



I. T NG QUAN V CH N OÁN PLASMA

1.1 Khái ni m ch n oán plasma

Plasma c xem là tr ng thái th t c a v t ch t. V t ch t khi t n t i tr ng thái này xu t hi n các tính ch t r t khác bi t so v i các tr ng thái v t ch t khác, ng th i các đ ng t ng tác trong môi tr ng này r t ph c t p. Do ó vi c xác nh các thông s c tr ng cho tr ng thái plasma là r t khó kh n và c th c hi n thông qua các ph ng pháp ch n oán plasma.

Th nào là ch n oán plasma?

Ch n oán plasma là nghiên c u các hi n t ng v t lý t i n tri n bên trong plasma, t ó suy ra các tính ch t c a plasma. Nghiên c u các tính ch t c a plasma b t u t s mô t các hi n t ng và vi c thi t l p nh ng i u ki n mà trong ó plasma có th c hình thành và phát tri n. Ti p theo là ph i phân tích các tính ch t c a plasma, và ti n hành các phép o các tham s v t lý c a plasma nh m t electron, m t ion, nhi t , thành ph n plasma. Vi c xác nh hay o c b t k tham s nào c a plasma c ng là v n r t ph c t p. Các ph ng pháp o nhi t , m t , thành ph n c a plasma g i chung là các ph ng pháp ch n oán plasma.

1.2 Các ph ng pháp ch n oán plasma

V t lý th c nghi m ã nghiên c u r t nhi u v các ch t khí bình th ng (khí th c) nh ng khi nghiên c u plasma l i g p ph i nh ng khó kh n ph c t p vô cùng, nh vi c cùng o m t i l ng v t lý b ng nh ng đ ng c v t lý khác nhau th ng cho k t qu khác nhau. Chính vì v y, vi c rút ra m t k t lu n nào y v m t tính ch t c a plasma ch đ a vào m t đ ng c o riêng bi t là sai l m. Do ó không th ch đ a vào s ki m tra ng i n a ra m t s ch n oán chính xác v tính ch t c a plasma.

M t vài ph ng pháp ch n oán plasma th ng c áp đ ng r ng rãi trong nghiên c u plasma là:

- Ph ng pháp quay phim t c cao
- Ph ng pháp phân tích quang ph
- Ph ng pháp u dò

Chúng ta s tìm hi u c ch c a t ng ph ng pháp và ph m vi ng d ng c a nó trong nghiên c u plasma.

II. PH NG PHÁP QUAY PHIM T C CAO

Th i gian x y ra s phóng i n xung trong ch t khí ch b ng m t ph n tri u c a giây. Vì v y c n thi t ph i có s ch p nh và quay phim c c nhanh ghi l i hình nh c a plasma. Hi n nay ngành v t lý th c nghi m ã c trang b nh ng bu ng chi u phim và máy quay phim c c nhanh có th ghi c 10 000 000 b c nh trong m t giây. Ph ng pháp ch p nh nhanh và quay phim c c nhanh ã mang l i nh ng k t qu t t p trong nghiên c u nh ng quá trình t n tri n nhanh. Ví d nh s phóng i n xung, tia l a i n và ch p.

Máy quay phim c c nhanh có c u t o c b ng m: h th u kính h i t , t m ch n, g ng quay và màn phim. Ánh sáng t ng phóng i n ch a plasma i qua h th u kính h i t i qua t m ch n vào g ng quay, sau ó ph n x n màn phim. G ng quay c ch t o theo d ng l ng tr có nhi u m t, quay xung quanh m t tr c c nh. Màn phim có tính ch t nh y sáng, thi t k d ng vòng cung bao xung quanh g ng quay. Khi g ng quay quay nhanh, các tia sáng s c ghi nh n l i liên t c trên phim và cho ta hình dáng c a các giai o n phóng i n trong kho ng th i gian r t ng n. ó là nh ng b ng ch ng xác th c v tính không n nh c a s t phóng i n.

hình

Nh ph ng pháp quay phim t c cao, ng i ta ã có th mô t thành công s phóng i n trong kho ng th i gian ng n ch b ng m t ph n tri u giây. Ngoài ra, ng i ta còn có th l a ch n th i i m ch p nh s phóng i n v i chính xác cao. N u th c hi n ch p m t lo t b c nh nh ng th i i m khác nhau, ng i ta có th nh n c m t b c tranh hoàn ch nh v s phóng i n trong plasma.

III. PH NG PHÁP PHÂN TÍCH QUANG PH

3.1. Ph m vi ng d ng

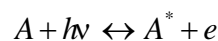
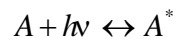
Vì c phân tích quang ph c a ánh sáng do s phóng i n trong ch t khí phát ra là m t ph ng pháp ch n oán plasma r t quan tr ng. C ng và thành ph n quang ph c a b c x plasma ph thu c vào nhi t và m t c a nó. Trên c s này, ph ng pháp phân tích quang ph cho phép xác nh nhi t c a electron và ion, thành ph n, m t , n ng các thành ph n khác nhau c a plasma. Nh ng k t qu thu c t ph ng pháp phân tích quang ph ã b sung áng k cho nh ng hi u bi t c a chúng ta v các quá trình di n ra trong plasma.

Ph ng pháp phân tích quang ph th ng c ng d ng trong nghiên c u plasma nhi t cao (kho ng 10^6K). Khi nhi t cao h n, khí plasma b ion hóa hoàn toàn, do ó phát ra r t ít b c x vùng kh ki n. Vì th vai trò c a ph ng pháp quang ph h c trong vi c ch n oán plasma b gi m xu ng so v i nh ng ph ng pháp th c nghi m khác.

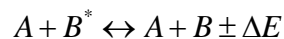
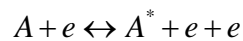
3.2 C s lý thuy t

Trong plasma các nguyên t trung hòa b kích thích do va ch m (không àn h i) v i các h t tích i n và v i các b c x , nên chúng tr ng thái kích thích và khi chuy n v tr ng thái c b n chúng phát ra b c x . T ây ng i ta có th bi t c n ng , nhi t các nguyên t trung hòa và các h t tích i n. Các t ng tác có th x y ra trong plasma:

- B c x $h\nu$



- Va ch m:



M t tr ng thái c a các h t c tính theo phân b Boltzmann (v i plasma nhi t th p):

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} \exp\left(-\frac{E_n - E_m}{kT}\right) \quad (3.2.1)$$

V i plasma nhi t cao, ta có ph ng trình Saha:

$$\frac{x^2 p}{1-x^2} = \left(\frac{2\pi m}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}} \exp\left(-\frac{E_f}{kT}\right) \quad (3.2.2)$$

$x = \frac{N_{jo}}{N_{jo} + N_0}$ là ion hóa, N_{jo} là s ion hóa trong m t n v th tích, N_0 là s

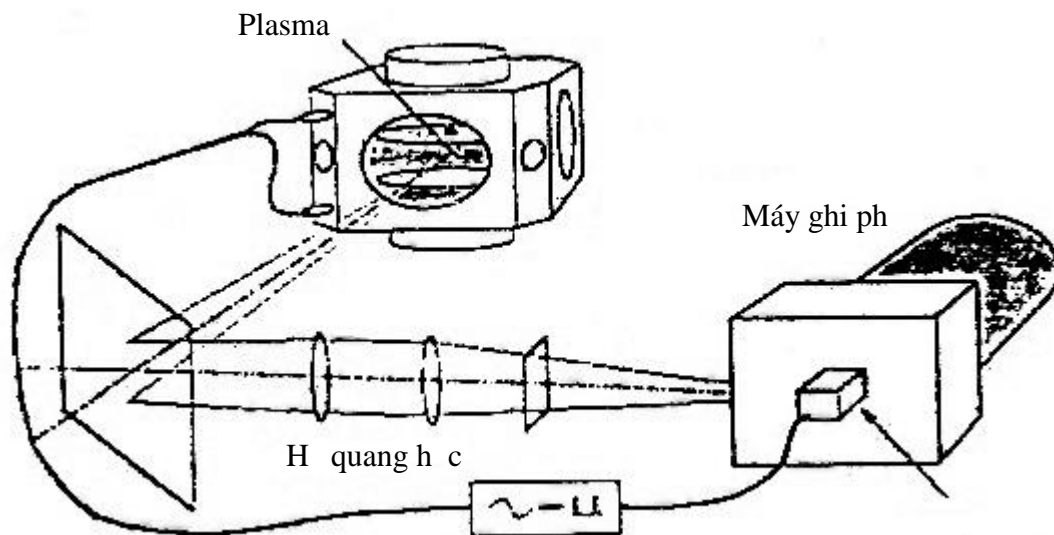
nguyên t trung hòa, E_f là n ng l ng ion hóa, p là áp su t khí, m là kh i l ng i n t .

T ph ng trình Saha cho th y khi nhi t plasma t ng cao thì s nguyên t b ion hóa t ng nên s nguyên t trung hòa N_0 gi m, do ó c ng v ch ph gi m, nên ph ng pháp quang ch n oán c n ng các h t trung hòa. Ph nh n c có th vùng kh ki n, vùng tr ng thái t ng o i ho c tia X tùy thu c vào các tr ng thái kích thích c a các nguyên t , phân t trong plasma.

Các ph ng trình v n chuy n: nó cho bi t s thay i m t các h t theo th i gian, n ng l ng t ng tác cùng v i các d ng t ng tác trên, ây không nói n d ng t ng quát c a nó vì nó r t ph c t p.

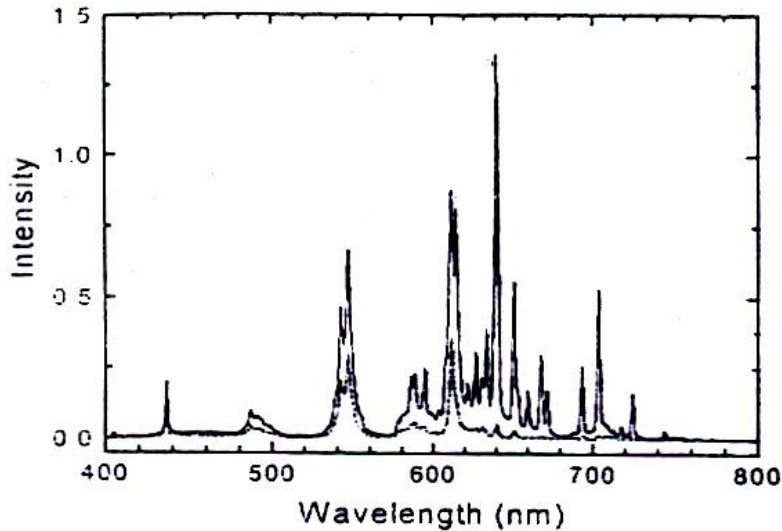
3.3 M t s k t qu th c nghi m

S ch n oán:



