

③ 2-ijent.

FACULTAD DE CIENCIAS

U.N.A.M.

ANALISIS DE LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES PARA

LA DETERMINACION DEL SALTO DE POLARIZACION ΔP .

INDUCIDA POR CHOQUE

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE :

F I S I C O

PRESENTA :

HUGO ALVARADO MONTEERRUBIO .

MEXICO D.F.

1981 .



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

A MIGUEL DE ICAZA HERRERA
MAESTRO Y AMIGO .

A MI ESPOSA MARIA DE LOS
ANGELES .

A MI HIJA CLAUDIA .

A MIS PADRES .

C A P I T U L O I

	INTRODUCCION	1
I.1	BREVE DESCRIPCION DEL DISPOSITIVO EXPERIMENTAL .	2
I.2	CARACTERISTICAS DEL FENOMENO .	4
I.3	MECANISMO BASICO DEL FENOMENO .	6
I.4	TEORIA DE ALLISON .	8

C A P I T U L O II

	INTRODUCCION	13
II.1	SIGNIFICADO FISICO DE LOS PARAMETROS K , τ Y P_{cho} .	14
II.2	DISPERSION EXPERIMENTAL DE LOS PARAMETROS K , τ Y P_{cho} .	16
II.3	$\lim_{t \rightarrow 0^+} I(t) = 0$ CONTRARIO AL METODO DE ALLISON	19
II.4	CONFRONTACION DE LA CALIDAD DEL AJUSTE DE UNA SEÑAL TEORICA DE ALLISON CON UNA CUADRATICA AJUSTADA POR MINIMOS CUADRADOS .	24

C A P I T U L O III

	INTRODUCCION	28
III.1	DETERMINACION DEL SALTO DE POLARIZACION ΔP EN TERMINOS DE VARIABLES EXPERIMENTALMENTE ACCESIBLES .	28

III.2	PROCEDIMIENTO DETALLADO PARA LA DETERMINACION DE ΔP .	29
III.3	ANALISIS COMPLETO DEL EXPERIMENTO E1 .	30
III.4	EL SALTO DE POLARIZACION Y SU DEPENDENCIA CON LA VELOCIDAD DE LA ONDA DE CHOQUE .	34
III.5	CONCLUSIONES .	36

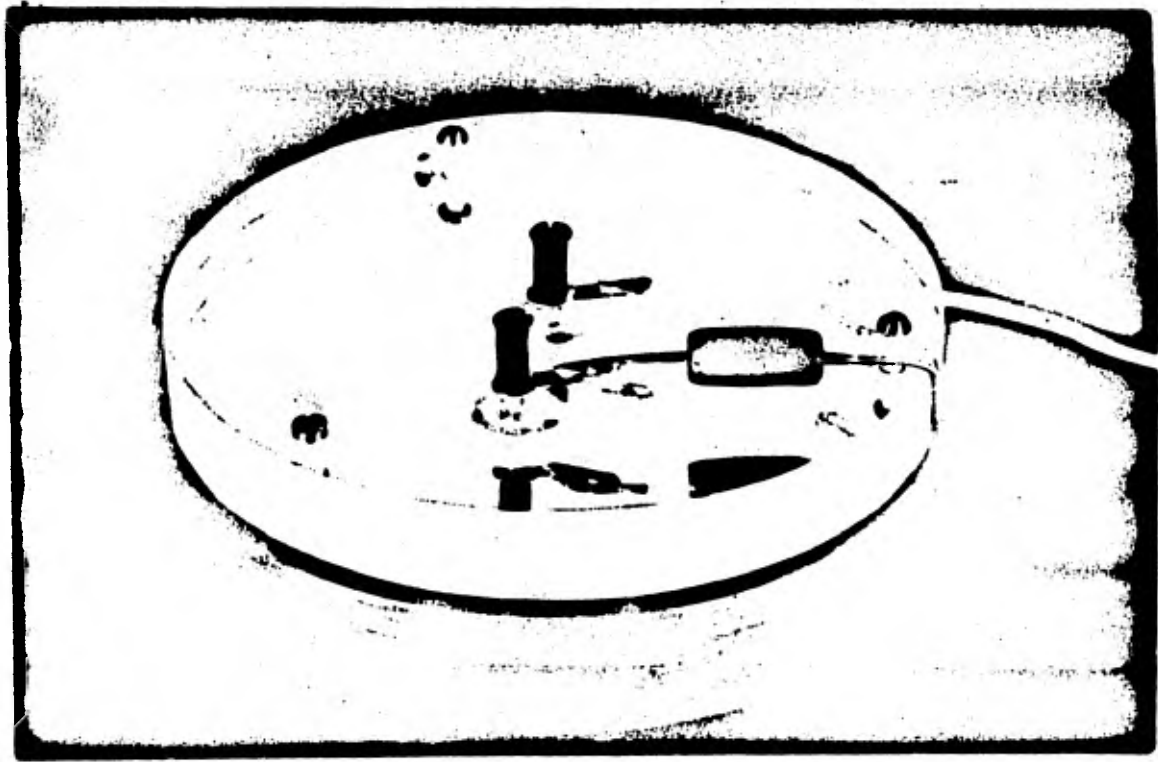
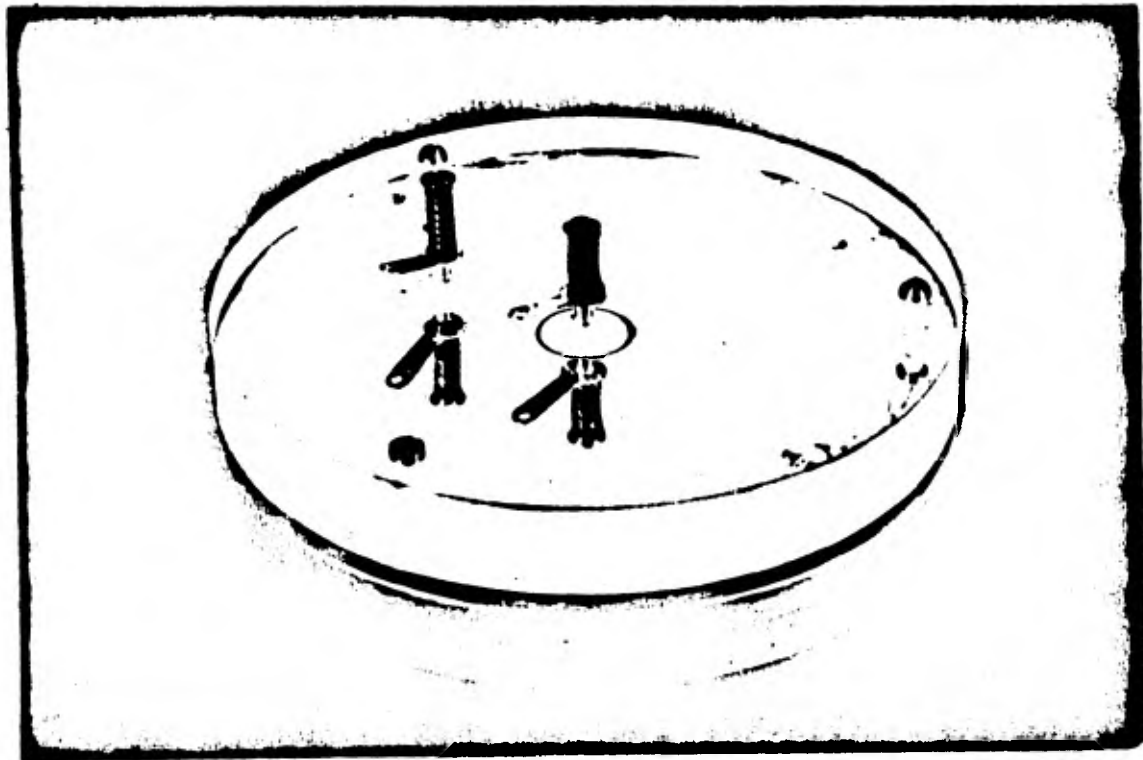
C A P I T U L O 1.

LA POLARIZACION INDUCIDA POR CHOQUE EN UN DIELECTRICO

TEORIA DE ALLISON.

INTRODUCCION

- 1.1 BREVE DESCRIPCION DEL DISPOSITIVO EXPERIMENTAL.
- 1.2 CARACTERISTICAS DEL FENOMENO.
- 1.3 MECANISMO BASICO DEL FENOMENO.
- 1.4 TEORIA DE ALLISON.



I N T R O D U C C I O N

En el año de 1960 G.E.Hauver y R.J.Eichelberguer - (Ref. 1) observaron que el paso de una onda de choque por el dieléctrico de un condensador se traducía por una corriente eléctrica a través de la resistencia que conectaba las placas . Los resultados muestran que existen cambios en las propiedades eléctricas de los materiales sometidos a la influencia de una onda de choque .

El fenómeno ha sido estudiado (Ref. 1-6) e interpretado en términos de una polarización eléctrica inducida por la onda de choque . El punto de partida es el siguiente :

"Si un dieléctrico se coloca entre dos electrodos conectados por una resistencia , entonces la polarización inducida por la onda de choque ,provoca una corriente eléctrica que es medida mediante la diferencia de potencial que se establece en los extremos de la resistencia " (Fig. I.1) .

F.E.Allison (Ref.3) propuso una teoría en la cual las ecuaciones que describen el fenómeno involucran las propiedades de propagación de la onda de choque y las características eléctricas del material en observación , dando una expresión explícita para la corriente eléctrica en función del tiempo . En este trabajo presentamos un método diferente para medir la polarización inducida por el choque .

I.1 BREVE DESCRIPCION DEL DISPOSITIVO EXPERIMENTAL .

El dispositivo experimental que se usa para observar el efecto de polarización inducida por choque está ilustrado en la figura I.1 . Nos permitimos notar que no cuenta con fuente eléctrica externa y que representa un circuito RC simple en donde el condensador es de placas paralelas .

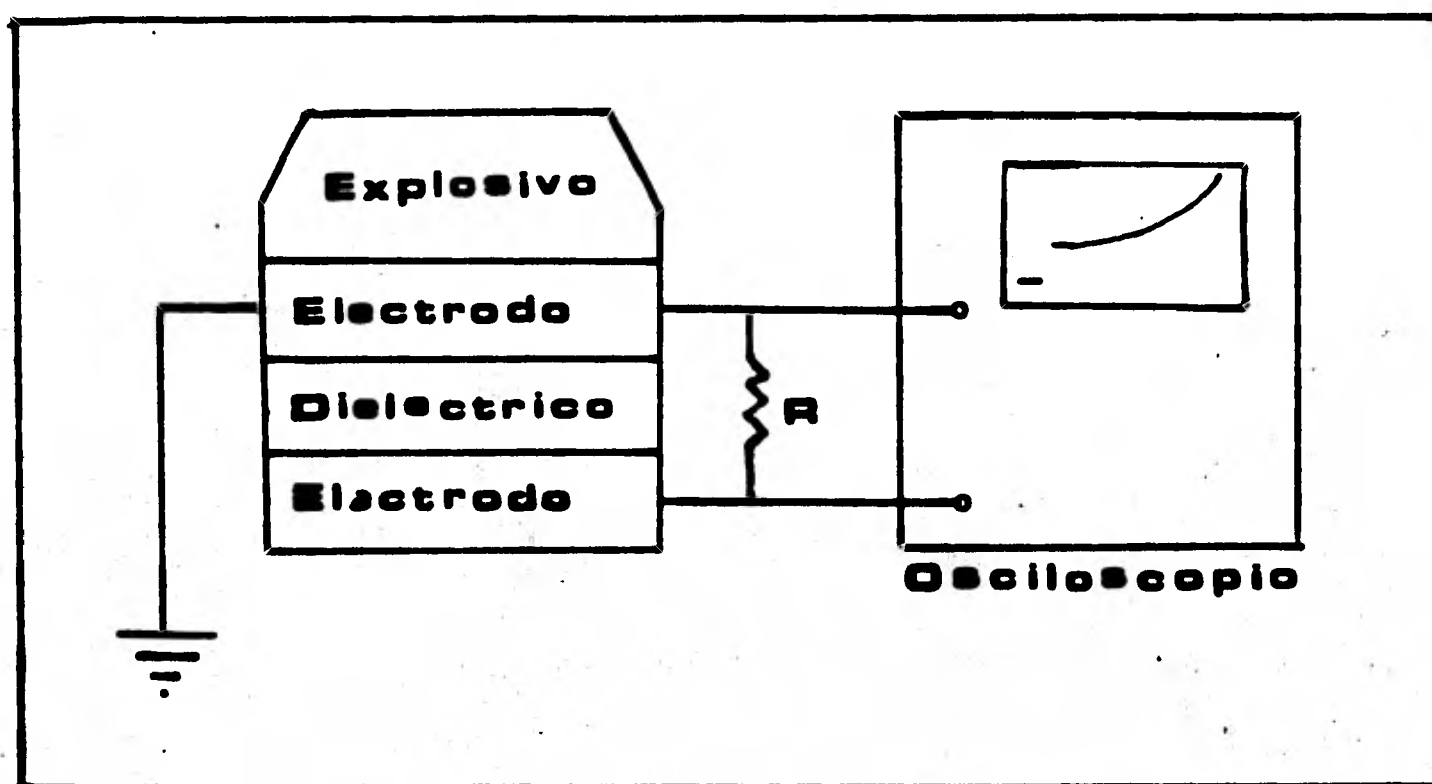


Figura I.1 Esquema del dispositivo experimental que se usa para observar la polarización inducida por choque en un dieléctrico . R es la resistencia de carga .

CARACTERISTICAS DE LAS SEÑALES REGISTRADAS EN LOS OSCILOGRAMAS .

Las señales experimentales se toman fotografiando la traza del osciloscopio , figura I.2 , mediante una cámara polaroid que se acopla a la pantalla del osciloscopo--

pio . De la figura I.2 podemos resaltar lo siguiente :

La entrada del choque en el dieléctrico se traduce por un salto violento en la tensión $V_0 = I_0 R$, durante un tiempo Δt , medido entre los extremos de la resistencia de carga R .

