Die spektrale Leuchtdichteverteilung entlang der Achse eines Theta-Pinches bei ungestörter Spulengeometrie
(The axial distribution of spectral luminance of a theta pinch in a coil with undisturbed geometry).

E. Glock und K. Hübner

IPP 1/34 März 1965

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Die spektrale Leuchtdichteverteilung entlang der Achse eines Theta-Pinches bei ungestörter Spulengeometrie
(The axial distribution of spectral luminance of a theta pinch in a coil with undisturbed geometry).

E. Glock und K. Hübner

IPP 1/34 März 1965

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

IPP 1/34 E. Glock The axial distribution of spectral
K. Hübner luminance of a theta pinch in a coil
with undisturbed geometry.
March 1965 (in German)

Abstract: An image was formed of the environment of the axis of a theta pinch in nitrogen through the slot of the collector plate upon the slit of a spectrograph. Thus the driving field was kept smooth and not spoiled by holes or slits in the coil. The spectra were photographed with an image converter and the time of exposure related to the signals of magnetic loops on the pinch. They showed that the plasma keeps well within the coil during the first two compressions and that the intensity of the spectral lines decreases smoothly from the middle to the ends of the coil.

In der Plasmadiagnostik gibt es nur einen Informationsträger, der den Zustand des untersuchten Plasmas nicht beeinflusst: die emittierte Strahlung. Ihre Messung allerdings liefert nur ein Integral über das gesamte erfasste Plasmavolumen. Insbesondere wird die Emission im Plasma längs des Lichtweges aufsummiert. Lokale Werte können nur indirekt aus weiteren Messungen oder Annahmen gewonnen werden.

Beim Theta-Pinch ist der Durchblick in Achsenrichtung frei. Bei stirnseitiger Beobachtung nimmt man meist die Projektion der Leuchtdichteverteilung auf die Querschnittsfläche als Mass für die räumliche Leuchtdichte, d.h. man nimmt Gleichverteilung in Achsenrichtung an. Für die Auswertung mancher Messungen ist die Homogenität so wichtig, dass sie eigens sichergestellt werden muss. So erhält man bei der Magnetfeldmessung mit Hilfe des Zeeman-Effekts von Emissionslinien nur dann die richtige Felstärke, wenn die räumliche Leuchtdichte der untersuchten Linie längs des Beobachtungsstrahles konstant ist (vgl. K. Hübner [1]). Zur Nachprüfung dieser Konstanz wurde die im folgenden angegebene Methode entwickelt. Auch andere Aufschlüsse, nämlich solche über Stabilität und Endverluste wurden auf diese Weise gewonnen.

Untersuchungen über die Längsverteilung der Leuchtdichte im Theta-Pinch werden häufig mit Hilfe von vielfach gebohrten oder geschlitzten Spulenwänden gemacht.

Aus der Hydrodynamik ist aber bekannt, dass die Turbulenzbildung in einer Strömung bei desto kleinerer Reynoldszahl eintritt, je grösser die Störungen der Anfangs- und Randbedingungen sind und als Störung in diesem Sinn ist die Änderung der Feldgeometrie durch Schlitze oder Bohrungen etc. anzusehen. Deshalb ist es nicht ohne weiteres zulässig, die Ergebnisse von Stabilitätsuntersuchungen bei gestörter Feldgeometrie auf ungestörte Anordnungen zu übertragen.

---

[1] K. Hübner, Z.f.Naturf. 19a, 1111 (1964)

Die einzige achsensenkrechte Einblicksmöglichkeit bei ungestörter Spule ist der Zwischenraum zwischen den Zuleitungen, der bei uns 1 mm breit, 1oo mm lang und 1oo mm tief war. Da sich an die durch diesen Zwischenraum getrennten Kollektorplatten die Zuleitungsbänder anschliessen, muss der Beobachtungsstrahl ausserdem um 9o° geknickt werden, um ins Freie zu gelangen. Unter diesen Bedingungen war eine eigentliche Abbildung nicht möglich, jedoch wurde ein Volumelement der in Fig. 1 gezeigten Form auf ein Längenelement eines Spektrographenspaltes unter Verzicht auf Auflösung anders als in Richtung der Spulenachse abgebildet und zwar mittels eines flachen, als Lichtleiterplatte wirkenden Umlenkprismas im Kollektorspalt. Der Abbildungsmasstab war so gewählt, dass die Spulenlänge auf die Länge des Spektrographenspaltes verkleinert wurde. Das Schema der Anordnung ist in Fig. 2 dargestellt. In der Bildebene des Spektrographen und auf der Anode des Bildwandlerverschlusses erschien somit ein Bild der Umgebung der z-Achse, spektral zerlegt. In Fig. 3a, b sind je zwei solcher Spektren übereinander zu sehen, da zwei unabhängige Gitter in einem 2 m - Spektrographen von Bausch & Lomb verwendet wurden. Es war ursprünglich geplant, aus jedem der beiden Spektren nur eine Linie auszublenden und diese über die Zeitachse zu schmieren. Aus Intensitätsgründen konnte dies jedoch nicht durchgeführt werden. Als Momentverschluss diente ein im Institut gebauter Bildwandler. Die Öffnungszeit des Verschlusses ist bei jedem Bild in die zugehörigen Sondensignale eingetragen.