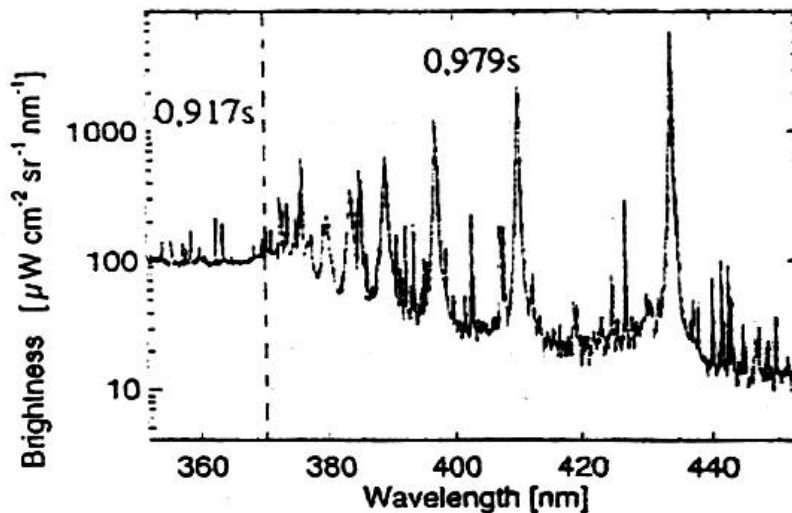
Hình 3.1: S ch n oán plasma b ng ph ng pháp quang ph phát x

C ng và thành ph n quang ph c a b c x plasma ph thu c t ng ng vào m t và nhi t c a nó. Ngoài ra d ng ph phát x còn ph thu c vào các tham s khác nh c ng , áp su t,...nh hình 3.2



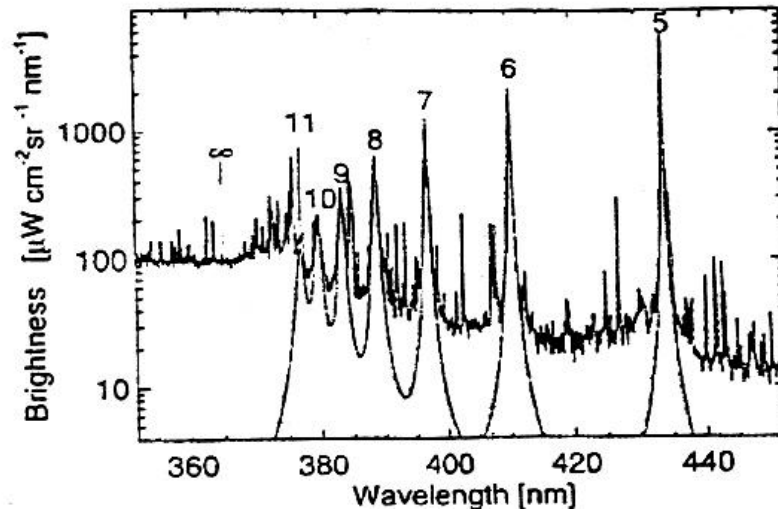
Hình 3.2: Ph phát x c a Ne áp su t 1000Pa, ng kính ng 26mm, ng t nét 200mA và mi n nét 1500mA. Khi t ng c ng dòng i n thì th y các nh ph xu t hi n rõ ràng h n.

Tr ng thái c a plasma thay i theo th i gian n ên hình d ng ph c a plasma luôn thay i theo th i gian, ch n oán ta ph i liên t c kh o sát ph theo th i gian. Ví d k t q a ch n oán d i ây (hình 3.3)



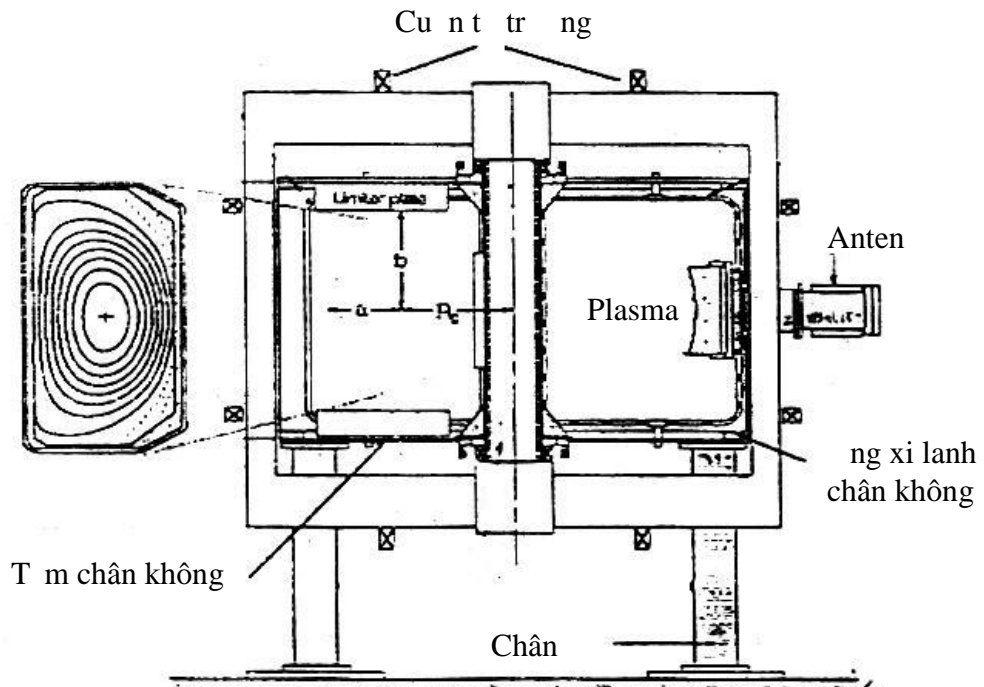
Hình 3.3: Ph phát x c a Deuterium gi a hai th i i m 0,917s và 0,979s sau khi b t u phóng i n.

Ta nh n th y ph càng v phía b c sóng dài càng rõ nét, là do s phóng i n ng nh t. ngoài ra n n ph cao là do plasma này có l n t p ch t, và do các hi u ng m r ng v ch ph . Các hi u ng này gây nh h ng r t l n ph phát x , hãy so sánh hình 3.3 v i hình 3.4 d i đây:



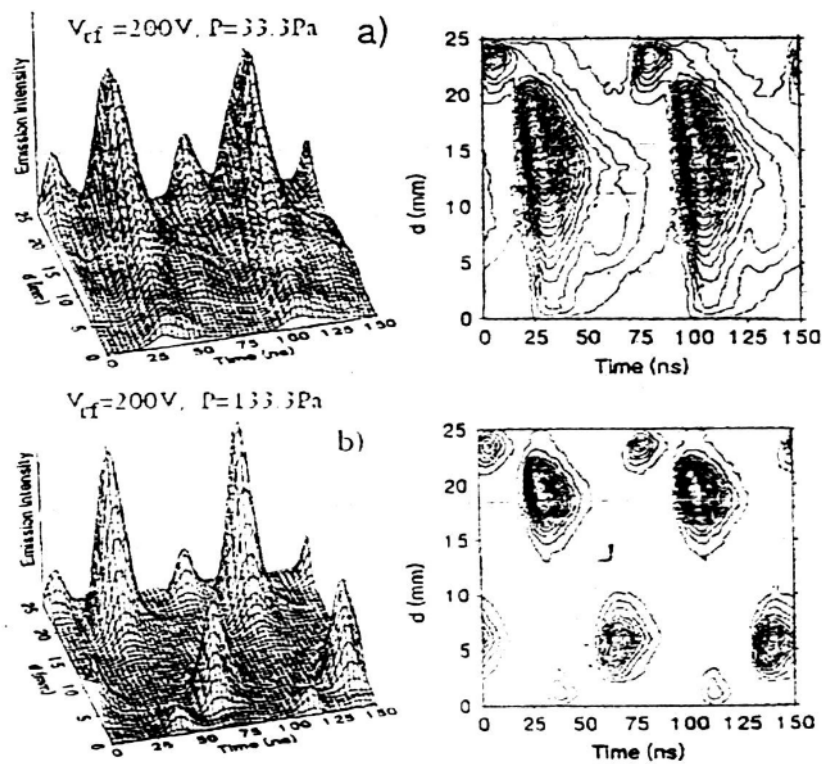
Hình 3.4: Ph phát x c a Deuterium, so sánh hình 3 khi có chú ý n s m r ng c a ph Lorentz.

Do có tham s plasma thay i theo các v trí khác nhau trong bu ng ch a nó, n ên ng i ta ghi ph c a nó d i d ng hai ho c ba chi u. Ph ng pháp này có hi u qu r t l n trong ch n oán plasma nhi t cao c giảm trong bu ng t tr ng hay các ng c tên l a v tr , nh s h tr tính toán c a máy tính mà ta có ph hai ho c ba chi u thay i theo th i gian, t a . Vi c ghi ph c th c hi n qua nhi u camera tia X t c c t xung quanh bu ng t tr ng. bu ng t tr ng có c u t o nh hình 5, bao quanh bu ng t tr ng là các cu n t tính, khi plasma b giảm trong bu ng t tr ng nó r t khó t ng tác v i thành trong c a bu ng, i u này r t quan tr ng plasma nhi t cao.



Hình 3.5: M t c t c a bu ng t tr ng, các ng xo n là b m t t tr ng

Ph thu nh n c có phân gi i cao v không gian và th i gian. Hình 3.6 cho ta hình nh 3 chi u v c ng phát x c nguyên t H v ch H thay i theo th i gian và v trí, i n th t n s radio 200V v i áp su t 33,3Pa (a) v à áp su t 133,3Pa (b).



Hình 3.6: Ph phân gi i theo th i gian và không gian

IV. PHƯƠNG PHÁP ƯU ĐỒ

4.1 Ưu đồ sóng vô tuyến (bức xạ tần số cao tần)

Khi nghiên cứu sự hấp thụ và tán xạ sóng vô tuyến trong plasma, người ta có thể biết được mật độ electron trong nó. Và khi nghiên cứu dao động plasma cao tần, người ta có thể xác định chính xác các electron.

Hiện nay các kỹ thuật lý thuyết và phương pháp dùng sóng vô tuyến, trực tiếp chúng ta cần tìm hiểu sự lan truyền sóng điện từ trong plasma.

4.1.1 Mối liên hệ giữa plasma và sóng điện từ

Nếu vận tốc sóng điện từ bằng vận tốc ánh sáng c thì trong môi trường bất kỳ vận tốc truyền của sóng điện từ phụ thuộc vào môi trường:

$$v = \frac{c}{n} \quad (4.1.1)$$

Trong môi trường chiết suất của môi trường.

Plasma không có môi trường trong môi trường chiết suất môi trường phụ thuộc vào:

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_e^2}{\omega^2}} \quad (4.1.2)$$

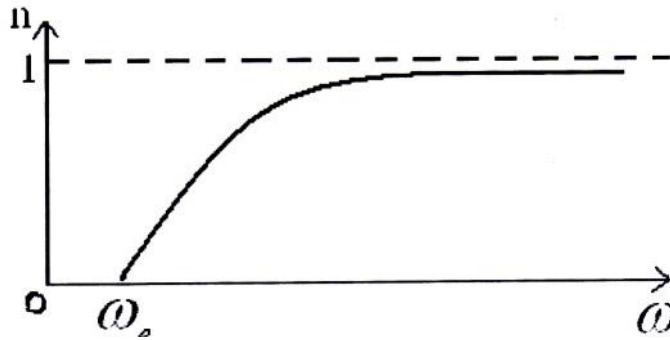
Trong môi trường

ω_e : tần số dao động plasma e.

ω : tần số dao động sóng điện từ

- Trường hợp $\omega \gg \omega_e$: n gần bằng 1
- Trường hợp ω giảm: n giảm
- Trường hợp $\omega = \omega_e$: $n=0$
- Trường hợp $\omega < \omega_e$: n có giá trị ảo $1 - \frac{\omega_e^2}{\omega^2} < 0$ và không có ứng dụng vật lý

Trong thực tế $\omega > \omega_e$ thì biểu thức môi trường có ứng dụng thực tiễn.



