

# FACTORS DETERMINANTS DEL TEMPS DE COL·LECCIÓ DE CÀRREGUES EN UNA CAMBRA DE DERIVA

per

*JOAQUIM CASULLERAS I AMBRÒS*

Departament de Física Teòrica  
Universitat Autònoma de Barcelona

## SUMMARY

We study in this paper the resolution of a drift chamber, through the calculation of the drift time dependence on the ionizing particle position. In order to do so we calculate the electric field inside the chamber and we integrate the movement equation for the ionization - produced electrons.

We conclude that the chamber response is non-linear for certain incident particle trajectories and that software corrections should be made in the off-line analysis.

## 1. INTRODUCCIÓ

L'objectiu de la Física d'Altes Energies és l'aprofundiment en el coneixement de l'estructura de la matèria i de les lleis que determinen el seu comportament fonamental. L'elevat cost dels mitjans necessaris per a estudiar-la motivà a Europa, l'any 1954, la creació d'un centre, el C.E.R.N. (Centre Europeu de Recerca Nuclear) que unia els esforços de tots els països que l'integraven. La seva única finalitat és la investigació científica en aquest camp de les Altes Energies. En aquest moment 13 països europeus, entre els quals figura Espanya, són membres del C.E.R.N.

A escala mundial, actualment, només hi ha un petit nombre de laboratoris comparables al C.E.R.N. als Estats Units, el laboratori alemany D.E.S.Y. (Deutches Elektron Synchrotron) i alguns altres de l'URSS, la Xina i el Japó.

El projecte L.E.P., el més important ara del C.E.R.N., és un accelerador del tipus anell de col·lisió electró-positró, la construcció del qual començà el setembre de 1983 a Ginebra, i que permetrà, en una primera fase, de fer xocar electrons amb positrons a un energia de 60 GeV cada feix. Les característiques de l'anell permetran ulteriorment una extensió de l'energia fins a 100 GeV, que equival a un poder de penetració de  $10^{-16}$  cm en l'estructura de la matèria.

Per tal de donar una idea de la magnitud d'aquest projecte esmentarem que el cost de l'accelerador serà d'uns 1000 milions de francs suïssos i que el túnel principal d'aquesta màquina tindrà un perímetre de 27 Km. Hom espera que l'accelerador comenci a funcionar el 1988, i la durada del projecte arribarà més enllà dels propers deu anys.

La motivació principal del L.E.P. és l'estudi de les interaccions electro-dèbils dins el marc del model estàndard, per bé que cal esperar que cobrirà alguns punts relacionats amb altres àrees. Direm que amb les característiques de l'accelerador, d'una lluminositat de l'ordre de  $10^{32}$   $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , i dins el model de Weinberg-Salam, és previsible la producció d'un bosó intermediari  $Z^0$  per segon de funcionament de la màquina. Aquest fet és de vital importància si hom té en compte que, si bé a hores d'ara ja tenim evidència experimental d'aquest bosó, el caràcter tan limitat de la mostra experimental fa impossible el seu estudi detallat. La copiosa mostra de  $Z^0$  que sens dubte proporcionarà L.E.P. permetrà de conèixer les propietats d'aquest bosó intermediari i amb això la confirmació definitiva de l'estructura de les interaccions electro-dèbils.

Esmentem tot seguit els apartats del programa L.E.P. que semblen més significatius:

En la fase inicial del projecte L.E.P. han estat aprovades quatre àrees experimentals, una de les quals és la col·laboració designada per L-3. Integren aquest grup trenta-cinc institucions de tot el món; n'és una el Grup d'Altes Energies de la Junta d'Energia Nuclear de Madrid, on ha estat dut a terme aquest treball.

Les responsabilitats de L-3 són, en un primer període, el disseny, les proves i la construcció del detector lligat a la col·laboració que després serà utilitzat en la presa de dades, i per tot el temps que duri el programa L.E.P.; l'anàlisi d'aquestes dades, i el manteniment del detector.

### 1.1 Esquema del detector L-3

El detector presenta una geometria que envolta completament el tub pel qual viatgen els electrons i positrons (fig. 1), amb una longitud de 8 m i secció octagonal de radi entre 7 i 8 m, i, des del punt de col·li-

sió del feix, les partícules travessaran i deixaran senyal en els següents components del detector:

- 1) Una cambra de vèrtex d'alta precisió.
- 2) Una sèrie de comptadors electromagnètics tipus "B.G.O." on electrons i fotons dipositaran llur energia.

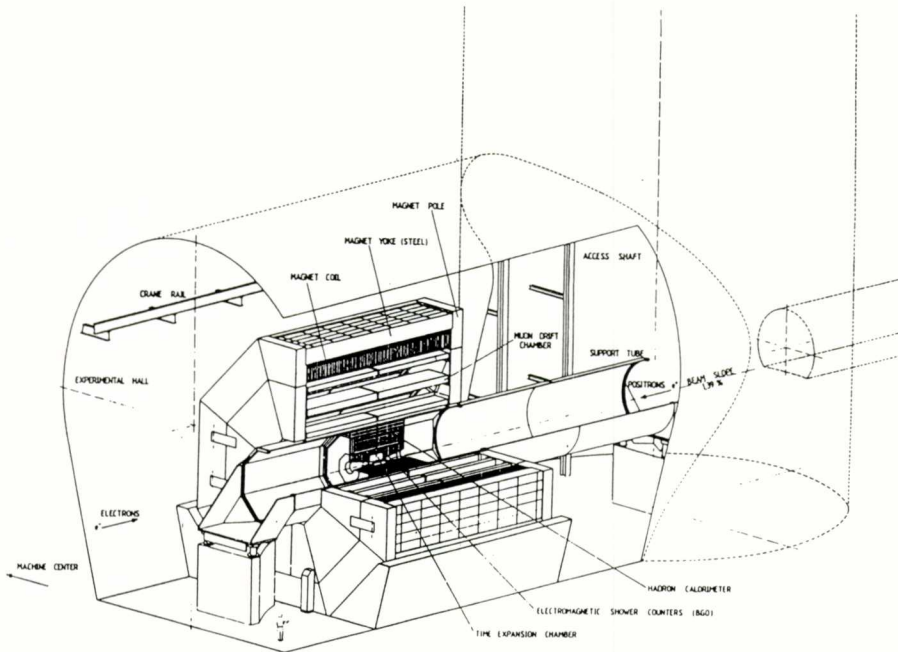


Fig. 1.1. Detector L-3 de L.E.P. (anell de col·lisió  $e^+e^-$  del C.E.R.N.) (Fig. 1.1. de la proposta oficial de la col·laboració L-3).

3) Un calorímetre hadrònic al qual arribaran els hadrons i hi quedaran detinguts.

4) Finalment, tres plans de cambres de muons on accediran únicament aquestes partícules i que permetran de mesurar amb una gran precisió el seu moment en un camp magnètic coaxial de 0.45 T.

L'objecte d'aquest treball és precisament l'estudi d'un dels dos tipus diferents de cambres de muons de L-3. Es tracta de les cambres que mesuraran en tres punts diferents la coordenada  $z$  (direcció del feix) dels muons: "cambres  $z$ " del tipus anomenat cambres de deriva. Aquest tipus de detectors proporciona informació sobre les coordenades de les partícules carregades que els travessen, car registren el temps emprat pels

electrons originats en la ionització produïda per la partícula incident en trobar un fil sensor sotmès a un cert camp elèctric.