Für die Versuche wurde ein Theta-Pinch folgender Daten verwendet:

Spulenlänge	1oo mm
Spulendurchmesser	5o mm
Rohrdurchmesser	4o mm
Füllgas	N_2
Fülldruck	35o μ
Ladekapazität	17,6 μF
Ladespannung	24 kV
Anfangsinduktivität	6o nH
Schwingungsdauer	6,5 μs

Stickstoff wurde deshalb als Füllgas gewählt, weil einerseits in Wasserstoff wegen der raschen Bewegungsvorgänge kürzere Belichtungszeiten notwendig wären, andererseits so gut wie keine intensive Linienstrahlung aus dem vollständig ionisierten Wasserstoff zu erwarten ist. Ferner war die oben erwähnte Magnetfeldmessung durch Zeeman-Effekt mit Stickstoffzusatz durchgeführt worden, so dass gerade ein Aufschluss über die Homogenität dieser Linien erwünscht war.

Zur Linienidentifizierung wurden die Mooreschen Tafeln [1] verwendet. Die Fig. 4 zeigt die Lage der Multipletts im untersuchten Spektralbereich.

Zur Diskussion der Aufnahmen ist noch eine Zuordnung zwischen der Belichtungszeit und dem Bewegungsablauf im Plasma zu treffen. Zu diesem Zweck wurde der letztere mit einer Greenschen [2] Sondenkombination verfolgt. Diese besteht aus einer Flusschleife im Zwischenraum zwischen Spule und Rohr und aus einer anderen im Streufeld der Spule (Fig. 5). Die Differenz der beiden Signale wird auf den Oszillographen gegeben und für Entladung bei evakuiertem Rohr auf Null abgeglichen.

Mit der Bezeichnung B für die achsiale magnetische Induktion, F für magnetischen Fluss und A für Querschnittsflächen und den Indices c für Pinchspule, H für den Hohlraum innerhalb der stromführenden Plasmaschicht und e für den Zwischenraum zwischen dieser und Pinchspule ist das Differenzsignal in erster Näherung

$$D \cdot b = s_1 - s_2 = b \cdot A_c (\dot{B}_c - \dot{B}_e) \,, \qquad b = \text{Eichfaktor}$$

und der Gesamtfluss

$$F_c = F_H + F_e \qquad \text{(Plasmadicke 0).}$$

Nimmt man für die Feldstärke Rechteckprofil an, d.h. B(r) = const. mit einer Sprungstelle in der Plasmaschicht, so kann man ansetzen:

$$B_c A_c = B_H A_H + B_e A_e$$

$$= A_c B_e + A_H (B_H - B_e), \text{ wegen } A_c = A_e + A_H \,,$$

---

1) C.E. Moore, A Multiplet Table of Astrophysical Interest, Washington 1945

2) T.S. Green, Nucl. Fusion 2, 52 (1962)

oder

$$A_c\,(B_c - B_e) = A_H\,(B_H - B_e)$$

Die linke Seite ist das Zeitintegral des Differenzsignals D. Bei diesem selbst, also der Zeitableitung, verschwindet bei Flusskonstanz $d/dt(A_H\ B_H)$, so dass das Signal

$$D = \dot{A}_H B_e + A_H \dot{B}_e = A_H B_e \left(\frac{\dot{A}_H}{A_H} + \frac{\dot{B}_e}{B_e} \right).$$

Für uns genügt eine Diskussion der Nullstellen von D(t):
Bis zum Aufbau einer Plasmaschicht an der Rohrwand ist D = 0, weil ja die Spulen so abgeglichen wurden.

