

MEDIDA DEL TIEMPO DE COLAPSO DE VOLTAJE EN EL
ROMPIMIENTO ELECTRICO DE KBr.

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:
F I S I C O
P R E S E N T A
MAURILIO RAMIREZ LEON



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 mis Padres

A mi Hermana

A mis amigos y maestros

INDICE

	Pág.
INTRODUCCION.	1
CAPITULO I. ALGUNAS TEORIAS SOBRE ROMPIMIENTO ELECTRICO DE SOLIDOS.	3
CAPITULO II. EXPERIMENTOS SOBRE LA DEPENDENCIA DEL ROMPIMIENTO ELECTRICO DE SOLIDOS CON EL TIEMPO.	30
CAPITULO III. TECNICA Y PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.	53
CAPITULO IV. RESULTADOS E INTERPRETACION DE TRAZAS.	76
CONCLUSIONES.	83
APENDICE.	85
REFERENCIAS.	89
FIGURAS Y PLACAS.	94

Mi sincero agradecimiento al Dr. Alonso Fernández por la dirección de esta tesis, al Dr. Fernando Alba Andrade, Director del Instituto de Física de la U.N.A.M., por las facilidades prestadas, al Fís. Hector Riveros R., por sus valiosas indicaciones y a mis compañeros de trabajo por su valiosa ayuda.

Asimismo agradezco a la Comisión Nacional de Energía Nuclear y al Centro de Materiales de la U.N.A.M. por la ayuda económica otorgada para la realización de este trabajo.

INTRODUCCION

El tema de rompimiento eléctrico en sólidos se ha venido investigando desde hace unos 40 años, se ha realizado mucho trabajo experimental y teórico pero actualmente todavía existen muchos problemas y la situación no es clara.

A pesar de la gran cantidad de trabajo realizado, existe poca información acerca de la dependencia de los procesos formativos con el tiempo en el rompimiento eléctrico de sólidos. En los últimos años se han realizado algunas investigaciones que utilizan métodos sofisticados para obtener tal información.

Cuando a un dieléctrico sólido se le aplica un voltaje suficientemente alto pierde sus propiedades aislantes y el voltaje a través de él cae a cero. Esta caída o colapso de voltaje se efectúa en un cierto tiempo y las medidas que se han realizado establecen un valor del orden de 10^{-8} s. lo cual implica una velocidad de propagación de la descarga de 10^6 cm/s. Las pocas medidas que se han hecho no son muy confiables pues para medir tiempos tan pequeños se presentan muchas dificultades y errores experimentales.

Debido a que el tiempo de colapso es muy pequeño, la mayoría de los investigadores piensan que la descarga en el rompimiento eléctrico de sólidos es un fenómeno electrónico, pero el criterio no está unificado y algunos investigadores proponen fenómenos distintos. Por lo anterior es conveniente realizar medidas más precisas del tiempo de colapso, las cuales ayudarán a aclarar que tipo de fenómeno ocurre en la descarga. El objeto de esta tesis es precisamente medir el tiempo de colapso de voltaje en el rompimiento eléctrico de un dieléctrico sólido tal como un cristal de KBr.

En esta tesis se hace una breve exposición de algunas de las teorías sobre rompimiento eléctrico de sólidos y de lo que se sabe experimentalmente sobre la dependencia de dicho fenómeno con el tiempo. A continuación se plantea el problema de la medida del tiempo de colapso de voltaje, la técnica empleada y los resultados obtenidos con ella.

CAPITULO I

En este capítulo se hace una revisión somera de algunas de las teorías más importantes sobre rompimiento eléctrico y de algunos de los experimentos cuyos resultados pueden apoyar, contradecir o no tener explicación con las teorías mencionadas. Realmente mucho de la exposición está al rededor del concepto de rompimiento eléctrico intrínseco el cual está actualmente a discusión. Por lo anterior primero se menciona como era este concepto hace unos 20 años y después se presentan los resultados experimentales posteriores y las teorías intrínsecas o no intrínsecas que se han desarrollado. Se le da preferencia a los resultados sobre la dependencia del fenómeno de rompimiento eléctrico con el tiempo.

En la monografía realizada por Whitehead (1), sobre rompimiento eléctrico en sólidos, se presenta el estado de conocimiento hasta 1950. Otra revisión contemporánea de la anterior fué la realizada por Chuenkov (2). En estas revisiones se especifican los diferentes tipos de rompimiento eléctrico, a saber: químico, electromecánico, térmico e intrínseco. Con respecto a este último se llega al resultado de que el campo eléctrico necesario para rompimiento es una "constante" de las substancias y experimentalmente resulta ser independiente de:

- a) El espesor de la muestra
- b) La naturaleza de los electrodos
- c) La forma del voltaje aplicado
- d) El ambiente que rodea a la muestra

pero sí depende de la temperatura.

Whitehead pensaba que el rompimiento eléctrico intrínseco se justificaba adecuadamente con las primeras teorías de Fröhlich (3, 4) aunque existían algunas dudas. Posteriormente algunos de los hechos que se presentan en este capítulo hacen que algunos investigadores consideren insatisfactorio este concepto de rigidez (campo) eléctrica intrínseca.

Inicialmente Von Hippel (5) propuso que el rompimiento eléctrico en sólidos es el resultado de la producción de avalanchas electrónicas debidas a ionización por impacto electrónico. Posteriormente Fröhlich propuso una teoría de ionización por impacto, la cual difiere esencialmente de la de Von Hippel en la condición empleada para rompimiento.

Las teorías de Fröhlich (3, 4) y Von Hippel (5) son realmente intrínsecas, ya que predicen que la rigidez eléctrica no depende de la naturaleza del cátodo, ni del espesor de la muestra, ni de la forma de onda del voltaje aplicado. El contenido básico de estas teorías se puede dar en la siguiente manera.

En general las teorías de rompimiento intrínseco predicen un incremento catastrófico en el número de electrones de conducción cuando el campo aplicado excede un cierto valor, este valor es llamado la rigidez eléctrica intrínseca del dieléctrico. A temperatura ambiente en un dieléctrico existen algunos electrones libres los cuales pudieron ser producidos térmi-

camente, ópticamente o bajo la acción de un campo eléctrico intenso. Cuando hay impurezas en la estructura regular de un dieléctrico cristalino generalmente se producen otros niveles de energía cercanos a la banda de conducción, facilitando las transiciones de los electrones. Si se aplica un campo eléctrico a un dieléctrico, los electrones de la banda de conducción adquieren energía debida a este campo, sin embargo, pueden perderla por interacciones con otros electrones, por interacciones electrón-fonón y, en cristales con impurezas, por colisiones con átomos extraños o con imperfecciones de la red. A campos menores que el de rompimiento, la rapidez promedio de ganancia de energía de los electrones de conducción del dieléctrico es igual a la rapidez promedio de pérdida de energía de ellos. Si la rapidez de pérdida de energía no balancea la rapidez de ganancia para algún valor del campo F_b , incrementándose la densidad de electrones por ionización por colisión, entonces para este campo dicen que ocurre rompimiento. Las diferentes teorías de rompimiento eléctrico intrínseco resultan del modo en que este campo eléctrico se determina.

La forma de la curva que relaciona la rapidez de pérdida de energía de los electrones con la red en función de la energía del electrón para un cristal puro, en el cual se supone que la densidad de electrones de conducción es tan baja que es poco probable que se efectuen colisiones interelectrónicas, se muestra en la Fig. 1 .

Para propósitos de comparación, en la misma Fig. 1 se grafica la rapidez promedio de ganancia de energía del electrón para varios valores del campo aplicado F . Para un campo tal como F_H o mayor, la -

rapidez promedio de ganancia de energía excede a la rapidez de pérdida para todas las energías de los electrones. Von Hippel (5) propuso esto como criterio para rompimiento y es conocido como el criterio de baja energía. Posteriormente Callen (6) usó este criterio para calcular la rigidez eléctrica de los halogenuros alcalinos. Sin embargo, este criterio se juzgó muy estricto e improbable para aplicarse ya que requiere que los electrones de todas las energías sean acelerados hasta la energía de ionización. Se puede notar que para campos menores que F_H , tal como F_2 , los electrones de energía E_2 son estables mientras que los de energía E'_2 son inestables y a medida que la energía del electrón excede a E'_2 , ganará energía continuamente. Las curvas mostradas en la Fig. 1 representan la conducta promedio de los electrones y un electrón puede, por azar, alcanzar una energía mayor que E'_2 . Esto resultaría en una inestabilidad a menos de que en la unidad de tiempo, el número de colisiones ionizantes pueda ser balanceado por un número -- igual de procesos de recombinación. Fröhlich propuso que F_1 , el campo -- justamente capaz de acelerar los electrones de energía I , es el más alto en el cual es posible un balance entre el proceso de ionización y de recombinación. (3).

El criterio propuesto por Fröhlich se conoce con el nombre de "alta energía". Es claro que el criterio de "baja energía" establece los valores altos para el campo de rompimiento y el criterio de "alta energía" establece los bajos (alrededor del 60% del anterior). Las fórmulas que resultan para el cálculo de la rigidez eléctrica, basadas en los criterios citados, son elaboradas pero están dadas en términos de cantidades medibles y

solamente es dudoso el valor de la masa efectiva de los electrones de conduc
ción.

Uno de los resultados principales de la teoría de Fröhlich (3) es que predice un gradiente positivo de la rigidez eléctrica con respecto a la temperatura. Sin embargo, en un trabajo posterior Fröhlich (4) establece - que su teoría anterior es correcta solo bajo una temperatura crítica T_c . Esta temperatura es definida de tal modo que sobre T_c la densidad de electrones (en campos intensos) es tan alta que las colisiones mutuas entre elec
trones (en campos intensos) es tan alta que las colisiones mutuas entre elec
trones son más frecuentes que las colisiones entre electrones y las vibracio
nes de la red. En la presencia de campos eléctricos externos intensos, lo anterior conduce a una distribución de equilibrio de los electrones a una tem
peratura T , la cual es mayor que la temperatura T_0 de la red y el incremen
to de la temperatura electrónica con el campo lleva a desviaciones de la ley de Ohm, además, T , aunque mayor, tiene siempre el mismo orden de mag
nitud que T_0 . La temperatura electrónica está determinada por el balance de energía, de manera que la razón de transferencia de energía del campo a los electrones debe ser igual a la de los electrones a las vibraciones de la red y para calcular esta última transferencia de energía se consideran tanto a los electrones en los niveles de conducción como a los que están atrapados en los niveles de energía correspondientes a las imperfecciones de la red.

Fröhlich (4) demuestra que se puede alcanzar equilibrio sola
mente si el campo aplicado está bajo un campo crítico F^* . Para campos mayores, la temperatura electrónica T , sube uniformemente hasta que el cristal se rompe y encuentra que F^* decrece exponencialmente con el -

incremento de la temperatura de la red.

Lo anterior lo lleva a la conclusión de que deben distinguirse dos tipos de rompimiento eléctrico caracterizados por la dependencia con la temperatura. Uno está determinado por un coeficiente de temperatura positivo debido a la interacción electrón-fonón, siendo conocido como rompimiento en "baja temperatura", y el otro, caracterizado con un coeficiente de temperatura negativa, debido a la interacción electrón-electrón, siendo conocido como rompimiento en "alta temperatura". En el primer caso el campo de rompimiento está determinado por la trayectoria media libre de los electrones rápidos, y como esto puede calcularse cuantitativamente, es posible un cálculo cuantitativo del campo de rompimiento. En el segundo caso debe ser considerada la conducta colectiva de los electrones, la cual, en gran parte está determinada por los electrones térmicos lentos. Sin embargo, Fröhlich (4) no obtuvo el valor teórico cuantitativo del campo de rompimiento por lo que sugería que la principal prueba de su teoría radicaba en la comparación con los experimentos de la dependencia de la rigidez eléctrica con la temperatura.

Los experimentos iniciales indicaban que la rigidez eléctrica variaba de manera consistente con las dos teorías de Fröhlich, estando la temperatura de transición entre los 50°C y los 150°C. Sin embargo, existía duda sobre la causa del rápido decrecimiento de la rigidez eléctrica en la región de "alta temperatura" y Whitehead admitía que este efecto no había sido asociado definitivamente con el mecanismo de "alta temperatura" de Fröhlich.

Las teorías anteriores no consideran específicamente la conexión entre la rigidez eléctrica y la dirección cristalográfica del campo aplicado. Como este tema es suficientemente complejo y el objeto de esta tesis versa sobre la dependencia en el tiempo del fenómeno de rompimiento, se dan algunas referencias claves (1, 7, 8, 9), en las que se analiza el estado de conocimientos en la época aquí considerada, además de proporcionar los desarrollos posteriores. Sin embargo, en conexión con el efecto direccional es conveniente dar la opinión expresada por Von Hippel (5) de que el rompimiento resulta del desarrollo de una avalancha electrónica, la cual, después de haber alcanzado un cierto tamaño, causa que el material, a lo largo de su camino, se funda y forme un plasma conductor a través del cual se transmite el voltaje aplicado al extremo de la avalancha, estableciendo en su vecindad un campo eléctrico divergente muy intenso. Los electrones serán acelerados por este campo en todas las direcciones, pero si experimentan menos fricción en una dirección que en otras, primero ocurrirá ionización en esta dirección y el plasma se extendera preferencialmente aunque la rigidez eléctrica sea isotrópica. Posteriormente, Davisson (7) sugirió que el canal de descarga puede ser causado por algún factor diferente a la inestabilidad electrónica inicial y que parece que sus direcciones tienen, de acuerdo a las teorías de Fröhlich, un origen secundario. Davisson hace notar que el canal de descarga parece ser la culminación del proceso de rompimiento, después de que la inestabilidad electrónica inicial pueda haber dado lugar a efectos secundarios, posiblemente de naturaleza: térmica, mecánica, iónica o electrónica, y no puede suponerse que posean las mismas propiedades direccionales que la --

inestabilidad inicial.

De acuerdo con Fröhlich (3), el criterio para rompimiento está dado por la condición de que los electrones con una energía un poco menor que la de ionización ganen energía del campo y liberen nuevos electrones. Este proceso requiere una cierta cantidad de tiempo que decrece conforme se incrementa el campo eléctrico aplicado. Si el dieléctrico es suficientemente grueso de manera que la mayoría de electrones rápidos deban emplear un tiempo en el dieléctrico mayor que el mínimo necesario para ganar la energía requerida, entonces, el período de aceleración sólo contribuye a un retraso de tiempo para el rompimiento y la rigidez eléctrica no será afectada. No obstante, si el dieléctrico es muy delgado, puede ser necesario incrementar el campo aplicado más allá del valor correspondiente a muestras gruesas para que los electrones puedan ser más rápidamente acelerados y ganen una energía mayor que I antes que se pierdan en el ánodo. Admitir la teoría de Fröhlich presupone la aparición al azar de electrones rápidos, pero si se consideramos solo la variación de la rigidez eléctrica con el espesor, un cálculo más simple que no considera la distribución de energía electrónica (1) puede darla. Se encuentra que la rigidez eléctrica crece con el decrecimiento del espesor y esto debería ser verdadero tanto en la región de alta como de baja temperatura. Esta dependencia con el grueso se verifica en algunas sustancias para muestras con un espesor menor que 10^{-5} cm.

Parece ser que los primeros experimentos que se realizaron, al menos con halogenuros alcalinos, el grueso de las muestras estaba determinado por consideraciones de conveniencia experimental y fue generalmente

aceptado que la rigidez eléctrica intrínseca, como una característica constante del material, era independiente del espesor de la muestra.

Whitehead hizo notar en su libro el pobre estado de conocimientos acerca de la magnitud y naturaleza de los tiempos de retraso en el rompimiento intrínseco de sólidos dieléctricos. Establece que algunos investigadores concuerdan en que en condiciones donde se puede esperar rompimiento intrínseco, la rigidez eléctrica no es afectada por el tiempo de aplicación del campo eléctrico hasta un período mínimo del orden de un microsegundo, pero debe admitirse que incrementos entre 10 y 20 % de 100 μ s. a 1 μ s. han sido observados en ocasiones sin que una explicación clara se haya establecido. Al considerar tiempos cortos debe hacerse una distinción entre rompimiento cuando el voltaje está aún subiendo rápidamente y rompimiento cuando el voltaje ha alcanzado o pasado su valor de cresta y está bajando lentamente. Con respecto a esto último, Lehmann encuentra que la rigidez eléctrica incrementa con el incremento en la pendiente del frente de onda para rompimiento sobre este frente si el tiempo de aplicación es menor de unos 10^{-7} s, establece que la rigidez eléctrica para rompimiento sobre la meseta del impulso decrece a medida que crece la pendiente del frente, Borel concluye que hay un incremento en la rigidez eléctrica cuando la integral total de tiempo del voltaje aplicado es menor que un cierto mínimo, Von Hippel y Alger (10) encuentran en KBr, a temperatura ambiente, que para pulsos con subida lineal hasta el voltaje de rompimiento, la rigidez eléctrica tiene un mínimo para pulsos de duración alrededor de 10^{-5} s, y cuando el voltaje aplicado sube más rápido, la rigidez eléctrica también sube, incrementándose en un

40% cuando el tiempo para rompimiento se ha reducido a 2×10^{-8} sec. Plessner (11) indica un decrecimiento en la rigidez eléctrica con el incremento en la duración del pulso en pruebas con pulsos repetidos, además, la influencia de la duración del pulso incrementa con el decrecimiento del espesor, pero no consistentemente.

Whitehead también menciona que puede haber un tiempo de retraso "estadístico" además de un tiempo de retraso "formativo", pero que el experimento de Inge y Walther muestra que el tiempo de retraso no es afectado por el número de electrones libres producidos por irradiación con rayos X o luz ultravioleta. Considera que, por los experimentos mencionados en el párrafo anterior, lo único que posiblemente puede decirse es que el tiempo total de retraso no excede el orden de 10^{-7} s, y es probablemente menor con muestras delgadas. En las teorías de rompimiento electrónico se supone la existencia de electrones libres debidos a absorción de radiación, agitación térmica, imperfecciones del cristal, y para campos del orden de 10^6 v-cm⁻¹ bajo el campo de rompimiento, por emisión del cátodo. Estos electrones son proporcionados mucho más efectivamente que en el caso de gases. Incrementando su número más allá de cierto valor ni afectaría la rigidez eléctrica ni el tiempo de retraso, de manera que el tiempo de retraso estadístico, el cual es característico de los gases, es menos probable. También acepta que el rompimiento condicionado no afecta la rigidez eléctrica aunque Lehmann menciona un incremento del 6 % en ella.

En un cristal se puede suponer que el tiempo mínimo de retraso es el requerido para acelerar un electrón, sin que efectúe colisiones con la red, a una velocidad correspondiente a la energía de ionización I. Si $I \sim 10$ ev.,

la velocidad del electrón es $1.88 \times 10^6 \frac{m}{s}$. El tiempo t_0 requerido para que alcance esta velocidad en un campo $F \sim 10^6$ v/cm, del orden del de rompimiento, es alrededor de 10^{-14} s. La cantidad t_0 se refiere solamente a un electrón en una trayectoria libre no menor que 10^{-6} cm. El intervalo de tiempo en el cual se espera que un electrón promedio tenga al menos una trayectoria libre adecuada es $t_0 e^{\frac{t_0}{\tau}}$ (4) donde τ es el tiempo de relajación de los electrones. Como τ está entre 10^{-13} y 10^{-15} s el tiempo de retraso puede ser a lo mucho

$$10^{-14} \exp\left(\frac{10^{-14}}{10^{-15}}\right) = 10^{-14} e^{10} \approx 2 \times 10^{-10} \text{ s.}$$

Para cristales imperfectos, Simpson (12) ha desarrollado una teoría basada en el crecimiento de la temperatura electrónica sobre la temperatura del sólido. Bajo el campo de rompimiento es posible la estabilidad térmica, pero para campos al valor de rompimiento o mayores las condiciones son inestables y la temperatura electrónica sube indefinidamente. La rapidez con la cual ocurre esto último depende del calor específico de los electrones. Simpson señala que el calor específico de los electrones de conducción es pequeño comparado con el de los electrones atrapados. El tiempo para rompimiento puede ser considerado como el tiempo para que la temperatura electrónica llegue a infinito, siendo el tiempo infinito cuando el campo aplicado es exactamente igual al de rompimiento pero se hace finito con un sobrevoltaje pequeño. El resultado es que el tiempo para rompimiento debería estar entre 5×10^{-10} y 5×10^{-12} s. Comparando este resultado con el del párrafo anterior, el límite superior no difiere mucho, pero para la mayoría

de los valores de τ , el tiempo de retraso, de acuerdo con Simpson, es un orden de magnitud mayor, de hecho es del orden del tiempo de relajación de los electrones atrapados. Los tiempos de retraso teóricos son muy pequeños y no involucran ningún tiempo de retraso estadístico asociado con la emergencia de electrones libres convenientes en la parte apropiada del campo.

Las teorías solo determinan el tiempo requerido para la producción de un número de electrones rápidos con altas energías y excluyen el tiempo requerido para la propagación de la avalancha electrónica, así que el espesor de la muestra no figura de manera natural.

