Arxiu històric FUNDACIÓ JAUME BOFILL

Energia solar: fets i idees sobre el Silici amorf

Groupe Energie Solaire
LPHNE Ecole Polytechnique

GENER 1979

FUNDACIÓ JAUME BOFILL

ENERGIA SOLAR : FETS I IDEES SOBRE EL SILICI AMORF

A. LLORET
Groupe Energie Solaire, LPNHE Ecole Polytechnique. Palàiseau.

RESUM

Les propietats del Silici amorf hidrogenat produit per descomposició del silà son examinades a proposit d'una recent caracterització òptica. Es discuteixen els diferents problemes plantejats i s'explica una proposició d'estudi que permeti de determinar les correlacions entre els paràmetres del plasma de silà i les propietats del material amorf obtingut. El Silici amorf suscita avui dia un considerable interès per a la utilització de l'energia solar per raó de les seves propietats fotovoltaiques i d'absorció selectiva.

I- Antecedents

Els materials semiconductors amorfes han esdevingut particularment interessants per a la captació de l'energia solar per dues raons. En primer lloc s'ha descobert que poden posseir propietats fotovoltaiques de manera que poden funcionar com fotodiodes. En segon lloc hom preveu la possibilitat de fabricar-ne grans superficies a preus economics ja que poden ésser produits en capes primes micrométriques. El material que promou avui dia més interès és el Silici amorf el qual és fins i tot considerat per algunes persones com el material del futur.

Fins l'any 1976 les propietats de les mostres produides eren practicament sense interès. El material era produit per evaporació en el buit o per pulverització catòdica (" sputtering "), tècnica que consisteix a produir ions d'Argó en una descàrrega d'alta freqüencia i a accelerar-los cap un fitó de Si : els àtoms de Si arrencats es depositen en un suport o substrat formant una capa prima de Si amorf (Si-a). Les mostres de Si-a eren electricament inertes, la recombinació de les càrregues fotocreades era instantània, la fotoconductivitat practicament nul.la i eren totalment insensibles al dopatge. En conclusió els foto_diodes no eren possibles amb el material aixi obtingut.

Al 1976 es produeix un canvi de la situació: Spear i Le Comber (1) de

la Universitat de Dundee (Escocia) produeixen Si-a de propietats diferents. Aquest material és obtingut per descomposició del gas silà (SiH_4) en un plasma d'alta freqüencia i té propietats similars als semiconductors cristal.lins intrínsecs. Hom realitza una junció p-n gracies a les possibilitats de dopatge, trobant corbes caracteristiques I(V) com els díodes normals (2). El material en qüestió té una densitat de defectes molt feble (10^4 més febles que l'amorf produit per pulverització catòdica), cosa que és explicada per l'existencia d'hidrogen atomic que ocuparía els enllaços trencats, neutralitzant aixi els defectes. Corrobora aquesta interpretació el fet que el Si-a produit per pulverització catòdica amb presencia d'hidrogen es comporta d'una manera similar (3).

La descoberta d'aquest material pels escossesos va forçar als americans a fer publics els seus coneixaments i a finals del 1976, a la conferencia de Baton Rouge (EE.UU.) els investigadors de la firma RCA indicaren que era possible fabricar fotodiodes Schottky amb Silici amorf hidrogenat amb un rendiment de 5.5 % (4). Simultaniament, el 1976, apareixen les primeres publicacions sobre les propietats selectives des les capes fines de Si-a sobre un suport de feble emissivitat (5).

A partir d'aquests moments la recerca es realitza essencialment segons dues concepcions. Una d'elles consisteix a intentar de comprendre el material i el seu procés de fabricació, esperant així poder obtenir materials que permetin rendiments de diodes més elevats. En l'altra hom es considera satisfet sobre les propietats actuals del material i s'intenta augmentar el rendiment dels fotodiodes amillorant la tècnica de llur fabricació. Aquesta segona linea és seguida per alguns dels programes de recerca americans que preparen la industrialització del Silici amorf hidrogenat. A Europa, en canvi, es tracta el problema més aviat en el seu aspecte fonamental, insistint sobre el control de la fabricació i sobre la caracterització i comprensió del material.

Veurem en aquest article algunes questions referents als pòsits de Si-a en plasmes d'alta freqüencia i un projecte de recerca en el que es preveu la producció dels pòsits en altres tipus de plasmes.

II- Pòsits en plasmes d'àlta freqüencia

Com exemple il.lustrant aquesta tècnica descriurem el treball de J. Perrin (6). En aquesta experiencia les capes de Si-a han estat fabricades en un reactor constituit per una regió de baixa pressió en la qual s'estableix una radiofrequencia entre un càtode de Si i un electrode porta-substrat mantingut a una polarització V_B negativa (7), (Fig.1). La temperatura del porta-substrat és controlada per un sistema aillat de calefacció electric. El càtode i el porta-substrat tenen un diàmetre de 15cm i estan separats d'uns 7cm.

Els paràmetres i llurs valors que poden eventualment influir sobre la naturalesa del material son, en aquest dispositiu:

-la potencia de la radiofràqüencia	20W - 440W
-el potencial catòdic	-100V - -1600V
-la polarització del substrat	max. -300V
-la pressió del gas	20 mtorr
-la naturalesa del gas	H_2 + 8-17 % SiH_4
-el cabal de gas	0.36 - 1.7 l/h en c. n.
-la temperatura del substrat	140 - 400 ºC

Amb aquestes condicions experimentals s'han obtingut diferents mostres de Silici amorf. Els materials depenen considerablement de les condicions de producció. Aquesta sembla realitzar-se en diverses estapes:

a) formació de les especies reactives i condensació eventual d'agregats en fase gasosa.
b) condensació d'agregats a la superficie; iniciació del pòsit.
c) creixament del pòsit.
d) modificació del pòsit en contacte amb el plasma.
e) modificació del pòsit en contacte amb l'aire ambient.

La caracterització dels pòsits constitueix un treball tant variat que pocs laboratoris poden realitzar-lo exhaustivament. En efecte, és interessant de coneixer les caracteristiques electriques i fotoelectriques, les estructures de bandes, les propietats optiques, la composició química, les propietats atomico-moleculars, etc... Tots aquests estudis per a un semiconductor amorf presenten dificultats i variants importants respecte als dels materials cristal.lins. Avui dia semblen oferir més dificultats els estudis electrics, com les mesures de transport, per als quals apareixen efectes de superficie complicats (8), que els anàlisis òptics. Ens limitarem en aquest article a un sol aspecte estudiat recentment: les propietats òptiques a partir dels espectres de transmissió.

