

# INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL

ESCUELA SUPERIOR DE INGENIERÍA MECÁNICA Y ELÉCTRICA

SECCIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO E INVESTIGACIÓN

## ANÁLISIS EXPERIMENTAL DE DESCARGAS ELÉCTRICAS PULSADAS EN ALTO VACÍO

### TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS

CON ESPECIALIDAD EN INGENIERÍA ELÉCTRICA

PRESENTA:

ING. JUAN NIETO SALAZAR



MÉXICO D.F. 2000

A BIBIANA.



Pour le plaisir d'être tous le deux.

Agradezco a CONACYT la beca asignada para mis estudios de maestría, Beca #120017. A mis padres y mi hermano Andrés. A mis profesores y amigos Arturo Robledo, José Luis Hernández, Armando Morales, Kiyoshi Meguro, René Gutiérrez, Jesús Campos, Rafael Escarela Y Ricardo Mota; agradezco todo el apoyo y la paciencia que han tendido hacia mí. A todos los que contribuyeron en mi formación profesional. Y a los que no saben de mi existencia, les agradezco el anonimato.

Juan Nieto alazar.

# RESUMEN

En esta tesis se presenta el estudio sobre la generación y diagnóstico de descargas eléctricas pulsadas de gran intensidad y con frentes de onda escarpados con el propósito de aplicarlas en el diseño de equipo de conmutación en alto vacío y de fuentes pulsadas de *rayos X*.

Se construyó un sistema generador, capaz de proporcionar pulsos con amplitud de decenas de *kiloamperes*, frente de onda de *100 nanosegundos*, y con una capacidad máxima de *2.25 kJ*. El sistema consta de un capacitor y como medio compresor de pulso, una línea de transmisión de placas paralelas (*strip-line*), ésta a su vez, transfiere el pulso a la carga, por medio de un *spark-gap* de desacoplo en aire, tipo autovalvular.

Igualmente, se diseñó y calibró un sistema de medición de potencia pulsada, que consta de un par de sondas de medición: una bobina de *Rogowski* de una sola espira y una sonda de tensión de tipo capacitivo. Se reporta el desempeño en pruebas de puesta en servicio de ambos sistemas.

Se analizó el efecto que tiene la distancia y la geometría sobre el *spark-gap* de desacoplo (*spark-gap* en aire) funcionando como interruptor de transferencia de carga; se encontró que el tiempo de erección del pulso esta en función de la distancia de *gap*, misma que se puede utilizar para controlar el tiempo de conmutación del sistema generador de pulsos.

El sistema de pulsos rápidos construido se aplicó a una serie de cargas que incluyeron: corto-circuito, arco en alto vacío, fibras delgadas y arco en aire a presión atmosférica. La idea es comparar los diferentes casos entre sí para poder entender mejor el comportamiento del arco de vacío.

En la investigación realizada se encontró que el arco sufre contracciones e interrupciones. Estas se pueden diagnosticar con la medición de la derivada de  $i(t)$  y la emisión de *rayos X*.

La emisión de *rayos X* duros, toma lugar en aproximadamente  $2.3\tau$  después del inicio de la corriente y siempre coincide con una fuerte fluctuación en la señal de corriente *I-dot*; ésto esta de acuerdo con otros resultados de experimentación en plasmas.

# ABSTRACT

In this thesis, an investigation on the generation and applications of high intensity, fast pulsed electric discharges is presented. The goal is to apply it to the design of switching equipment and pulsed *X-ray* sources.

A generator system was built, capable of producing pulses with a magnitude of tenths of *kiloampers*, wave fronts of hundreds of nanoseconds and a energy of *2.25 kJ*. The system is made of a capacitor and a parallel plate transmission line (*strip-line*) acting as a pulse compressor, which in turn, transmits the pulse to the load through a self-break air spark-gap.

A measuring system was also designed and calibrated, consisting of a couple of sensors: a single-loop *Rogowski*-coil and an capacitive field sensor. Both the performance of the generators system and diagnostics is also reported.

The influence of the distance and geometry of the *spark-gap*, acting as a charge transference switch was also investigated. It was found that the pulse's rising time is related to the length of the gap, which can be used as a switching time control for the generator.

The pulser built was applied to several types of loads including: short-circuit, vacuum spark, fiber discharges and air breakdown. Comparison of the arc in differents media helps to better understand the dynamics of a vacuum arc.

The results obtained showed that the electric arc presents contractions and interruptions. These were diagnosed by measuring the derivative of  $i(t)$  and the *X-ray* emission.

Hard *X-rays* emission appears about *2.3 ns* after current start, and it is always in coincidence with a strong fluctuation of the *I-dot* current signals. This is in agreement with experimental results on plasmas.

<b>CONTENIDO</b>	<b>Pagina.</b>
RESUMEN.	4
ABSTRACT	5
CONTENIDO	6
ÍNDICE DE FIGURAS.	10
ÍNDICE DE TABLAS	16
GLOSARIO DE TERMINOS.	17
LISTA DE SIMBOLOS.	18
CONSTANTES FUNDAMENTALES.	19

## **CAPÍTULO I.- INTRODUCCIÓN GENERAL.**

1.1	Presentación.	21
1.2	Objetivos.	22
1.3	Justificación.	22
1.4	Aportaciones.	23
1.5	Estado del Arte.	24
1.6	Interruptores en vacío.	25
1.7	Organización de la tesis.	28

## **CAPÍTULO II.- TÉCNICA DE GENERACIÓN Y MEDICIÓN DE POTENCIA PULSADA.**

2.1	Generación de potencia pulsada.	30
	2.1.1 Almacén capacitivo.	32
2.2	Sección compresora del pulso.	36

2.3	Tipos de interruptores.	38
2.3.1	Spark-gaps.	39
2.4	Medición de potencia pulsada.	42
2.4.1	Sensores de campo o sensores capacitivos.	43
2.4.1.1	Diseño de una sonda capacitiva.	45
2.4.1.2	Calibración de una sonda de tensión capacitiva.	50
2.4.1.3	Análisis de resultados de la sonda capacitiva.	57
2.4.2	Sensores de corriente.	60
2.4.2.1	Principio de operación de bobina de Rogowski.	62
2.4.2.2	Análisis de resultados de la bobina de Rogowski.	67
2.5	Conclusiones.	70

### **CAPÍTULO III.- CONSTRUCCIÓN DE SISTEMA GENERADOR DE PULSOS.**

3.1	Descripción del generador a diseñar.	72
3.2	Modo de operación.	74
3.3	Componentes del sistema de pulsos.	75
3.4	Tiempo de carga del capacitor del generador.	78
3.5	Construcción de la línea de transmisión.	82
3.5.1	Cálculos de la línea coaxial.	83
3.5.2	Cálculo de la línea strip-line.	86
3.6	Diseño del spark-gap de desacoplo.	90
3.7	Puntas de arqueo para protección.	92
3.8	Conclusiones.	93

### **CAPÍTULO IV.- MECÁNICA DE LA DESCARGA ELÉCTRICA PULSADA EN VACÍO.**

4.1	El vacío como aislante eléctrico.	96
4.2	Ruptura eléctrica en vacío.	97
4.3	Mecanismos de ruptura eléctrica en vacío.	98
4.3.1	Mecanismo de intercambio de partículas.	98
4.3.2	Teorías de emisión de campo.	100
4.3.2.1	Mecanismo de calentamiento del ánodo.	100
4.3.2.2	Mecanismo de calentamiento del cátodo.	101
4.3.3	Mecanismo sobre irregularidades en los electrodos.	102
4.4	Conclusiones.	104

## **CAPÍTULO V.- ANÁLISIS DE RESULTADOS.**

5.1	Introducción.	106
5.2	Línea de transmisión.	106
5.3	Spark-gap de desacoplo.	110
5.4	Modelo en PSpice de la línea de placas planas y gap de desacoplo.	115
5.4.1	Modelado de la línea de transmisión.	115
5.4.2	Modelado del saprk-gap de desacoplo.	116
5.5	Descargas pulsadas en alto vacío y en fibras delgadas.	121
5.6	Transferencia de carga.	133
5.7	Discusión de resultados.	136

## **CAPÍTULO VI.- CONCLUSIONES GENERALES.**

6.1	Conclusiones.	139
6.1.1	Sobre la generación y medición de pulsos.	139
6.1.2	Sobre la mecánica de la descarga eléctrica en vacío.	140
6.2	Aportaciones.	141

6.3	Recomendaciones para trabajos futuros.	142
-----	--	-----

## **APÉNDICES.**

<b>Apéndice 1.</b>	Factores de conversión para presiones de vacío.	144
<b>Apéndice 2.</b>	Curva de <i>Paschen</i> .	145
<b>Apéndice 3.</b>	Publicaciones generadas durante el trabajo de tesis.	146
<b>Apéndice 4.</b>	Técnicas de generación y medición de vacío	147
<b>Apéndice 5.</b>	Líneas de transmisión.	163
<b>Apéndice 6.</b>	Ondas viajeras.	170

<b>BIBLIOGRAFÍA.</b>	175
----------------------	-----

# ÍNDICE DE FIGURAS.

## CAPÍTULO I

Figura 1.1	<i>Configuración de electrodos al vacío para promover el movimiento del arco.</i>	25
Figura 1.2	<i>Sección transversal típica de un interruptor de vacío.</i>	27

## CAPÍTULO II

Figura 2.1	<i>Ejemplo de la compresión de un pulso.</i>	31
Figura 2.2	<i>Diagrama de compresión de pulsos.</i>	31
Figura 2.3	<i>Circuito de descarga eléctrica simple de banco capacitivo.</i>	33
Figura 2.4	<i>Esquema de un circuito con línea formadora de pulsos LFP.</i>	34
Figura 2.5	<i>Esquema del circuito de un generador Marx.</i>	35
Figura 2.6	<i>Generador Marx en erección alimentando un circuito con LFP.</i>	35
Figura 2.7	<i>Generador de pulsos de LFP y con gap de corte.</i>	36
Figura 2.8	<i>Ejemplo de líneas de transmisión y generadores más comunes.</i>	38
Figura 2.9	<i>Spark-gaps de distorsión de campo.</i>	40
Figura 2.10	<i>Esquema general del sistema generador de pulsos y sistema de medición de potencia pulsada</i>	42
Figura 2.11	<i>Esquema básico de un sensor capacitivo.</i>	44
Figura 2.12	<i>Ejemplo de sensor capacitivo de campo eléctrico dentro de un GIS</i>	45
Figura 2.13	<i>Esquema de la sonda capacitiva diseñada.</i>	47
Figura 2.14	<i>Diagrama equivalente de la sonda de voltaje.</i>	47