Les cambres objecte d'aquest estudi seran plenes d'un gas conegut amb el nom de P-9 (argó:metà en relació 91:9% en volum). Hom construirà un total de 96 cambres de dimensions 5,56 x 2,21 m cada una.

## 2. CAMBRES DE DERIVA

Aquest tipus de cambres pot ésser englobat entre els detectors gasosos, que utilitzen el principi físic de la ionització del gas per la partícula incident. Els electrons produïts en aquesta ionització són recollits en un ànode per mitjà d'un camp elèctric generat amb elèctrodes metàl·lics sotmesos a potencials elèctrics adequats. A la figura 2 hom mostra l'esquema d'una cambra de deriva.

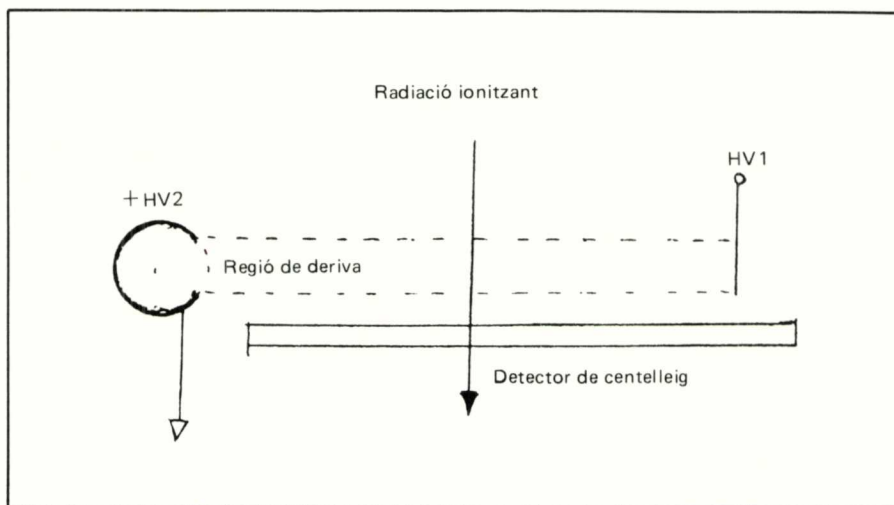


Fig. 2. Esquema d'una cambra de deriva.

El funcionament de la cambra és essencialment el següent: imaginem una partícula carregada energètica que travessa la cambra tot produint una traça d'electrons i ions en el gas. Aquests electrons, impulsats pel camp elèctric, deriven cap al comptador proporcional. Si hom determina l'instant en què la partícula incident travessa la cambra (amb un dispositiu auxiliar), el senyal del comptador indicarà el temps que els electrons han estat derivant en el camp elèctric, i amb aquesta informació coneixerem el punt on s'ha originat la ionització.

Les condicions de funcionament de la cambra estaran doncs relacionades directament amb els aspectes següents:

- a) Les característiques del camp elèctric creat pels elèctrodes.
- b) Les propietats del gas utilitzat relatives a la velocitat de deriva i difusió dels electrons que es mouen lliurement en el seu si, sota la influència d'un camp elèctric.

Aquest dos aspectes establiran una resolució intrínseca a la cambra i seran estudiats detalladament.

### 2.1. Detecció

Quan els electrons procedents de la ionització arriben a una distància d'unes 100 micres del fil detector, la intensitat del camp en aquesta zona és suficient perquè els electrons adquireixin, entre dues col·lisions amb els àtoms del gas, l'energia necessària per a produir una nova ionització. Aquestes es van multiplicant i es produeix una allau d'electrons que indueix un petit pol en el potencial del fil, que és el que permet de detectar el fenomen. Hom pot trobar els detalls del procés en Charpak i al. 1970, Wilkinson (1950) i Mitra (1969).

### 2.2. Les cambres z de deriva de L-3

Les cambres de deriva que seran utilitzades en el detector L-3 de L.E.P. per a la determinació de la coordenada z tenen una estructura similar a la dissenyada per Becker i al. (1975), amb una resolució esperada de 400 micres. La figura 3 il·lustra la configuració escollida.

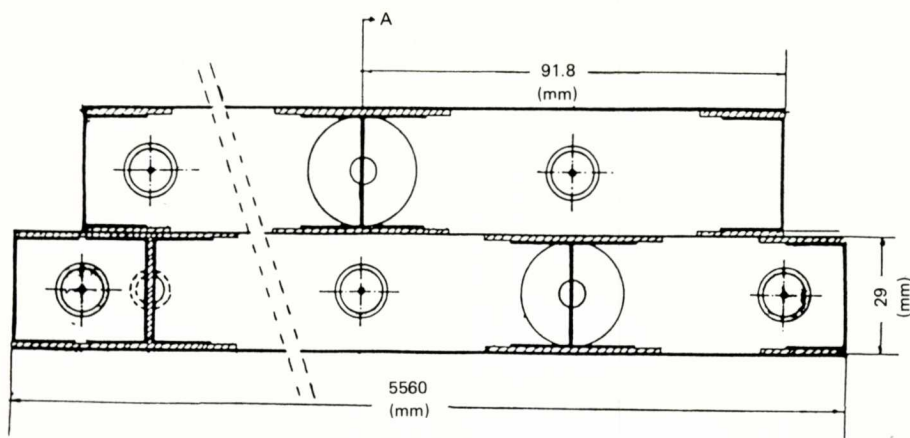


Fig. 3. Vista frontal d'una cambra z de L.E.P.

Un alt voltatge connectat al fil sensor proporciona un potencial atractiu per als electrons. La dependència  $\frac{1}{r}$  del camp prop del fil proporciona la zona de multiplicació, i un potencial negatiu (repulsiu) connectat als perfils d'alumini en forma de I modificarà el camp de manera que serà aconseguida una velocitat de deriva (idealment) constant.

Aquesta estructura té els avantatges que funciona amb potencials relativament baixos (de l'ordre dels 2000 Volts) i que la forma en I dels perfils permet una bona resistència mecànica amb un espessor del mòdul força reduït.

### 3. CÀLCUL DEL CAMP ELÈCTRIC

Desenvoluparem ara un algorisme per tal de trobar la solució de l'equació de Laplace en dues dimensions, la qual, en absència de càrregues, és escrita

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 0 \quad (1)$$

i que ens determinarà el potencial elèctric a l'interior de la cambra. Vegeu a la figura 4, on tenim representada una cel·la d'una cambra, que el fet que és molt llarga ens permet, per la simetria del problema, d'eliminar una coordenada i escriure l'equació 1 en dues coordenades. Una cambra és constituïda per un gran nombre de cel·les iguals, disposades formant un pla de fils paral·lels.

Per a resoldre l'equació (1) cal conèixer el potencial o la seva derivada normal en el contorn.

Nosaltres estem interessats en el primer cas, ja que la frontera representa els límits de la cambra de muons i, en aquesta,  $V$  és conegut.