Les propietats òptiques d'un material poden ésser determinades amb l'index complex, és a dir, amb l'index de refracció $n(\lambda)$ i l'index d'extinció $k(\lambda)$ o el coeficient d'absorció $\alpha(\lambda)$, ja que $\alpha = 4\pi k/\lambda$, (λ és la longitut d'ona). En el cas d'una feble absorció és possible deduir les dues quantitats en questió així com l'espessor del pòsit a partir d'una sola relació : la transmissió en funció de la longitut d'ona, $T = T(\lambda)$. La fig. 2 ens mostra un exemple d'una corba $T(\lambda)$. En la fig. 3 es representa $\alpha(h\nu)$ per a una mostra típica. L'existencia d'una variació de l'absorció amb λ ens indica que el material analitzat és un semiconductor. El problema principal és aleshores la determinació de l'estructura de bandes. L'absencia en un material amorf d'un ordre a gran distancia no permet la utilització del teorema de Bloch i les representacions habituals de l'estructura de bandes. Malgrat tot, el desordre en un amorf no és completament caòtic. Els estudis de difracció X mostren l'existencia d'un ordre a petita distància caracteritzat per una distaància interatòmica i un nombre de coordinació ben definit entre

un àtom i els seus veins. Aquest ordre permet de considerar l'existencia d'una banda (o pseudobanda) prohibida (9).

En termes de la densitat mitjana d'estats electrònics, un semiconductor amorf tindría les fronteres de les bandes de valencia i de conducció afectades pel desordre i un continuum d'estats en la banda prohibida causats pels defectes estructurals com els enllaços trencats. Existeixen diversos models de calcul de la densitat d'estats $g(E)$. Seguint Anderson (10) hom sol introduir la noció de gap de mobilitat E_g que substitueix la noció clàssica de gap de banda prohibida. En efecte, si els estats de la frontera de banda no poden participar a la conducció cal introduir un llindar de mobilitat dels portadors en les bandes de valencia i de conducció: E_V i E_C. El gap de mobilitat queda definit aleshores per $E_g = E_C - E_V$. Segons aquesta linea la estructura de bandes queda explicada amb dos tipus d'estats localitzats: els estats intrinsecs corresponents a la frontera o a la cua de les bandes i els estats extrinsecs, deguts als defectes, amb un nivell de Fermi (fig.5). El model més senzill suposa unes fronteres de banda parabòliques que s'extenen fins als valors E_A i E_B tal com s'indica en la fig. 5. La diferencia $E_B - E_A = E_o$ és anomenada gap òptic.

Si examinem el comportament de la corba $\alpha(h\nu)$, (fig. 3), hi podrem distingir tres zones. La zona A, on $h\nu \lesssim 1.5$ eV i on l'absorció és molt feble indica la presencia de transicions entre estats localitzats extrinsecs, (11). La zona B, on $1.5 \text{ eV} \lesssim h\nu \lesssim 1.9$ eV i on α varia exponencialment, és interpretada per la dissociació d'excitons per els camps interns (12). Finalment la regió C, on $h\nu \gtrsim 1.9$ eV representa l'absorció de banda caracteritzada pel gap òptic.

La determinació del gap òptic pot ésser efectuada de la manera següent: hom demostra que

$$\alpha \sim \int g_V(E)\ g_C(E)\ (E+h\nu)\ |D|^2 dE/h\nu$$

on g_V és la densitat d'estats en la banda de valencia
g_C és la densitat d'estats en la banda de conducció
$|D|^2$ és la probabilitat de transició entre l'estat inicial i l'estat final.

Si g_V i g_C poden ésser descrites amb funcions parabòliques:

$$g_V(E) = C_V\ (E_B - E)^{1/2}$$

$$g_C(E) = C_C\ (E - E_A)^{1/2}$$

resulta

$$\alpha \sim \int_{E_A - h\nu}^{E_B} \left[(E_B - E)\ (E + h\nu - E_A) \right]^{1/2} dE/h\nu$$

i posant

$$y = (E_A - h\nu - E) / (E_A - h\nu - E_B)\ ,,\ E_o = E_A - E_B$$

s'obté

$$\alpha \sim \left[\int_0^1 (1-y)^{1/2}\, y^{1/2}\, dy\right] (h\nu - E_0)^2/h\nu = \frac{\pi}{8}(h\nu - E_0)^2 \frac{1}{h\nu}$$

La corba $\sqrt{\alpha h\nu}$ en funció de $h\nu$ (fig. 4) ens indica que

$$\alpha = \text{const.}\ (h\nu - E)^2/h\nu$$

relació que ens permet de definir E_0 extrapolant la recta fins el valor de $\sqrt{\alpha h\nu} = 0$.

Noteu finalment l'aparició d'un altre paràmetre de caracterització B definit per

$$B = \frac{(h\nu - E)^2}{\alpha h\nu}$$

Resultats

La determinació i l'analisi de la transmissió $T(\lambda)$ en diverses mostres de Si-a hidrogenat obtingudes en plasmes de radiofreqüencia de silà han proporcionat la següent informació:

- el coeficient d'absorció: fig. 6
- l'index de refracció: fig. 7
- el gap òptic i l'index estàtic en funció del contingut d'hidrogen de les mostres: fig. 8
- el gap òptic i l'index estàtic en funció de la temperatura i polarització del substrat: fig. 9

En les gràfiques hi revelem unicament els comportaments més significatius.

Comentaris

1)

El coeficient d'absorció augmenta fortament a partir de certa energia. Hi ha donss un llindar d'energia que ens demostra bé que es tracta d'un semiconductor amb certa estructura de densitat d'estat Es interessant remarcar que un llindar d'energia dona propietats selectives al material. En efecte, un bon captador tèrmic de la radiació solar pot consistir en una capa selectiva depositada en una superficie metàl.lica de feble emissivitat. Idealment l'absortivitat a_λ d'un absorbidor selectiu ha de satisfer les tres condicions següents :

1) $a_\lambda \simeq e_\lambda$ (e = emissivitat)
(La llei de Kirchoff s'aplica unicament segons una direcció: $a_\lambda(\Omega) = e_\lambda(\Omega)$)
2) $a_\lambda \simeq 0$ per a $\lambda > \lambda_c$
3) $a_\lambda \simeq 1$ per a $\lambda < \lambda_c$

on λ_c és una longitut d'ona dita de cut-off, funció de la temperatura T de l'absorbidor i del factor de concentració X de la radiació solar. Aquestes condicions provenen del desig de que l'eficacitat de captació teorica η_c sigui el més gran possible.