Whitehead establece que la evidencia experimental es inadecuada y que son necesarias técnicas especializadas para explorar el problema. El primer estado del proceso de rompimiento teórico es probablemente imposible de observarse eléctricamente y lo mismo puede decirse para los últimos estados de la avalancha debido a fuertes corrientes capacitivas, las cuales pueden implicar una discriminación de varias órdenes de magnitud con respecto a las corrientes de descarga. Las corrientes capacitivas o de desplazamiento pueden discriminarse de las corrientes electrónicas porque las primeras dependen de las variaciones del campo y las segundas de la magnitud del campo. Métodos de observación indirecta, tal como el óptico y otros, pueden ser más provechosos para esclarecer los estados mencionados. Además, si se presenta el fenómeno de carga espacial se introduciría un efecto en el tiempo. La hipótesis de carga espacial a menudo ha sido o apoyada o contradicha.

Se han hecho varias observaciones interesantes sobre el carácter fluctuante de las corrientes en dieléctricos sometidos a campos altos.

Varios investigadores han mencionado cualitativamente la naturaleza no estacionaria de las corrientes observadas justamente antes del rompimiento. Sin embargo, no hay suficiente evidencia como para que estas fluctuaciones puedan ser descritas como una propiedad intrínseca del sólido independiente de las condiciones experimentales o de las técnicas de medida. Von Hippel (13) observó corrientes del orden de 10^{-9} a 10^{-8} amp. en halogenuros alcalinos cuando se someten a campos un poco menores que el necesario para producir rompimiento. Encontró que las corrientes de pre-rompimiento crecen a medida que el campo crece y que la corriente de rompimiento aparece como una discontinuidad en estas corrientes. Haworth y Bozort (14) encontraron que las corrientes de pre-rompimiento en vidrio son muy ruidosas, es decir, la corriente ocurre en pulsos cuya magnitud crece conforme aumenta el campo, además el tamaño de las avalanchas electrónicas varía exponencialmente con la intensidad del campo. El comportamiento ruidoso de las corrientes de pre-rompimiento ha sido también observado por otros investigadores (13, 15).

En conexión con el rompimiento parcial, el que se logra cuando por diferentes técnicas no se desarrolla completamente el canal de descarga en la muestra, Whitehead (1) señala que la evidencia experimental es incompleta como para aclarar el mecanismo de descarga y formula la pregunta siguiente. ¿Necesariamente la avalancha electrónica involucra rompimiento completo, o debe alcanzar una cierta corriente, o debe pasar un "ataque" de respuesta por el canal, formado probablemente por átomos ionizados producidos por la misma avalancha?. Parece ser que las pruebas de rigidez

eléctrica no han sido efectuadas con una capacidad electródica menor que 1pF. y un voltaje aplicado menor de 1000 v. Como se ha mencionado que el tiempo para rompimiento no excede mucho a 10^{-7} s, es posible que cuando menos una corriente de 10 ma. circule por la muestra sin que se consuma co rriente de la fuente de voltaje. Ya que esta corriente representa un límite in ferior, bien puede ser que la corriente actual sea varios órdenes de magnitud mayor, comparable con la descarga gaseosa de baja resistencia. Von Hippel establece que en su "micro-método" la corriente externa puede ser limitada a unos cuantos microamperes, por lo que en rompimiento parcial con electrodos de muy alta resistencia, lo expuesto anteriormente puede significar que el rompimiento requiere algo más que la corriente transitoria de una avalan cha electrónica, la cual podría ser suministrada por la descarga de una capa cidad local, pero que cualquier corriente "que continúe" puede ser pequeña. La evidencia más bien pobre de la naturaleza discontinua de las corrientes de pre-rompimiento sugiere que pueden ocurrir avalanchas electrónicas de un caracter restringido sin deterioro permanente de las propiedades dieléctricas. También puede sugerirse que la avalancha electrónica es un fenómeno transitorio muy rápido que requiere comparativamente poca energía y una carga total pequeña aunque la corriente instantánea pueda ser bastante alta.

El rompimiento parcial puede también ser debido a un ahogam iento de una avalancha. Esto puede provenir de una caída en la intensidad del campo en un campo no uniforme, lo cual puede ser debido a un incremento efectivo de la rigidez eléctrica en una región amorfa o desordenada. Tambi én puede ocurrir rompimiento parcial porque la conductividad potencial -

del canal no sea desarrollada completamente de manera que puede llegar a ser una fibra de dieléctrico amorfo o aún reconstruirse el mismo. Este último tipo de rompimiento parcial puede ser debido a una limitación de la energía proporcionada al cristal ya sea por la energía almacenada en una capacidad local, por la corriente proporcionada por la fuente de voltaje o por una limitación en la duración del pulso de voltaje aplicado.

La rigidez eléctrica intrínseca se obtiene experimentalmente dividiendo el voltaje de rompimiento entre el espesor de la muestra, tácitamente se supone un campo uniforme. Este tipo de rompimiento se realiza cuando todos los otros tipos de rompimiento son excluidos y su logro solo puede ser inferido por la ausencia de las características conocidas de formas secundarias de rompimiento.

En la Fig. 2 se muestran los resultados experimentales, de acuerdo con varios investigadores, sobre la dependencia de la rigidez eléctrica con la temperatura para KBr. Solo las rectas punteadas corresponden a los valores teóricos, en un caso calculados de acuerdo con el criterio de alta energía de Fröhlich y en el otro de acuerdo con el criterio de baja energía de Von Hippel. Estos criterios establecen, respectivamente, los límites teóricos inferior y superior. A cualquier temperatura en la región de "baja temperatura", la dispersión de valores experimentales es mayor que la diferencia entre los valores teóricos extremos. Sin embargo, debe notarse que diferentes investigadores asignan significado a diferentes valores de la rigidez eléctrica, lo cual indica un amplio desacuerdo en las observaciones individuales. En algunos casos se establece el valor promedio, en otros

el valor máximo. Cooper et al. han establecido los valores mínimos y los investigadores rusos contemporáneos establecen el valor bajo el cual el 90% de las muestras se rompen. Raras veces se dan estadísticas completas y por lo tanto no puede hacerse una comparación rigurosa, pero la costumbre de seleccionar un valor particular indica un gran desacuerdo. También hay diferencias en las formas de onda del voltaje aplicado a la muestra para romperla, algunos investigadores prefieren un solo pulso de subida lineal suponiendo que no hay tiempos de retraso estadísticos y otros prefieren una serie de pulsos con meseta plana suponiendo que las muestras no son pre-condicionadas por la aplicación de los pulsos iniciales. Estas diferencias de la forma de onda no importarían si para los tiempos de aplicación del voltaje excediendo el tiempo total de rompimiento se logra rompimiento intrínseco. La conducta del KBr ilustrada en la Fig. 2 no es la única, y un cuadro similarmente caótico ocurre para KCl y NaBr, los cuales han sido frecuentemente investigados. Para darse cuenta de la dispersión de valores en la Fig. 3 se muestran los valores de la rigidez eléctrica de KBr en función de la duración del pulso aplicado a temperatura ambiente. Estos valores los obtuvo Vorob'ev (16) aplicando un solo pulso de voltaje de subida lineal y encontró un rango de variación de la rigidez eléctrica de KBr entre 0.5 Mv/cm y 1.1. Mv/cm. En la Fig. 4 se muestra la dependencia de la rigidez eléctrica de KI con la duración del voltaje aplicado tratada estadísticamente para diferentes valores de ψ . La cantidad ψ se establece de manera tal que, para cada valor de la duración del voltaje aplicado, el ψ por ciento de las muestras se rompen bajo el campo indicado. Cooper et al. (17) han realizado

observaciones similares usando KBr, KCl y NaCl, pero también realizaron experimentos para aclarar la causa de la excesiva dispersión. Los resultados de sus experimentos para el caso del KBr se ilustran en la Fig. 5 y Fig. 6. En la Fig. 5 se muestra el histograma de la variación de la rigidez eléctrica para muestras recocidas en aire por varias horas a una temperatura muy cercana al punto de fusión del material dejando después que se enfriaran muy lentamente hasta temperaturas ambiente y en la Fig. 6 se ilustra el histograma correspondiente a muestras sin tratamiento térmico. Comparando los dos histogramas se puede notar que el efecto del recocido es la reducción de la dispersión de los valores de rigidez eléctrica debida a la eliminación de los valores altos y a que los valores mínimos son los mismos, dentro del error experimental. También en la Fig. 5 se muestra el efecto del grueso de la muestra sobre la rigidez eléctrica. Lo que demuestra el experimento anterior es que los valores promedio y máximo, así como la dispersión de los valores de la rigidez eléctrica dependen de los tratamientos previos que afectan la estructura cristalina y puede esperarse que los defectos de esta última causen dispersión electrónica o atrapamiento de electrones dando como resultado una rigidez eléctrica más alta. En contraste con el experimento anterior, pero de acuerdo con él, Calderwood et al. (18) encontraron que cuando se ejerce presión mecánica sobre muestras recocidas, antes de la aplicación del voltaje, la dispersión de los valores de la rigidez eléctrica así como sus valores máximo y medio aumentan.

Vorob'ev (19) también encontró que la dispersión de los valores de la rigidez eléctrica es menor para cristales recocidos que para cristales no

recocidos, principalmente para cristales de la serie del potasio. Además, para estos últimos, entre menor es la energía de la red, mayor es la diferencia entre los valores de la rigidez eléctrica de muestras no recocidas y recocidas para $\psi = 90\%$. Se utilizaron muestras de 0.1 mm de espesor y la temperatura de recocido fue igual al 75 % de la temperatura de fusión del cristal. La rapidez de calentamiento y de enfriamiento fueron respectivamente de 1.5 y 0.3°C/min.

Sin embargo, es de notarse que, para el caso de KBr y KCl, la dispersión de valores es mayor de un 10 % por lo que es aparente que existen otros efectos al lado de los errores de medida los cuales son generalmente del 5 %. Otro efecto puede ser el electromecánico. Cuando la muestra se coloca entre los electrodos se desarrolla una presión mecánica sobre ella del orden de 1 kg.cm^{-2} , para campos cercanos al de rompimiento, esta presión es debida a las fuerzas electrostáticas entre los electrodos, las cuales pueden ser tan grandes como para causar deslizamiento. En este caso la estructura cristalina será modificada durante la aplicación del voltaje y la rigidez eléctrica estará finalmente determinada por la respuesta del cristal a la presión mecánica. Cooper y Wallace (20) realizaron un experimento para aclarar el efecto anterior y encontraron que para la mayoría de las muestras de KCl y NaCl usadas, el rompimiento de las muestras es precedido por deformación plástica. El campo de rompimiento F_b incrementaba con el campo mínimo F_d necesario para producir deformación. Cooper et al. suponen que F_d es una medida de la concentración inicial de dislocaciones. Encontraron que F_d variaba apreciablemente de muestra a muestra aún

después del recocido y proponen que los valores más significantes de la rigidez eléctrica para compararlos con la teoría están entre los valores bajos, los cuales están en completo contraste con los valores altos escogidos por Von Hippel y otros investigadores. El criterio de valores bajos supone que todas las otras fuentes de variación son pequeñas. Sin embargo, no hubo evidencia del efecto electromecánico para muestras recocidas de KBr, el cual posee relativamente baja rigidez eléctrica, por lo que la principal ventaja del recocido es que produce un grupo de muestras de conducta más uniforme. En cambio Kuchin (21) usó muestras sin tratamiento térmico en sus experimentos sobre la dependencia de la rigidez eléctrica con la temperatura para pulsos de diferentes duración. Menciona que el recocido de las muestras reduce la dispersión de los resultados pero no afecta el valor medio de la rigidez eléctrica y que como bajo la acción de un campo eléctrico externo de cierta intensidad puede ocurrir deformación plástica, principalmente cuando las muestras son sometidas a una serie de pulsos de voltaje antes del rompimiento, el recocido de las muestras no tiene mucho sentido ya que las muestras probadas para rompimiento siempre estarán deformadas.

Existen evidencia de que la rigidez eléctrica depende del espesor de las muestras en el rango de 10^{-1} a 10^{-4} cm. Los experimentos realizados sobre diferentes materiales muestran que, en general, la rigidez eléctrica aumenta conforme el espesor de la muestra se reduce a partir de 10^{-3} cm. y que disminuye a medida que el grueso aumenta a partir de 10^{-2} cm. Vorob'ev et al. (22) establecen que la rigidez eléctrica del NaCl, KCl, KBr decrece lentamente, esto también puede notarse en la Fig. 5 para el caso de KBr, además,

la dispersión de valores disminuye para las muestras gruesas. Cooper y Smith (23) encontraron que la rigidez eléctrica del NaCl decrece de 0.82 Mv/cm. a 0.7 Mv/cm. conforme el espesor aumenta de 2×10^{-2} cm. a 7×10^{-2} cm. Sin embargo, en muchos de los experimentos que se han realizado se han obtenido muestras delgadas de películas dieléctricas evaporadas y no es seguro que tales películas posean estructuras independientes de su espesor. Para muestras gruesas surge una dificultad técnica debido al alto voltaje, la de evitar rompimiento por descargas superficiales. Por esto último parece ser que las muestras más gruesas usadas en la actualidad no sobrepasan a 10^{-1} cm. Una revisión amplia de la dependencia de la rigidez eléctrica con el espesor se puede ver en (37) donde se encuentra que la rigidez eléctrica del NaBr no depende del espesor de la muestra para gruesos mayores de 10^{-2} cm considerando el criterio de valores bajos y que se incrementa lentamente con el espesor tomando los valores medios.

El efecto del material de que están hechos los electrodos sobre la rigidez eléctrica no es aún claro. La mayoría de los investigadores no encuentran una variación significativa entre la rigidez eléctrica de los cristales iónicos y la naturaleza del electrodo. Von Hippel y Alger (10) usaron muestras de KBr sin tratamiento térmico y encontraron que la rigidez eléctrica promedio es mayor (0.84 Mv/cm) cuando el cátodo es una solución saturada de KBr, que cuando el cátodo es de oro o de Hg (0.55 Mv/cm). Posteriormente, Cooper y Grossart (24) no encontraron diferencia en la rigidez eléctrica promedio del KBr con cátodos de grafito, oro y electrolito. También, en conexión con el efecto del cátodo en el fenómeno de rompimiento eléctrico, el

experimento de Cooper y Smith (23) sobre tiempos de retraso estadísticos en NaCl establece un efecto de cátodo y los resultados se ilustran en la Fig. 7. Como las superficies de las muestras fueron tratadas de diferentes maneras, es probable que la naturaleza de la superficie más bien que el material del cátodo, sea el factor importante y realmente lo que demuestra este experimento es que el tiempo de retraso medio es aproximadamente el mismo cuando se depositan cátodos de grafito, oro evaporado y plata evaporada sobre las superficies de las muestras con igual tratamiento.

Por los experimentos que se han mencionado hasta aquí se puede notar que hay dudas sobre las premisas que experimentalmente debe satisfacer el rompimiento eléctrico intrínseco, el cual es quizás tan limitado que excluye el mecanismo de rompimiento por avalancha única (25), el cual da lugar a que la rigidez eléctrica disminuya con el aumento en el espesor de la muestra. Existen otras teorías sobre rompimiento eléctrico y algunas de ellas están de acuerdo con algunos de los experimentos citados. Se han propuesto varias teorías en base al mecanismo de ionización por colisión, entre ellas las de Seitz (25), Heller (26) y Franz (27). La teoría más simple es la de Seitz, conocida como teoría de la avalancha única, parecida en concepto a la "teoría de streamer" para rompimiento de gases, propuesta por Loeb y Meek (28, 29). En resumen Seitz propone que el rompimiento eléctrico sobre viene del paso de una avalancha electrónica la cual se inicia por un solo electrón en el cátodo y crece hasta sobrepasar un tamaño crítico en el ánodo. El tamaño está determinado por consideraciones de transferencia de energía en el extremo de la avalancha y resulta que podría producirse fusión del material

si la avalancha contiene alrededor de 10^{12} electrones, esto es, el electrón inicial debe tomar parte en unas 40 colisiones ionizantes en su viaje a través de la muestra, no importando el espesor. El campo para rompimiento viene dado por la expresión siguiente

$$F_b = \frac{H}{\ln\left(\frac{L}{F_b \mu \tau_c i}\right)}$$

donde según (30) H es una constante, L el espesor de la muestra, μ es la movilidad de los electrones con energía promedio, τ_c es el tiempo promedio entre colisiones, el cual es igual al tiempo de relajación si la dispersión electrónica es isotrópica (aún si la dispersión es anisótropa la diferencia entre los dos tiempos no es usualmente muy grande), i es el número de colisiones ionizantes dentro de la muestra. Se puede notar en esta ecuación la dependencia de F_b con L de manera que a medida que F_b aumenta L disminuye, mientras que el campo de rompimiento colectivo es independiente de L . Lo más importante de esta teoría para los propósitos de esta tesis y también otra diferencia entre rompimiento por avalancha y rompimiento colectivo es que debe haber un retraso de tiempo antes de que un electrón suministrado por el cátodo, sea capaz de producir una avalancha suficientemente grande para iniciar el rompimiento. Es decir, esta teoría atribuye el rompimiento a un evento al azar y en consecuencia se predicen "tiempos de retraso estadísticos" como en el caso de rompimiento en gases. Una vez que el proceso de avalancha se inicia el tiempo tomado para que se complete, conocido por tiempo de retraso formativo, está dado por $t_F = \frac{L}{F \mu}$ el cual es usualmente mucho menor que el tiempo de retraso estadístico.

(t_f es realmente el tiempo tomado por el electrón inicial para alcanzar el ánodo). El rompimiento se completará cuando en la región de la avalancha se deteriore la red. Cuando el tiempo de retraso formativo es pequeño la distribución de los tiempos de retraso está dado por $N_t = N_0 \exp\left(-\frac{t}{T}\right)$ donde N_0 es el número total de observaciones, N_t es el número de tiempos de retraso excediendo a t y T es el tiempo medio de retraso estadístico. Esta cantidad es el recíproco del producto de la probabilidad P_1 de inyección de un electrón de conducción en el cátodo por la probabilidad P_2 de que este electrón forme una avalancha que exceda el tamaño crítico. En consecuencia T depende de la naturaleza del cátodo y del campo aplicado, decreciendo rápidamente cuando este último excede el valor reconocido como la rigidez eléctrica.

Existen otras teorías más complejas sobre rompimiento eléctrico en base al mecanismo de avalancha. Por ejemplo, Franz y Veelken (31) calculan la razón a la cual la densidad electrónica se incrementa debido a la ionización por impacto producida por todos los electrones de energía suficientemente alta. Esto requiere la determinación de la función de distribución electrónica lo cual es muy complicado. Para obtener un campo de rompimiento definido Franz aplica el concepto de rompimiento térmico por impulso, suponiendo que no hay inyección de electrones por el cátodo. Sin embargo, varias de las muchas aproximaciones que han sido introducidas para hacer los cálculos posibles no están bien fundamentadas por lo cual esta teoría se pone en duda y una crítica de ella se puede ver en el trabajo de Stratton (30). Otra teoría más reciente es la de Forlani y Minnaja (32) los cuales consideran el crecimiento, por ionización por colisión, de una corriente electrónica I_c in-

yectada en un cristal polar por emisión de campo en el cátodo. Esta corriente se supone que obedece la ecuación de Fowler y Nordheim (33) para emisión de campo $I_c = aF^2 \exp\left(-\frac{b}{F}\right)$ donde a y b son constantes que contienen la función de trabajo y F es el campo aplicado, por lo tanto la corriente electrónica en el ánodo es $I = \frac{AF^a}{\phi} \exp\left(-\frac{B\phi^{\frac{3}{2}}}{F} + \alpha_{(F)}L\right)$ donde A y B son constantes y $\alpha_{(F)}$ es el coeficiente de ionización en el campo F , L es el espesor de la muestra y ϕ es la función de trabajo. Suponen que ocurrirá rompimiento cuando el exponente es cero y en este caso el campo para rompimiento será $F_b = \frac{B\phi^{\frac{3}{2}}}{\alpha_{(F_b)}L}$. Consideraciones detalladas llevan a la conclusión de que F_b es proporcional a $L^{-\beta}$, donde β depende de las magnitudes relativas de los parámetros y está entre $\frac{1}{2}$ y $\frac{1}{4}$. Hay dos objeciones que se pueden mencionar sobre esta teoría, una es que la α es función del campo aplicado y es muy difícil medirla en el laboratorio y la otra es que no da tiempos de retraso estadísticos.

Es conveniente mencionar, en conexión con la teoría de avalancha única de Seitz, que los experimentos recientes efectuados por Vorob'ev (34) y Cooper y Elliott (35) no están de acuerdo con ella. Vorob'ev encuentra que la iniciación del canal de descarga puede ocurrir tanto en el ánodo como en el cátodo y Cooper y Elliott muestran que la emisión de luz de muestras de KBr, varios nanosegundos antes del colapso de voltaje a través de ellas, principia en la región cercana al cátodo. La teoría de Seitz predice que la inestabilidad inicial debe ocurrir en el ánodo en el cual la ionización es más fuerte.