Hình 4.1: Đồ thị biểu diễn số phụ thuộc của chiết suất môi trường vào tần số sóng điện từ

Nhiều kiến thức sóng truyền trong Plasma:

• $\omega < \omega_e$: không xuyên qua plasma mà chỉ “thăm” vào 1 lớp mỏng. Sóng điện từ tần số nhỏ hơn nên các dao động xảy ra chậm. Trong khoảng thời gian bằng chu kỳ T, các hạt mang điện phản xạ lại và sóng lan chuyển sóng không xảy ra nữa.

• $\omega > \omega_e$: sóng điện từ xuyên qua plasma. Những dao động xảy ra nhanh, sóng phản xạ lại các hạt mang điện không kịp tiến hành. Do vậy sóng truyền một cách tới do trong plasma. Vì tần số plasma phụ thuộc vào mật độ hạt trong plasma, cho nên có thể xảy ra trường hợp sóng truyền được trong môi trường với mật độ này nhưng không truyền được trong môi trường với mật độ khác. Công thức tính tần số plasma:

$$\omega_e = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}} \quad (4.1.3)$$

- Mật độ lớn $\Rightarrow \omega < \omega_e$: sóng không thể truyền được trong plasma
- Mật độ nhỏ $\Rightarrow \omega > \omega_e$: sóng truyền qua được plasma. Nhưng vậy mà người ta có thể thành lập phương pháp chẩn đoán plasma và đo mật độ các hạt trong plasma với độ chính xác cao.

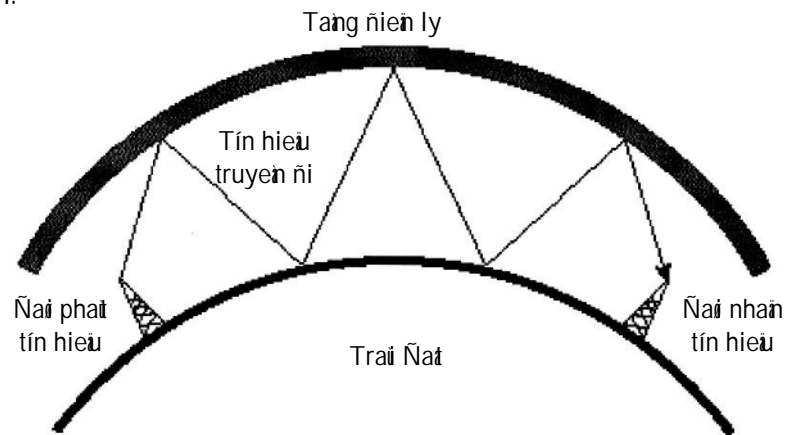
Nếu có trường, sóng truyền sóng trong plasma sẽ rất phức tạp.

4.1.2 Sóng thông tin liên lạc bằng sóng ngắn

Tại sao người ta có thể thông tin liên lạc giữa Hà Nội với TP.HCM hoặc với Bắc Kinh? Đó là do plasma bao xung quanh Trái Đất.

- Tầng ôit trên cùng của khí quyển do tác dụng của Mặt Trời bị ion hóa và tầng này được gọi là tầng điện ly (Plasma)

- Plasma ôitàng ñiêng ly coi3 loaii haít: trung hoã, ion va electron.
- Soing voítuyeán tömöñ ñaí voítuyeán truyeán ñiêng táng ñiêng ly seì bì phain xai trôilaii bôit táng ñiêng ly. Ngöôit ta coi theá thu ñöôc soing phain xai nay nhömaiy thu thanh ñaít caich ñaí phait thanh ôi khoảng caich rat löin.



Hình 4.2: Söi phain xai soing voítuyeán bôit táng ñiêng ly

- Tính chất phain xai của plasma phụ thuộc vào mật ñoã của nói. Vôit mật ñoã càng löin, söi phain xai soing ñiêng töc càng mañh.
- Mật ñoã haít mang ñiêng của táng ñiêng ly thay ñoã nhiều trong möt ngay ñeim. Ban ngay do böc xai của mặt tröi, söi ion hoã dieñ ra mañh, mặt ñoã haít mang ñiêng löin ⇒ táng ñiêng ly phain xai töc caic soing ngay. Ban ñeim do không coi böc xai của mặt tröi, caic haít taii hõp lai, mặt ñoã haít mang ñiêng giam, soing tham saü vào táng ñiêng ly vaítat dañ.
- Năm 1946 – 1947, Kabanov tìm ra kó thuát voítuyeán soing ngay. Tín hieü tháing phait ra töñ ñaí phait voítuyeán vañhañ ñöôc phain xai ôitàng ñiêng ly bang maiy thu voítuy eñ.
- Ngöôit ta coi theá ghi nhận tín hieü ngöôc (tín hieü ñöôc hình thanh do tính không bang pháing của trai ñaít ôigán maiy thu). Tín hieü ngöôc nay lai ñöôc phain xai töta ñg ñiêng ly vañ quay veà Trai Ñaít.
- Hieü öing Kabanov coi theá söi dung ñeñ kieñ tra tín hieü truyeán tháing töm maiy phait ñeñ maiy thu.
- Neü không coi tín hieü ngöôc thì không theá chañ chañ rang tín hieü tháing ñaí ñeñ maiy thu: ñoã ñaí soing nhoi ⇒ soing ñöôc phait ra töñ ñaí voítuyeán coi theá không phain xai ôitàng ñiêng ly,

mà truyền xuyên qua vùng này (tức là trong suốt). Do vậy, muốn mỗi tín hiệu đều truyền đến miền năng động, phải tăng hoặc giảm số vòng (hay giảm tăng số vòng nếu cần).

- Số phát minh máy này và vật truyền bằng sóng ngắn liên quan đến hiệu ứng Kabanov.

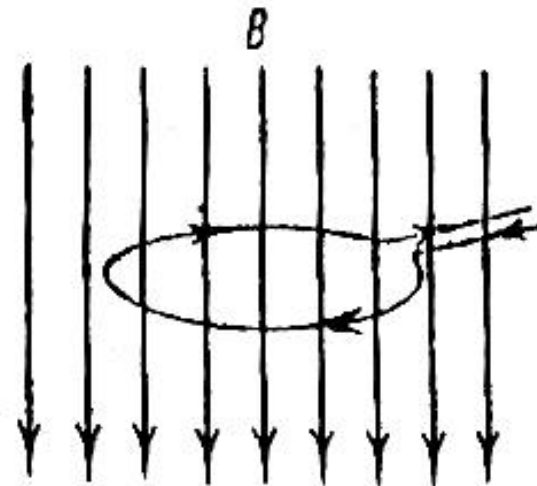
- Các máy vật truyền này và hiệu ứng Kabanov thì tầm quan sát tăng lên năng lượng cho phép phát hiện ra những tên lửa vôốt này, các vụ nổ hạt nhân. Một năm máy dò ion hoạt động hình thành trong số này tên lửa hoặc vụ nổ hạt nhân và năm máy dò sẽ "tiết lộ bí mật" của chúng. Tín hiệu nên từ sẽ phản xạ từ năm máy này cho phép phát hiện ra tên lửa đang bay hoặc các vụ nổ hạt nhân xảy ra ở đâu.

4.2. Bộ dò từ trường

Khi tiến hành chẩn đoán plasma, cần thiết phải biết các phân bố của trường từ trong ống phóng ion, đó là nhiệm vụ rất quan trọng và phức tạp. Sự thất bại của trường liên hệ chặt chẽ với các tính chất của plasma. Các trường từ trong ống phóng ion có cùng một nguyên lý. Đó là tính chất của trường của plasma khí. Khi biết sự phân bố của trường, ta có thể thiết lập sự phân bố dòng điện trong bản thân plasma. Ngoài ra có thể biết các nhiệt của plasma.

Bộ dò từ trường là một vòng dây rất nhỏ kính chiếu vào khoảng 1mm. Vòng dây các cuộn dây được phóng ion như bình thường. Bộ dò có thể đưa vào một môi trường nào đó thu được phóng ion qua chất khí. Nhiệt độ biến thiên của trường trong vòng dây của bộ dò sẽ cho biết điện áp, mà theo giá trị của điện áp có thể tính toán

các biến thiên của các trường từ trong buồng phóng ion. Một máy đo trường ký dùng ghi điện áp này.



Hình 4.3: u dò t tr ng

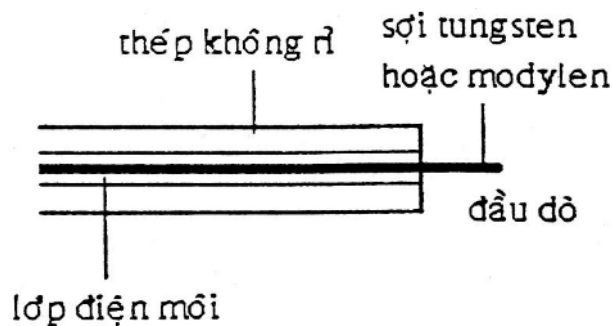
Nh ng vi c s d ng u dò t tr ng ôi khi không th áp d ng c khi các ch t t o nên u dò b b ch i, làm xu t hi n nh ng t p ch t trong plasma. M t khó kh n r t c b n n a là các u dò nh h ng n quá trình c a s phóng i n. i u này làm gi m chính xác c a u dò t tr ng.

4.3 u dò i n

Trong s các ph ng pháp ch n oán plasma, u dò i n c xem là ph ng pháp tỉ n l i và chính xác nh t. Ph ng pháp này c s d ng vào u th k 20 nên c g i là u dò t nh i n Langmuir.

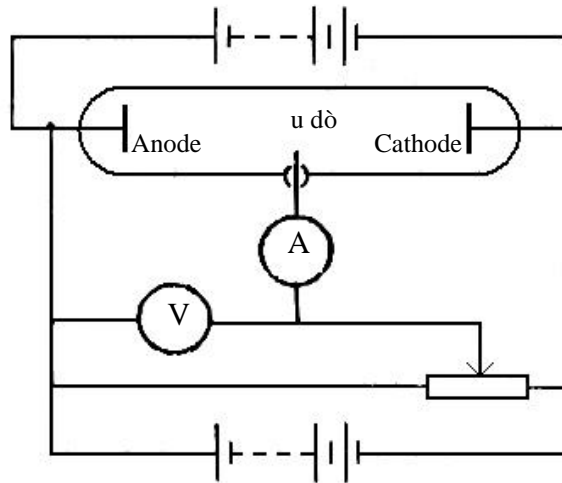
4.3.1 C u t o và nguyên t c ho t ng

u dò t nh i n Langmuir là m t s i dây kim lo i m nh hình tr , bên ngoài c bao b c b i ch t cách i n d c theo chi u dài, ch h m i nh n c a s i dây g i là u dò. Kích th c u dò vào c vài mm n vài cm.



Hình 4.4: C u t o u dò Langmuir

u dò c t trong plasma. Ph n m ch ngoài m c thêm m t ampe k và m t vôn k , chúng cho phép xác nh s ph thu c c a c ng dòng i n vào i n th gi a anode và u dò. N u ta thay i hi u i n th gi a anode và u dò, dòng i n qua u dò c ng s thay i, nh ó ta nh n c nh ng thông tin v dòng h t, m t i n tích, s chuy n d ch và khuỵ ch tán.



Hình 4.5: S m ch ngoài n gi n c a u dò

V i lo i u dò này ta có th b qua s phát x nhi t i n t c a nó do có công thoát nhi t i n t khá l n. Do ó, nó còn c g i là u dò l nh và dùng trong nghiên c u plasma nhi t th p.