Pot haver-hi a l'interior del recinte algunes zones en les quals  $V$  sigui també fixat, com és el cas del fil central, connectat a un potencial conegut, i interessa, naturalment, d'introduir aquest fet en el càlcul. A la figura 4 tenim dues vistes, amb les regions on  $V$  pot ésser ajustat, la qual cosa determina els valors de  $V$  a la resta de la cambra.

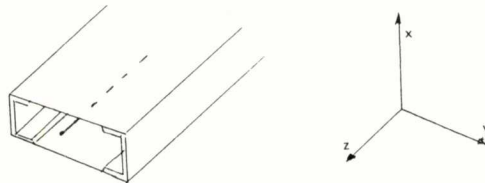


Fig. 4.a.

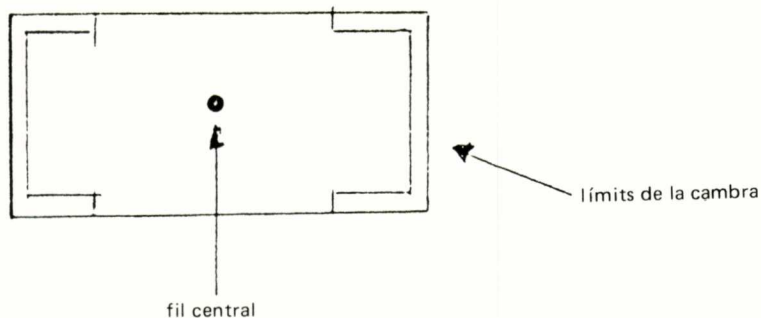
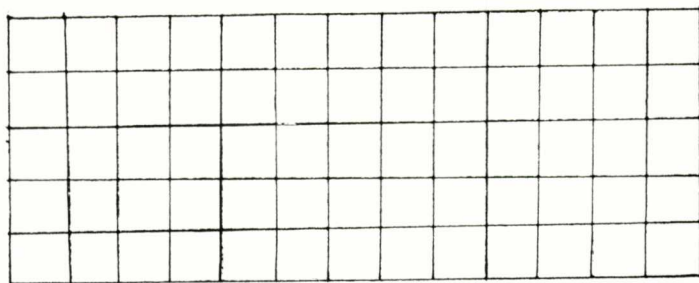
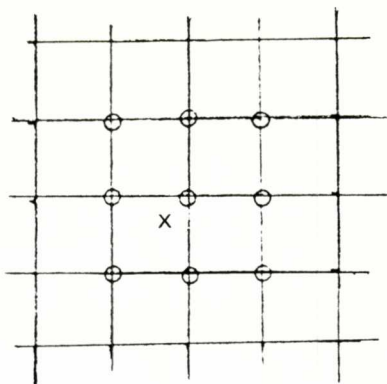


Fig. 4.b.

Per tal de determinar  $V$  descomponem el problema en dos passos:  
 a) Establiment d'una xarxa discreta de punts en els quals determinarem el potencial d'una forma numèrica.



b) Càlcul de  $V$  en un punt qualsevol de la cambra a partir dels nodes més propers.



Remarquem que aquesta manera d'actuar és completament general per a tots els problemes en els quals no hi ha una solució analítica exacta.

### 3.1. Determinació de les equacions dels nodes de la xarxa.

L'equació (1) és vàlida en els punts en els quals la densitat de càrrega és zero. En la nostra cambra només hi ha càrregues en el fil central i a la frontera, i en aquests llocs coneixem  $V$ . En tots els altres punts podem utilitzar la relació

$$\Delta V = 0$$

Fixem-nos en els cinc punts de la figura 5 en els quals hem designat el potencial per  $V_0$ ,  $V_1$ ,  $V_2$ ,  $V_3$  i  $V_4$ . Per a trobar la laplaciana de  $V$  en el punt central podem desenvolupar  $V$  en termes de  $x$  i  $y$  al voltant del punt en qüestió, i calcular-la utilitzant una fórmula lineal:

$$(0_p V)_o = a V_0 + b V_1 + c V_2 + d V_3 + e V_4 \quad (2)$$

Escollint adequadament els coeficients  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ,  $e$ , aconseguirem que aquesta fórmula sigui exacta per als primers termes del desenvolupament del potencial. Els coeficients quedaran en funció de la separació entre nodes contigus de la xarxa.

Exigint ara la condició que la laplaciana sigui zero a cada punt, arribem a una equació entre valors del potencial en nodes veïns. Així resulta que podem escriure la relació aproximada

$$V_0 = p_x \frac{V_2 + V_4}{2} + p_y \frac{V_1 + V_3}{2}$$

en la qual

$$p_x = \frac{(\Delta y)^2}{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2} \quad p_y = \frac{(\Delta x)^2}{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2}$$

En particular, si escollim  $\Delta x = \Delta y$  resulta

$$V_0 = \frac{V_1 + V_2 + V_3 + V_4}{4}$$

En qualsevol cas, fixats  $x$  i  $y$ , obtenim una relació entre punts que



formen creu per a cadascun dels nodes de la xarxa. Aquestes relacions constitueixen un sistema d'equacions les incògnites del qual són els valors de  $V$  en els diversos punts.

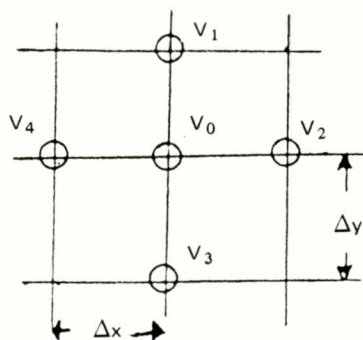


Fig. 5.

És evident que el conjunt de punts que hem escollit en la figura 5 és arbitrari. Una altra disposició de punts que proporcioni  $V$  exactament fins al mateix ordre del desenvolupament podria ésser utilitzada amb el mateix grau de confiança. Convindrà, doncs, d'escollir allò que per la seva simetria o per la seva configuració permeti d'aconseguir el més alt grau de precisió possible d'una manera simple. Si permetem equacions com la (2) en què intervinguin més punts veïns, aconseguirem una relació millor, en poder obtenir el valor de la laplaciana d'una forma exacta per a més termes del desenvolupament del potencial.

Per exemple, si consideràvem els punts de la figura 6, obtindríem

$$V_0 = p_x \left( \frac{16}{15} f_x - \frac{1}{15} f_{2x} \right) + p_y \left( \frac{16}{15} f_y - \frac{1}{15} f_{2y} \right) + O(\partial^6 V h^6)$$

en les quals equacions, com abans,

$$p_x = \frac{(\Delta y)^2}{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2} \quad p_y = \frac{(\Delta x)^2}{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2}$$

i també

$$f_x = \frac{V_2 + V_4}{2} \quad f_y = \frac{V_1 + V_3}{2}$$

$$f_{2x} = \frac{\vartheta_2 + \vartheta_4}{2} \quad f_{2y} = \frac{\vartheta_1 + \vartheta_3}{2}$$

i, en el cas de prendre  $\Delta x = \Delta y$ , podem escriure

$$V_0 = \frac{1}{4} \left( \frac{16}{15} [V_1 + V_2 + V_3 + V_4] - \frac{1}{15} [\vartheta_1 + \vartheta_2 + \vartheta_3 + \vartheta_4] \right)$$

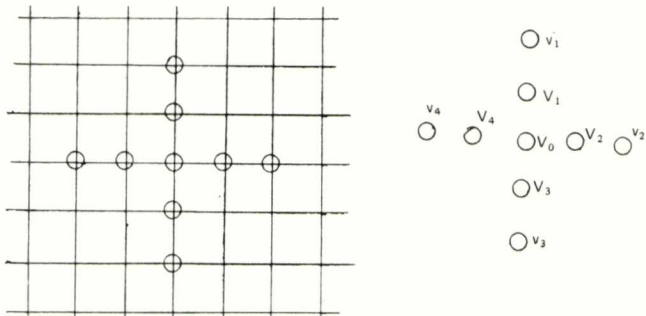


Fig. 6.