Figura 2.15	<i>Dimensiones que determinan la sensibilidad de la sonda capacitiva.</i>	49
Figura 2.16	<i>Capacitancia <math>C_1</math>, de la sonda, en función de su posición con respecto a la línea de transmisión.</i>	49
Figura 2.17	<i>Constante de tiempo RC de la sonda, en función de su posición y para varios valores de <math>R_1</math>.</i>	50
Figura 2.18	<i>Circuito para modelar la sonda de tensión en modo divisor capacitivo.</i>	52
Figura 2.19	<i>Sonda operando en modo divisor capacitivo para una <math>R_1</math> de 33.4kV<math>\sqrt{\mu}</math> considerando el retardo por el cable coaxial y utilizando constante de atenuación calculada.</i>	52
Figura 2.20	<i>Sonda operando en modo divisor capacitivo para una <math>R_1</math> de 33.4kV<math>\sqrt{\mu}</math> sin considerar el retardo por cable coaxial y utilizando constante de atenuación calculada.</i>	53
Figura 2.21	<i>Sonda operando en modo divisor capacitivo para una <math>R_1</math> de 33.4kV<math>\sqrt{\mu}</math> considerando el retardo por cable coaxial y utilizando constante de atenuación empírica.</i>	54
Figura 2.22	<i>Sonda operando en modo divisor capacitivo para una <math>R_1</math> de 33.4kV<math>\sqrt{\mu}</math> sin considerar el retardo por cable coaxial y utilizando constante de atenuación empírica.</i>	54
Figura 2.23	<i>Circuito para modelar la sonda de tensión en modo V-dot.</i>	55
Figura 2.24	<i>Sonda operando en modo V-dot para una <math>R_1</math> de 100V<math>\sqrt{\mu}</math> considerando el retardo por cable coaxial y utilizando constante de atenuación calculada.</i>	56
Figura 2.25	<i>Sonda operando en modo V-dot para una <math>R_1</math> de 100V<math>\sqrt{\mu}</math> sin considerar el retardo por cable coaxial y utilizando constante de atenuación calculada.</i>	56
Figura 2.26	<i>Sonda de voltaje.</i>	57
Figura 2.27	<i>Registro de la sonda capacitiva en modo V-dot, para un pulso de 30kV</i>	58
Figura 2.28	<i>Pulso de 30kV, resultado de integrar la señal de la figura 2.27.</i>	59

Figura 2.29	<i>Pulso registrado por la sonda en modo divisor resistivo.</i>	60
Figura 2.30	<i>Bobina de Rogowski.</i>	62
Figura 2.31	<i>Corte transversal de la bobina de Rogowski.</i>	63
Figura 2.32	<i>Esquema del funcionamiento de la bobina de Rogowski.</i>	64
Figura 2.33	<i>Dimensiones que determinan la sensibilidad de la bobina de Rogowski.</i>	66
Figura 2.34	<i>Área útil de la espira en la bobina de Rogowski.</i>	66
Figura 2.35	<i>Circuito equivalente del sistema generador de pulsos en corto-circuito.</i>	68
Figura 2.36	<i>Electrodos en corto-circuito.</i>	68
Figura 2.37	<i>Oscilogramas de <math>I(t)</math> e <math>I\text{-dot}</math> registrados por la bobina de Rogowski para un pulso de 30kV en corto-circuito.</i>	69

### CAPÍTULO III

Figura 3.1	<i>Esquema del sistema compresor de pulsos a diseñar.</i>	73
Figura 3.2	<i>Circuito del sistema de pulsos.</i>	73
Figura 3.3	<i>Diagrama esquemático del sistema generador de pulsos con línea de transmisión strip-line.</i>	74
Figura 3.4	<i>Capacitores Maxwell.</i>	75
Figura 3.5	<i>Interruptor Maxwell.</i>	76
Figura 3.6	<i>Almacenamiento de energía en función del voltaje de operación del generador.</i>	78
Figura 3.7	<i>Circuito equivalente de carga del generador de una sola etapa.</i>	79
Figura 3.8	<i>Tiempo de carga del capacitor.</i>	80
Figura 3.9	<i>Esquema del circuito auxiliar de disparo de trigger para arreglo de distorsión de campo.</i>	81
Figura 3.10	<i>Voltaje de operación del interruptor Maxwell operando con aire sintético.</i>	81

Figura 3.11	<i>Línea de transmisión.</i>	82
Figura 3.12	<i>Línea de transmisión coaxial.</i>	83
Figura 3.13	<i>Línea de transmisión de placas planas paralelas.</i>	86
Figura 3.14	<i>Sistema generador de pulsos y cámara de pruebas de vacío.</i>	90
Figura 3.15	<i>Diseño de los electrodos del spark-gap de desacoplo.</i>	91
Figura 3.16	<i>Aspecto físico del spark-gap de desacoplo.</i>	91
Figura 3.17	<i>Puntas de arqueo para protección.</i>	92

## CAPÍTULO IV

Figura 4.1	<i>Mecanismo de intercambio de partículas.</i>	99
Figura 4.2	<i>Haz de electrones en el mecanismo de calentamiento del ánodo en la ruptura eléctrica en vacío.</i>	100
Figura 4.3	<i>Ruptura en vacío causada por el calentamiento de microproyecciones en el cátodo.</i>	101
Figura 4.4	<i>Teoría de la rebaba para la ruptura en vacío.</i>	104

## CAPÍTULO V

Figura 5.1	<i>Pulsos de corriente comprimidos con distintas líneas de transmisión y electrodos de prueba en corto-circuito.</i>	107
Figura 5.2	<i>Pulsos de corriente comprimidos con distinta línea de transmisión y electrodos de prueba a presión atmosférica.</i>	108
Figura 5.3	<i>Pulsos de corriente comprimidos con distinta línea de transmisión y electrodos de prueba en alto vacío.</i>	108

Figura 5.4	<i>Comparación de corrientes a distintas configuraciones de gap de pruebas en una línea de transmisión coaxial, aplicando un pulso de 30kV.</i>	109
Figura 5.5	<i>Comparación de corrientes a distintas configuraciones de gap de pruebas en una línea de transmisión de placas planas, aplicando un pulso de 30kV.</i>	110
Figura 5.6	<i>Oscilogramas del voltaje para varias distancias de gap con un voltaje de carga de 30 kV.</i>	111
Figura 5.7	<i>Defasamiento entre un pulso de voltaje y las corrientes para distintas distancias del spark-gap de desacoplo.</i>	112
Figura 5.8	<i>Comparación entre tiempo de frente, tiempo de cresta y tiempo de retardo en función de la distancia de spark-gap.</i>	114
Figura 5.9	<i>Oscilogramas de voltaje y corriente para una distancia de gap de 8.25 mm.</i>	119
Figura 5.10	<i>Circuito modelo para el sistema generador de pulsos.</i>	119
Figura 5.11	<i>Respuesta simulada en Spice de la tensión y corriente, para un valor de inductancia de spark-gap de desacoplo de 651.1 nH.</i>	120
Figura 5.12	<i>Esquema simplificado del gap de pruebas dentro de la cámara de vacío, detectores de rayos X y en la base del electrodo inferior se encuentra la bobina de Rogowski.</i>	121
Figura 5.13	<i>Pulso de 40 kV aplicado a una configuración esfera-plano a <math>10^{-6}</math> mbar.</i>	122
Figura 5.14	<i>Pulso de 40 kV aplicado a una configuración esfera plano a una presión atmosférica.</i>	123
Figura 5.15	<i>Coeficientes de transmisión de los filtros de aluminio empleados en la detección de rayos X.</i>	124
Figura 5.16	<i>Coeficientes de transmisión de los filtros de cobre empleados en la detección de rayos X.</i>	124
Figura 5.17	<i>Coeficientes de transmisión de los filtros de titanio empleados en la detección de rayos X.</i>	125
Figura 5.18	<i>Disparo en corto-circuito. Configuración de gap esfera-plano.</i>	126

Figura 5.19	<i>Disparo en vacío (la escala vertical se encuentra en unidades arbitrarias). Filtro empleado: 100<math>\mu</math>m Al, V=-40 kV.</i>	127
Figura 5.20	<i>Señales de diodos PIN para alambres de distintos diámetros.</i>	128
Figura 5.21	<i>Disparo sobre fibras de acero de 85<math>\mu</math>m de diámetro. Filtro empleado: 4<math>\mu</math>m Al.</i>	129
Figura 5.22	<i>Disparo sobre alambre eureka. Voltaje de carga de -50kV. Filtro empleado: 4<math>\mu</math>m Al.</i>	129
Figura 5.23	<i>Disparo sobre un cabello humano.</i>	130
Figura 5.24	<i>Disparo en vacío de 40kV y detección de rayos X.</i>	131
Figura 5.25	<i>Coeficientes de transmisión de energía en combinación, empleados en un mismo disparo de 40 kV en vacío, con arreglo de gap de pruebas de latón y perfil Borda.</i>	132
Figura 5.26	<i>Señales registradas para con el diodo PIN para pruebas de alto vacío y gap de 0.5 mm.</i>	133
Figura 5.27	<i>Comparación entre corrientes de conducción para diferentes cargas utilizadas en este experimento.</i>	135
Figura 5.28	<i>Corriente de conducción para cabellos a diferentes voltajes.</i>	135
Figura 5.29	<i>Comparación de la transferencia de carga para diferentes arreglos de gap de pruebas.</i>	136

# ÍNDICE DE TABLAS.

## CAPÍTULO II

Tabla 2.1	<i>Modos de operación de la sonda de voltaje.</i>	51
Tabla 2.2	<i>Constantes de atenuación para los modos divisor capacitivo y V-dot.</i>	55

## CAPÍTULO III

Tabla 3.1	<i>Resumen de parámetros de las líneas de transmisión.</i>	89
-----------	--	----

# GLOSARIO DE TÉRMINOS

**Spark-gap.** Par de electrodos separados por un aislante en el que ocurren descargas eléctricas, se usa como conmutador en alta tensión.

**Strip-line.** Línea de transmisión en forma de capacitor longitudinal de placas planas y paralelas, en la que predomina su capacitancia por encima del resto de sus parámetros característicos.

**Pulso ultrarrápido.** Pulso con frente de onda del orden de nanosegundos.

**Streamer.** Canal ionizado que se origina por agregación sucesiva de avalanchas electrónicas.

**Avalancha electrónica.** Proceso de multiplicación de electrones en movimiento, debida a colisiones entre ellos; reacción en cadena.

**Rebaba de metal.** Pequeños cúmulos de metal sobre la superficie de los electrodos; compuestos del mismo material de los electrodos.

**V-dot e I-dot.** Señal de voltaje registrada por el osciloscopio, la cual es equivalente ya sea a la derivada de algún voltaje o a la derivada de una corriente.

**Frente 10-90%.** Es el tiempo virtual del frente de onda en pulsos, el cual se define como el intervalo de tiempo en el que el pulso alcanza del 10 al 90 % de su valor cresta.

**Spark-gap de desacoplo.** Interruptor de transferencia que se encuentra entre línea de transmisión y carga, su función es dar a la línea de transmisión el tiempo requerido para comprimir el pulso aplicado.

# LISTA DE SIMBOLOS

$U_E, W_E$	Energía eléctrica.
$E, D$	Intensidad de campo eléctrico y desplazamiento eléctrico.
$H, B$	Intensidad y densidad campo magnético.
$v(t), i(t)$	Voltajes y corrientes variantes en el tiempo.
$l, d, \bar{r}$	Longitud, distancia y diámetro.
$j$	Densidad de corriente.
$W_a, \bar{r}$	Función de trabajo.
$Q(y)$	Función de Nordheim.
$t, t_0$	Tiempo.
$T_e$	Incremento de la temperatura del electrón.
$R, L, C, G$	Resistencia, inductancia, capacitancia y conductancia.
$Z_0$	Impedancia característica.
$\epsilon$	Permitividad eléctrica relativa.
$\mu$	Permeabilidad magnética relativa.
$P$	Potencia.
$p$	Presión.
$q$	Carga eléctrica.
$\tau$	Constante de tiempo, tiempo de propagación de onda.
$u, \bar{u}$	Velocidad, velocidad de propagación de onda.
$f, \omega$	Frecuencia y frecuencia angular.
$S$	Conductividad eléctrica.
$\tan \delta$	Tangente de pérdidas en dieléctricos.
$\delta$	Profundidad de penetración.
$n$	Numero de moléculas por unidad de volumen.
$m$	masa.
$l$	Recorrido libre medio, longitud de onda, tasa de amortiguamiento.
$S$	Sensitividad, constante de atenuación.
$I\text{-dot}$	Derivada instantánea de la corriente $di(t)/dt$ .

