowohl die Plasmaparameter nahe der Wand wie auch die Situation an der Wandoberfläche.

Der wichtigste und extremste dieser inhomogenen Zustände ist mit dem Auftreten von plasmainduzierten Bogenentladungen verbunden, die zur Entstehung von Brennflecken auf der Oberfläche führen. Die Wand wird (in den Brennflecken) zur Katode, wobei der Katodenfall durch das Randschicht-Potential getragen wird, das jetzt nicht mehr konstant ist, sondern an den Orten der Brennflecken Minima besitzt, die mit einer extrem hohen Netto-Stromdichte vom Plasma zur Wand gekoppelt sind. Andere Bereiche der Grenzschicht können einen Netto-Stromfluß in umgekehrter Richtung aufweisen (anodische Bereiche). Sofern sich die anodischen und die katodischen Ströme exakt kompensieren, der Gesamtstrom also Null bleibt, spricht man von (echten) Unipolarbögen. Dieser Idealfall ist jedoch gewöhnlich nicht realisiert, und zumindest ein Teil des Stromes fließt durch das Plasma zu anderen Teilen der Wand (gemischter unipolarer/bipolarer Bogen). Die Grundlagen für eine theoretische Erklärung von Unipolarbögen wurden bereits kurz nach Entdeckung dieser Entladungsform in heute noch gültiger Weise von Robson und Thoneman [11] angegeben. Notwendige Bedingung ist eine genügend hohe Elektronentemperatur des Plasmas. Weitere experimentelle und theoretische Untersuchungen dieses bemerkenswerten Phänomens sind u.a. in [12 - 18, 40] zu finden.

Eine andere Form inhomogener Randschichten liegt vermutlich in den an der Wand von Kernfusions-Anlagen beobachteten "hot spots" vor (z.B. [19 - 22, 38 - 39]): lokalisierte Plasmabereiche mit erhöhter Strahlungsemission, unter denen die Wandtemperatur durch eine starke Leistungszufuhr aus dem Plasma ebenfalls sehr hoch ist. Ein theoretisches Modell für diesen Zustand wurde von Nedospasov und Mitarbeitern entwickelt [23 - 25]; wesentlich für eine Erklärung ist die Elektronenemission der Wand, die in gewissen Bereichen drei Lösungen (Existenzpunkte) - davon zwei stabile - für die Bilanzgleichungen der Schicht ermöglicht, zwischen denen ein Umschlag erfolgen kann.

Die Bedeutung solcher inhomogener Schichtzustände liegt in der erhöhten Wandbelastung. Der Leistungsfluß wird stark inhomogen, die Temperatur der Wand steigt erheblich, zumindest lokal, das Plasma wird in seiner Zusammensetzung verändert (verunreinigt), und die Wanderosion wird sehr viel stärker, was die Lebensdauer der ersten (dem Plasma ausgesetzten) Wand beträchtlich herabsetzt. In industriell genutzten Plasmaanlagen und künftigen Fusionsreaktoren spielt dieser Aspekt eine wesentliche, eventuell sogar eine entscheidende Rolle. Normalerweise ist man deshalb daran interessiert, einen Umschlag der Randschicht in solche inhomogene Zustände zu vermeiden. Das erfordert jedoch, nicht nur diese Zustände selbst physikalisch zu verstehen, sondern auch die Vorgänge, die zu ihrer Entstehung führen, d.h. die Ursachen der Schicht-Instabilität. Die Komplexität der dabei ablaufenden Prozesse und viele Imponderabilien (insbesondere hinsichtlich der nie genügend bekannten Mikrostruktur der Oberfläche) lassen es jedoch von vornherein als sehr unwahrscheinlich erscheinen, daß eindeutige und leicht verifizierbare Kriterien für den Umschlag angebar sind. Realistisch erscheint lediglich die Ableitung verlässlicher Trend-Angaben bezüglich aller steuerbaren Parameter, von denen die Umschlag-Wahrscheinlichkeit abhängt und mit deren Hilfe sie beeinflußt werden kann.

Der entscheidende erste Schritt in Richtung auf die Instabilität der Randschicht und den Umschlag ist der Übergang von der "passiven" zur "aktiven" Oberfläche. Dabei heißt "passiv", daß an der Oberfläche nichts anderes passiert als die Rekombination der aus dem Plasma anströmenden Ionen und Elektronen, einschließlich der Rückdiffusion der neutralen Atome. Bei niedriger Plasmatemperatur und Plasmadichte ist dieser Idealfall nahezu verwirklicht. Die Oberfläche wird "aktiv", wenn sie zusätzliche Atome ins Plasma abgibt (durch Desorption, Zerstäubung, Verdampfung), und insbesondere, wenn sie Elektronen emittiert. Dieser letztgenannte Effekt ist deshalb besonders wichtig, weil dadurch das Plasma unmittelbar mit zusätzlichen Ladungsträgern gespeist wird, die die Plasmaparameter vor der Wand verändern und damit auch die Schichtparameter. Letztere sind aber maßgebend für die Bedingungen an der Oberfläche und folglich auch für die Effektivität der Elektronenemission. Auf diese Weise entsteht eine Rückkopplung, deren Ergebnis nicht von vornherein voraussehbar ist und eventuell zu einer Instabilität führen kann. Im folgenden ersten Teil des Berichts wird der genannte Zusammenhang zwischen Schicht und Elektronenemission genauer untersucht. Die vermutlich erste und schon als klassisch zu bezeichnende Diskussion dieses Problems stammt von Hobbs und Wesson [26 - 27]; auf sie wird noch eingegangen. Eine kurze Darstellung der hier vorgestellten Arbeit (mit z.T. anderen Werten für die Konstanten und mit vorläufigen Ergebnissen) wurde bereits in [28] publiziert. Der Einfluß einer aktiven Oberfläche auf die Schicht wurde z.B. auch in [29] (bezüglich ihrer Entstehung) und in [30] (hinsichtlich ihrer Stabilität) untersucht. Vor allem in Fusionsanlagen kann eine erhöhte Wandbelastung mit Tendenz zum Umschlag der Randschicht auch auf andere Weise entstehen, z.B. durch größere Plasmainstabilitäten und Abbrüche (mit Anstieg der wandnahen Plasmatemperatur), durch starke induzierte Felder, durch Runaway-Elektronen, generell durch einen zusätzlichen Elektronenfluß aus dem Plasma zur Wand (der letztgenannte Effekt wurde z.B. in [31 - 33] untersucht).

Auch ohne genaue Kenntnis der vielfältigen und komplizierten Prozesse, die zur Schicht-Instabilität führen, kann man qualitativ feststellen, daß für den Umschlag günstig sind 1. ein hohes Schichtpotential U (und damit vor allem eine hohe Elektronentemperatur im Plasma), und 2. ein hoher Leistungsfluß P aus dem Plasma zur Wand (d.h. eine hohe Plasmadichte und Plasmatemperatur). Auch die Oberflächeneigenschaften spielen eine wichtige Rolle; günstig

sind z.B. Mikro-Rauhigkeiten, dielektrische Einschlüsse, Gasbedeckung, niedrige Austrittsarbeit, Verdampfungswärme, elektrische Leitfähigkeit und Wärmeleitfähigkeit. Vorrangiges Ziel der nachstehend beschriebenen Untersuchung ist es, die Abhängigkeit sowohl der Schichtspannung wie der Leistungsdichte von der Elektronenemission zu untersuchen, wobei wir einen Netto-Stromfluß zulassen. Numerische Beispiele werden für Deuterium-Plasmen berechnet.

2. Ein Modell der aktiven Randschicht: A) das Potential

Unter der Prämisse, das zu entwickelnde Modell so einfach und durchsichtig wie möglich zu gestalten, gehen wir zunächst von zwei Voraussetzungen aus:

1. Der Potentialverlauf in der Randschicht ist monoton (dies begrenzt die zulässigen Elektronenflüsse, insbesondere an der Oberfläche).
2. Die mittlere Geschwindigkeit, mit der die Ionen in die Randschicht eintreten, ist die lokale Ionenschallgeschwindigkeit (Bohm-Bedingung).

(Die 2. Bedingung hat die erste an der Plasmagrenze zur Folge).

Der Vorteil dieser Annahmen besteht darin, daß wir uns 1. um die Prozesse in der Vorschicht mit dem Übergang vom stoßbestimmten zum stoßfreien Regime nicht zu kümmern brauchen, und daß 2. die Teilchenflüsse an der Plasmakante und an der Oberfläche nur von der Potentialdifferenz gesteuert werden, nicht aber vom Potentialverlauf abhängen, so daß wir uns auf Bilanzgleichungen beschränken können und die Poisson-Gleichung für die Randschicht nicht heranziehen müssen. Im Prinzip ist eine kinetische Behandlung des Problems natürlich besser (da merkliche Abweichungen von der Boltzmann-Verteilung zu erwarten sind) und verspricht genauere Resultate, doch würde dies eine unvergleichliche Erschwerung und Verkomplizierung der Theorie bedeuten, deren zu erwartende Vorteile - wie sich zeigen wird - in keinem vernünftigen Verhältnis zum erforderlichen Aufwand ständen.

Aus dem Plasma fließt ein Ionenstrom und ein Elektronenstrom zur Wand (Stromdichten j_i bzw. j_e). Eine Elektronenemission aus der Wand bedeutet einen weiteren Stromanteil j_{ee} . Diese emittierten Elektronen werden im Plasma gestreut und thermalisiert, so daß ein Teil von ihnen unmittelbar wieder zur Oberfläche zurückkehren kann. Der Elektronenstrom zur Wand setzt sich deshalb aus zwei Komponenten zusammen: dem der primären Plasmaelektronen (j_{e1}) und dem der sekundären, d.h. emittierten Elektronen (j_{e2}). Insgesamt wird damit die Netto-Stromdichte j vom Plasma zur Wand

$$j = j_i + j_{e1} + j_{e2} + j_{ee} \quad (1)$$

Dabei sind der erste und vierte Anteil positiv, die beiden mittleren negativ. Im Gleichgewichtsfall einer isolierenden Wand ist $j = 0$, und die Potentialdifferenz U zwischen Plasma und Wand wird zum Floating-Potential $U = U_0$.