No detallarem com pot ésser aconseguida la solució d'aquestes equacions per tal d'estalviar-nos detalls massa tècnics. Remarquem només que els mètodes corrents de resolució de sistemes lineals aquí són inaplicables, ja que normalment prendrem una xarxa de 100 x 100 punts, que donen  $10^4$  incògnites. Resoldre un sistema de  $10^4$  equacions amb  $10^4$  incògnites equival a invertir una matriu de  $10^8$  elements, qüestió intractable des de qualsevol punt de vista. Hem resolt aquest problema a través d'un algorisme iteratiu que proporciona solucions aproximades cada cop més exactes, adaptat d'una forma original per a aquest problema.

### 3.2. Càlcul del camp en un punt qualsevol

Per a calcular el camp elèctric utilitzarem un sistema semblant al que ens ha proporcionat la laplaciana, per bé que en aquest cas el camp ha d'ésser determinat en un punt que no coincidirà, en general, amb un node de la xarxa. Considerem el node més proper al punt d'interès i els seus vuit veïns:



a) Nodes que intervenen en el càlcul

b) Punts auxiliars del càlcul (o)

Fig. 7.

Una primera part consistirà a calcular el potencial als punts auxiliars representats a la figura 2.5 b). Per a això aprofitarem que estan alineats amb tres dels nodes que intervenen en el càlcul per tal de determinar-hi el potencial segons la fórmula unidimensional.

$$f(0) = \left(1 - \frac{x^2}{h^2}\right) f(x) + \left(\frac{x^2}{2h^2} - \frac{x}{2h}\right) f(x+h) + \left(\frac{x^2}{2h^2} - \frac{x}{2h}\right) f(x-h)$$

obtinguda a partir de

$$f(0) = a f(x) + b f(x+h) + c f(x-h)$$

i exigint que doni un valor correcte en desenvolupar  $f$  en potències de  $x$  per als ordres 1,  $x$ ,  $x^2$ .

$$\begin{array}{ccccccc} & | & & | & & & | \\ & x-h & & 0 & & x & & & & x+h \end{array}$$

Un cop haurem calculat el valor del potencial als punts auxiliars, podrem calcular el camp  $E_x$ ,  $E_y$  al punt d'interès d'una manera semblant, utilitzant la forma unidimensional

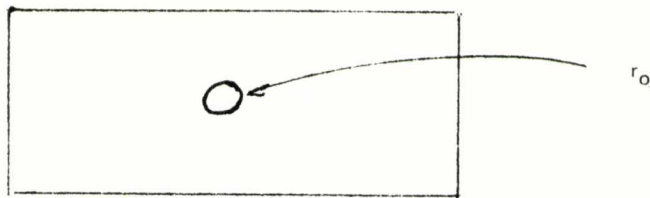
$$f'(0) = \frac{2x}{h^2} f(x) + \left(\frac{1}{2h} - \frac{x}{h^2}\right) f(x+h) - \left(\frac{x}{h^2} + \frac{1}{2h}\right) f(x-h)$$

ja que, una altra vegada, el punt d'interès està alineat amb els auxiliars. L'aplicació d'aquests mètodes ens conduirà doncs a obtenir el camp elèctric en un punt qualsevol, a partir del valor del potencial als nodes veïns. El nostre resultat serà exacte fins als termes quadràtics del potencial i lineals de camp.

#### 4. TEMPS DE DERIVA

##### 4.1. Comprovació de l'algorisme de càlcul del camp

Per a familiaritzar-nos amb el funcionament del mètode exposat en l'apartat anterior, l'utilitzarem per a resoldre un camp conegut, establert per endavant, de característiques semblants al que realment hi haurà a la cambra. Aquest potencial correspon a la situació física esquematitzada a la figura



amb un potencial  $V_0$  en  $r = r_0$  i un camp radial  $E = -\frac{dV}{dr} = \frac{B}{r}$ . En una cambra rectangular tindrem aquest camp si fixem les condicions de contorn d'acord amb

$$V(p) = V_0 - B \ln \frac{r_p}{r_0}$$

essent  $p$  un punt de la superfície i  $r_p$  la distància al centre que prenem com a origen de coordenades. Els valors de  $V_0$ ,  $B$  i  $r_0$  els escollim de manera que tinguem un potencial semblant al real:  $r_0$  correspon al radi del fil central;  $V_0 = 3000$  V és de l'ordre del potencial al qual serà connectat l'experiment, i  $B = 400$  V reproduïx un camp elèctric prop del fil

$$E = \frac{400}{r}$$

que és del mateix ordre que el camp real expressat en  $V \text{ cm}^{-1}$  i  $r$  en  $\text{cm}$ . El radi del fil central és  $r_0 = 48 \mu\text{m}$ . A més, cal constatar que, com que tenim en el cas real una línia equipotencial circular en  $r_0$ , resulta que també en aquest cas tindrem  $E = \frac{B}{r}$  quan  $r$  sigui prou petit.

Anem a establir, doncs, les condicions de contorn i a resoldre numèricament el problema. Ens adonem, però, que sorgeix una dificultat: no hi ha dubte de quin valor de  $V$  cal assignar a cada node de la xarxa que representa la superfície, però no és així per al que representa el fil central. Si tenim un node a  $r = 0$ , la distància a un dels nodes més propers (que anomenarem  $h$ ) és de l'ordre de  $0.05$  cm, 10 vegades més gran que el radi del fil. És impossible de disminuir  $h$ , donada la capacitat de memòria i el temps de càlcul disponible.

S'esdevé, doncs, que hi ha una regió de la cambra ( $r \approx 0$ ) on la nostra xarxa no pot donar una idea detallada d'allò que passa. En canvi, sabem que en aquesta regió el camp té simetria circular. Això ens obliga a canviar de filosofia: les condicions de contorn internes (és a dir les relatives al potencial del fil central) no les plasmarem a  $r = r_0$  sinó a una distància del centre a la qual la nostra xarxa sigui ja efectiva. Lla-

vors resoldrem el problema en la zona compresa entre aquest radi i la superfície exterior. El problema a l'interior d'aquest radi és elemental: coneixent una línia equipotencial circular i el camp en aquest radi, el potencial interior és simplement

$$V(r) = A_1 + A_2 \ln r$$

amb  $A_1$  i  $A_2$  tals que reproduïen el valor del camp i del potencial a aquesta distància.

Cal una única condició perquè sigui vàlida aquesta manera d'actuar: la xarxa ha d'ésser prou densa perquè resulti efectiva a distàncies a les quals el potencial sigui encara circular. Tanmateix, la forma d'assegurar-se d'això, així com la relació entre  $A_1$  i  $A_2$  i les condicions de contorn (tant les referents al fil central com a la superfície), no les exposarem en aquest resum.