Nh chuy n ng nhi t c a mình, các electron không ng ng va ch m vào b m t c a u dò. Khi bi t giá tr dòng i n bão hòa và v n t c chuy n ng nhi t c a các electron, ta có th bi t c các tham s c b n c a plasma nh m t electron và nhi t c a plasma.

ng th i giúp giúp ta phát hi n thêm m t tính ch t khác quan tr ng c a plasma là plasma không tuân theo nh lu t Ohm.

o c các thông s c tr ng c a plasma thì u dò ph i t trong vùng plasma kh o sát. Tuy nhiên, dòng u dò có th làm cho các thông s c a plasma thay i m t cách áng k . Vì khi t i n tr ng ngoài vào, h plasma s b phân c c trong th tích v mô, sinh ra m t s d ch chuy n nào ó c a i n tích tr ng c a chúng làm màn ch n i n tr ng ngoài. Do ó, kích th c c a u dò càng bé thì các thông s o c càng chính xác.

Theo lý thuyết của Langmuir, mối liên hệ giữa điện trường và dòng ion của u d (còn gọi là điện trường Volt – Ampe) chính là mối liên hệ phân bố vận tốc hạt mang điện có dạng Maxwell. Còn theo lý thuyết của Druyvestain thì có sự phát triển hơn, ông phân tích điện trường Volt – Ampe của u d và tìm ra các hàm phân bố vận tốc theo năng lượng vận tốc sử dụng hàm bậc hai của dòng u d.

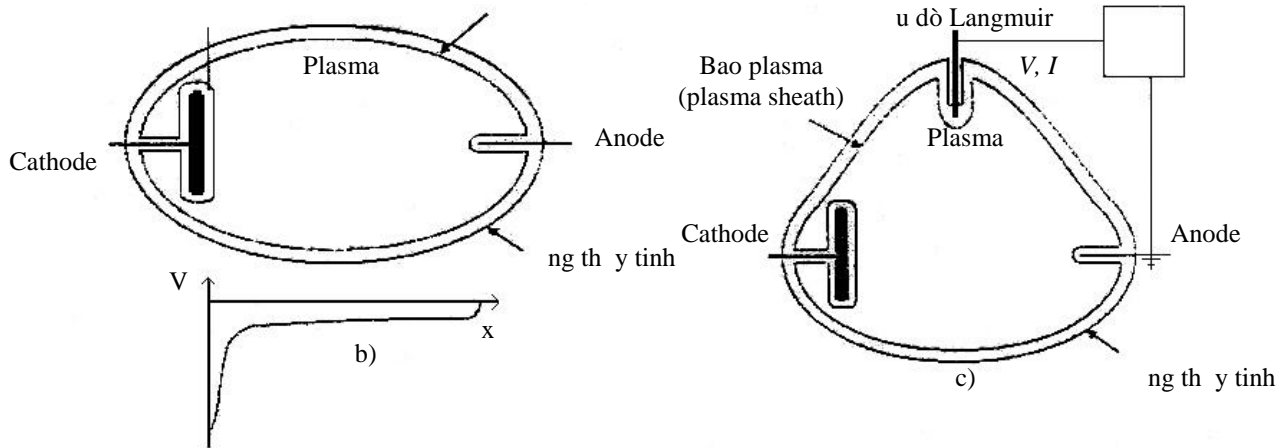
Bản đầu, lý thuyết u d được phát triển về phân bố electron trong plasma là phân bố Maxwell. Tuy nhiên phân bố electron trong plasma không hoàn toàn tuân theo định luật Maxwell. Trong phân bố này, chuyển động electron có năng lượng cao mới có thể qua màn chắn trong vùng phóng điện nên các electron thu được có nhiệt độ cao hơn các electron trong vùng khí plasma. Sự phân bố “hai nhiệt độ” này làm giảm chính xác của u d Langmuir. Nhóm làm việc Godyak (1993) đã nghiên cứu và kết luận rằng kết quả từ dòng ion và electron bão hòa phân tích đối với u d có thể cho ra các kết quả thống kê plasma không chính xác. Họ đã thí nghiệm thay thế mà trong đó hàm phân bố năng lượng electron được đo và sử dụng trực tiếp tính toán năng lượng plasma. Xét theo nhóm nghiên cứu của Lê Văn Hi u, N. Bashlov, V. Milenin, G. Panasjuk, N. Timofeev đã hoàn thành tài liệu mang tên “Chuẩn đoán plasma phóng điện khí (Hg + Ar) khi áp suất của Ar tăng trong ống phóng”.

Từ những so sánh năng lượng plasma thu được từ phương pháp dòng ion bão hòa và các u d vận tốc kết quả từ các microwaves. Ta thấy rằng mà u d đoán được cao và chính xác hơn so với kết quả từ phương pháp microwave. Tuy nhiên, trong thí nghiệm này, năng lượng của các kết quả u d và microwave thì gần bằng nhau. Sự chính xác trong vận tốc sử dụng dòng ion bão hòa của năng lượng plasma phụ thuộc vào sự trùng khớp của phân bố Maxwell về phân bố electron của plasma trong thực tế tại biên màn chắn u d.

4.3.2 Điện trường Volt – Ampe

- Plasma nóng nở ra khắp ống chứa trong bình chứa, nên các hạt tích điện dễ dàng xuyên vào thành bình, các electron, vì chúng có khối lượng nhỏ nên nhiều lần ion dòng khí nở ra thành bình tích điện âm. Do lực hút điện từ hình thành một lớp mỏng điện

tích đồng gần bề mặt thành bình, nó có tác dụng với bao quanh lớp plasma, ngăn cản các ion âm tiếp theo khuếch tán vào thành bình. Sau một khoảng thời gian sẽ đạt được trạng thái cân bằng nồng độ giữa dòng ion khuếch tán vào dòng ion đồng nên gần bề mặt thành bình. Thế năng tại màn chắn khi này được gọi là thế bao.



Hình 4.6: a) Màn chắn tĩnh điện bao quanh plasma, b) Sự thay đổi thế plasma trong ống phóng điện, trong ống phóng điện DC thế plasma có xem như không đổi, c) Sự chắn điện áp bằng u dò Langmuir

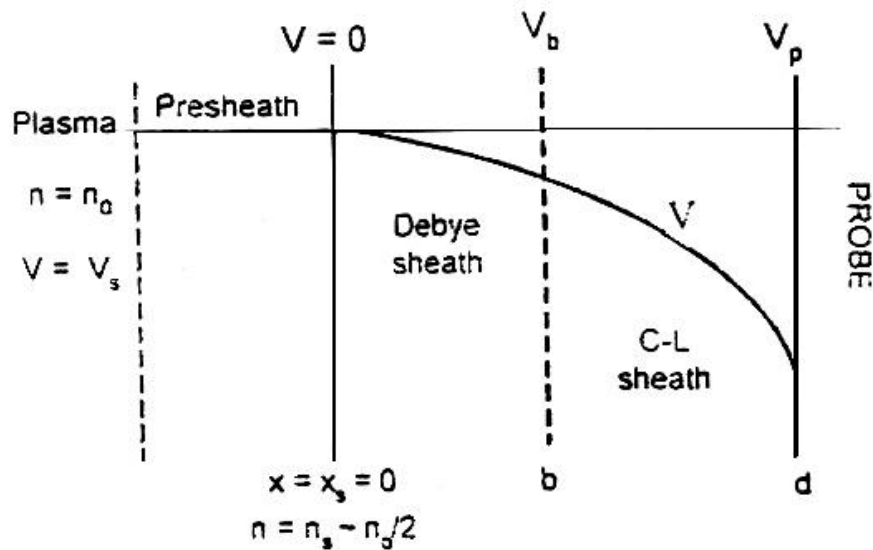
- Khi nào nào dòng vào bên trong plasma, trên nào dòng xuất hiện vùng tích không gian do các electron khuếch tán tạo ra, các electron này sẽ kéo theo các ion đồng nên thành lớp màn chắn tĩnh điện làm xuất hiện vùng trống ở vùng bao quanh nào đó chính màn chắn tĩnh điện này lại ngăn cản sự khuếch tán tiếp của các electron kế tiếp, trong khi các ion đồng ngay càng tiến nên gần bề mặt nào đó một nhiều hơn, cho nên khi đạt được trạng thái cân bằng về dòng nên tích trong vùng không gian bao quanh nào đó. Thế năng tạo ra được gọi là thế bao (floating potential) V_f . Khi nào trong plasma cũng đạt được trạng thái cân bằng về thế thì thế nào được gọi là thế plasma (plasma potential) V_p . V i plasma DC thì V_p là hằng số, v i plasma RF thì V_p là một hàm của thời gian. chênh lệch $V_s = V_p - V_f$ cũng là thế bao (sheath potential).

- Trong plasma nóng thì phân bố vận tốc của electron luôn cao hơn phân bố vận tốc của các ion khác, nhiệt độ electron $T_e \gg T_i$ nhiệt độ ion. nên vận tốc electron không mất tính đồng nhất các phép tính dựa trên vận tốc electron chỉ đúng.

➤ Xét trong vùng không gian lân cận bao quanh cathode (hình 4.7), bán kính của vùng không gian này phụ thuộc vào bán kính Debye và thế bao V_s cho bởi công thức Child-Langmuir:

$$d = \lambda_D \left(\frac{eV_s}{kT_e} \right)^{\frac{3}{4}} \quad (4.3.1)$$

Trong đó: $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT_e}{e^2 n_e}}$ là bán kính Debye.



Hình 4.7: Vùng không gian bao quanh cathode và sự biến thiên thế của nó.

Ta có thể nhận xét tính chất của nó mà cathode thu nhận như sau:

- Khi thay đổi thế trên cathode từ dương sang âm (so với thế plasma) khi cathode là dương thì các ion dương của cathode sẽ bị đẩy lùi môi trường plasma trong khi các electron bị hút vào cathode, khi cathode là âm thì ngược lại, các ion dương bị hút vào cathode trong khi các electron bị đẩy ra xa cathode. Vậy dòng qua cathode có thể là dòng âm hoặc dòng dương là tùy thuộc vào hiệu thế plasma V_p và thế cathode V_c , khi dòng tăng qua cathode bằng không thì thế cathode bằng thế nổi $V = V_f$. Dựa vào đây ta tiến hành nhận xét cho những luận điểm trên.
- Trước tiên là tính mật độ của ion trong vùng lân cận không gian bao quanh cathode, ta dựa vào tiêu chuẩn Bohm sau đây:

☆ Tiêu chuẩn Bohm: Tiêu chuẩn Bohm dựa trên các giá trị sau:

- Trong vùng ám mây i n tích bao quanh u dò không có tái h p gi a các i n tích, nó có ngh a là dòng ion trong vùng này là h ng s và n ng l ng c a nó c b o toàn.
- T i v trí ranh gi i gi a vùng trung tính v i vùng không trung tính ($x=0$) thì $n_e(0) = n_{e0} = n_i(0) = n_{i0} = n_s$
- N ng c a electron tuân theo phân b Boltzmann:

$$n_e(x) = n_{e0} \exp \left\{ -\frac{e(V(0) - V(x))}{kT_e} \right\} \quad (4.3.2)$$

