

Gleichgewichts- β_{pol} Grenzen in ASDEX

K.Lackner, A.Kaleck^{*)}

IPP 1/214

Februar 1983



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Gleichgewichts- β_{pol} Grenzen in ASDEX

K.Lackner, A.Kaleck^{*)}

IPP 1/214

Februar 1983

^{*)} KFA Jülich

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

Abstract

At hand of the example of ASDEX it is shown that the formulation of the high- β separatrix can be postponed to higher values of β_{pol}/A by adjusting the curvature of the equilibrium field. Even for an approximately circular plasma cross-section this ultimately leads however to a vertical displacement instability.

In ASDEX the curvature adjustment can be carried out by a non-vanishing net current in the divertor triplets, and the displacement stability can be controlled within limits by existing passive conductors and an active feedback system. Equilibrium and rigid displacement-stability calculations are presented (including the effect of different passively stabilizing elements) to study the β_{pol} -limits set by these effects on ASDEX.

Einleitung

In einem Gleichgewichtsfeld gegebener Krümmung $d \ln B_z / d \ln R = -n$ führt eine Erhöhung von β_{pol} zu einer zunehmenden Deformation der Plasmasäule in Richtung einer liegenden Ellipse. Bei einem bestimmten Wert von β_{pol} bildet sich an der Torusinnenseite am Plasmarand ein Staupunkt, der in ähnlicher Form wie bei einem poloidalen Divertor eine Separatrix und damit eine Plasmagrenze definiert. Der dadurch bestimmte kritische β_{pol} -Wert ist eine schwache Funktion der inneren Induktivität (bzw. der Stromverteilung) und ist von der Größenordnung $\beta_{\text{pol}} + \ell_i/2 \approx A = R/a$.

Die Separatrix entsteht, da das zunehmende Vertikalfeld bei einem bestimmten Wert von $\beta_{\text{pol}} + \ell_i/2$ das vom Plasmastrom erzeugte Feld gerade am Plasmarand an der Torusinnenseite kompensiert. Bei einer weiteren Erhöhung von β_{pol} (Erhöhung des Energieinhalts bei konstantem I_p) schrumpft der durch die Separatrix definierte Durchmesser der Plasmasäule, so daß $(\beta_{\text{pol}} + \ell_i/2) / A$ konstant bleibt.

Die absolute Bedeutung dieser Gleichgewichtsgrenze wird dadurch relativiert, daß zur Bilanzierung der Hoop-Force das mit der Plasmaströmungsverteilung gewichtete, von außen angelegte Vertikalfeld wichtig ist, der Staupunkt jedoch nur durch dessen Wert am torusinnersten Punkt des Plasmarandes bestimmt wird. Bei einem mit großem Radius stark zunehmenden Vertikalfeld ($n = -d \ln B_z / d \ln R < 0$) wird die so definierte β_{pol} -Grenze daher später auftreten. Alternativ können wir das so betrachten, daß das Auftreten der hoch- β_{pol} Separatrix nur der Endpunkt einer zunehmenden Verformung der Plasmasäule zu einer liegenden Ellipse ist, und wir ihr Auftreten durch ein "Vorspannen" zu einer stehenden Ellipse (erzeugt durch ein $n < 0$) verzögern können.

Das dabei entstehende Problem besteht in einer zunehmenden vertikalen Lageinstabilität des Plasmas. Diese wird durch die Wechselwirkungskräfte zwischen Plasma und dem außen angelegten Vertikalfeld hervorgerufen, die bei negativem n entsprechender Krümmung, bei vertikaler Verschiebung zu zunehmend auslenkenden Kräften führen.

Dies ist in hoch- β_{pol} Situationen selbst dann der Fall, wenn der Plasmaquerschnitt kreisförmig oder selbst horizontal elongiert sein sollte.

Die folgenden Rechnungen sind für die ASDEX-Leiterkonfigurationen und deren mögliche Beschaltungen durchgeführt. Dabei wird angenommen, daß der zentrale Multipol (MP2) in Serie mit den Multipolkompensationsspulen (MC) geschaltet ist und die beiden anderen Spulen des Divertortriplets (MP1 und MP3) unter sich gleichen Strom führen. Gezeigt werden hier nur oben-unten symmetrische Gleichgewichte.

Für die Gleichgewichtsrechnungen wurde das in /1/ beschriebene Codepaket benutzt. Die angenommene Stromverteilung ist von der Form

$$j_{\psi} = \left(R \cdot c_{1P} + \mu_0 \frac{1}{R} \cdot c_{1F} \right) (\psi - \psi_c)$$

(R..Radius in Zylinderkoordinaten

c_{1P} , c_{1F} .. Konstanten, bestimmt durch Gesamtstrom und β_{pol}

ψ .. poloidale Flußfunktion

ψ_c .. Wert von ψ am Plasmarand);

sie ergibt bei einem kreisförmigen niedrig- β_{pol} Plasma ein Verhältnis von 3.3 zwischen inverser Rotationstransformation am Plasmarand und Plasmazentrum und im geraden Zylinder einen Wert von 1.3 für die durch

$$e_i = \frac{8\pi^2 \int_0^a B_{\theta}^2 r dr}{\mu_0 I_p^2}$$

definierte innere Induktivität.

Zur Charakterisierung des Verhältnisses Plasmadruck p zu toroidalem Plasmastrom I_p wird β_{pol} in der Definition

$$\beta_{pol} = \frac{2 \int p df}{\mu_0 I_p^2} \cdot \frac{(\oint ds)^2}{\int df}$$

(df .. Flächenelement und

ds .. Linienelement der Plasmakontur in der poloidalen Schnittebene)

benützt. Die Formel geht im Kreisfall in

$$\beta_{pol} = \frac{8\pi \int \rho df}{(\mu_0 I_p^2)}$$

über.