Die Trennung zwischen primären und sekundären Elektronen ist etwas problematisch, da nach einer Reihe von Stößen eine völlige Vermischung und eine Angleichung der mittleren Energien und damit der Temperaturen erfolgt. Der Rückfluß von sekundären Elektronen zur Wand ist jedoch besonders wahrscheinlich nach sehr wenigen Stößen, also bevor diese Angleichung sich voll auswirken kann. Der Status der emittierten Elektronen in dieser Übergangsphase im Impulsraum ist sehr unübersichtlich und wahrscheinlich allenfalls mit Monte-Carlo-Verfahren näherungsweise zu ermitteln. Statt dessen betrachten wir hier zwei sehr einfache Grenzfälle, die das tatsächliche Verhalten einschließen, nämlich

1. Beide Elektronenensembles behalten ihre ursprüngliche Temperatur bei, es gibt also keinen (erheblichen) Energieaustausch zwischen ihnen. Oder: wir nehmen an, daß die Energie-Austauschzeit zwischen beiden Ensembles groß ist gegenüber der Thermalisierungszeit der sekundären Elektronen und insbesondere gegenüber der mittleren Rückflußzeit.

2. Beide Elektronenensembles vermischen sich völlig und gleichen ihre Temperaturen (im wesentlichen) vollständig einander an, es gibt also überhaupt nur ein Elektronenensemble am Plasmarand. Oder: wir nehmen an, daß die Energie-Austauschzeit klein ist gegenüber der Thermalisierungszeit innerhalb der emittierten Elektronen und insbesondere gegenüber der gemittelten Rückflußzeit.

Es ist offensichtlich, daß beide Annahmen extrem sind und tatsächlich nicht zutreffen, sondern ein gewisser Zwischenzustand, der nicht so leicht theoretisch zu beschreiben ist. Wir dürfen jedoch erwarten, daß auch die von beiden Grenzfällen des Modells gelieferten Ergebnisse die wirklichen Verhältnisse einschließen, so daß im Rahmen der Unsicherheit, die durch die Differenzen zwischen beiden Varianten gegeben ist, zuverlässige Aussagen abgeleitet werden können.

Die einzelnen Komponenten der Stromdichte in (1) sind durch die Plasmaparameter an der Schichtkante (Gesamt-Elektronendichte n_0 , Elektronentemperatur T_{e1} der primären bzw. T_{e2} der sekundären Elektronen, Iontemperatur T_i) sowie durch das Schichtpotential U bestimmt:

$$j_i = \frac{en_0}{\sqrt{m_i}} \sqrt{c_i \frac{kT_i}{Z} + c_{e1} \frac{n_{e1}}{n_0} kT_{e1} + c_{e2} \frac{n_{e2}}{n_0} kT_{e2}} \quad (2a)$$

$$j_{ex} = - \xi_x \frac{en_{ex}}{\sqrt{m_e}} \sqrt{\frac{kT_{ex}}{2\pi}} \exp\left(-\frac{eU}{kT_{ex}}\right) \quad (2b)$$

Dabei sind die c_k (mit $k = i, e1, e2$) Konstanten der Größenordnung 1, gegeben durch die Verhältnisse der spezifischen Wärmen, m_i und m_e die Ionen- bzw. Elektronenmasse, $x = 1$

oder 2; ξ_x sind Faktoren ≤ 1 , mit denen die Abweichungen von der Boltzmann-Verteilung pauschal berücksichtigt werden können (Verarmung des hochenergetischen Anteils durch den Abfluß zur Wand). eZ ist die (mittlere) Ionenladung.

Wegen $U > 0$ beschreibt (2a) den vom Schichtpotential (zunächst) unabhängigen Ionen - Sättigungsstrom j_{is} , es gilt also stets $j_i = j_{is}$; (2b) beschreibt die durch das Schichtpotential reduzierten Elektronenströme. Der Elektronen-Emissionsstrom j_{ee} setzt sich aus verschiedenen Komponenten zusammen (Sekundärelektronen ausgelöst durch auftreffende Ionen oder Elektronen ("kinetische" oder "potentielle" Emission), Photoelektronen, eventuell thermisch emittierte Elektronen, Feldemissions-Elektronen oder Thermo-Feld-Elektronen (mit Schottky-Effekt)), die wir jedoch nicht separieren wollen und müssen.

Wir haben noch folgende Nebenbedingungen an der Schichtkante:

$$n_0 = n_{e1} + n_{e2} + n_{ee} \quad (3a)$$

$$n_{ee} = \frac{j_{ee}}{e v_{ee}} = \frac{j_{ee} \sqrt{m_e}}{e \sqrt{2(eU + kT_0)}} \quad (3b)$$

(Dichte des emittierten Elektronenstrahls am Plasmarand), mit der Oberflächen-Temperatur T_0 und der mittleren Elektronengeschwindigkeit v_{ee} an der Schichtkante. Ferner ist $n_i = n_0/Z$ (Quasineutralität). Für die Temperatur der sekundären Elektronen folgt aus der Energieerhaltung im ersten Grenzfall

$$kT_{e2} = \frac{2}{3} eU(1 + 2\tau_0') \quad (3c)$$

mit $\tau_0' = kT_0/eU$, und für ihre Dichte

$$n_{e2} = \alpha_2' \sqrt{6\pi} n_{ee} \quad (3d)$$

mit dem Rückflußfaktor $\alpha_2 < 1$ (der Anteil $(1 - \alpha_2)$ dringt weiter in das Plasma ein und ist nicht am Rückfluß zur Oberfläche beteiligt); ferner ist $\alpha_2' = \alpha_2 [((1 + \tau_0')/(1 + 2\tau_0'))]^{1/2}$, also ein (geringfügig) korrigierter Faktor wegen der Berücksichtigung der thermischen Anfangsgeschwindigkeit der emittierten Elektronen.

Im zweiten Grenzfall wird die Dichte der thermischen Elektronen $n_e = n_{e1} + n_{e2}$, und ihre Temperatur ergibt sich aus einer Mittelbildung $T_e = (n_{e1}T_{e1} + n_{e2}T_{e2})/(n_{e1} + n_{e2})$. Dementsprechend setzt sich auch das gemeinsame ξ' aus ξ_1 und ξ_2 zusammen.

Wir führen nun dimensionslose Größen ein, indem wir die Ionen-Sättigungsstromdichte $j_i = j_{is}$, die Temperatur der primären Plasmaelektronen T_{e1} und die Dichte n_0 als gegebene und feste Parameter betrachten (hinsichtlich j_i gilt das nur bedingt wegen der indirekten Abhängigkeit vom Emissionsstrom). Wir verwenden damit folgende Definitionen: $i_k = j_k/j_i$ (mit $k=0$ für die Netto-Stromdichte, $k = e1$ bzw. $e2$); $\gamma = j_{ee}/j_i$; $v_k = n_{ek}/n_0$; $\tau_i = kT_i/(ZkT_{e1})$; $u = eU/kT_{e1}$; $\tau_0 = kT_0/kT_{e1} = \tau_0'u$. Ferner verwenden wir $\mu = m_e/m_i$; $\mu' = 2\pi\mu$; $\alpha_{21} = \alpha_2'\sqrt{6\pi}$; $\alpha_{22} = \alpha_{21}/(1+\alpha_{21})$; $\alpha_{23} = v_1 + \alpha_{21}$; $\alpha_{24} = (1+\alpha_{21})/\alpha_{23}$. Damit ergibt sich im ersten Grenzfall folgendes Gleichungssystem:

$$1 - v_1 = -X_1 + \sqrt{(X_1^2 + Y_1)} \quad (4a)$$

$$1 + \gamma - i = \frac{1}{\sqrt{\mu'}W_2} \left[\xi_1 v_1 e^{-u} + \xi_2 (1 - v_1) \alpha_{22} W_1 e^{-\frac{3}{2}(1 + 2\tau_0)^{-1}} \right] \quad (4b)$$

wobei in (4a)

$$X_1 = Z_1 \beta \left[\frac{1}{u + \tau_0} - \frac{2\alpha_{22}(1 + 2\tau_0')}{3(1 + \tau_0')} \right] \quad (4c)$$

$$Y_1 = 2Z_1 \frac{(\beta + \tau_i)}{(u + \tau_0)} \quad (4d)$$

$$Z_1 = \frac{\gamma^2 \mu}{4} (1 + \alpha_{21})^2 \quad (4e)$$

mit $\beta = 1$, wenn $c_{e1} = c_{e2} = 1$ gewählt wird, dagegen $\beta = \alpha_{24}$, falls in der Bohm-Bedingung (deren exakte Formulierung unter diesen Verhältnissen problematisch ist) die Teil-Elektronendichten auf die Gesamtdichte normiert werden, nämlich $c_{e1} = c_{e2} = 1/(v_1 + v_2)$, wie eine Prüfung dieser plausible erscheinenden Annahme ergibt. Die genannten beiden Fälle definieren die Varianten 1a bzw. 1b. Andererseits verwenden wir stets $c_i = 1$. Zusätzlich haben wir in (4b)

$$W_1 = \sqrt{\frac{2}{3}(u + 2\tau_0)} \quad (4f)$$

$$W_2 = \sqrt{\tau_i + W_1^2(1 - v_1)\alpha_{22}\beta + v_1\beta} \quad (4g)$$

In das Gleichungssystem (4a-g) gehen ein als vorgegebene (geeignet gewählte) Konstanten: $\tau_i, \tau_0, \alpha_2, \xi_1, \xi_2, \mu$. Die wesentlichen unabhängigen Variablen sind γ und i . Das Gleichungssystem liefert das normierte Randschichtpotential u als Funktion der relativen Elektronenemissions-Ausbeute γ und der Nettostromdichte i (bezogen auf den Ionen-Sättigungsstrom).