Si l'aillament és perfecte:

$$\eta_c = a_s \left\{ 1 - \frac{\sigma(T^4 - T_A^4)}{\left(\frac{a_s}{e}\,\phi\, X\right)} \right\}$$

on

- $\phi = \int_0^\infty d\lambda \quad I_\lambda \approx 0.075\ W/cm^2$ = constant solar AM2

  (Es recorda que l'espectre solar depen de l'atmosfera travessada. Hom es refereix aleshores als espectres AM0 si es tracta fora de l'atmosfera, AM1 que és la intensitat a terra quan el Sol esta al zenit i la pressió atmosferica és de 1000mb, AM2 el mateix peró el Sol a una altura de 30º , etc...)
- I_λ intensitat de la radiació de longitut d'ona .
- σ constant de Stefan-Boltzman
- T temperatura del captador
- T_A temperatura ambient
- $a_s = \int_0^\infty d\lambda \quad a_\lambda \quad (I_\lambda / \phi)$
- $e = \int_0^\infty d\lambda \quad e_\lambda \quad B_\lambda (T) / \sigma T^4$
- $B_\lambda(T) = (2\pi hc^2 / \lambda^5) \quad (\exp(hc/KT\lambda) - 1)^{-1}$

La fig. 10 ens permet de veure que λ_c es situa entre

$$1.5\mu m < \lambda_c < 3\mu m$$

segons les temperatures i concentracions considerades. Hom considera en general $\lambda_c \simeq 2$ com un bon valor de tallada (cut-off). Per al Silici cristal.lí $\lambda_c \simeq 1\mu m$. L'amorf analitzat és encara més desfavorable ja que perd més espectre solar. Malgrat això, no deixa d'ésser interessant. Griffit (5,13) ha demostrat que un dopatge en el Silici amorf hidrogenat millora considerablement la seva selectivitat. D'altra banda cal recordar la possibilitat de fabricar aquests materials en grans superficies i per conseguent a preus interessants. Es per aquestes raons que avui dia es realitza una recerca intensiva en aquest camp.

2)

Les propietats del material depenen considerablement de totes les condicions de producció en general. La temperatura del substrat és per exemple un paràmetre important. Més important encara ha resultat ésser la dependencia amb el contingut d'hidrogen. Aquest ha esta mesurat amb un metode de reacció nuclear entre el Bor 11 i l'hidrogen atòmic, segons la reacció:

$$^{11}B + {}^{1}H \longrightarrow \alpha + {}^{8}Be \longrightarrow \alpha + 2\alpha$$

L'estudi dels raigs α emesos permet determinar la proporció d'hidrogen contingut en les mostres (14).

Els paràmetres gap òptic (E_o), l'index estàtic (n_∞) i el paràmetre B varien amb el contingut d'hidrogen pero aquest no determina per ell sol els paràmetres òptics. Sobre el rol de l'hidrogen hom pot fer dues suposicions: o bé es troba enllaçat en la forma Si-H i una proporció es troba no lligada, o bé hi ha diversos modes d'enllaç : Si-H , $Si-H_2$, etc... sense H lliure. La segona hipotesi és més plausible, vist que fins ara no s'ha detectat H lliure i perque en l'estudi dels espectres de vibració d'un material en l'infraroig s'ha observat l'existencia de diversos tipus d'enllaços (15).

Noteu finalment (fig. 8) que la proporció d'hidrogen "idonia" no és gaire elevada, entre un 10% i 16% .

III- Pòsits en altres plasmes

L'estudi de totes les correlacions plasma-material és un problema complex i difícil. El nombre de paràmetres que intervenen en la producció és malhauradament molt gran. D'altra banda la caracterització dels materials amorfes presenta també dificultats importants. Una de les possibilitats per avançar en aquest terreny consisteix a controlar i variar al màxim les condicions inicials que condueixen a un material. El procediment amb el que s'ha fabricat les mostres que hem comentat precedentment és un procediment d'origen industrial, molt limitat i en tot cas no adaptat a la recerca. Els plasmes d'alta freqüencia, a mes de presentar inestabilitats, no permeten d'explorar regions importants de temperatures i densitats electròniques. Així mateix és de molt interès analitzar convènientment l'estat inicial del plasma amb espectrometres òptics i de massa abans de que es realitzi el pòsit de material amorf. Es doncs fonamental un dispositiu que permeti aquests tipus d'analisis.

Els paràmetres essencials del plasma son:

- la pressió de silà
- el dopatge
- la densitat electrònica o iònica $n=n_e=n_i$
- la temperatura electrònica T_e
- el potencial del plasma V_p
- la naturalesa dels ions i radicals

A nivell del substrat i del pòsit cal tenir en compte de

- la naturalesa del substrat
- la seva temperatura i polarització
- l'espessor i uniformitat del pòsit
- la proporció radicals neutres/ions dipositada
- l'estat de la superficie

El desig de controlar tots aquests paràmetres ha conduit a la preparació d'una experiencia al laboratori PNHE de l'Ecole Polytechnique de Palaiseau-Paris. Es tracta de produir pòsits a partir d'un plasma de silà a baixa pressió (10^{-3} - 10^{-4} torr) amb possibilitats de dopatge (fig. 11). El plasma és originat per un feix d'electrons provinents de filaments de tungstè incandescents en una estructura

magnètica multipolar. Aquesta estructura és constituida per un segui d'imans permanents situats en forma cilíndrica i té l'interès d'augmentar l'eficacitat dels electrons primaris ja que aquests reboten varies vegades amb l'estructura magnètica abans de desapareixe Amb el nombre de canons electrònics o filaments de tungstè en funcionament i llur temperatura hom controla n_e per a una pressió donada. La diferencia de potencial entre el filament i una xarxa metal.lica permet el control de l'energia dels electrons primaris i en consequencia de T_e i V_p. (En aquest tipus de plasmes l'energia cinètica dels ions és negligible comparada amb la dels electrons de manera que $T_i \ll T_e$). Una espectrografía òptica del plasma i un a anàlisi amb un espectròmetre de masses col.locat simetricament a la posició dels substrat donen informació sobre la naturalesa dels ions i eventualment dels radical neutres. El dispositiu pot funcionar amb diferents gasos i permet un dopatge de PH_3 per a una capa n i de B_2H_6 per a una capa p .

L'extracció dels ions del plasma fins al filtre quadripolar de l'espectròmetre de massa es realitza amb una òptica d'uns 30cm de longitut constituida per un joc de lens electrostàtiques que poden funcionar indiferentment com un sistema "einzel" o un sistema "zoom".

El problema més delicat és tanmateix la comprensió de les reaccions del plasma de silà . Es tracta de saber quines especies contribueixen a l'aparició d'un pòsit idoni. Així per exemple, hom té la impressió que l'existencia de radicals neutres juga un papen important. En tot cas sembla ésser que el flux de radicals cap a les parals del reactor és de l'ordre de 1 - 10 vegades més gran que el dels ions. Si això fos veritat hom podria amillorar el material instal.lant una repulsió elèctrica a nivell del substrat que impedeixi als ions de depositarse. També és interessant de coneixer l'estat de polarització de les especies abans de la formació del pòsit. Hom creu que els ions i els radicals son, en la seva majoría, dímers, cosa interessant de verificar. Igualment les molècules de silà excitades en vibració-rotació son probablement majoritaries.