Die radiale Lage der Plasmasäule wird durch den Mittelpunkt zwischen dem äußeren und inneren Schnittpunkt des Plasmarandes mit der $z = 0$ Ebene angegeben. Der so definierte mittlere Radius R_0 weicht natürlich vor allem bei hohem β_{pol} beträchtlich vom Ort der magnetischen Achse (R_m) ab.

Die hier beschriebenen Rechnungen wurden für ein konstantes Verhältnis zwischen Plasmastrom und Strom im zentralen Multipol MP2 von 1.3 : 1 (entsprechend einem Verhältnis von MP2-Windungsstrom/Plasmastrom = 0.096) durchgeführt. (Variation in diesem Parameter ist zweckmäßig, um optimalen Durchgang der scrape-off Schicht durch die Divertorschicht zu erzielen, erfordert jedoch zur Beurteilung der Ergebnisse Flußflächenbilder in größerem Maßstab, als sie hier gezeigt werden).

Hoch- β_{pol} Gleichgewichte an ASDEX bei verschwindender Stromsumme in den Multipolen

Unter den bisherigen Standardbedingungen an ASDEX (verschwindende Stromsumme in den Divertortriplets) kompensieren sich die Felder der Multipol- und Multipolkompensationsspulen über den Großteil des Plasmavolumens so weitgehend, daß die Form der inneren Flußflächen und die Lagestabilität des Plasmas ausschließlich durch die Krümmung des dedizierten Vertikalfeldes bestimmt werden (Fig. 1). Bei der gewählten Windungsverteilung beträgt letztere +0.5 und führt bei niedrigen β_{pol} -Werten zu einem - mit Ausnahme der unmittelbaren Divertornähe - völlig kreisförmigen Plasmaquerschnitt (Fig. 2a).

Mit zunehmendem β_{pol} verformt sich der Plasmaquerschnitt - wie eingangs erwähnt - in Richtung einer liegenden Ellipse, was bei einem bestimmten, von der radialen Lage abhängigen Wert in der Nähe von $\beta_{pol} \approx 2.6$ (für $R_0 = 1.65$ m, Fig. 2b) zu einem Kontakt der Separatrix

mit dem bei 1.2 m gelegenen Schutzlimiter führt. Bei einer weiteren Erhöhung im Bereich $\beta_{pol} \lesssim 4.7$ wirkt dieser als Plasmabegrenzung in Form eines poloidalen Limiters (Fig. 2c). Gleichzeitig verschiebt sich der durch den β_{pol} Effekt erzeugte Staupunkt in Plasmanähe, um bei $\beta_{pol} \approx 4.7$ eine Separatrix innerhalb des Schutzlimiters zu bilden (Fig. 2d).

Weitere Erhöhung des Plasmasdrucks würde dann zum Schrumpfen dieses jetzt erneut separatrixbegrenzten Plasmas führen (Fig. 2e).

Abhängigkeit des kritischen β_{pol} von der Stromsumme im Divertor-triplett

Ein negativer Abfallindex n im Gesamtvertikalfeld kann in ASDEX durch einen positiven Summenstrom in den beiden Divertortriplets erzielt werden. Dies führt bei niedrigem β_{pol} zu einer vertikalen Elongation der Plasmasäule, die bei einem bestimmten Wert $\beta_{pol,circ}$ dann durch den Plasmadruck gerade aufgehoben wird.

Der Wert, bei dem diese Deformation zum Kontakt mit dem inneren Schutzlimiter führt, wird im folgenden $\beta_{pol,lim}$ und jener, bei dem die hoch- β Separatrix innerhalb des Schutzlimiters eindringt als $\beta_{pol,crit}$ bezeichnet. Letzterer definiert dann, für die gegebene Beschickung der Divertorspulen, das tatsächlich maximal mögliche β_{pol}/A .

Die deformierenden Ströme werden zweckmäßig durch das Verhältnis des effektiven Elongationsstromes (stretch current) $I_{st} = \sum_{i=1}^3 I_{MPi}$ zu I_p quantifiziert. In der hier beschriebenen Serie wurde I_{MP2}/I_p konstant gehalten, und das Verhältnis

$$\left(I_{MP1} + I_{MP2} + I_{MP3} \right)^{+)} / I_{MP2} = \alpha_{st}$$

in Schritten 0, 0.2, 0.4, 0.6 variiert.

Fig. 3a-c zeigen die dabei entstehenden niedrig- β_{pol} ($\beta_{pol} = 0.3$) Konfigurationen. Fig. 4a-c geben gemeinsam mit Fig. 2a für jeden der vier Werte von α_{st} die Konfiguration für $\beta_{pol} = \beta_{pol,circ}$.

^{+) algebraische Summation; $I_{MP1} = I_{MP3} < 0$}

Neben den bereits zuvor beschriebenen Effekten zeigen Fig. 4a-c bei hohem Elongationsstrom (und daher hohem $\beta_{\text{pol,circ}}$) ein leichtes Schrumpfen des Plasmaquerschnitts und ein Wandern des von den Divertorspulen erzeugten Staupunktes zu kleineren Werten von R. Ursache dafür ist, daß aufgrund des nichtverschwindenden Summenstromes das Divertorfeld zu Plasmamitte hin langsamer abfällt, bzw. daß das von den anderen Quellen (Plasmastrom und Vertikalfeldleiter) erzeugte Feld bei hohem β_{pol} auf der Plasmaoberfläche der Torusinnenseite zu stark abnimmt und daher dort leichter vom Divertorfeld kompensiert werden kann.