Im Modellfall 2 (mit einheitlicher Elektronentemperatur) erhalten wir statt (4) folgendes Gleichungssystem:

$$1 - v_1 = -X_2 + \sqrt{(X_2^2 + Y_2)} \quad (5a)$$

$$1 + \gamma - i = \frac{\xi'}{\sqrt{\mu'}} \frac{e^{-uN_2}}{\sqrt{\beta/\alpha_{24} + \tau_i N_2}} \quad (5b)$$

mit

$$X_2 = Z_2 \left[\frac{\beta}{u + \tau_0} - \frac{2}{3} \frac{\alpha_{22}\beta(u + 2\tau_0)}{(u + \tau_0)} \right] \quad (5c)$$

$$Y_2 = 2Z_2 \frac{(\beta + \tau_i)}{(u + \tau_0)} \quad (5d)$$

$$Z_2 = \frac{\gamma^2 \mu}{4} (1 + \alpha_{21})^2 \quad (5e)$$

wobei β wieder die beiden nach (4e) genannten Werte annehmen kann, mit denen die Varianten 2a und 2b des Modells gekennzeichnet sind. Schließlich haben wir noch

$$N_2 = \frac{\alpha_{23}}{v_1(1 + \alpha_{21}) + \frac{2}{3}\alpha_{21}(u + 2\tau_0)(1 - v_1)} \quad (5f)$$

$$\xi' = \frac{\xi_1 v_1 + \xi_2 \alpha_{22}(1 - v_1)}{v_1 + \alpha_{22}(1 - v_1)} \quad (5g)$$

Das Gleichungssystem (5a - g) der Modellvariante 2 wird in gleicher Weise wie im Fall 1 iterativ gelöst. Man erhält die Funktion $u(\gamma, i)$. Aus (5b) geht hervor, daß sich in diesem Fall die effektive Gesamt-Elektronentemperatur des Plasmas $kT_e = kT_{e1}/N_2$ schreiben läßt (siehe dazu (5f)). Es zeigt sich, daß die Funktion $u(\gamma)$ für $i = const$ zweideutig wird: es gibt noch eine zweite Lösung mit sehr kleinem u , die sich jedoch als unphysikalisch herausstellt (s.u.).

3. Ein Modell der aktiven Randschicht: B) die Leistungszufuhr

Die Oberfläche wird durch den Kontakt mit dem Plasma aufgeheizt. Die dabei erreichte Temperatur ist sehr wesentlich für die Entscheidung, ob eine Instabilität der Randschicht wahrscheinlich ist oder nicht.

Zur Energiebilanz der Oberfläche tragen alle Teilchenflüsse bei, die in Gl. (1) aufgeführt sind (hinzu kommen Energieflüsse durch neutrale Teilchen, die zur Oberfläche gelangen oder sie verlassen. Diese Komponenten sind gewöhnlich klein und kompensieren sich überdies teilweise; sie werden hier nicht betrachtet. Das gilt auch für den zusätzlichen Energiefluß durch Absorption von Plasmastrahlung, deren Intensität nur zu einem Teil von den Parametern des wandnahen Plasmas abhängt).

Die hier betrachtete Leistungsflußdichte P (die wegen der eindimensionalen Behandlung als Skalar betrachtet wird) setzt sich demnach aus folgenden Komponenten zusammen (siehe dazu u.a. auch [7, 22]):

1. Durch den Ionenfluß aus dem Plasma zur Wand:

$$P_i = \frac{j_i}{Z} \left[ZU + \frac{2kT_i}{e} + \frac{ZkT_e}{e} - \frac{2kT_0}{e} + \epsilon_i(Z_i) - Z\phi \right] \quad (6a)$$

(Jedes Ion transportiert die im Randschichtpotential aufgesammelte kinetische Energie, thermische Energie und Rekombinationsenergie (mit dem Potential ε_i) zur Oberfläche; andererseits wird die Austrittsarbeit (Potential ϕ) der Wand entzogen, ebenso die thermische Energie der Wand durch die neutralisierten Atome. T_e setzt sich gegebenenfalls aus zwei Komponenten zusammen) .

2. Durch den Elektronenfluß aus dem Plasma zur Wand:

$$P_{ex} = |j_{ex}| \left(\frac{2kT_{ex}}{e} + \phi \right) \quad (6b)$$

mit $x = 1$ oder 2 in der Variante 1, oder ohne den Index x im Falle der Variante 2. (Jedes Elektron transportiert seine thermische Energie zur Wand; beim Herabfallen in das Leitungsband wird zusätzlich die Austrittsarbeit frei).

3. Durch die emittierten Elektronen:

$$P_{ee} = -j_{ee} \left(\frac{2kT_0}{e} + \phi \right) \quad (6c)$$

(infolge der Emission wird die Wand gekühlt: Jedes Elektron nimmt thermische Energie mit sowie die Austrittsarbeit).

Wir haben hierbei angenommen, daß die Oberflächen-Feldstärke relativ klein ist, so daß ϕ nicht nennenswert gesenkt wird. Ferner sind die thermische Energie der Ionen und ihre in der Vorschicht gewonnene gerichtete Energie näherungsweise additiv zusammengesetzt worden. Schließlich wird die Energiezufuhr durch teilweise Reflexion der Ionen an der Oberfläche etwas vermindert, doch ist dieser Effekt gewöhnlich relativ geringfügig (da reflektierte Ionen meist auf die Oberfläche zurückfallen), so daß er hier vernachlässigt wurde. Eventuell können alle diese kleinen Effekte in der Energiebilanz berücksichtigt werden.

Insgesamt haben wir also

$$P = P_i + P_{e1} + P_{e2} + P_{ee} \quad (6d)$$

Wir führen nun wieder dimensionslose Größen ein, indem wir den rein thermischen Energiefluß der Ionen (allerdings mit der Temperatur T_{e1} , entsprechend der marginalen Bohm-Bedingung) ohne zusätzliche Energieaufnahme als Normalgröße definieren. Wir erhalten damit die dimensionslose Leistungsflußdichte q durch $q = eP/(j_i k T_{e1})$. Indem wir außerdem die oben definierten dimensionlosen Parameter verwenden, ergibt sich schließlich (in der Variante 1):

$$q = u + 2\tau_i - \frac{2\tau_0}{Z} + v_1 + \frac{2}{3}(1 - v_1)(u + 2\tau_0) + E_i - \Phi_1 + \\ + i_{e1}(2 + \Phi_1) + i_{e2} \left[\frac{4}{3}(u + 2\tau_0) + \Phi_1 \right] - \gamma(2\tau_0 + \Phi_1) . \quad (7)$$

Im Fall der Variante 2 sind die beiden Plasmaelektronen-Terme zu ersetzen durch

$$+ i_e \left(\frac{2}{N_2} + \Phi_1 \right) . \quad (7a)$$

Dabei sind die reduzierten Elektronenstromdichten i_{ex} gegeben durch

$$i_{e1} = \frac{\xi_1 v_1 e^{-u}}{\sqrt{\mu'} W_2} \\ i_{e2} = \frac{\xi_2 (1 - v_1) \alpha_{22} W_1 e^{-3/2(1 + \tau_d u)}}{\sqrt{\mu'} W_2} \quad (7b)$$

im Fall der Variante 1.

Analog erhält man

$$i_e = \frac{\xi' e^{-u N_2}}{\sqrt{\mu'} \sqrt{1/\beta + \tau_i N_2}} \quad (7c)$$

für die Variante 2. In (7) haben wir außerdem die dimensionslosen Größen: $E_i = e\varepsilon_i/ZkT_{e1}$, und $\Phi_1 = e\phi/kT_{e1}$ verwendet.

Um die mittlere Ionenenergie ϵ_0 an der Schichtkante noch etwas genauer zu ermitteln, wurde eine um die gerichtete Geschwindigkeit $\langle v_z \rangle$ verschobene Boltzmann-Verteilung mit der Temperatur T_i angenommen; man erhält dann

$$\langle v_z' \epsilon_0 \rangle = C \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty \epsilon v_z \exp[-\epsilon'/kT_i] dv_x dv_y dv_z \quad (8)$$

wobei gilt

$$\epsilon = \frac{m_i}{2} [v_x^2 + v_y^2 + v_z^2] \quad (8a)$$

$$\epsilon' = \frac{m_i}{2} [v_x^2 + v_y^2 + (v_z - \langle v_z \rangle)^2] \quad (8b)$$

sowie

$$\langle v_z \rangle = \sqrt{\frac{kT_i}{Zm_i} + \frac{kT_e}{m_i}} \quad (8c)$$

$$C = \left(\frac{m_i}{2\pi kT_i} \right)^{3/2} \cdot \quad (8d)$$

Die mit derselben Energieverteilung (8) bestimmte mittlere Strömungsgeschwindigkeit $\langle v_z' \rangle$ unterscheidet sich von $\langle v_z \rangle$ in der Nähe der Schichtkante. Die Auswertung des Integrals (8) zeigt dann, daß die mittlere Anfangs-Ionenenergie, die zu der im Randschichtpotential gewonnenen kinetischen Energie addiert werden muß, in sehr vereinfachter Weise durch eine geeignete Näherung approximiert werden kann. Man erhält nämlich

$$\langle \epsilon_0 \rangle = \langle v_z' \epsilon_0 \rangle / \langle v_z' \rangle \approx 2 kT_i \left(0.75 + \frac{0.95}{\sqrt{\tau_i}} \right) \quad (8e)$$

anwendbar etwa für den in praktischen Fällen wichtigen Bereich $0.25 < \tau_i < 1$. Unter Verwendung dieses Näherungsausdrucks läßt sich eine verbesserte Darstellung der dimensionslosen Leistungsdichte an der Oberfläche formulieren:

$$\begin{aligned}
 q &= u + \frac{3}{2}\tau_i + \frac{19}{10}\sqrt{\tau_i}\sqrt{W_2^2 - \tau_i} - 2\frac{\tau_0}{Z} + E_i - \Phi_1 + \\
 &+ i_{e1}(2 + \Phi_1) + i_{e2}\left[\frac{4}{3}(u + 2\tau_0) + \Phi_1\right] - \gamma(2\tau_0 + \Phi_1) \quad (9a)
 \end{aligned}$$

für die Variante 1, und

$$\begin{aligned}
 q &= u + \frac{3}{2}\tau_i + \frac{19}{10}\sqrt{\frac{\tau_i}{N_2}} - \frac{2\tau_0}{Z} + E_i - \Phi_1 + \\
 &+ i_e\left[\frac{2}{N_2} + \Phi_1\right] - \gamma(2\tau_0 + \Phi_1) \quad (9b)
 \end{aligned}$$

für Variante 2 (mit N_2 aus (5f)). Der Energiefluß zur Wand wurde stets in den beiden Formen Gl. (7) und (9) berechnet; die Differenz zwischen beiden Ergebnissen erlaubt eine ungefähre Abschätzung der Genauigkeit dieser nur näherungsweise korrekten Darstellungen.