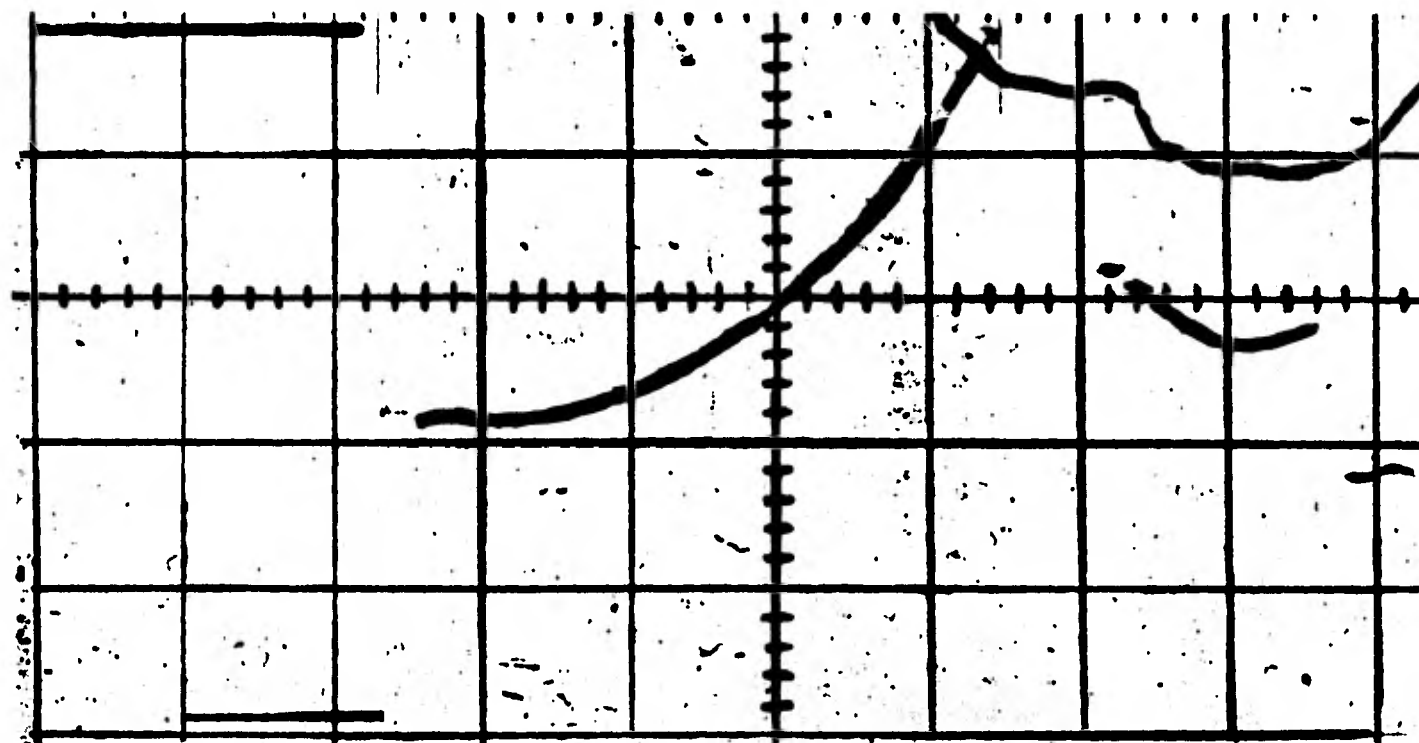


Figura I,2 Fotografía de un oscilograma típico (Ref. 4) correspondiente al efecto de polarización inducida por una onda de choque en un dieléctrico . 4 cuadros horizontales $\equiv 4 \times 10^{-7}$ s
4 cuadros verticales $\equiv 0.8$ Volts .

No hay una traza en el lapso inicial (0, Δt) , dado que el cambio en la tensión sucede en un tiempo menor que el tiempo de respuesta del osciloscopio (ver figura I.3) : Desconocemos como cambia el valor de la tensión V inmediatamente después de que el choque penetra en el dieléctrico .

La tensión continúa aumentando gradualmente confor

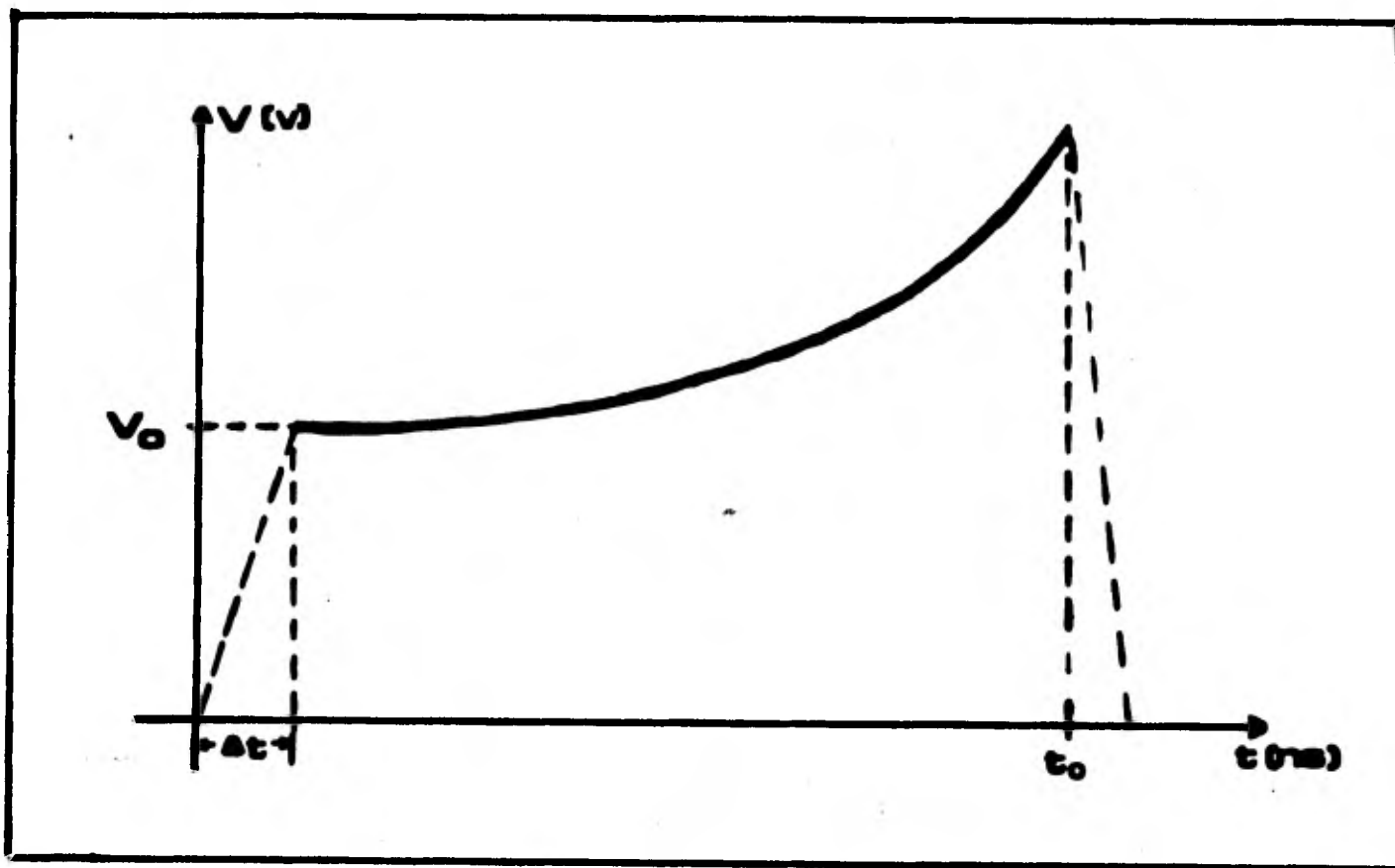


Figura I.3 Forma típica de un oscilograma . V_0 valor del salto inicial de la tensión , Δt lapso que tarda en registrarse la señal , al tiempo t_0 la onda de choque llega al segundo electrodo.

me el choque se acerca al segundo electrodo ; la gráfica de la tensión es cóncava hacia arriba .

La traza desaparece de la pantalla al tiempo t_0 , presumiblemente por el choque que se refleja en el segundo electrodo .

I.2 CARACTERISTICAS DEL FENOMENO .

El fenómeno :

Solo se observa en materiales polares .

El salto inicial de la tensión V_0 es directamente proporcional a la superficie A de los electrodos - (figura I.4) .

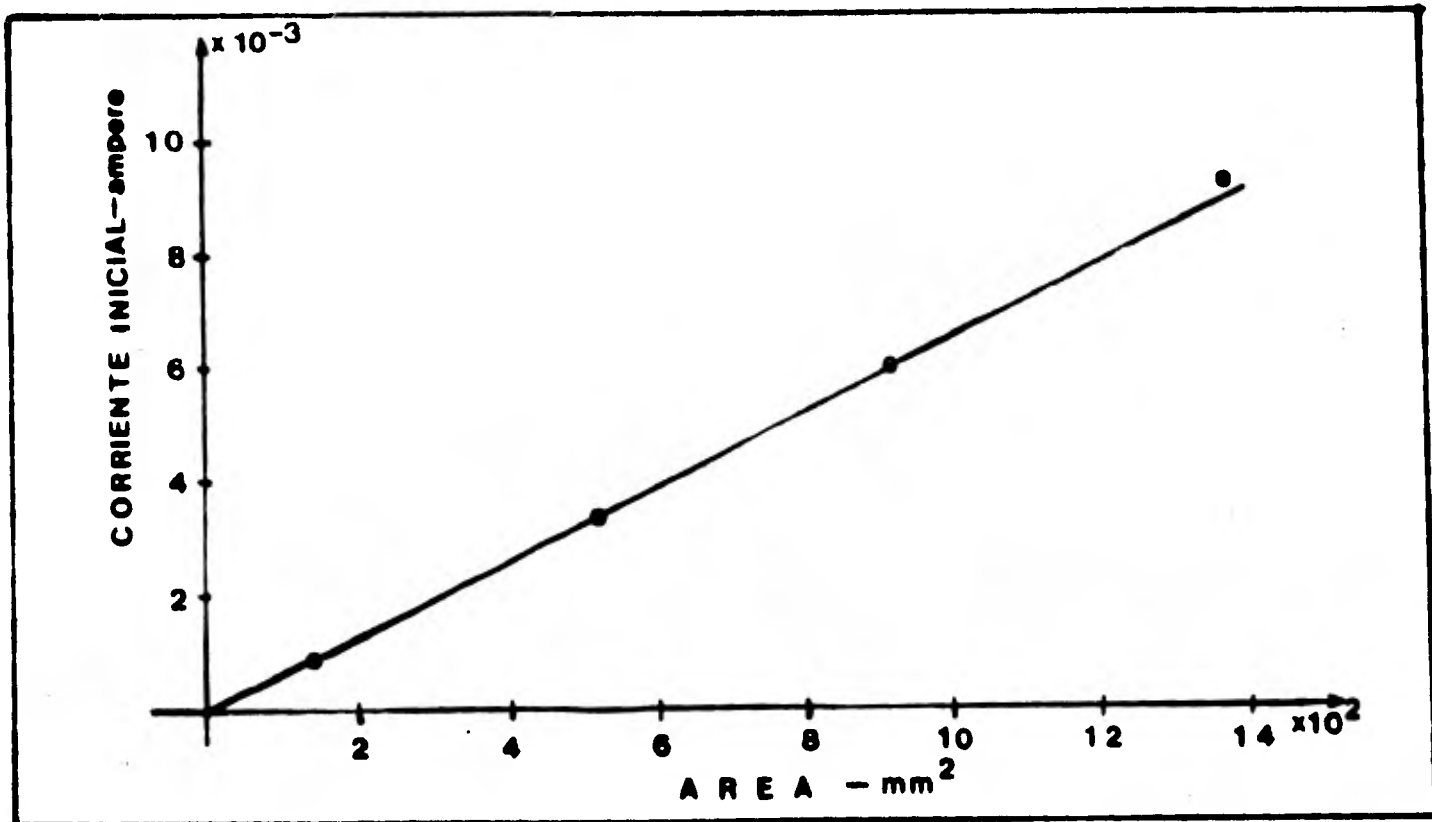


Figura I.4 Dependencia de la corriente eléctrica inicial $I_0 = V_0 R^{-1}$, respecto al área A de los electrodos (Ref. 2) $X_0 = 5.08$ mm .

V_0 es inversamente proporcional al espesor X_0 de la muestra (Figura I.5) .

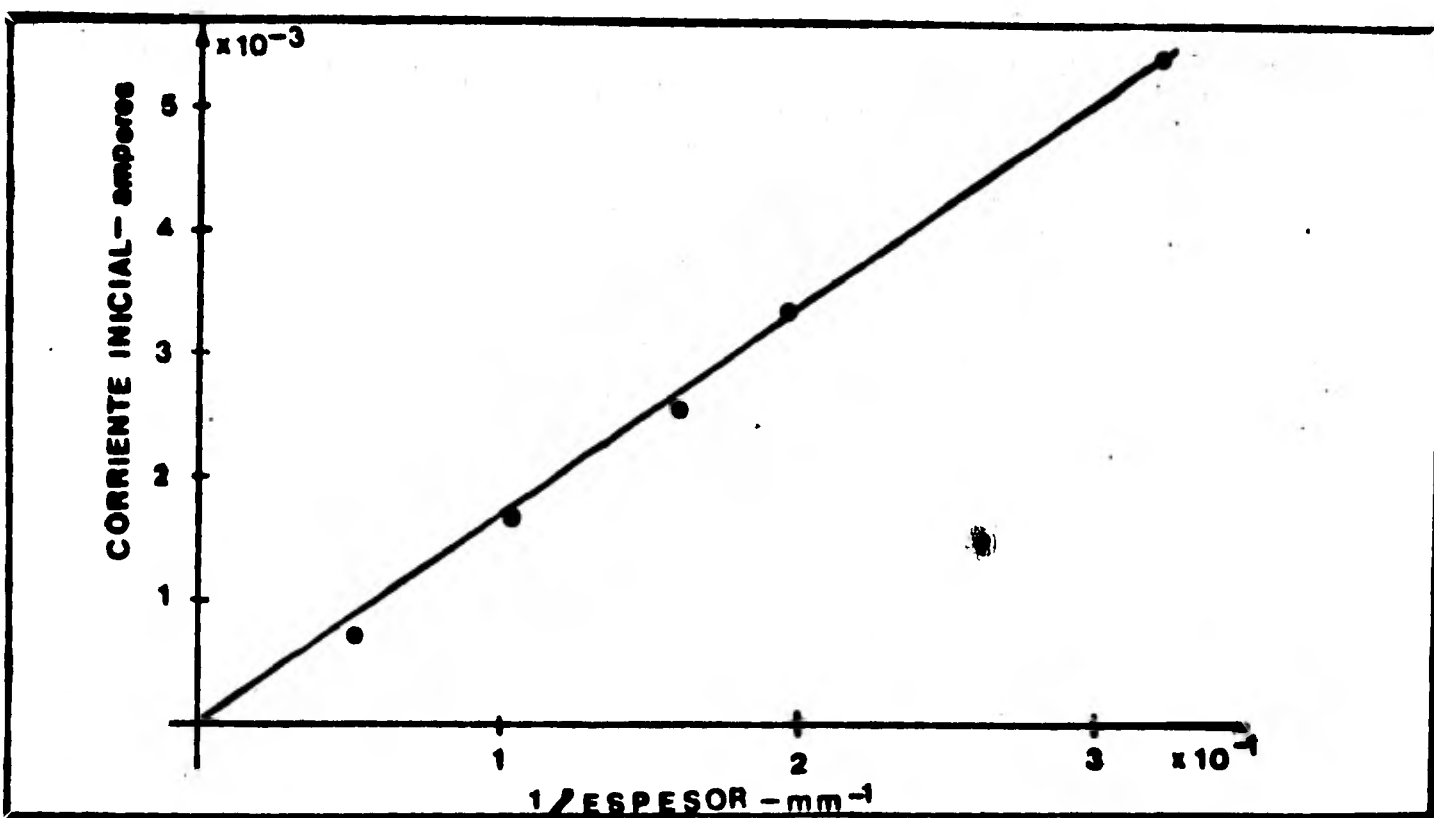


Figura I.5 Dependencia de la corriente eléctrica inicial I_0 respecto al espesor X_0 de la muestra -- (ref. 2) $A = 506.7$ mm²

V_0 varía en proporción al momento dipolar permanente de la muestra .