Por último se mencionará la teoría de Fröhlich y Paranjape(36)

la cual es del tipo "electrón colectivo" y se aplica a un cristal puro cuando las colisiones interelectronicas en la unidad de tiempo exceden apreciablemente la interacción entre electrones y vibraciones de la red. En este caso un electrón energético puede perder energía al colidir con electrones más lentos, así, aunque las colisiones interelectrónicas solamente conservan la energía dentro del sistema electrónico, ellas pueden frenar a los electrones de alta energía y mantener al sistema electrónico en equilibrio estable con una energía media del orden de E_2 (Fig. 1), es decir, se impide la inestabilidad de los electrones de alta energía. La función de distribución de los electrones de conducción en el estado estacionario será Maxwelliana y puede considerarse que estos electrones tengan una temperatura T obtenida de su energía media. En la presencia de un campo, T excede la temperatura de la red y la diferencia se incrementa cuando el campo se incrementa. La temperatura de equilibrio se determina igualando la rapidez de ganancia de energía de la distribución electrónica (\bar{A}) con la rapidez de pérdida con la red (\bar{B}), esto es $\bar{A}(F, E, T_0) = \bar{B}(T, T_0)$ y se encuentra que habrá un valor máximo del campo F_c , correspondiente a una temperatura electrónica T_c , para el cual esta ecuación puede ser satisfecha. Si $F < F_c$ el sistema electrónico es estable con una temperatura electrónica igual a la menor de las dos soluciones de la ecuación, Si $F > F_c$, \bar{A} es mayor que \bar{B} para toda T , por lo que el sistema electrónico es inestable, de manera que F_c puede ser considerado como el campo crítico de rompimiento colectivo. Una vez que la temperatura electrónica llega a ser igual a T_c empieza a incrementarse muy rapidamente pues $\bar{A} - \bar{B}$ se hace muy grande. La transferencia de energía más grande, la cual estará asociada con una ionización intensa, causará que la temperatu-

tura de la red T_0 suba rapidamente hasta alcanzar un valor crítico T_0' , en alguna parte del dieléctrico, para el cual se produzca un cambio permanente de la red. Cualesquiera que sea el mecanismo final del rompimiento, el punto esencial es que ocurre una inestabilidad siempre que F sea mayor que F_c . En este sentido el campo para rompimiento colectivo tiene un significado parecido al campo crítico para rompimiento térmico. El tiempo tomado para que T se incremente hasta alcanzar el valor T_c ha sido estimado como menor de 10^{-10} s. aprox., de manera que T_0 puede tomarse como constante cuando se calcula F_c y T_c . Si se aplica un campo menor que el campo para rompimiento colectivo pero mayor que el campo crítico para rompimiento térmico, durante un tiempo suficientemente grande, habrá aún rompimiento, sin embargo, el sistema electrónico será estable y la temperatura electrónica sólo causará que la conductividad eléctrica sea una función del campo. En contraposición con el campo para rompimiento térmico, el campo para rompimiento colectivo no depende del greso de la muestra y tiene una dependencia mucho menos fuerte con la temperatura de la red (Se incrementa con el aumento de T_0).

La teoría de rompimiento colectivo es aplicable solamente si la rapidez a la cual un electrón de alta energía pierde su energía con otros electrones es mayor que la rapidez a la cual pierde energía con la red. Así, la hipótesis de una distribución de energía Maxwelliana requiere una densidad electrónica en exceso de un valor crítico n_c que, para el caso de halogenuros alcalinos, es del orden de 10^{18} $1/\text{cm}^3$. Esta alta densidad de electrones de conducción presenta un problema ya que, si se supone una movilidad electrónica razonable, las densidades de corriente serían altas y seguramente no podrían ser mantenidas por los cristales de halogenuros alcalinos, aún a cam

pos bien abajo de la rigidez eléctrica predicha.

Stratton (30) sugiere que la teoría de rompimiento eléctrico colectivo de Fröhlich y Paranjape es aplicable a los halogenuros alcalinos. Esta teoría proporciona un método directo para calcular un campo de rompimiento bien definido y está libre de objeciones si la hipótesis inicial de una distribución de energía electrónica Maxwelliana es válida. Como el criterio para esto último es que la densidad electrónica sea mayor que n_c , esto mismo es una condición suficiente para la aplicación de la teoría si kT_c es menor que la energía de ionización. Como prueba experimental menciona que hay una concordancia cuantitativa razonable con la teoría con respecto a la independencia del campo de rompimiento con el espesor de la muestra, además, sugiere que para satisfacer el criterio de alta densidad, ya que la densidad electrónica inicial es muy baja en los halogenuros alcalinos, el proceso de multiplicación por avalancha debe preceder al rompimiento colectivo por lo que no sería sorprendente la posible existencia de tiempos de retraso estadísticos.

CAPITULO II

En este capítulo se hará una breve revisión de los resultados experimentales obtenidos sobre la dependencia de la rigidez eléctrica con la duración y forma del pulso aplicado, así como de la relación de los procesos formativos con el tiempo, en el rompimiento eléctrico de sólidos.

A menudo las medidas realizadas por diferentes investigadores no concuerdan, lo cual es asociado a que existen uno o más factores que hacen que los métodos de medida no sean comparables. En el rompimiento eléctrico de sólidos parece ser que son muchos los factores que afectan las medidas y es por esto que en el presente capítulo se mencionan las condiciones más sobresalientes en que se realizaron los experimentos. Las teorías actuales de rompimiento eléctrico de sólidos no justifican todos los hechos experimentales y cualquier teoría futura más completa debe justificar la dependencia con los diversos factores involucrados en él.

En general se puede decir que la situación es compleja, no obstante, se ha hecho todo lo posible por presentar los resultados de manera que sigan un orden más o menos lógico hasta llegar, al final, al tema de que se ocupa esta tesis.

En el primer trabajo donde se nota un estudio más completo

sobre la dependencia de la rigidez eléctrica con el tiempo de aplicación del voltaje es en el realizado por Von Hippel y Alger (10). Estos investigadores encontraron la dependencia de la rigidez eléctrica con la temperatura aplicando impulsos de voltaje con subida lineal y diferentes pendientes. Con esto trataban de aclarar el mecanismo de rompimiento en la región de "alta temperatura".

La teoría de la interacción entre electrones y vibraciones de la red solamente predecían un incremento de la rigidez eléctrica con la temperatura pero en un trabajo anterior (38), Von Hippel encontró experimentalmente que la rigidez eléctrica a c.d. de los halogenuros alcalinos aumentaba con el incremento de la temperatura hasta un máximo, no muy alejado de la temperatura ambiente, y después decrecía. Se aceptaba generalmente que la caída en la curva rigidez eléctrica-temperatura se debía a rompimiento térmico, sin embargo, Von Hippel y Alger ponían en duda este hecho y mencionaban varias características que los llevó a pensar que seguía siendo rompimiento eléctrico intrínseco sugiriendo que la magnitud del acoplamiento entre electrones y la red cambiaba con la temperatura de una manera no prevista por la teoría o que algún parámetro tal como la distribución de campo dentro del cristal variaba con la temperatura.

En la pág 11 se mencionan los efectos del tiempo de aplicación del pulso en la rigidez eléctrica de KBr para temperatura ambiente.

En la Fig. 2 se muestran las curvas obtenidas por Von Hippel y Alger (10) para muestras con electrodos metálicos depositados por evaporación en vacío. Se puede notar que las curvas correspondientes a tiempos de

aplicación del voltaje de 10^{-3} y 10^{-4} s, son casi indistinguibles en la región de baja temperatura e intersectan a la curva de c.d. cerca de los 200°C . Bajo esta temperatura caen más rápido que la curva de c.d. y son planas bajo 0°C . Sobre los 200°C divergen y la curva de 10^{-3} s, cae más rápido que la de 10^{-4} s, conforme crece la temperatura. La curva correspondiente a un tiempo de aplicación del voltaje de 10^{-6} s, indica que para estos tiempos se obtuvieron los valores más altos de la rigidez eléctrica y que ésta crecía casi linealmente con la temperatura. Para explicar sus curvas Von Hippel y Alger (10) proponen que:

La rigidez eléctrica macroscópica (la que se obtiene al dividir el voltaje de rompimiento de la muestra entre su espesor) se reduce por emisión de campo, la cual causa una carga espacial negativa cerca del cátodo que sube la intensidad del campo hacia el ánodo, o bien, por migración de iones positivos, los cuales son movilizados con temperatura creciente y forman una carga espacial positiva que sube la intensidad del campo frente al cátodo. A bajas temperaturas, la carga espacial negativa, y a altas temperaturas, la carga espacial positiva, dominarán la situación, en ambos casos la rigidez eléctrica macroscópica será reducida, mientras que en la región intermedia de temperatura la combinación de ambos efectos puede dar una distribución de campo de rompimiento casi sin distorsión. Con una rapidez cada vez mayor (duración menor) del impulso, la carga espacial positiva tiene cada vez menos tiempo para desarrollarse, por lo que la caída de la rigidez eléctrica macroscópica tiende a desaparecer a altas temperaturas. Tanto los efectos de carga espacial como el inicio de la emisión de campo son dependientes de la temp

peratura y del tiempo. La emisión electrónica tiende a iniciarse después de un periodo formativo durante el cual una capa superficial del metal alcalino parece activar al cátodo, de aquí que, para impulsos muy rápidos a bajas temperaturas, la carga espacial negativa no tiene tiempo para desarrollarse y la rigidez eléctrica sube hacia el valor observado para electrodos de una solución saturada de KBr (los autores suponen que en estos electrodos no se presenta emisión de campo).

El problema que surge en el trabajo de Von Hippel y Alger(10) es que no proporcionan información estadística de los valores de la rigidez eléctrica la cual es importante pues, como se ha mencionado anteriormente, otros investigadores encuentran una gran dispersión de estos valores en KBr.

Cooper, Higgin y Smith (39) observaron una variación de la rigidez eléctrica del KCl con la temperatura semejante a la observada por Von Hippel y Alger (10) para KBr. Estos autores sí proporcionaron la dispersión de los valores de la rigidez eléctrica y encontraron que cuando se consideraban los valores mínimos de la rigidez eléctrica, la temperatura de transición de la región de baja a la alta temperatura disminuía a medida que se aumentaba el contenido de impurezas bivalentes en el cristal (equivalente a un aumento de la conductividad iónica), esto cuando se aplicaban impulsos de duración $1 : 8000 \mu s.$, pero cuando se aplicaban impulsos de duración corta $1 : 5 \mu s.$ no se presentaba la región de alta temperatura y la rigidez eléctrica aumentaba. (La notación $1 : 8000 \mu s.$ significa un pulso con un tiempo de subida de $1 \mu s.$ y un intervalo de tiempo de $8000 \mu s.$ entre su valor de cresta y la mitad de este valor).

Tiempos de retraso estadísticos.

La importancia de las fluctuaciones estadísticas en la consideración del mecanismo de rompimiento eléctrico fue primeramente indicado por Fröhlich (39) y posteriormente por Seitz (25) quién investigó el papel que juegan los electrones que tienen desviaciones fuertes de la conducta promedio en la producción de avalanchas.

Seitz encontró que la probabilidad de que un electrón libre en un dieléctrico sea acelerado hasta la energía de ionización durante una sola trayectoria libre, aún si el campo no es lo suficientemente intenso como para acelerar a los electrones promedio, es igual a $\exp(-\alpha \frac{F_0}{F})$ donde α es una constante, F es el campo aplicado y F_0 es el campo requerido para acelerar los electrones promedio. De lo anterior dedujo que la distancia promedio para ionización por colisión Λ está dada por $\Lambda = F \left(\frac{c}{m}\right) \tau^2 \exp(\alpha \frac{F_0}{F})$. Si la probabilidad de producir un electrón secundario es $1/\Lambda$ por unidad de longitud, la probabilidad de que un electrón sea multiplicado a n electrones después de una trayectoria L es $P(n) = \frac{1}{L} \exp(-\frac{n}{\bar{n}})$ (41) (42) donde \bar{n} es el valor de expectación dado por $\exp(\frac{L}{\Lambda})$.

Si los electrones iniciales son suministrados con una frecuencia ν_0 , el número de avalanchas $\nu(n)$ cuyos tamaños son mayores que n es

$$\nu(n) = \nu_0 \int_n^{\infty} P(n) dn = \nu_0 \exp\left(-\frac{n}{\bar{n}}\right)$$

si el deterioro del dieléctrico es debido a la disipación de energía resultante del paso de una sola avalancha cuyo tamaño es mayor que un cierto valor crítico n_0 , la probabilidad de rompimiento (frecuencia promedio con la cual las avalanchas del tamaño necesario se presentan) sería igual a $\nu(n_0) = \nu_0 \exp(-\frac{n_0}{\bar{n}})$

. De aquí que el deterioro del dieléctrico no ocurre exactamente en el momento de aplicación del campo sino con un retraso de $\frac{1}{N} = T$ segundos en promedio (T = tiempo medio de retraso estadístico).

La evidencia experimental acerca de los tiempos de retraso para rompimiento de halogenuros alcalinos no es muy clara. Kawamura et. al. (43) estimaron el tiempo de retraso estadístico para el rompimiento eléctrico del KCl, aplicando pulsos de voltaje repetitivos de una duración 3×10^{-8} s, y una frecuencia de repetición de $50^3/s$. Contaron el número de pulsos N aplicados antes de que ocurriera el rompimiento de la muestra y tomaron como tiempo de retraso al (número de pulsos) \times (duración del pulso). A un campo de 0.9 MV/cm, encontraron que la distribución de tiempos de retraso fue al azar y obtuvieron un tiempo medio de retraso estadístico $\overline{NT} = 2.4 \times 10^{-7}$ s, pero a un campo de 1.0 MV/cm, el cual representa un sobrevoltaje de ~ 10 %, ocurría rompimiento en el primer pulso aplicado por lo que concluyeron que el tiempo de retraso estadístico debería ser menor que 3×10^{-8} s. La rigidez eléctrica la midieron incrementando la altura del pulso de voltaje aplicado en pasos de 0.1 MV/cm encontrando un valor de $8.4 \pm 0.6 \times 10^6$ V/cm. (valor medio de la distribución). Las muestras fueron recocidas a una temperatura cerca del punto de fusión colocando posteriormente electrodos de aluminio depositados por evaporación en vacío. El espesor de las muestras estuvo en el rango de 2.5 a 3.5×10^{-3} cm. Por comparación con el rompimiento eléctrico del vidrio a 150°C y 250°C , y de la mica a temperatura ambiente, dedujeron que el mecanismo de rompimiento favorecido en KCl, a temperatura ambiente, era el de tipo colectivo ya que el tiempo de retraso es tan pequeño co

mo en el caso del vidrio, en el cual se obtuvo evidencia de rompimiento por mecanismo colectivo. Si el rompimiento fuera causado por el mecanismo de avalancha única, el tiempo de retraso estadístico sería muy grande, como en el caso de la mica, ya que la presencia de una avalancha grande es el resultado de una fluctuación extrema y de aquí un evento muy raro al sobrevoltaje empleado, además, la rigidez eléctrica del KCl parecía constante para espesores de las muestras mayores de 10^{-3} cm. (32). Estimaron que la densidad electrónica a la cual la interacción electrón-fonón es comparable a la interacción electrón-electrón es del orden de 10^{18} cm.⁻³ y como la densidad de electrones en la avalancha necesaria para causar deterioro en las muestras usadas es del orden de 10^{21} , de acuerdo con Seitz (25), el comportamiento de los electrones llega a ser colectivo antes de que estas sean multiplicados en número suficiente para que una sola avalancha cause el rompimiento.

En contraste con el experimento anterior, Cooper y Grossart (45) obtuvieron posteriormente un tiempo medio de retraso estadístico de alrededor de $3 \mu s$ para NaCl, KCl y KBr a temperaturas en el rango de $-195^{\circ}C$ a $20^{\circ}C$ aplicando pulsos de duración $1:5000 \mu s$. También hicieron medidas a $220^{\circ}C$ pero se pensó que fueron influenciadas por efectos térmicos. Estos investigadores no encontraron evidencia de ninguna correlación entre el tiempo de retraso estadístico y la rigidez eléctrica.

Un valor similar del tiempo medio de retraso estadístico para NaCl y KCl fue obtenido por Cooper, Higgin, Smith (39) a temperaturas donde la conductividad iónica no afecta la rigidez eléctrica. En este experimento se aplicaron una serie de pulsos de $1:8000 \mu s$ a cada muestra. La amplitud de cada pulso excedía a la del precedente en un 4 % y el tiempo de re

so se midió desde el valor de cresta del último pulso aplicado hasta el colapso del voltaje, por medio de técnicas oscilográficas. Correspondiendo con la transición de la región de baja a la de alta temperatura encontraron que hay un cambio en la distribución de los tiempos de retraso: A bajas temperaturas la mayoría de los tiempos de retraso eran cortos y el tiempo medio de retraso estadístico, aproximadamente igual a $7\mu s$, parecía ser independiente de la temperatura, además, la distribución era similar en forma a la de los tiempos de retraso estadísticos en rompimiento en gases (46). A altas temperaturas la mayoría de los tiempos de retraso son largos y la distribución es más al azar. Esta conducta al azar la pensaron que resultaba de las variaciones de la conductividad iónica de las muestras y consideraron que la transición de la región de baja a la de alta temperatura ocurría cuando la rapidez de descarga de los iones en el cátodo es más pequeña que la rapidez de transporte de estos en el cristal, es decir, por efectos de carga espacial.

Una investigación más completa y reciente de los tiempos de retraso en el rompimiento de NaCl, a temperatura ambiente, fue realizada por Cooper y Smith (47). El método experimental que emplearon fue similar al que usaron en experimentos anteriores (39) (45). Los experimentos establecieron que existía una dependencia entre el tiempo medio de retraso estadístico y la naturaleza del cátodo (Fig. 7) y que el tiempo medio de retraso estadístico decrecía rápidamente conforme el incremento de voltaje aumentaba pues, con electrodos de grafito aplicados a superficies pulidas, se obtuvieron valores de 14.5, 3.2 y $0.8\mu s$ cuando los incrementos de voltaje fueron respectivamente

1, 4, 12 % de la amplitud del pulso anterior. Estos autores consideran que las curvas mostradas en la Fig. 7 no se ajustan exactamente a la ley de distribución teórica de tiempos de retraso $N_t = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$ (41, 42, 46), debido a la manera como se realizaron los experimentos, pues esta ley se basa sobre la hipótesis de que la probabilidad de que el evento al azar que causa el rompimiento sea constante y éste no es el caso en cada experimento efectuado. Usando sólidos, el sobrevoltaje aplicado a cada muestra no puede ser determinado exactamente, como en las investigaciones de rompimiento en gases, debido a que la prueba para determinar el voltaje mínimo de rompimiento de una muestra sólida es destructiva. Por lo anterior, a cada muestra se aplicaron incrementos fijos de voltaje, pero el sobrevoltaje cuando ocurría rompimiento, medido con relación al voltaje del pulso anterior, no se conocía y era poco probable de que fuera el mismo para todas las muestras en el mismo grupo. Esto hace esperar que se presenten varios tiempos de retraso bastante grandes para muestras en un grupo que se rompan con un sobrevoltaje relativamente pequeño, lo cual causa que la cola de la distribución suba sobre la curva teórica. La forma del pulso de voltaje aplicado también contribuye a éste efecto debido a que la probabilidad de que se presente una avalancha del tamaño crítico disminuye conforme decrece el voltaje a partir de su valor de pico. Los autores sugieren que sus resultados son consistentes con la suposición de que los electrones iniciales en el rompimiento por avalancha son proporcionados por emisión de campo en el cátodo pues en un experimento anterior (48) se encontró que para KBr la rapidez de emisión de electrones no es muy sensible al tipo de metal usado como cátodo -

pero sí es afectada por el tratamiento aplicado a la superficie del cristal. Además, se ha calculado (25) que la probabilidad de que un electrón forme una avalancha del tamaño crítico es muy pequeña para campos menores que un cierto valor, a partir del cual se incrementa rápidamente, de manera que el tiempo medio de retraso estadístico disminuye con el sobrevoltaje. Esta puede ser la razón por la que Cooper et al., al usar incrementos de voltaje más pequeños que los de otros investigadores (43), hayan encontrado valores más grandes para el tiempo medio de retraso estadístico.

Valores similares del tiempo medio de retraso estadístico a los medidos por Cooper et al., han sido observados por Kostrygin (49) para muestras de NaCl usando pulsos de voltaje rectangular con un tiempo de subida del orden 5×10^{-8} seg. y un sobrevoltaje del 5 al 10 %, la medida del tiempo de retraso se hizo por medio de oscilogramas. Kostrygin obtuvo que la distribución de tiempo de retraso para rompimiento en la parte plana del pulso esta dada por $\frac{N_t}{N_0} = e^{-\frac{t}{T}}$, donde el significado de las literales es igual al dado anteriormente, pero ni el tiempo medio de retraso estadístico (T), ni la rigidez eléctrica dependen de que si los electrodos son de una solución saturada de NaCl o de grafito en polvo comprimido, sin embargo, las dos cantidades dependen del grueso de las muestras, aumentando conforme el espesor disminuye de 18×10^{-3} a 3×10^{-3} mm. Sugiere que el aumento en T con la disminución del espesor puede ser explicado si el rompimiento del NaCl resulta de la ionización por impacto, ya que cuando el espesor es pequeño (del orden de 10μ) algunos de los electrones que inician la ionización no crean avalanchas con el número suficiente de

electrones como para producir un canal conductor entre los electrodos, por lo cual se requieren muchas avalanchas para que se acumulen suficientes partículas cargadas entre los electrodos y se produzca el rompimiento (50). Es de notarse que en este experimento no es clara la manera en que se resolvió la dificultad de aplicar un sobrevoltaje exacto, además, las muestras no tuvieron ningún tratamiento térmico y fueron obtenidas de sal de roca.