4. Ergebnisse

Die numerische Auswertung der Modellgleichungen liefert die wesentlichen Parameter der durch Elektronenemission modifizierten Plasma-Randschicht, nämlich

1. das Schichtpotential U zwischen Plasma und Wand (zunächst in dimensionsloser Form u) als Funktion des Elektronenemissions-Ausbeutefaktors γ und der Netto-Stromdichte i (relativ zum Ionen-Sättigungsstrom), und
2. die Leistungsflußdichte P vom Plasma zur Wand (dimensionslos: q), ebenfalls als Funktion der beiden als unabhängige Eingangsgrößen behandelten Parameter γ und i .

Typische Ergebnisse sind in den Abbildungen 1 - 4 (S. 16 - 19) dargestellt. Sie hängen natürlich auch von den anderen Konstanten ab, die in die Gleichungen eingehen (s.u.); im Fall der gezeigten Beispiele wurden gewählt: $\xi_1 = 0,9$; $\xi_2 = 0,8$; $\alpha_2 = 0,5$; $\tau_i = 0,5$; $\tau_0 = 0,02$; $E_i = 0,75$; $\Phi_1 = 0,25$; $\mu = 0,000\ 27244$ (für Deuterium).

In den Abbildungen sind die Streubreiten der verschiedenen Modell-Varianten angegeben. Ein wichtiges formales Resultat ist die relative Kleinheit der wahrscheinlichen Fehler, die durch diese Unsicherheit verursacht wird (zumindest, solange nicht $\gamma \gg 1$ ist), und die das verwendete einfache Verfahren berechtigt erscheinen läßt.

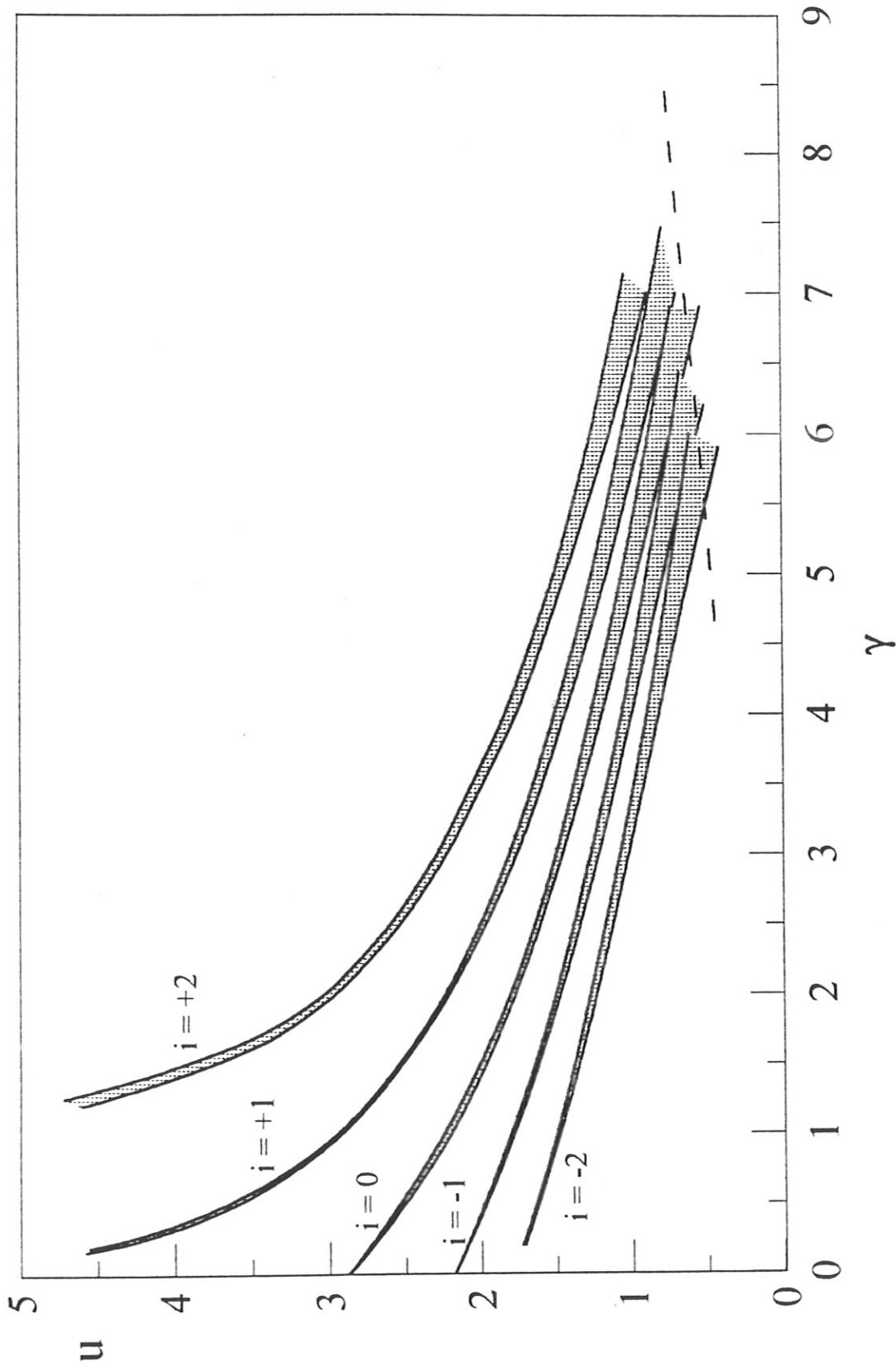


Abb. 1: Schichtpotential U (in der Form $u = eU/kT_{e1}$) in Deuterium-Plasma als Funktion der Sekundärelektronen-Emissionsstromdichte j_{ee} (mit der Ausbeute $\gamma = j_{ee}/j_{is}$); Parameter: Netto-Stromdichte j , bezogen auf den Ionen-Sättigungsstrom ($i = j/j_{is}$); die beiden Kurven zu jedem Parameter entsprechen den Modellen 1 und 2

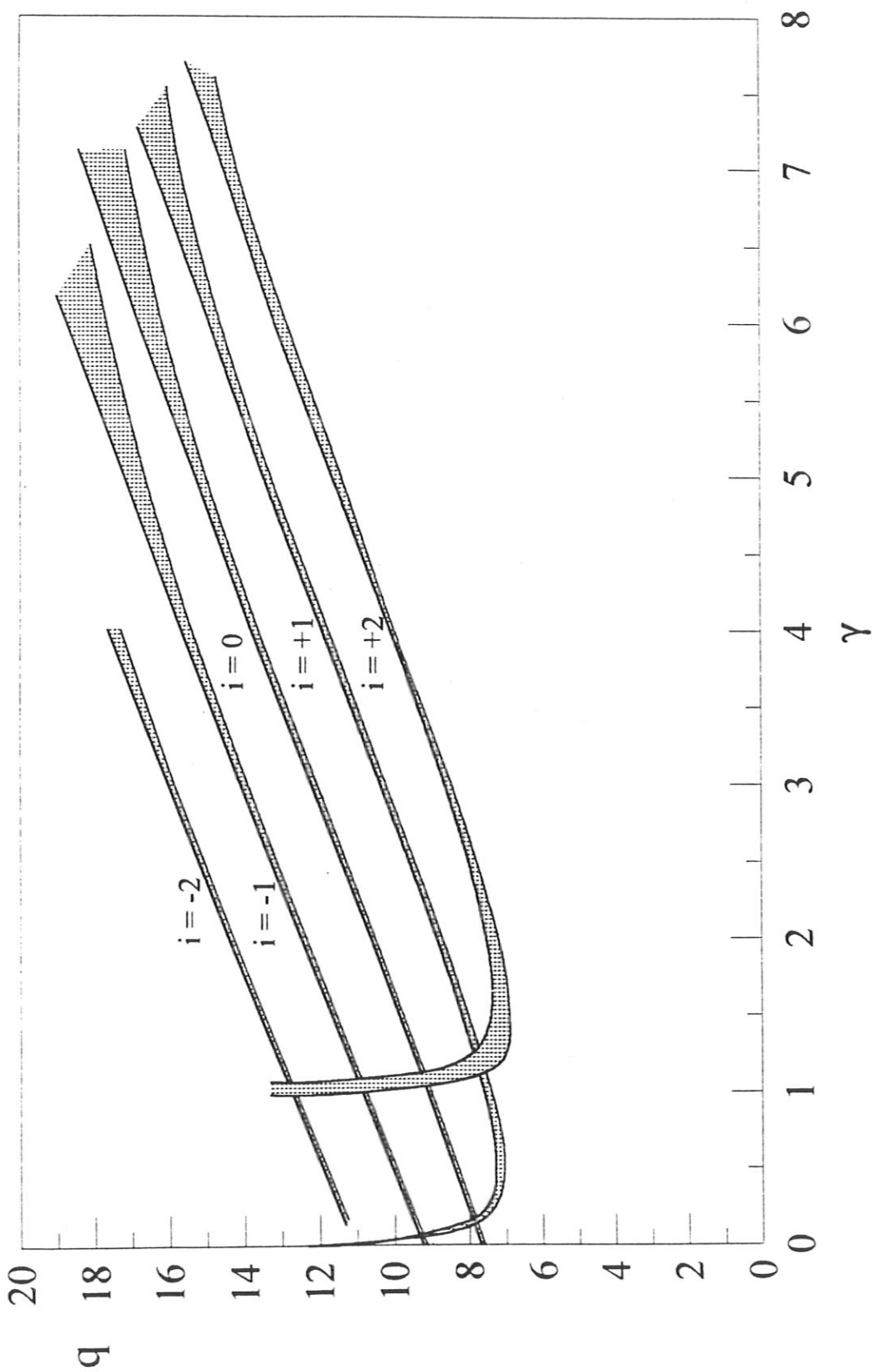


Abb. 2: Leistungsflußdichte P vom Plasma zur Wand (in der dimensionslosen Darstellung $q = eP/j_{is}kT_{e1}$) als Funktion der Emissions-Ausbeute γ ; Parameter: dimensionslose Stromdichte $i = j/j_{is}$ (die Streifenbreite ergibt sich wieder aus den etwas unterschiedlichen Ergebnissen der Modell-Varianten)