Nach der Zündung gibt es 2 Möglichkeiten für das Verschwinden von D (das Verschwinden von $A_H \cdot B_e$ kann für den Anfang ausgeschlossen werden):

1. $A_H/A_H = -B_e/B_e$; dies trifft für den ersten Nulldurchgang zu.

2. B_e/B_e 0, $A_H/A_H = 0$; dieses Verschwinden beider Summanden trifft für die folgenden Nulldurchgänge zu, da bei diesen die relative Änderung von B_e klein wird gegen die Oszillationen von A_H.

Somit können wir die erste Kompression vom ersten Maximum des Signals (Wandablösung des Plasmas) bis zum zweiten Nulldurchgang (Minimum von A_H) datieren.

Eine genaue photometrische Auswertung der Bildwandleraufnahmen (Fig. 3a, b) soll erst nach Verbesserung der Apparatur und damit der Aufnahmequalität durchgeführt werden. Um aus dem jetzt vorliegenden Material eine Abschätzung der Temperatur zu gewinnen, wurden die Linienintensitäten visuell in 6 Stufen geteilt, deren jede etwa um den Faktor 2 von der vorhergehenden entfernt ist.

Legt man die unter einigen Vereinfachungen berechneten Ionisierungskurven von L.L. House [1] zugrunde (Fig. 6), so erhält man aus den Linien 4858 Å für N III und 4803 Å für N II die in Fig. 3a, b recht gezeigten Temperaturstufen über der Längsachse des Rohres. Die weiteren Ergebnisse der Untersuchungen sind folgende:

---

[1] L.L. House, Ionization Equilibrium of the Elements of H to Fe, Astrophys. Journal, Suppl. Series 8, 307 (1963/64)

Die zur Feldmessung mit Zeeman-Effekt verwendete Linie (N II, 4447 Å) zeigt kaum merkliche Intensitätsvariation über die Länge Das Plasma erreicht die Spulenenden nicht, sondern bleibt in den ersten beiden Kompressionen einige cm innerhalb der Spule. Das in der ersten Kompression auftretende Kontinuum zeigt merkliche Intensitätsschwankungen über die Rohrlänge, der Intensitätsverlauf der Linien dagegen steigt vom Spulenende zur Spulenmitte monoton und zeigt erst in der zweiten Kompression Ungleichmässigkeit. Ein Ausströmen des Plasmas aus den Spulenenden, sog. Endverlust, konnte nicht beobachtet werden. Die Dichte in einer solchen Strömung muss also um einige Grössenordnungen unter der Dichte in der Spulenmitte liegen.

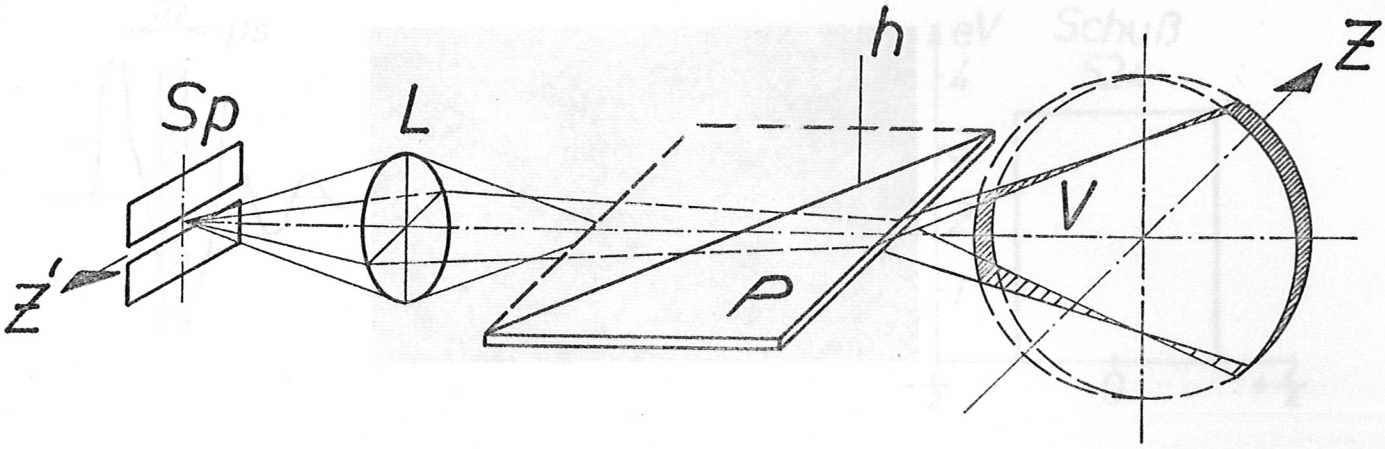


Fig. 1 Wirkungsweise der Lichtleiterplatte. Das Volumelement V wird durch die Platte P mit der Linse L auf einen Punkt des Spektrographenspaltes abgebildet. Statt der Spiegelung an der Hypotenusenfläche h wurde der Strahlengang geradlinig gezeichnet.