Kostrygin y Muraszko (51) realizaron experimentos con muestras parecidas y con un método de investigación semejante al usado por Kostrygin (49) y demostraron que el tiempo medio de retraso estadístico del NaCl y del KBr decrece alrededor de un orden de magnitud cuando el sobrevoltaje se incrementa del 5% al 20%. Por otra parte, Sonchick (52) menciona de un valor alrededor de 5×10^8 s. para el tiempo de retraso en el rompimiento de NaCl medido con un solo pulso rectangular ($\tau_v = 3 \times 10^{-8}$ s.) y un sobrevoltaje del 15%. Las muestras usadas tuvieron un espesor de 0.2 mm. por lo que son comparables con las usadas por Cooper y Smith (47), sin embargo, en este experimento también existe el problema de la determinación del sobrevoltaje β el cual se determinó como la razón de la amplitud del pulso rectangular de voltaje U , entre el voltaje para rompimiento estático U_{st} , es decir $\beta = U/U_{st}$. El tiempo de retraso se midió sobre los oscilogramas obtenidos y se tomó como el tiempo transcurrido entre el instante en que el voltaje a través de la muestra alcanza el valor U_{st} y el momento en que ocurre rompimiento, el cual corresponde al colapso del voltaje. Las medidas se hicieron a -70 , 20 y 140°C . Se determinó el tiempo de retraso promedio de los tiempos de retraso de 10 a 20 muestras para cada temperatura y sobrevoltaje. El resultado interesante es que, para un sobrevoltaje

dado, el tiempo de retraso promedio aumenta conforme la temperatura crece, lo cual es debido, según Sonchick a que las vibraciones térmicas de los iones son más intensas, por lo que impiden el progreso de la avalancha y disminuyen la velocidad para el rompimiento.

Uno de los valores estimados más pequeños del tiempo de retraso para rompimiento es el reportado por Mel'nikov (53), quien encontró una diferencia significativa en la rigidez eléctrica ($\psi=90\%$) y el tiempo de retraso, medido por el procedimiento de Vorob'ev (54), entre muestras de NaCl y KBr irradiadas con rayos X y muestras sin irradiar. Ambas cantidades fueron más pequeñas en el caso de muestras irradiadas. El porcentaje de reducción en la rigidez eléctrica fue del 12 % y el del tiempo de retraso t_d fue de un 17 %. La técnica usada fue aplicar un solo pulso de subida lineal durante un intervalo de tiempo entre 4ns. y 6ns. ($1\text{ns}=10^{-9}\text{s}$) y registrarlo con un osciloscopio. El espesor de las muestras fue de 0.1 mm. Mel'nikov sugiere que la diferencia encontrada probablemente indica la presencia de tiempos de retraso estadístico (t_s) en el rompimiento de las muestras no irradiadas. Si $t_s = 0$ para las muestras irradiadas, la diferencia en t_d sería el tiempo de retraso estadístico para muestras no irradiadas, el cual tendría un valor de $5 \times 10^{-10}\text{s}$. Si $t_s \neq 0$ para muestras irradiadas, la diferencia en t_d sería la diferencia en t_s entre muestras no irradiadas e irradiadas.

Tiempo de retraso formativo.

En general se considera que el tiempo de retraso (t_d) para el rompimiento de dieléctricos sólidos se divide en un tiempo de retraso estadístico t_s y un tiempo de retraso formativo t_f (55). Cuando las muestras estudiadas se someten a pulsos de meseta plana con sobrevoltaje relativamente

pequeños resulta, en general, que la distribución de tiempos de retraso puede expresarse como $N_t = N_0 \exp\left[-\frac{t_d - t_f}{T}\right]$. Una posible definición del tiempo de retraso formativo puede darse con esta ecuación (17) si se toma como tal el valor de t_d cuando $N_t = N_0$. (El significado de N_t y N_0 es el mismo al dado en el capítulo 1). La misma ecuación determina el valor generalmente usado para el tiempo medio de retraso estadístico T , cuando se calcula el valor de $t_d - t_f$ correspondiente a $\frac{N_t}{N_0} = 0.368$. La cantidad t_f no puede ser determinada de las distribuciones de tiempos de retraso cuando su valor sea bastante más pequeño que T y cuando se usen relativamente pocas muestras, como es el caso de los sólidos, sin embargo, recientemente (34) se determinó con este método un valor de $t_f = 7$ ns. en el rompimiento de NaCl con electrodos de una solución acuosa de NaCl.

Otra manera de definir el tiempo de retraso formativo se presenta cuando se considera rompimiento en la subida lineal del pulso de voltaje aplicado. En los experimentos sobre la dependencia de la rigidez eléctrica con la duración del voltaje aplicado realizados por Vorob'ev (54), se encontró que la rigidez eléctrica ($\psi = 90\%$) de los halogenuros alcalinos era mayor cuando el tiempo de aplicación del voltaje tenía un valor de 6 a 9×10^{-8} s, que cuando el tiempo de aplicación era mayor, típicamente 10^{-6} s. Fig. (8). Vorob'ev sugiere que este incremento es debido a un tiempo de retraso en el establecimiento de la descarga, el cual es prácticamente igual al tiempo de formación de la descarga ya que en los sólidos dieléctricos siempre existe un cierto número de electrones libres. Esto último quiere decir que la proposición de Vorob'ev implica la no existencia de tiempos de retraso estadísticos. Las muestras usadas tuvieron un espesor de 0.15 mm, no se les dió tratamiento térmico y se -

les aplicaron electrodos de estaño. El tiempo de formación de la descarga fué determinado a partir de los oscilogramas voltaje - tiempo como se muestra en la Fig. (9), donde E_f es el voltaje de rompimiento para un tiempo de aplicación del pulso de 6 a 9×10^{-8} s. E_0 es el voltaje de rompimiento para un tiempo de aplicación para el cual no hay retraso en la descarga (en este caso E_0 se tomó como el voltaje de rompimiento correspondiente a un tiempo de aplicación del orden de 10^{-7} a 10^{-6} s) y t_f es el tiempo de formación de la descarga. Es decir, se considera que la formación de la descarga principia cuando el campo aplicado alcanza el valor de rompimiento para tiempos de aplicación del pulso de 10^{-7} a 10^{-6} s. Una vez calculado t_f se puede evaluar la velocidad media de la propagación de la descarga dividiendo el espesor de la muestra entre t_f . En este experimento también se obtuvo una rigidez eléctrica un poco mayor para tiempos de aplicación del orden de 10^{-5} s comparada con la obtenida para tiempos de aplicación del orden de 10^{-7} a 10^{-6} s.

Posteriormente Kuchin (21) investigó la dependencia de la rigidez eléctrica del NaCl, KCl, KBr y KI con la temperatura, en el rango de -130 a 150°C , aplicando voltaje constante y pulsos entre 10^{-4} y 10^{-8} s de duración. La técnica experimental empleada fue muy parecida a la utilizada por Vorob'ev (54) y de hecho se siguió el mismo procedimiento para determinar el tiempo de formación de la descarga. En la Fig. (10) se ilustra la variación de la velocidad de la propagación de la descarga con la temperatura para los cuatro tipos de cristales investigados.

Con respecto a la propagación de la descarga, en los últimos años se ha estudiado la rapidez del crecimiento del canal de descarga utilizando el hecho de que los sólidos experimentan rompimiento parcial. Se ha cal-

culado que la energía liberada cuando se forma una descarga en halogenuros alcalinos es suficientemente para formar un canal fundido de unas cuantas micras de diámetro. Cuando se aplica un voltaje de duración limitada a una muestra aparece un canal de descarga incompleto.

La técnica empleada para obtener rompimiento parcial en sólidos es parecida a la técnica de corte que se utiliza en la investigación de la propagación de una descarga en el rompimiento de una "separación" (el espacio entre los electrodos a través de los cuales se produce el rompimiento) de aire. En este caso, un pulso de voltaje se aplica a través de dos separaciones de aire (la investigada y la de corte). En la separación de corte la descarga ocurre más rápido y después de su rompimiento, el voltaje a través de la separación investigada también cae casi a cero. Durante el rompimiento de la separación de corte la descarga penetra una cierta distancia en la separación investigada y se fotografía

En el caso de sólidos se conectan dos muestras en paralelo y se les aplica un pulso de voltaje rectangular. En algunos casos las dos muestras son idénticas (50) y en otras la muestra de corte es ligeramente más delgada que la investigada (56). En una de las muestras ocurre rompimiento completo y en la otra aparece un canal de descarga incompleto cuya longitud l se mide con la ayuda de un microscopio. La duración del voltaje aplicado t se mide sobre los oscilogramas de voltaje - tiempo y de este modo se obtiene la función $l = f(t)$. La velocidad de propagación de la descarga estará dada por

$v_p = \frac{dl}{dt}$. En algunos experimentos también se fotografía la radiación emitida durante el rompimiento parcial (56).

Las investigaciones sobre rompimiento parcial se han realizado tanto en campos no uniformes (50, 56) como en campos uniformes (34) y los principales materiales que se han usado son NaCl, KCl, KBr. Las conclusiones más importantes a que se han llegado en el caso de rompimiento parcial en campos no uniformes son las siguientes:

- 1) En cristales de NaCl y KCl con un espesor entre 0.4 y 1.2 mm, la descarga es un proceso de avalancha única (50).
- 2) La dirección de las trayectorias de descarga y la rapidez de propagación de la descarga dependen de la configuración del campo. Esto es debido a la carga iónica positiva producida por ionización (48).
- 3) La descarga principia en la punta positiva ya sea que la configuración de los electrodos sea punta-plano o punta-punta (56).
- 4) La velocidad media de propagación de la descarga es del orden de 10^6 cm/s (56).
- 5) El crecimiento del canal de descarga en NaCl es acompañada por emisión de luz (56).
- 6) En el caso de una configuración electródica punta-plano, la velocidad mayor de la descarga de una punta positiva comparada con la de una punta negativa y la emisión de luz en NaCl, sugieren un mecanismo de streamer en el rompimiento eléctrico de sólidos (50, 57)
- 7) La fusión del canal del rompimiento parcial es debida a la corriente de formación de la descarga (La corriente de conducción que circula por la muestra antes del colapso de voltaje) (57)
- 8) El voltaje de rompimiento y la corriente de formación de la descarga son mayores en cristales que tienen las energías de la red más altas (57).

9) Las altas densidades de corriente y la presencia de radiación en la formación de la descarga indican la posibilidad de procesos de termo y fotoionización en el rompimiento eléctrico de sólidos (56, 57).

Cooper y Smith (23) estimaron el tiempo de retraso formativo para rompimiento en un campo uniforme de una muestra recocida de KCl. Para ello aplicaron un solo pulso de voltaje el cual se incrementó casi linealmente hasta su valor de pico en $.03 \mu s$. Este valor fue un 50 % mayor que el estimado para rompimiento con pulsos de $1 : 5000 \mu s$. El voltaje a través de la muestra permaneció casi sin variación y el colapso del voltaje ocurrió después de otros $.03 s$ a partir del valor de pico. En la muestra aparecieron un canal de descarga completo y un canal parcial propagándose del ánodo al cátodo. El tiempo durante el cual el voltaje a través de la muestra excedió al valor de rompimiento para pulsos de $1 : 5000 \mu s$ fue de $.04 \mu s$. En base a esto último los autores sugieren que el tiempo de formación es menor que $.04 \mu s$.

La dirección de propagación del canal de descarga en el rompimiento parcial en campos uniformes puede ser del ánodo al cátodo, como en general lo demuestran los primeros experimentos (58), o bien puede propagarse principalmente del cátodo al ánodo, como recientemente se encontró en el experimento de Vorob'ev y Lisetskaya (34). Estos investigadores aplicaron pulsos rectangulares con un tiempo de subida de $3 ns$, a la disposición en paralelo de una muestra de NaCl y una separación de aire que servía de separación de corte. Se aplicó una sucesión de pulsos de amplitud definida y duración variable, cada pulso excedía entre 5 y $10 ns$ al anterior. Esta sucesión de pulsos se aplicó hasta que ocurría rompimiento parcial o rompimiento completo

de la muestra. Se utilizaron muestras del tipo receso-receso sin tratamiento térmico, con un espesor de 0.25 mm para electrodos de grafito y de 0.2 mm para electrodos líquidos. (solución acuosa de NaCl) En el caso de electrodos de grafito, cuando se aplicaron sobrevoltajes apreciables, el canal de descarga empezó a propagarse a partir del cátodo a una velocidad de 4×10^5 cm/s hasta alcanzar una cierta longitud máxima, produciéndose después, un canal a partir del ánodo que se propagó a una velocidad de 5×10^6 cm/s. Los autores consideran que se efectúa rompimiento completo cuando las descargas del cátodo y del ánodo se juntan. En la Fig. (11) se ilustra la dependencia de la longitud del canal de descarga propagándose a partir del cátodo en función de la duración del pulso aplicado para varias intensidades del campo eléctrico. Las intersecciones de las rectas obtenidas con el eje del tiempo determinan, según los autores, el tiempo medio de retraso estadístico, el cual decrece a medida que el campo aplicado crece. El tiempo de retraso formativo estimado fué de 33 ns. para un campo de 1.43 Mv/cm ($\psi=90\%$) considerando el tiempo en que el canal de descarga, propagándose a partir del cátodo, alcanza su longitud máxima. Cuando se aplico un voltaje cercano al valor de rompimiento estático; el canal de descarga se inició más frecuentemente en el ánodo. En base a esto los autores piensan que existen diferencias en el mecanismo de propagación de la descarga de acuerdo si el sobrevoltaje es grande o pequeño. En el caso de electrodos líquidos encontraron un comportamiento semejante al que ocurre con electrodos de grafito, pero la velocidad de propagación de la descarga fue más rápida y el tiempo de formación de la descarga estimado fue de 7 ns. para un campo de 2 Mv/cm. Suponen que el comportamiento anterior es debido a que se encontró que la rigidez eléctrica del NaCl es mayor para electrodos líquidos que para los de grafito.

Cooper y Elliott (35) consideran que el método de investigación usado por Vorob'ev y Lisetskaya (34) no da información acerca de los eventos que preceden a la iniciación del daño físico del cristal. Por lo anterior usaron una técnica diferente basada en el registro de la luz emitida por cristales de KBr, antes del colapso, de voltaje, debida a la luminiscencia producida por el paso de electrones de conducción de alta energía. Como la luz emitida por estos cristales es muy débil, Cooper y Elliott utilizaron un intensificador de imágenes y, junto con una celda Kerr, una línea de transmisión y un sistema óptico, lograron obtener fotografías de la luz emitida por muestras de 0.5 mm, de espesor hasta unos cuantos nanosegundos antes del colapso del voltaje. Los resultados de sus investigaciones indican que : la inestabilidad inicial que lleva al rompimiento principia en la vecindad del cátodo unos 20 ns. antes del colapso del voltaje, que la luz emitida se propaga del cátodo al ánodo, que existen canales de luz paralelos al canal principal (donde se localiza el daño del material después del rompimiento) que no causan fusión del material y que el deterioro permanente de la red empieza a efectuarse en los últimos 5ns. antes del colapso del voltaje. Por lo anterior, consideran que la fusión del sólido es la última etapa en el proceso formativo del rompimiento eléctrico y las investigaciones anteriores que determinan el tiempo de formación por la técnica de rompimiento parcial solo dan una fracción de este tiempo. Cooper y Elliott concluyen que el tiempo de formación para el rompimiento eléctrico del KBr en campos uniformes es de alrededor de 20 ns. y que la descarga inicial se propaga a una velocidad de 10^7 cm/s.

Tiempo de colapso del voltaje.

La indicación de que ocurre rompimiento eléctrico es el súbito decrecimiento del voltaje aplicado a la muestra. Este colapso de voltaje puede considerarse como la última etapa en el proceso formativo de la descarga. Con respecto a la forma del pulso de voltaje aplicado a una muestra, Vorob'ev (54) considera que existen dos etapas en el rompimiento eléctrico de sólidos. Durante la primera etapa se inicia la descarga y la conductividad no es alta ya que la forma del pulso aplicado no cambia. Durante la segunda etapa la conductividad sube muy rápido y el voltaje a través de la muestra cae. El tiempo de colapso del voltaje en NaCl estimado por Vorob'ev (45) utilizando técnicas oscilograficas fue de alrededor de 10 ns.

Cooper y Elliott (35) también estimaron en su investigación el tiempo de colapso del voltaje en KBr. Su estimación se basa en que encontraron diferencias en las fotografías obtenidas en grupos diferentes tomadas hasta 5 ns. y múltiplos de 5 ns. antes del colapso de voltaje. Esto implica que la celda Kerr empleada se cierra en un tiempo menor de 5 ns. y, como el colapso de voltaje a través de la muestra es el que la cierra, la duración de este colapso de voltaje no puede ser mayor de 5 ns.

En general las teorías de rompimiento eléctrico en sólidos no consideran de manera explícita el mecanismo de formación del canal de descarga, el cual parece estar asociado con las últimas etapas del rompimiento y, posiblemente, con el colapso de voltaje a través de la muestra (35). Solamente existe una escasa y deficiente información acerca del tiempo de colapso

de voltaje y es probable que no se hayan realizado medidas de éste debido a - que no se haya contado con el equipo de registro adecuado pues todo parece in- dicar que es muy pequeño, además , los voltajes involucrados en el rompimien- to eléctrico de sólidos son muy altos .

Se ha mencionado que la duración de las etapas en el proce- so de formación de la descarga hasta antes del colapso del voltaje es de alrede- dor de 20 ns (35) y que las estimaciones del tiempo de colapso están entre 5 y 10 ns. (35, 54). Esto último parece indicar que la duración de la etapa final - del rompimiento no es despreciable en comparación con los procesos formati- vos iniciales por lo cual es interesante tratar de medir el tiempo de colapso de voltaje de manera directa y más precisa con objeto de interpretar adecuadamen- te las investigaciones realizadas y las futuras acerca de la duración de los pro- cesos que se desarrollan en el rompimiento eléctrico de sólidos. El propósito de esta tesis es precisamente realizar tal medición.

En esta primera etapa de la investigación de los tiempos de colapso de voltaje, el problema principal es el de encontrar los factores que - afectan o limitan su medida para que, una vez conocidos, se puedan controlar y permitan mejorar el sistema experimental o los aparatos de medida emplea- dos.

Una etapa posterior en esta investigación sería encontrar la dependencia del tiempo de colapso de voltaje con los factores que actualmente se sabe que pueden afectar la rigidez eléctrica o el tiempo de retraso. Sin em- bargo, como tales factores están involucrados en cualquier experiencia sobre rompimiento eléctrico, la investigación desarrollada en esta tesis se planeó de

manera que permanecieran "constantes". Estos factores pueden ser para una sustancia dada (en un posible orden cronológico desde que se obtiene la muestra hasta su rompimiento):

Pureza, configuración del campo (forma de la muestra) , espesor, acabado de las superficies, tratamiento térmico, naturaleza de los electrodos, temperatura, forma del pulso aplicado, sobrevoltaje, etc.

En el estudio del rompimiento eléctrico de gases se han realizado medidas del tiempo de formación de la descarga por varios métodos, tales como el de descarga suprimidas, el de celda Kerr, el oscilográfico, etc. (59). En especial, por métodos oscilográficos, se han pedido medir tiempos de formación de la descarga tan pequeños como 0.5×10^{-9} s. utilizando un microoscilógrafo y circuitos de ultra alta velocidad (60). También por métodos oscilográficos, aunque más simples que el anterior, Rogowski y otros (59) han observado el colapso de voltajes a través de separaciones de aire y han encontrado resultados interesantes, como por ejemplo: que el colapso de voltaje en descargas a bajas presiones se efectúa en dos etapas a manera de escalón, que la duración del escalón aumenta con la disminución de la presión, que la razón de la magnitud del escalón al voltaje de rompimiento a C.D. del gas es aproximadamente una constante menor que uno y que el tiempo requerido para que el voltaje se colapse del valor de rompimiento a C.D. al valor del escalón decrece a medida que crece la presión. Evidentemente los resultados mencionados pueden dar información acerca del mecanismo del rompimiento eléctrico en gases.

Por lo anterior se ve claro que algunas de las ideas y de las técnicas oscilográficas empleadas en la determinación de los tiempos de

colapso de voltaje y de formación de la descarga en el rompimiento eléctrico de gases pueden ser útiles en la presente investigación ya que se esperan medir tiempos del orden de 10^{-9} s, y el método seleccionado para realizarla fue el oscilografico. Esta comparación no es rara pues, de hecho, varios de los métodos y técnicas inicialmente empleados en el estudio del rompimiento eléctrico de gases posteriormente se han aplicado en la investigación del rompimiento - eléctrico de sólidos (34, 35).

CAPITULO III

En el departamento de Estado Sólido del Instituto de Física de la UNAM, se han realizado varias investigaciones sobre el rompimiento eléctrico de sólidos (9, 37) y por lo tanto se cuenta con el equipo básico para tales investigaciones. Este equipo consiste en un generador de alto voltaje tipo Cockroft-Walton, un circuito formador de pulsos, un osciloscopio de 15 Mc. de ancho de banda y varios hornos para el crecimiento y recocido de cristales.

El método más directo para medir el tiempo de colapso de voltaje, en el rompimiento eléctrico de sólidos, es el oscilográfico y por lo cual se escogió para realizar esta investigación.

En el capítulo anterior se ha mencionado que las estimaciones del tiempo de colapso de voltaje en el rompimiento eléctrico de sólidos han sido menores o iguales a 10 ns (35, 54) por lo que para medirlo, empleando el método oscilográfico, es necesario contar con un osciloscopio capaz de registrar pulsos con un tiempo de subida menor o igual a 1 ns. Por esto se adquirió el único osciloscopio comercial que cumplía con la especificación anterior y fue el osciloscopio marca Tektronix, tipo 519, el cual posee un ancho de banda de 1300 Mc. aproximadamente (en el apéndice se hace una breve descripción de este osciloscopio).