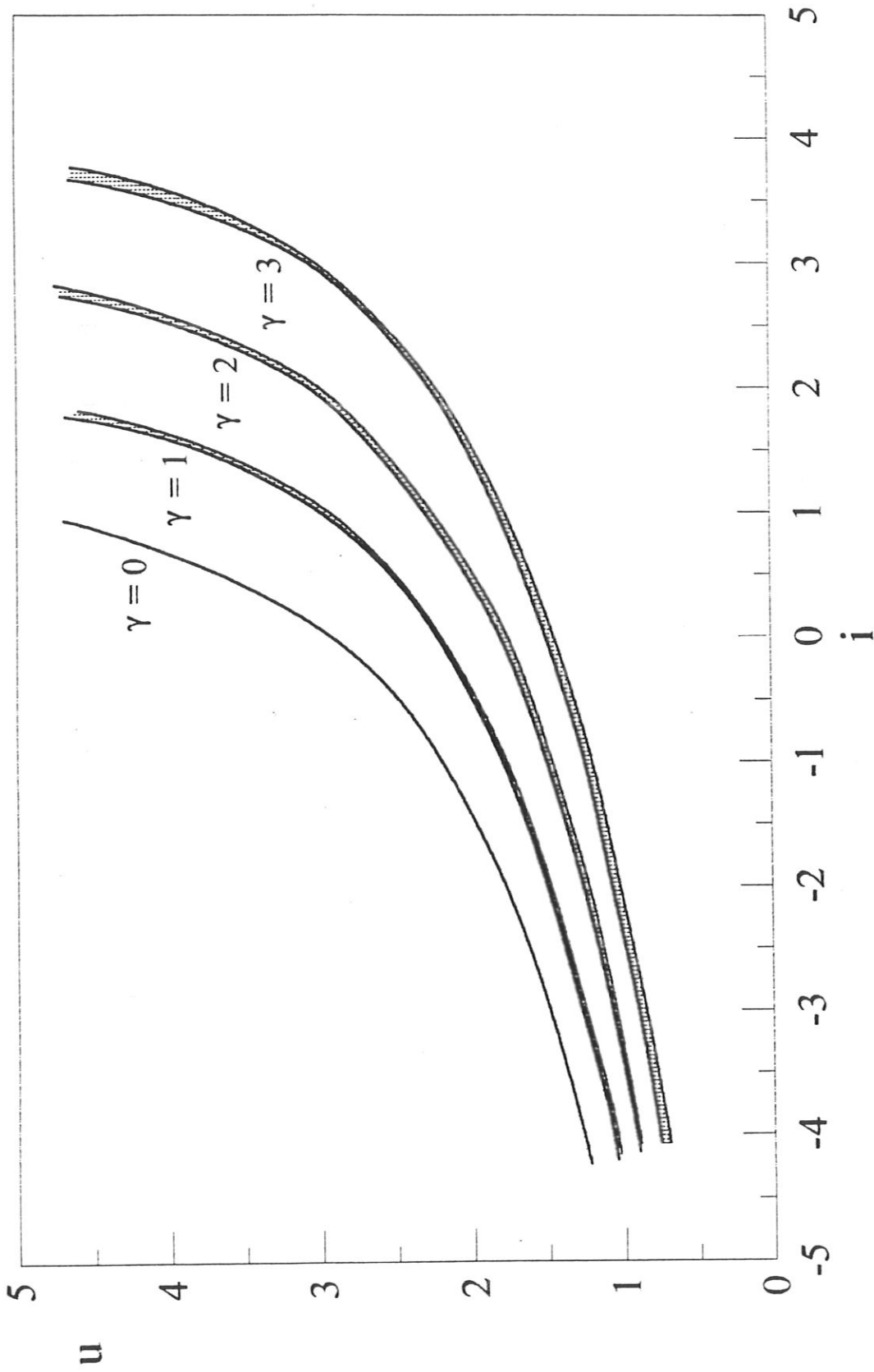


Abb. 3: Schichtpotential u als Funktion der Netto-Stromdichte i (in dimensionsloser Form);
Parameter: Emissions-Ausbeutefaktor γ

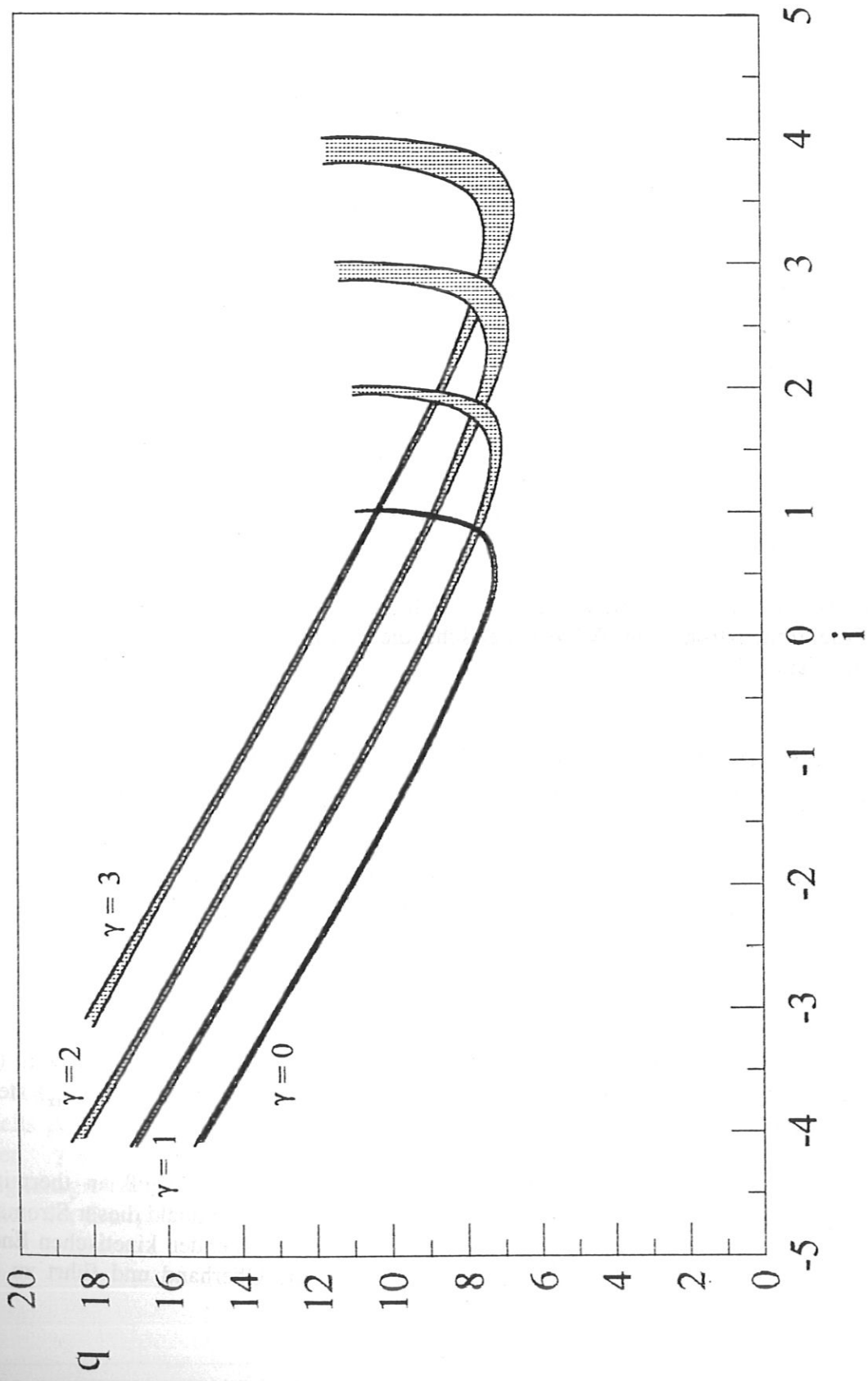


Abb. 4: Dimensionslose Leistungsflußdichte q als Funktion der Netto-Stromdichte i ; Parameter: Elektronen-Ausbeute γ

Folgende Aussagen ergeben sich sofort:

1. Der einfachste Fall ist das Floating-Regime ($i = 0$) ohne Elektronenemission ($\gamma = 0$). In diesem Fall erhält man (mit den o.g. Konstanten): $u = u_0 \approx 2,877$, $q = q_0 \approx 7,65$.

2. Anwachsende Elektronenemission γ senkt das Randschichtpotential u (für $i = \text{const}$). Das Potential kann formal auf nahezu 0 sinken, wenn $\gamma \gg 1$ wird, doch wird das Modell vorher ungültig, sobald die Emission durch die eigene Raumladung der Elektronen begrenzt ist). Im Falle von $i > 1$ steigt das Potential mit abnehmender Emission ($\gamma \rightarrow 0$) auf sehr hohe Werte an.

Ursache: Bei gegebenem Nettostrom muß der zunehmende Emissionsstrom durch einen ebenso steigenden Plasma-Elektronenstrom kompensiert werden. Das geht nur durch eine Senkung der Potentialschwelle.

3. Anwachsende Elektronenemission γ erhöht normalerweise den Energiefluß q zur Wand (für $i = \text{const}$). Allerdings gilt das generell nur, solange $i < 1$ ist; bei größerem positiven Nettostrom durchläuft q mit abnehmender Emission ein Minimum ($q = q_{\min}$) und steigt dann für $\gamma \rightarrow 0$ wieder steil an.

Ursache: Der Energiefluß wird weitgehend durch die thermische Energie des anwachsenden Plasma-Elektronenstroms zur Wand beherrscht, die den Energieverlust durch die Emission überkompensiert.

4. Mit wachsender (positiver) Nettostromdichte i steigt das Randschichtpotential u (für $\gamma = \text{const}$), und zwar immer steiler werdend bis zu einem Grenzwert $i = i_{\max}$, der noch von γ abhängt.

Ursache: Anwachsende Nettostromdichte bei konstanter Emission ist nur durch sinkenden Plasma-Elektronenstrom zu erreichen. Das bedingt aber einen Anstieg der Potentialschwelle.

5. Mit wachsender Nettostromdichte i sinkt der Energiefluß q geringfügig (für $\gamma = \text{const}$), allerdings nur bis zu einem Minimalwert $q = q_{\min}$, der bei positivem i erreicht wird (etwa bei $i \approx \gamma + 0,5$); danach (mit weiter wachsendem i , bis zum Grenzwert $i = i_{\max}$) steigt q dann sehr rasch an.