Wichtigstes Ergebnis ist jedoch, daß durch eine derartige Beschaltung der Multipolströme alle vom Gleichgewicht her kritischen β_{pol} ($\beta_{\text{pol,circ}}$, $\beta_{\text{pol,lim}}$ und $\beta_{\text{pol,crit}}$) zu wesentlich höheren Werten verschoben werden können (siehe Fig. 5). Praktische Grenzen treten dann dadurch auf, daß der Separatrixverlauf im Bereich der Divertorschlitzes nicht mehr dem Verlauf der Schutzabschirmung der MP-Spulen angepaßt werden kann (wobei allerdings Beeinflussungsmöglichkeiten durch Variation von $I_{\text{MP2}}/I_{\text{p}}$ und durch Aufbrechen der Beziehung $I_{\text{MP1}} = I_{\text{MP2}}$ bestehen), und daß die passiv stabilisierenden Elemente (vor allem die Kupferleiter auf den Abdeckblechen) nicht mehr zur Unterdrückung der vertikalen Lageinstabilität ausreichen. Die durch letzteren Effekt gegebenen Grenzen werden im folgenden Abschnitt untersucht.

Stabilitätsgrenzen an den möglichen Elongationsstrom in ASDEX

Vorläufige experimentelle Untersuchungen zu vertikal instabilen Plasmen wurden von ASDEX während der Phase des toroidalen Limiterbetriebes durchgeführt /2/. Dabei wurden die Divertorspulen zur Erzeugung einer elongierenden Feldkrümmung benützt, indem nur der zentrale Multipol (MP2) mit einem Gesamtstrom $I_{MP2} \leq 0.4 \cdot I_p$ gespeist wurde, während die beiden äußeren Multipole MP1 und MP3 fallweise zur Erzielung eines passiven Stabilisierungseffektes zwischen oben und unten parallel kurzgeschlossen wurden.

Versuche mit innerhalb von ca. 0.3 sec von 0 auf $0.4 \cdot I_p$ zunehmendem Elongationsstrom $I_{st} = I_{MP2}$ zeigten eine Instabilität mit zunehmender Wachstumsrate, die bei $I_{st} \sim 0.35 I_p$ eine Anwachszeit von ca. 30 ms hatte. Dieses Verhalten entspricht qualitativ den Erwartungen aufgrund der Lage und L/R-Zeit der passiven Leiter (Cu-Leiter auf Abdeckblechen). Es zeigt, daß zumindest in diesem Bereich (der, auf die Fälle im vorigen Abschnitt unter der Annahme, daß für Lagestabilität nur das Verhältnis I_{st}/I_p ausschlaggebend ist, umgerechnet, Werten von $\alpha_{st} \lesssim 0.45$ entsprechen würde) bei passender Auslegung des Radialfeld-Feedbacksystems eine völlige Lagestabilisierung möglich sein sollte. Experimentelle Untersuchungen, bei denen I_{st} auf ein Plateau angehoben und gehalten wurde, ergaben zwar völlig lagestabilisierte Entladungen nur in einem wesentlich kleineren Bereich, doch sollte das den Beschränkungen des während der damaligen Phase zur Verfügung stehenden Radialfeld-Feedback-Systems zugeschrieben werden.

Theoretisch werden bezüglich der Lageinstabilität in Gegenwart passiver Elemente zwei Modenarten unterschieden:

- eine schnelle, auf der MHD-Zeitskala (μ sec), bei deren Verhalten die Leitfähigkeit der passiven Leiter (und anderer Strukturelemente) als Unendlich angesehen werden kann,
- und eine langsame, auf der Zeitskala der L/R-Zeit der passiven Elemente.

Letztere entsteht durch den resistiven Zerfall der stabilisierenden Spiegelströme, wobei die die Instabilität treibenden Kräfte die selben wie bei den schnellen Moden sind. Da ihre Zeitskalen jedoch lang gegenüber den Alfvén-Zeiten sind, spielen für sie Trägheitseffekte keine Rolle, und das Plasma kann durch eine Sequenz magnetfeldflußerhaltender Gleichgewichte beschrieben werden. Ein Code zu ihrer konsistenten Beschreibung befindet sich im Stadium fortgeschrittener Tests /3/.

Für die in diesem Abschnitt beschriebene Serie von Experimenten werden jedoch Stabilitätsuntersuchungen mit einem vereinfachten Modell durchgeführt. In diesem wird zunächst eine virtuelle, starre Vertikalverschiebung der Plasmasäule um Δz durchgeführt, und die dadurch in den passiven Strukturen induzierte Stromverteilung bestimmt. Unter Einschluß dieser Ströme wird dann ein zweites Gleichgewicht berechnet, wobei durch Überlagerung eines aus der Rechnung folgenden Radialfeldes die magnetische Achse in der um Δz verschobenen Lage festgehalten wird. Aus diesem virtuellen Radialfeld kann dann die tatsächlich auf das Plasma nach der Verschiebung wirkende Kraft errechnet werden, die im instabilen Fall weiter in der auslenkenden Richtung wirken würde.

Dieses Modell ist als realistisch anzusehen, obwohl bei den dabei gemachten Annahmen (Berücksichtigung nur starrer Vertikalverschiebung im ersten Schritt, Vernachlässigung von Oberflächenströmen auf dem Plasma) teils stabilisierende, teils destabilisierende Effekte vernachlässigt werden.

Ergebnisse dieser Rechnungen werden in Fig. 6 gezeigt. Dort ist die rücktreibende Gesamtkraft als Funktion von I_{st}/I_p aufgetragen, wobei die verschiedenen passiven Strukturelemente einzeln berücksichtigt wurden. Auch unter Vernachlässigung aller induzierten Leiterströme wäre das ASDEX-Plasma bis ca. $I_{st}/I_p = 0.07$ lagestabil (bei diesem Wert kompensieren die Elongationsströme gerade die Feldkrümmung der Vertikalfeldspulen). Das Vakuum-Gefäß hat wegen seines großen Abstandes vom Plasma nur einen relativ geringen stabilisierenden Einfluß. Praktisch am bedeutsamsten sind die Multipole MP1 und MP3

bei oben-unten Parallelschaltung, und die Kupferleiter auf den Abdeckblechen. Letztere sollten die schnellen Moden bis zu $I_{st}/I_p \approx 0.45$ unterdrücken. Noch wirksamer dafür wären die Abdeckbleche, bei denen jedoch die kurze L/R-Zeitskala die langsamen Moden mit einer für aktives Feedback vermutlich untragbaren Rate anwachsen läßt.