Avui dia existeixen poques dades sobre el silà i a vegades per preparar una experiencia no queda altre remei que de suposar que té un comportament similar al metà. Bé i que ambdos molècules tinguin la mateixa geometria, no succeix el mateix per a llurs radicals (fig. 12). L'analogia és doncs arriscada.

El bombardeig de les molècules de silà amb electrons pot provocar les reccions següents:

- difusió elàstica $e + SiH_4 \longrightarrow SiH_4 + e$
- difusió inelàstica $e + SiH_4 \longrightarrow (SiH_4)^* + e$
- Col.lisió dissociativa
  $e + SiH_4 \longrightarrow SiH_3^+ + H^- + e$
- ionització $e + SiH_4 \longrightarrow SiH_2^+ + H_2 + 2e$, etc.
- enllaç dissociatiu $e + SiH_4 \longrightarrow SiH_3^- + H$, etc.

Les seccions eficaces son practicament desconegudes. Pel que fa a l'ionització per electrons de 50 eV, $\sigma \approx 6\text{-}7 \times 10^{-16}$ cm^2 (18) i es produeixen ions SiH_3 i SiH_2 en un 80%. Els potencials d'aparició son de l'ordre de 12 eV. La secció eficaç total d'enllaç dissociatiu a 20 eV és de l'ordre de 3×10^{-19} cm^2 (19). La producció de radicals neutres és totalment desconeguda.

Amb el dispositiu experimental d'un plasma multipolar que hem descrit hom preten , en una primera etapa, determinar:

1) n_e , T_e i V_p amb sondes. (Aquesta mesura presenta dificultats importants degudes al pòsit de Si amorf en les mateixes sondes. Hom espera resoldre el problema amb un metode original de descontaminació.)

2) la composició iònica i de radicals neutres amb un espectròmetre de massa.

3) els estats excitats del plasma amb un espectrògraf òptic.

Al mateix temps cal caracteritzar les mostres obtingudes. Es tracta doncs d'un estudi ambiciós que pot durar uns anys. A la data d'avui el dispositiu experimental ja está instal.lat i s'ha realitzat amb exit els primers plasmes. i mesures .

IV- Conclusió

Bé i que el silici amorf hidrogenat està entrant com material fotovoltaic en el domini d'aplicació per a captar l'energia solar, queda per comprendre les seves estructures possibles i propietats. Es tracta d'un problema de recerca fonamental que pot donar lloc a la producció de materials que permetin la utilització de diodes amb un rendiment més elevat que l'actualment conegut (5.5%) i a preus interessants. Un rendiment de prop del 10% colocaría aquest material en un tot primer plà per a utilitzar l'energia del Sol. La recerca en questió no és fàcil a causa de la gran multitud de paràmetres que cal estudiar i controlar. Es tracta d'una recerca tipicament pluridisciplinaria en la qual intervenen essencialment la física i química dels plasmes, la física molecular, la física de l'estat sòlid, l'òptica i la física i química de superficies. Els resultats obtinguts amb el silici amorf ha rellançat l'interès de la física dels estats sòlids amorfes en general.

Es d'esperar doncs que aquest tipus de recerca condueixi a resultats importants per a la Societat.

Paris, Gener de 1979

Referencies

1 W.E. Spear, P.G. LeComber. Phil.Mag. 33,935,(1976)

2 W.E. Spear, P.G. LeComber, S. Kinmond, M. H. Brodsky. Appl. Phys. Lett. 28,105,(1976)

3 J.J. Hauser. Solid-state Comm. 19,1049,(1976)

4 D.E. Carlson, C.R. Wronski, A.R. Triano, R. E. Daniel 12th Photovoltaïc specialist conf. Baton Rouge. Nov. 1976

5 R.W. Griffith. Sharing the sun. Ed. per K.W. Böer (Pergamon N.Y. 1976) vol.6, p.205.

6 J. Perrin. Thèse 3ème cycle. Université de Paris VII (Nov.1978)
I. Solomon, J. Perrin, B. Bourdon. Proc. Intern. Conf.Physics of Semiconductors. Edinburgh (1978)

7 B. Bourdon. Etude du dépot de Silicium à basse température et sous pression réduite en présence d'excitation radiofrequence. Alsthom-Atlantique, Direction des Recherches (1977)

8 I. Solomon, T. Dieltl, D. Kaplan. Le journal de Physique 39, 1241,(1978)
I. Solomon. Spin effects in amorphous semiconductors. No public.

9 D.A. Greenwood. Electronic and Structural properties of amorphous semiconductors(ed.per P.G. LeComber, J. Mott) Ac. Press London (1973) p. 127