Aunque el osciloscopio sea capaz de registrar pulsos muy rápidos hay que recordar que en el rompimiento eléctrico de sólidos se ven involucrados voltajes bastante altos, típicamente de varias decenas de Kv., por lo que es necesario el uso de elementos y circuitos que soporten el alto voltaje y que respondan suficientemente rápido. Estas condiciones no son fácilmente compatibles, además, al producirse el rompimiento se genera un solo pulso, lo cual dificulta el registro fotográfico de la traza correspondiente que aparece en la pantalla del osciloscopio a estos tiempos tan pequeños.

En el laboratorio donde se realizó esta tesis se tenía experiencia en la producción y medida de pulsos de alto voltaje con tiempos de subida del orden de 10^{-6} s. Sin embargo, el objeto de esta tesis es el de medir pulsos con tiempos de subida del orden de 10^{-9} s, lo cual implica un cambio de tres órdenes de magnitud en la medida del tiempo. Este cambio es fuerte y de hecho se presentaron varios problemas en el desarrollo del experimento. En este capítulo se mencionarán tales problemas y la manera como se resolvieron.

Preparación de las muestras.

Por las condiciones de funcionamiento del generador de alto voltaje y del circuito formador de pulsos, mencionados en el apéndice, es claro que entre menor sea el voltaje utilizado para romper las muestras menos problemas pueden presentarse. Para lograr ésto debe emplearse un material con una rigidez eléctrica pequeña y con un espesor también pequeño.

Los cristales de halogenuros alcalinos son los materiales

que más se han estudiado, desde el punto de vista fundamental, sobre rompimiento eléctrico, por lo cual se escogieron para la investigación propuesta en esta tesis. De entre ellos los que menos rigidez eléctrica presentan son el - (KI, KBr, y NaBr (17)).

Se escogió el KBr debido a que es el material donde se han realizado las más recientes investigaciones de los procesos formativos de la descarga (3, 5), además, en el laboratorio donde se realizó este trabajo se cuenta con experiencia en su crecimiento.

Los cristales de KBr, a partir de los cuales se obtuvieron las muestras, se crecieron a partir del fundente por el método de Kyropoulos modificado en un horno de atmósfera libre (63). Las dimensiones de las primeras cristales crecidos fueron de 2.5 x 2.5 x 7 cm. y de los cuales se obtuvieron rebanadas de unos 4 mm. de espesor cortados por el método de clivaje y por lo tanto con caras paralelas a los planos $\{100\}$. Se escogieron estos planos por la facilidad del corte y porque la rigidez eléctrica del KBr parece ser mínima cuando el campo aplicado está en la dirección $[100]$ a temperatura ambiente (17). Estas rebanadas se maquinaron y pulieron siguiendo la técnica usada en el laboratorio donde se desarrolló este trabajo (9, 37) para obtener muestras del tipo plano-receso.

Como las muestras deben tener tanto un espesor constante como el mínimo prácticamente alcanzable, el acabado de ellas debe hacerse con mucho cuidado. Se encontró que el espesor más conveniente debía ser 0.30 mm. para que el número de muestras defectuosas por fracturas o espesor erróneo fuera pequeño, además, con este espesor, el voltaje máximo -

aplicado a la muestra para producir rompimiento es de unas 25 Kv Fig. (2). Este voltaje representa menos de la mitad del voltaje máximo de trabajo del sistema empleado.

Como el tamaño de las primeras muestras resultó bastante grande para el espesor utilizado, posteriormente se crecieron cristales más grandes, de unos 3.5 x 3.5 x 6 cm, cortándose de estos rebanadas de 5 mm. de espesor. De cada una de estas rebanadas se obtuvieron otras 8 con unas dimensiones promedio de 1.7 x 1.7 x 0.2 cm. Con este procedimiento se aprovecha más el cristal y se reduce el tiempo en que se preparan las muestras.

Algunas de las muestras utilizadas se les sometió a un tratamiento térmico consistente en mantenerlas durante 8 horas a 100°C abajo del punto de fusión del KBr y a continuación enfriarlas lentamente hasta la temperatura ambiente.

La preparación de los electrodos consistió en pintar, con un pincel delgado, el receso de la muestra y la parte plana opuesta a él, con una pintura conductora compuesta de grafito coloidal, pegacril (pegamento para plásticos) y benceno (solvente). La resistencia de los electrodos así formados estuvo entre 200 y 500 ohms.

Divisores de voltaje.

Con objeto de observar el pulso correspondiente al colapso de voltaje, producido al romperse el cristal, con ayuda del osciloscopio, es necesario el uso de un divisor de voltaje adecuado que atenue suficientemente dicho pulso, pues como se ha mencionado anteriormente, a través de la mues

tra puede existir un voltaje de hasta 25 Kv. y el máximo voltaje aplicado al osciloscopio es de 18.4 v. El problema del divisor de voltaje queda planteado cuando se conocen las condiciones de funcionamiento que debe satisfacer. Estas condiciones son:

- 1) Debe proporcionar una razón de división de voltaje igual a 1300 aprox.
- 2) Debe responder a un ancho de banda de 1300 Mc. para que la distorsión producida a pulsos con un tiempo de subida del orden de 1 ns. sea pequeña.

La primera condición puede satisfacerse empleando algunas de los tipos básicos de los divisores de alto voltaje (64). Estos tipos básicos son el divisor resistivo y el capacitivo que utilizan elementos "concentrados".

El divisor resistivo debe tener alta resistencia para no cargar apreciablemente al generador y para no cambiar la forma del pulso, ya que en el caso contrario, es necesario tomarlo en cuenta en el diseño del generador y del circuito formador de pulsos. Su respuesta en frecuencia está limitada principalmente por la distribución no uniforme de capacidades parásitas y por la capacidad e inductancia inherentes de las resistencias. Los divisores de este tipo se diferencian en: el material usado para fabricar las resistencias, la manera en que aplica dicho material sobre algún soporte adecuado, el arreglo o montaje final de las resistencias en el divisor, etc. En los mejores casos solo se han reportado las medidas de pulsos con un tiempo de subida de hasta 0.1 μ s (64).

Los divisores capacitivos presentan menos carga al generador y pueden soportar voltajes mayores que los divisores resistivos, además, pueden formar parte del circuito formador de pulsos sin que causen un efecto

apreciable en la forma del pulso. En general los divisores capacitivos están formados por un condensador especial de alto voltaje de capacidad pequeña y por uno de bajo voltaje de capacidad grande conectados en serie, o bien, están formados por una serie de condensadores del voltaje adecuado y en número suficiente para soportar el alto voltaje. La respuesta en frecuencia de los divisores capacitados es algo mejor que la de los resistivos, existiendo divisores que pueden responder a pulsos con un tiempo de subida no menores que $.04 \mu s$. (64). Los divisores capacitivos son más estables y no tan difíciles de blindar en comparación con los divisores resistivos.

La segunda condición la pueden satisfacer los divisores de voltaje o atenuadores que se usan en microondas (65, 66). En general, los atenuadores que se usan en el rango de 0 a 1500 Mc, emplean resistencias montadas dentro de tubos metálicos apropiados para que puedan ser insertados en las líneas de transmisión donde viaje el pulso. Estos atenuadores poseen resistencias de bajo valor (menores de $1 K \Omega$) y sólo se consigue una división de voltaje de 10 : 1 en un solo paso. La principal desventaja para que puedan ser usados en nuestro caso es que difícilmente soportan pulsos con una amplitud mayor de $10^3 v$.

Se han diseñado divisores de voltaje muy especiales que satisfacen en parte las dos condiciones mencionadas. Algunas de ellas son construidos dentro del mismo T. R. C. (tubo de rayos catódicos) y son capaces de soportar hasta 150 Kv. Los de tipo resistivo pueden ser usados hasta $10^8 c$. y los de tipo capacitivo o capacitivo-resistivo hasta $10^{10} c$. (64).

Otros divisores (67) emplean resistencias dentro de líneas

de transmisión de alto voltaje pudiendo responder a pulsos con un tiempo de su bida mayor que 10^{-8} s., o bien, emplean condensadores, en cuyo caso, la capa- ciedad pequeña es un pedazo de alambre insertado en una línea de transmisión y la capacidad grande es la que existe entre las placas de deflexión vertical del osciloscopio. Este último tipo de divisor puede responder a pulsos con tiempos de subida mayores que 10^{-9} s. Ambos tipos de divisores proporcionan una divi- sión de voltaje no mayor de 100 : 1 y soportan voltajes cuando más de 20 Kv.

Parece ser que los mejores divisores de alto voltaje, con respecto a su respuesta en frecuencia, son los del tipo de línea de transmisión (65, 67). Este tipo de divisor consiste en dos líneas de transmisión coaxiales concentricas cuyas impedancias características difieren fuertemente debido al uso de un dieléctrico de alta permitividad y a las dimensiones adecuadas de la línea de baja impedancia. Este cambio de impedancia característica hace que el coeficiente de transmisión sea pequeño, por lo que un pulso será atenuado - fuertemente cuando pase de la línea de alta a la de baja impedancia. Los divi- sores del tipo de línea de transmisión son capaces de responder a pulsos con - tiempos de subida hasta de 10^{-10} s., sin embargo, tienen varias desventajas como por ejemplo : no proporcionan una división de voltaje mayor de 100 : 1, - presentan otros pulsos además del inicial debido a las reflexiones múltiples - ocasionados por las discontinuidades presenten y son de construcción más o me- nos complicada.

Por lo expuesto anteriormente se puede notar que ninguno de los divisores mencionados cumple los requisitos adecuados para poder re- gistrar el pulso de colapso de voltaje en el osciloscopio. Los divisores del -

tipo especial pueden dar mejores resultados, pero de una manera u otra, requieren que los pulsos que se van a medir viajen en una línea de transmisión, lo cual puede implicar que la muestra y el sistema formador de pulsos, o parte de él, estén contenidos dentro de tales líneas (60, 67). Esto traería como consecuencia, en nuestro caso, un cambio radical del sistema de que se dispone. Por este motivo se decidió probar los divisores del tipo resistivo y capacitivo de alto voltaje convencionales, con objeto de analizar su funcionamiento en el tipo de medida específico que se deseaba realizar. De este análisis se pueden conocer más concretamente las limitaciones del sistema empleado, con lo cual posteriormente se podrían hacer mejores diseños, o bien, se puede hacer una interpretación adecuada de las medidas realizadas tomando en cuenta los diferentes factores que las puedan afectar.

Pruebas iniciales.

Primeramente se realizaron pruebas con un divisor de voltaje resistivo. Para construir este divisor se conectaron en serie 53 resistencias del mismo valor y de la misma disipación (1 watt), metidas dentro de un tubo de vidrio el cual fué llenado posteriormente con un material aislante (epoxy). Con este arreglo el voltaje que soporta cada resistencia cuando se aplica un pulso de 25 Kv., en los extremos de la serie, es de unos 500 v, valor que no es lo suficientemente alto como para deteriorarlas. La resistencia total de la serie fue de $340\text{ K}\Omega$, y cuando la resistencia de bajo valor del divisor fue la impedancia de entrada del osciloscopio (125Ω), la atenuación calculada fue de $2700 : 1$. El divisor resistivo así formado, se conectó a la salida del circuito formador de pulsos o sea en paralelo con la muestra, entre los puntos A y E de

la Fig. (12).

En estas pruebas se usó la técnica fotográfica normalmente empleada para el registro de las trazas que aparecen en la pantalla del T.R.C. para barridos unicos del orden de $0.1 \mu s/cm$. Para ello se utilizó una cámara Tektronix C-19 con un lente $f/1.4 - 1:1$ y película Polaroid 47 de 3000^oASA.

Con objeto de registrar el pulso de colapso de voltaje, los controles de disparo del osciloscopio se ajustaron para disparo interno con polaridad negativa (correspondiente a la polaridad del pulso de colapso de voltaje). Inicialmente se rompieron varios muestras pero los resultados obtenidos fueron algo confusos. En primer lugar se notó que había disparos erráticos de la base de tiempo del osciloscopio y que aparecían señales espúreas cuando se aplicaba el pulso de voltaje a la muestra aún cuando no se rompiese. En segundo lugar, las señales observadas fueron de caracter oscilatorio, amortiguandose en $2 \mu s$. aproximadamente. Estas trazas se registraron a un barrido de $0.5 \mu s/cm$.

Mediante el ajuste del control de amplitud del pulso de disparo se intentó discriminar cual de las señales registradoras correspondía al colapso del voltaje pero no se obtuvo ningún resultado positivo. Debido a lo anterior se procedió a investigar las causas de los disparos erráticos y de las señales espúreas. De las pruebas efectuadas se llegó a la conclusión de que la radiación electromagnética producida por las chispas del sistema de disparo era inducida en los cables que van al osciloscopio y por lo cual se producían señales extrañas que al mismo tiempo causaban inestabilidad en el disparo.

Para corregir los efectos anteriormente citados la más simple fué cambiar el sistema de inicio del disparo original, de manera que no se presentaran las chispas correspondientes al inicio del disparo y a la producida

por el interruptor (Fig. 12 y apéndice). La forma de iniciar el disparo se cambió de eléctrico a mecánico, esto es, para producir la chispa entre las bolas de disparo se disminuyó su separación acercando una de ellas, montada en el extremo libre de un tubo aislante flexible, a la otra. El voltaje y la separación a través de las bolas se ajustó adecuadamente para que no se presentaran disparos espontáneos. De esta manera solo ocurría disparo cuando se tiraba del tubo flexible por medio de una cinta aislante.

La chispa de disparo no se puede eliminar puesto que es la que cierra el circuito formador de pulsos, no obstante, es posible disminuir su intensidad conectando una resistencia limitadora en la rama del circuito correspondiente a las esferas de disparo, tal como lo ilustra la Fig. 13. (Esta resistencia produce un aumento en el tiempo de subida del pulso aplicado a la muestra). De las pruebas efectuadas se notó que cuando dicha resistencia tenía un valor de $35\text{ K}\Omega$, la intensidad de la chispa disminuía suficientemente.

La resistencia limitadora R_T se construyó utilizando una cinta de plástico grafitada, la cual tiene $0.41\text{ K}\Omega/\text{cm}$, metida dentro del tubo aislante flexible. Un extremo de ella se conectó a la esfera de disparo montada sobre el tubo y el extremo opuesto se conectó a tierra.

Para disminuir aún más la interferencia provocada por la chispa de disparo, o por cualquier otra causa, se juzgó necesaria la construcción de una jaula de Faraday dentro de la cual se colocaron la celda de prueba (donde se colocan las muestras), el divisor de voltaje y el osciloscopio. Es conveniente recordar que el osciloscopio posee un blindaje que solo atenúa la radiación externa pero no la elimina totalmente, además, se encuentra próxi-

mo al generador de alto voltaje y por lo que el uso de un blindaje extra, proporcionado por la jaula, resulta muy conveniente.

La jaula de Faraday construida fue del tipo de doble caja (68) utilizando como blindaje tela de alambre soldada. Las dimensiones de la jaula se escogieron de manera que pudiera contener los aparatos mencionados anteriormente y además, un banco de trabajo. Primero se construyó una armazón de madera de 2.30 x 2.10 x 1.80 m. y luego se forró, tanto en su parte interna como externa, con la tela de alambre. Sólo el blindaje externo de la jaula se conectó a tierra. En la Fig. 15 puede verse la jaula ya terminada con el osciloscopio y demás accesorios dentro de ella.

Con objeto de evitar el que se puedan meter señales extrañas dentro de la jaula por conducto de la línea de alimentación, se construyó un filtro de línea del tipo doble π el cual soporta una corriente máxima de 15 amp.. El filtro se colocó dentro de un blindaje hermético, el cual se atornilló a la pared exterior de la jaula.

Para introducir el alto voltaje dentro de la jaula se construyó un atravesador especial formado por un tubo de cobre, de 36 cm. de longitud y 30 cm. de diámetro, forrado con una capa de polietileno de 2.0 cm de espesor. Este atravesador se sujetó a las paredes de la jaula con soportes de aluminio cilíndricos colocados alrededor del polietileno. El arreglo así obtenido es capaz de soportar el voltaje máximo proporcionado por el generador. Realmente el atravesador construido es un condensador cilíndrico corto con una capacidad de 50 pf. aproximadamente y, por su colocación, es un elemento más del circuito formador de pulsos, Fig. 13. En las Figs. 15 y 16 se puede ver la colocación del atravesador desde dentro y fuera de la jaula.

Con los cambios hasta aquí mencionados, el circuito formador de pulsos quedó como lo muestra el diagrama de la Fig. 13. Para ver si los cambios efectuados habían dado buenos resultados y con objeto de no desperdiciar más muestras, se juzgó conveniente estudiar el colapso de voltaje en el rompimiento eléctrico de aire entre esferas de acero de 7.6 cm de diámetro - (las esferas correspondían a las de un vólmeter de bolas que se empleaba para calibrar el voltaje entregado por el generador).

Las pruebas realizadas demostraron que los disparos erráticos y las señales extrañas se eliminaban cuando se ajustaba adecuadamente - el control de amplitud del pulso de disparo del osciloscopio. En la pantalla - del T.R.C. solo aparecía traza cuando se presentaba la chispa de rompimiento entre las esferas del vólmeter, es decir, el osciloscopio se disparaba solamente con la señal producida por el colapso de voltaje y, por lo tanto, la traza observada correspondía a dicha señal. Esta traza fue del tipo oscilatorio amortiguado, cuando se registraba a un barrido de 200 ns/cm.

Cuando la traza producida por el colapso de voltaje se registraba a un barrido de 50 ns/cm, no se alcanzaba a ver el inicio de ella, es decir, no se registraba la forma de onda en los primeros 150 ns. y es precisamente esta parte la más interesante porque podía llevar la información que se deseaba obtener. Se supuso que la causa por la que no se registraba la traza en los primeros 150 ns. era debida a que la frecuencia de oscilación en la parte inicial era tan alta que hacía que el punto luminoso, sobre la pantalla del T.R.C., se moviese tan rápido que la placa fotográfica no era capaz de registrar la traza tan débil dejada por dicho punto. Debido a lo anterior se procedió a optimizar

la técnica fotográfica para asegurarse que era posible el registro de pulsos con un tiempo de subida del orden de 1 ns .

Técnica Fotográfica.

La técnica empleada en el registro fotográfico de las trazas luminosas que aparecen en la pantalla del T.R.C. puede clasificarse básicamente en dos tipos, según si se necesita:

1. - Fotografía de señales periódicas (barrido repetitivo).
2. - Fotografía de una sola señal o transitorio (barrido único).

Generalmente el primer tipo de fotografía es el que más a menudo se presenta y las técnicas normalmente empleadas son suficientes para obtener registros adecuados. El segundo tipo de fotografía es menos usual pero es el que presenta problemas mayores y como en nuestro caso aparece una sola señal, únicamente se mencionarán los problemas que surgen en este segundo tipo y la técnica que se sigue para resolverlos. En particular, se mencionará la manera en que se resolvieron en nuestro caso.

En general, para el registro fotográfico de un solo pulso o transitorio, el obturador de la cámara se mantiene en la posición de bulbo o de tiempo y en consecuencia la placa fotográfica queda expuesta continuamente a la pantalla del T.R.C., de manera que sólo puede haber registro cuando aparece la traza luminosa. Debido a lo anterior, el tiempo de exposición de la placa fotográfica queda determinado por la duración del barrido y por la persistencia del fósforo empleado en la pantalla.

Una figura de mérito conveniente para evaluar en forma aproximada la habilidad que posee una cámara particular, montada sobre un osciloscopio,

copio particular, para fotografiar transitorios, es la llamada velocidad de escritura (69, 70, 71).

La velocidad de escritura o velocidad máxima de escritura generalmente expresada en $\text{cm}/\mu\text{s}$., se define como la máxima velocidad lineal del punto luminoso, sobre la pantalla del T.R.C., que produce en la placa fotográfica un registro suficientemente visible en un solo barrido.

La velocidad de escritura depende de varios factores (69, 70, 71) los cuales, colocados en un posible orden de "dificultad en variación práctica", son:

- 1) El potencial acelerador del T.R.C.
- 2) El tipo de fósforo empleado en la pantalla de T.R.C.
- 3) El arreglo óptico de la cámara fotográfica.
- 4) La razón objeto - imagen de la lente.
- 5) La abertura máxima de la lente
- 6) El tipo de película.
- 7) El enfoque de la traza luminosa y de la cámara.
- 8) Pre-exitación de la película
- 9) Tiempo de revelado
- 10) Otros.

Como el tiempo de exposición es menor a medida que el barrido es más rápido, cuando los factores mencionados se optimizan, tienden a incrementar la cantidad de luz que llega a la placa fotográfica, o bien, contribuyen a que se obtenga el mayor rendimiento de ella, lo cual causa un incremento en la velocidad de escritura.

- 1) Entre mayor sea el potencial acelerador del T.R.C. más intenso es el punto luminoso producido al chocar el haz electrónico sobre el fósforo de la pantalla.
- 2) Para registrar señales a barridos tan rápidos, el fósforo empleado en la pantalla debe ser eficiente, es decir, poseer una sensibilidad y una persistencia grandes.