Introduint el problema i les condicions de contorn en l'ordenador, podem observar el bon funcionament del mètode descrit.

Per a un radi fix, la solució numèrica ens dóna de mitjana un error de 0,05 graus entre la direcció del camp i la radial (que haurien de coincidir). La variació relativa del mòdul del camp entre punts que siguin a la mateixa distància del centre varia des de  $2 \times 10^{-3}$  per a punts allunyats, fins a 1.5% per a  $r = 2$  mm, radi que correspon a  $r \approx 5 h$ , i que és la distància a la qual comença a notar-se la granulació de la xarxa.

Finalment, el càlcul numèric ha donat per a B el valor de  $B = 399.54$  V amb una dispersió de 0.18 volts (calculant-lo en diversos llocs); la precisió del càlcul ha estat doncs d'1.2 per mil. Aquest aspecte és important perquè el valor de B és determinat essencialment pel potencial i el radi del fil central, de manera que la forma de resoldre la "singularitat" del fil central veiem que és correcta.

#### 4.2. Càlcul del camp real

Passem ara a calcular el potencial autèntic. Per a això considerarem la cambra juntament amb els paràmetres que la determinen i que són els següents:

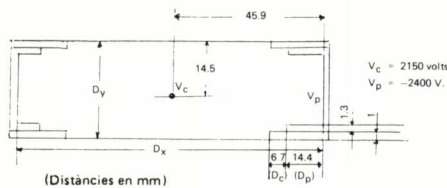


Fig. 8.

Novament resulta que la distància adient per a dur a terme l'entroncament entre el potencial analític prop del fil i el numèric per a la resta de la cambra és  $r = 2$  mm. Prescindint dels detalls necessaris per a controlar que l'entroncament és efectivament realitzable i de l'error de càlcul, podem veure la representació del potencial a la figura 9, mentre que a la 10 veiem les línies equipotencials i de camp. Hom pot observar que hi ha regions en les quals les línies de camp no acaben en el fil central sinó a la paret de la cambra, de manera que no tots els electrons produïts (que segueixen les línies de camp) podran ésser detectats. La zona útil apareix a la figura 11. Finalment, el camp calculat sobre el pla  $x = 0$  (vegeu la figura 4) ha estat representat a la figura 12. El pla  $x = 0$  conté el fil sensor.

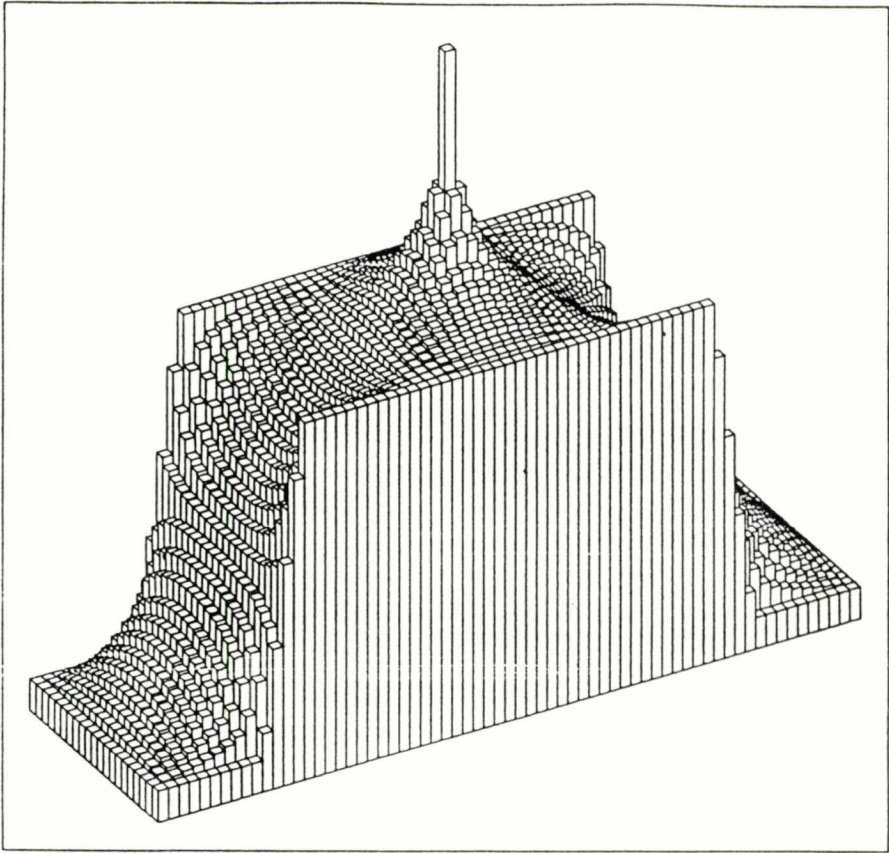


Fig. 9. Representació del potencial (unitats arbitràries).