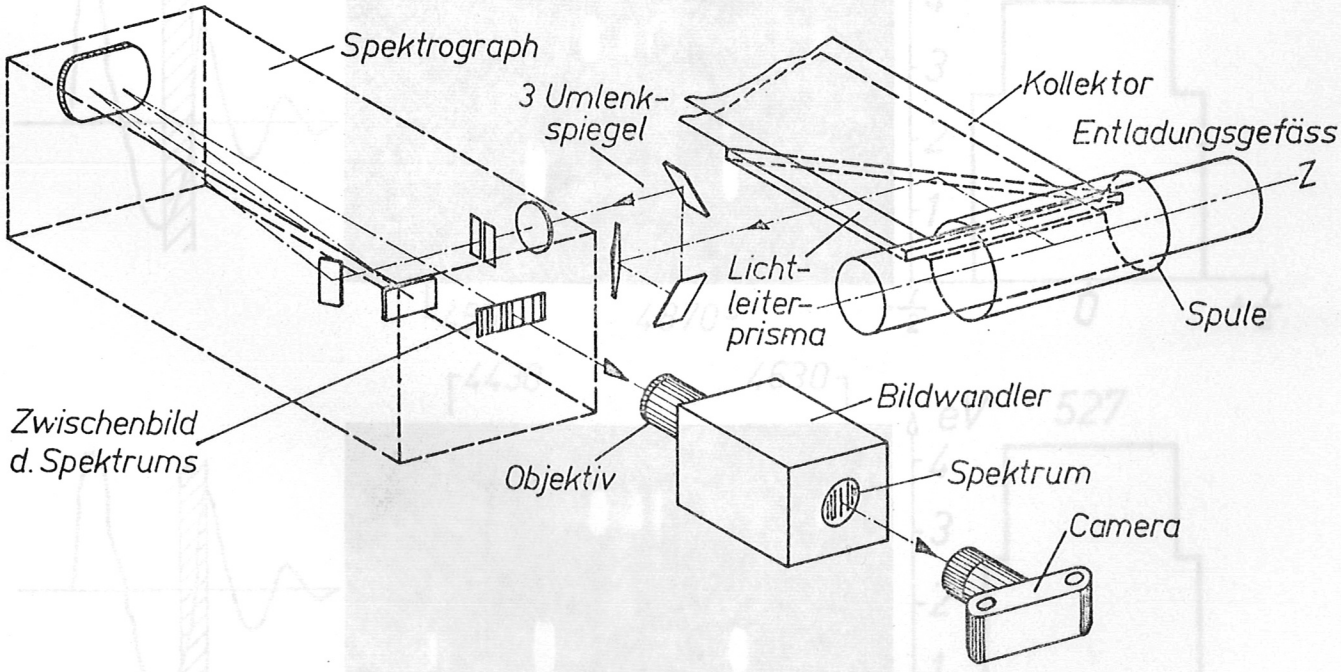