Unter Vernachlässigung der Veränderung in der Stromverteilung der passiven Elemente beim Übergang vom unendlich leitenden zum resistiven Fall kann die Anwachszeit τ der langsamen Mode aus der instabilen auslenkenden Kraft F_{VAC} im Vakuumfeld und den rücktreibenden Kräften F_{STAB} der (unter Annahme ∞ Leitfähigkeit berechneten) induzierten Ströme nach der Formel

$$\tau = \left(\frac{F_{STAB}}{F_{VAC}} - 1 \right) \cdot \tau_{RES}$$

errechnet werden. Für $I_{st}/I_p = 0.35$ würde dies eine Wachstumszeit gleich der halben L/R-Zeitkonstanten τ_{RES} der passiven Cu-Leiter und damit eine mit einem aktiven Feedback-System vermutlich kontrollierbare Situation ergeben.

Schlußfolgerungen:

Aus den hier gezeigten Gleichgewichts- und Lagestabilitätsrechnungen folgt, daß an ASDEX bei passender Erweiterung des Radialfeld-Feedbacksystems Gleichgewichte mit einer $b/a = 1$ entsprechenden Separatrixform bei zu $\beta_{pol} \gtrsim 5$ möglich sein sollten. Die wichtigsten noch zu untersuchenden Beschränkungen sollten dann durch den Separatrixverlauf im Divertorhals gegeben sein.

Anmerkung

Die Autoren sind den Mitgliedern des ASDEX- und des Neutralinjektions-teams dankbar, die durch ihre Entdeckung des H-Regimes die in diesem Bericht beschriebenen Rechnungen notwendig machten.

Literaturverzeichnis

/1/ K.Lackner, Comp. Phys. Comm. 12 (1976) 33

/2/ F.Schneider, in Fusion Technology 1982 (Pergamon Press),
vol. II, pg. 1227

/3/ F.Casci, A.Kaleck, H.P.Zehrfeld, private communication

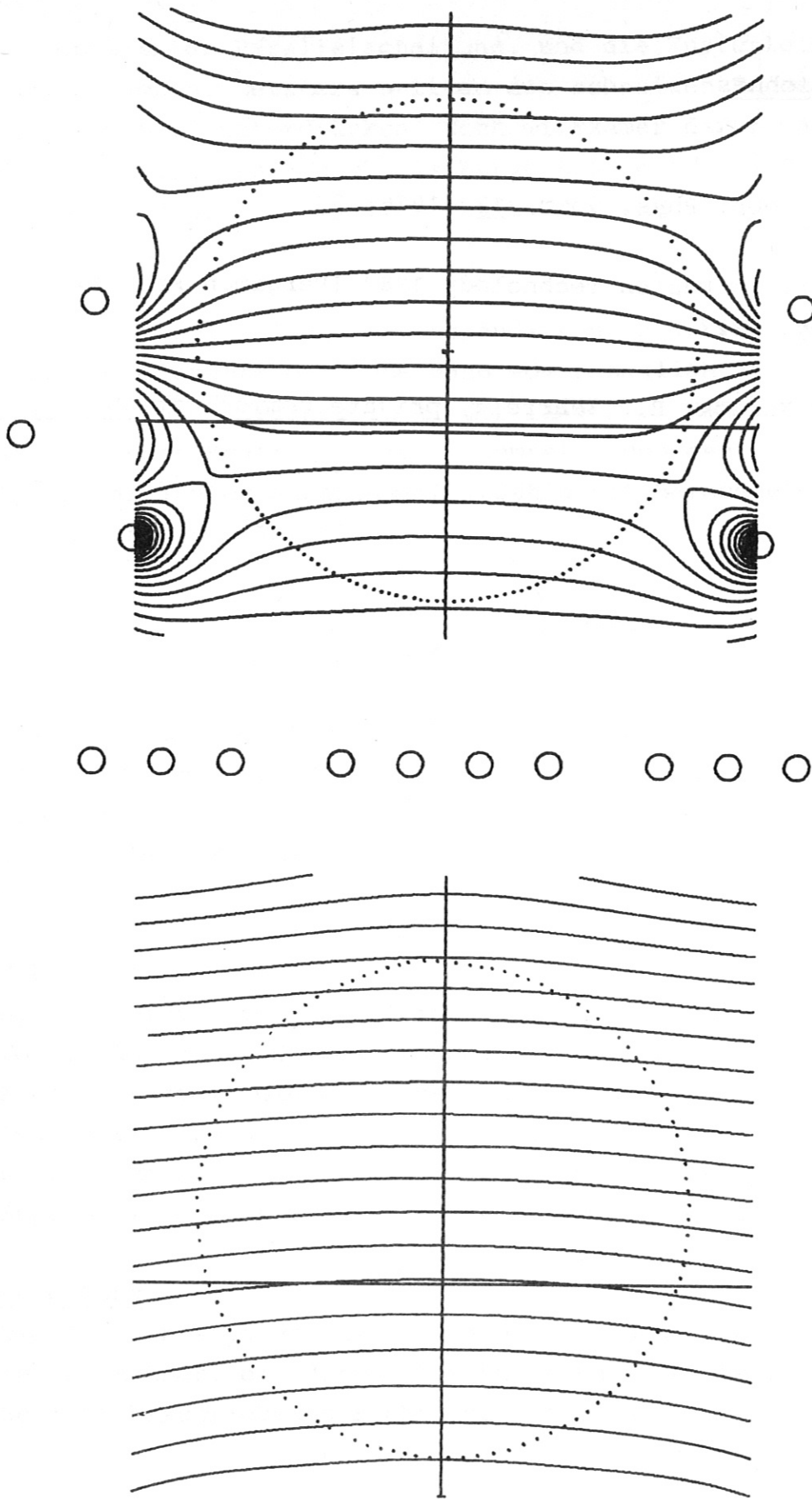


Fig. 1: Flußflächen der von außen angelegten Poloidalfelder im Plasmapbereich von ASDEX.