V_0 es función de la intensidad de la onda de choque. La polarización se establece en un tiempo menor a 7 nanosegundos (tiempo de respuesta del osciloscopio) La resistencia de carga tiene una influencia despreciable sobre el salto inicial de la corriente eléctrica , siempre que ésta sea menor que 900Ω (figura I.6) .

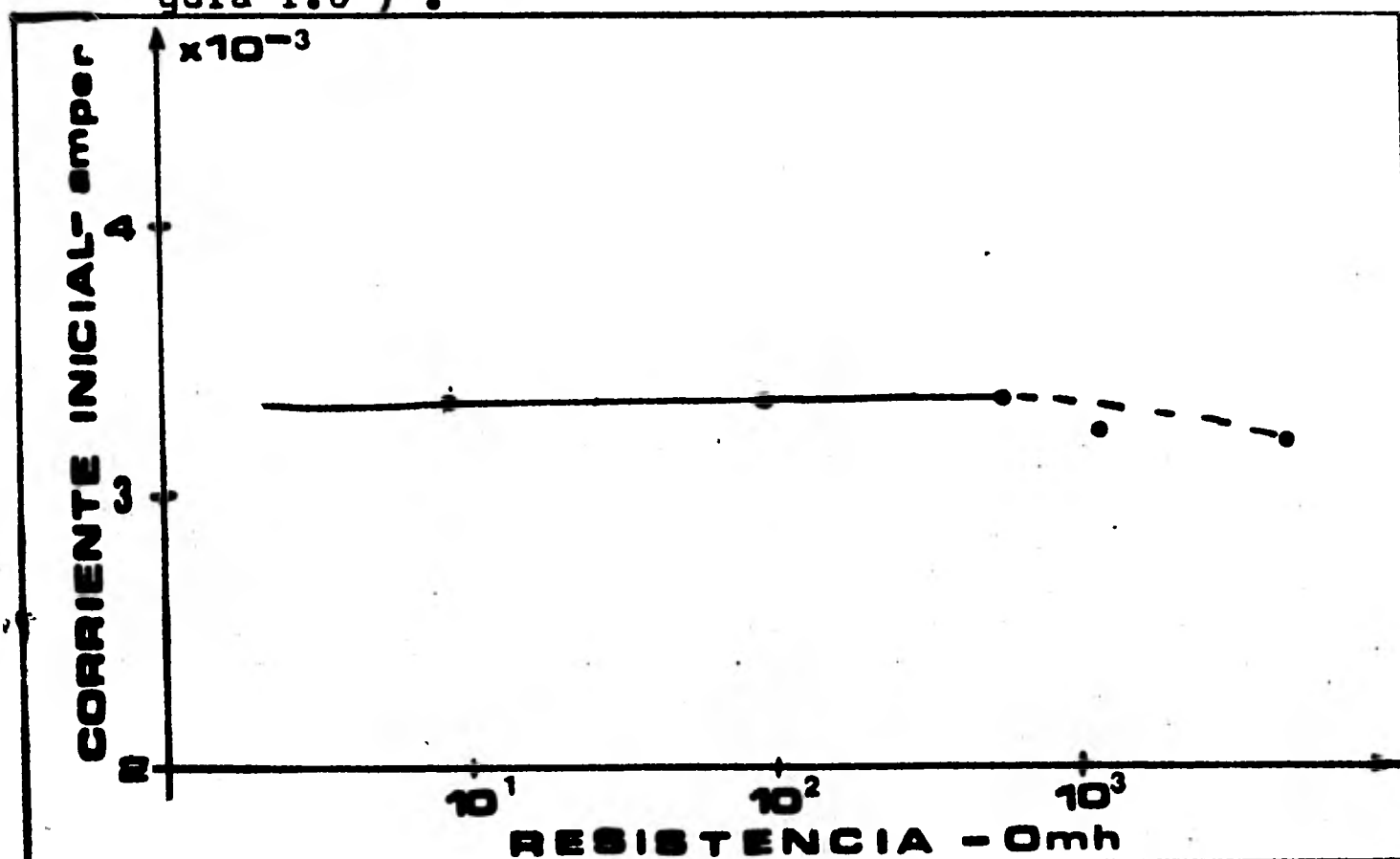


Figura I.6 Dependencia del salto inicial de la corriente eléctrica respecto al valor de la resistencia de carga R (Ref. 2) .

I.3 MECANISMO BASICO DEL FENOMENO .

Hemos representado en la figura I.7 una molécula - del dieléctrico , como una mancuerna que tiene en sus extremos dos masas diferentes y un momento de dipolo eléc--

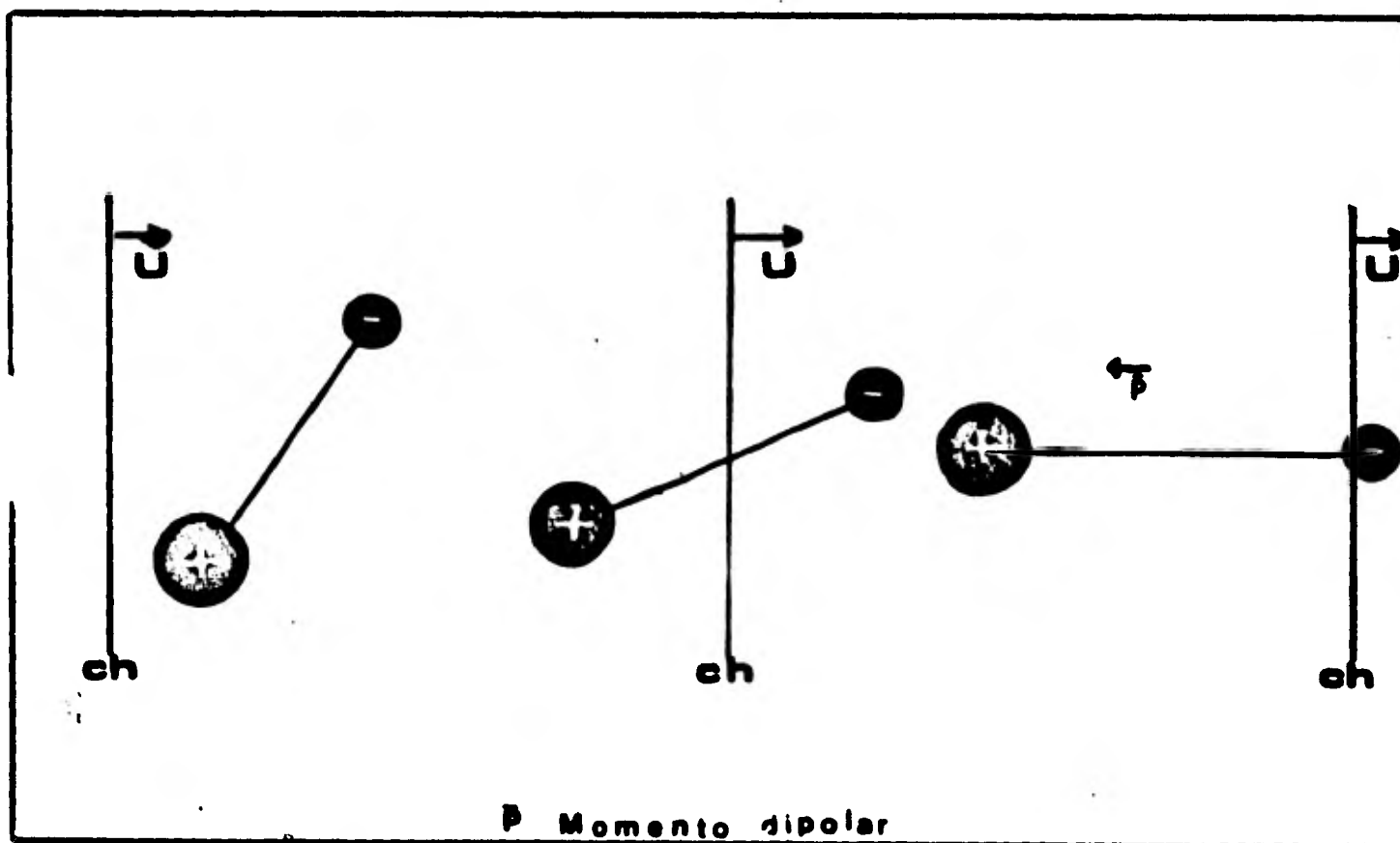


Figura I.7 Modelo de una molécula del dieléctrico antes , durante y después del choque , mostrando la forma en la cual el dipolo se orienta en el sentido de propagación de la onda de presión , y el efecto de elongación del eje molecular . U es la velocidad del frente de choque .

trico permanente , paralelo a ella .

Las tres figuras representan a la molécula antes , durante y después de haber sido sometida al frente de choque . Como podemos observar en la figura , hay un doble efecto sobre las moléculas : una elongación y una alineación en la dirección de propagación del choque , que se traducen en una "polarización efectiva de cada molécula" . La suma de los momentos dipolares resultantes en ese proceso , nos determina la polarización inducida por el choque . Lo anterior se refiere al nuevo estado eléctrico de la región por detrás del frente de choque .

I.4 TEORIA DE ALLISON .

La figura I.8 muestra el dieléctrico al tiempo t . Las distancias son relativas a la posición inicial de la interface dieléctrico - electrodo 1 (el que transmite el choque) . Si U es la velocidad del frente de choque y u es la velocidad de partícula, entonces esa interface se encuentra al tiempo t en ut y el frente de choque (ch) en Ut . También mostramos el espesor inicial X_0 del dieléctrico . El elemento de volumen que se encontraba inicialmente en ξ se encuentra al tiempo t en la posición :

$$x = \xi + u(t - \xi/U)$$

Para la descripción del fenómeno son también necesarias o tras variables eléctricas como :

- \vec{D} Vector de desplazamiento eléctrico ,
- \vec{E} Intensidad del campo eléctrico ,
- \vec{P}_0 Polarización inducida por via eléctrica ,
- \vec{P}_{ch} Polarización inducida por el choque
- K_0 Constante dieléctrica de la muestra .

Las variables que describen al medio antes de ser afectado por la onda de choque tienen asociado un sub-índice 0 . Allison describe el fenómeno de la siguiente manera :

Por delante del frente de choque el desplazamiento eléctrico está dado por :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}_0 + \vec{P}_0 \quad \text{I.4.1}$$

en donde $\epsilon_0 = 8.8544 \times 10^{-12}$ f/m .

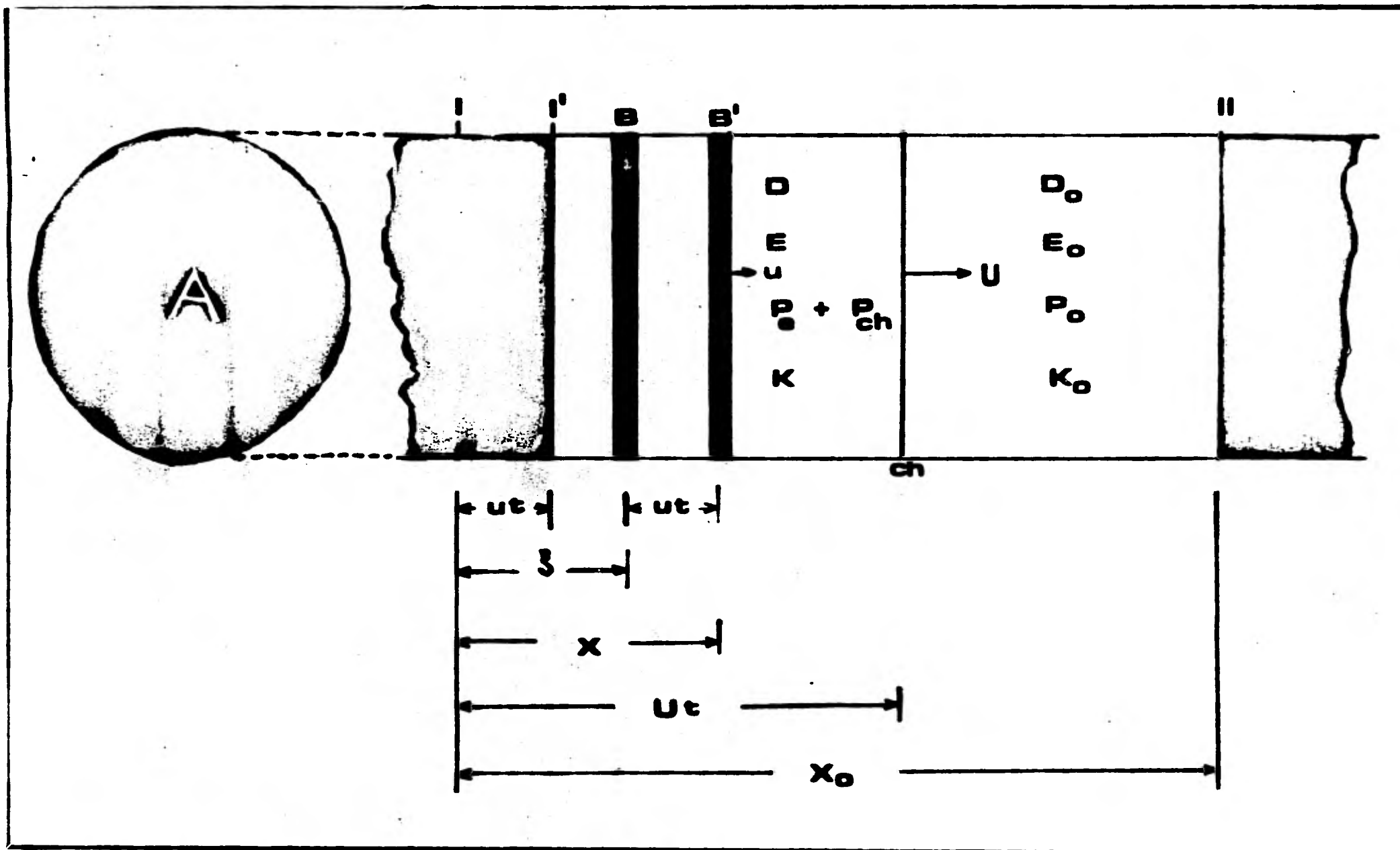


Figura I.8 Modelo utilizado para la descripción matemática de la polarización inducida por un frente de choque en un dieléctrico (Ref.3) . U representa la velocidad del frente de choque , u la velocidad de partícula después del choque, I interface Electrodo-dieléctrico al tiempo $t=0$, I' interface electrodo-dieléctrico al tiempo t después del choque , II interface dieléctrico electrodo , B posición de una rebanada de dieléctrico antes del paso del choque , B' posición de la misma rebanada de dieléctrico al tiempo t después del paso del frente de choque .

Por detrás del frente de choque el estado eléctrico de la muestra está dado por : \vec{D} , \vec{E} , \vec{P} y K , con

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad \text{I.4.1'}$$

La teoría de Allison se fundamenta en las siguientes Hipótesis :

PRIMERA HIPOTESIS .