# CONSTANTES FUNDAMENTALES

$c$	<i>Velocidad de la luz</i>	$2.9979 \cdot 10^8$	<i>m/s</i>
$e$	<i>Carga del electrón</i>	$1.6022 \cdot 10^{-19}$	<i>C</i>
$\epsilon_0$	<i>Permitividad eléctrica del vacío</i>	$8.8541 \cdot 10^{-12}$	<i>F/m</i>
$\mu_0$	<i>Permeabilidad magnética del vacío</i>	$1.2566 \cdot 10^{-6}$	<i>H/m</i>
$h$	<i>Constante de Planck</i>	$6.6261 \cdot 10^{-34}$	<i>J-s</i>
$m_e$	<i>Masa del electrón</i>	$9.1094 \cdot 10^{-31}$	<i>kg</i>
$k$	<i>Constante de Boltzman</i>	$1.3807 \cdot 10^{-23}$	<i>J/K</i>
$A_m, N_B$	<i>Número de Avogadro</i>	$6.0221 \cdot 10^{23}$	<i>mol<sup>-1</sup></i>
<i>atm</i>	<i>Atmósfera estándar</i>	$1.0132 \cdot 10^5$	<i>Pa</i>

# CAPÍTULO I

## INTRODUCCIÓN

## 1.1 Presentación.

La razón principal del estudio del vacío, se debe a sus propiedades aislantes, ya sean térmicas o eléctricas. La idea de utilizar el vacío para propósitos de aislamiento eléctrico es muy antigua. De acuerdo con la teoría de *Townsend* [14, 31, 33, 36, 46, 54, 61], el crecimiento de la corriente en un *Spark-gap*, depende de la presencia de moléculas ionizables. En la ausencia de cualquier tipo de partículas, como en el caso del vacío perfecto, no debería existir ningún impedimento para que el vacío funcionara como medio aislante perfecto. Sin embargo, en la práctica, los electrodos construidos de metal y superficies aislantes dentro de los sistemas de vacío, complican el problema, pues aún en el vacío una tensión considerablemente alta puede causar una ruptura eléctrica.

En este trabajo, se analiza principalmente el comportamiento de un *spark-gap* inmerso en una cámara de vacío, al cual se aplica un pulso de corriente de gran intensidad. El análisis se realizó confrontando 4 diferentes cargas del *spark-gap* bajo estudio:

- 1) *Spark-gap* a presión ambiente (580 mmHg,  $\text{Cl} = 0.77$ ; para la Ciudad de México)
- 2) *Spark-gap* en bajo vacío y alto vacío ( $10^{-2}$  y  $10^{-5}$  mbar)
- 3) *Spark-gap* albergando una fibra delgada.
- 4) Corto-circuito.

Otro aspecto muy importante a considerar, es la peculiaridad de los pulsos, pues además de ser de gran intensidad, son de frente de onda ultrarrápido, esto con el fin de enfocar el trabajo de la presente Tesis a los interruptores de vacío y al estudio de fuentes alternativas y coherentes de rayos X. En 1897, *Wood* encontró que una descarga eléctrica en vacío, generaba una emisión de rayos X [44], en su opinión, se debía al bombardeo del ánodo por electrones. La posibilidad de producir tubos de rayos X de potencia pulsada, basada en el fenómeno de ruptura eléctrica en vacío, atrae la atención de los científicos desde los años 30's; y hasta la fecha, no se han logrado esclarecer varios de los mecanismos que intervienen en la ruptura eléctrica; es por ello que, mediante el análisis de pruebas

experimentales, se pretende contribuir en el conocimiento científico de descargas eléctricas pulsadas.

## **1.2 Objetivos.**

### **Objetivo General**

Contribuir al conocimiento tecnológico de los mecanismos de operación del arco en vacío y en plasmas en el seno del alto vacío.

### **Objetivos Particulares**

- \* Obtener información experimental que permita comprender los mecanismos de la descarga eléctrica en alto vacío y en fibras conductoras, con el fin de estudiar la emisión de rayos X y entender como conmuta el alto vacío.
- \* Diseñar y construir un sistema que genere pulsos de gran intensidad y de frente de onda rápido.
- \* Implementar un sistema de medición capaz de registrar intensidades de corriente y voltaje en potencia pulsada de gran intensidad y alta frecuencia; así como la detección de rayos X.

## **1.3 Justificación.**

Las descargas eléctricas en vacío, están siendo investigadas debido, entre otras cosas, a las excelentes propiedades aislantes del alto vacío, pues su rigidez dieléctrica es mayor que la del aceite, el hexafloruro de azufre o el aire a presión atmosférica [37, 54]. Adicionalmente las características del arco en vacío, en particular su rápida recuperación, lo hacen un medio adecuado para la conmutación en potencia [60].

Desde la antigüedad existe el interés por estudiar las propiedades del alto vacío; y aún a partir de los años treinta que fue cuando se retomó con más fuerza, no se han podido aclarar varios de los mecanismos que intervienen durante la descarga. Por otra parte, el interés

reciente en fuentes de *rayos X* de alta energía, han hecho resurgir el interés en descargas pulsadas en vacío y sobre fibras delgadas en alto vacío. Este tipo de descargas sufre un colapso súbito del canal de descarga, conocido como *Z-pinch*, durante el cual se produce una fuerte emisión de radiación.

La investigación de las propiedades de la descarga en vacío demanda equipo especial, debido a la rapidez con que conduce o deja de conducir este medio. Los pulsos aplicados deben tener frentes del orden de decenas de nanosegundos y ser de muy alta tensión. Para poder manejar frentes tan rápidos, se utiliza una combinación de generador Marx acoplado con una línea de transmisión de baja impedancia, que permite depositar el pulso en un tiempo muy breve. Esto requiere de tecnología especial, pues todo el sistema debe estar encapsulado.

La investigación de esta Tesis está perfilada a adquirir el conocimiento y la habilidad en el manejo de descargas eléctricas pulsadas de gran intensidad, y a proporcionar la ingeniería de diseño de un generador de baja capacidad ( $2.25kJ$ ) para dar las bases a trabajos futuros y construir un generador de  $36kJ$ ,  $600kV$  de tensión pico y una capacidad de  $0.2\mu F$ . La potencia pico que se manejará será del orden de  $1.5GW$ , que es comparable con la que requiere la *industria mexicana de interruptores*. Por otra parte, un generador de estas características, será único de su tipo en *México*, lo que permitirá aumentar el número de mexicanos especialistas en potencia pulsada y contribuir en el conocimiento científico de fuentes alternativas de *rayos-X*; ya que a nuestros días, es muy reducido el grupo de especialista en esta rama de la ingeniería en *México*.

#### **1.4 Aportaciones de la presente tesis.**

La presente tesis proporciona las bases sobre generación de potencia pulsada y las características de construcción de un generador de pulsos ultrarrápidos, también presenta un análisis experimental sobre el diagnóstico de descargas eléctricas pulsadas en alto vacío.

Éstos conocimientos son la base del estudio de conmutación en vacío, y es de gran importancia iniciar esta rama de la tecnología de conmutación de potencia, ya que en México no existen grupos de investigación sobre la mecánica de la descarga en vacío. Con el diagnóstico de *rayos X* se puede contribuir al conocimiento de dosificación de vapores metálicos sobre los contactos de un interruptor de potencia al vacío. De la misma manera se puede hacer un estudio sobre la velocidad de recuperación del aislamiento en interruptores al vacío, ya que el control de dicha velocidad de recuperación permite controlar los tiempos de frente de sobretensión causadas por maniobras de corte en los sistemas eléctricos de potencia.

### **1.5 Estado del Arte.**

Un disyuntor o interruptor de potencia es un dispositivo cuya función consiste en interrumpir y restablecer la conducción de corriente en un circuito [9, 36, 37, 46]. Esta interrupción se puede efectuar bajo carga, para aislar por ejemplo una falla, o para desconectar o conectar cualquier equipo eléctrico o línea de transmisión [60, 61].

El margen de aplicación de los interruptores de potencia es hoy en día más amplio, debido fundamentalmente a las elevadas tensiones de transmisión de energía en el ámbito comercial, las cuales llegan hasta 400kV para el caso de México. Las intensidades de corto circuito de los sistemas densamente mallados han superado los 50kA, debido a las elevadas densidades de carga de las ciudades modernas y centros industriales de gran capacidad de producción [39].

El procedimiento de una selección óptima del tipo de interruptores depende como es bien sabido, de gran cantidad de factores, como costo unitario por MVA de maniobra, confiabilidad, capacidad de ruptura, gastos de mantenimiento, etc. La selección de un interruptor de potencia obedece, en sí, a los requerimientos del sistema en el ámbito de planificación del mismo, a la experiencia acumulada en su operación y mantenimiento, y por supuesto, al costo unitario ya que los precios fluctúan notablemente de un tipo a otro [61].

## 1.6 Interruptores en vacío.

Los interruptores al vacío utilizan como medio de extinción un vacío de hasta  $10^{-5}$  Torr (apéndice A2), en el cual no se pueden engendrar descargas eléctricas como en los gases, debido a la ausencia de los átomos que se requieren para la ionización. Si bien hoy en día resulta relativamente fácil crear un vacío elevado, obligando a una separación reducida de los contactos, el interruptor al vacío ha tropezado con una serie de dificultades técnicas. Así por ejemplo, al disminuir la separación entre los contactos el tiempo de desconexión de la corriente también se hace mínimo. Esto aunado a la rápida recuperación de rigidez dieléctrica del vacío conlleva a un aumento muy peligroso de  $di(t)/dt$ .

Pudiendo operar totalmente libre de arcos eléctricos, debido a la citada ausencia de material (átomos), los contactos de interruptores al vacío se dosifican en la práctica con un vapor metálico, de manera que durante su operación se forme un arco eléctrico controlable. El arco en vacío se forma en un vapor metálico, producto de la separación de los contactos, para difundirse luego en forma radial debido a su propio campo magnético. Esto evita un reencendido del arco después del paso natural por cero de la corriente. En la figura 1.1 y 1.2, se ilustra la configuración de un electrodo de contacto y un interruptor en vacío.



*Figura 1.1 Configuración típica de electrodos de un interruptor al vacío para promover la rotación del arco.*

Este tipo de interruptores es conocido desde hace unos 40 años y se ha utilizado para interrumpir corrientes pequeñas. Los desarrollos recientes, predominantemente en Estados Unidos, Inglaterra, Alemania y la actual Rusia, han dado como resultado un interruptor muy promisorio para tensiones de hasta 30kV y potencias de ruptura de hasta 1000 MVA.

El interruptor consta de un envase de vidrio o alúmina y dentro se encuentran alojados los contactos, uno de ellos es fijo y el otro móvil. Este último se mueve dentro de un fuelle, de manera que el vacío se mantenga dentro de sus valores nominales. Como se mencionó antes, la presencia del arco se debe únicamente a la presencia del vapor metálico proveniente de los electrodos, el cual es sometido a un proceso de ionización. Desde el punto de vista operacional, este vapor metálico resulta ser la característica más relevante de este interruptor, ya que su dosificación regula o nivela la intensidad de corriente del propio arco, evitando que por exceso se produzca un reencendido y por defecto una elevada sobre tensión. Es decir, si la dosificación de vapor metálico es muy elevada, el arco se reenciende después del paso natural por cero de la corriente, y si, por el contrario, es muy baja, entonces ocurre una extinción prematura, la cual puede engendrar sobrecorrientes muy peligrosas a causa de una  $di(t)/dt$  elevada.