(a) Vertikalfeldspulen (V-Spulen), (b) Vertikalfeld, Multipol (MP) und Multipolkompensationsspulen (MC) überlagert.

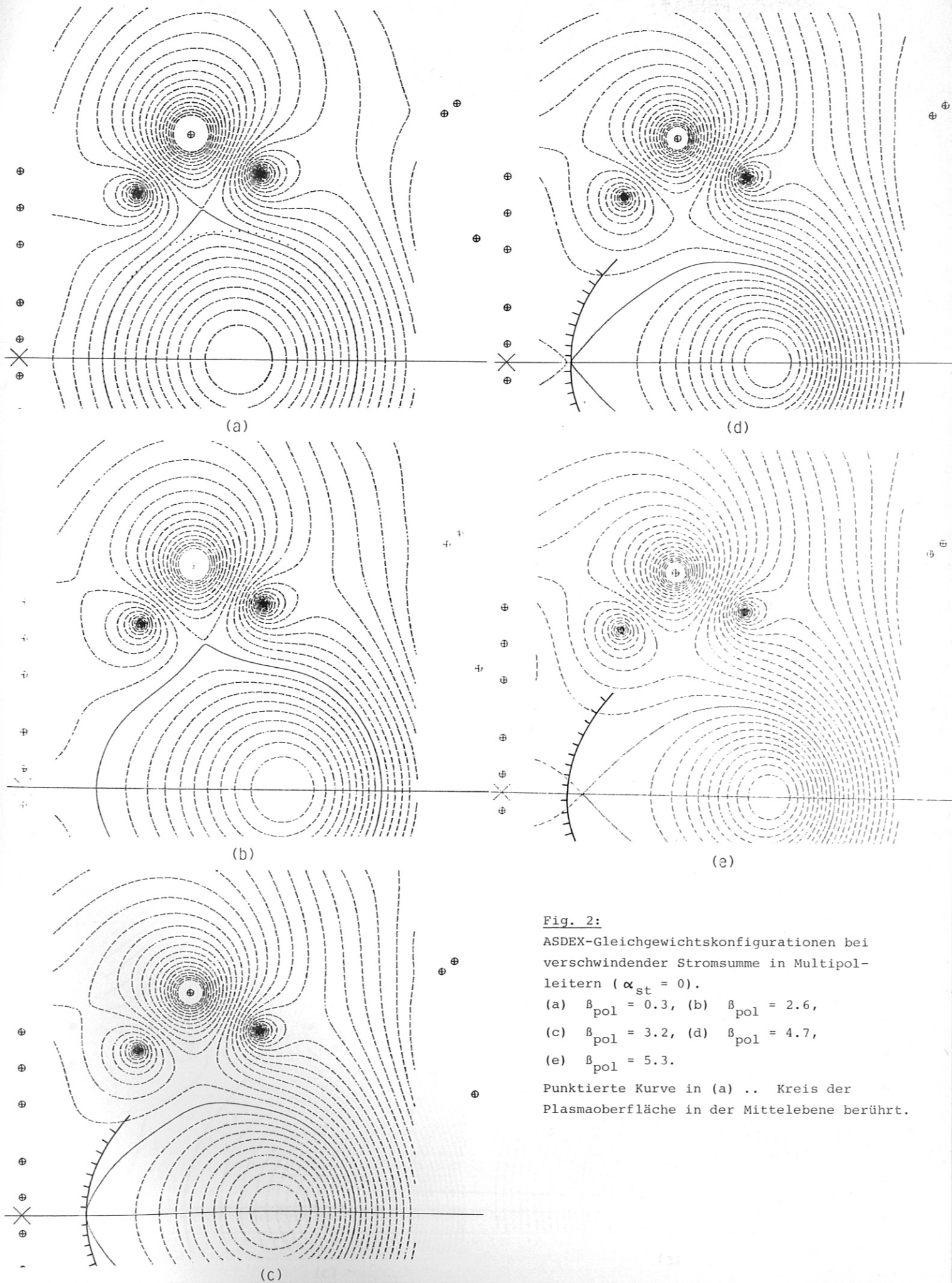


Fig. 2:

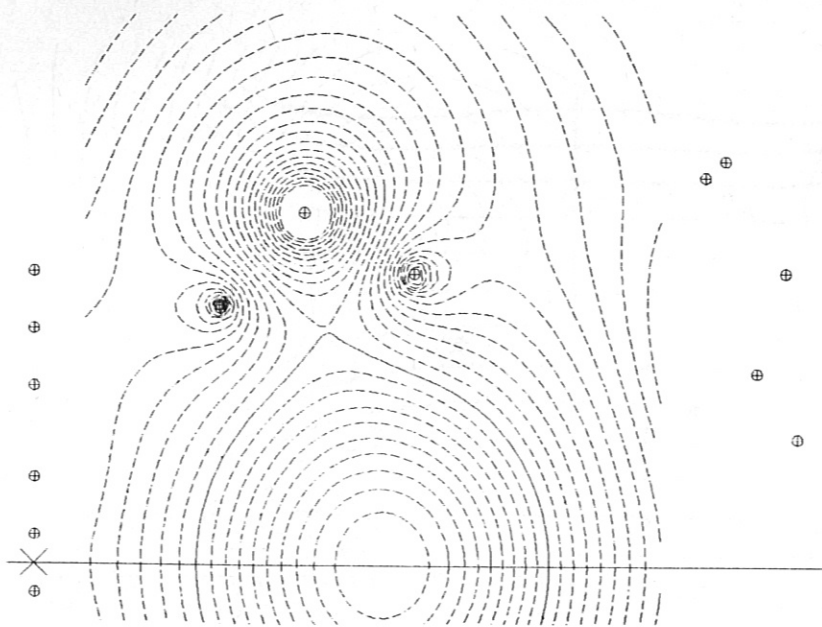
ASDEX-Gleichgewichtskonfigurationen bei verschwindender Stromsumme in Multipolleitern ($\alpha_{st} = 0$).