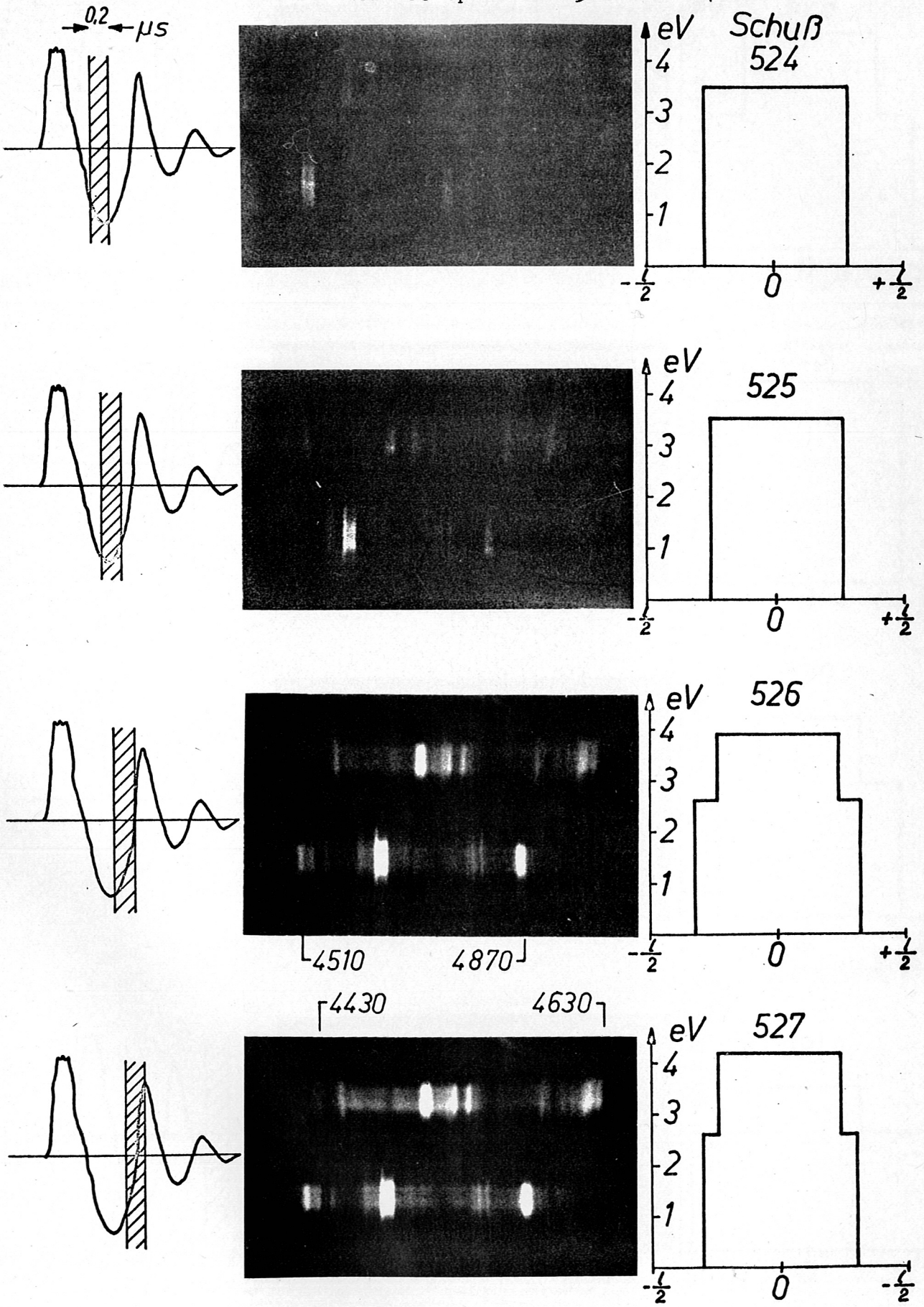