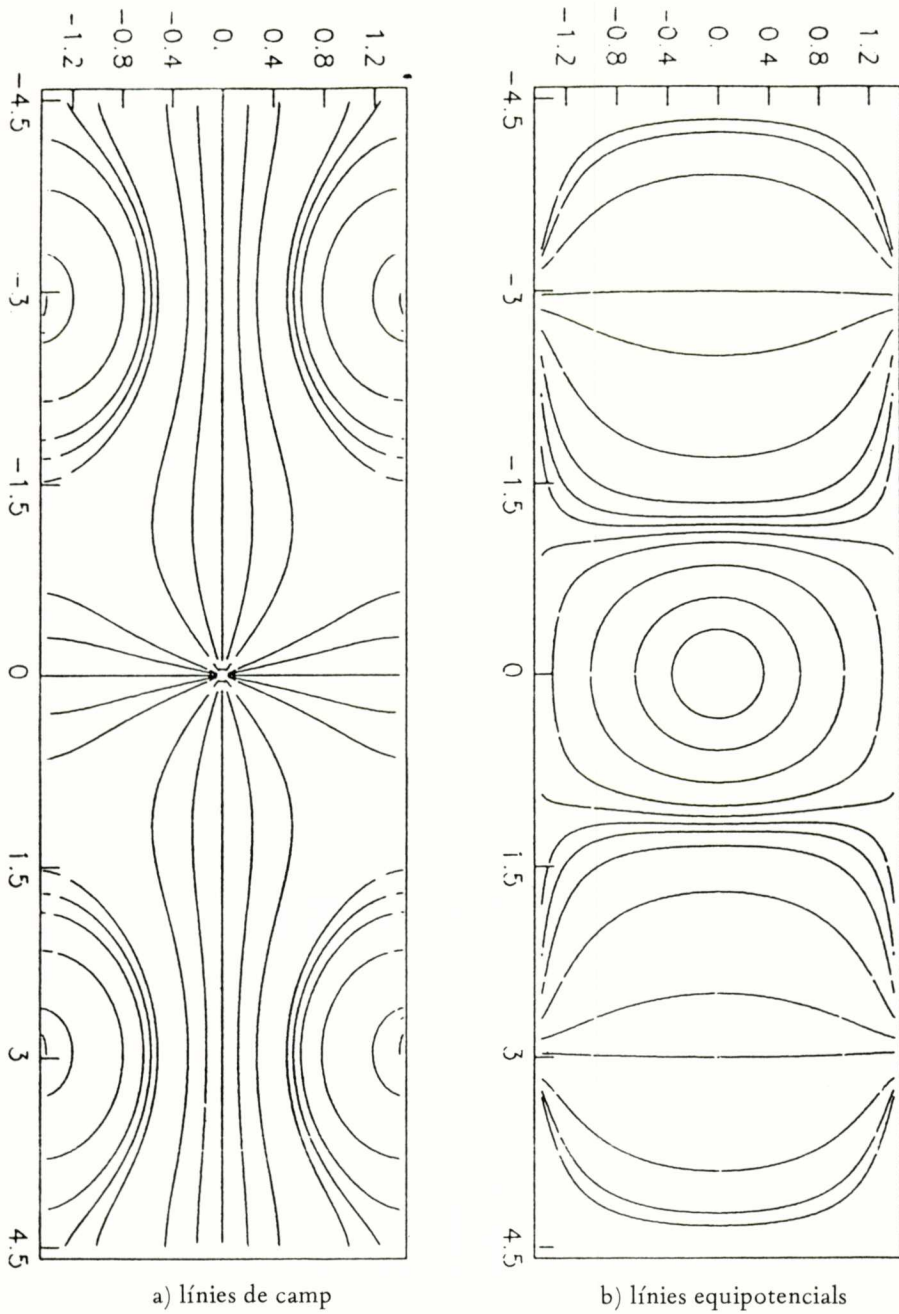


Fig. 10.

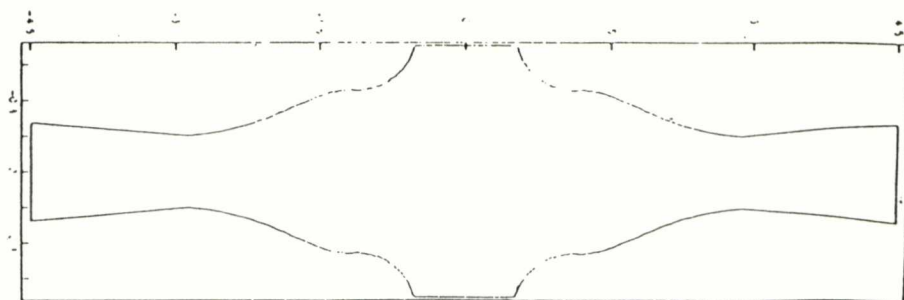
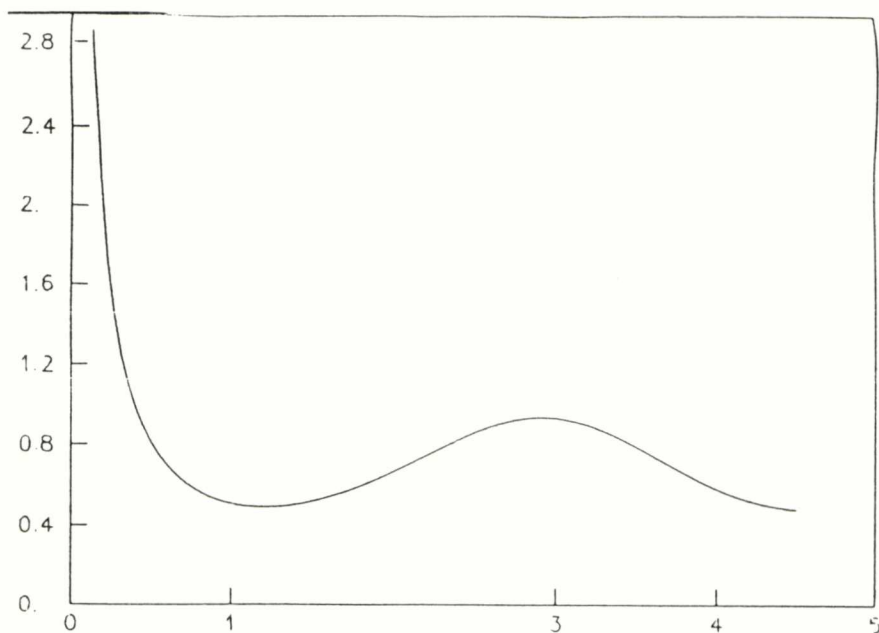


Fig. 11. Part útil de la cambra de deriva.

Fig. 12. Camp sobre la línia central  $x = 0$ .

#### 4.3. Càlcul del temps de deriva.

Un cop calculat el camp, podem conèixer la velocitat de deriva d'un electró atenint-nos a les taules publicades en els nombrosos experiments que hom ha fet de mesurament de velocitats de deriva en funció del camp elèctric per a diferents gasos (vegeu per exemple les referències 2, 5, 6). Per a calcular els temps de deriva caldrà doncs integrar l'equació diferencial



$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{f}(\vec{r}) \quad (2)$$

on  $\vec{f}(\vec{r})$  és la velocitat de deriva, funció de  $\vec{r}$  a través de la dependència espacial del camp elèctric. Per a integrar l'equació (2), utilitzarem un mètode corrector-predictor basat en les diferències finites, dels detalls del qual prescindirem. Diguem només que allò que ens interessa de calcular és la relació entre el temps de deriva i el punt d'intersecció de la trajectòria incident amb el pla  $x = 0$  (vegeu de nou la figura 4). Aquesta relació dependrà de la inclinació de la trajectòria, tal com veiem a la figura 13, on ha estat representat el temps de deriva en funció de la coordenada  $y$ , per a diferents inclinacions. Cal que tinguem en compte que, a l'hora d'acoblar els diferents detectors en l'experiment, hom agafa com a eix  $z$  el definit per la direcció de circulació del feix, que correspon a l'eix  $y$  segons la figura 4.

D'aquests resultats, podem treure'n dues conclusions:

a) Per a trajectòries inclinades, la hipòtesi d'una relació lineal  $t_d(z)$  donaria desviacions molt superiors a la resolució permesa de  $400 \mu\text{m}$ ; de fet aquestes desviacions són de l'ordre d'1 cm. Deduïm, doncs, que serà absolutament necessari de tenir en compte aquestes correccions per a determinar les coordenades de la partícula incident.

b) Encara que no ho hem esmentat ací, la desviació respecte d'una dependència lineal  $t_d(z)$  és pràcticament independent dels paràmetres escollits en la geometria de la cambra i dels potencials de l'ànode i del càtode.

De fet, aquestes desviacions són el resultat de la forma útil de la cambra, i són d'origen geomètric.

## 5. COMPROVACIÓ DE LES PREDICCIONS SOBRE ELS TEMPS DE DERIVA

### 5.1. Estació de radiació còsmica

Per a la calibració i el mesurament de la resolució de les cambres  $z$  ha estat construïda una instal·lació que utilitzarà com a font de partícules carregades ionitzants la radiació còsmica. Al nivell del mar aquesta radiació és constituïda en un 85% per muons, amb un espectre d'energies d'1 a 10 GeV.

Aquesta estació consta d'una estructura metàl·lica que aguanta tres cambres de deriva situades en tres plans horitzontals diferents (fig. 14). Les dues cambres inferiors han estat transportades des d'Hamburg, on foren construïdes per al detector MARK-J. La seva resolució és de  $600 \mu\text{m}$  i té la missió, a l'estació de radiació, de servir de referència per a la calibració de les cambres que hom construeix per al detector L-3 de L.E.P.