(a) $\beta_{pol} = 0.3$, (b) $\beta_{pol} = 2.6$,

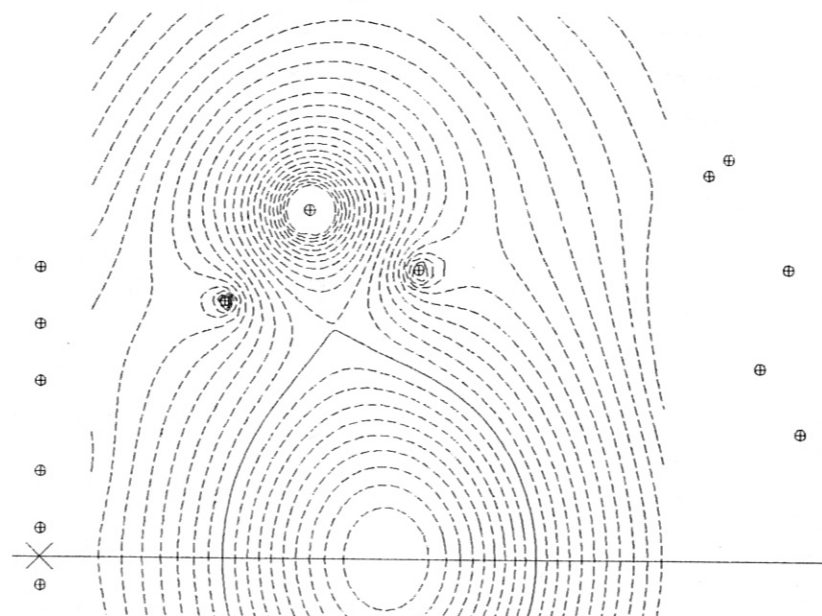
(c) $\beta_{pol} = 3.2$, (d) $\beta_{pol} = 4.7$,

(e) $\beta_{pol} = 5.3$.

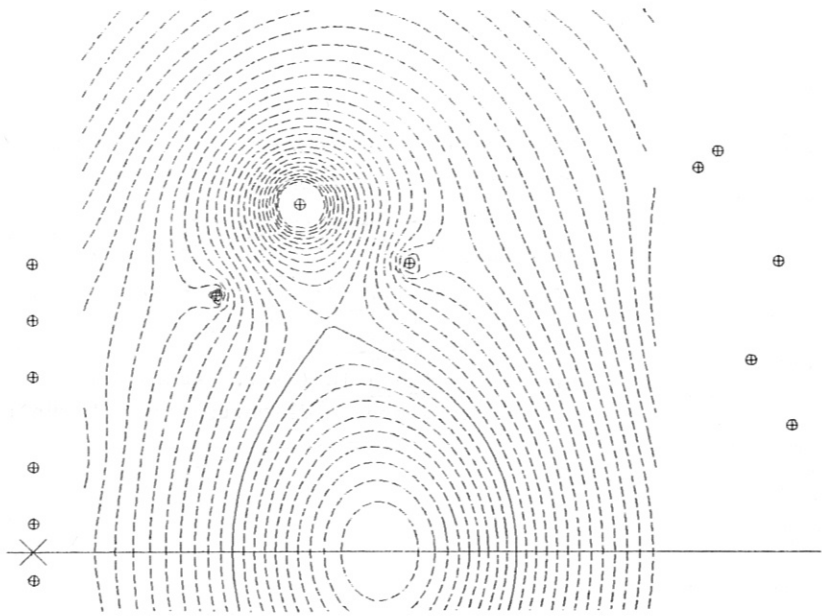
Punktierte Kurve in (a) .. Kreis der Plasmaoberfläche in der Mittelebene berührt.



(a)



(b)



(c)

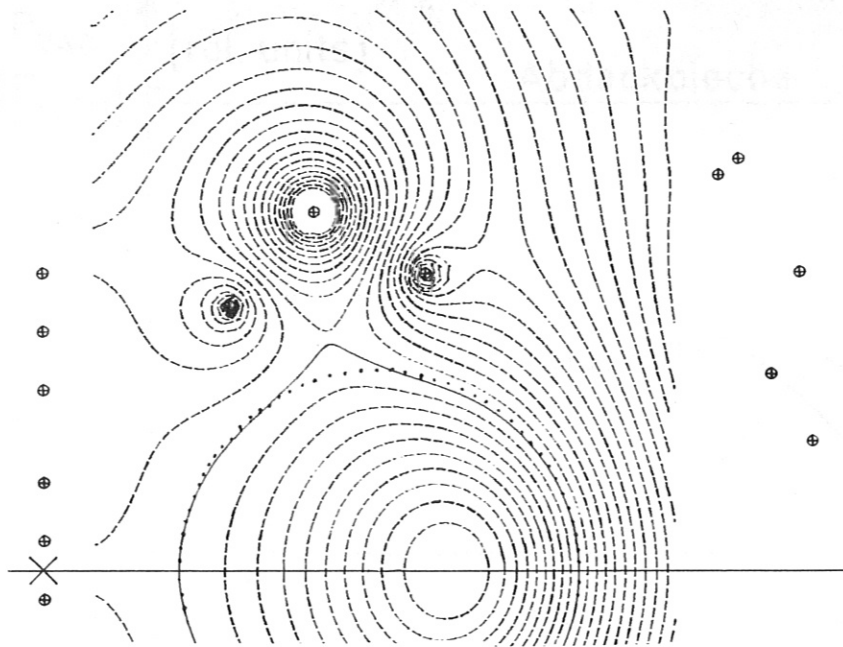
Fig. 3:

Niedrig β_{pol} -Konfigurationen ($\beta_{pol} = 0.3$) bei endlicher Stromsumme in den Divertor-triplets.