Fig. 2 Versuchsaufbau
Rechts oben Θ-Pinch mit Prisma im Kollektorspalt. Im Spektrographen ist nur ein Gitter gezeichnet.

Fig. 3a Linke Reihe: Sondensignal mit Belichtungszeit
Mittlere Reihe: Jeweils oberes Spektrum 4430 bis 4630 Å,
unteres Spektrum 4510 bis 4870 Å



Rechte Reihe: Ungefährer Temperaturverlauf längs der Achse

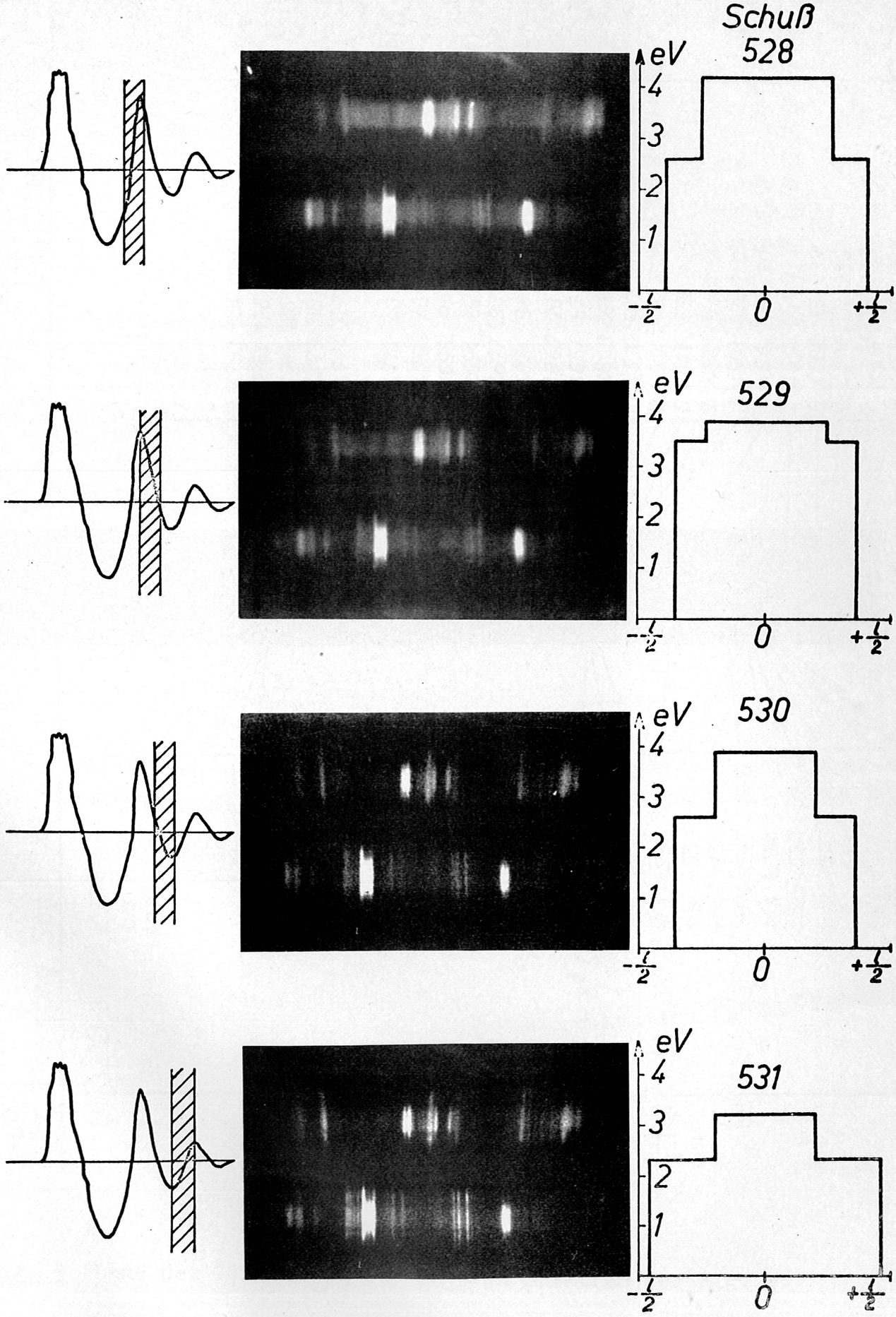


Fig. 3b (siehe 3a)