Ursache: Der absinkende Plasma-Elektronenstrom verringert den Zufluß an thermischer Energie aus dem Plasma, das ist zunächst der dominierende Effekt. Sobald dieser Stromanteil jedoch weitgehend unterdrückt ist, gewinnt der Einfluß der wachsenden kinetischen Energie der Plasmaionen im ansteigenden Randschichtpotential die Oberhand und führt zu einer Verstärkung des Energieflusses.

6. Es existiert keine Lösung für $i > i_{max}$, wobei $i_{max} \approx 1 + \gamma$.

Ursache: In diesem Fall ($i \approx i_{max}$) wird der Plasma-Elektronenstrom j_e durch das hohe Randschichtpotential fast völlig unterdrückt. Die Strombilanz läßt keinen höheren Nettostrom zu.

7. Die relative Leistungsdichte q kann einen Minimalwert ($q = q_{min}$) nicht unterschreiten. Mit unseren Eingangs-Konstanten wird $q_{min} \approx 6.8$ (noch ein wenig abhängig von i). Andererseits kann der Leistungsfluß ein Vielfaches dieses Minimalwertes erreichen.

8. Für sehr kleine Emission ($\gamma \ll 1$) läßt sich eine Reihenentwicklung angeben; man erhält in erster Näherung in der Variante 1:

$$u \approx u_0 - \gamma \left[\frac{1 - \xi_2 \alpha_2 e^{-3/2}}{1 - i} - \sqrt{\mu} f_1 \right] \quad (10a)$$

wobei der zweite Term nur eine kleine Korrekturgröße ist, mit einer Funktion $f_1 = \text{Fkt}(u_0, \alpha_2, \tau_i)$ der Größenordnung 1.

Im Fall der Variante 2 ergibt sich:

$$u \approx u_0 - \gamma \left[\frac{1}{1 - i} - \sqrt{\mu} f_2 \right] \quad (10b)$$

in linearer Näherung, mit einer weiteren Funktion $f_2 = \text{Fkt}(u_0, \alpha_2, \tau_i)$, ebenfalls von der Größenordnung 1.

Wie bereits erwähnt, sind die Unterschiede zwischen den verschiedenen Varianten des Modells gewöhnlich gering; sie verschwinden selbstverständlich im Fall $\gamma = 0$, und erst bei großen $\gamma \gg 1$ können sie erheblich werden; dort haben wir aber ohnehin bereits die Gültigkeitsgrenze dieses Modells erreicht (s.u.). Auch die Differenzen zwischen den beiden Formen der Energiebilanz erweisen sich als unbedeutend.

5. Diskussion

Hier sollen noch ein paar spezielle Fragen behandelt werden, die naheliegend erscheinen:

1) Grenzen des Modells

Folgende "Ereignisse" können mit wachsender Emissionsstrom eintreten:

- a) Raumladung $\rho_0 = 0$ an der Oberfläche (d.h. dort wird $Zn_i = \sum n_e$);
 - b) Feldstärke $E_z = 0$ an der Oberfläche ($z =$ Koordinate normal zur Oberfläche);
 - c) Potential $U = 0$ an der Oberfläche (d.h. Plasmapotential = Oberflächenpotential).
- Dazu: d) Sekundärelektronendichte an der Plasmakante = Gesamtelektronendichte (also $n_{e2} + n_{ee} = n_0$, vollständige Verdrängung der primären Elektronen).

Mit wachsender Sekundärelektronenemission werden die Punkte a) bis c) in dieser Reihenfolge erreicht. Es zeigt sich sofort, daß die Grenze a) irrelevant ist. Dagegen bedeutet b) tatsächlich die effektive Grenze für die Anwendbarkeit des Modells in dieser Form, denn es bildet sich dann (für $E_z \leq 0$ an der Oberfläche) ein Potentialminimum innerhalb der Raumladungsschicht vor der Oberfläche aus, das die emittierten Elektronen teilweise reflektiert und am Erreichen des Plasmas hindert: Der Elektronen-Emissionsstrom wird raumladungsbegrenzt. Da dieser Fall stets früher eintritt als c) oder d), stellt er die tatsächliche Grenzbedingung für die Anwendbarkeit des Modells dar. Der Punkt c) ist also für diese Untersuchung bereits uninteressant.

Eine Berechnung erfordert die einmalige Integration der Poisson-Gleichung in der Schicht:

$$\frac{dE_z}{dz} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} (Zen_i - n_{e1} - n_{e2} - n_{ee}) \quad (11)$$

(Variante 1; in Variante 2 gibt es nur einen Plasma-Elektronenterm n_e). Nach Einsetzen der Ausdrücke für die Teilchendichten und Integration erhält man aus der Bedingung $E_z^2 = 0$ bei $z = 0$ den zulässigen Maximalwert γ_{max} für die Emission:

$$\gamma_{max} \sqrt{\mu} = \frac{\sqrt{(2u + 1 + \tau_i)(1 + \tau_i) + e^{-u} - 2 - \tau_i}}{\sqrt{2u + \tau_0} - \frac{1 - e^{-u}}{\sqrt{2u + \tau_0}} - \sqrt{\tau_0}} \quad (12)$$

Dieser Zusammenhang $\gamma = \gamma_{max}(u)$ ist in Abb. 5 (S. 25) dargestellt; es ergibt sich ein nahezu linearer Anstieg. Beispielsweise folgt (mit den verwendeten Konstanten) für $u = 1 \rightarrow \gamma_{max} \approx 11,5$; für $u = 0,5 \rightarrow \gamma_{max} \approx 5,4$. Aus dieser Grenze folgt z.B., daß die ursprünglich berechnete Fortsetzung der Potentialfunktion bis zu sehr kleinen u ($\ll 1$) und die dabei gefundene zweite Lösung für die Funktion $u(\gamma)$ bzw. die entsprechende Mehrdeutigkeit des Zusammenhangs zwischen u und q (siehe Poster zu [28]) offenbar unrealistisch sind.

Daß die Grenzbedingung a) früher erreicht wird als b), und die Bedingung c) später als b) (d.h. bei noch größerem γ) ist selbstverständlich. Doch auch der davon unabhängige Grenzwert d) kann erst weit jenseits der Monotonie-Grenze für das Potential b) auftreten: Näherungsweise erhält man hierfür $\gamma_{max} \approx 32.72 + 8.34 \ln u$ (gültig etwa für $0.2 < u < 2$).

2) Abhängigkeit der Ergebnisse von der Wahl der Konstanten:

In einer Reihe von Tests wurde untersucht, welche Auswirkungen eine Änderung der in den Gleichungen des Modells verwendeten Konstanten auf die Ergebnisse hat. Bei kleinen Änderungen ergeben sich stets lineare Zusammenhänge. In der folgenden Tabelle sind einige Beispiele zusammengestellt, die eine gewisse Vorstellung von diesen Abhängigkeiten vermitteln. Dabei wurden die Konstanten um einen kleinen Betrag ϵ ($\ll 1$) verändert.

| $\gamma = 1$, und \rightarrow | $i = + 1$ | $i = - 1$ |
|---|--|--|
| Auswirkung \rightarrow geänderte Konstante \downarrow | | |
| $\xi_1 + \epsilon$ | $u + 0.35\epsilon; q + 0.14\epsilon$ | $u + 0.56\epsilon; q + 0.10\epsilon$ |
| $\xi_2 + \epsilon$ | $u + 0.0046\epsilon; q + 0.0019\epsilon$ | $u + 0.0095\epsilon; q + 0.0017\epsilon$ |
| $\alpha_2 + \epsilon$ | $u + 0.015\epsilon; q + 0.011\epsilon$ | $u + 0.0033\epsilon; q + 0.0032\epsilon$ |
| $\tau_i + \epsilon$ | $u - 0.056\epsilon; q + 0.14\epsilon$ | $u - 0.095\epsilon; q + 0.096\epsilon$ |

Daraus folgt sofort, welche Konstanten für das Ergebnis wesentlich sind und deshalb sorgfältig gewählt werden müssen, und welche von geringer Bedeutung sind, so daß Unsicherheiten bzw. grobe Schätzungen zulässig sind. Letzteres gilt z.B. für den Faktor ξ_2 , von dem eigentlich nur bekannt ist, daß er mit Sicherheit $\leq \xi_1$ sein wird, da die Rückstreuung gleichzeitig mit der allmählichen Thermalisierung erfolgt, also (im Mittel) bevor die Boltzmann-Verteilung erreicht ist. Genau genommen sind übrigens alle diese Faktoren nicht völlig konstant, sondern hängen noch etwas von den Bedingungen ab, d.h. insbesondere von den Parametern der Randschicht selbst.

Die Diskussion dieser Zusammenhänge und Auswirkungen ist noch nicht abgeschlossen. Wie bereits erwähnt, sind im allgemeinen auch die Differenzen zwischen den verschiedenen Varianten der Berechnung von U und P gering.

3) Annäherungen an den singulären Fall

Für $i > 1$, $\gamma = \text{const}$, existiert stets ein maximales $i = i_{max}$, so daß für $i \rightarrow i_{max}$ $\lim u = \infty$ und $\lim q = \infty$ ist. Umgekehrt: Für $i = \text{const} (> 1)$ gibt es ein minimales $\gamma = \gamma_{min}$, das nicht unterschritten werden kann. Der Plasma-Elektronenstrom j_e wird dann vollständig unterdrückt. Diese Grenzen lassen sich leicht aus den Modellgleichungen herleiten. Man erhält in den Modellvarianten 1 bzw. 2:

$$\gamma_{min} = \frac{i - 1}{1 - \eta} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \eta &= \xi_2 \alpha_2 e^{-3/2} && \text{für Variante 1 ,} \\ \eta &= 0 && \text{für Variante 2 .} \end{aligned}$$

Die Annäherung an diese Grenzwerte ist in den Abb. 2 und 4 erkennbar.

4) Universaler Zusammenhang zwischen Potential und Leistung

Wenn - ohne Rücksicht auf die Emissionsausbeute γ und auf die Nettostromdichte i - alle zusammengehörigen Wertepaare von u und q aufgetragen werden, so ergibt sich die in Abb. 6 (S. 26) gezeigte Darstellung: Bemerkenswert ist daran, daß die Punkteschar nicht eine größere Fläche im u - q -Raum bedeckt, sondern nur in einem sehr schmalen Streifen angeordnet ist. Es gibt also einen (näherungsweise) universalen, funktionalen Zusammenhang zwischen Schichtpotential und Leistungsflußdichte, der nahezu unabhängig ist von der Intensität der Sekundäremission und vom Nettostrom zwischen Plasma und Wand. Bei der Beurteilung der Abb. 6 muß man noch berücksichtigen, daß ein Teil der Streifenbreite, also der Unsicherheit in dieser universalen Funktion, durch die verschiedenen Modell-Varianten verursacht wird, die tatsächliche Rest-Abhängigkeit von den beiden o.g. Parametern der aktiven Randschicht also noch geringer wird. Auf diesen Zusammenhang wurde bereits in der Posterdarstellung von [28] hingewiesen.