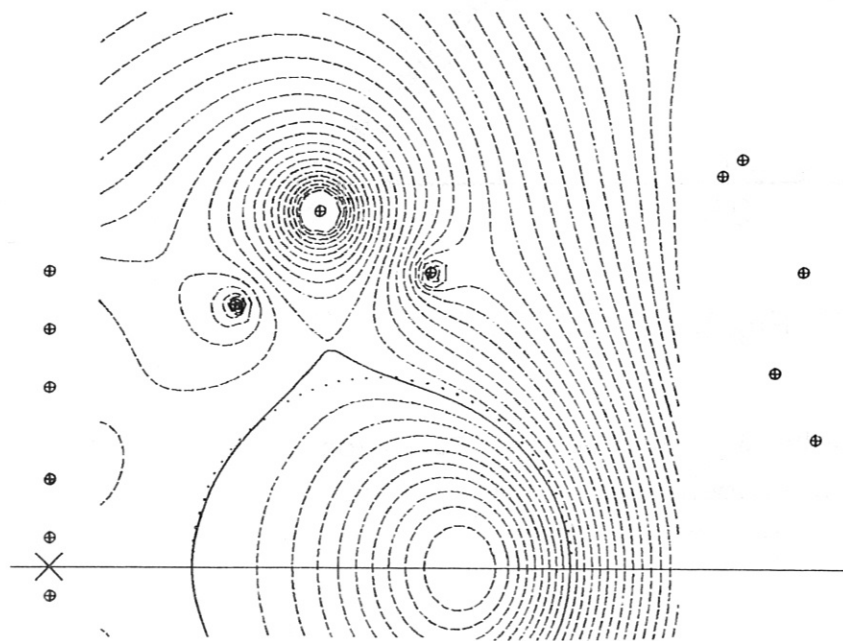
(a) $\alpha_{st} = 0.2$ ($I_{st}/I_p = 0.15$),

(b) $\alpha_{st} = 0.4$ ($I_{st}/I_p = 0.3$),

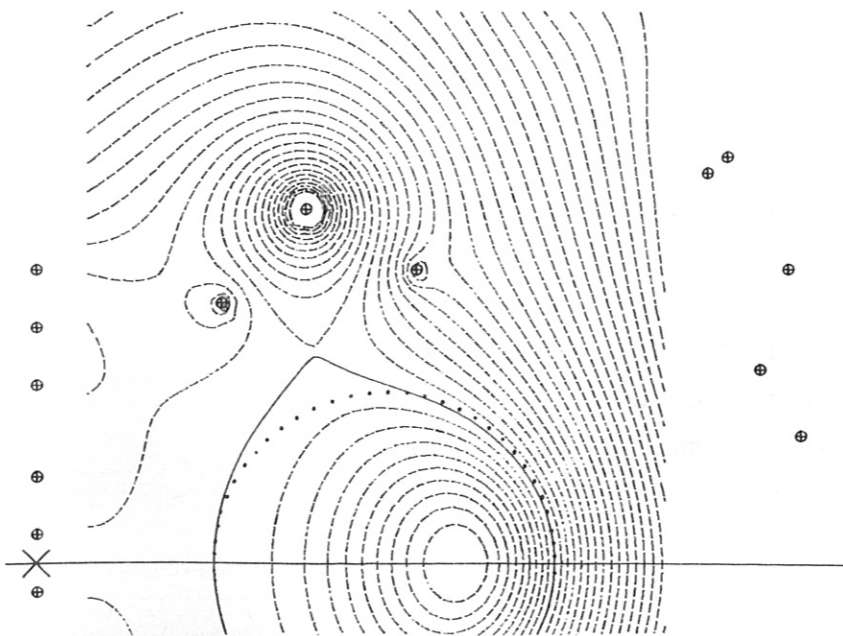
(c) $\alpha_{st} = 0.6$ ($I_{st}/I_p = 0.45$).



(a)



(b)



(c)

Fig. 4:

Hoch- β_{pol} Plasmakonfigurationen
mit annähernd kreisförmigem
Plasmaquerschnitt.

(a) $\alpha_{st} = 0.2, \beta_{pol} = 3.9$

(b) $\alpha_{st} = 0.4, \beta_{pol} = 6.3$

(c) $\alpha_{st} = 0.6, \beta_{pol} = 7.6$

Punktierte Kurven ... Kreise, die
Plasmaoberfläche in Mittelebene
berühren.