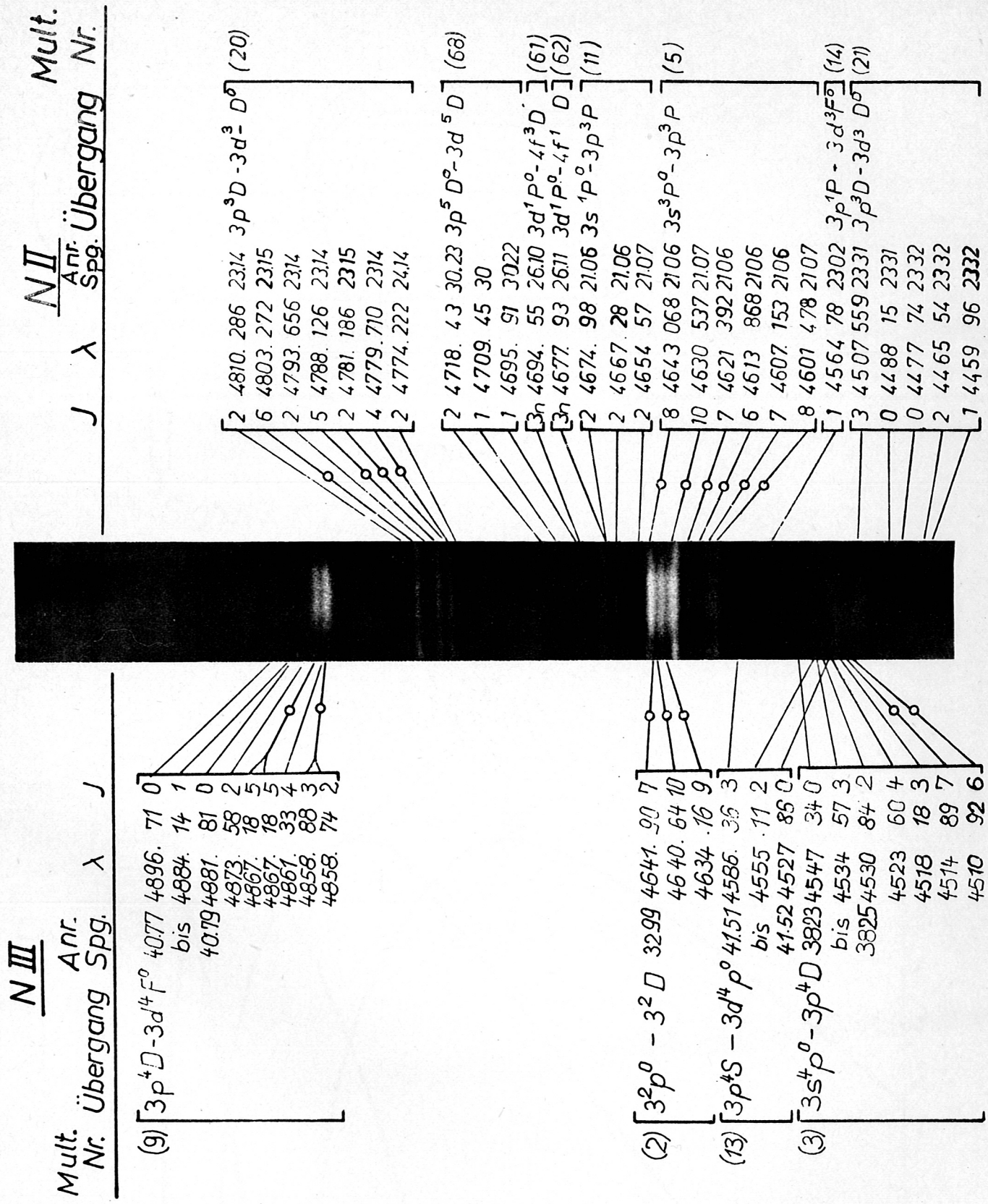


Fig. 4 Lage der Linien auf den unteren Spektren der Fig. 3.