Problema unidimensional : Los vectores \vec{D} , \vec{E} y \vec{P} - son paralelos a la dirección de propagación del choque (Frente de onda plana) .

SEGUNDA HIPOTESIS .

Dado que no hay cargas libres en el dieléctrico el vector de desplazamiento eléctrico es continuo :

$$\vec{D} = \vec{D}_0$$

se sabe que para un condensador de placas paralelas

$$\vec{D} = Q/A \quad \text{I.4.2}$$

tenemos entonces que para la región no afectada por el choque :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}_0 + \vec{P}_0 = K \epsilon_0 \vec{E}_0 = Q/A \quad \text{por tanto}$$

$$\vec{E}_0 = Q / (K_0 \epsilon_0 A) \quad \text{I.4.3}$$

Para la región bajo choque requerimos la TERCERA HIPOTESIS :

La polarización total \vec{P} en la región por detrás - del frente de choque puede expresarse como :

$$\vec{P} = \vec{P}_0 + \vec{P}_{ch} \quad \text{I.4.4}$$

donde \vec{P}_0 = polarización de origen eléctrico y

\vec{P}_{ch} = polarización de origen mecánico (inducida por el choque) .

\vec{P}_{ch} se define en la región $ut \leq x \leq Ut$. El choque produce un momento dipolar neto por unidad de volumen el cual decae con un tiempo de relajamiento característico .

$$P_{ch}(\xi, t) = P_{cho} \exp \left\{ -(t - \xi/u)/\tau \right\} \quad I.4.5$$

(Ref. 3 , ec. 8) .

en donde P_{ch} es el valor de la polarización inducida por el choque y ξ es la posición inicial de un cierto elemento de volumen (figura I.8) que es alcanzado al tiempo ξ/u por el frente de choque . La posición x al tiempo t , del elemento de volumen inicialmente en ξ está dada por :

$$x = \xi + u(t - \xi/u) \Rightarrow \xi = u(x - ut)/(u - u) \quad I.4.6$$

sustituyendo I.4.6 en I.4.5 tenemos :

$$P_{ch}(x, t) = P_{cho} \exp \left\{ - \left[t - \frac{(x - ut)}{(u - u)} \right] / \tau \right\} \quad I.4.7$$

De acuerdo con la figura I.8 y considerando que $E = - \frac{\partial V}{\partial x}$ podemos escribir la diferencia de potencial V como :

$$V = \int_{x_0}^{Ut} E_0 dx + \int_{ut}^{Ut} E dx = \frac{Q}{K_0 \epsilon_0 A} (x_0 - Ut) + \frac{Q}{K \epsilon_0 A} (U-u)t - \frac{1}{K \epsilon_0} \int_{ut}^{Ut} P_{ch} dx \quad I.4.8$$

sustituyendo I.4.7 en I.4.8 e integrando tenemos :

$$V(t) = \frac{Q(x_0 - Ut)}{K_0 A \epsilon_0} + \frac{Q(U - u)t}{K A \epsilon_0} - P_{cho}(U - u)T \frac{(1 - e^{-t/\tau})}{K \epsilon_0}$$

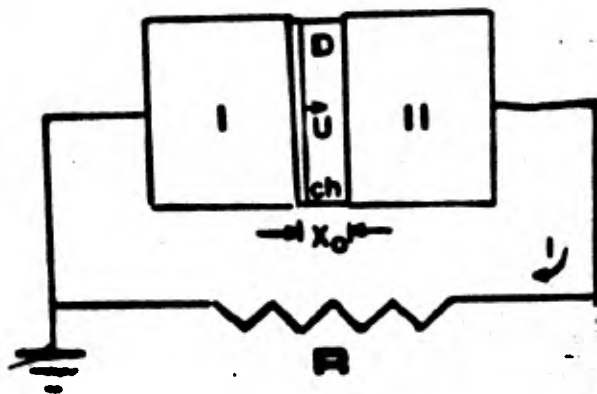
I.4.9

CUARTA HIPOTESIS

$$V(t) \approx 0$$

Al conectarse los dos electrodos por medio de la resistencia R , tenemos por la ley de Kirchhoff que :

$$V(t) + IR = 0$$



- I Electrodo
- II Electrodo
- D Dieléctrico
- ch Frente de choque
- U Velocidad del frente de choque
- x_0 Espesor de la muestra
- R Resistencia de carga
- I Corriente eléctrica.

considerando que el dispositivo experimental es un circuito **AC** y partiendo del supuesto que la constante de tiempo (**AC**) es muy pequeña comparada con el tiempo que tarda en propagarse el choque (x_0/u), esto es :

$$AC \ll x_0/u$$

entonces la diferencia de potencial en los extremos de la resistencia es despreciable comparada con $V(t)$. Por lo anterior podemos suponer que $V(t) \approx 0$. En consecuencia de esta aproximación se puede establecer que la caída de potencial $V(t)$ debida a la transferencia de carga en la superficie de los electrodos (términos primero y segundo de la ecuación I.4.9) es idéntica y opuesta a la producida por la

polarización (tercer término de la ecuación I.4.9) ,
 esto último nos permite escribir Q como :

$$Q(t) = \frac{P_{cho} A k_0 (U-u)(1 - e^{-t/\tau})}{K(X_0 - Ut) K_0(U - u)t} \quad I.4.10$$

Al derivar I.4.10 respecto del tiempo obtenemos una expresión para la corriente eléctrica :

$$I(t) = \dot{Q}(t) = \frac{P_{cho} K_0 A (U-u) \{ [K(X_0 - Ut) + K_0(U-u)t] e^{-t/\tau} - \tau(1 - e^{-t/\tau}) K_0(U-u) - KU \}}{[K(X_0 - Ut) K_0(U-u)t]^2} \quad I.4.11$$

con la expresión I.4.10 se puede calcular la carga total-transferida de una placa a otra por el paso del frente de choque , calculando Q al tiempo $t_0 = X_0/U$:

$$Q^* = \frac{P_{cho} A U (1 - e^{-X_0/U})}{X_0} \quad I.4.12$$

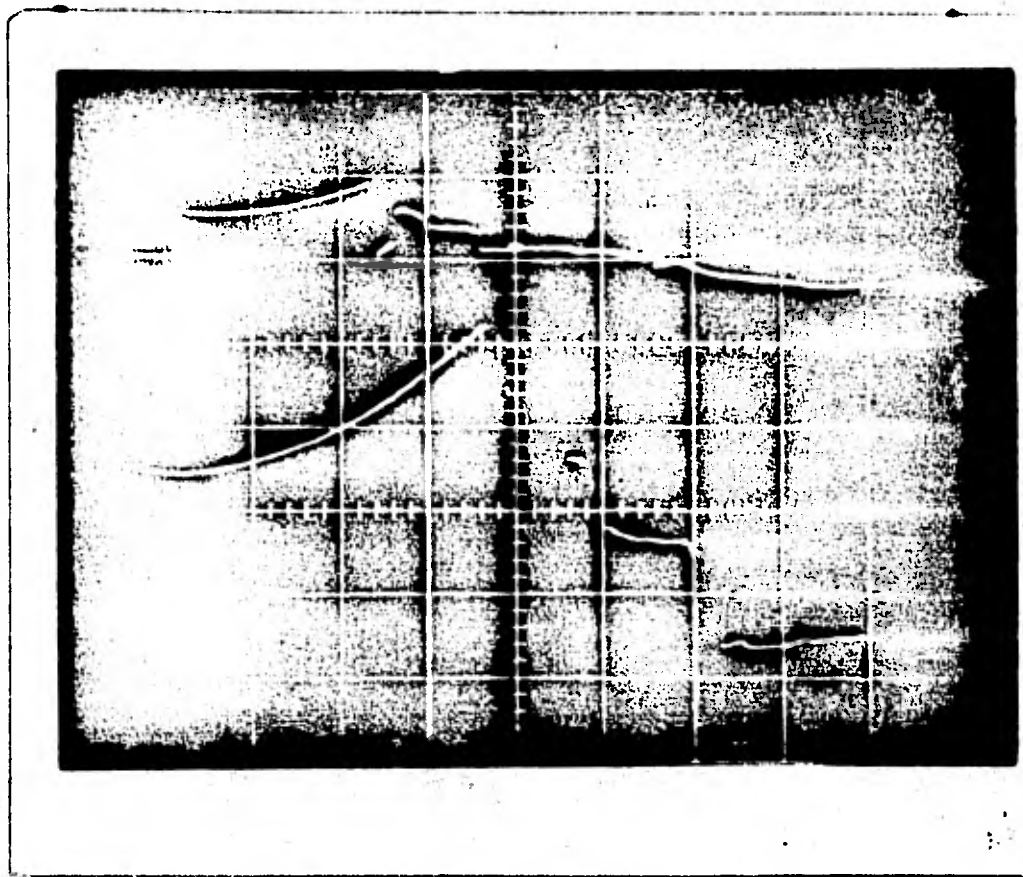
y con la expresión I.4.11 se puede determinar el valor inicial de la corriente eléctrica I_0 calculando $I(t)$ al tiempo $t = 0$:

$$I_0 = \frac{P_{cho} (U-u) K_0 A}{K X_0} \quad I.4.13$$

C A P I T U L O II .

INCONSISTENCIAS DE LA TEORIA DE ALLISON .

- II.1 SIGNIFICADO FISICO DE LOS PARAMETROS K ,
 T Y P_{cho} .
- II.2 DISPERSION EXPERIMENTAL DE LOS PARAMETROS
 K , T Y P_{cho} .
- II.3 $\lim_{t \rightarrow 0^+} I(t) = 0$ CONTRARIO AL METODO DE ALLI-
SON .
- II.4 CONFRONTACION DE LA CALIDAD DEL AJUSTE DE
UNA SEÑAL TEORICA DE ALLISON CON UNA CUA-
DRATICA AJUSTADA POR MINIMOS CUADRADOS .



INTRODUCCION .- En la primera sección nos proponemos analizar el contenido físico de los parámetros K , T y P_{cho} - utilizados en la teoría de Allison . Posteriormente analizaremos la dispersión de éstos parámetros en una serie de experimentos típicos . En la siguiente sección discutiremos en relación al lím $I(t)$ que Allison supone distinto de cero , resultado que conduce a una contradicción Teórico-experimental . Finalmente haremos una confrontación de los resultados del ajuste propuesto por Allison para reproducir $I_e(t)$ (corriente eléctrica experimental medida como función del tiempo) y los correspondientes a un ajuste a una cuadrática por mínimos cuadrados . Los resultados para la cuadrática se mostrarán con menos dispersión respecto de la señal experimental , que aquellos obtenidos por el método de Allison . Lo anterior nos permite argumentar que :

Si Allison propone reproducir la señal experimental en base a un ajuste de parámetros K , T y P_{cho} , los cuales se manipulan simultáneamente en la ecuación I.4.10 , entonces nosotros proponemos un ajuste por mínimos cuadrados , método que además de minimizar la dispersión respecto a los resultados experimentales , nos permite obtener un valor para I_e (salto inicial de la corriente eléctrica al momento de penetrar el frente de choque al dieléctrico, éste valor esperado en el marco de la teoría de Allison - está representado en la ecuación I.4.13) sin comprometer ningún parámetro como se hace en el ajuste propuesto por

Allison (ecuación I.4.11 y I.4.13) .

Por otro lado es importante para la fundamentación de la teoría de Allison que los parámetros K , τ y P_{cho} observen un comportamiento uniforme para un conjunto de experimentos , en la sección II.2 mostraremos que uno de los parámetros (τ) no observa uniformidad en sus valores para un conjunto de experimentos (Ref. 2) , lo cual implica una inconsistencia en la teoría de Allison .

En la sección II.3 mostraremos que el hecho de considerar $I_0 \neq 0$ nos conduce a resultados físicamente inadmisibles .

II.1 SIGNIFICADO FISICO DE LOS PARAMETROS K , τ Y

P_{cho} .

En el plano teórico , las relaciones I.4.1^a, I.4.3 y I.4.4 nos conducen a :

$$D = K \epsilon_0 E + P_0 + P_{ch} \quad \text{II.1.1}$$

$$P_{ch} = P_{cho} \exp \left\{ -t/\tau \right\} \quad \text{II.1.2}$$

expresiones físicamente discutibles .

La expresión II.1.1 se planteó bajo el supuesto de que la polarización de una rebanada de dieléctrico bajo los efectos del choque puede escribirse como :

$$P = P_0 + P_{ch} \quad \text{II.1.3}$$

en donde $P_0 = (K - 1)\epsilon_0 E$ II.1.4

afirmamos que las relaciones II.1.1 - II.1.3 son discutibles ya que :

No tiene sentido escribir la expresión II.1.3 en términos de dos cantidades , P_e y P_{ch} , físicamente indistinguibles ; ó puesto de otra manera , si físicamente medimos una polarización P , ¿ Cómo podemos descomponerla en las dos partes propuestas ?.

Respecto a la relación II.1.2 podemos decir que es físicamente razonable , pero sin conexión aparente con el tiempo de relajamiento del dieléctrico - que se puede medir mediante experimentos rutinarios en el laboratorio .

Finalmente notemos que aunque las relaciones II.1.2 - II.1.4 son independientes , la que se usa es la ecuación II.1.1 en la que se definen simultáneamente los tres parámetros i.e.

$$\vec{D} = K \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_{cho} \exp\{-t/\tau\}$$

La medida de estos parámetros procede mediante un ajuste - que minimiza las diferencias entre una señal teórica (I.4.11) y una experimental .

Por lo anterior podemos pensar que la teoría de Allison depende fundamentalmente del ajuste de los parámetros K , τ y P_{cho} que permitan reconstruir la señal experimental a través de la ecuación I.4.11 . Posteriormente discutiremos más objetivamente este planteamiento

* * * * *

II.2 DISPERSION EXPERIMENTAL DE LOS PARAMETROS K , T y P_{cho}

Nosotros esperamos a priori , que los tres parámetros físicos de Allison K , T y P_{cho} sean además de reproducibles , razonablemente continuos mientras no haya transiciones de fase . Los valores ajustados al experimento muestran sin embargo una dispersión demasiado importante que no deja ver claro la dependencia que tienen con la presión del frente de choque .

La figura II.1 nos muestra la gráfica correspondiente a un conjunto de valores de T para distintos valores de la presión de la onda de choque . Estos valores fueron obtenidos por G.E. Hauver (Ref. 2) .