10 P. Anderson. Phys.Rev 109,1494,(1958)

11 J. Taug, A. Menth. J. non-cryst. solids 8-10, 569,(1972)

12 Dow, Redfield. Phys. Rev. B, 5, 594, (1972)

13 R.W. Griffith. Intern, Conf. on amorphous and liquid semiconductors. Edinburgh (1977) p. 457.

14 E. Ligeon, A. Guivarc'h. Radiations effects, 22,101,(1974)

15 M.H. Brodsky, M. Cardona, J.J. Cuomo. Phys. Rev. B 16, 8, 3556,(1977)

16 R. Hulten. Phys. Scripta 12, 342,(1975)

17 D. Beaglehole, M. Zavetova. J. non-cryst. solids 4,272,(1970)

18 F.W. Lampe. Comunicació privada.

19 Ebinghaus et al. Z. Naturforschg 19a,732,(1964)

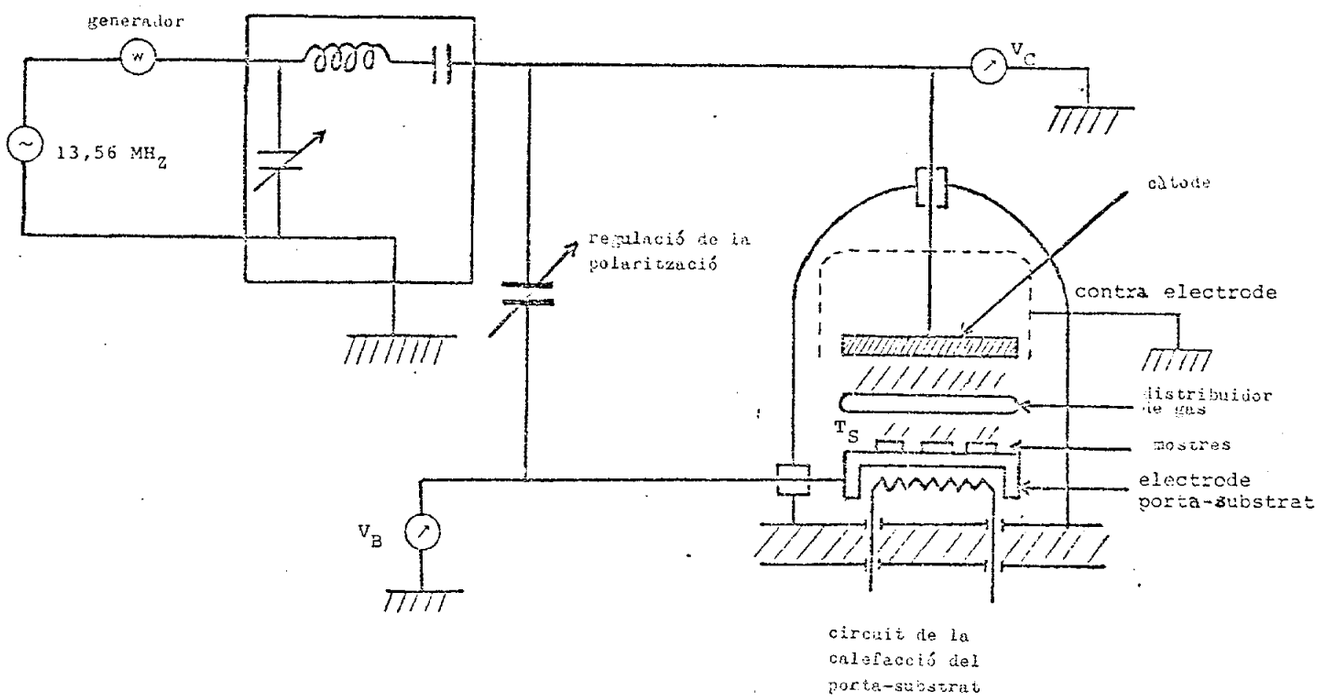
generador
W
13,56 MHz
V_C
càtode
regulació de la polarització
contra electrode
distribuidor de gas
T_S
mostres
electrode porta-substrat
V_B
circuit de la calefacció del porta-substrat

FIG. 1

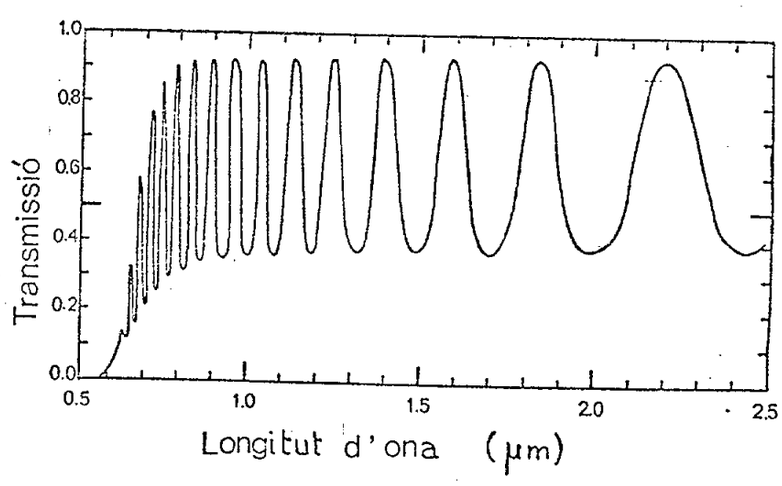
Transmissió
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0.0
0.5
1.0
1.5
2.0
2.5
Longitut d'ona (μm)

FIG. 2

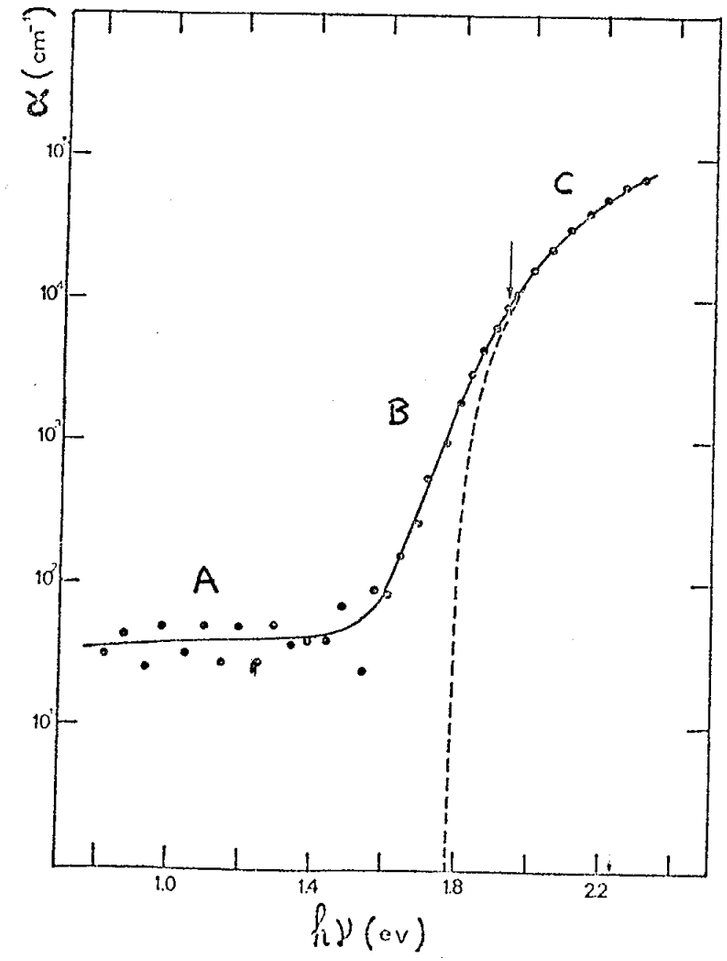
α (cm⁻¹)
A
B
C
1.0
1.4
1.8
2.2
hν (ev)