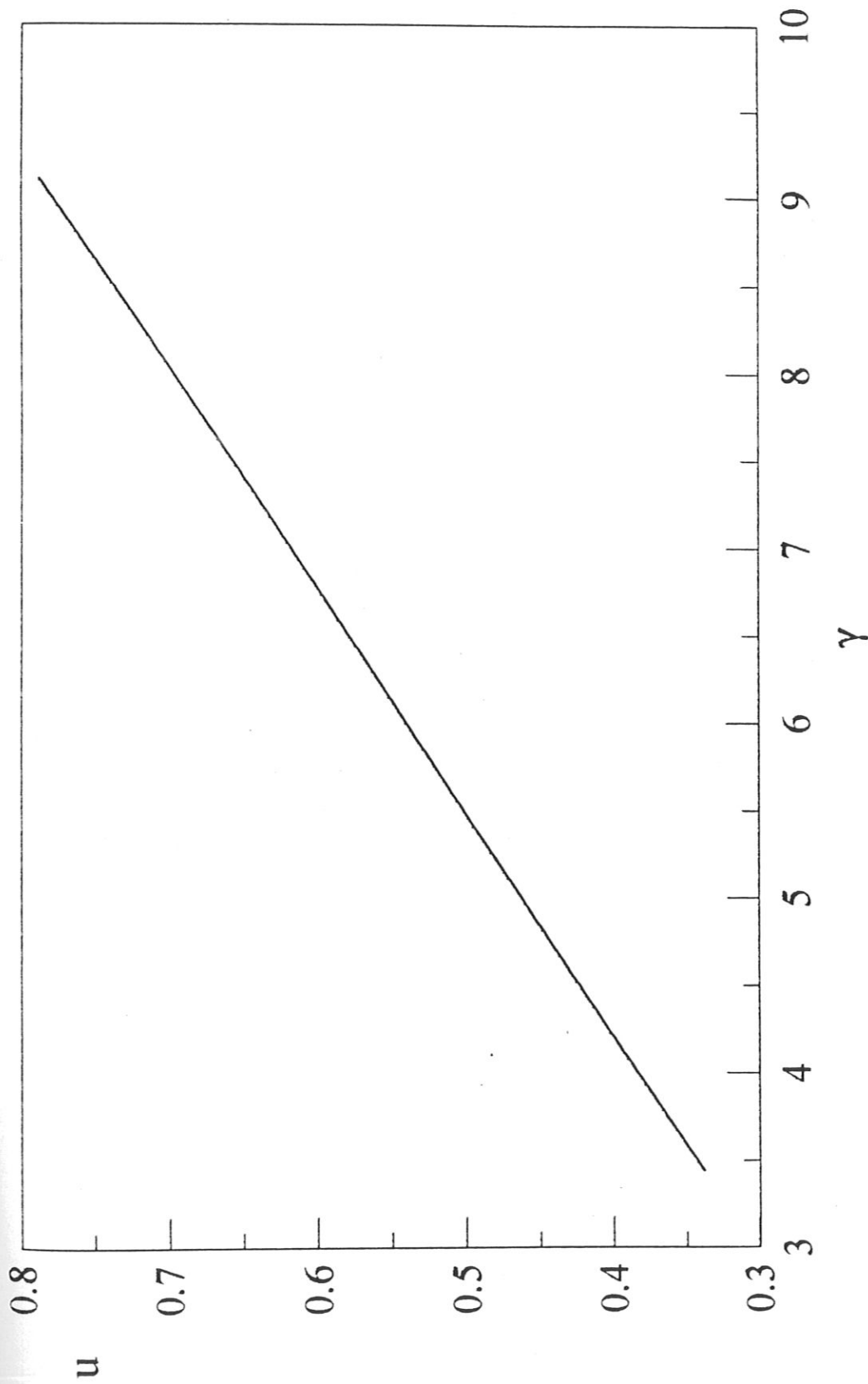


Abb. 5: Minimales reduziertes Schichtpotential $u = u_{min}$, bis zu dem bei vorgegebener Elektronen-Emissionsausbeute $\gamma (= \gamma_{max})$ und den gewählten Konstanten (siehe Text) ein monotoner Potentialverlauf in der Randschicht vorliegt; (unterhalb der Kurve ist der Emissionsstrom raumladungsbegrenzt, und das Modell ist in vorliegender Form nicht mehr unmittelbar anwendbar)

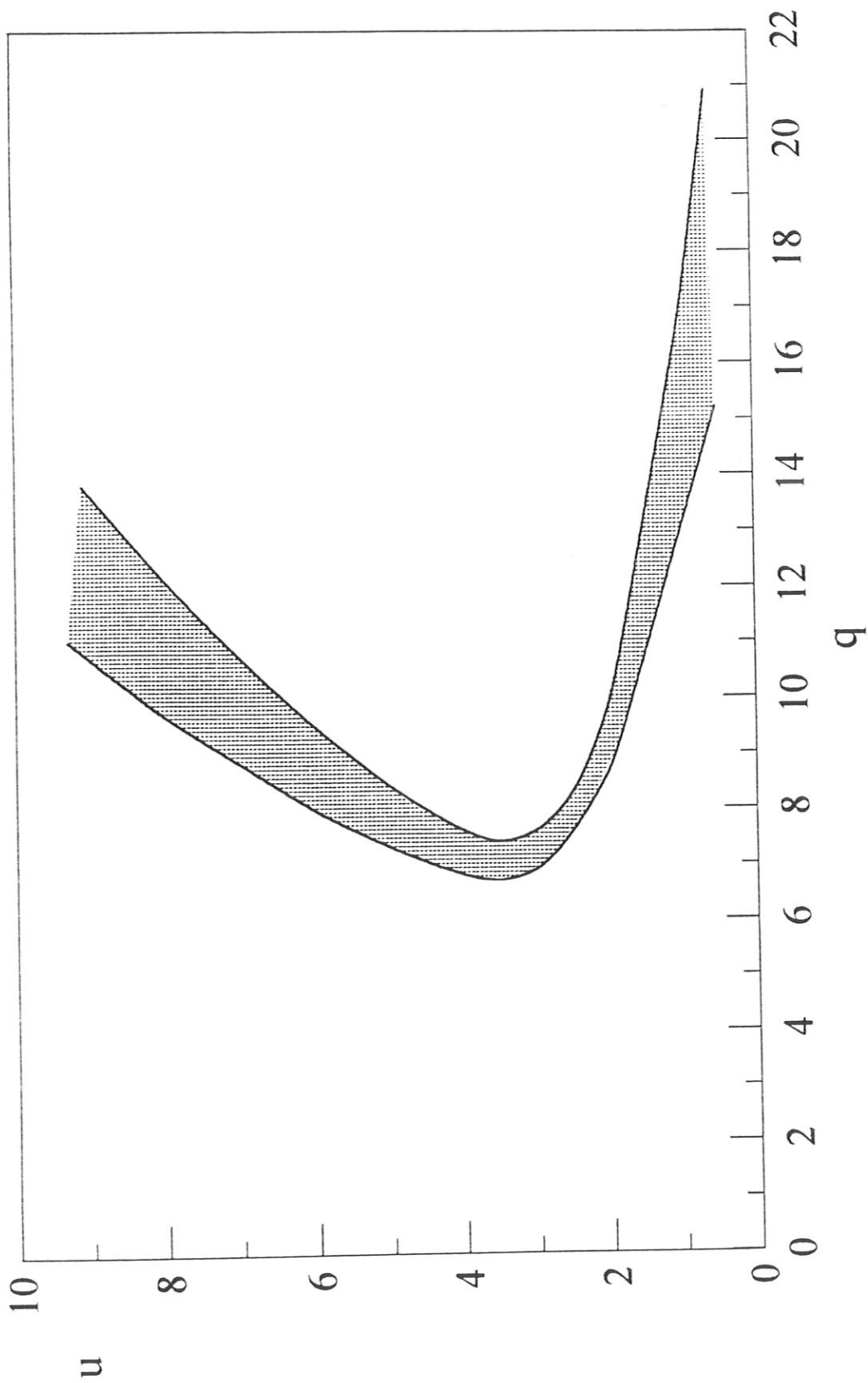


Abb. 6: Universale funktionale Kopplung von Schichtpotential u und Leistungsflußdichte q innerhalb des berechneten Parameterbereichs von i und γ (siehe Text sowie die Abb. 1 - 4)

5) Magnetfeld-Effekte

Ein Magnetfeld wurde in dieser Untersuchung nicht berücksichtigt. In isotropen Plasmen sind die Modellösungen deshalb uneingeschränkt anwendbar. Die in Fusionsanlagen verwendeten starken Felder erfordern jedoch, deren Einfluß auf die Ergebnisse zu diskutieren. Ein Feld normal zur Oberfläche (und damit parallel zum elektrostatischen Feld der Randschicht) oder nahezu normal verändert die Situation überhaupt nicht. Bei schrägem Feldverlauf mit mäßigen Auftreffwinkeln bildet sich vor der Langmuir-Debye-Schicht eine magnetische Vorschicht aus, mit einer Abflachung des Potentialverlaufs, doch ändert sich der Gesamt-Potentialabfall nicht wesentlich (vgl. z.B. [34 - 37]). Erst bei sehr flachem Einfall des Magnetfeldes werden die Verhältnisse soweit modifiziert, daß die hier erhaltenen Resultate nicht mehr ohne weiteres brauchbar sind. Dies erfordert jedoch eine gesonderte Untersuchung.