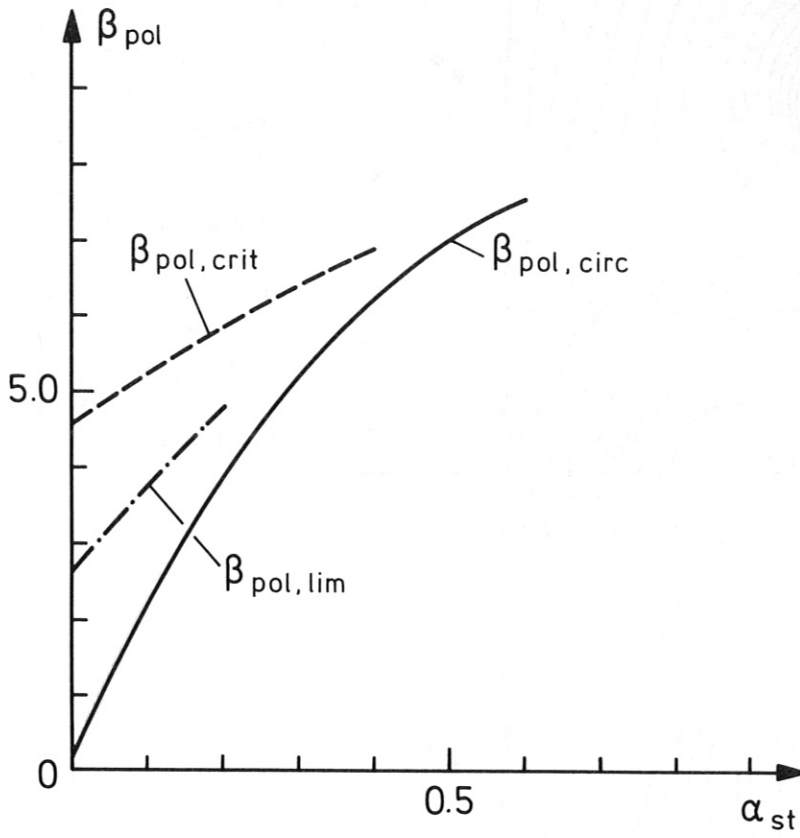


Fig. 5

Charakteristische β_{pol} -Werte als Funktion des Elongationsstromes ($I_{st} = \alpha_{st}/1.3$).

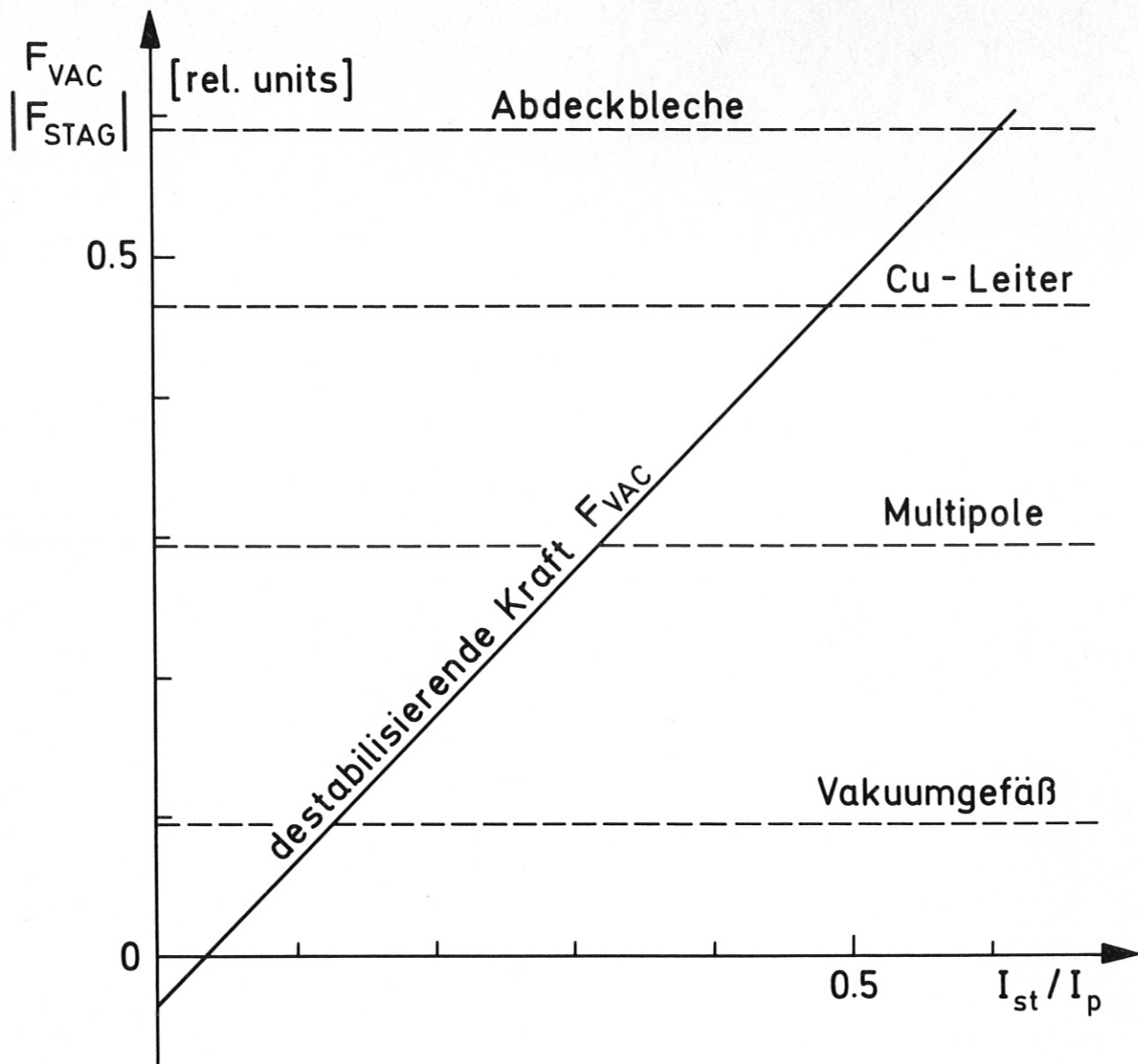


Fig. 6

Vertikales Stabilitätsverhalten als Funktion des Elongationsstromes I_{st} . F_{VAC} bezeichnet die destabilisierende Kraft aufgrund der Krümmung des angelegten Poloidalfeldes, F_{STAB} die stabilisierende Kraft aufgrund der in den einzelnen Strukturelementen induzierten Ströme. Der als "Multipole" bezeichnete Fall bezieht sich auf Parallelschaltung der Leiter MP1 und MP3 zwischen oben und unten. Stabilisierung auf der Zeitskala der schnellen Mode ist für $\left| F_{STAB} \right| > F_{VAC}$ gegeben.