- Nhi t c a ion $T_i \sim 0(\text{eV})$

+ T i v trí $x=0$ thì $V=0$, các ion có v n t c ban u $v_s = V(0)$ xác nh $v(x)$ ta dung nh lu t b o toàn n ng l ng:

$$\frac{1}{2} M_i v^2(x) = \frac{1}{2} M_i v_s^2 - eV(x) \quad (4.3.3)$$

và i u ki n b o toàn dòng c a dòng (khi th u dò là âm $V(d) < 0$)

$$n_i(x)v(x) = n_{i0}v_s \quad (4.3.4)$$

T (4.3.3) và (4.3.4) ta có m t ion phân b theo tr c x:

$$n_i(x) = n_{i0} \left(1 - \frac{2eV(x)}{M_i v_s^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (4.3.5)$$

+ T ph ng trình Poisson:

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_s(x) - n_i(x))$$

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \frac{en_s}{\epsilon_0} \left[\exp \left\{ \frac{eV(x)}{kT_e} \right\} - \left(1 - \frac{2eV(x)}{M_i v_s^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \right] \quad (4.3.6)$$

+ Gi i ph ng trình (6) b ng cách chuy n các i l ng thành không th nguyên ta thu c nghi m duy nh t c a nó khi i u ki n sau ây c th a:

$$v_s \geq v_B = \left(\frac{kT_e}{M_i} \right) \quad (4.3.7)$$

điều kiện trên cũng là tiêu chuẩn Bohm. Điều kiện này có nghĩa rằng các ion đi ngang qua cửa dò phải có vận tốc $v_s \geq v_B$

➤ Tiếp theo ta xét trong toàn không gian còn lại của plasma và sự phân bố của các ion trong trung hòa của plasma $n_i(x) \approx n_e(x)$ với $x \ll 0$

$$n_i(x) = n_e(x) \Leftrightarrow n_i(x) = n_0 \exp\left(\frac{V(-\infty) - V(0)}{kT_e}\right) \quad (4.3.8)$$

+ Giá trị trung bình của các ion là chuyển động nhiệt với vận tốc v_B

$$V(-\infty) - V(0) = \frac{1}{2e} M_i v_B^2 = \frac{kT_e}{2e} \quad (4.3.9)$$

Từ (4.3.8) và (4.3.9) có dòng ion trong cửa dò

$$J_i = en_i v_B = en_0 \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}} \approx 0.61 en_0 \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}} \approx \frac{1}{2} en_0 v_B \quad (4.3.10)$$

+ Hàm phân bố năng lượng của electron gần điện cực theo Maxwell

$$f_x(E) = n_0 \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\frac{1}{2} m_e v_x^2 - e(V(-\infty) - V(0))}{kT_e}\right) \quad (4.3.11)$$

+ Mật độ dòng electron trong cửa dò

$$\begin{aligned} J_e &= \int_{v_{\min}}^{\infty} e f_x(E) dv_x \\ &= en_0 \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e}\right)^{\frac{1}{2}} \int_{v_{\min}}^{\infty} v_x \exp\left(-\frac{\frac{1}{2} m_e v^2 - e(V(-\infty) - V(0))}{kT_e}\right) dv_x \end{aligned} \quad (4.3.12)$$

- Trường điện gần điện cực trong plasma là hằng số nên $V(-\infty) = V(0)$, và giá trị v_{\min} xác định điều kiện ở toàn bộ năng lượng từ mật độ dòng:

$$\frac{1}{2} m_e v_{\min}^2 - eV_p = -eV \Rightarrow v_{\min} = \sqrt{\frac{2e(V_p - V)}{m_e}} \quad (4.3.13)$$

Thay (4.3.13) vào (4.2.12) và lấy tích phân ta có:

$$J_e = n_0 e \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left\{ -\frac{e(V_p - V)}{k T_e} \right\} = \frac{1}{4} n_0 e \langle v \rangle \exp \left\{ -\frac{e(V_p - V)}{k T_e} \right\} \quad (4.3.14)$$

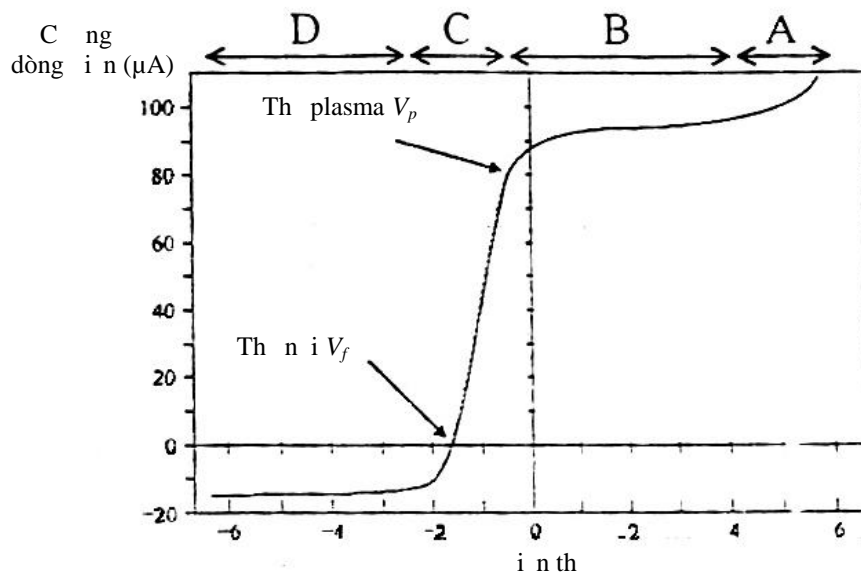
$$V_i \langle v \rangle = \left(\frac{8m_e}{\pi k T_e} \right)^{\frac{1}{2}}$$

T công th c (4.3.10) v i (4.3.14) v i A là i n tích c a u dò, ta có t ng dòng u dò thu c :

$$I = A J_e - A J_i = A \frac{1}{4} n_0 e \langle v \rangle \exp \left\{ -\frac{e(V_p - V)}{k T_e} \right\} - A \frac{1}{2} e n_0 v_B \quad (4.3.15)$$

hay
$$I = A \frac{1}{2} e n_0 v_B \left\{ -1 + \left(\frac{2M_i}{\pi m_e} \right) \exp \left(-\frac{e(V_p - V)}{k T_e} \right) \right\} \quad (4.3.16)$$

- Ta có ng c tr ng Volt – Ampe:



Hình 4.8: ng c tr ng Volt – Ampe c chia thành 4 mi n: A, B, C, D

+ Mi n A: Khi th u dò l n h n th plasma n nó có th thay th cho anode hút các dòng i n tích.

+ Mi n B: Khi th u dò V g n b ng th plasma V_p , lúc này không t n t i màng ch n i n bao quanh u dò. B m t u dò thu nh n dòng ion và electron v_2 ch m vào nó, nh ng dòng electron l n h n r t nhi u dòng ion nên nó x p x b ng:

$$I_p = eA \frac{1}{4} n_0 \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.3.17)$$

+ Mi n C: Khí th u dò nh h n th plasma, nó b t u y các electron, ng th i các ion đ ng b t u b hút v phía u dò tuy nhiên nó còn khá nh so v i dòng electron. Ch có các electron nào có ng n ng m i t i c u dò, v i v n t c nh nh t có th tính c t nh lu t b o toàn n ng l ng:

$$\frac{1}{2} m_e v_{\min}^2 = e(V_p - V) \quad (4.3.18)$$

T công th c (4.3.14) ta có:

$$I = eAn_0 \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{e(V_p - V)}{kT_e} \right) \quad (4.3.19)$$

N u $V = V_f$ dòng qua u dò b ng 0:

$$I = 0 = A \frac{1}{2} en_0 v_B \left\{ -1 + \left(\frac{2M_i}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e(V_f - V_p)}{kT_e} \right) \right\} \quad (4.3.20)$$

T ó ta thu c nhi t i n t :

$$\frac{kT_e}{e} = \frac{2(V_f - V_p)}{\ln\left(\frac{2M_i}{\pi m_e} \right)} \quad (4.3.21)$$

+ Mi n D : các ion đ ng có chuy n ng ng u nhiên xuyên qua vùng màn ch n t nh i n s b u dò thu nh n, cùng v i nó l p màn ch n b m ng i do th c a u dò ($n u V \ll V_p$ thì ta ph i xét n s phát x i n t th c p và các electron th c p này va ch m m nh v i dòng ion t i u dò). Ph ng trình cân b ng c a dòng ion khi này c suy ra t công th c (4.3.10):

$$I = \frac{1}{2} A en_0 v_0 \quad (4.3.22)$$

V y ta có th xác nh c các thông s còn l i n u bi t tr c m t trong các thông s plasma.

Chúng ta th y r ng n u $V < V_p$ thì dòng electron n u dò thay i theo quy lu t hàm m , ó là ta ã gi thi t hàm phân b c a electron tuân theo phân b Maxwell-Boltzmann. Khi $V > V_p$ thì dòng electron v n tí p t c t ng nh ng b gi i h n b i màn bao plasma. T i v trí $V = V_p$ thì ng c tr ng Volt – Ampe có cong l n nh t. Vì th xác nh th plasma ta đ a vào i u ki n sau: o hàm b c hai c a dòng u dò t i v trí $V = V_p$ có giá tr c c i $I''(V_p) = I''_{max}$ ho c $I''(V) = 0$, i u ki n này g i là tiêu chu n Druyvesteyn.

4.3.3 Hàm phân b n ng l ng electron:

Nh ng tính toán lý thuy t ph n tr c u đ a vào gi thi t hàm phân b n ng l ng c a electron tuân theo phân b Maxwell - Boltzmann, nh ng trên th c t không ph i lúc nào nh v y. cho phù h p h n các k t qu th c nghi m, ng i ta ã a ra công th c t ng quát h n cho hàm phân b là hàm phân b n ng l ng c a electron thì ph thu c vào o hàm b c hai c a dòng u dò theo th u dò nh sau:

$$f(E) = 2 \frac{\sqrt{2m_e}}{(e^3 A)} \sqrt{E} \frac{d^2 I}{dV^2} \quad (4.3.23)$$

$$v \text{ i } E = V_p - V$$

Th c hi n bi n i u dòng u dò b ng cách áp th xoay chi u vào u dò v i biên nh , th c hi n khai tri n Taylor dòng u dò t i o hàm b c hai, thay vào công th c (4.3.23) ta có đ ng t ng quát c a hàm phân b n ng l ng electron:

$$f(E) = 2 \frac{\sqrt{2m_e}}{(e^3 A)} \sqrt{E} \exp(-bE^x) \quad (4.3.24)$$

V i b, x là các h ng s . N u $x = 1$: hàm phân b Maxwell, n u $x = 2$: hàm phân b Duyvesteyn.