6) Vergleich mit den Arbeiten von Hobbs und Wesson

Bei einem Vergleich dieser Modellrechnung mit der ersten und vielzitierten Publikation zum Thema aktive Randschicht [26 - 27], im folgenden mit HW bezeichnet, zeigen sich folgende Unterschiede:

- a) Im Plasma wird bei HW nicht zwischen den sekundären Strahlelektronen und den thermalisierten Elektronen unterschieden; erstere werden in der Plasmadichte nicht berücksichtigt.
- b) Die Ionen werden von HW als kalt angesehen ($T_i = 0$).
- c) Die Wandtemperatur wird vernachlässigt ($T_0 = 0$), die sekundären Elektronen haben bei HW keine Anfangsenergie.
- d) HW betrachten nur den Floating-Fall, d.h. der Nettostrom j ist bei ihnen Null.
- e) Bei HW wird kein Rückfluß der emittierten sekundären Elektronen betrachtet.
- f) In der Leistungsbilanz wird von HW die Austrittsarbeit der emittierten Elektronen nicht berücksichtigt.

Über eine Integration der Poisson-Gleichung leiten HW Gleichungen bzw. Ungleichungen für eine erweiterte Bohm-Bedingung (Stabilitätsbedingung), für den näherungsweisen Zusammenhang zwischen Potential (bei HW ϕ_0 genannt) und Emissionsausbeute Γ (wobei letztere anders definiert wird als γ), für die Raumladungs-Begrenzung des Emissionsstroms sowie für den Leistungsfluß ab. Ferner wird die Zusammensetzung von Γ aus der Sekundäremission durch Ionen und durch Elektronen einbezogen. Es ergeben sich u.a. Maximalwerte für die Emissionsausbeute und für den Energiefluß.

Qualitativ stimmen die o.g. Ergebnisse mit denen von HW im wesentlichen überein (soweit sie überhaupt vergleichbar sind), quantitativ gibt es jedoch (verständlicherweise) z.T. erhebliche Unterschiede.

6. Schlußfolgerungen

Mit wachsender Schichtspannung U steigt

- 1) die Zerstäubungs-Ausbeute
- 2) die Ausbeute an Sekundärelektronen
- 3) die elektrische Feldstärke an der Oberfläche
- 4) die Ausbeute von feldverstärkter Elektronenemission.

Mit wachsender Leistungsflußdichte P in der Schicht steigt

- 1) die Oberflächentemperatur
- 2) die Ausbeute der thermischen Elektronenemission
- 3) die Verdampfung
- 4) die Wahrscheinlichkeit für explosive Emissionsprozesse.

Beide Effekte führen zu einer erhöhten Wahrscheinlichkeit für eine Instabilität der Schicht, die zur Entstehung einer plasmainduzierten Bogenentladung zwischen Plasma und Wand (z.B. zu einem Unipolarbogen) führen kann.

Denn für diesen Übergang von einer homogenen Randschicht zu plasmainduzierten Bogen-Brennflecken, der als eine lokale Instabilität der Schicht anzusehen ist, der jedoch nicht mit einem normalen Durchschlag gleichgesetzt werden darf, gibt es folgende qualitative Kriterien:

1. Die Thermofeldemission von Elektronen aus einem begrenzten Oberflächenbereich wird wesentlich. Ihre Ausbeute übertrifft z.B. die Ausbeute an Sekundärelektronen durch Ionen- und Elektronenstoß. Die TF-Emission ist typisch für Bogenentladungen. Ferner setzt etwa gleichzeitig merkliche Verdampfung ein (z.B.: Verdampfungsrate übertrifft Zerstäubungsrate).

2. In einer lokalisierten Struktur auf oder in der Oberfläche entsteht durch hohe Leistungszufuhr und ungenügende Wärmeleitfähigkeit ein thermischer Runaway, der über TF-Emission und Joulesche Aufheizung zur Explosion dieser Struktur führt und eine dichte Plasmawolke erzeugt, die das Zentrum eines Brennflecks wird.

Bei Erfüllung dieser Bedingungen kann mit hoher Wahrscheinlichkeit die Entstehung von Brennflecken in der Randschicht erwartet werden. In Fusionsanlagen können solche Situationen z.B. in Verbindung mit ELMs und bei Abbrüchen eintreten.

Die erhaltenen Ergebnisse zeigen, daß eine hohe Potentialdifferenz U mit niedriger Sekundäremission und hoher positiver Nettostromdichte (in der Nähe des Maximalstroms) gekoppelt ist, daß dagegen eine große Leistungszufuhr P entweder eine hohe negative Nettostromdichte (insbesondere bei intensiver Sekundäremission) oder eine positive Nettostromdichte (wieder unmittelbar vor Erreichen des Maximalstroms) erfordert. Eine genauere Diskussion der Auswirkungen dieser Effekte auf die Stabilität der Randschicht ist als nächster Schritt dieser Untersuchung erforderlich.

Literatur:

- [1] I. Langmuir, Phys. Rev. **33** (1929), 954
- [2] L. Tonks, I. Langmuir, Phys. Rev. **34** (1929) 876
- [3] D. Bohm, in: The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields, ed. A. Guthrie, R.K. Wakerling, Mc Graw Hill 1949, p. 77
- [4] K.U. Riemann, J. Nucl. Materials **76/77** (1978), 575
- [5] G.A. Emmert, R.M. Wieland, A.T. Mense, J.N. Davidson, Phys. Fluids **23** (1980), 803
- [6] K.U. Riemann, Phys. Fluids **24** (1981), 2163
- [7] P.C. Stangeby, Phys. Fluids **27** (1984), 682
- [8] P.C. Stangeby, Phys. Fluids **27** (1984), 2699
- [9] R.C. Bissell, P.C. Johnson, P.C. Stangeby, Phys. Fluids B **1** (1989), 1133
- [10] K.U. Riemann, J. Phys. D **24** (1991), 493
- [11] A.E. Robson, P.C. Thonemann, Proc. Phys. Soc. **73** (1959), 508
- [12] C. Wieckert, J. Nucl. Materials **76/77** (1978), 499
- [13] G.M. Mc Cracken, J. Nucl. Materials **93/94** (1980), 3
- [14] E. Hantzsche, Proc. 15th Int. Conf. Phen. Ionized Gases, Minsk 1981, p. 184
- [15] M. Maeno, H. Ohtsuka, S. Yamamoto, T. Yamamoto, N. Suzuki, N. Fujisawa, N. Ogiwara, Nucl. Fusion **20** (1980), 1415
- [16] P. Mioduszewski, Nucl. Fusion, Special Issue 1984 (Data Compendium for Plasma-Surface Interactions), p. 105
- [17] H.J.G. Gielen, D.C. Schram, IEEE Trans. Plasma Sci. **18** (1990), 127
- [18] H. Wolff, Nucl. Fusion, Supplement 1991 (Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion), Vol. 1, p. 93
- [19] M. Ulrickson, JET Team, TFTR Team, J. Nucl. Materials **176/177** (1990), 44
- [20] V. Philipps, U. Samm, M.Z. Tokar, B. Unterberg, A. Popieszczyk, B. Schweer, Nucl. Fusion **33** (1993) 953

- [21] B. Jüttner, K. Büchl, M. Weinlich, ASDEX-U-Team, 4th Workshop on Plasma-Edge Theory in Fusion Devices, Varenna 1993; *Contrib. Plasma Phys.* **34** (1994), 472
- [22] R. Behrisch, *Nucl. Fusion, Supplement 1991 (Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion)*, Vol. 1, p. 7
- [23] A.V. Nedospasov, V.G. Petrov, *Sov. Phys. Doklady* **28** (1983), 293; *Dokl. Akad. Nauk* **269** (1983), 603
- [24] M.Z. Tokar, A.V. Nedospasov, A.V. Yarochkin, *Nucl. Fusion* **32** (1992), 15
- [25] M.Z. Tokar, A.V. Yarochkin, *Fiz. Plazmy* **19** (1993) 748
- [26] G.D. Hobbs, J.A. Wesson, UKAEA, Culham Lab. Rep. CLM-R61 (1966)
- [27] G.D. Hobbs, J.A. Wesson, *Plasma Phys.* **9** (1967), 85
- [28] E. Hantsche, *Proc. 21st EPS Conf. Contr. Fusion and Plasma Phys., Montpellier 1994, Contrib. Papers Part II*, p. 926
- [29] N. Anderson, *Int. J. Electronics* **32** (1972), 425
- [30] R.N. Franklin, W.E. Han, *Plasma Phys. Contr. Fusion* **30** (1988), 771
- [31] S. Takamura, *Phys. Lett. A* **133** (1988), 312
- [32] K. Shiraishi, S. Takamura, *J. Nucl. Materials* **176/177** (1990), 251
- [33] I. Senda, *Phys. Plasmas* **2** (1995), 6
- [34] R. Chodura, *J. Nucl. Materials* **111/112** (1982), 420
- [35] R. Chodura, *Phys. Fluids* **25** (1982), 1628
- [36] R. Chodura, in: *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, ed. D.E. Post, R. Behrisch, Plenum Publ. Corp. 1986, p. 99
- [37] P.C. Stangeby, A.V. Chankin, *Phys. Plasmas* **2** (1995), No. 3
- [38] C. Garcia-Rosales, R. Behrisch, D. Hildebrandt, B. Jüttner, W. Schneider, H. Wolff, *Proc. 21st EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Montpellier 1994, Part II*, p. 718
- [39] K. Büchl, A. Carlson, A. Herrmann, J. Neuhauser, U. Seidel, M. Ulrich, M. Weinlich, ASDEX-U-Team, *Proc. 21st EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Montpellier 1994, Part II*, p. 710
- [40] K. Jakubka, B. Jüttner, M. Laux, P. Siemroth, *Fiz. Plazmy* **12** (1986), 264

Abbildungsverzeichnis:

Abb. 1 (S. 16): Schichtpotential U als Funktion der Emissionsstromdichte j_{ee}

Abb. 2 (S. 17): Leistungsflußdichte P vom Plasma zur Wand als Funktion der Emissionsstromdichte j_{ee}

Abb. 3 (S. 18): Schichtpotential U als Funktion der Netto-Stromdichte j

Abb. 4 (S. 19): Leistungsflußdichte P als Funktion der Netto-Stromdichte j

Abb. 5 (S. 25): Minimales Schichtpotential $U = U_{min}$, bis zu dem bei vorgegebener Elektronen-Emissionsausbeute $\gamma (= \gamma_{max})$ der Potentialverlauf in der Randschicht noch monoton ist

Abb. 6 (S. 26): Universale Kopplung von Schichtpotential U und Leistungsflußdichte P in der Randschicht