La capacidad de funcionamiento de los interruptores al vacío depende decisivamente de la elección de los materiales adecuados para garantizar una presión interna suficientemente reducida durante toda la vida útil,

- no debe producirse ningún aumento inadmisibles de la presión causado por influencias internas como, por ejemplo, la liberación de gas durante el corte de corriente de corto-circuito.
- deberán ser herméticos los tubos de los interruptores al vacío para impedir que aumente la presión a causa de influencias externas.

Para satisfacer el primer requisito se emplean únicamente materiales de absoluta pureza, libres de componentes vaporables con facilidad y sumamente pobres en gas. Por ello, para la caja y las piezas interiores solo puede utilizarse en general materiales especiales como, por ejemplo, cobre exento de oxígeno (*OF-Cu*), aceros al *romo-níquel* y aleaciones a base de *hierro, níquel y cobalto*.

Los materiales empleados en los contactos son especialmente pobres en gas, pues se funden y vaporizan durante el servicio. De esta forma se evaporan los gases eventualmente disueltos en el metal. Por otro lado los procesos de maniobra en el vacío fijan de nuevo el gas liberado. La elección del material de los contactos naturalmente depende también de los requisitos exigidos de gran poder de maniobra, pequeña corriente de desprendimiento, reducidas fuerzas de soldadura y buena conductibilidad. Todas estas exigencias son satisfechas por los materiales siterizados por impregnación a base de tugsteno y cobre (tubos de maniobra para contactores) y de cromo y cobre (tubos de maniobra para interruptores de potencia).

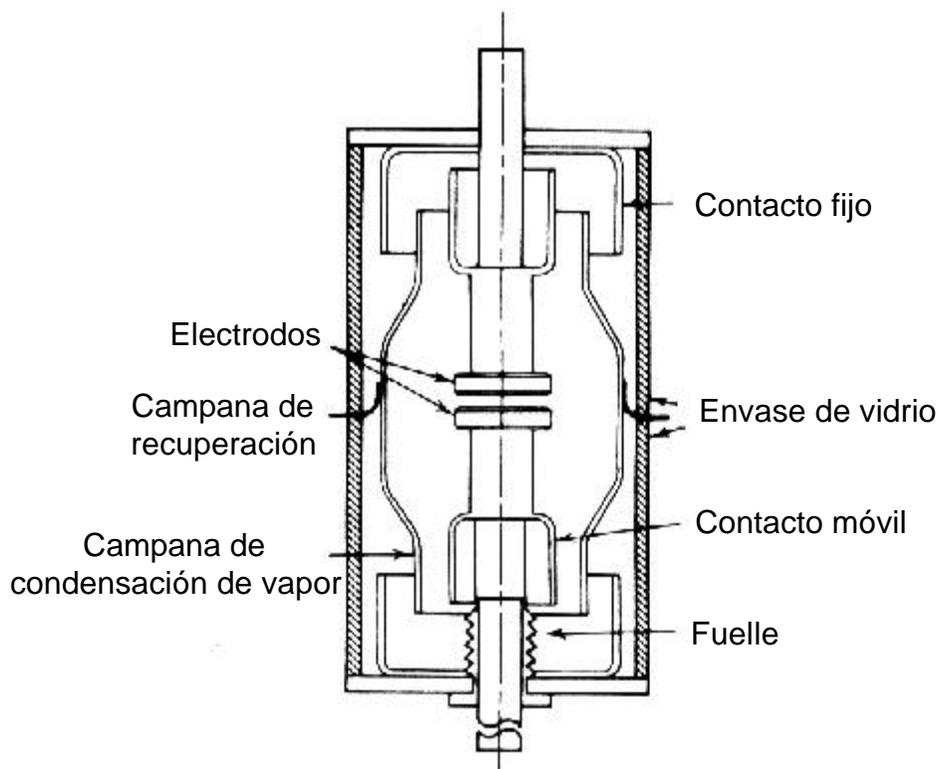


Figura 1.2 Sección transversal típica de un interruptor de vacío.

### **1.7 Organización de la Tesis.**

En el primer capítulo, se presenta el objetivo de la tesis, algunos antecedentes sobre el tema y se plantean los motivos que mueven esta investigación. En el capítulo II se describen los mecanismos básicos de la compresión de pulsos, así como la forma de medirlos; se proporcionan los datos de diseño y método de calibración para una sonda de tensión y para una bobina de *Rogowski*. El capítulo III contiene la información sobre el diseño de un generador de pulsos, así como las características del medio compresor de pulsos, igualmente, se proporciona información sobre su puesta en servicio. En el capítulo IV, se explica la teoría sobre descargas eléctricas en vacío. En los capítulos V y VI se presentan, el análisis de resultados y las conclusiones generales.

# CAPÍTULO II

## TÉCNICAS DE GENERACIÓN Y MEDICIÓN DE POTENCIA PULSADA

# TÉCNICAS DE GENERACIÓN Y MEDICIÓN DE POTENCIA PULSADA

## 2.1 Generación de potencia pulsada.

El interés en dispositivos capaces de generar varios millones de *volts* y transmitir varias centenas de miles de *Amperes* en periodos de decenas de nanosegundos, ha crecido considerablemente en los últimos años. Se construyeron una serie de máquinas con el propósito de estudiar problemas de diseño de generadores de pulsos, tubos de *rayos X*, cátodos, conducción en un haz de electrones, y muchos otros aspectos relacionados con la conmutación en gran potencia y la física de plasmas [17, 27, 28, 40, 41, 51].

La mayoría de los generadores pulsados se componen de tres partes fundamentales:

- a) Almacén de energía.
- b) Sección de compresión y formación del pulso.
- c) Interruptor de desacoplo.

El propósito fundamental de todos estos tipos de sistemas de pulsos, es convertir una entrada de baja potencia y tiempo largo, en una salida a gran potencia en un tiempo sumamente corto. Un ejemplo de compresión de pulso se puede apreciar en la figura 2.1a y 2.1b; se tiene un pulso de  $1kW-1s$ , de entrada y es comprimido a  $1GW-1ns$  de salida. En el caso ideal de pérdidas en el sistema, la entrada y salida de energía (áreas sombreadas), son iguales.

$$W_{\text{entrada}} = W_{\text{salida}} \quad (2.1)$$

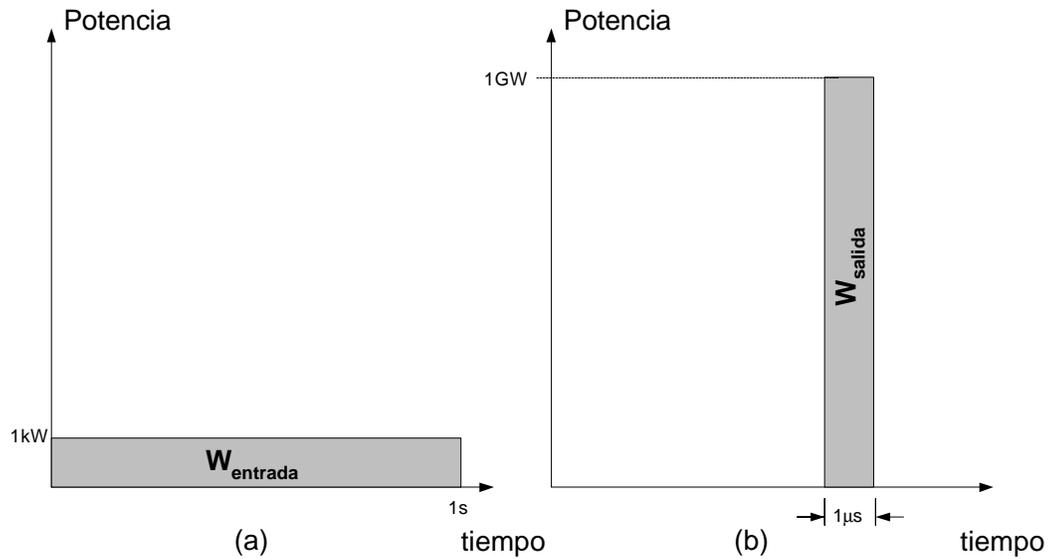


Figura 2.1 Ejemplo de la compresión de un pulso, (a) pulso de entrada, (b) pulso de salida. (El esquema es representativo, por lo tanto no se encuentra a escala).

En general, un diagrama de un sistema de potencia pulsada, puede representarse como se muestra en la figura 2.2 [9, 36, 43, 44, 46]. La alimentación de alta tensión, es la fuente de potencia del sistema. El tiempo de carga de la sección de almacenamiento (típicamente un *Marx*) de energía, está determinado por las especificaciones de la fuente de alimentación de alta tensión y puede variar desde algunos segundos, hasta minutos.

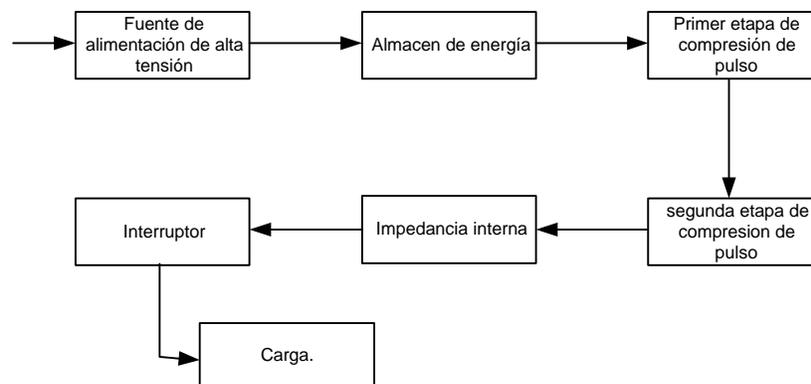


Figura 2.2 Diagrama de compresión de pulsos.

La compresión del pulso empieza cuando la energía almacenada en el banco de capacitores es transmitida a la primera etapa de compresión del pulso. El número de etapas compresoras de pulsos, puede variar desde una hasta varias, dependiendo de la aplicación

de los pulsos. Cada una de estas etapas requiere de un interruptor. La impedancia entre cada sección se ve afectada por las propias conexiones; es necesario transferir un máximo de potencia a la carga con un mínimo de reflexiones (apéndice A6). La sección final antes de la carga es el interruptor principal, que deposita el pulso a la carga.

### 2.1.1 Almacenamiento capacitivo.

Hay numerosos tipos de circuitos que proporcionan pulsos con frentes desde nanosegundos hasta picosegundos. Todos estos circuitos se pueden caracterizar por su etapa capacitiva o inductiva. Estos circuitos pueden implementarse con alguno de los interruptores que se mencionaran más adelante, pero algunos circuitos se componen de un tipo de interruptor específico.

Un circuito de descarga eléctrica básico y su forma de onda, se muestran en las figuras 2.3a y 2.3b, respectivamente. La llegada del pulso a la carga, ocurre cuando el interruptor  $S_I$ , cierra. El tiempo de decaimiento del pulso se determina por la constante de tiempo  $RC$  [1, 7, 8, 16, 29], para una carga resistiva. Idealmente, el tiempo de frente del pulso, es cero, sin embargo, inductancias parásitas de los capacitores, interruptores, carga y cables, incrementan el tiempo de frente [42, 48, 52, 55].