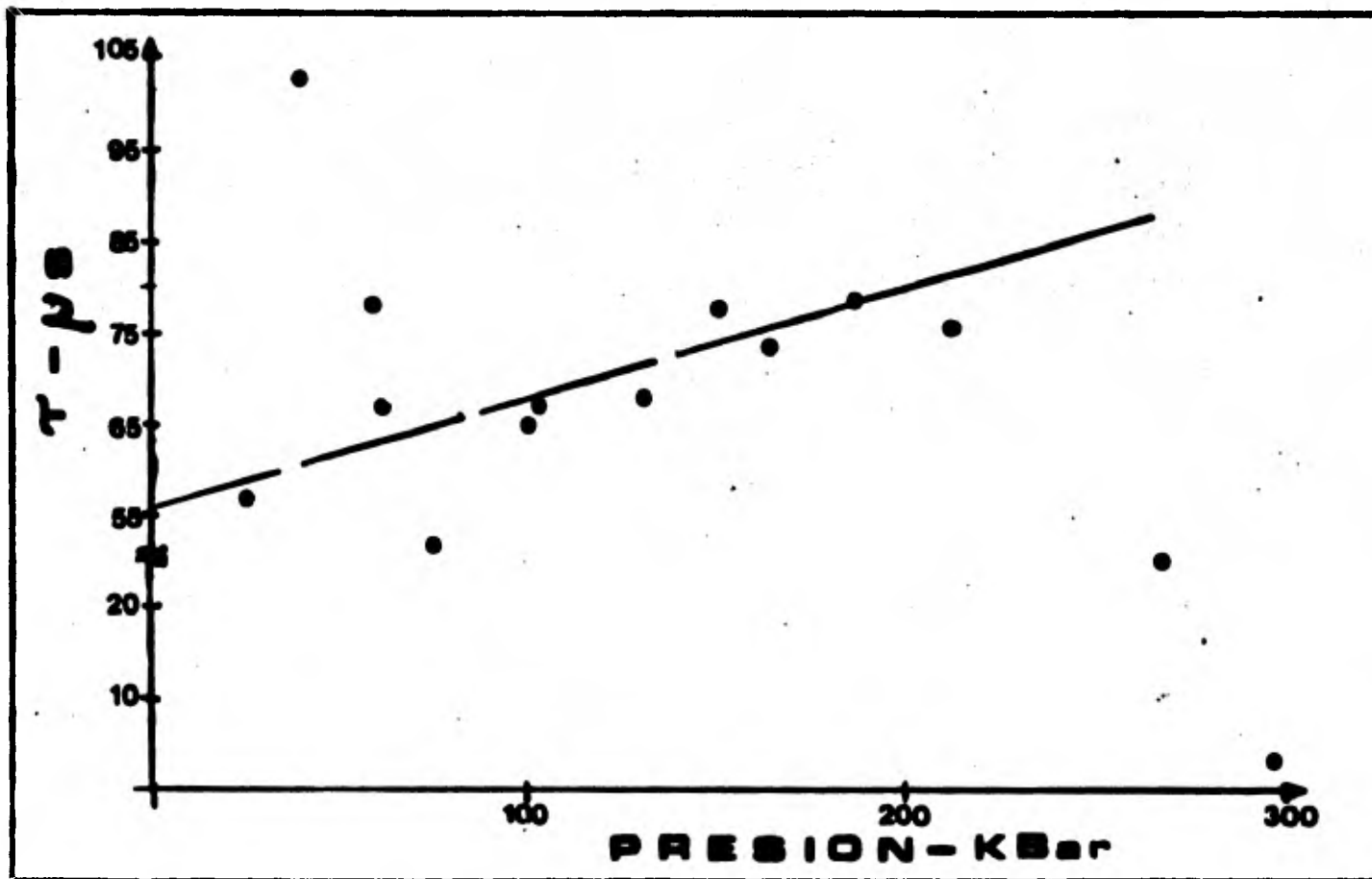


Figura II.1 Dispersión del parámetro T respecto al valor de la presión de la onda de choque .
(Ref. 2)

En el análisis de regresión para $\tau(P)$ obtenemos los siguientes resultados :

Ordenada al origen	5.6×10^{-7} s .
Pendiente	1.2×10^{-9} s/KBar .
Coefficiente de correlación	0.423

La gráfica II.2 corresponde a valores de la constante dieléctrica K respecto a la presión de la onda de choque (Ref. 2) . El análisis de regresión para $K(P)$ nos muestra los siguientes resultados :

Ordenada al origen	3.6
Pendiente	8.95×10^{-3} KBar ⁻¹
σ_{K, K_T}	0.26 (Esc.graf.0,5cm)

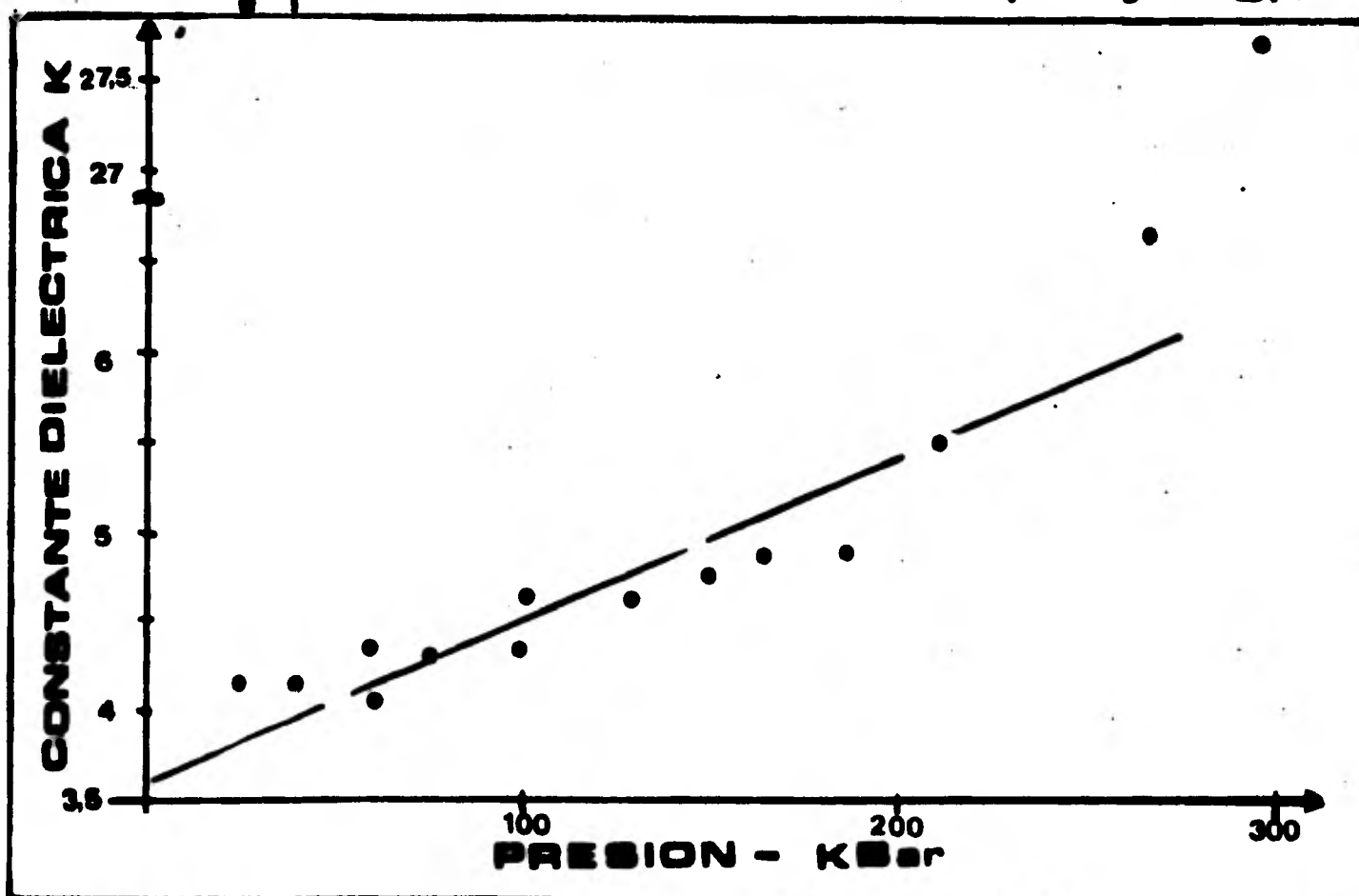


Figura II.2 Dispersión del parámetro K respecto del valor de la presión de la onda de choque(Ref2)

La gráfica II.3 muestra los valores de P_{cho} respecto de la velocidad de la onda de choque que lo induce. En este caso no determinamos recta de regresión puesto que no tiene sentido, dado que los puntos se ajustan más a una curva de la forma $y = bx^m$. Procedimos entonces y obtuvimos los siguientes resultados :

$$b = 130.7 \times 10^{-69} \text{ cm}^{-2} (\text{m/s})^{-17}$$

$$m = 17.17$$

$$\text{Coeficiente de regresión} \quad 0.983$$

$$\sigma_{P_{cho}, P_{cho_T}} = 2.06 \times 10^{-5} \text{ C m}^{-2}$$

No debemos pasar por alto el valor del coeficiente de correlación obtenido para las parejas $(P, T(P))$ el cual no garantiza la dependencia del parámetro T y la presión de la onda de choque.

En el caso de la constante dieléctrica K la dispersión de los valores experimentales respecto de la recta de regresión es significativa sin embargo observa uniformidad en su variación respecto a la presión del frente de choque.

La dispersión de P_{cho} respecto de la velocidad de la onda de choque es pequeña respecto a la curva ajustada: $P_{cho}(U) = b U^m$ sin embargo no podemos garantizar la reproducibilidad de los valores de b y m para otro conjunto de valores experimentales.

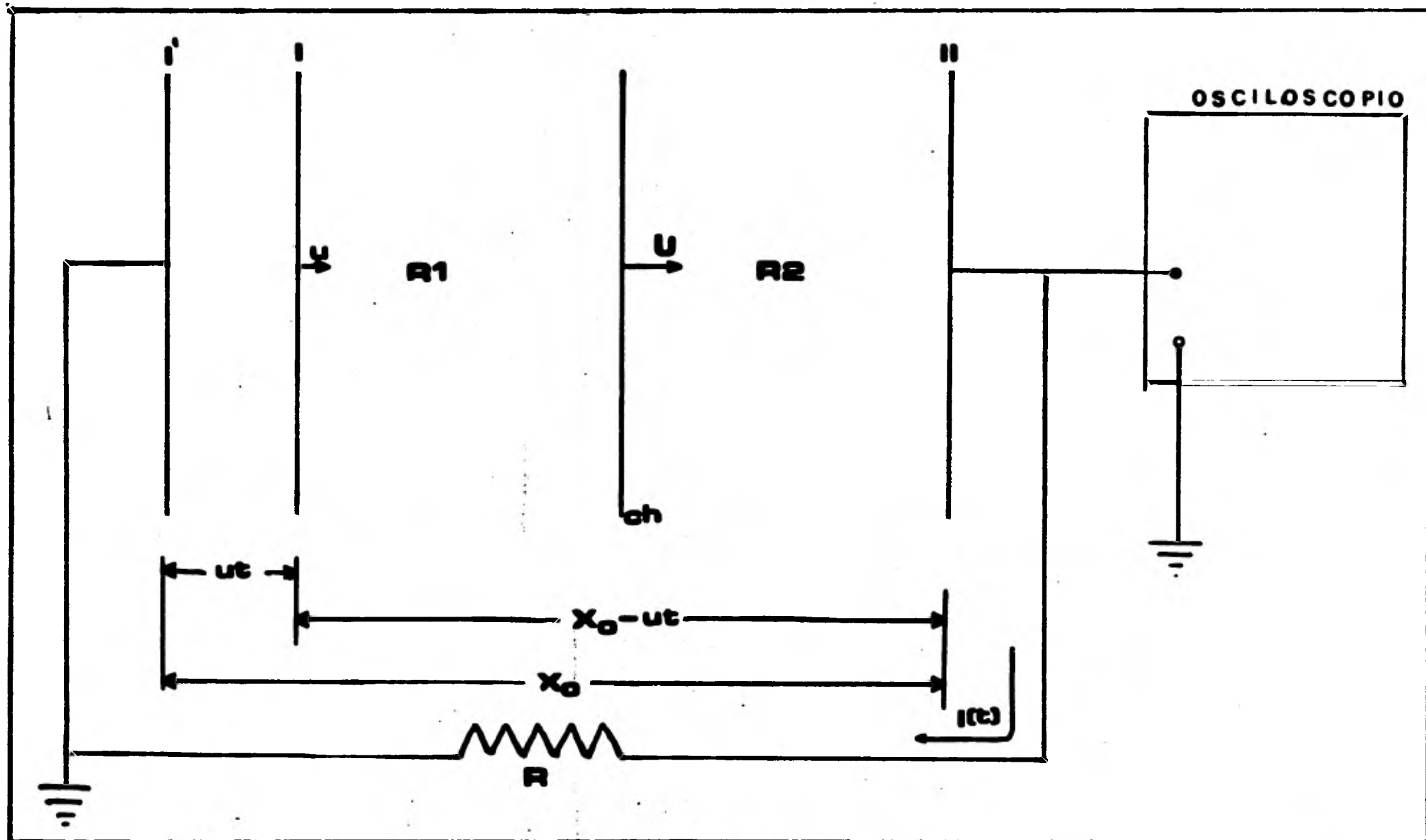


Figura II. 4 El dispositivo experimental representa un circuito RC , siendo I y II las placas del condensador , la línea I indica la posición de la interfase Dieléctrico Placa I al tiempo t (medido a partir de la entrada del choque al medio dieléctrico I') . La distancia entre las placas está dada por $d = x_0 - ut$, x_0 es el espesor inicial del dieléctrico , U es la velocidad del frente de choque (ch) y u es la velocidad de partícula después del choque .

$$V_{III}^R = - I(t) R \quad \text{II.3.5}$$

en donde $I(t)$ es la corriente eléctrica en la resistencia al tiempo t , considerada positiva en el sentido que se muestra en la figura II.4.

Sustituyendo II.3.5 en II.3.4 y despejando la integral tenemos que :

$$\frac{Q(t)(X_0 - ut)}{\epsilon_0 A} + I(t) R = - \int_1^2 \vec{E}_{pol}(x, t) d\vec{l} \quad \text{II.3.6}$$

Notemos que la ecuación II.3.6 nos permite evaluar la integral del segundo miembro, ya que en el primer término tenemos exclusivamente variables accesibles a la medida experimental. En lo que sigue estableceremos una relación que liga el campo E_{pol} con la polarización P . Para esto recordemos la Ley de Gauss para el vector desplazamiento eléctrico $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$:

$$\oint \vec{D} \cdot d\vec{s} = q_1 \quad \text{II.3.7}$$

en donde la integral se extiende a una superficie cerrada y q_1 es la carga libre total encerrada en ella. Usando las ecuaciones II.3.2 y I.4.2 podemos reescribir la definición del vector D como :

$$\frac{Q}{A} = \epsilon_0 \left[\vec{E}_{pol} + \frac{Q}{\epsilon_0 A} \right] + \vec{P}$$

de donde se sigue la relación buscada :

$$\epsilon_0 \vec{E}_{pol} + \vec{P} = 0 \quad \text{II.3.8}$$

esta relación nos permite simplificar la ecuación II.3.6 en :

en :

II.3.9

Ahora bien la integral que aparece en la ecuación II.3.9 puede separarse en dos contribuciones :

La primera sobre la región R1 , figura II.4 comprendida entre la interface ID (Placa I - Dieléctrico) que se mueve con una velocidad u y el frente de choque (ch) que se desplaza con una velocidad U y que se expresa como :

$$\frac{1}{\epsilon_0} \int_{ut}^{Ut} P(x,t) dx \quad \text{II.3.10}$$

y la segunda sobre la región R2 , en donde la polarización es uniforme y que se expresa como :

$$\int_{Ut}^{x_0} P_0(t) dx \quad \text{II.3.11}$$

Sustituyendo II.3.10 en II.3.9 obtenemos :

$$\frac{Q(t)(x_0 - ut)}{\epsilon_0 A} + I(t)R = \frac{1}{\epsilon_0} \int_{ut}^{Ut} P(x,t) dx + \frac{1}{\epsilon_0} \int_{Ut}^{x_0} P_0(t) dx \quad \text{II.3.12}$$

la polarización en la segunda región es producida únicamente por las cargas en las placas y está dada por :

$$P_0(t) = \left(1 - \frac{1}{K_0}\right) \frac{Q(t)}{A} \quad \text{II.3.13}$$

en donde K_0 es la constante dieléctrica de la muestra y A es la superficie del dieléctrico .