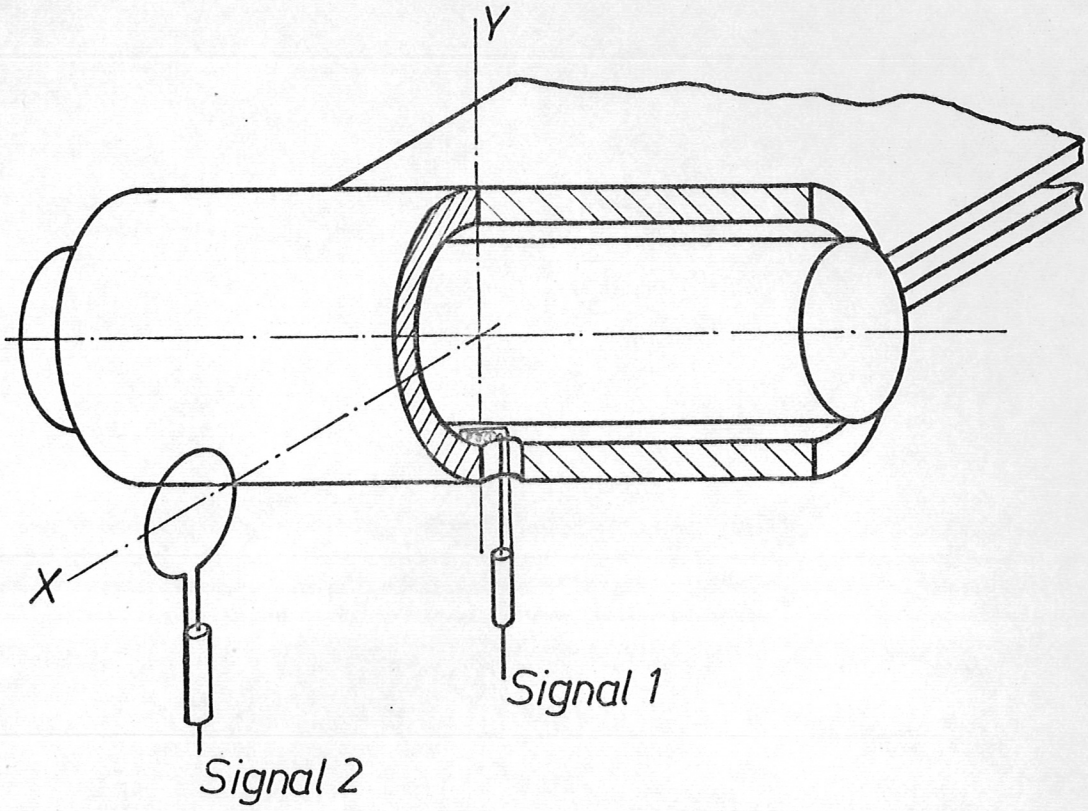


Fig. 5 Lage der Greenschen Sonden. Beide Windungsflächen liegen in der x-y Ebene.

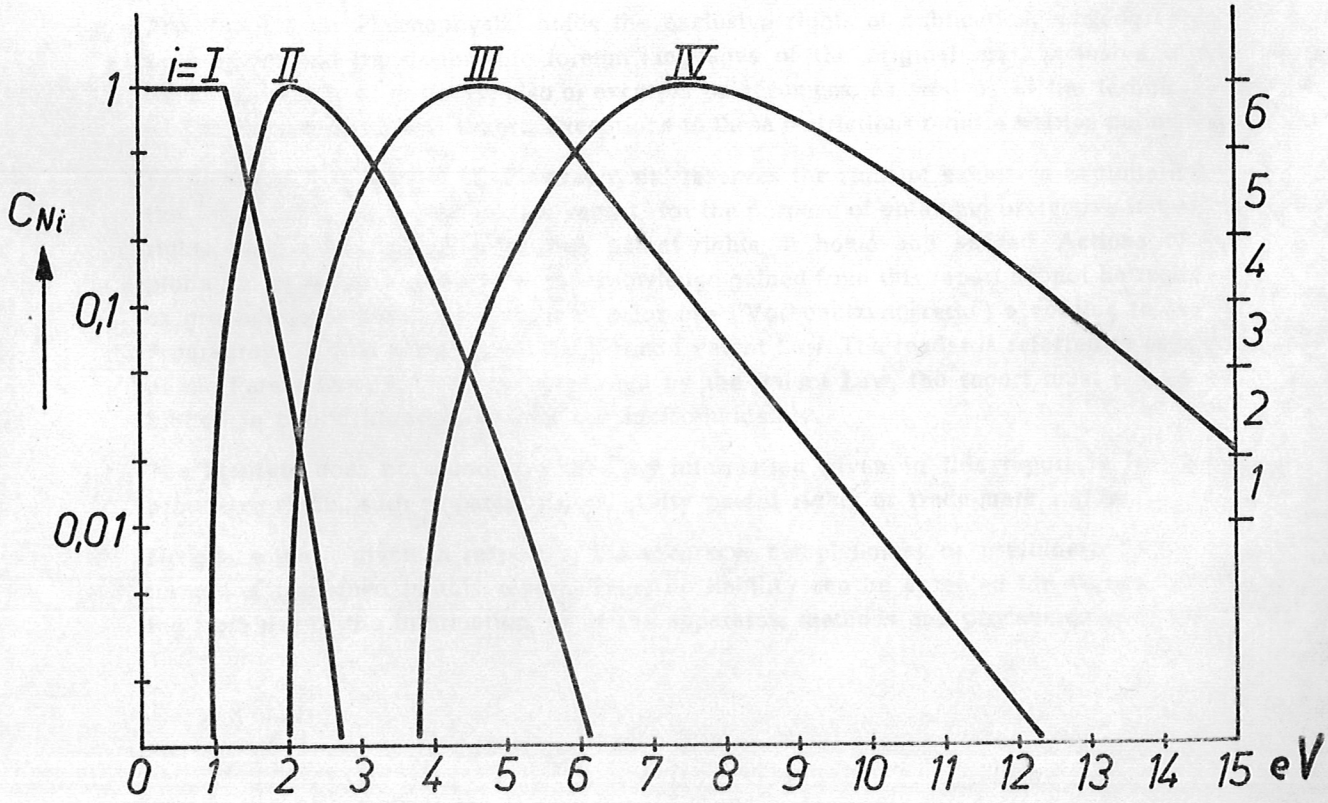


Fig. 6 Ionisierungskurven von Stickstoff nach L.L. House