4.4 Các lo i u dò Langmuir

4.4.1 u dò ph ng v i màn ch n không va ch m

Xét m t u dò ph ng v i m t dò (2 chi u) $A \gg s^2$, v i s là dày màn ch n, vì th vùng thu nh n A không ph thu c vào s. N u có 1 i n th l n áp vào u dò, khi ó $s \gg \lambda_{De}$, ta th y r ng A quá l n th a mñ i u ki n trên. Vì lí do này, chúng ta th y r ng

n u áp m t i n th đ ng l n thu nh n dòng electron s làm nhi u lo n plasma. Vì th , u dò s c áp m t th âm thu nh n dòng ion. Dòng thu nh n b i u dò là:

$$I = - I_i = - en_s u_B A \quad (4.4.1)$$

V i $T_i \ll T_e$, v n t c Bohm u_B là: $u_B = \left(\frac{eT_e}{M}\right)^{\frac{1}{2}}$ (4.4.2)

N u ta bi t T_e thì n g t i biên màn ch n n_s s c xác nh t phép o I_i . N ng plasma t i lân c n u dò là:

$$n_0 \approx \frac{n_s}{0.61} \quad (4.4.3)$$

Vì nhi t electron trong h u h t s phóng i n b k p trong kho ng 2-5 V do s cân b ng h t nên vi c c l ng m t có th không c n bi t T_e . Tuy nhiên, b ng cách thay i i n th c a u dò, ta c ng n g i n o c T_e . Xem r ng th u dò tr h n so v i th plasma, s đ ng ph ng trình Boltzman, thành ph n electron c a dòng u dò là:

$$I + I_i = \frac{1}{4} en_s \bar{v}_e A \exp\left(\frac{V_B - \Phi_p}{T_e}\right) \quad (4.4.4)$$

V i $\bar{v}_e = \left(\frac{8eT_e}{\pi m}\right)^{\frac{1}{2}}$ và $V_B - \Phi_p < 0$ là th gi a u dò và vùng plasma, I_e t ng theo hàm m c a V_B .

nh ngh a dòng electron bão hòa:

$$I_{esat} = \frac{1}{4} en_s \bar{v}_e A \quad (4.4.5)$$

Và l y ln c a (4.4.4), ta có:

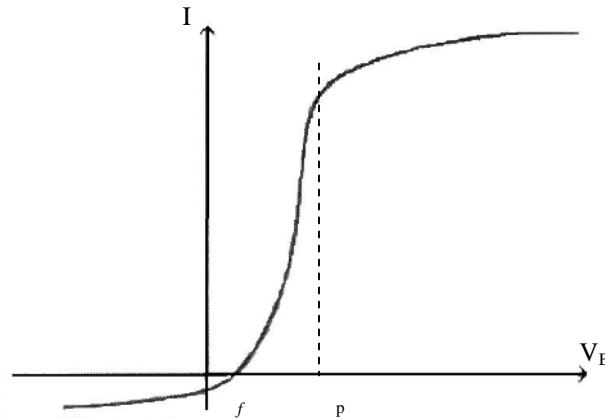
$$\ln\left(\frac{I_e}{I_{esat}}\right) = \frac{V_B - \Phi_p}{T_e} \quad (4.4.6)$$

T (4.4.6) ta th y T_e có n v là Volt

Tuy nhiên (4.4.4) có gi i h n ng đ ng: vì khi I_e quá nh , n u c ng thêm giá tr o c I_i vào I_s làm cho công th c (4.4.4) không còn úng n a. Khi V_B quá l n, ph ng trình Boltzmann không còn chính xác vì ti n t i s bão hòa electron. Thang i n th ho t ng c a V_B c xác nh t công th c:

$$\frac{|\Delta V_B|}{T_e} \approx \ln\left(\frac{\bar{v}_e}{4u_B}\right) = \ln\left(\frac{M}{2\pi m}\right)^{1/2} \quad (4.4.7)$$

Th n i Φ_f và th plasma Φ_p th ng c quan tâm trong thao tác phóng i n. Th n i là th mà t i ó u dò thu c dòng cân b ng gi a ion và electron. N u plasma c bao quanh ch y u b i m t thi t b có b m t đ n i n n i t, chúng ta mong i th n i g n b ng th mass (ground) (Hình 4.9)



Hình 4.9: c tuy n I – V_B i n hình c a u dò Langmuir

4.4.2 Phân b electron trong đ ng phi Maxwell

Phóng i n áp su t th p th ng có s phân b n ng l ng electron theo hàm phân b Maxwell. Tuy nhiên, i v i áp su t cao, hàm phân b có đ ng phi Maxwell. i v i hàm phân b b t k , dòng electron u dò ph ng trong vùng th c n (retarding) $\Phi_p - \Phi_B > 0$ có th vi t l i là:

$$I_e = eA \int_{-\infty}^{\infty} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} dv_y \int_{v_{\min}}^{\infty} dv_z v_z f_e(v) \quad (4.4.8)$$

V i $v_{\min} = \left(\frac{2e(\Phi_p - V_B)}{m}\right)^{1/2}$ (4.4.9) là v n t c th p nh t theo tr c z cho electron t i

biên màn ch n ti n n u dò. i v i phân b ng h ng, chúng ta có th dùng t a c u trong v n t c thu c:

$$I_e = eA \int_{v_{\min}}^{\infty} dv_x \int_0^{\theta_{\min}} d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \cos\theta v^2 \sin\theta f_e(v) \quad (4.4.10)$$

V i A là ti t di n thu nh n v t lý c a u d ò, và :

$$\theta_{\min} = \cos^{-1} \frac{v_{\min}}{v} \quad (4.4.11)$$

L y tích phân theo ϕ và θ ta c:

$$I_e = \pi eA \int_{v_{\min}}^{\infty} v^3 \left(1 - \frac{v_{\min}^2}{v^2}\right) f_e(v) dv \quad (4.4.12)$$

Bi n i (4.4.12) cho phép f_e có th thu c tr c ti p t s h ng c a o hàm b c 2 c a I_e v i $V = \Phi_p - V_B$.

i bi n $\varepsilon = \frac{1}{2} \frac{mv^2}{e}$, (4.4.12) tr thành:

$$I_e = \frac{2\pi e^3}{m^2} A \int_v^{\infty} \varepsilon \left\{ \left(1 - \frac{V}{\varepsilon}\right) f_e[v(\varepsilon)] \right\} d\varepsilon \quad (4.4.13)$$

V i $v(\varepsilon) = \left(\frac{2e\varepsilon}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$. Vi phân I_e theo V ta c:

$$\frac{dI_e}{dV} = -\frac{2\pi e^3}{m^2} A \int_v^{\infty} f_e[v(\varepsilon)] d\varepsilon \quad (4.4.14)$$

Vi phân c p 2 và th c hi n các phép bi n i, ta có:

$$\frac{d^2 I_e}{dV^2} = \frac{2\pi e^3}{m^2} A f_e[v(V)] \quad (4.4.15)$$

Theo nh ngh a hàm phân b n ng l ng $g_e(\varepsilon)$ có d ng:

$$g_e(\varepsilon) d\varepsilon = 4\pi v^2 f_e(v) dv \quad (4.4.16)$$

S d ng m i t ng quan gi a ε và v trong (4.4.12) ta có:

$$g_e(\varepsilon) = 2\pi \left(\frac{2e}{m}\right)^{\frac{3}{2}} \varepsilon^{\frac{1}{2}} f_e[v(\varepsilon)] \quad (4.4.17)$$

Rút f_e (t 4.4.15) và thay vào (4.4.17) ta thu c:

$$g_e(V) = \frac{2m}{e^2 A} \left(\frac{2eV}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{d^2 I_e}{dV^2} \quad (4.4.18)$$

Tính c $g_e(V)$ tr c ti p t s h ng c a giá tr v a o c $\frac{d^2 I_e}{dV^2}$

ôi khi hàm xác su t n ng l ng electron c nh ngh a là $g_p(\epsilon) = \epsilon^{-\frac{1}{2}} g_e(\epsilon)$ c ng c dùng. i v i phân b Maxwell:

$$g_p(\epsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} n_e T_e^{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{\epsilon}{T_e}} \quad (4.4.19)$$

Vì th $\ln g_p$ tuy n tính v i . M t electron n_e và n ng l ng trung bình ϵ có th c xác nh:

$$n_e = \int_0^{\infty} g_e(\epsilon) d\epsilon \quad (4.4.20)$$

và

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{1}{n_e} \int_0^{\infty} \epsilon g_e(\epsilon) d\epsilon \quad (4.4.21)$$

Nhi t hi u đ ng c nh ngh a là: $T_{eff} = \frac{2}{3} \langle \epsilon \rangle$. C c i c a o hàm b c nh t

$\frac{dI_e}{dV_B}$ c ng là tiêu chí t t cho vi c nh n oán th plasma ϕ_p . Vi c s đ ng ph ng trình

(4.4.18), (4.4.20), (4.4.21), xác nh n_e và T_{eff} t c tuy n u dò có nhi u u i m.

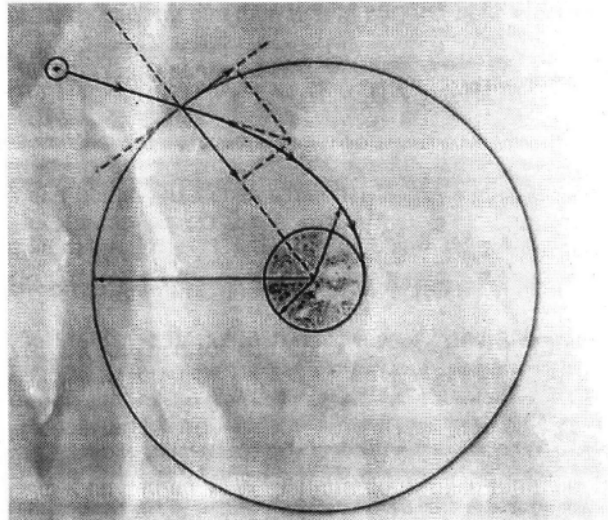
Tr c tiên ta th y ph ng trình (4.4.20) có th s đ ng c trong t t c các tr ng h p phân b v n t c electron là ng h ng. Th hai, ph ng trình (4.4.18) có giá tr i v i m i u dò có hình d ng l i, ph ng, hình tr hay hình c u. Th ba, phân b phi Maxwell có th o c. Th t , k t qu (4.4.18) không ph thu c vào t l c a kích th c u dò và bán kính Debye ho c t l $\frac{T_i}{T_e}$.

4.4.3 u dò hình tr v i màn ch n không va ch m

Ta ã bi t b dày màn ch n s h u h t là có ý ngh a khi $s \gg \lambda_{De}$ vì th không th th a mẫn $A \gg s^2$. Do u dò tr , t o b i m t dây tr n n gi n, thu n l i h n và th ng c dùng cách chuyên bi t nên chúng ta chú ý n hình d ng c a nó. S phân tích ban u và s

c i ti n theo sau th ng t p trung ph m vi áp su t mà ó màn ch n không có va ch m, $v_i \gg s$.

Chúng ta xét tr ng h p u tiên là m t u dò dây tr n m ng v i $s \gg a$, a là bán kính u dò và dài m i dò d (ph n thu nh n c a dây) dài, $d \gg s$, coi nh là 1 u dò hình tr v h n



Hình 4.10: Qu o chuy n ng c a ion trong màn ch n trong tr ng h p u dò Langmuir hình tr .

Các ph n t i vào trong u dò do l c h ng tâm có thành ph n v n t c ban u theo ph ng bán kính và ph ng ti p tuy n t i biên màn ch n ($r = s$) l n l t là $-v_r$ và v_ϕ . T i b m t u dò ($r = a$) thành ph n t ng ng là $-v_r'$ và v_ϕ' . i v i màn ch n không va ch m, s b o toàn n ng l ng là:

$$\frac{1}{2}m(v_r'^2 + v_\phi'^2) + e|\phi_p - V_B| = \frac{1}{2}(v_r'^2 + v_\phi'^2) \quad (4.4.22)$$

Và b o toàn moment góc:

$$sv_\phi = av_\phi' \quad (4.4.23)$$

V i m là kh i l ng c a i n tích b b t, ion ho c electron. T i n h ành gi i h ph ng trình ta c:

$$v_\phi' = \frac{s}{a}v_\phi \quad (4.4.24)$$

$$v_\phi'^2 = v_r'^2 + v_\phi^2 + \frac{2e|\phi_p - V_B|}{m} - \frac{s^2}{a^2}v_\phi^2 \quad (4.4.25)$$

iv ion khi t n t i u d ò, $v_r < 0$ và $v_r'^2 > 0$. Cho $v_r'^2 = 0$ trong (4.4.25) ta thu c:

$$v_{\phi 0} = \left(\frac{v_r^2 + 2e|\phi_P - V_B|/m}{s^2/a^2 - 1} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.4.26)$$

Ta th y, ch nh ng ph n t c ó $|v_\phi| \leq v_{\phi 0}$ m i c ó th t i n t i u d ò.