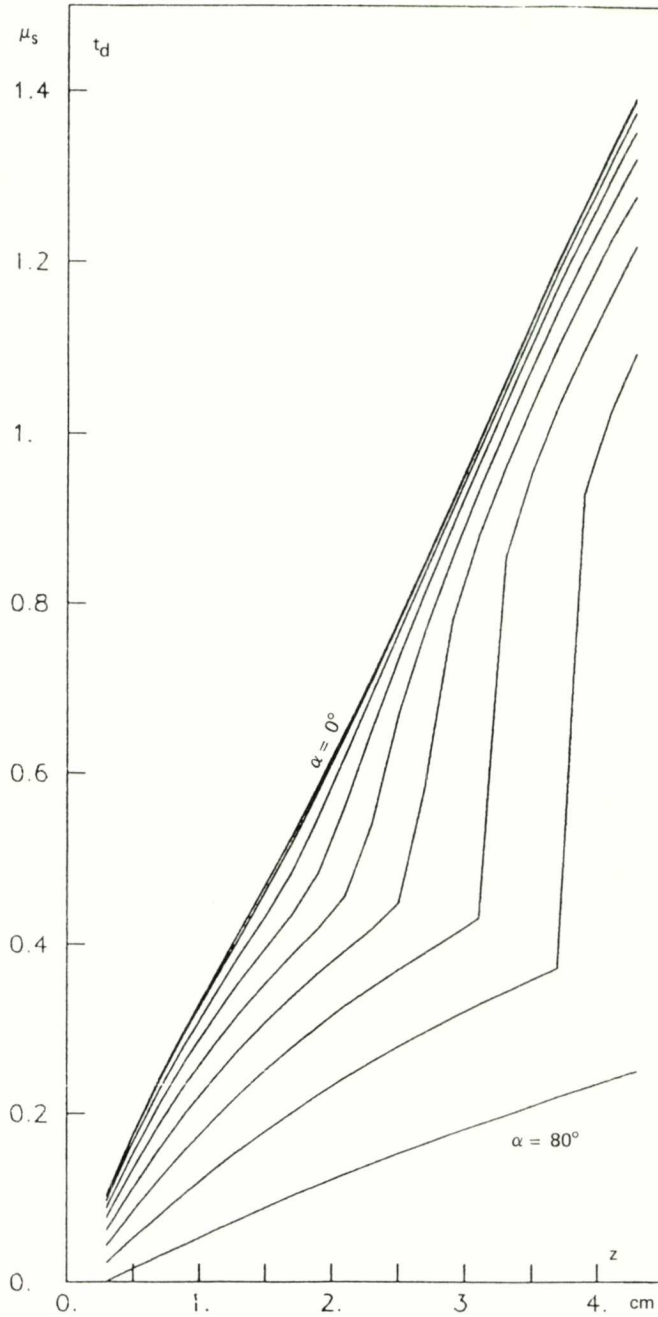


Fig. 13. Les diverses corbes representen relacions entre el temps de deriva i la coordenada  $z$  per a diferents angles (de  $0^\circ$  a  $80^\circ$ , amb intervals de  $10^\circ$ ).

Essencialment la calibració consisteix a calcular la trajectòria de les partícules incidents amb les dades proporcionades per les dues cambres de referència inferiors, per tal de contrastar aquesta amb la coordenada  $z$  proporcionada per la cambra que hom prova. El fet de col·locar aquesta per damunt de les altres dues obeeix simplement a la facilitat que suposa per al maneig. Tingueu en compte que hom n'ha de comprovar 96.

## 5.2. Resolució de l'estació de muons còsmics

Com que la velocitat de deriva dels electrons és aproximadament de  $4 \text{ cm}/\mu\text{s}$ , una resolució de  $\pm 10 \text{ ns}$  en el mesurament del temps proporciona un error en la determinació de la coordenada  $z$  de  $0.04 \text{ cm}$ . Si afegim a això una indeterminació estimada de  $0.04 \text{ cm}$  en el posicionament de la cambra, que inclou ja els defectes d'alineació dels fils i  $0.06 \text{ cm}$  de resolució de la mateixa cambra, en el cas de les d'Hamburg, resulta que coneixerem la posició de la partícula amb un error de  $0.08 \text{ cm}$ . Això significa que, si reconstruïm la trajectòria a partir de l'esquema de la figura 15, podrem predir la posició de la partícula en el pla superior amb un error de  $\approx 0.095 \text{ cm}$ , força més gran que la resolució de  $0.04 \text{ cm}$  que hom desitja de mesurar.

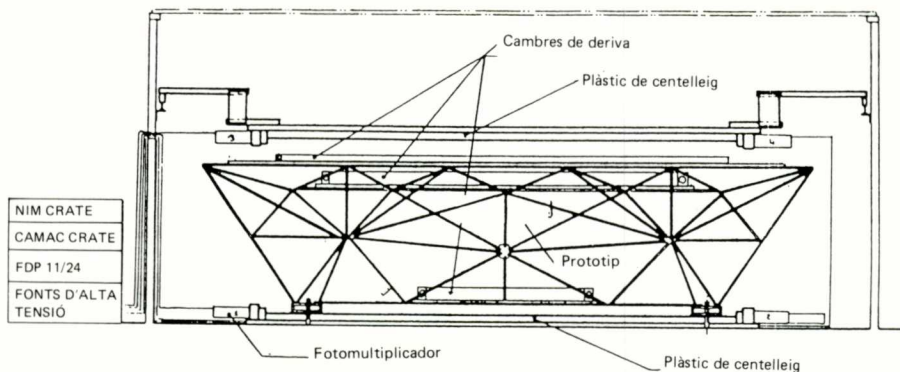


Fig. 14.

Malgrat això, hom pot fer una sèrie de comprovacions sobre els càlculs els resultats dels quals han estat exposats a l'apartat anterior.

Recordem (fig. 16) que les cambres que hom construeix tenen un doble pla de fils. En principi, hom fa aquesta duplicació per tal de resoldre l'ambigüitat dreta-esquerra que té la informació estricta d'un mesu-

rament de temps d'un fil sensor. Així i tot, aprofitarem aquesta circumstància amb una altra finalitat. Observeu en la figura 16 que, si la velocitat de deriva fos constant, llavors si mesurem la suma dels dos temps  $t_1 + t_2$  registrats pels fils 1 i 2, per a dues trajectòries paral·leles, aquesta suma ha d'ésser independent de la posició i funció tan sols de l'angle d'incidència  $\alpha$ . La dependència angular seria

$$t_1 + t_2 = \frac{l - h \operatorname{tg} \alpha}{v_d} = T_0 - \frac{h}{v_d} \operatorname{tg} \alpha \quad (3)$$

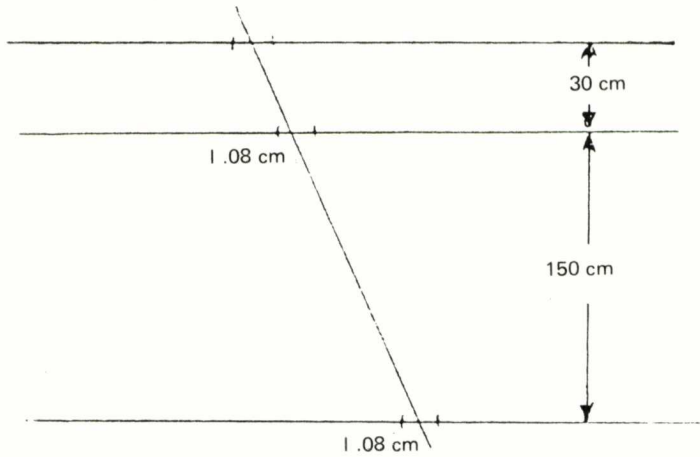


Fig. 15.