Los generadores pulsadores con línea formadora de pulso [*LFP*] o línea de transmisión son la topología del circuito de tipo más común para la generación de pulsos cortos, con todo tipo de interruptores [28, 42, 60, 61]. De hecho, los interruptores pulsadores de rejilla, son casi exclusivos de este tipo de circuitos. Una *LFP* de longitud  $d$ , figura 2.4a, es usada para producir un pulso cuadrado. Cuando el interruptor  $S_I$  cierra a un tiempo  $t = t_0$ , un pulso de amplitud  $V_0/2$  se propaga en la línea una distancia  $d$ , por lo que un pulso se refleja en  $d$  y regresa al interruptor en un tiempo

$$t = t_0 + \frac{2d\sqrt{\epsilon_r}}{c} \quad [\text{s}] \quad (2.2a)$$

$$t = t_0 + 2\tau \quad [\text{s}] \quad (2.2b)$$

donde:

$$\tau = \frac{d\sqrt{\epsilon_r}}{c} \quad [\text{s}]$$

$t =$  Tiempo de tránsito del pulso en la línea.

$\epsilon_r =$  Permitividad relativa del material aislante de la línea.

$d =$  Longitud de la línea de transmisión en metros.

$c =$  Velocidad de la luz.

En el regreso del pulso reflejado, el voltaje en la carga empieza desde cero si  $Z_L = Z_0$ , que es la impedancia característica de la línea, como se puede apreciar en la figura 2.4a y 2.4b. El tiempo de frente y el tiempo de decaimiento son determinados una vez más por inductancias parásitas en los interruptores, cables y carga.

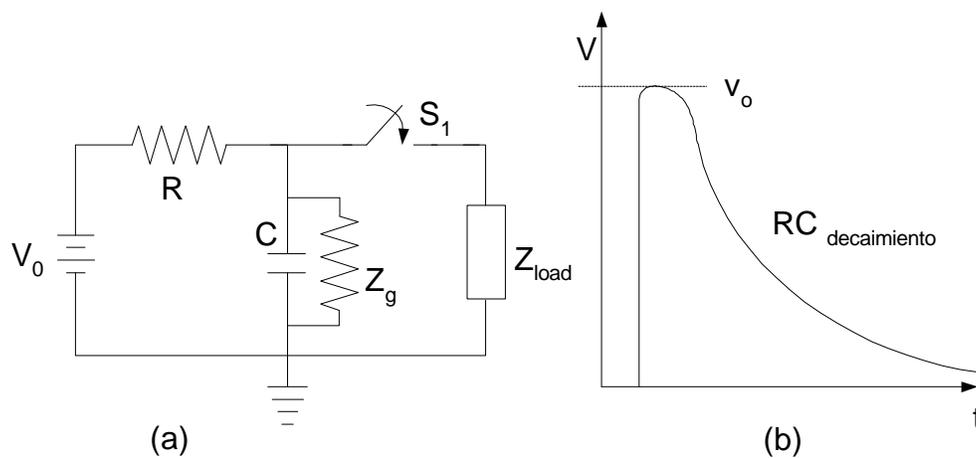


Figura 2.3 (a) Circuito de descargas eléctricas simple de banco capacitivo, (b) voltaje de salida con un decaimiento determinado por la constante de tiempo RC.

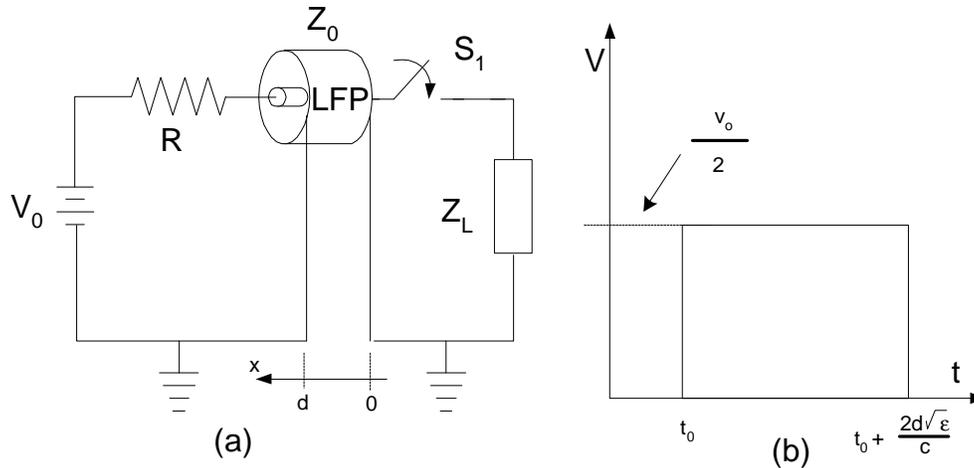


Figura 2.4 (a) Línea Formadora de Pulso LFP, (b) Pulso cuadrado de voltaje de salida.

Para cuando se requieren tensiones por arriba de los  $100kV$ , un generador *Marx* [17, 32, 36, 46, 61] es comúnmente usado. El “*Marx*” es un tipo de multiplicador de tensión inventado por *Marx* en 1923. El concepto básico del *Marx*, es cargar capacitores en paralelo y descargarlos en serie mediante interruptores, efectivamente incrementa el voltaje a  $N$  veces el voltaje de carga, donde  $N$  es el número de etapas y  $V_0$  es el voltaje de carga. Cuando todos los interruptores se encuentran cerrados, el *Marx* se encuentra erecto y esto es equivalente a un circuito simple con un capacitor, con una capacitancia de  $C/N$ , cargado a  $NV_0$ , como se puede ver en la figura 2.5. Los *Spark-gaps* [25, 42, 43, 44, 46, 60, 61, 62,], son los más comúnmente usados para la conmutación de un *Marx* a alta potencia, pero dispositivos de estado sólido como tiristores y transistores en avalancha pueden ser usados para aplicaciones en baja potencia. En el diagrama las  $R$  son las resistencias de carga,  $S_1$  a  $S_4$  los *spark-gap*. Aquí no se emplean resistencias de frente.

El *Marx* en erección, figura 2.5b, puede ser usado como un sustituto de fuente de alimentación en la figura 2.4. Una representación de un circuito de un banco de almacenamiento en un *Marx* alimentando una *LFP*, se da en la figura 2.6. La inductancia agregada,  $L$ , determina el tiempo de carga de la *LFP* y aísla al *Marx* del transitorio a alta frecuencia de la carga.

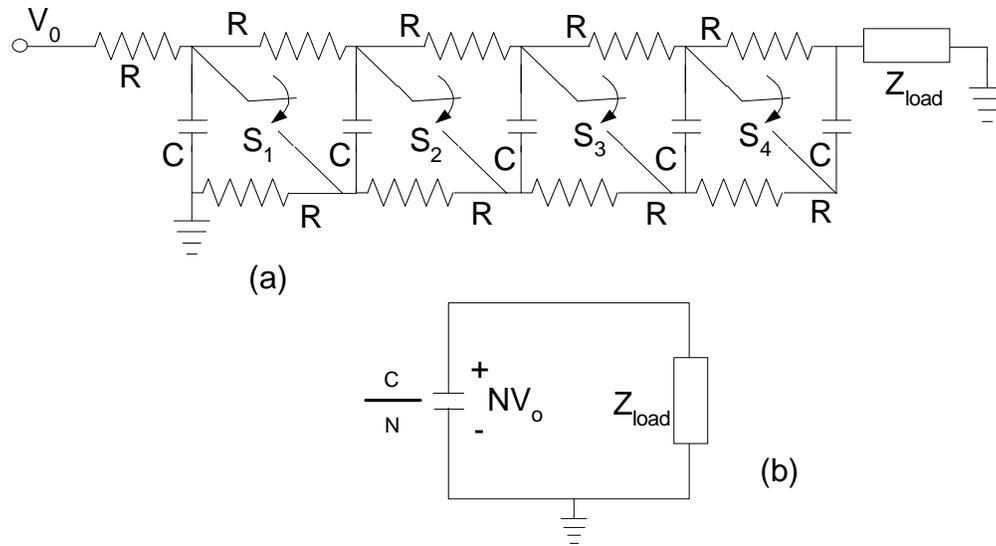


Figura 2.5 Generador Marx (a) Esquema del circuito de un generador Marx, (b) Circuito equivalente del generador Marx erecto [1, 9, 36, 40, 46].

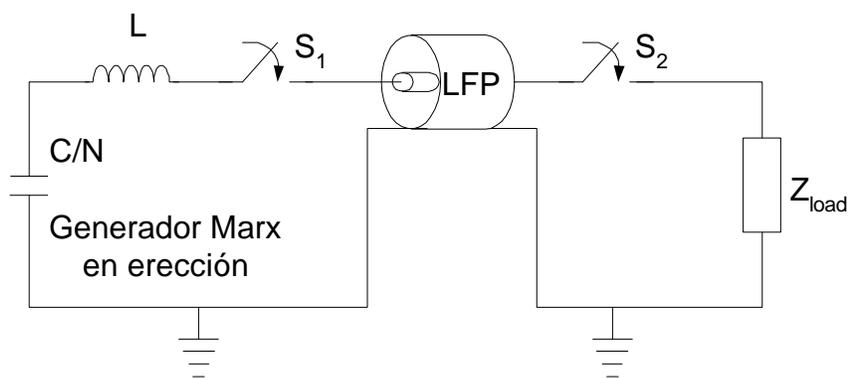


Figura 2.6 Banco Marx alimentando un circuito LFP.

Una manera interesante de acortar la duración de los pulsos en un circuito con *LFP*, son los *gaps* de corte [36, 46], figura 2.7. El pulso de salida de un circuito *LFP*, curva A, incide sobre el gap de corte,  $S_2$ . Como el pulso pasa por el punto X,  $S_2$  autodispara antes de que el pulso incidente alcance el pico. El resultado es un pulso de salida con un frente de onda rápido pero a expensas de una amplitud baja.

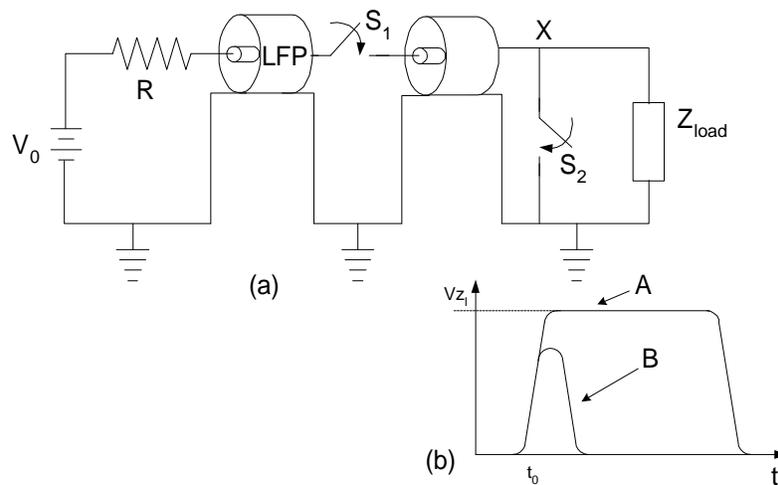


Figura 2.7 (a) Generador LFP con gap de corte, (b) curva de voltaje.

## 2.2 Sección compresora del pulso.

Considerando la principal función de esta etapa, que es la de ser capaz de transferir la energía almacenada en un tiempo corto; ésto requiere que el circuito tenga un ancho de banda de decenas de megaciclos. Esto generalmente implica que son líneas de transmisión, ya sea coaxial o de placas planas paralelas (*Strip-line*). Las cuales son del tipo de dos conductores espaciados uno del otro por una pieza de material dieléctrico y la separación entre conductores es menor que el ancho del conductor [28, 43, 42, 44, 47]. Como la sección de alta velocidad debe ser tratada como una línea de transmisión, su impedancia depende de la forma y materiales utilizados en su construcción, la velocidad local esta dada por

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad [\text{m/s}] \quad (2.3)$$

y su impedancia característica ésta dada por

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad [\Omega] \quad (2.4)$$

Donde  $L$  y  $C$ , son inductancia y capacitancia por unidad de longitud respectivamente. Una manera de calcular la impedancia para líneas de transmisión (*strip-line*) es mediante la formula siguiente

$$Z = \frac{377}{\sqrt{\epsilon_r}} \frac{t}{w} \quad [\Omega] \quad (2.5)$$

donde:

$t$  = espesor del material dieléctrico.