FIG. 3

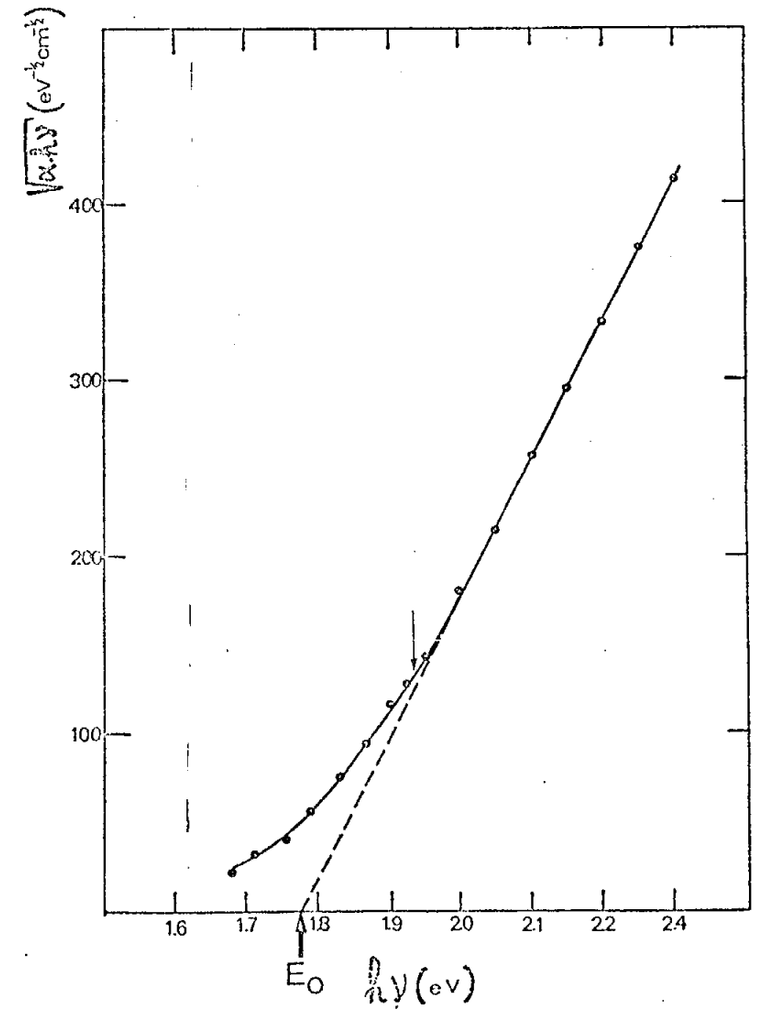
400
300
200
100
1.6
1.7
1.8
1.9
2.0
2.1
2.2
2.4
E₀
hν (ev)

FIG. 4

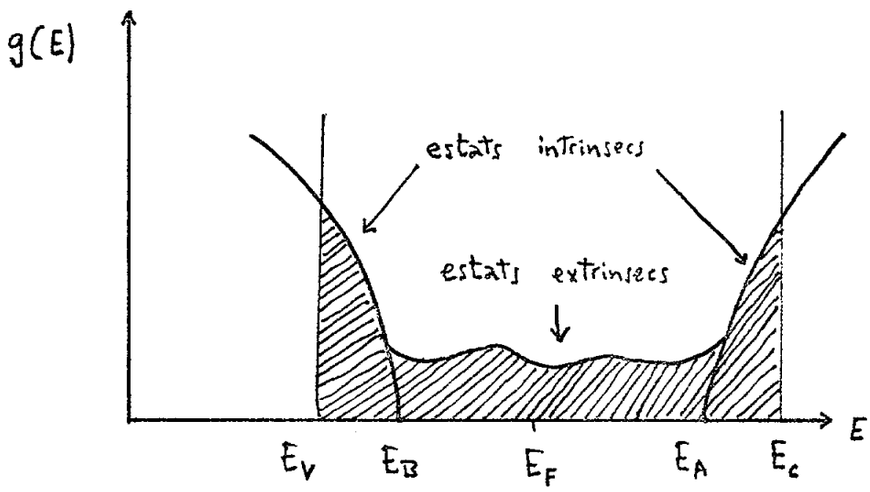

FIG. 5

COEFICIENT D'ABSORCIO

Silici amorf (6)
Silici amorf pur evaporat (17)
Silici cistal.lí (16)

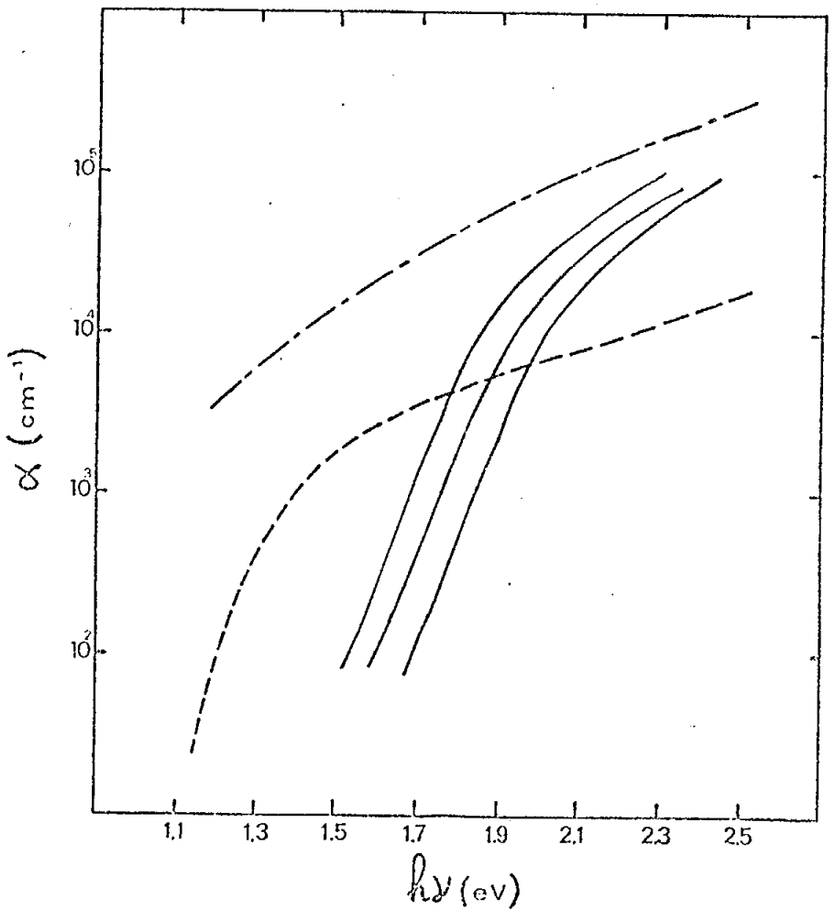

FIG. 6

INDEX DE REFRACCIO

Silici amorf (6)
Silici cistal.lí (16)