Dòng bão hòa thu nh n b i u d ò c tìm th y b ng cách tích phân thông l ng theo ph ng bán kính ($-n_s v_r$) theo hàm phân b t i biên màn ch n plasma:

$$I = -2\pi s d n_s e \int_{-\infty}^0 v_r dv_r \int_{-v_{\phi 0}}^{v_{\phi 0}} dv_\phi f(v_r, v_\phi) \quad (4.4.27)$$

V i f là hàm phân b chu n hóa c a electron hay ion. Gi thi t r ng s phân b n ày là hàm Maxwell, ta có f :

$$f = \frac{m}{2\pi e T_s} \exp \left[-\frac{m(v_r^2 + v_\phi^2)}{2e T_s} \right] \quad (4.4.28)$$

V i T_s là nhi t c a nh ng i n tích b thu nh n t i biên màn ch n. V i u d ò có i n th l n, ta có th t i gi n (4.4.27) b ng cách gi thi t r ng:

$$\frac{a}{s} \ll 1 \quad (4.4.29a)$$

$$v_r^2 \ll \frac{e|\Phi_P - V_B|}{m} \quad (4.4.29b)$$

$$\text{Và: } v_{\phi 0}^2 \ll \frac{e T_s}{m} \quad (4.4.29c)$$

S d ng (4.4.29a), (4.4.29b) gi i (4.4.26), ta có: $v_{\phi 0} = \frac{a}{s} \left(\frac{2e|\phi_P - V_B|}{m} \right)^{\frac{1}{2}}$

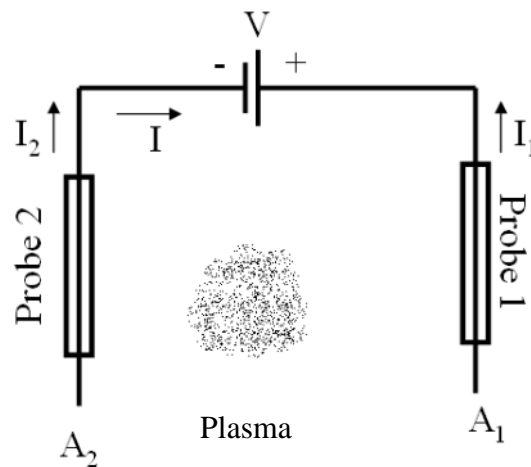
Dùng $V_{\phi 0}$ trong (4.4.27) v i ph ng trình (4.4.28), i u ki n (4.4.29c) sau ó l y tích phân ta c:

$$I = 2en_s a d \left(\frac{2e|\phi_P - V_B|}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.4.30)$$

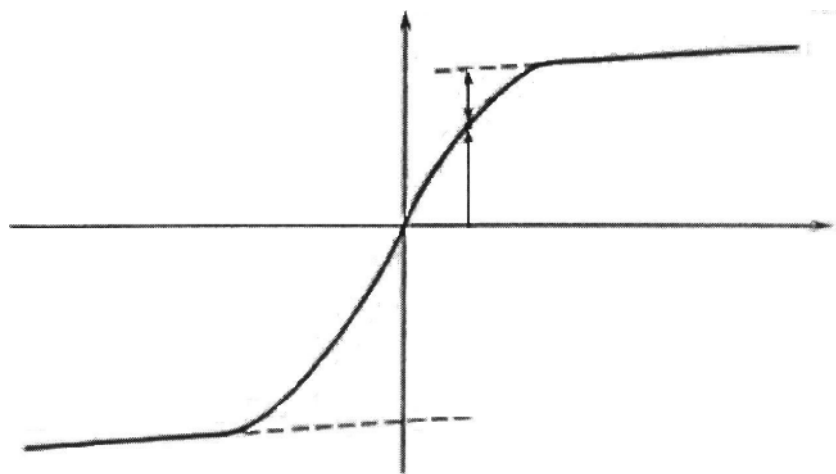
Vì I là dòng electron hoặc ion bão hòa. Ta thấy I không phụ thuộc vào T_s . Vì thế thì $I^2 - V_B$ tuy nhiên tính, n_s^2 xác nhận để các ứng dụng này, không phụ thuộc vào T_e và T_i . Biểu thức (4.4.30) thường dùng để xác nhận n_s từ phép đo áp suất thấp.

4.4.4 Dòng kép – Dòng phát xạ

Hai loại dòng điện trong các ứng dụng là dòng kép và dòng phát xạ. Dòng kép thường xảy ra khi trong plasma các điện cực không nối đất.



Hình 4.11: Mô hình nguyên tắc của dòng kép



Hình 4.12: Đặc tuyến Volt – Ampe của dòng kép (Chen 1965)
 Mô hình đặc tuyến của dòng kép được mô tả trong hình 4.11, còn hình 4.12 là

trường $I - V$ thường thu được. Nếu hai điện cực trong plasma là âm thì ta không thu được dòng đáng kể. Sẽ có dòng chảy qua điện cực khi hi u i n th gi a chúng khác 0 (V). Khi bắt đầu tăng V , thì mật độ dòng sẽ tăng âm (trong trường hợp này là dòng 2) cho ta dòng bão hòa cân bằng vì dòng electron tăng của dòng I . Lưu ý rằng dòng

này là dòng t ng s không quá l n so v i dòng ion bão hòa và gi m thi u c nhi u l an i v i quá trình phóng i n. Nh ng nó c ng có b t l i là ch nh ng electron có n ng l ng l n m i n c u dò, nên hàm phân b các electron này không i di n c cho các electron bên trong c a phóng i n khí.

N u dòng ion và electron c a các u dò 1 và 2 l n l t là $I_{1e}, I_{1i}, I_{2e}, I_{2i}$ thì i u ki n h th ng n i là:

$$I_{1i} + I_{1e} - I_{2i} - I_{2e} = 0 \quad (4.4.31)$$

Và dòng l p là

$$I_{2i} - I_{2e} - (I_{1i} - I_{1e}) = 2I \quad (4.4.32)$$

K t h p (30) v i (31) ta có:

$$I = I_{1e} - I_{1i} = I_{2i} - I_{2e} \quad (4.4.33)$$

i v i dòng electron chúng ta có:

$$I_{1e} = A_1 J_{esat} \exp\left(\frac{V_1}{T_e}\right) \quad (4.4.34)$$

$$I_{2e} = A_2 J_{esat} \exp\left(\frac{V_2}{T_e}\right) \quad (4.4.35)$$

Trong ó :

J_{esat} là dòng electron bão hòa

V_1, V_2 là th c a các u dò 1 và 2 so v i plasma.

N u t $V = V_1 - V_2$ và thay (4.4.34) vào (4.4.35) ta c:

$$\frac{I + I_{1i}}{I_{2i} - I} = \frac{A_1}{A_2} \exp\left(\frac{V}{T_e}\right) \quad (4.4.36)$$

N u ch n $A_1 = A_2$ thì:

$$I_{1i} = I_{2i} \equiv I_i$$

$$I = I_i \tanh\left(\frac{V}{T_e}\right) \quad (4.4.37)$$

(4.4.37) là phù h p nh t v i ng cong th c nghi m, giúp tìm c T_e và I_i . T ng cong th c nghi m ta tính c d c c a ng cong $I - V$ (t i $V=0$). T ó suy ra :

$$\left. \frac{dI}{dV} \right|_{V=0} = \frac{I_i}{T_e} \quad (4.4.38)$$

Còn I_i c tính t phép o phân c c ph (trong u dò hình tr) là ng ch m t trong hình 4.12.

u dò phát x electron nhi t cao c s d ng o th không gian c a plasma. Vì nó h at ng nh các electron phát x nên g p b t l i là t ng dây riêng l ph i mang m t dòng r t l n, nh ng l i th ch là do nhi t u dò cao nên nó ít gây nhi u cho plasma.

Ý t ng ban u c a u dò này là r t n gi n. ó là nhi t T_w c a các electron phát ra t dây u dò có liên h v i nhi t c a dây (v i i u ki n $T_w \ll T_e$). Ta có các ph ng trình sau :

Dòng electron plasma:

$$I_{pe} = \begin{cases} I_{p0} \exp\left(\frac{-(V_B - \phi_p)}{T_e}\right), & V_B < \phi_p \\ I_{p0} \left(1 - \frac{(V_B - \phi_p)}{T_e}\right), & V_B > \phi_p \end{cases} \quad (4.4.39)$$

Dòng electron phát x :

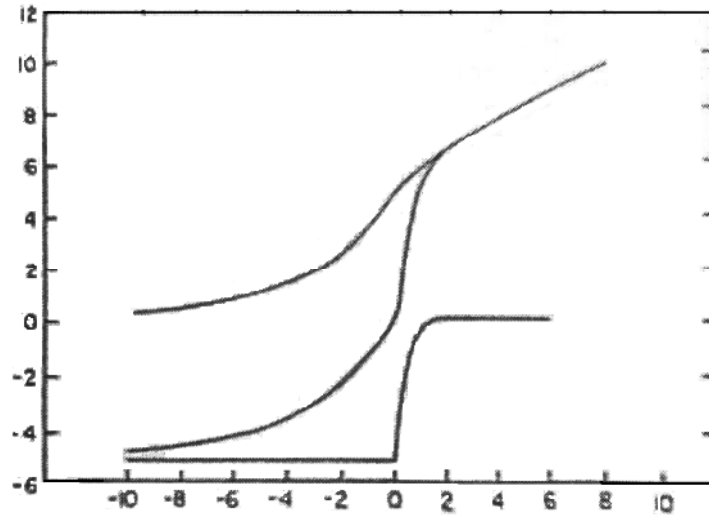
$$I_{we} = \begin{cases} I_{w0} \exp\left[\frac{-(V_B - \phi_p)}{T_w}\right] \times g_w(V_B - \phi_p), & V_B > \phi_p \\ I_{w0}, & V_B < \phi_p \end{cases} \quad (4.4.40)$$

$$g_w \approx \left[1 + \frac{V_B - \phi_p}{T_w}\right]^{\frac{1}{2}} \text{ là h s t l , không có th nguyê n}$$

B qua l ng nh c a dòng ion, dòng u dò t ng c ng là:

$$I = I_{pe} - I_{we} \quad (4.4.41)$$

B qua nh ng tính toán chi ti t, n u ch n $I_{w0} = I_{p0}$ và coi $T_w \ll T_e$, ta tính c s thay i nh này c a I gây ra b i s h ng hàm m trong I_w khi $(V_B - \phi_p) \gg T_w$, k t qu i n hình v i $T_e = 3V, T_w = 0,3V$ c cho trên hình 4.13.



Hình 4.12: Các tuyến I-V của các dòng thu và phát điện hình thu thập ở điện áp phát xạ $V_e = 3V$, $T_w = 0,3V$ (HershKowitz, 1989)

4.4.5 Dòng thu trong trường thay đổi theo thời gian

Một loại phóng điện thường sử dụng rất rãi trong các quá trình xử lý plasma là dòng điện cao tần kích thích RF, có khả năng kết hợp với plasma. Do plasma tồn tại ở tần số cao của trường RF nên dòng electron cân bằng với dòng ion thì không gian có thể dao động. Trong trường hợp này dòng thu nhận được sẽ phụ thuộc vào dòng thông qua một kháng trở. Tuy các giá trị của phần này có thể thích ứng được, tuy nhiên chúng ta có thể thêm vào mạch dòng thu thì cũng có thể thích ứng được I – V theo cách thông thường.