Usando la expresión II.3.13 para simplificar la ecuación II.3.12 obtenemos :

$$I(t)R + \frac{Q(t)(x_0 - ut)}{\epsilon_0 A} = \frac{1}{\epsilon_0} \int_{ut}^{Ut} P(x,t) dx + \left(1 - \frac{1}{K_0}\right) \frac{Q(t)(U - u)t}{A\epsilon_0}$$

$$\text{II.3.14}$$

y despejando la integral tenemos :

$$A(t) \equiv \int_{ut}^{Ut} P(x,t) dx = \epsilon_0 I(t) R + \frac{Q(t)(x_0 - Ut)}{A K_0} + \left(1 - \frac{1}{K_0}\right) \frac{Q(t)(U-u)t}{A}$$

II.3.15

El valor medio de $\langle P \rangle_{ch}$ de la polarización en el medio bajo choque se puede expresar como sigue :

$$\langle P \rangle_{ch} = \frac{A(t)}{(U-u)t} = \frac{1}{(U-u)t} \int_{ut}^{Ut} P(x,t) dx = \frac{I(t) R \epsilon_0}{(U-u)t} + \frac{Q(t)}{A} + \frac{Q(t)(x_0 - Ut)}{A K_0 (U-u)t}$$

II.3.16

Para obtener el salto inicial de la polarización - al entrar la onda de choque , procedemos a determinar el - límite por la derecha de $\langle P \rangle_{ch}$, esto es :

$$\Delta P \equiv \lim_{t \rightarrow 0^+} \langle P \rangle_{ch} = \lim_{t \rightarrow 0^+} \left[\frac{\epsilon_0 I(t) R}{(U-u)t} + \frac{Q(t)}{A} + \frac{Q(t)(x_0 - Ut)}{A K_0 (U-u)t} \right]$$

II.3.17

la carga $Q(t)$ es continua por hipótesis por lo que el límite por la derecha del segundo término es nulo . El límite del tercer término, puede determinarse mediante la regla de L'Hopital :

$$\lim_{t \rightarrow 0^+} \frac{(x_0 - Ut)Q(t)}{A K_0 (U-u)t} = \lim_{t \rightarrow 0^+} \left[\frac{\dot{Q}(t)(x_0 - Ut) - UQ(t)}{A K_0 (U-u)} \right] =$$

$$\lim_{t \rightarrow 0^+} \left[\frac{\dot{Q}(t)(x_0 - Ut)}{A K_0 (U-u)} - \frac{UQ(t)}{A K_0 (U-u)} \right] = \frac{x_0}{A K_0 (U-u)} \lim_{t \rightarrow 0^+} \dot{Q}(t)$$

$$\frac{x_0}{A K_0 (U-u)} I(0^+)$$

II.3.18

Si este último es finito y diferente de cero , en-

tonces el límite del primer término de la ecuación II.3.17 es infinito. Para evitar este valor infinito, que no se observa en las trazas experimentales (la figura I.2 muestra una traza experimental) es necesario suponer que $\lim_{t \rightarrow 0^+} I(t) = 0$, de otra manera no tiene sentido físico.

$$\lim_{t \rightarrow 0^+} \langle P \rangle_{ch} \text{ NO PUEDE SER INFINITO.}$$

Aplicando la regla de L'Hopital al límite del primer término (considerando que $I(0) = 0$) para investigar su valor tenemos que :

$$\Delta P = \lim_{t \rightarrow 0^+} \frac{RE_0 I(t)}{(U-u)t} = \frac{RE_0}{(U-u)} \lim_{t \rightarrow 0^+} I(t) = \frac{RE_0 I(0)}{U-u} \quad \text{II.3.19}$$

Este resultado no puede demostrarse experimentalmente dado que no hay forma de medir $I(0)$, empero en el capítulo III de este trabajo proponemos un método para la determinación de ΔP .

No dejaremos de señalar esta otra inconsistencia de la teoría de Allison : $I(0) \neq 0$ nos conduce a resultados físicamente inadmisibles.

* * * * *

II.4 CONFRONTACION DE LA CALIDAD DEL AJUSTE DE UNA SEÑAL TEORICA DE ALLISON CON UNA CUADRATICA AJUSTADA POR MINIMOS CUADRADOS .

En la sección II.1 nos preguntamos sobre el sentido físico de los parámetros de Allison , P_{cho} , K y τ . El apoyo más consistente para la teoría de Allison es que se puede ajustar con buena precisión una señal "teórica" a los resultados experimentales , mediante la expresión I.4.11 .

En esta sección vamos a comparar objetiva y gráficamente el ajuste de una señal teórica de Allison , contra el ajuste de una cuadrática . Ambos ajustes los confrontaremos con una señal experimental .

La señal experimental la obtuvimos de la fotografía de una traza , figura I.2 , en la que se observa el cambio en la diferencia de potencial en los extremos de la resistencia como función del tiempo . Por la Ley de Ohm tenemos que :

$$I(t) = V(t) / R .$$

Se seleccionaron n puntos de la traza para determinar los valores correspondientes de la corriente eléctrica para cada tiempo t : tabla II.1 .

Para trazar la señal teórica de Allison es necesario evaluar primero los parámetros P_{cho} , K y τ . Sustituimos las ecuaciones I.4.12 y I.4.13 en la ecuación I.4.11 y obtenemos una ecuación para $I(t)$ que no depende de

P_{cho} y $K \cdot I(0)$ se determina directamente de la traza y Q se obtiene por integración numérica de $I(t)$. En seguida se selecciona el valor de τ de tal manera que :

$$\sum_{i=1}^n (I(t_i, \tau) - I_0(t_i))^2 \quad \text{sea mínima.}$$

El valor de τ obtenido nos permite obtener P_{cho} de I.4.12 y el resultado para K se sigue de I.4.13. Los resultados obtenidos para el experimento E1 son :

$$K = 5.27 \quad \tau = 2.7 \times 10^{-7} \text{ s} \quad P_{cho} = 1.1 \times 10^{-4} \text{ C m}^{-2}$$

Ref. 4, los valores numéricos para $I(t_i, \tau)$ se encuentran en la tabla II.1. Por otro lado la señal ajustada a una parábola $I_0(t) = I_0 + I_1 t + I_2 t^2$ se obtiene mediante el procedimiento de mínimos cuadrados aplicado a los resultados experimentales.

El sistema de ecuaciones que nos permite determinar los coeficientes I_0 , I_1 e I_2 es :

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n I_0 & \quad \sum_{i=1}^n t_i I_1 & \quad \sum_{i=1}^n t_i^2 I_2 & = \sum_{i=1}^n I_0(t_i) \\ \sum_{i=1}^n t_i I_0 & \quad \sum_{i=1}^n t_i^2 I_1 & \quad \sum_{i=1}^n t_i^3 I_2 & = \sum_{i=1}^n I_0(t_i) t_i \\ \sum_{i=1}^n t_i^2 I_0 & \quad \sum_{i=1}^n t_i^3 I_1 & \quad \sum_{i=1}^n t_i^4 I_2 & = \sum_{i=1}^n I_0(t_i) t_i^2 \end{aligned}$$

$I_0(t_i)$ es el valor de la corriente eléctrica experimental al tiempo t_i . Los resultados obtenidos fueron :

$$\begin{aligned} I_0 & = 8.8 \times 10^{-3} \text{ A} \\ I_1 & = -15.8 \times 10^3 \text{ A s}^{-1} \\ I_2 & = 94.7 \times 10^9 \text{ A s}^{-2} \end{aligned}$$

TABLA II.1 .

i	x_i cm.	y_i cm.	$V_i(t)$ $\times 10^{-3}V$	$I_e(t_i)$ $\times 10^{-3}a.$	$I_c(t_i)$ $\times 10^{-3}a.$	$I_A(t_i)$ $\times 10^{-3}a.$
1	0.52	4.19	410.78	8.22	8.49	8.45
2	0.80	4.22	413.73	8.28	8.35	8.38
3	1.10	4.22	413.73	8.28	8.25	8.33
4	1.40	4.20	411.77	8.24	8.19	8.29
5	1.70	4.17	408.82	8.18	8.17	8.28
6	2.00	4.19	410.78	8.22	8.19	8.29
7	2.30	4.22	421.57	8.43	8.35	8.37
8	2.90	4.40	431.37	8.63	8.50	8.45
9	3.20	4.50	441.18	8.82	8.68	8.55
10	3.50	4.60	450.98	9.02	8.90	8.68
11	3.80	4.72	467.75	9.26	9.17	8.84
12	4.10	4.90	480.39	9.61	9.48	9.04
13	4.40	5.08	498.04	9.96	9.82	9.26
14	4.70	5.21	510.78	10.22	10.21	9.53
15	5.00	5.44	533.33	10.67	10.64	9.84
16	5.30	5.68	556.86	11.14	11.11	10.19
17	5.60	5.90	578.43	11.57	11.62	10.60
18	5.90	6.12	600.00	12.00	12.17	11.07
19	6.20	6.40	627.45	12.55	12.76	11.60
20	6.50	6.70	656.86	13.14	13.39	12.21
21	6.80	7.08	694.19	13.88	14.07	12.91
22	7.10	7.40	725.49	14.51	14.78	13.71
23	7.40	7.85	769.61	15.39	15.54	14.63
24	7.70	8.32	815.69	16.31	16.33	15.68
25	8.00	8.80	862.75	17.26	17.17	16.90
26	8.30	9.30	911.77	18.24	18.05	18.31
27	8.50	9.70	950.98	19.02	18.65	19.38

$I_e(t_i)$ corriente eléctrica experimental, $I_c(t_i)$ corriente eléctrica por ajuste de una cuadrática, $I_A(t_i) = I(t_i, T)$ valores de la corriente eléctrica obtenidos con la expresión I.4.11 .

los valores de $I_c(t_1)$ se presentan en la tabla II.1 .

Las gráficas correspondientes a $I_e(t_1)$, $I_c(t_1)$ e $I(t_1, \tau)$ se encuentran en la gráfica de la figura - II.5 en donde se puede observar que el ajuste de la cuadrática I_c resulta más bondadoso que el ajuste de $I(t_1, \tau)$ obtenido por el método de Allison . Esta aseveración se fundamenta en los siguientes valores de la dispersión de cada uno de los ajustes respecto de los valores experimentales :

$$\sum_{i=1}^n (I_e(t_1) - I_c(t_1))^2 = 6.33 \times 10^{-7} A^2$$

$$\sum_{i=1}^n (I_e(t_1) - I(t_1, \tau))^2 = 9.77 \times 10^{-5} A^2$$

en donde $I_e(t_1)$ representa los valores de la corriente eléctrica experimental , las desviaciones típicas correspondientes son :

$$S_{ec} = 0.15 \text{ mA}$$

$$S_{eA} = 1.83 \text{ mA} \quad eA = | \text{experimental} - I(t_1, \tau) |$$

La desviación típica de los resultados obtenidos por el método de Allison respecto de los valores experimentales resulta del orden de 12 veces mayor que la desviación típica correspondiente a los valores de la cuadrática respecto a los experimentales .

Nuestros resultados quitan el apoyo experimental al esquema de Allison . Además de que considerar $I_e \neq 0$ es lo que conduce a una inconsistencia, físicamente más significativa . En el siguiente capítulo propondremos un mé-