$w$  = ancho de la placa conductora.

$\epsilon_r$  = permitividad relativa.

En la figura 2.8 se puede observar dos líneas de transmisión básicas para generación de pulsos ultrarrápidos. El primer caso donde una línea de transmisión coaxial de impedancia  $Z_1$ , es conectada a una carga. Esta carga puede ser una resistencia o alguna otra línea de transmisión de impedancia  $Z_2$ . La ganancia del sistema esta dada por

$$G = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad (2.6)$$

y es igual a  $\frac{1}{2}$  cuando ambas impedancias son iguales. El segundo circuito fue inventado por A. D. Blumlein, donde dos líneas de transmisión forman el generador y es usual pero no necesario que tengan la misma impedancia. Para una duración igual en tiempo de transito

para los dos caminos, el circuito actúa como un generador doblemente cargado con una impedancia interna.

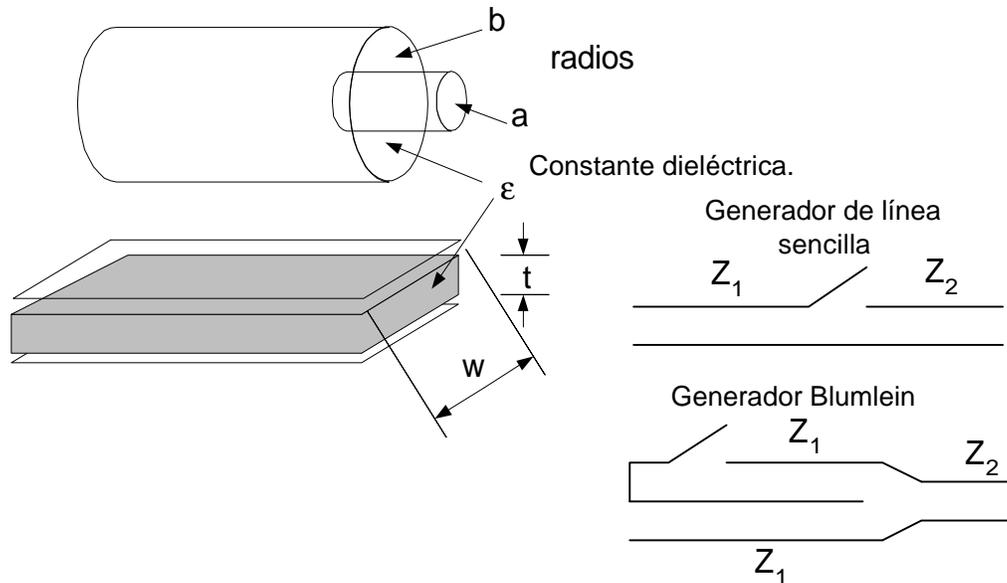


Figura 2.8 Ejemplos de líneas de transmisión y generadores más comunes [42, 43].

### 2.3 Tipos de interruptores.

Este es un campo muy extenso, por lo que solo se mencionaran los de tipo más común y los empleados en el diseño del generador de pulsos construido en esta tesis.

Dentro del grupo de los interruptores más frecuentemente utilizados en sistemas de potencia pulsada, se encuentran los siguientes [42, 43]:

- *Trigatrón.*
- *Cascada.*
- *Distorsión de campo.*
- *UV-trigger.*
- *Laser-trigger.*

Los interruptores del tipo *UV-trigger* [60], son muy limitados en el rango de operación. Mientras que los gaps *laser-trigger* tienen un rango de operación aceptable, pero estos sistemas son mucho más costosos que las otras técnicas utilizadas. El *trigatrón* es usado extensamente y es muy confiable si es propiamente diseñado. Cuando un banco de capacitores grande tiene que ser activado con gran confianza para experimentos de física de plasmas, se utiliza con mucha frecuencia arreglos de *gaps* en cascada y es a nuestros días muy utilizado para diversas aplicaciones.

Para la mayoría de aplicaciones, los investigadores prefieren los gaps de distorsión de campo, por lo pequeño del radio del electrodo *trigger*; este tipo de *gaps*, no requieren de una irradiación extra. La emisión de campo del *trigger* provee la iniciación de electrones necesaria; además que la longitud del *gap* y la inductancia asociada se ven minimizadas. La figura 2.9 muestra una sección transversal de un interruptor en gas de distorsión de campo, el cual es conocido como interruptor de *plano intermedio*. El interruptor puede usar esferas, puntas o cilindros como electrodos. El electrodo *trigger* no necesita estar en medio del *gap*.

### 2.3.1 Spark-gaps.

Los *Spark-gaps* de gas en alta presión gaseosa o llenos de aceite, son los interruptores preferidos en aplicaciones de alta potencia y alta tensión. Una pequeña descripción del proceso de conmutación, empieza con la aplicación de un nivel de voltaje a través del *gap* más allá del umbral de voltaje de ruptura. Esto inicia una avalancha electrónica en el *gap*, la cual crece hasta el punto donde el campo de la carga espacial está en relación con el campo aplicado, acelerando el proceso por crecimiento de *streamer* [31, 33, 35, 46, 54, 60, 61].

Éste crecimiento continúa hasta llegar a un canal débilmente ionizado a través del *gap*. Una vez establecido, en el canal empieza un proceso complejo de calentamiento, hasta que el voltaje a través del *gap* es esencialmente cero y entonces se considera que el interruptor se encuentra cerrado.

Los *Spark-gaps* pueden operar en modo *trigger* anexando un tercer electrodo en el entorno del interruptor. Este electrodo es entonces sujeto a un breve pulso de alta tensión

que inicia el proceso de ruptura eléctrica. El arreglo geométrico de este tercer electrodo tiene numerosas variantes.

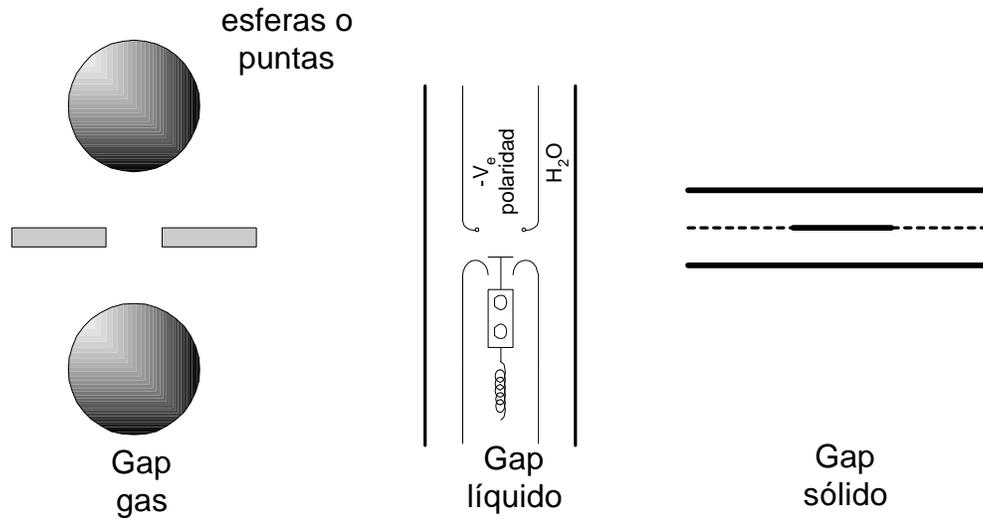


Figura 2.9 Spark-gaps de distorsión de campo.

El tiempo de frente del pulso, el cual es el mismo que el tiempo de caída del gap, es determinado por dos términos, la fase resistiva y la fase inductiva. La inductancia del canal puede ser aproximada como la de un alambre delgado de radio  $a$  cuya inductancia es [25]:

$$L = 2d \ln \left( \frac{b}{a} \right) \text{ [nH]} \quad (2.7)$$

donde  $d$  es el espacio interelectrodico en centímetros y  $b$  es el radio del conductor externo. La constante de tiempo debida a esta inductancia es [1, 26, 43]

$$\tau_L = \frac{L}{Z} \text{ [ns]} \quad (2.8)$$

donde  $Z$  es la impedancia del generador.

La fase resistiva es causada por la energía absorbida por el canal del plasma que se expande. Su constante de tiempo es [1, 26, 43]:

$$\tau_R = \frac{88}{Z^{\frac{1}{3}} E^{\frac{4}{3}}} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad [\text{ns}] \quad (2.9)$$

donde  $E$  es el campo eléctrico a lo largo del canal y  $r/r_0$  es la relación de densidades del gas a la del aire a condiciones normales de temperatura y presión, y  $Z$  es la impedancia del generador que controla el canal del plasma. El tiempo total de frente del interruptor se obtiene sumando linealmente los dos tiempos

$$\tau_{\text{tot}} = \tau_L + \tau_R \quad (2.10)$$

Debido a la baja densidad y alta presión, el hidrógeno es el gas más utilizado para alta tensión y tiempos de frente rápidos. Los *Spark-gaps* con hidrógeno a alta presión pueden producir pulsos de megavolts y tiempos de frente inferiores a los *100ps*. Aquí,  $\tau_{\text{tot}}$  es doble exponencial (*e-folding*). Cuando la subida del pulso no es exponencial, este parámetro se aproxima obteniendo el tiempo máximo en la subida de la onda de voltaje y se corta de *0%* hasta *100%* del valor pico de voltaje. Cuando la forma de onda es exponencial, el tiempo se multiplica por *2.2* para obtener el tiempo del *10%* al *90%* de la onda. En particular, la tasa máxima de cambio de corriente esta dada por la corriente pico dividida por  $\tau_{\text{tot}}$  [1, 26, 43]. Así el tiempo de frente está dado por:

$$t_{10-90} = \frac{2.2L}{Z} \quad (2.11)$$

## 2.4 Medición de potencia pulsada.

La medición de pulsos escarpados de alta tensión es esencial en el estudio de interruptores, láseres de gas pulsados, generadores de *rayos X* pulsados, física de plasmas y muchas aplicaciones más [2, 4, 6, 14, 31, 35, 37, 38, 54]. El diagnóstico de transitorios de frentes ultrarrápidos, requiere de sistemas de medición con rangos de medición por arriba de  $100\text{MHz}$ . Para medir pulsos de voltaje, se utilizan comúnmente divisores resistivos, capacitivos o sensores de campo eléctrico [18, 20, 21, 22, 23, 53, 68]; para pulsos de corriente se usan divisores de corriente (*shunts*) o bobinas de *Rogowski*.

De acuerdo al generador construido y a las características tan especiales que tiene un arco de vacío como carga, se decidió diseñar y construir una sonda de tipo capacitivo y una bobina de *Rogowski* de una sola vuelta, esto con el fin de que no se vea afectada la constante de tiempo del sistema generador de pulsos al agregar el sistema de medición [11, 15, 18, 22, 23, 38, 68]. En la figura 2.10 se muestra el sistema *generador-línea* construido para el trabajo experimental de esta tesis. Ahí se indica esquemáticamente la localización de las sondas de corriente y voltaje empleadas.