En nuestro caso los factores 1 y 2 están fijados por el T.R.C particular que emplea el osciloscopio y sería muy difícil variarlos con objeto de mejorarlos. El potencial acelerador del T.R.C. es bastante alto (24 K v .) y el fósforo que posee la pantalla (P 11) es el mejor para propósitos de alta velocidad de escritura fotográfica.

- 3) La cámara fotográfica no debe poseer espejo separador o filtros en la trayectoria de la luz entre la pantalla del T.R.C. y la lente de la cámara, debido a que la atenuarían. La cámara con que se tomaron las fotografías, Tektronix C-19, no contaba con los elementos anteriores y por lo cual este factor queda optimizado.

- 4, 5) Entre mayor sea la abertura de la lente pasa más luz, pero también, entre mayor sea la reducción objeto-imagen, debida al montaje de la lente, se produce una mayor iluminación sobre la placa fotográfica. En ambos casos se mejora la velocidad de escritura.

Inicialmente se contaba con una lente $f/1.4$ con una relación objeto-imagen de 1:1 ($f/1.4 - 1:1$) pero posteriormente se consiguió una lente $f/1.9 - 1:0.5$. Aproximadamente las dos lentes dan los mismos resultados desde el punto de vista de velocidad de escritura, sin embargo, se decidió usar la lente $f/1.9 - 1:0.5$ debido a que permitía obtener más imágenes o cuadros

de la pantalla del T.R.C. Es conveniente mencionar que existe en el mercado una lente $f/1.3 - 1 : 0.5$ que optimizaría estos dos factores.

6) La velocidad de escritura es más alta a medida que la película fotográfica es más rápida. En nuestro caso, las primeras pruebas se realizaron con película Polaroid 47 de 3000°ASA , pero posteriormente fue posible conseguir película Polaroid 410 de $10,000^{\circ}\text{ASA}$. Esta última película posee aproximadamente el doble de la velocidad de escritura que la primera. Como la película Polaroid 410 es la que posee la más alta velocidad de escritura, $1250 \text{ cm}/\mu\text{s}$.(69), este factor también quedó optimizado.

7) Para obtener la más alta velocidad de escritura debe usarse la máxima abertura de la lente y en este caso la profundidad de campo es crítica (adquiere el valor mínimo), por lo que no es posible enfocar simultáneamente la traza y la retícula luminosa. Es necesario conseguir el mejor enfoque posible de la cámara sobre la traza luminosa para incrementar la iluminación, por concentración de la luz, sobre la placa fotográfica y para poder hacer lecturas más precisas.

En nuestro caso, el enfoque de la cámara se hizo directamente sobre la traza, usando como referencia una señal de calibración de 1000 Mc . Una vez ajustados los controles de intensidad (al máximo posible sin producir halo), foco y astigmatismo del osciloscopio para obtener el enfoque óptimo de la traza, se procedió a ajustar el control de enfoque de la cámara hasta obtener el mejor enfoque posible de la traza y una razón de reducción objeto - imagen exactamente igual a $1 : 0.5$.

10) Con objeto de que llegará la mayor cantidad de luz a la placa fotográfica se quitó la retícula colocada sobre la pantalla del T.R.C. La retícula está mar-

cada sobre una placa de plástico de 3 mm. de espesor y por lo tanto atenúa algo a la luz que pasaa través de ella. Debido a lo anterior no aparece retícula en las fotografías que se tomaron posteriormente, pero, debido a la manera en que se ajustó la cámara, las medidas hechas sobre la placa fotográfica en cm. son exactamente la mitad de las reales.

8) Un procedimiento que mejora la velocidad de escritura es el de pre-exitación de la película Polaroid (70). Este procedimiento consiste en exponer la película fotográfica a una determinada cantidad de luz de manera que quede en el umbral de ser velada. Con esto, sólo se requiere una pequeña cantidad de luz adicional, suministrada por la traza luminosa, para velar la película completamente. Como resultado de la pre-exitación aparece un fondo algo claro en la fotografía y disminuye el contraste.

En nuestro caso resultó más conveniente usar la misma luz que iluminaba la reticula, para producir la pre-exitación de la película, debido a que su intensidad se puede regular con el control correspondiente en el osciloscopio. Con un ajuste adecuado de este control y del obturador de la cámara se puede lograr que la cantidad de luz que incide sobre la película produzca una pre-exitación adecuada.

9) En general, un decrecimiento en el tiempo de revelado de la película Polaroid incrementa la velocidad de escritura y, en consecuencia, se reduce el - contraste. En nuestro caso, el tiempo de revelado promedio de la película fue entre 6 y 7s.

Utilizando todas las mejoras posibles, mencionadas en los parrafos anteriores, se pudo obtener una velocidad de escritura cuando menos

de 2000 cm/ μ s. Es decir, se pueden registrar pulsos con la amplitud máxima de que es capaz el osciloscopio y con un tiempo de subida de 1 ns.

Pruebas finales: Divisor de voltaje resistivo.

Después de haber comprobado que la técnica fotográfica era adecuado, se procedió a efectuar otra serie de pruebas con el divisor resistivo y por conveniencia práctica, se siguió tratando de registrar la traza correspondiente al colapso de voltaje en el rompimiento eléctrico de aire entre los esferas del volómetro de calibración.

De nuevo se trató de registrar el inicio de la traza, o sea, en los primeros 150 ns. No se pudo registrar la forma de onda, sin embargo, se lograron notar algunos puntos o rayas verticales cortas en la placa fotográfica. Se supuso que estos puntos o rayas correspondían a los picos de la señal ondulatoria pues es donde la velocidad del punto luminoso, sobre la pantalla del T.R.C., es pequeña o por lo menos menor que la velocidad de escritura del sistema.

También se pensó que otra razón por la que no se obtenía el registro de la traza podría deberse a que si la amplitud de la señal fuese muy grande, mucho mayor que la amplitud máxima que puede detectar el osciloscopio, la velocidad del punto luminoso sería tan alta que sobre pasaría la velocidad de escritura y, en consecuencia, la traza no se podría registrar en la placa fotográfica. Lo anterior no era evidente pues, según los cálculos, el divisor de voltaje proporcionaba la atenuación suficiente como para que la señal apareciera completa en la pantalla del T.R.C. Con objeto de probar si esta otra razón era cierta, se decidió atenuar más la señal que llegaba al osciloscopio.

Se disponía de varios atenuadores resistivos tipo T, con atenuaciones de 10 : 1 ; 5 : 1 y 2 : 1, para un ancho de banda de 1500 Mc y para conectarse en una línea de transmisión de 125Ω . Con el fin de atenuar más la señal, estos atenuadores se conectaron en serie con la línea de 125Ω a la entrada del osciloscopio. Se encontró que cuando la atenuación extra proporcionada por estos atenuadores era de 20 : 1 (con los atenuadores de 10 : 1 y 2 : 1 conectados en serie) se podía registrar toda la amplitud y los detalles de la señal, producida por el colapso de voltaje, durante los primeros 150 ns. Con esto se comprobó que la causa por la que no se registraba la señal de la placa fotográfica, era su excesiva amplitud.

Con los cambios efectuados en el divisor de voltaje resistivo fue posible registrar la señal a los barridos más rápidos de que es capaz el osciloscopio. Debe hacerse notar que para registrar la parte inicial de la señal, en los barridos de 2 y 5 ns/ cm., fue necesario hacer un ajuste crítico del control de amplitud del pulso de disparo y del control de retraso de la señal del osciloscopio.

La señal producida por el colapso de voltaje, en el rompimiento eléctrico de aire, cuando se aplicó un pulso de 25 Kv. de amplitud a las esferas del voltmetro, se muestra en la placa 1 a un barrido de 5 ns/ cm.

Cuando las condiciones experimentales fueron las mismas, las señales producidas por el colapso de voltaje fueron iguales, pero si, por ejemplo, se cambiaba la longitud de la línea de transmisión que conectaba el osciloscopio con la resistencia de alto valor del divisor de voltaje, la forma de onda de la señal también cambiaba, sin embargo, en los primeros 10 ns. la diferencia fue pequeña.

Se puede ver en la placa 1 que la forma de onda es complicada y que una interpretación en términos de los parámetros del circuito no sería fácil. Por lo anterior se decidió cambiar el divisor de voltaje resistivo por uno capacitivo y efectuar con él el mismo tipo de pruebas.

Divisor capacitivo.

Para formar el divisor de voltaje capacitivo se conectó un condensador C_3 , Fig. 14, en serie con el condensador de alto voltaje, C_2 , del circuito formador de pulsos. Entre los extremos de C_3 se conectó la línea de transmisión de 125Ω del osciloscopio.

Fué necesario usar un condensador C_3 de alta capacidad debido a que, como se mencionó anteriormente, la razón de división de voltaje debía ser muy alta. En las pruebas efectuadas se utilizó un condensador de papel de $.085 \mu\text{fd.}$, capaz de soportar un voltaje máximo de trabajo de 1200 v. La razón de división de voltaje calculada fue, para $C_2 = 48 \text{ pf}$ y $C_3 = .085 \text{ fd}$, igual a 1800 : 1 aproximadamente.

Con objeto de comprobar si el divisor de voltaje trabajaba adecuadamente para pulsos lentos, se registró el pulso, de polaridad positivo entregado por el circuito formador de pulsos. Para esto, el selector de disparo del osciloscopio se colocó para disparo interno con polaridad positivo y el selector de la base de tiempo se colocó al barrido más lento, o sea, $1 \mu\text{s/cm}$. En la placa 2 se puede ver la subida inicial de un pulso con un valor de pico de 12 Kv. La atenuación producida por el divisor fue suficiente y por lo tanto se comprobó que el divisor capacitivo respondía adecuadamente a pulsos con un

tiempo de subida del orden de 10^{-5} s.

A continuación se trató de observar la señal producida por el colapso de voltaje en el rompimiento eléctrico de aire entre las esferas del vóltmetro de calibración. La resistencia limitadora R_L se eliminó del circuito con objeto de evitar cualquier efecto que pudiera producir en la respuesta del sistema, además, su función era evitar la destrucción de la muestra sólida, lo cual no es el caso en el rompimiento en aire. En todas las pruebas siguientes se usó el osciloscopio con el selector de disparo colocado para dispara interno con polaridad negativa.

A un barrido de 50 ns/cm. no fue posible registrar la traza en los primeros 150 ns, sin embargo, en los últimos 150 ns se alcanzó a registrar levemente. Se pensó que la causa por la que no se registraba la traza en la parte inicial del barrido consistía en que la amplitud de la señal aplicada al osciloscopio era muy grande. Para reducirla, se conectaron los atenuadores especiales, mencionados anteriormente, en serie con la línea de 125Ω . Sólo cuando la atenuación fue de 20 : 1 se pudo registrar la parte inicial de la traza a un barrido de 50 ns/cm. y aún hasta el barrido de 2 ns/cm.

La señal producida por el colapso de voltaje fue del tipo oscilatorio, amortiguándose en 1μ s aproximadamente. En la placa 3 se muestra la señal obtenida para un barrido de 10 ns/cm. y al compararlo con la placa 1, se puede notar que la respuesta del divisor de voltaje capacitivo fue una oscilación menos compleja y de menor frecuencia que la obtenida con el divisor resistivo. También se puede notar que la señal obtenida con el divisor capacitivo presentaba un pico negativo inicial de amplitud muy grande, a diferen

cia de la señal obtenida con el divisor resistivo en el cual no se presentaba esta característica. Se pensó que la bajada del pulso negativo inicial estaba asociada directamente con el colapso de voltaje y que el resto de la señal era una oscilación del circuito.

Como el divisor de voltaje capacitivo es el que presenta más ventajas con él se procedió a registrar la señal producida por el colapso de voltaje en el rompimiento eléctrico de las muestras de KBr. No fue necesario utilizar la resistencia limitadora R_L porque con el circuito de la Fig. 14, la energía almacenada es pequeña y no hay destrucción. El diámetro del canal de descarga fue siempre menor que 0.1 mm. Sólo fue posible registrar la traza cuando se introdujo una atenuación de 20 : 1 en serie con la línea de 125 Ω .

Las características de la señal producida por el colapso de voltaje en el rompimiento eléctrico de KBr fueron las mismas que las de la señal producida en el rompimiento eléctrico del aire con el divisor capacitivo.

Como lo más importante era registrar el inicio de la traza para poder observar claramente el pulso negativo inicial, se trató de hacer el registro en los barridos más rápidos, sin embargo, se presentaron varios problemas para poder realizarlo : a) Para barridos de 5 ns/cm. y principalmente para 2 ns/cm. fue difícil observar la traza en la pantalla del T.R.C. b) Cuando el procedimiento para romper la muestra consistía en aplicar una serie de pulsos cada vez con amplitud mayor hasta llegar al valor de rompimiento, era necesario reajustar los controles de retraso de la señal y de amplitud del pulso de disparo del osciloscopio. Estos problemas dieron como resultado el que muchas muestras se rompiesen sin que se registrara el inicio

de la traza, que no hubiera traza a que la muestra se rompiera dos o más veces (se presentaban dos o más canales de descarga y no se pudo determinar a que traza correspondían).

Por lo mencionado en el párrafo anterior, se pensó que la forma más práctica para romper las muestras era aplicar un solo pulso de un voltaje suficientemente alto como para romperlas. Se hicieron varias pruebas para ajustar adecuadamente los controles de retraso y de amplitud del pulso de disparo del osciloscopio. Con este procedimiento se obtuvo un registro adecuado en casi todos los rompimientos efectuados posteriormente y no se volvió a efectuar más de un rompimiento en una misma muestra.

Se procuró que el inicio de la señal se presentara des pués de los dos primeros nanosegundos del barrido, cuando se usaba el barrido de 2 ns/cm, debido a que en esta parte el T.R.C. producía distorsión de la forma de onda.

Las características del pulso aplicado a las muestras fueron:

Tiempo de subida	14 μ s.
Duración	170 μ s.

En la placa 4 se muestra la forma del pulso obtenida con un osciloscopio de 15 Mc. de ancho de banda para dos barridos diferentes.

Todas las pruebas se efectuaron a temperatura ambiente y el rompimiento eléctrico de las muestras se efectuó colocando éstas dentro de un ambiente de aceite de silicón.

CAPITULO IV

Las señales producidas por el colapso de voltaje, al efectuarse el rompimiento de las muestras de KBr, fueron muy parecidas cuando las condiciones experimentales fueron las mismas. En las placas 5 y 6 se muestran las señales típicas obtenidas para muestras de 0.31 mm de espesor cuando se les aplicó un solo pulso de 35 Kv. La línea de 125Ω que conectaba al condensador C_3 con los atenuadores especiales, colocados en la entrada del osciloscopio, proporcionaba un tiempo de retraso de 30 ns. En estas placas se puede apreciar la naturaleza oscilatoria de la señal producida por el colapso de voltaje y el pulso negativo inicial de gran amplitud que presenta, además, se puede notar que la bajada de dicho pulso se efectúa a "pasos" y las rectas trazadas sobre la placa indican sus diferentes pendientes.

Con objeto de analizar como afectaban las condiciones experimentales a la forma de onda de la señal se realizaron algunos cambios. En la placa 7 se muestra el efecto que produjo al cambiar la longitud de la línea de 125Ω de manera que proporcionara 10 ns. de tiempo de retraso. Se puede notar que la forma de onda cambia algo después de los primeros 20 ns. Esto puede deberse a que la señal se refleje en los atenuadores y en consecuencia la señal reflejada se presenta después de 20 ns.

En la placa 8 se muestra la forma de onda obtenida cuando se aplicó un pulso de 50 Kv. a una muestra de 0.39 mm de espesor con una línea de 125Ω de 10 ns. Comparando esta placa con la placa 7 se puede notar que la forma de onda resulta amplificada en la dirección vertical y que la bajada del pulso negativo inicial presenta una discontinuidad o "paso" más pronunciado.

Cuando el condensador de alto voltaje C_2 de 48 pf. se cambió por otro de 24 pf., con las condiciones restantes iguales a las de la placa 8, la forma de onda resultó algo más compleja, como lo muestra la placa 9. La forma de onda obtenida puede interpretarse como que la oscilación producida es de mayor "frecuencia" debida a que la capacidad C_2 es menor. También se puede notar que se sigue presentando el "paso" en la bajada del pulso negativo inicial y que la amplitud del pulso es menor.

En resumen, los resultados hasta aquí mencionados se pueden interpretar de la siguiente manera. La señal oscilatoria es debida a que el condensador de alto voltaje C_2 resuena con la inductancia de los cables que lo conectan ^{con} en la muestra y con la inductancia propia del condensador C_3 Fig. 14. Como la señal se toma a través de C_3 y como a los pulsos de subida tan rápida que se ven involucrados en este experimento su comportamiento es más bien el de una inductancia, el voltaje inicial que aparece a través de él puede ser muy grande, mayor que el calculado cuando forma parte del divisor de voltaje para pulsos lentos. Lo anterior hace que aparezca el pulso negativo inicial de gran amplitud correspondiente al colapso de voltaje.

Las discontinuidades o pasos que se presentan en la baja-

da del pulso negativo inicial se deben a las discontinuidades que encuentra el pulso producido por el colapso de voltaje a través de la muestra al viajar desde esta última hasta el condensador C_3 . Un análisis formal del efecto que producen las discontinuidades del circuito en la forma del pulso sería muy difícil debido a que los cables que conectan a la muestra con C_2 son equivalentes a una línea de transmisión abierta de sección no uniforme, además, la geometría de las conexiones con C_2 y C_3 es complicada. Por lo anterior, para comprobar el efecto de las discontinuidades, se construyeron algunos circuitos equivalentes simplificados con líneas de transmisión coaxiales y discontinuidades consistentes en cables de conexión y condensadores. Como "colapso de voltaje" se usó un pulso negativo de 0.25 ns de tiempo de subida producido por un generador Tektronix 110. De esta manera se pudieron producir formas de onda muy semejantes a las de las placas 5 a 9 y se comprobó que las discontinuidades del circuito y su geometría afectan la bajada del pulso negativo inicial. Los "pasos" en la bajada de dicho pulso fueron más notorias cuando la magnitud del pulso aplicado fue más grande.

La condición para que sean detectadas claramente las discontinuidades del circuito equivalente es que el pulso aplicado posea un tiempo de subida menor que el tiempo en que recorre la discontinuidad (por ejemplo: una longitud dada de línea de transmisión abierta o coaxial) con objeto de que las reflexiones que se produzcan se presenten un determinado tiempo después (72, 73).

Por lo expuesto anteriormente se ve claro que la parte correspondiente a la bajada del pulso negativo inicial es la más importante.

Se efectuó una serie de rompimientos con objeto de observar claramente el pulso negativo inicial y para lo cual, se empleó el barrido de 2 ns/cm. y el condensador C_2 de 24 μ d que proporcionaba un pulso de amplitud menor que el de 48 pf. Cuando las condiciones experimentales fueron las mismas las señales obtenidas también fueron iguales. En las placas 10 y 11 se muestran las señales típicas obtenidas cuando se aplicó un solo pulso de 35 Kv a muestras con un espesor de 0.33 mm y 0.32 mm respectivamente. La línea de 125 Ω utilizada proporcionaba un retraso de 10 ns.

Como las señales obtenidas para muestras del mismo espesor eran iguales, se efectuó otra serie de rompimientos con muestras de diferentes espesor y en las mismas condiciones restantes que las de las placas 10 y 11. En las placas 12, 13, 14 y 15 se muestran las señales obtenidas cuando se rompieron muestras con un espesor de 0.32, 0.27, 0.23 y 0.19 mm, respectivamente.

Se puede notar en las placas 10 a 15 que la amplitud del pulso negativo inicial decrece a medida que el espesor de la muestra decrece. Este comportamiento es debido a que, por las características del pulso aplicado a la muestra, el rompimiento se produce en la subida, aproximadamente lineal, de dicho pulso, es decir, entre menor sea el espesor de la muestra, menor será el voltaje al cual se rompe y, en consecuencia, menor será la amplitud del pulso negativo inicial.

La característica más importante que presentan las señales de las placas 10 a 15 es que en la bajada del pulso negativo inicial se presenta una discontinuidad o "paso" de pequeña amplitud con una duración de apro-

ximadamente 2 ns. Tal vez la discontinuidad más fuerte que se presenta en el circuito, desde la muestra hasta el condensador C_3 , sea la conexión entre los cables que vienen de la muestra y el condensador C_2 , el cual, por ser del tipo cilíndrico, se comporta como una línea de transmisión coaxial abierta en un extremo. La longitud del condensador C_2 de 24 pf. es de 31 cm, lo cual quiere decir que un pulso aplicado en su extremo tardaría 2 ns, en reflejarse en el extremo abierto y regresar al punto de partida. Esta reflexión es la que probablemente cause la discontinuidad en la bajada del pulso negativo inicial y como es detectable, el pulso producido por el colapso de voltaje a través de la muestra debe tener un tiempo de subida menor o al menos igual a 2 ns.

También se registraron las señales producidas por el colapso de voltaje en el rompimiento eléctrico de aire con objeto de compararlas con las obtenidas en KBr. Para esto, se aplicó un solo pulso de 30 Kv. a través de esferas de acero de 7.6 cm de diámetro, correspondiente al voltaje de rompimiento de una separación de 12.5 mm, aproximadamente. Para estas pruebas también se utilizó el condensador de 24 pf. y la línea de 125Ω de 10 ns. El barrido empleado fue de 2 ns/cm.