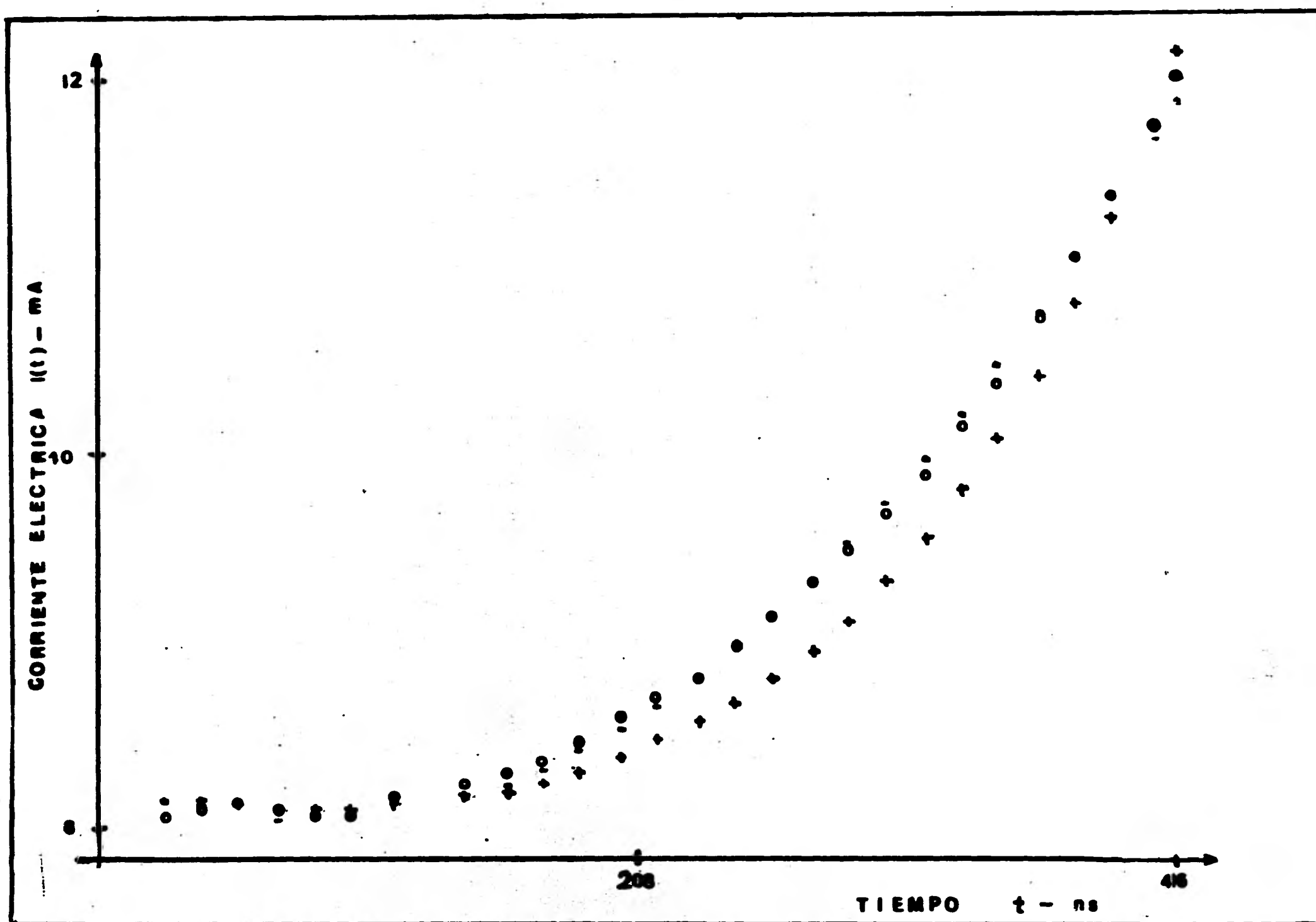


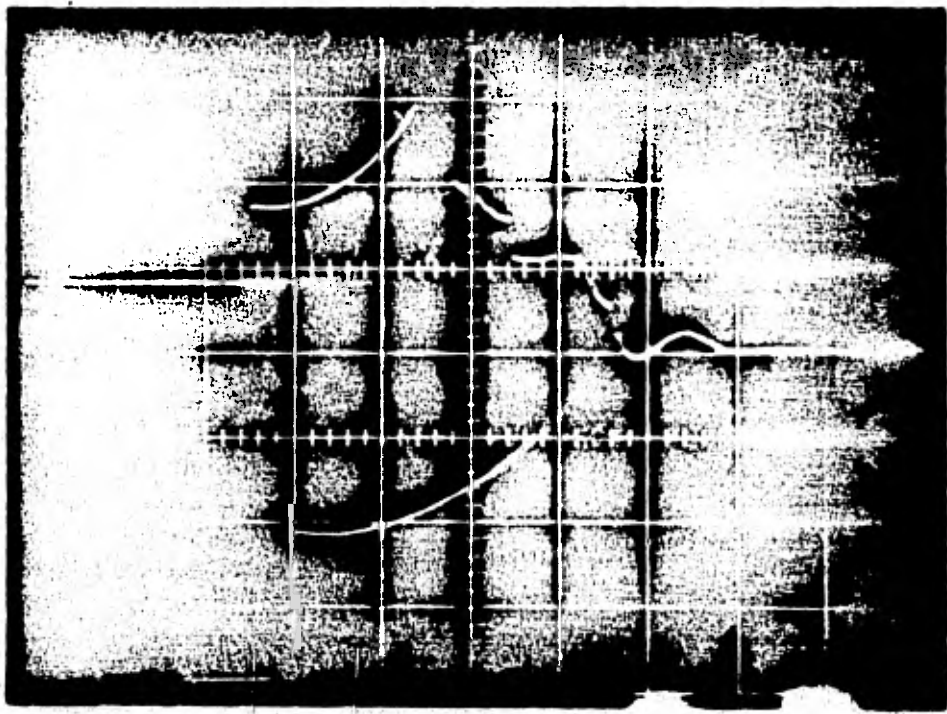
Figura II.5 En esta gráfica podemos apreciar las diferencias entre los resultados experimentales de la corriente eléctrica $I_e(t_i)$ (•) con aquellos obtenidos por el método de Allison (x) (ec. I.4.11) y los correspondientes al ajuste de la cuadrática (~) .

todo nuevo que nos permitirá medir objetivamente el salto de polarización inicial inducida por el choque sin ajustar parámetros y partiendo del supuesto de que $I_0 \neq 0$.

C A P I T U L O III

DETERMINACION DEL SALTO INICIAL DE POLARIZACION INDUCIDA POR UNA ONDA DE CHOQUE .

- III.1 DETERMINACION DEL SALTO DE POLARIZACION P
EN TERMINOS DE VARIABLES EXPERIMENTALMENTE
ACCESIBLES .
- III.2 PROCEDIMIENTO DETALLADO PARA LA DETERMINA-
CION DE P .
- III.3 ANALISIS COMPLETO DEL EXPERIMENTO E1 .
- III.4 EL SALTO DE POLARIZACION P Y SU DEPENDEN
CIA EN LA VELOCIDAD DE CHOQUE .
- III.5 CONCLUSIONES .



INTRODUCCION .- En este capítulo plantearemos un nuevo procedimiento que nos permitirá determinar el salto inicial de la polarización inducida por el frente de choque (cf. II.3) ΔP En la primera sección determinaremos una expresión explícita para ΔP . En la segunda sección expondremos el procedimiento detallado para la determinación de ΔP . En la tercera sección ilustraremos el procedimiento con el experimento E1 . En la cuarta presentamos los resultados obtenidos con otros 10 experimentos como función de la velocidad del frente de choque U . La última sección está dedicada a nuestras conclusiones .

III.1 DETERMINACION DEL SALTO DE POLARIZACION ΔP EN TERMINOS DE VARIABLES EXPERIMENTALMENTE ACCESIBLES .

Hemos visto en II.3 que el salto inicial de la polarización inducida por la onda de choque es :

$$\Delta P = \frac{\epsilon_0 R \dot{I}(0+)}{(U - u)} \quad \text{III.1.1}$$

sin embargo debemos tomar en cuenta que :

- $\dot{I}(t)$ no es una observable en el experimento .
- $I(t)$ no puede medirse en una vecindad al origen debido al tiempo de respuesta del osciloscopio .

Lo anterior nos induce a buscar otro camino para la determinación de ΔP . Tomemos como punto de partida la ecuación II.3.15 , sustituyendo en ella la función experimental $F(t)$ definida en II.3.9 .

El valor medio de la polarización en la región sometida a compresión , está dada por II.3.16 :

$$\langle P \rangle_{ch} = \frac{A(t)}{(U - u)t} \equiv E(t) \quad \text{III.1.2}$$

La expresión III.1.2 nos permite escribir el $\lim_{t \rightarrow 0^+} \langle P \rangle_{ch}$ como:

$$\Delta P = \lim_{t \rightarrow 0^+} \langle P \rangle_{ch} = \lim_{t \rightarrow 0^+} E(t) \quad \text{III.1.3}$$

De este modo ΔP se obtiene mediante un análisis del comportamiento de $E(t)$ alrededor del origen. Este análisis puede hacerse gráficamente ó bien puede implementarse una técnica más objetiva ajustando a los resultados experimentales $E_e(t_i)$ un polinomio por mínimos cuadrados.

III.2 PROCEDIMIENTO DETALLADO PARA LA DETERMINACION DE ΔP .

En esta sección presentaremos un procedimiento que nos permita gráficamente y mediante un ajuste por mínimos cuadrados el valor de ΔP . El método lo aplicaremos al experimento El cuya traza aparece en la figura I.2.

PROCEDIMIENTO

- P1 Se analiza la fotografía de la traza experimental con un papel milimétrico transparente haciendo coincidir su origen con el de la traza seleccionando enseguida n puntos sobre la traza ($n \approx 30$).
- P2 Se determina la escala que nos permita pasar de x_i (en cm.) a t_i (en ns) y de y_i (en cm.) a $I(t_i)$ (en mA).
- P3 Se elabora un programa para la determinación de t_i , $I(t_i)$, $Q(t_i)$, $F(t_i)$, $P(t_i)$, $A(t_i)$ y $E(t_i)$ (calculadora TI-59) y que se obtie-

ne de la siguiente manera :

t_i e $I(t_i)$ multiplicando los resultados que aparecen en la primera y segunda columna por los factores de escala correspondientes .

$Q(t_i)$ se obtiene por integración numérica de $I(t_i)$.

A continuación las ecuaciones II.3.9 y II.3.13 nos permiten obtener directamente $F(t_i)$ y $P_0(t_i)$, que sustituidos en II.3.15 nos dan el valor de $A(t_i)$.

$E(t_i)$ se obtiene directamente de la ecuación III.1.2

P4 Se grafican los resultados de $E_e(t_i)$ y se determina gráficamente el $\lim_{t \rightarrow 0^+} E_e(t)$.

P5 Se ajustan polinomios de 2^0 , 3^0 y 4^0 grados a los resultados de $E_e(t_i)$.

P6 Se grafican los resultados de $E_e(t_i)$ y los correspondientes al polinomio que mejor se ajuste a $E_e(t)$.

ΔP queda dado obviamente por E_0 , el coeficiente de orden cero .

III.3 ANÁLISIS COMPLETO DEL EXPERIMENTO E1 .

P1 La fotografía de la traza del E1 es la que se muestra en la figura I.2 , los puntos seleccionados son los que aparecen en la figura III.1 figurando en la primera y segunda columnas de la tabla III.1 .

P2 Las escalas correspondientes son :

$$x_i \text{ (cm)} \longrightarrow t_i \text{ (ns)} \quad 0.662 \text{ ns/cm .}$$

x_i	y_i	t_i	$I_e(t_i)$	$Q(t_i)$	$F(t_i)$	$P_o(t_i)$	$A(t_i)$	$E_e(t_i)$	$E_3(t_i)$	$E_4(t_i)$
cm.	cm	ns	mA.	$\times 10^{-12} C$	V	$\times 10^{-6} cm^{-2}$	$\times 10^{-9} cm^{-1}$	$\times 10^{-6} cm^{-2}$	$\times 10^{-6} cm^{-2}$	$\times 10^{-6} cm^{-2}$
0.4	3.05	26.5	8.1	213.5	597.9	1.8	1.9	21.1	21.2	21.2
0.6	3.10	39.7	8.2	322.0	893.6	2.7	3.0	21.9	21.9	21.9
0.8	3.10	52.9	8.2	430.5	1194.1	3.7	4.2	22.7	22.7	22.7
1.0	3.10	66.2	8.2	539.0	1469.2	4.6	5.4	23.5	23.4	23.4
1.2	3.10	79.4	8.2	647.5	1749.1	5.5	6.7	24.3	24.2	24.2
1.4	3.10	92.7	8.2	756.1	2023.6	6.4	8.0	25.0	25.0	25.0
1.6	3.10	105.9	8.2	864.6	2292.8	7.3	9.5	25.8	25.8	25.8
1.8	3.15	119.1	8.3	974.8	2561.3	8.3	11.0	26.6	26.6	26.6
2.0	3.20	137.4	8.5	1086.8	2828.9	9.2	12.6	27.4	27.5	27.5
2.2	3.25	145.6	8.6	1200.6	3095.7	10.2	14.3	28.3	28.3	28.4
2.4	3.30	158.8	8.7	1316.1	3361.3	11.2	16.1	29.2	29.3	29.3
2.6	3.40	172.1	9.0	1435.1	3630.1	12.2	18.0	30.2	30.2	30.2
2.8	3.50	185.3	9.3	1557.6	3901.9	13.2	20.0	31.2	31.2	31.2
3.0	3.60	198.5	9.5	1683.6	4176.3	14.3	22.2	32.2	32.2	32.2
3.2	3.70	211.8	9.8	1813.1	4453.2	15.4	24.4	33.3	33.3	33.3
3.35	3.80	221.7	10.1	1912.9	4663.1	16.2	26.2	34.2	34.2	34.2
3.6	4.00	238.2	10.6	2087.9	5025.9	17.7	29.5	35.7	35.6	35.6
3.8	4.10	251.5	10.8	2231.4	5316.7	18.9	32.2	37.0	36.9	36.9
4.0	4.20	264.7	11.1	2378.4	5608.8	20.2	35.0	38.3	38.2	38.2
4.2	4.40	277.9	11.6	2532.4	5910.1	21.5	38.1	39.6	39.6	39.6
4.4	4.60	291.2	12.2	2693.4	6219.9	22.9	41.4	41.7	41.0	41.0
4.6	4.80	304.4	12.7	2861.5	6537.9	24.3	44.9	42.6	42.6	42.6
4.8	5.00	317.7	13.2	3036.5	6863.5	25.8	48.6	44.2	44.2	44.2
5.0	5.20	330.9	13.8	3218.5	7196.2	27.3	52.6	45.9	45.9	45.9
5.2	5.50	344.1	14.6	3411.0	7543.2	29.0	56.8	47.6	47.7	47.7
5.4	5.70	357.4	15.1	3610.5	7890.1	30.7	61.3	49.5	49.5	49.5
5.6	6.00	370.6	15.9	3820.5	8261.9	32.4	66.0	51.4	51.5	51.5
5.8	6.35	383.8	16.8	4042.8	8643.7	34.3	71.1	53.5	53.6	53.6
6.1	6.80	403.7	18.0	4399.8	9245.5	37.4	79.5	56.9	56.9	56.9
6.3	7.20	416.9	19.0	4651.8	9661.3	39.5	85.6	59.2	59.2	59.2

Tabla III.1 t_i tiempo , $I_e(t_i)$ corriente eléctrica experimental , $Q(t_i)$ carga eléctrica acumulada , $F(t_i)$ valor de la función experimental II.3.9 , $P_o(t_i)$ Polarización inducida por las cargas , $A(t_i)$ valor de la función experimental II.3.15 , $E_e(t_i)$ valor experimental de III.1.2 , $E_3(t_i)$ valor del polinomio de grado 3, $E_4(t_i)$ valor del polinomio de grado 4. Punto i

32

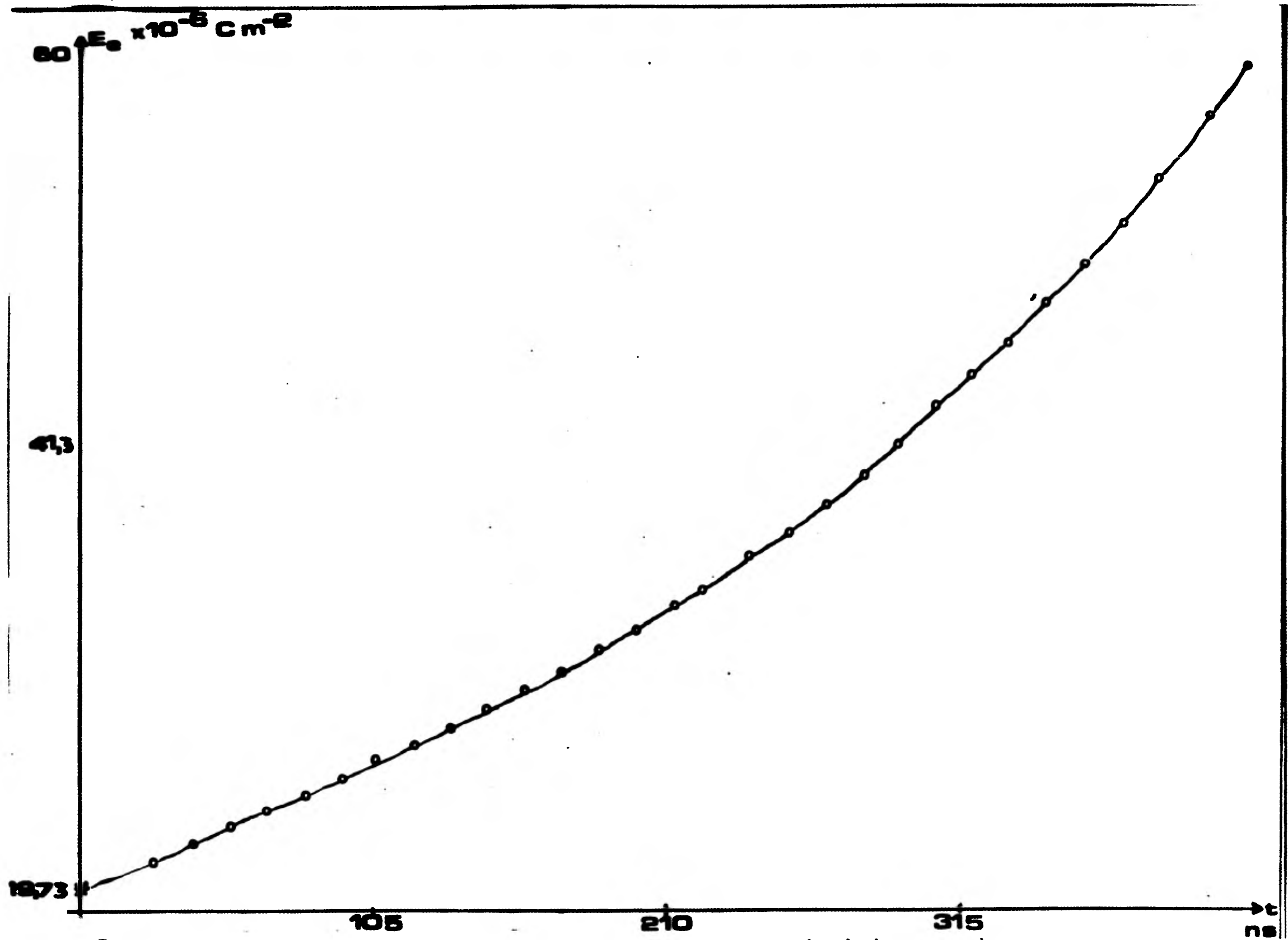


Figura III.2 La gráfica presenta los resultados de $E_e(t_i)$ (puntos) y los correspondientes valores de $E(t_i)$ (línea continua) obtenidos mediante el polinomio de cuarto grado (ajustado por mínimos cuadrados de $E_e(t_i)$).