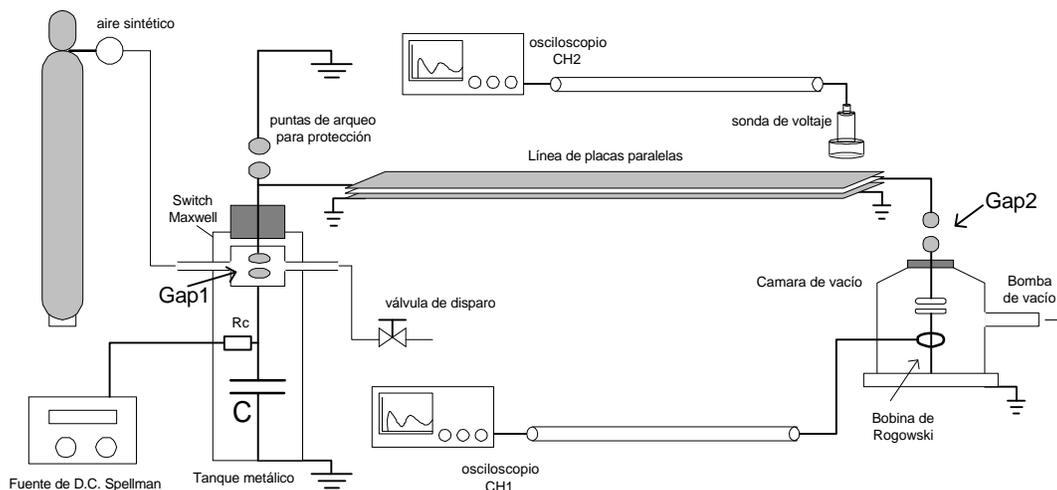


Figura 2.10 Esquema del sistema generador de pulsos, en el que se señala la posición de la sonda de voltaje y la bobina de Rogowski.

### 2.4.1 Sensores de campo o sensores capacitivos.

Un sensor de campo eléctrico [20, 23], puede ser considerado también como un divisor capacitivo, si los capacitores de las ramas de alta y baja tensión, así como las conexiones, tienen una inductancia despreciable. Generalmente un sensor de campo eléctrico, consiste en un electrodo de medición, conectado a través de una impedancia como referencia para el electrodo cercano al potencial de tierra. El principio de todo el sensor capacitivo de campo, puede deducirse de la primera ecuación de *Maxwell* donde se induce en el electrodo una carga  $q$  proporcional al campo de la manera siguiente

$$q = \int D \cdot ds \quad (2.12)$$

Una simplificación equivalente puede verse en la figura 2.11. La ecuación equivalente para el circuito simplificado es

$$i_0(t) = C_2 \cdot \frac{dv(t)}{dt} + \frac{v(t)}{R} = i_C + i_R \quad (2.13)$$

donde

$$C_2 = \epsilon_0 \frac{A}{h} \quad (2.14)$$

El sensor puede ser terminado con la impedancia característica del cable ( $R=Z$ ) o con una impedancia alta, por ejemplo impedancias de *IMV* que ofrecen algunos osciloscopios comerciales.

Si  $R = Z$ , la corriente capacitiva  $i_C$  es mucho más baja que la corriente ohmica  $i_R$  y por lo tanto tenemos

$$v(t) = R\epsilon A \frac{dE}{dt} \quad (2.15)$$

Podemos ver que el voltaje medido es proporcional a la derivada del campo eléctrico aplicado  $E$ . El límite inferior del ancho de banda es proporcional a la constante de tiempo  $\tau=RC_2$ . Para conseguir un mínimo límite inferior del ancho de banda, la capacitancia  $C_2$ , debe ser lo más pequeña posible, pero estas sondas por otro lado, tienden a reducir la sensibilidad a bajas frecuencias. Si el sensor es terminado con una impedancia alta, la corriente capacitiva es mucho más alta que la corriente ohmica y el voltaje medido está determinado por la siguiente ecuación

$$v(t) = \frac{A}{C_2} \epsilon E(t) \quad (2.16)$$

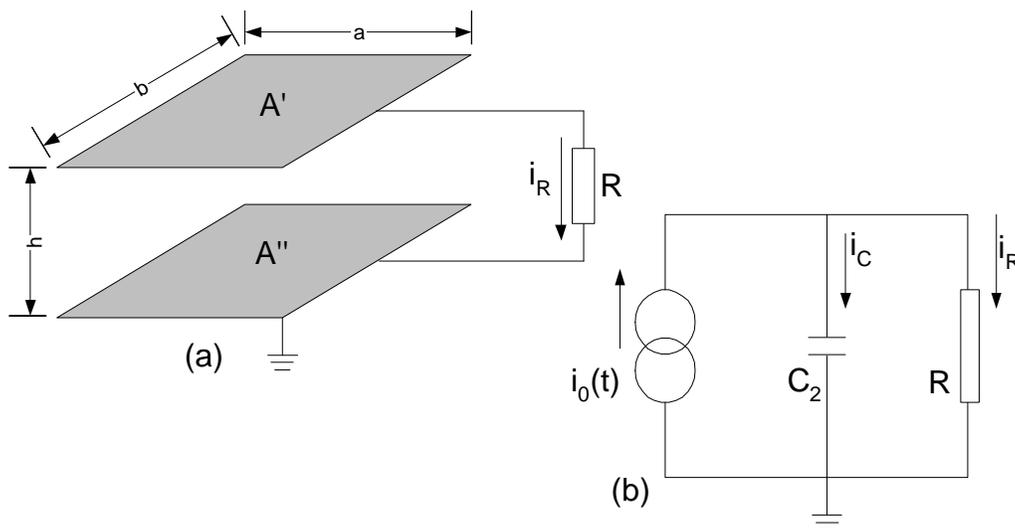


Figura 2.11 Esquema básico de un sensor capacitivo, (a) arreglo. (b) circuito equivalente simplificado ( $C_2$  es la capacitancia entre las placas  $A'$  y  $A''$ )

donde el voltaje medido es proporcional al campo eléctrico aplicado. El cambio de la capacitancia tiene dos efectos; el voltaje de salida y el límite inferior del ancho de banda, incrementan con el incremento de  $C_2$  en modo divisor capacitivo [20, 23].

El diseño básico de cada sensor, consiste de un electrodo plano y metálico (electrodo vivo) dentro de un receptáculo también metálico y aterrizado, con un aislamiento entre ambas piezas. El brazo de alta tensión, es la capacitancia entre el conductor y el electrodo vivo de la sonda. La figura 2.12 muestra un sensor capacitivo empleado en monitores de subestaciones compactas con aislamiento gaseoso (*GIS*).

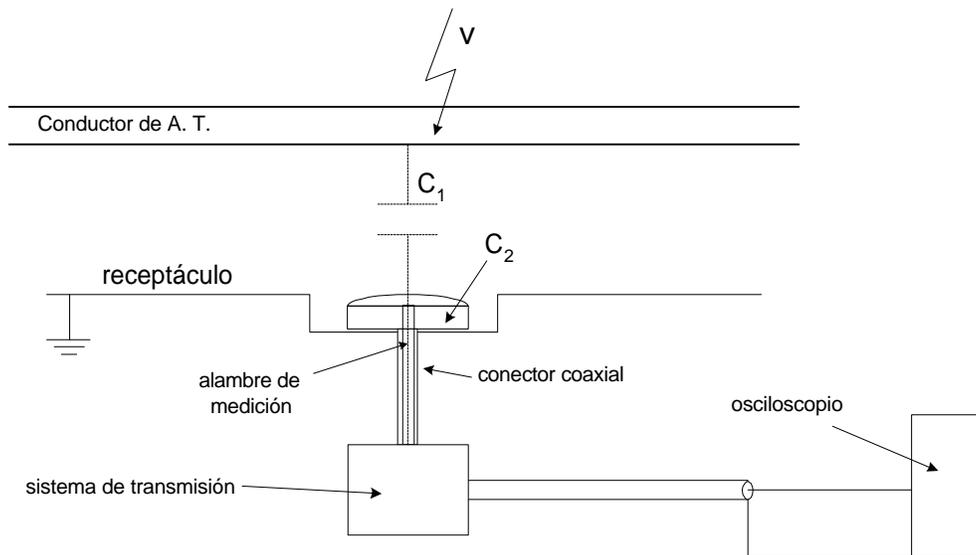


Figura 2.12 Ejemplo de sensor capacitivo de campo eléctrico dentro de un GIS.

#### 2.4.1.1 Diseño de una sonda capacitiva.

La figura 2.13 muestra el corte transversal de la sonda construida en el presente trabajo, capaz de monitorear el voltaje en una línea de transmisión tipo *strip-line*.

El sensor, o electrodo vivo, es un disco de  $1.85\text{ cm}$  de diámetro, albergado dentro de un receptáculo metálico de forma cilíndrica y conectado a tierra. El sensor está sostenido mecánicamente por un soporte aislante de nylon que llena todo el claro entre el borde del

receptáculo y el disco central. El sensor y el conductor de la línea de transmisión forman un capacitor dado que el campo eléctrico de ésta induce carga en la superficie del disco.

El disco se conecta a una resistencia de medición la cual, a su vez, se conecta al cable coaxial que lleva la señal al osciloscopio. La figura 2.14 muestra el diagrama equivalente del circuito de medición de voltaje [18].

$C_1$  es la capacitancia entre la línea y el sensor;  $C_2$  es la capacitancia entre el sensor y el receptáculo;  $R_1$  es la resistencia de medición. Mientras que  $L$ ,  $T$  es el cable coaxial y  $R_2$  es la resistencia del osciloscopio, en este caso  $50\Omega$ .

Sí la constante de tiempo  $RC=(R_1+R_2)(C_1+C_2)$  del circuito, es mucho menor que el tiempo de subida o tiempo de transito  $\tau$  de la línea de transmisión ( $RC \ll \tau$ ), entonces la salida de la sonda  $V_0$ , es proporcional a la derivada del voltaje en la línea  $V_i$  [18].

$$V_0 = R_2 C_1 \frac{dV_i}{dt} \quad (2.17)$$

Éste es el modo de operación conocido como *V-dot*. Sí por el contrario,  $RC \gg \tau$  entonces la sonda se comporta como divisor capacitivo convencional.