Trong kỹ thuật này, ta thêm một cuộn cảm L vào mạch nhận điện áp dòng thu, nếu kháng cảm của cuộn cảm lớn $L \gg \frac{1}{\omega C}$, nếu kháng cảm của cuộn cảm plasma (ở tần số góc RF)

thì đây khó xảy ra khi $F = \frac{\omega}{2\pi} \ll 13.6MHz$. Nếu dùng tần số thấp thì khi phóng điện thì dao động trên một cuộn dây phải có thêm một tụ điện mắc song song, nên mạch LC song song sẽ trong trường thái cân bằng tần số mong muốn. Kỹ thuật này cũng có thể áp dụng cho điện áp dòng kép

4.4.6 Các hiệu ứng khi có trường

Khi quãng ng t do trung bình t ng ng b c v i b dày c a màn thì s va ch m s nh h ng n k t qu c a u dò. i v i u dò ph ng, khi $\nu_i \ll \omega_i$ chúng ta có th s d ng lý thuy t màn không va ch m c a u dò ph ng cho tr ng h p có va ch m. Tuy nhiên trong vùng chuy n ti p thì lý thuy t u dò ph ng r t ph c t p và khó s d ng. i v i các d ng hình h c khác thì vi c phân tích c ng khó h n và khó gi i thích h n. M t bài báo r t hay v hi u ng va ch m ã c Chen trình bày vào n m 1965. M t lý thuy t t ng i hoàn ch nh cho các u dò hình c u c l n ã c trình bày b i Su và Lam (1963).

S d chúng ta ph i nghiên c u hi u ng va ch m là vì khi áp vào t tr ng m t chi u thì t tr ng s nh h ng lên k t qu c a u dò. Khi có t tr ng thì khu ch tán c a ion và electron s b nh h ng

$$D_{\perp} = \frac{D_{\parallel}}{1 + \omega_e \tau_e} \quad (4.4.42)$$

$$\omega_e = \frac{eB}{m} : \text{t n s h i chuy n.}$$

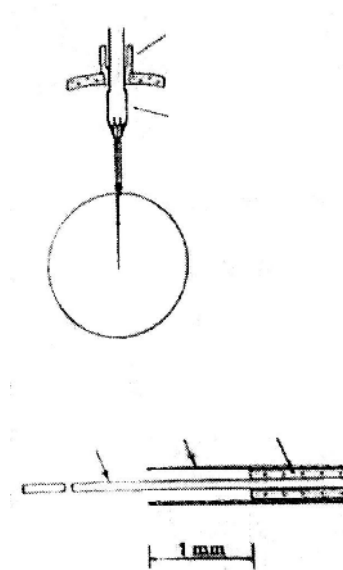
T_e : th i gian ch m trung bình

V i electron trong khí có áp su t $P = 10\text{mTorr}$, $B = 100\text{G}$ thì $\omega_e \tau_e \approx 10^2$

i v i electron thì τ_e gi m theo $\frac{m}{M}$ và ω_e t ng theo $\left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{1}{2}}$ nên: $\omega_e \tau_e \approx \left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{1}{2}}$

4.4.7 C u trúc m ch u dò

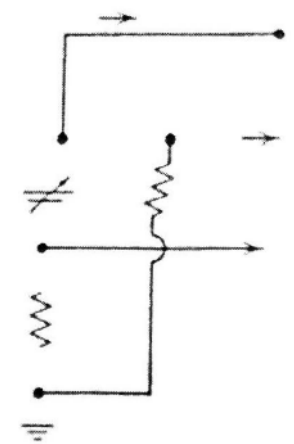
u dò Langmuir c b n g m m t dây kim lo i m ng c bao b c b i m t l p cách i n. M i dò chu n c cho trên hình 7



Hình 4.13: Cấu trúc cathode hình trụ cho phương pháp phóng i n RF (Godyak 1992)

M i dò Tungsten dài 6.3mm và có bán kính là 38 μm , v i m t lá mao d n c làm b ng g m ho c th ch anh cách i n gi a m i dò v i các ph n d n i n trên ph n gi u dò. Khi mu n thay i d ng hình h c c a u dò ta ch c n thay i m i dò.

i v i nh ng u dò d ng khác thì c u trúc có chút thay i. Nh u dò phát x n gi n thì m i dò có d ng ng cong kín và ch u c nhi t cao có hai m t là l p v b c bao l y dây d n i n tr nh xuyên qua thân u dò, n i mà chúng c n i v i ngu n c p nhi t bên ngoài. Trong quá trình o thì dòng c p nhi t c ng t. i v i plasma m c thì m i dò n phát x b ng cách un nóng ch b ng dòng electron, nh ng các m i dò s d b cháy.



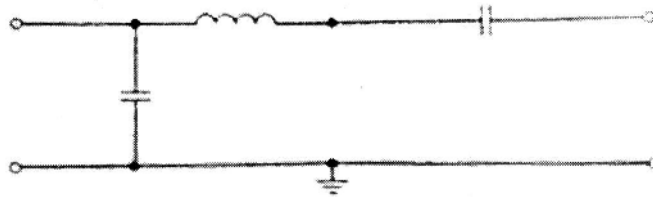
Hình 4.14: Mạch i n n gi n cho u dò Langmuir

S th u dò n gi n nh trên hình 8, và th u dò V_B c cho b i công th c:
 $V_B = V_0 - R_L I$

Khi $R_x \gg R_L$ thì dòng qua R_x c b qua. Dòng I c o tr c ti p t th hai u R_L, V_B c ng c o tr c ti p b ng cách o V_0 sau ó tr cho $R_L I$.

Trong phép o này, V_B có th i u ch nh b ng cách thay i V_0 . i m “y input” dùng o I , i m “x input” o V_B . Vì m ch chúng ta c thi t k r t ph c t p nên V_B v a có th thay i c l n v a thay i c d u. Hi u i n th c quét m t t c r t ch m, o th n i, u tiên ta ch n $V_0 = 0$, sau ó i u ch nh R_L cho n khi nh n c giá tr f . Trong m ch th c t ta có th dùng thêm các thi t b khuy ch i i u ch nh tr kháng.

o plasma kích thích t n s RF, m ch u dò s ph c t p h n và có giai o l n. M ch u dò n gi n c trình bày nh hình 9.



Hình 4.15: M ch i n n gi n o phóng i n RF

C_s : t hi u đ ng c a m ch u dò

$\tilde{\Phi}_p - \tilde{V}_{RF}$: th RF xuyên qua màn ch n u dò ph i th a h th c

$$\frac{\tilde{\Phi}_p - \tilde{V}_{RF}}{T} \ll 1 \quad (4.4.43)$$

V i $\tilde{\Phi}_p - \tilde{V}_{RF} = \tilde{\Phi}_p \frac{Z_s}{Z_L + Z_s}$

$$Z_s = \frac{1}{C_s \omega}; Z_L = L \omega$$

T ó ta có:

$$\frac{\tilde{\Phi}_p - \tilde{V}_{RF}}{T_e} = \frac{Z_s}{Z_L + Z_s}, \frac{\tilde{\Phi}_p}{T_e} \ll 1 \quad (4.4.44)$$

☆ K t lu n

Tuy ch a th t hoàn h o, nh ng ph ng pháp u dò Langmuir ã giúp ta oán nh n c h u h t các thông s plasma nh n_e, n_i, T_e, T_i và μ_p .

Vào th i c a Langmuir, do b gi i h n v kh n ng tính toán n ên dù bi t r ng electron trong plasma không hoàn toàn theo đ ng Maxwell nh ng v n ph i s đ ng hàm phân b này, đ n n k t qu không th t s chính xác v à ch ng đ ng trong mi n plasma áp su t th p.

Ngày nay khi ph ng ti n tính toán b ng máy tính ã tr nên h u hi u h n, ng i ta có th tính toán ra c đ ng hàm phân b qua các s li u th c nghi m b ng cách l y o hàm b c 2 c a dòng u dò theo th u dò trong m t s tr ng h p plasma c th (nhóm nghiên c u Lê V n Hi u, N.Bashlov, V.Milenin, G.Panasjuk, N.Timofeev ã hoàn thành tài mang tên “ Chu n oán plasma phóng i n khí (Hg+ Ar) khi áp su t c a Ar t ng trong ng h p (Investigation of a (Hg + Ar) - discharge plasma under an increased pressure of Ar and in narrow tubes)” v i áp su t Ar lên n 30Torr.

V. NEUTRON PLASMA

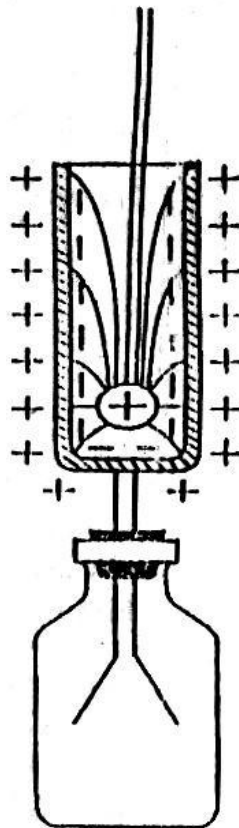
Vi c o c ng phát x các neutron c a plasma có th là m t ph ng pháp t t nh t ch n oán plasma khi nó nhi t r t cao. N u nhi t c a plasma th p h n m t tri u , thì c ng phát x neutron là r t nh và không th phát hi n ra chúng. Khi nhi t c t ng đ n thì dòng h t neutron c phát x t plasma c ng t ng đ n lên.

Vi c o c ng phát x các neutron c a plasma d d àng và c bi t o nhi t c a plasma. Nh ng khi s đ ng ph ng pháp này kh o sát plasma th ng g p ph i m t khó kh n. ch các neutron th ng sinh ra t nh ng ph n ng t ng h p chính bên trong plasma. Và trong m t vài tr ng h p khác các neutron có th c t o ra t nh ng quá trình khác. Vì th nh ng k t lu n đ a trên các phép o do s phát x các neutron c a plasma có th đ n n sai l m.

Có nhi u ph ng pháp quan sát s b c x c a neutron. M t trong nh ng ph ng pháp ó là áp đ ng s ch p nh b ng nh t ng. tr ng h p khác dùng máy m nh p nháy ghi nh n các neutron. Các neutron khi i vào trong các máy m s gây ra các ch p sáng. Ch p sáng xu t hi n là do s phá v các h t nhân neutron trong máy m nh p nháy.

VI. NH NG PH NG PHÁP KHÁC CH N OÁN PLASMA

Ngoài nh ng ph ng pháp ch n oán plasma ã c k trên còn có các ph ng pháp khác c ng c áp d ng r ng rãi trong th c t . Ch ng h n có th xác nh n ng l ng eletron b ng cách o c ng phát x tia Roentgen c a plasma. Khi o c i n áp và c ng i n m ch ngoài, ta có th tính c hi u i n th trong ng phóng i n và rút ra nh ng k t lu n v các d ng phóng i n trong ch t khí. V n t c i kh i vùng phóng i n c a các electron và các ion có th c xác nh nh i n nghi m Faraday. T t nhiên, ây chúng ta hoàn toàn không th k h t các ph ng pháp ch n oán plasma mà ch nói n m t s ph ng pháp c tr ng nh t



Hình 6.1: i n nghi m Faraday