En las placas 16, 17, 18, 19 y 20 se muestran las señales típicas obtenidas cuando la separación entre las esferas fué de 2, 4, 6, 8 y 12 mm, respectivamente. En estas placas se puede notar que la señal producida por el colapso de voltaje presenta cambios fuertes en su forma cuando la separación es pequeña, placa 16, pero van desapareciendo conforme la separación aumenta, placas 17 a 20.

Como la amplitud del pulso negativo inicial es la misma en

las señales de las placas 16 a 19, es de esperarse que el voltaje al cual ocurre rompimiento sea el mismo en cada caso o cuando menos igual al cual se rompe una separación de 8 mm., ($V_0=20$ Kv) placa 19. Esto quiere decir que el campo aplicado a la separación de 2 mm., es de 100 Kv/cm. en el momento de producirse el rompimiento, placa 16. Para un campo de 84 KV/cm. aplicado a una separación de aire de 2.1 mm., Fletcher (60) midió un tiempo de colapso de voltaje de 0.3 ns. aproximadamente. (Fletcher también encontró que el tiempo de colapso de voltaje es menor a medida que el campo aplicado es mayor).

Lo expuesto en el párrafo anterior significa que la señal de la placa 16 es producida por un pulso que tiene un tiempo de subida de 0.3 ns. y según la interpretación dada en el caso de KBr, este pulso detectaría las discontinuidades del circuito presentándose, en consecuencia, cambios fuertes en la forma de la señal. Esto es lo que sucede en la placa 16 y es de notar-se que los cambios fuertes en la forma de la señal se presentan cada 2 ns.

Cuando la separación aumenta, el campo aplicado es menor y el tiempo de colapso de voltaje es mayor. Esto hace que el pulso de colapso de voltaje cada vez sienta menos las discontinuidades del circuito y, por lo tanto, vayan desapareciendo los cambios en la forma de la señal producida, placas 17 a 20.

En la placa 17 aún se presentan los cambios en la forma de la señal cada 2 ns. y como en la placa 16 el tiempo de colapso de voltaje es de 0.3 ns, en la placa 17 el tiempo de colapso debe ser cuando mucho igual a 2 ns.

La forma de la señal en la placa 17 es la más parecida a las obtenidas para KBr, placas 10 a 15, las diferencias que se notan, princi-

palmente en la bajada del pulso negativo inicial, pueden ser debidas a que la geometría del circuito fue algo diferente en el caso de rompimiento de aire - comparada con la del rompimiento de KBr.

En resumen, por la interpretación dada a las señales y por los resultados mencionados para el rompimiento eléctrico de aire, el autor estima que el tiempo de colapso de voltaje en el rompimiento eléctrico de KBr es cuando mucho igual a 2 ns:

CONCLUSIONES

La estimación realizada en esta tesis de que el tiempo de colapso de voltaje en el rompimiento eléctrico de KBr, empleando el método oscilográfico, es cuando mucho igual a 2 ns, está de acuerdo con la estimación realizada por Cooper y Elliott (35) de que dicho tiempo es menor de 5 ns, utilizando un método electro - óptico.

Un tiempo de colapso de voltaje de 2 ns. representa el 10% de la duración de los procesos formativos en el rompimiento eléctrico de KBr., pues parece ser que estos procesos empiezan, o al menos son detectables, unos 20 ns antes del colapso de voltaje (35).

El tiempo de colapso de voltaje estimado es bastante pequeño, lo cual implica que los portadores de carga involucrados en la descarga poseen una movilidad muy alta.

Con objeto de registrar el pulso de colapso de voltaje con un mínimo de distorsión, el autor sugiere algunos cambios en el sistema empleado.

Lo más conveniente sería cambiar el divisor capacitivo - empleado, el cual está formado por elementos concentrados, por uno del tipo de capacidad distribuida dentro de una línea de transmisión. Un divisor de

este último tipo ha sido publicado recientemente (74) y parece ser que satisface las condiciones que se anotaron en esta tesis, pág.57 . Para utilizar este tipo de divisor es necesario que la conexión entre la muestra y las resistencias del formador de pulsos sea una línea de transmisión coaxial de alto voltaje, ésto también eliminaría las discontinuidades en las conexiones y por lo tanto se reduciría la distorsión del pulso de colapso.

Para reducir a un mínimo la distorsión del pulso de colapso sería conveniente, además, que la muestra estuviera dentro de la línea coaxial de alto voltaje y que ésta tuviera la longitud suficiente para que la reflexión producida por el extremo de la línea conectada a las resistencias del circuito formador de pulsos, no afectará el pulso inicial (el del colapso de voltaje).

También sería conveniente emplear otro divisor del tipo de capacidad distribuida con objeto de saber sobre que parte del pulso aplicado a la muestra ocurre el rompimiento. Con ésto se tendría otra medida del voltaje de rompimiento y también se podrían medir los tiempos de retraso para rompimiento.

El autor sugiere el uso de las técnicas de reflectometría en el dominio del tiempo (72, 73) para detectar las discontinuidades que se presenten en el sistema propuesto y, una vez conocidas, tratar de eliminarlas para mejorar su operación.

APENDICE

Osciloscopio.

Las características sobresalientes del osciloscopio de alta frecuencia están principalmente en el sistema de deflexión vertical. Este sistema no cuenta con ningún amplificador, por lo que la señal de entrada se aplica directamente a las placas distribuidas de deflexión vertical del tubo de rayos catódicos (T.R.C.) por medio de una línea de transmisión de 125 ohms - de impedancia característica, la cual está acoplada adecuadamente con el T.R.C. (para que no se presenten reflexiones). A la entrada de la línea mencionada se encuentra un circuito especial (separador) que toma parte de la señal y la aplica a los circuitos de disparo. La longitud de la línea es tal que proporciona un retraso fijo de la señal de 45ns. entre el separador y el T.R.C. con objeto de que los circuitos de disparo formen el pulso adecuado para iniciar el barrido antes de que la parte inicial de la señal llegue al T.R.C. El sistema vertical así formado tiene un factor de deflexión de 9.2 v/cm. y un tiempo de subida de 0.30 ns para una señal escalón aplicada a su entrada (esto es equivalente a un ancho de banda de C.D. a 1300 Mc aproximadamente). El área útil de la pantalla del T.R.C. es un rectángulo de base igual a 6 cm. y altura igual a 2 cm. Esto implica que la amplitud máxima del pulso que se -

puede aplicar al sistema de deflexión vertical es de 18.4 v.

Para aprovechar las cualidades del sistema de deflexión vertical, el osciloscopio cuenta con una base de tiempo real que puede dar un barrido tan rápido como 2 ns/cm, con un error del 3 %. Los barridos van desde 2 ns/cm, hasta 1 μ s/cm, en sucesión 2, 5, 10 y pueden ser de tipo repetitivo o único. El sistema de disparo de la base de tiempo posee varios controles que permitan seleccionar la fuente, la polaridad, el modo, la amplitud y el retraso de la señal de disparo. Posiblemente el control menos frecuente en osciloscopios comunes es el control de retraso. Este control determina el inicio del barrido en un rango de 0 a 35 ns, y permite que la forma de onda sea colocada horizontalmente, dentro del barrido, para mostrar un intervalo de tiempo escogido en la pantalla del T.R.C. Es conveniente hacer notar que este retraso también depende de la posición del control de amplitud del pulso de disparo.

El resto del osciloscopio lo forman dos generadores de pulsos rápidos y los controles normales que determinan la intensidad, el foco y la posición de la traza. En resumen, el osciloscopio es capaz de detectar pulsos con un tiempo de subida de 1 ns, con un error del 5 % en un intervalo de 12ns

Fuente de voltaje y circuito formador de pulsos.

Para proporcionar los pulsos del voltaje suficiente para que las muestras se rompan electricamente, se dispone de un generador de corriente continua del tipo Cockroft-Walton y de un circuito formador de pulsos. El generador es capaz de proporcionar un voltaje máximo de 200 Kv, y una corriente máxima de 4 ma., pero es conveniente que no trabaje a más de 100 Kv, ya

que si el voltaje excede este valor se empieza a producir corona lo cual causa un disparo errático y señales espúreas en el osciloscopio.

El alto voltaje del generador se almacena en un condensador de 1000 pf. Este condensador se descarga a través del circuito formador de pulsos, del cual también forma parte, cuando se cierra el interruptor o circuito de disparo al producirse una chispa eléctrica en aire entre dos esferas de cobre (37). El inicio de esta chispa se producía originalmente por medio de otra de menor longitud que ionizaba el aire entre las esferas. El voltaje necesario para producir la chispa de menor longitud era proporcionado por otra fuente de alto voltaje (15 Kv) aplicándose por medio de un interruptor que utilizaba un relé, Fig. 12.

El circuito formador de pulsos lo componen, además del condensador almacenador de 1000 pf, dos resistencias y un condensador de salida conectados como lo muestra la Fig. 2. Debido a que las resistencias no estaban en buenas condiciones y como no se consiguió el mismo material del que estaban hechas (cinta de hule), se experimentaron otros materiales con las condiciones de diseño de que soportaran el alto voltaje y que tuvieran un mínimo de inductancia. Los mejores resultados se lograron cuando se aplicaron varias capas de Carbón X a lo largo de una ranura rectilínea, de 2 mm de profundidad y 8 mm de ancho, a lo largo de un tubo aislante de cartón barnizado de 3.2 cm de diámetro y de 100 cm. de longitud. El número de capas aplicadas y la comprimidas que estuvieran determinaban la resistencia total.

El condensador de salida original del circuito formador de pulsos, Fig.12, era del tipo cilíndrico con dieléctrico de aceite y con una ca-

pacidad de 48 pf. Con objeto de evitar cualquier efecto que pudiera causar el dieléctrico de aceite, se construyó otro condensador con dieléctrico de aire del tipo cilíndrico y con la misma capacidad que el original. El voltaje máximo de C.D. que resiste el condensador con dieléctrico de aire es de aproximadamente 75 Kv (3).

REFERENCIAS

- 1) S. Whithead. "Dielectric Breakdown of Solids".
(Oxford, Clarendon Press, (1951)
- 2) B.A. Chuenkov : Usp. Fiz. Nauk 54, 186 (1954).
- 3) H. Fröhlich : Proc. Roy. Soc. A160, 230 (1937)
- 4) H. Fröhlich : Proc. Roy. Soc. A188, 521 (1947)
- 5) A. von Hippel : J. App. Phys. 8, 815 (1937)
- 6) H.B. Callen : Phys. Rev. 76, 1394 (1949)
- 7) J.W. Davisson : Progress in Dielectrics 1 p.61
(Heywood, London, 1959)
- 8) E. de Alba. Tesis Profesional, Fac. de Ciencias UNAM (1962)
- 9) J. Grapa : Tesis Profesional. Fac. Ciencias UNAM (1963)
- 10) A. von Hippel y R.S. Alger : Phys. Rev. 76, 127 (1949)
- 11) K.W. Plessner : Proc. Phys. Soc. Lond. 60, 243 (1948)
- 12) J.H. Simpson : E.R.A. Report L/T, 178, (1947)
- 13) A. von Hippel : Phys. Rev. 54, 1096 (1938)
- 14) F.E. Haworth y R.M. Bozorth : Phys. 5, 15 (1934)
- 15) H. Kawamura y M. Onuki : J. Phys. Soc. Japan 6, 283 (1951)
- 16) G.A. Vorob'ev. Soviet Phys. Jetp 3, 225 (1956)

- 17) R. Cooper: Progress in Dielectrics. 5, 97 (Heywood;London 1962)
- 18) J.H. Calderwood, R. Cooper y A.A. Wallace:
Proc. Instr. Elect. Engrs 100, 108 (1953)
- 19) A.A. Vorob'ev et al. : Soviet. Phys. - Solid State 6, 1226 (1964)
- 20) R. Cooper y A.A. Wallace : Proc. Phys. Soc. Lond. B69, 1287 (1956)
- 21) V.D. Kuchin : Soviet Phys, Solid State 1, 406 (1959)
- 22) A.A. Vorob'ev, G.A. Vorob'ev y V.A. Kostrygin : Izv. Akad. Nauk
SSSR 2, 62 (1961)
- 23) R. Cooper y W.A. Smith : Proc. Phys. Soc. Lond. 78, 734 (1961)
- 24) R. Cooper y D.T. Grossart : Proc. Phys. Soc. Lond. B66, 716 (1953)
- 25) F. Seitz : Phys. Rev. 76, 1376 (1949)
- 26) W.R. Heller : Phys. Rev. 84, 1130 (1951)
- 27) W. Franz : Encycl. Phys. 17, 155 (1956)
- 28) L.B. Loeb y J.M. Meek : The Mechanism of the Electrical Spark.
(London : Oxford University Press,1940)
- 29) J.M. Meek y J.D. Craggs: Electrical Breakdown of Gases, Cap VI
(Oxford, Clarendon Press,1953)
- 30) R. Stratton: Progress in Dielectrics 3, 283 (Heywood, London,1961)
- 31) R. Veelken: Z. Phys. 142, 476 (1955)
- 32) F. Forlani y N. Minnaja : Phys. Stot. Sol. 4, 311 (1964)
- 33) R.A. Fowler y L. Nordheim : Proc. Roy. Soc. Lond. 119, 173 (1928)
- 34) G.A. Vorob'ev y M.N. Lisetskaya: Soviet Phys. - Solid state 6, 2799
(1965)

- 35) R. Cooper y C.T. Elliott : Brit. J. Appl. Phys. 17, 481 (1966)
- 36) H. Fröhlich y B.V. Paranjape : Proc. Phys. Soc. Lond. B69, 866 (1956)
- 37) A. Castro : Tesis Profesional. Fac. Ciencias UNAM (1963)
- 38) R.C. Buehl, y A. Von Hippel: Phys. Rev. 56, 941 (1939)
- 39) R. Cooper, R.M. Higgin, W.A. Smith : Proc. Phys. Soc. Lond. B76, 817 (1960)
- 40) H. Fröhlich : Phys. Rev. 56, 349 (1939)
- 41) R.A. Wijsman : Phys. Rev. 75, 833 (1949)
- 42) H. Kawamura, M. Onuki, H. Okura : J. Phys. Soc. Japan 7, 528 (1952)
- 43) H. Kawamura, H. Ohkura, T. Kikuchi : J. Phys. Soc. Japan 9, 541 (1954)
- 44) J. Ryu y H. Kowamura : J. Phys. Soc. Japan 9, 438 (1954)
- 45) R. Cooper y D.T. Grossart : Proc. Phys. Soc. Lond. B69, 1351 (1956)
- 46) J. M. Meek y J.D. Craggs: Electrical Breakdown of Gases, Cap II y VIII (Oxford, Clavendon Press, 1953)
- 47) R. Cooper y W.A. Smith : Proc. Phys. Soc. Lond. 78, 734 (1961)
- 48) M. Geller : Phys. Rev. 101, 1685 (1956)
- 49) V.A. Kostrygin : Soviet Physics - Solid State 2, 1664 (1960)
- 50) A.A. Vorob'ev, G.A. Vorob'ev y M.A. Mel'nikov : Soviet Physics - Solid State 2, 1814 (1961)
- 51) V.A. Kostrygin y L.T. Muraszko : News. High Schools (Physics) 1, 169 (1960)
- 52) K.K. Sonchick : Soviet Physics - Doklady 3, 1236 (1958)
- 53) M.A. Mel'nikov : Soviet Physics - Jetp 9, 425 (1959)
- 54) G.A. Vorob'ev : Soviet Physics - Jetp 3, 225 (1956)

- 55) G.A. Vorob'ev : Soviet Physics - Solid State 4, 1001 (1962)
- 56) N.M. Torbin : Soviet Physics - Solid State, 2, 2221 (1961)
- 57) A.A. Vorob'ev, G.A. Vorob'ev y N.M. Torbin : Soviet Physics - Solid State 3, 2376 (1962)
- 58) Von Hippel : Zs. Phys. 60, 309 (1931)
- 59) J.M. Meek y J.D. Craggs. Electrical Breakdown of Gases Cap IV (Oxford, Clarendon Press, 1953)
- 60) R.C. Fletcher : Phys. Rev. 76, 1501 (1949)
- 61) A.E.W. Austen y S. Whitehead : Proc. Roy. Soc. A176, 33 (1940)
- 62) E.A. Konorova y L.A. Sorokina : Zh. Eksper. Teor. Fiz. URSS 32, 143 (1957)
- 63) E. Muñoz : Tesis Profesional Fac. de Ciencias (1962)
- 64) J.D. Craggs y J. M. Meek : High Voltage Laboratory Technique Cap. 9 (London, Butterworths, 1954)
- 65) I.A.D. Lewis y F.H. Wells : Millimicrosecond Pulse Techniques Cap. 4 (Pergamon Press, 1956)
- 66) Handbook of Electronic Measurement. Vol. II, Cap. 18 (Polytechnic Press, Brooklyn, 1960)
- 67) R.C. Fletcher : The Review of Scientific Instruments 20, 861 (1949)
- 68) Apesa, Boletín de Electrónica No. 21 (1962)
- 69) Manual de Osciloscopios y Cámaras Fairchild, Laboratorios Dumont (1964)
- 70) Manual de Cámaras Tektronix (1963)

- 71) Modern Oscilloscopes and Their Uses, Jacob H. Ruiter, Cap. 20
(Rinehart, 1949)
- 72) Hewlett Packard : Application Note, No. 62 (1964) y No. 75 (1966)
- 73) Tektronix : Service Scope, No. 45 (1967)
- 74) D.F. McDonald, C.J. Bennig y S.J. Brient : The Review of Scientific
Instruments 34, 504 (1965)

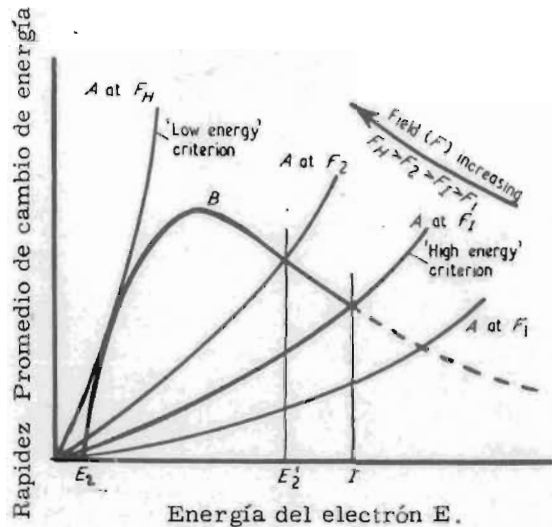


Fig. 1

A = Rapidez de ganancia promedio de energía del electrón debida al campo aplicado F (30)

B = Rapidez de ~~ganancia~~ ^{pérdida} promedio de energía de los electrones con la red

I = Energía de ionización.

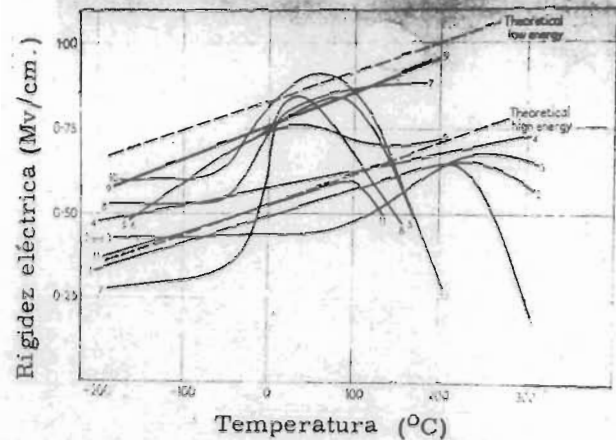


Fig. 2

Rigidez eléctrica experimental (17) obtenida por varios investigadores.
Curva 1, 2, 3 y 4 ; c.d., un solo pulso de 10^{-3} , 10^{-4} y 10^{-6} s. (10)

Curvas 5, 6 ; c.d. un solo pulso de 10^{-6} s. (21)

Curva 7, c.d. (61). Curva 8, c.d. (38)

Curva 9 y 10 ; un solo pulso de 10^{-6} s. y c.d. (62)

Curva 11, serie de pulsos de meseta plana
1 : 8000μ s. (17)

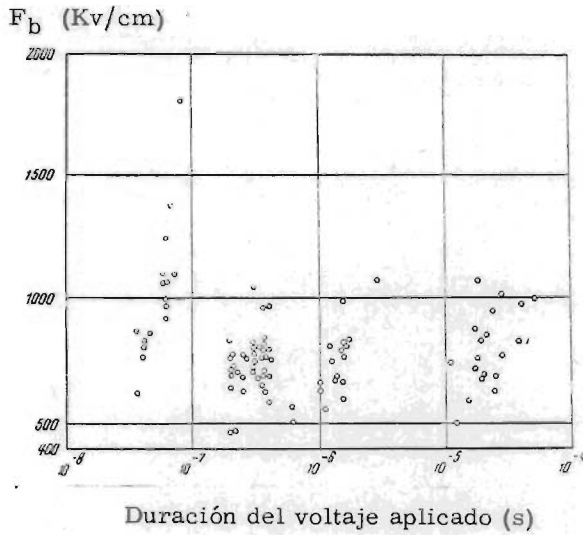


Fig. 3. Dependencia de la rigidez eléctrica de monocristales de KBr con la duración del voltaje aplicado en un campo uniforme (54).