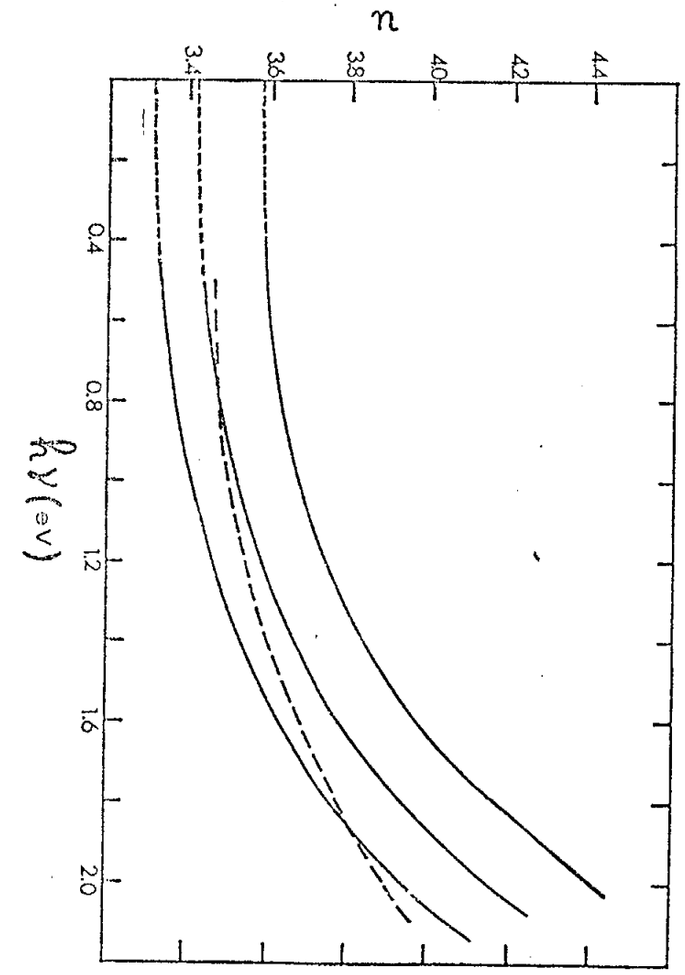

FIG. 7

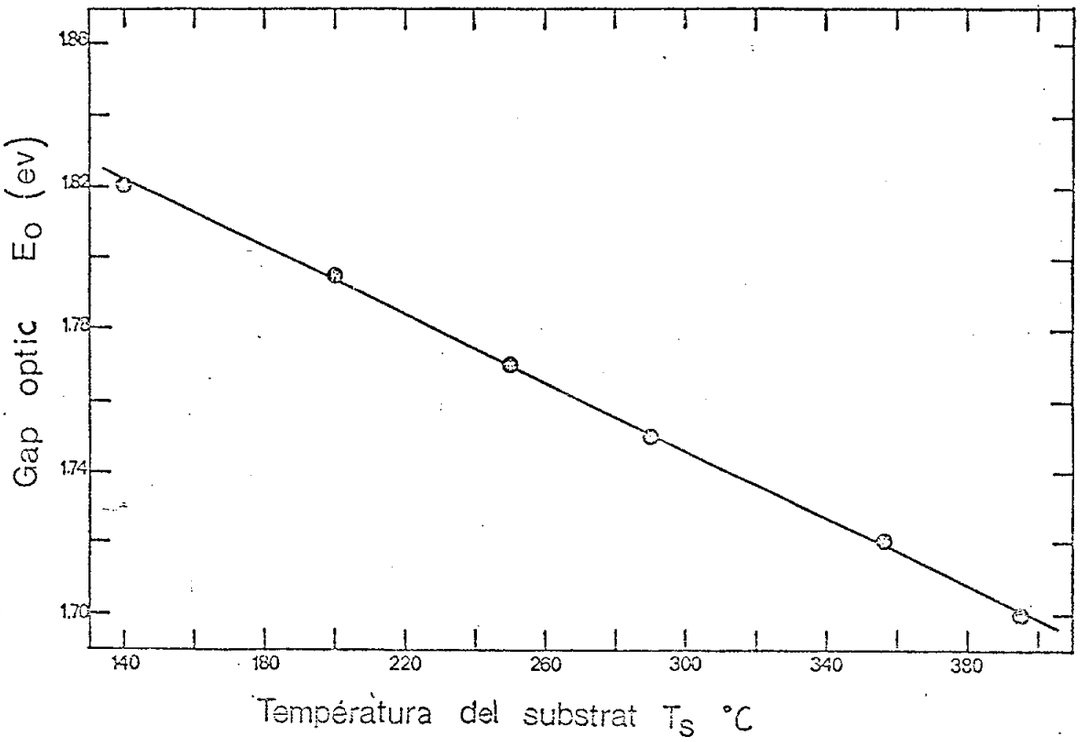
Gap optic Eo (ev)
1.86
1.82
1.78
1.74
1.70
140
180
220
260
300
340
380
Temperàtura del substrat Ts °C

FIG. 9

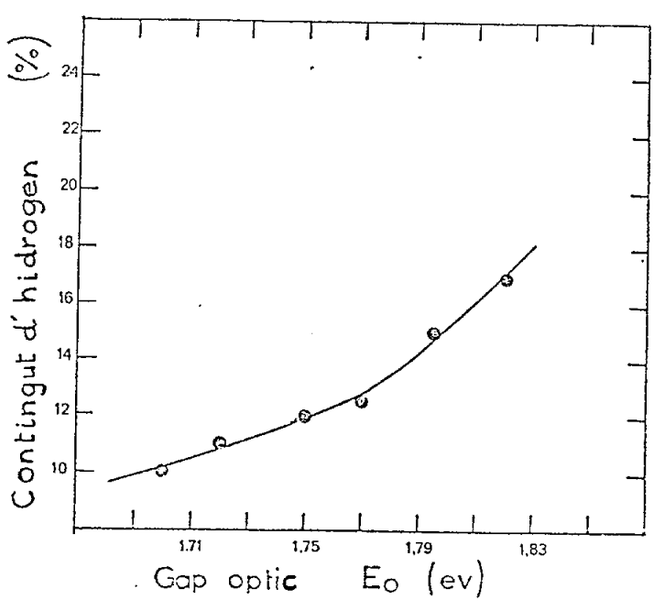
Contingut d'hidrogen (%)
24
22
20
18
16
14
12
10
1.71
1.75
1.79
1.83
Gap optic Eo (ev)

FIG. 8

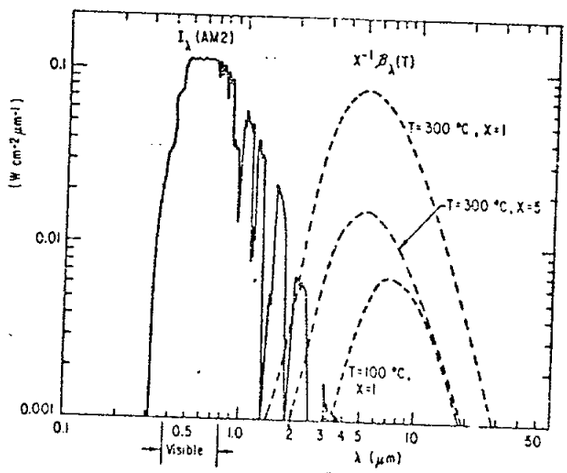
I_λ (AM2)
$X^{-1}\mathcal{B}_\lambda(T)$
T=300 °C, X=1
T=300 °C, X=5
T=100 °C, X=1
(W cm^{-2} μm^{-1})
0.1
0.01
0.001
0.1
0.5
1.0
2
3
4
5
10
50
Visible
λ (μm)