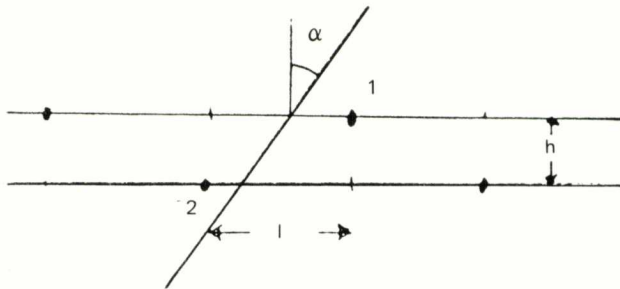


Fig. 16.

En la pràctica  $t_1 + t_2$  depèn de la posició, encara que la desviació prevista pels nostres càlculs respecte d'una cambrada ideal mostrats a la figura 18 indica que aquesta dependència és suau. Això significa que, fins i tot coneixent amb poca precisió la coordenada  $z$  (hem vist que teníem una imprecisió  $\Delta z \approx 1$  mm), la figura 18 pot ésser trobada experimentalment. L'angle  $\alpha$  seria proporcionat

pel mesurament de les cambres de referència. Cal considerar d'altra banda que una indeterminació en  $\Delta\alpha$  fa que hi hagi una diferència en la suma de recorreguts. Si admetem una diferència de  $400 \mu\text{m}$ , equivalent a  $10 \text{ ns}$ , la precisió necessària de la coordenada  $z$  mesurada per les dues cambres de referència és (vegeu fig. 17)

$$\Delta z = \frac{H}{2h} \cdot 400 \mu\text{m}$$

que per a  $H = 1.5 \text{ m}$ ,  $h = 5 \text{ cm}$  resulta

$$\Delta z = 6 \text{ mm}$$

quantitat molt superior als  $0.8 \text{ mm}$  que tenim.

En conseqüència, podem afirmar que amb els mitjans disponibles a l'estació còsmica podem comprovar amb tota claredat els càlculs duts a terme relatius als temps de deriva.

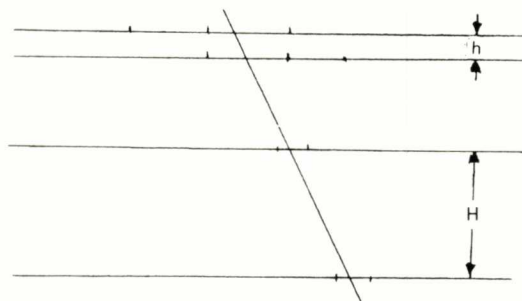


Fig. 17.

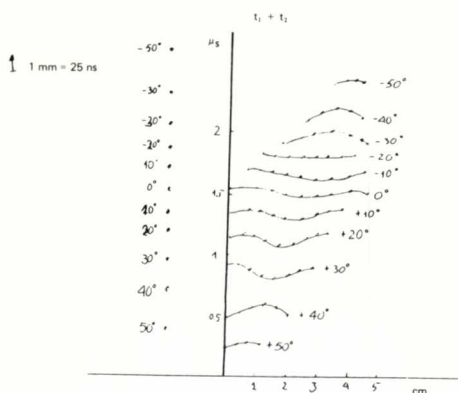


Fig. 18. Dependència de la suma de temps en funció de l'angle i la posició segons els nostres càlculs. En l'escala de temps,  $1 \text{ mm}$  equival a  $25 \text{ ns}$ . Els errors de càlcul són inferiors a  $20 \text{ ns}$ . A la part esquerra de la figura ha estat representada la dependència angular 3.

## CONCLUSIONS

El treball exposat en aquesta memòria pot ésser resumit en els apartats següents:

– Ha estat estudiada la teoria del moviment d'electrons en gasos que descriu el comportament de la velocitat de deriva i de la difusió dels electrons en un camp elèctric en funció de la intensitat del camp i de la natura del gas (aspecte omès en aquest resum).

– Ha estat desenvolupat un algorisme que permet de determinar el camp elèctric en un recinte arbitrari fixades les condicions de contorn, amb unes característiques de necessitat de memòria o temps de càlcul que igualen la dels algorismes ja existents, amb l'avantatge de tenir una aplicabilitat completament general en dues i tres dimensions.

– Ha estat determinada la dependència dels temps de col·lecció de càrregues per a les cambres  $z$  que seran construïdes per a L-3 de L.E.P. en funció dels diversos paràmetres, i ha estat determinat i calculat el comportament no lineal de la cambra per a trajectòries d'incidència inclinades.

– Ha estat previst un experiment que permetrà de comprovar amb precisió més que suficient els càlculs duts a terme en aquest treball amb les condicions disponibles a l'estació de raigs còsmics.

## BIBLIOGRAFIA

1. RICE EVANS: Spark Streamer, Proportional and Drift Chambers Richelieu, Londres (1974).
2. PALLADINO. Application of classical theory of electrons in gases to Drift proportional chambers. Nuc. Inst. Meth. vol. 128.— (1975).
3. BECKER, U. Nuc. Ins. Meth. vol. 128.— (1975).
4. SAULI, F. Principes of operation of Multiwire Proportional and Drift Chamber (Lectures given in the Academic Training Program of C.E.R.N.).
5. TOWNSEND, J. Electrons in Gases (Hutchinson, Londres (1947).
6. CHARPAK, G., FISCHER, G., MINTEN, A. i altres. Nuc. Ins. Meth. vol. 97.— (1971).
7. CHARPAK, G. i SAULI, F. Multiwire proportional chambers and Drift chambers. Nuc. Inst. Meth. vol. 148.— (1978).
8. BRESKIN, A. G., CHARPAK, G., SAULI, F., ATQUINSON, M. i SCHULTZ, G. Nuc. Ins. Meth. vol. 124.— (1975).
9. WALENTA, A. H. Nuc. Inst. Meth. vol. 176.— (1978).
10. WALENTA, A. H. Nuc. Inst. Meth. vol. 92.— (1971).
11. SAUDINOS, J. C. Nuc. Inst. Meth. vol. 11.— (1973).
12. BECKER, Nuc. Inst. Meth. vol. 180.— (1981).
13. Technical proposal. Group of Work, 23 de maig de 1983.

14. EGGERT, G. Nuc. Inst. Meth. vol. 176.—(1980).
15. Letter of intent January 22, 1982. A proposal of experiment for L.E.P.
16. WILKINSON, D. H. Ionization Chambers and Counters (Cambridge, 1950) i MITRA, S. K. Stanford Linear Accelerator Center Preprint SLAC-108-UC-37 (1969).