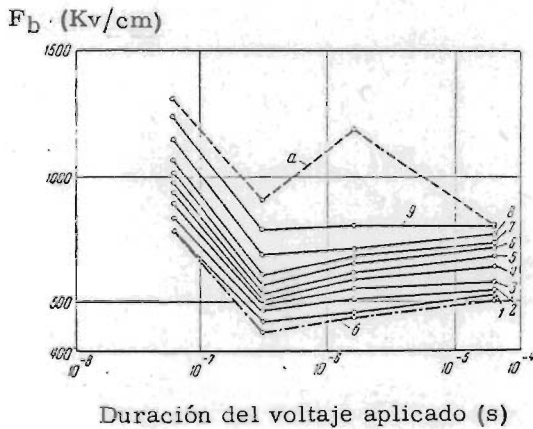


Fig. 4. Dependencia de la rigidez eléctrica de monocristales de KI, tratada estadísticamente, con la duración del voltaje aplicado en un campo uniforme: a) frontera de los valores máximos; b) frontera de los valores mínimos; ψ es igual a: 1-10, 2-20, 3-30, 4-40, 5-50, 6-60, 7-70, 8-80, 9-90 % (54).

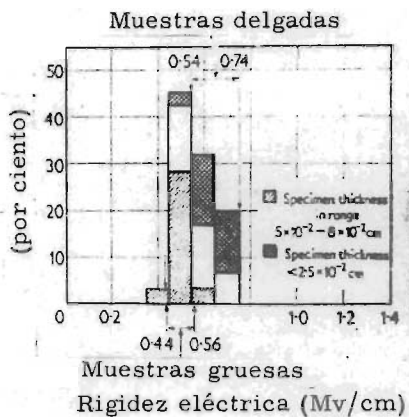


Fig. 5

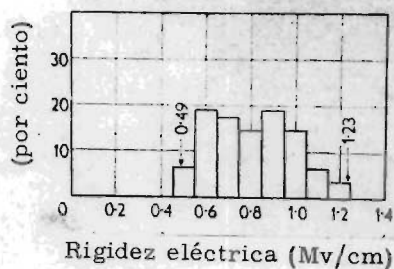


Fig. 6

Variación de la rigidez eléctrica de KBr expresada en porcentaje (17). Fig. 5, 73 muestras recocidas. Este diagrama también muestra la influencia del espesor sobre la rigidez eléctrica. Fig. 6, 63 muestras no recocidas.

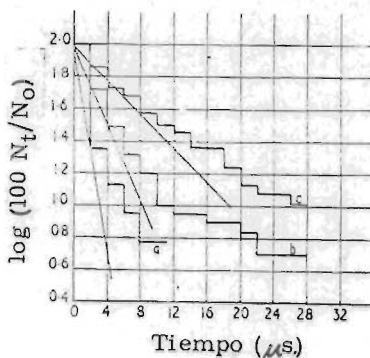
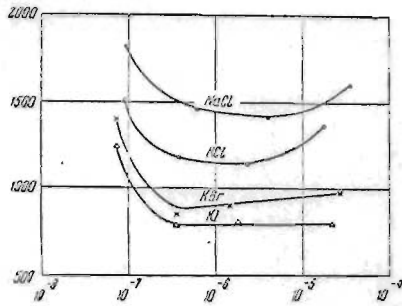


Fig. 7

El efecto del cátodo sobre la distribución de tiempos de retraso en NaCl (47). a) 67 muestras con cátodos de sodio aplicados a superficies pulidas, $T=1\mu s$, $S=1.5\mu s$ (T = tiempo medio de retraso, S = desviación estandar); b) 100 muestras con cátodos de grafito aplicados a superficies pulidas, $T=3.2\mu s$, $S=4.5\mu s$; c) 66 muestras recocidas con cátodos de grafito aplicados a superficies no pulidas, $T=11\mu s$, $S=17\mu s$.

F (Kv/ cm)



Duración del voltaje aplicado (s).

Fig. 8. Dependencia de la rigidez eléctrica de monocristales de NaCl, KCl, KBr y KI con la duración del voltaje aplicado para el caso de campo uniforme y para una probabilidad de rompimiento $\psi=90\%$ (54)

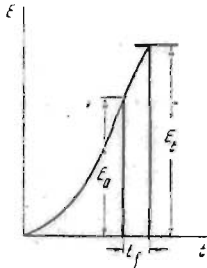


Fig. 9. Procedimiento para determinar el tiempo de formación de la des carga a partir de un oscilograma (54) Ver. pag. 43 .

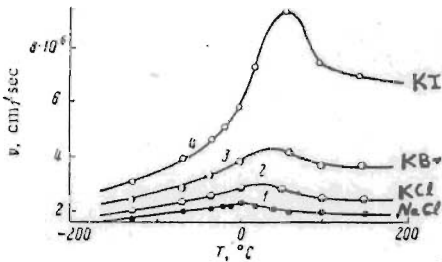


Fig. 10. Dependencia de la rapidez promedio de propagación de la descarga de NaCl, KCl, KBr y KI con la temperatura. (21)

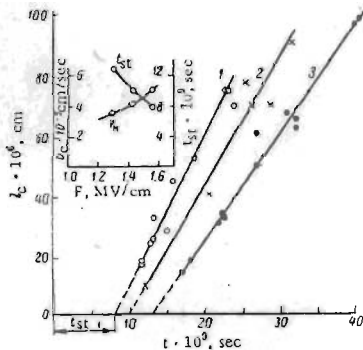
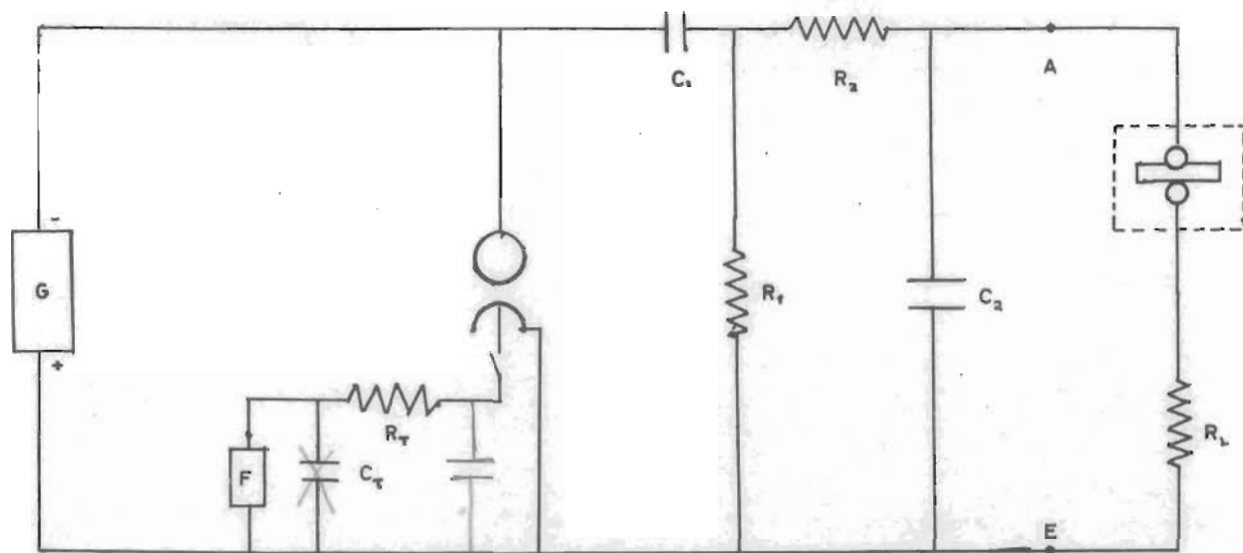


Fig. 11. Dependencia de la longitud l_c de la descarga a partir del cátodo con la duración del voltaje aplicado. F (Mv/cm): 1) 1.57 ; 2) 1.43 ; 3) 1.3. $d=250\mu$. (electrodos de gra fito). En la parte superior, dependencia de la rapidez de descarga V_c y el tiempo de retraso estadístico t_{st} con la intensidad de campo (34)



Generador de
alto voltaje

Circuito y esferas
de disparo.

Formador de pulsos

Celda de prueba
y resistencia limita
dara.

Fig. 12. Circuito Original

$$C_1 = 1000 \text{ pf.}$$

$$C_2 = 48 \text{ pf.}$$

$$C_T = 5000 \text{ pf.}$$

$$R_L = 200 \text{ K}\Omega.$$

$$R_1 = 250 \text{ K}\Omega.$$

$$R_2 = 40 \text{ K}\Omega.$$

$$R_T = 4 \text{ M}\Omega.$$

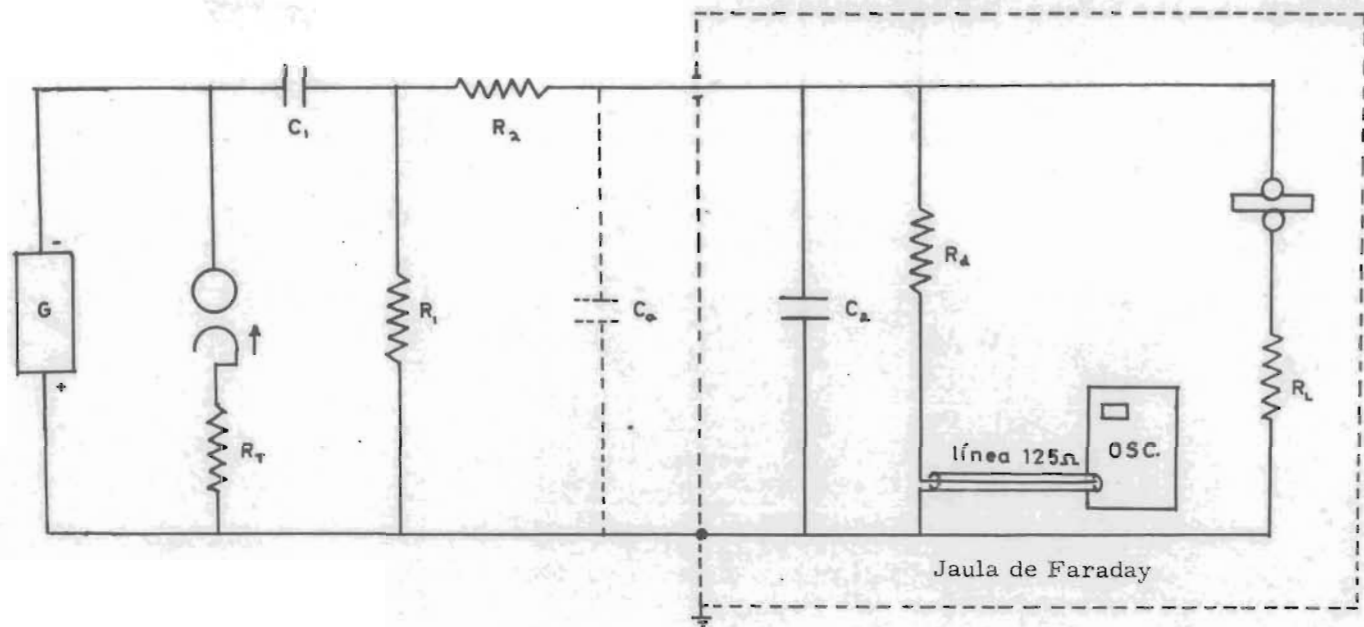


Fig. 13 Circuito modificado con divisor resistivo.

$$C_1 = 1000 \text{ pf.}$$

$$R_1 = 160 \text{ K}\Omega.$$

$$C_2 = 48 \text{ pf.}$$

$$R_2 = 70 \text{ K}\Omega.$$

$$R_T = 35 \text{ K}\Omega.$$

$$R_L = 200 \text{ K}\Omega.$$

$$R_d = 340 \text{ K}\Omega.$$

$$C_a \doteq 50 \text{ pf.}$$

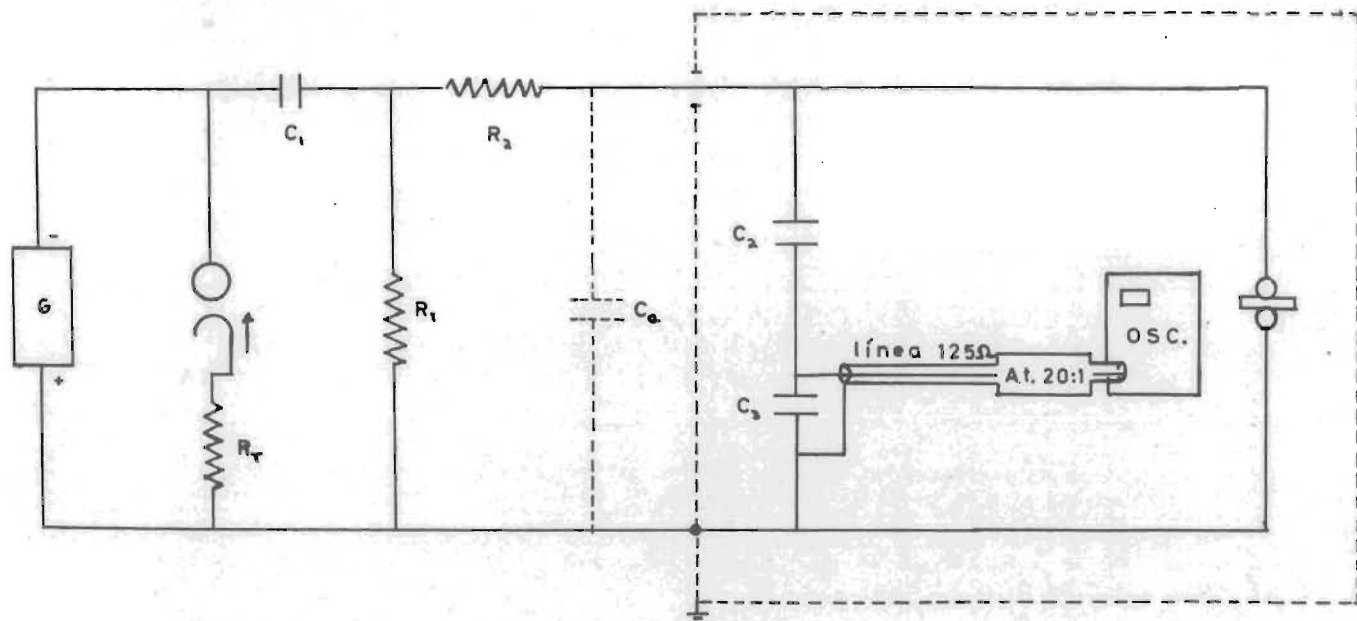


Fig. 14. Circuito modificado con divisor capacitivo.

$$C_1 = 1000 \text{ pf.}$$

$$R_1 = 160 \text{ K}\Omega.$$

$$C_2 = 24 \text{ pf.}$$

$$R_2 = 70 \text{ K}\Omega.$$

$$C_3 = .085 \mu\text{fd.}$$

$$R_T = 35 \text{ K}\Omega.$$

$$C_a \doteq 50 \text{ pf.}$$

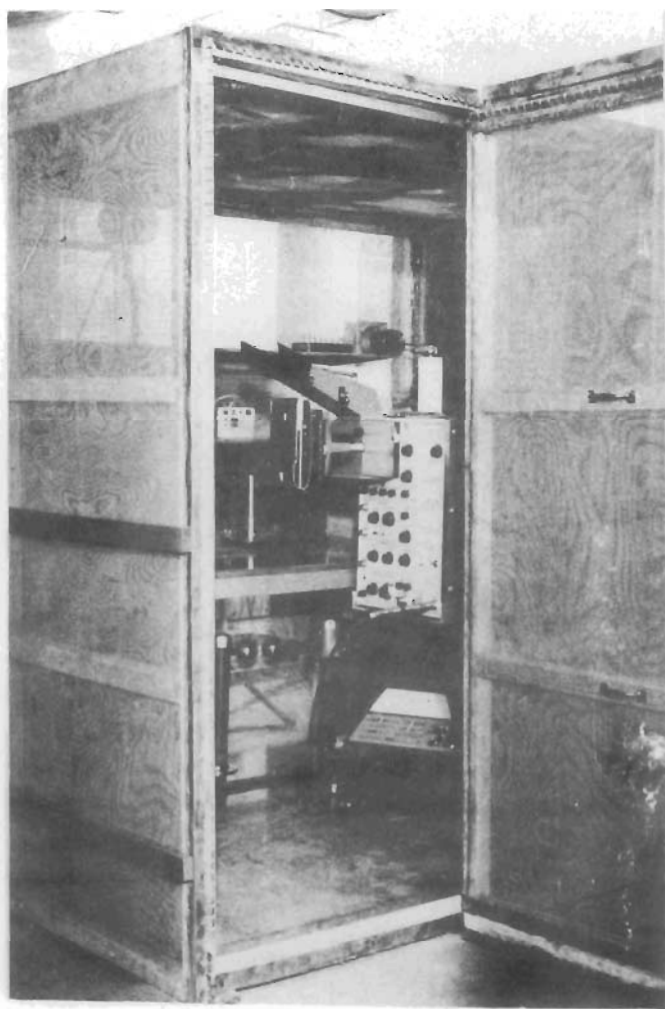


Fig. 15

Jaula de Faraday y arreglo experimental dentro de ella. Al frente se ve el osciloscopio, los atenuadores y la cámara fotográfica. Al fondo, en la parte superior derecha, se ve el atravesador y el condensador de salida (C_2). Al fondo en la parte inferior izquierda se ve el voltmetro de esferas.

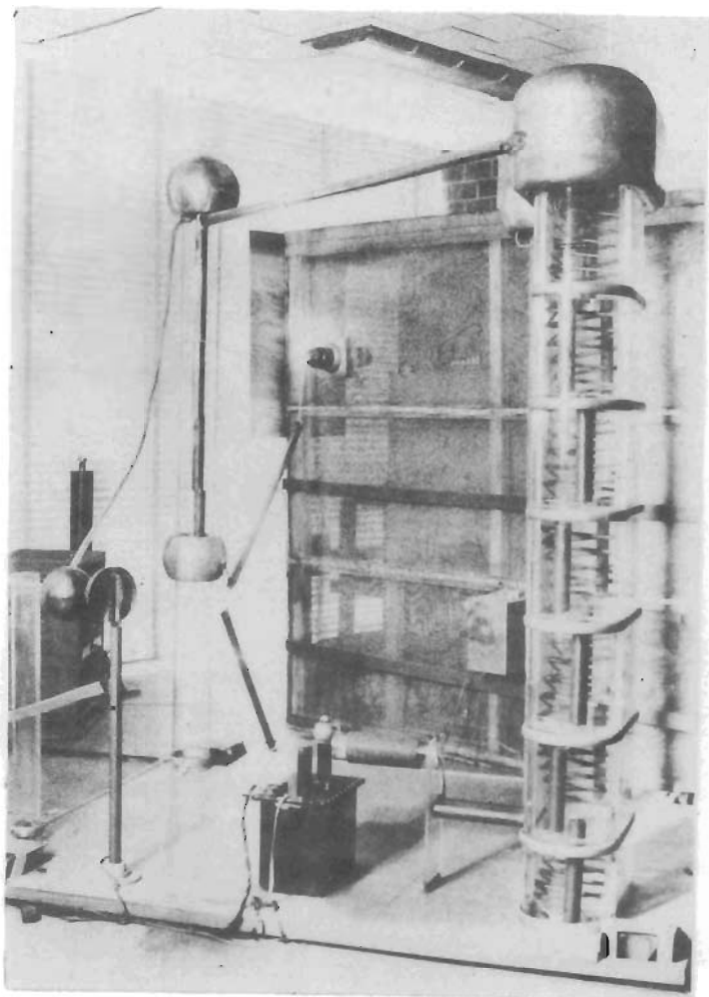


Fig. 16

Arreglo experimental fuera de la jaula de Faraday. De izquierda a derecha puede verse : el sistema (esferas) de disparo, circuito formador de pulsos (condensador almacenador (C_1), resistencias y atravesador) y el generador Cockroft-Walton.

Placa 1



5 ns/cm

Placa 2



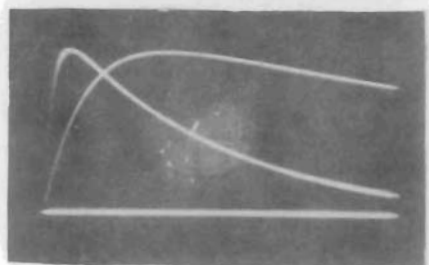
1 μ s/cm

Placa 3



10 ns/cm

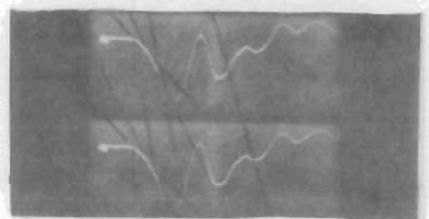
Placa 4



10 μ s/cm

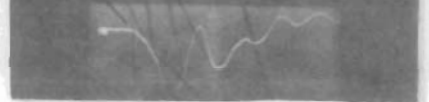
50 μ s/cm

Placa 5



5 ns/cm

Placa 6



5 ns/cm

Placa 7



5 ns/cm

Placa 8

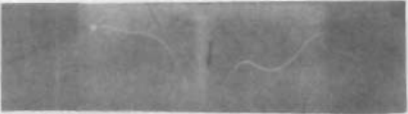












5 ns/cm

Placa 9



5 ns/cm

Placa 10		2 ns/cm
Placa 11		2 ns/cm
Placa 12		2 ns/cm
Placa 13		2 ns/cm
Placa 14		2 ns/cm
Placa 15		2 ns/cm
Placa 16		2 ns/cm
Placa 17		2 ns/cm
Placa 18		2 ns/cm
Placa 19		2 ns/cm
Placa 20		2 ns/cm