FIG. 10

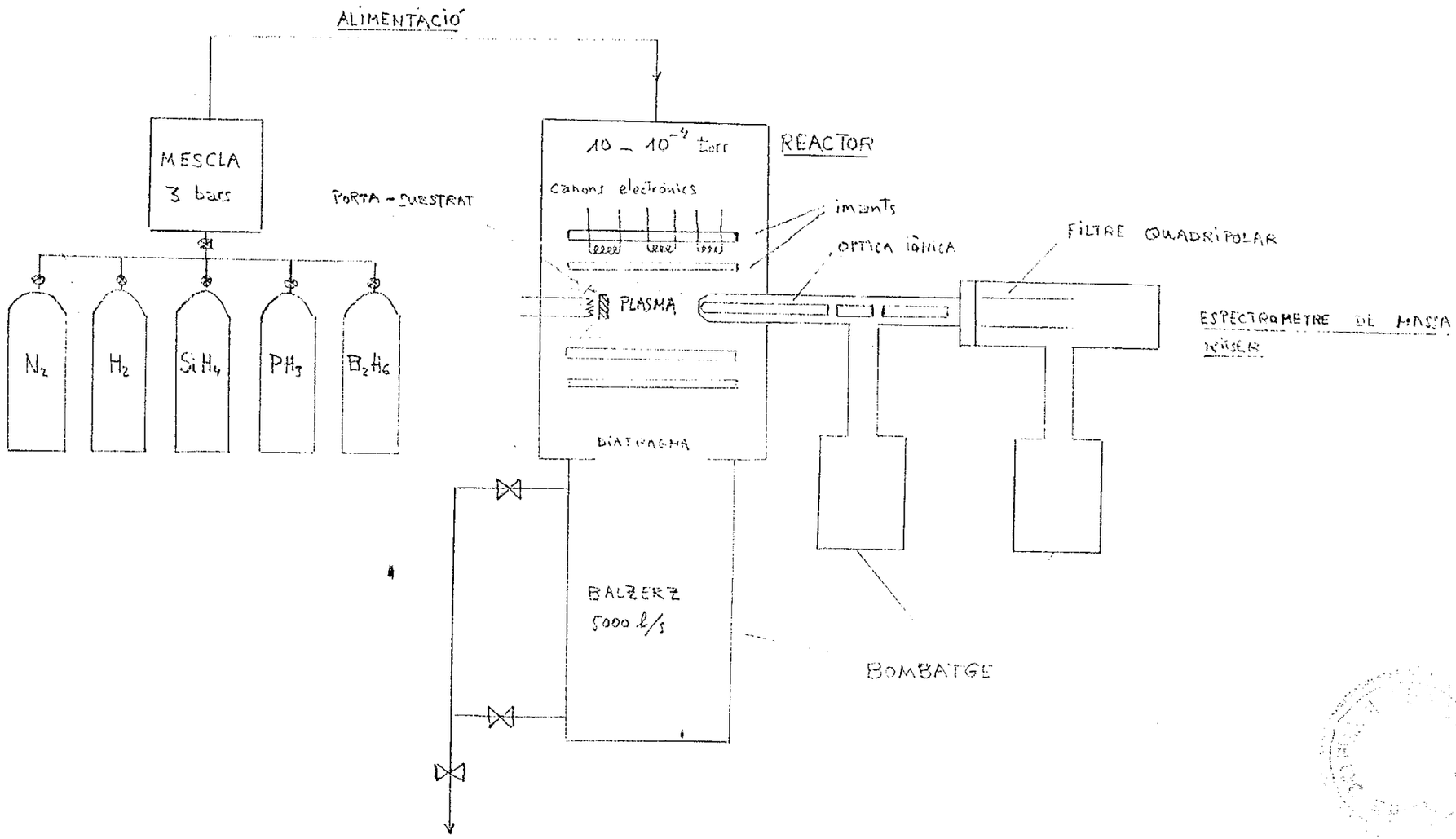
ALIMENTACIÓ
MESCLA
3 bars
N_2
H_2
SiH_4
PH_3
B_2H_6
PORTA - SUBSTRAT
$10 - 10^{-4}$ torr
REACTOR
canons electrònics
imants
òptica iònica
PLASMA
DIAFRAGMA
FILTRE QUADRIPOLAR
ESPECTRÒMETRE DE MASSA
BALZERS
5000 l/s
BOMBATGE

FIG. 11

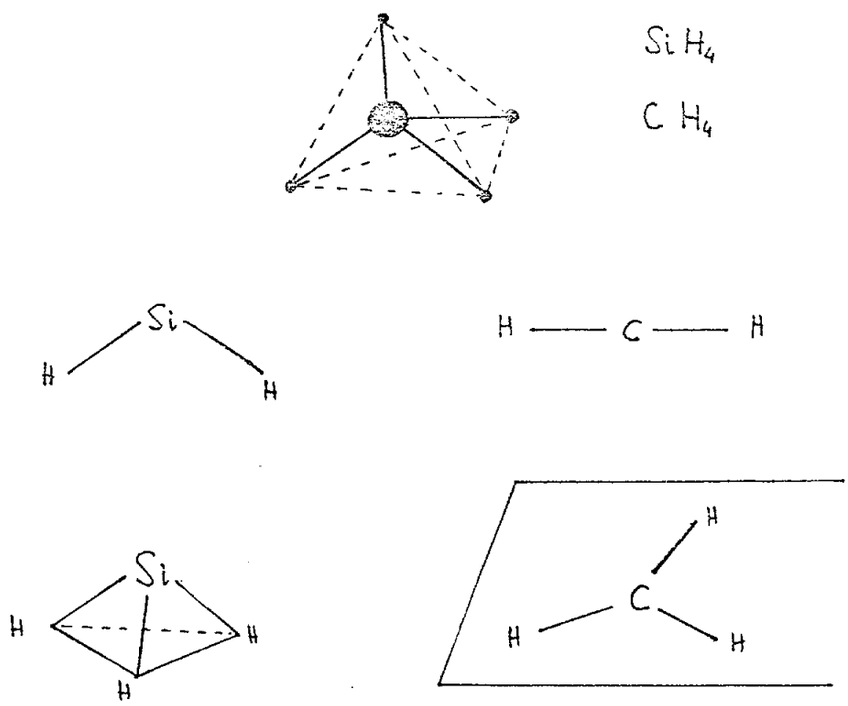

FIG. 12