32-9

Grado del polinomio	Coeficientes del polinomio .	
3	$E_0 = 19.646 \times 10^{-6}$	c. m^{-2}
	$E_1 = 57.987$	$\text{c. m}^{-2} \text{ s}^{-1}$
	$E_2 = -28.115$	$\text{c. m}^{-2} \text{ s}^{-2}$
	$E_3 = 279.315$	$\text{c. m}^{-2} \text{ s}^{-3}$
4	$E_0 = 19.668 \times 10^{-6}$	c. m^{-2}
	$E_1 = 57.252$	$\text{c. m}^{-2} \text{ s}^{-1}$
	$E_2 = -21329 \times 10^6$	$\text{c. m}^{-2} \text{ s}^{-2}$
	$E_3 = 256.196 \times 10^{12}$	$\text{c. m}^{-2} \text{ s}^{-3}$
	$E_4 = 26.059 \times 10^{18}$	$\text{c. m}^{-3} \text{ s}^{-4}$

P6 Las desviaciones típicas de los polinomios ajustados respecto de los valores experimentales de $E_e(t_i)$ son :

34.7×10^{-8}	para el polinomio grado	2
4.25×10^{-8}	" " " "	3
4.16×10^{-8}	" " " "	4

es fácil observar a través de los valores de la desviación típica, que el polinomio que más se ajusta a los valores experimentales de $E_e(t_i)$ es el de grado 4 aunque el de tercer grado ya da una buena aproximación. La gráfica de $E_e(t_i)$ y la del polinomio de grado 4 se muestran en la figura III.2. La diferencia entre la estimación gráfica $E_e(0+) = 19.73 \times 10^{-6} \text{ C/m}^2$ con la obtenida con el coeficiente $E_0 = 19.67 \times 10^{-6} \text{ C/m}^2$ del polinomio de cuarto grado es de : $0.062 \times 10^{-6} \text{ C/m}^2$ que es del mismo orden de la desviación típica entre los valores de-

$E_e(t_i)$ y los correspondientes al polinomio de grado 4 . De este resultado se sigue nuestra afirmación :

" El método permite evaluar ΔP sin hacer ajustes de parámetros "

III.4 EL SALTO DE POLARIZACION Y SU DEPENDENCIA EN LA VELOCIDAD DE LA ONDA DE CHOQUE .

Los resultados obtenidos para ΔP , utilizando el procedimiento delineado en la sección III.2 figuran en la tabla III.2 , con los valores correspondientes de la velocidad de choque . La gráfica de estos datos aparece en la figura III.3 Todos estos datos fueron obtenidos por ajuste de un polinomio de grado 4 a cada uno de los experimentos .

EXPERIMENTO	COEFICIENTE E_0 $\times 10^{-6} \text{ C/m}^2$	VELOCIDAD DEL FRENTE DE CHOQUE m/s
E1	19.7	4749
E2	16.1	4636
E3	15.0	4533
E5	10.1	4375
E6	9.9	4331
E7	6.0	4219
E8	6.8	4185
E9	4.9	4136
E12	2.4	4037
E14	8.4	4352
E16	3.6	4142

Tabla III.2 Resultados obtenidos por mínimos cuadrados para el coeficiente E_0 de los polinomios de grado 4 para cada experimento . También se muestran las velocidades de choque correspondientes .

Hemos presentado nuestros resultados en función de la velocidad de choque por dos motivos :

1.-La velocidad de choque es una variable medida directamente en esta serie de experimentos .

2.-Identifica el estado alcanzado en el dieléctrico por la onda de choque ,siempre y cuando el estado inicial sea el mismo .

Los resultados obtenidos por el nuevo método expuesto en esta tesis nos permitirán objetivizar las bondades del mismo en confrontación con el método propuesto por F.E.Allison .

Al graficar los resultados observamos que estos se acumulan razonablemente alrededor de una recta . El ajuste por mínimos cuadrados tiene por ecuación :

$$E_o(U) = 2.427 \times 10^{-8} U - 9.589 \times 10^{-5}$$

las unidades de los coeficientes son :

para la pendiente Ce/m^3 .

para la ordenada al

origen C/m^2 .

La desviación típica de los resultados experimentales respecto a los valores correspondientes a los de la recta de regresión-

es : $\sigma_{E_{oe} E_o} = 0.84 \times 10^{-6} C/m^2$

El valor del coeficiente de correlación entre las variables es de 0.989 ,resultado bastante significativo para permitirnos trabajar las variables a través de la relación lineal obtenida mediante el ajuste por mínimos cuadrados .

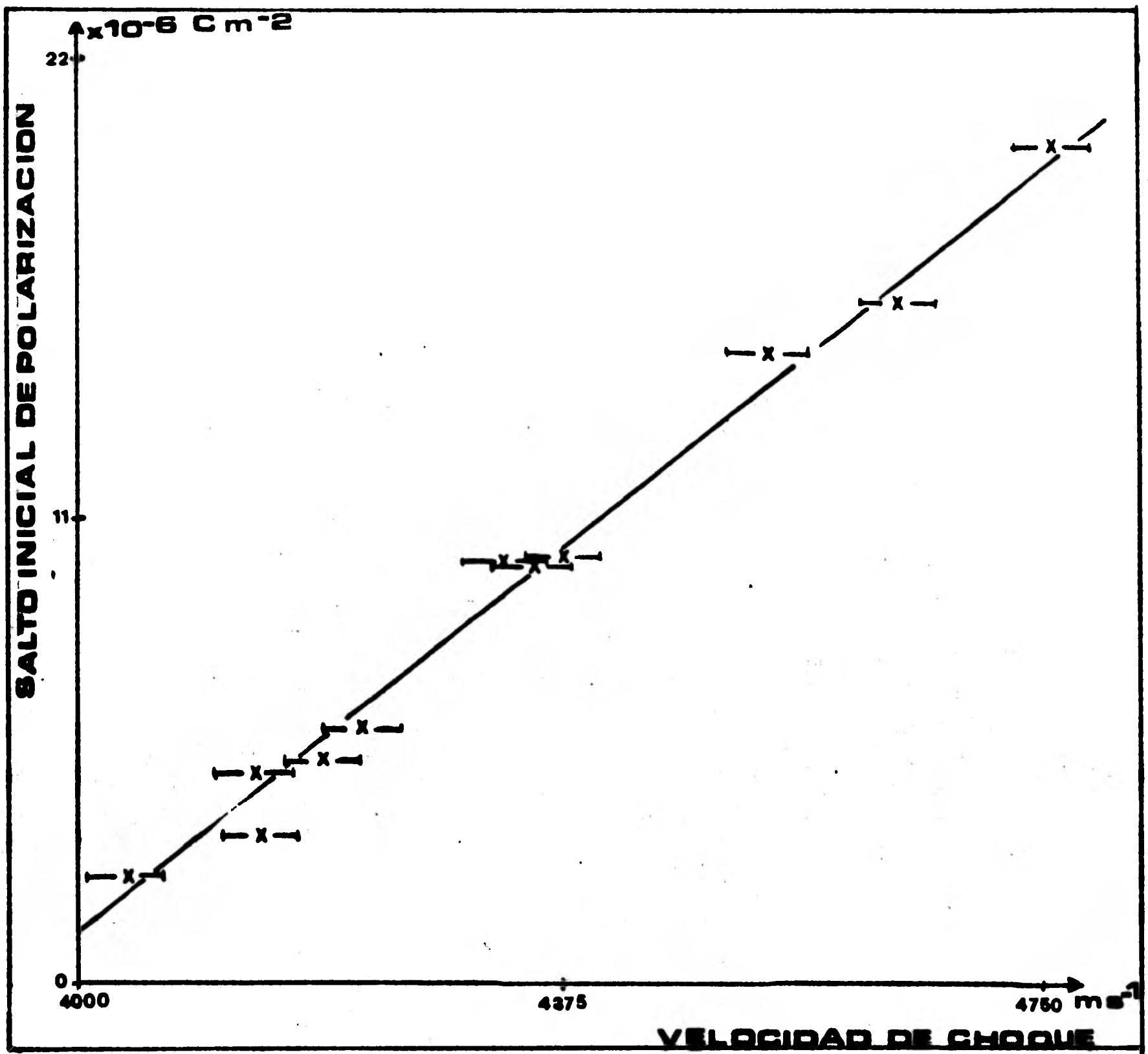


Figura III.3 Gráfica de $E_0 (U_i)$, $E_0 (U_i)$ representa el salto de polarización del i -ésimo experimento , siendo U_i la velocidad de choque , E_0 coeficiente de orden cero - este coeficiente representa el salto de polarización ΔP . Los segmentos representan la incertidumbre en la velocidad del frente de choque . La región sombreada define la dispersión de los valores de E_0 respecto de los valores correspondientes a la recta de regresión .

III.5 CONCLUSIONES .

El análisis estadístico muestra que los resultados experimentales se colocan dentro de la precisión experimental a lo largo de una recta con factor de correlación de 0.989 . La precisión con la que puede medirse la velocidad del frente de choque es de $U_0 = 30 \text{ m/s}$ que se traduce en un segmento horizontal de 1.2 cm. de longitud . Respecto de la exactitud con que determinamos el valor de $E_0 (P)$ no podemos hacer una estimación dado que intervienen muchas variables : desde la correcta localización del origen y la duración del experimento , hasta las operaciones realizadas con la treintena de parejas de datos experimentales ; sin olvidar que el tiempo de respuesta del osciloscopio es del orden de 7 ns , lo que significa para nosotros el privarnos de información en el intervalo más significativo del experimento : los primeros nanosegundos .

Con todo , la determinación de un valor particular de E_0 para un mismo experimento resulta reproducible siempre y cuando el origen y la duración total del experimento se mantengan fijos .

Nuestra mejor estimación de la precisión de los valores de E_0 la tomamos a posteriori : de la dispersión de resultados experimentales alrededor de la recta de regresión y que corresponde a una desviación típica de $0.84 \times 10^{-6} \text{ C/m}^2$ que se traduce a un segmento de 1.2 cm de longitud en la gráfica III.3 . Dado que el ajuste gráfico de E_0 coincide prácticamente con el valor ajustado por mínimos cuadrados , podemos decir que este último no es indispensable pudiendo dejar de lado el ajuste de un polinomio . Nosotros hemos presentado los ajustes polinomiales por ser más reproducibles .

El hecho más sobresaliente en nuestros resultados es el que éstos se acumulen alrededor de una recta . Los estudios anteriores realizados con la teoría de Allison muestran que los saltos de polarización inducida por el frente de choque crecen mucho más rápido - que la velocidad del choque (Ref.2 y 6) . No pensamos que una recta sea mejor : sólo se trata de un resultado diferente . La reproducibilidad de los valores calculados para ΔP es un buen apoyo al acercamiento que hemos propuesto además de no ~~incursión~~ los defectos de la teoría de Allison que señalamos anteriormente . Tampoco es correcto comparar los valores de P_{cho} de Allison con nuestra ΔP ya que no representan lo mismo , sin embargo , conceptualmente están intimamente ligados : en ambos casos se trata de la discontinuidad de la polarización a través del frente de choque . De las posibles continuaciones de éste trabajo nos permitimos señalar dos exclusivamente :

Manipulación de los resultados experimentales para obtener propiedades dieléctricas del material sometido a la acción del choque como función de la presión .

La medición explícita de la conductividad eléctrica por detrás del frente de choque , precedida de un planteamiento teórico .

REFERENCIAS

- 1 R.J. EICHELBERGER y G.E. HAUVER
SOLID STATE TRANSDUCERS FOR RECORDING OF INTENSE
PRESURE PULSES . COL. INERN CNRS, PARIS, p.363 ,1962 .
- 2 G.E. HAUVER
J.APPL. PHYS. VOL 36, p2113 , 1965 .
- 3 F.E. ALLISON
J. APPL. PHYS. VOL.36 , p 2111 , 1965 .
- 4 DE ICAZA HERRERA M.
THESE 3 EME CYCLE - POITIERS , 1976 .
- 5 G.E. HAUVER
BRL. TECHNICAL NOTE 1356 , 1960 .
Se menciona en la Ref. 3 .
- 6 DE ICAZA HERRERA M. ,MIGAULT A. ,JACQUESSON J.
CR. ACAD. Sc. PARIS , t 284 ,p 503-531 ,1977 .
- 7 R.P. FEYNMAN , R.B.LEIGHTON , M. SANDS.
THE FEYNMAN LECTURES ON PHYSICS . VOL II . 1964 .

Agradecer es algo que tiene su significado propio en el corazón de quien lo hace , por esta razón quisiera agradecer al Dr. Miguel de Tcaza Herrera la paciencia mostrada en la dirección de este trabajo y por sus consejos a lo largo del tiempo que duró su elaboración , al Dr. Fernando Prieto Calderón a la Fís. Claude Thions de Renero , al M.en C. Eduardo Carrillo Hoyo y al Fís. Andrés Porta Contreras por sus consejos y aportaciones en el proceso de revisión . A la Q.F.B. Consuelo Ortiz de Thomé por el apoyo brindado en el tiempo y facilidades que me permitieron terminar este trabajo , al Profesor Javier Guillén Anguiano por sus finas atenciones . Estoy profundamente agradecido , gracias , muchas gracias .

Hugo Alvarado Monterrubio .

A handwritten signature in dark ink, appearing to read 'Hugo Alvarado Monterrubio', is written over a large, stylized 'X' mark that has been drawn across the page.

1981