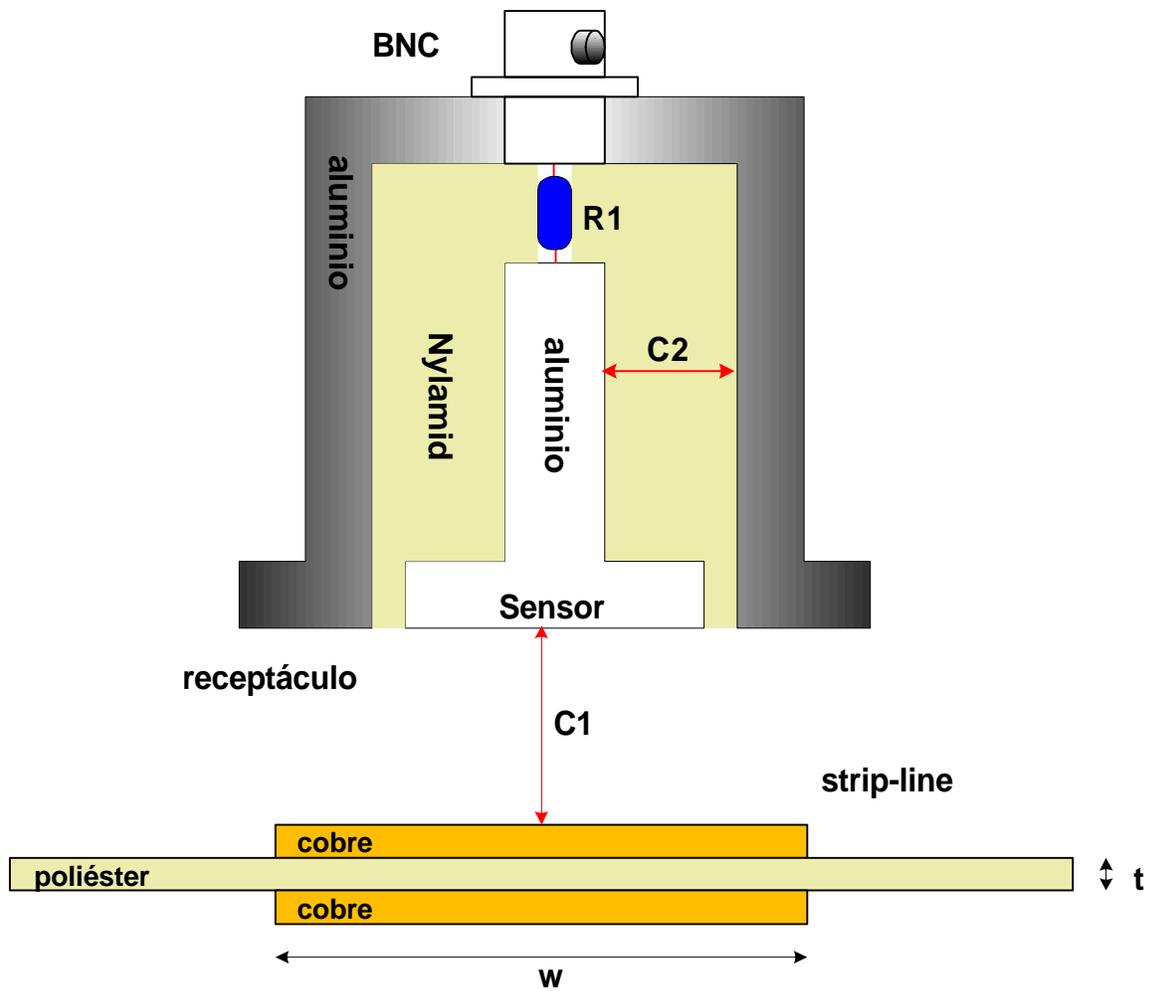


Figura 2.13 Esquema de diseño de la sonda capacitiva implementada para línea de transmisión de tipo strip-line.

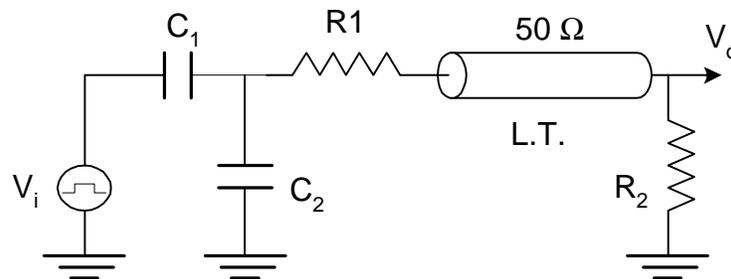


Figura 2.14 Diagrama equivalente de la sonda de voltaje.

Con el fin de analizar los distintos modos de operación de la sonda, se hizo una simulación utilizando el programa *Spice* con los valores determinados por la geometría de la sonda [1, 7, 8, 46, 48], su distancia a la línea de transmisión y propiedades dieléctricas del material aislante utilizado en la sonda (*Nylamid en éste caso*  $\epsilon_r=3.4$ ); como se puede apreciar en la figura 2.15. Para la capacitancia  $C_2$ , consideramos el arreglo coaxial que forma la parte interna del receptáculo contra la superficie lateral de los cilindros que forman el sensor central de la sonda, de la manera siguiente [55, 66]:

$$C_2 = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_r \ell}{\ln\left(\frac{r_0}{r_1}\right)} \quad [\text{F}] \quad (2.18)$$

ignorando el efecto de borde.

Se obtiene un valor de  $C_2$ , de  $8.0927 \text{ pF}$ . Mientras que para  $C_1$ , se calcula considerando un capacitor de placas planas; que se forma con el área plana del disco sensor y la placa viva de la línea de transmisión, de manera que el dieléctrico a considerar es el aire, de la manera siguiente

$$C_1 = \epsilon_0\epsilon_r \frac{S}{d} = \epsilon_0\epsilon_r \frac{\pi r^2}{d} \quad [\text{F}] \quad (2.19)$$

Dando el resultado que se puede apreciar en la gráfica de la figura 2.16 para cualquier valor de distancia  $d$  inferior a  $10 \text{ cm}$  entre la sonda y la línea de transmisión.

$$C_1 = \frac{0.24}{d} \quad [\text{pF} \cdot \text{cm}] \quad (2.20)$$

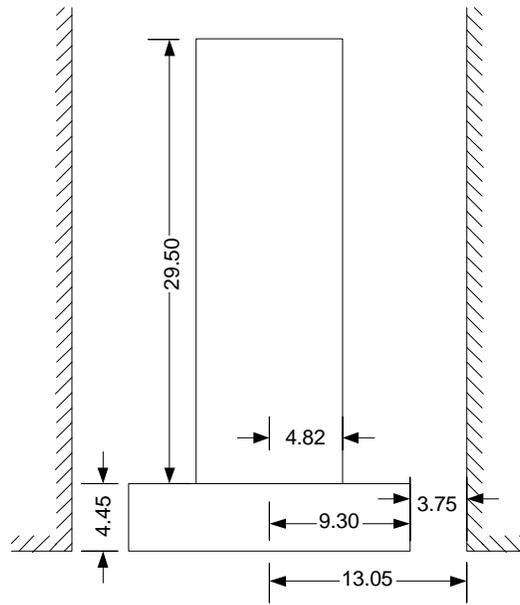


Figura 2.15 Dimensiones de la sonda capacitiva. (Acotaciones en mm).

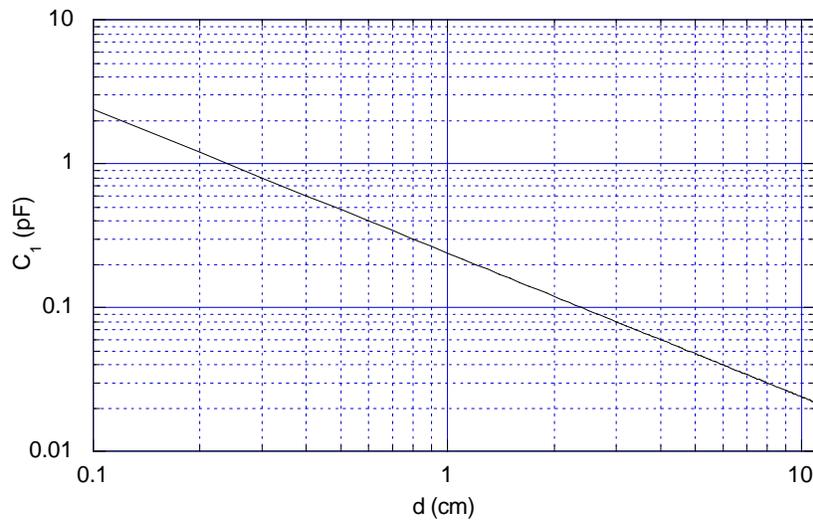


Figura 2.16 Capacitancia  $C_1$ , de la sonda, en función de su posición con respecto a la línea de transmisión.

Para una distancia de  $10\text{ cm}$ , se tiene una capacitancia  $C_1$  de  $0.024\text{ pF}$ , como se puede ver en la gráfica 2.16. Con el objeto de visualizar los modos de operación de la sonda, se variaron las resistencias  $R_I$ , utilizando valores selectos de  $100$ ,  $1k$  y  $33.4k\Omega$  y se procede a calcular las constantes de tiempo para los valores anteriores de resistencias y se comparan con el valor de  $\tau=15.9\text{ ns}$ , que es el tiempo de cruce de la línea de transmisión

tipo *Strip-line* (éste valor  $\tau=15.9\text{ ns}$ , se calcula en el capítulo IV, que corresponde al diseño de la línea de transmisión).

La gráfica 2.17 resume el valor que puede tomar la constante de tiempo de la sonda en función de la distancia  $d$  para varios valores de resistencia  $R_I$ . Igualmente se indican los modos de operación correspondientes en comparación con el tiempo de tránsito de la línea de transmisión.

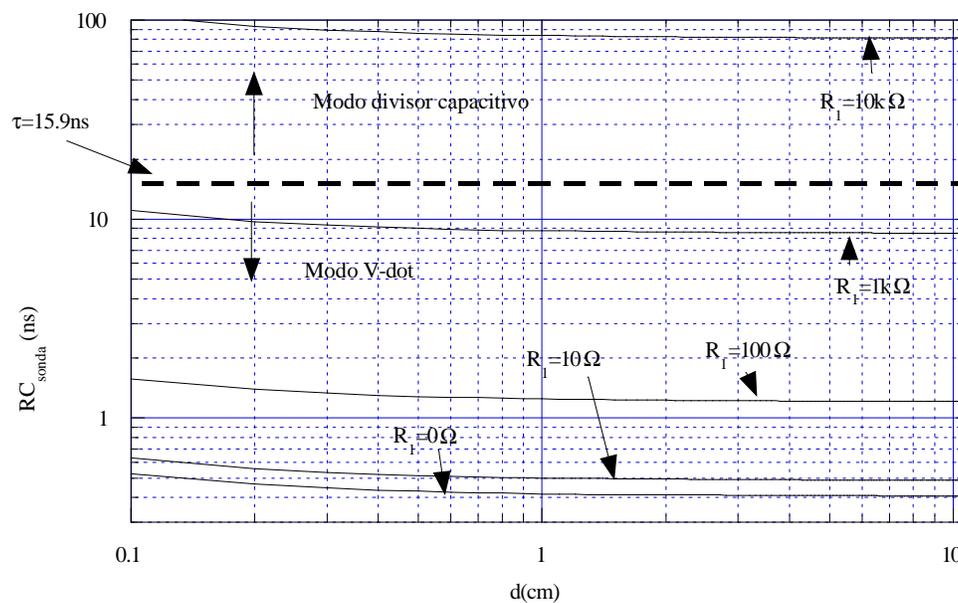


Figura 2.17 Constante de tiempo  $RC$  de la sonda, en función de su posición y para varios valores de resistencia  $R_I$ .

#### 2.4.1.2 Calibración de una sonda de tensión capacitiva.

Independientemente de lo que indique el criterio de modo de operación de la sonda dado en la tabla 2.1 [18], se procede a simular la sonda de tensión en ambos modos de operación, con el objeto de ver como se desempeña para cada valor de  $R_I$ .

Tabla 2.1 modos de operación de la sonda de voltaje. [18]

$R_1$ [ $\Omega$ ]	$RC_{\text{sonda}}$ [ns]	comparación	$\tau_{\text{strip-line}}$ [ns]	Modo de operación	
33.4 k	271.48	>>	15.9	17:1	Divisor capacitivo
1.0 k	8.5218	<	15.9	1:2	V-dot
100	1.2174	<<	15.9	1:13	V-dot

Para modo divisor capacitivo, se resuelve el circuito de la figura 2.14, dando como resultado la relación siguiente

$$V_0 = \frac{R_2 C_1}{(R_1 + R_2)(C_1 + C_2)} V_i \quad (2.21)$$

Mientras que para el modo *V-dot*, se calcula con la ecuación 2.17, en la que es indispensable hacer una integración de la señal registrada, para luego multiplicarla por  $R_2 C_1$ , como lo indica el criterio [18]. Para analizar los modos de operación, se simuló el circuito en computadora utilizando un impulso de  $20ns$  de frente y  $100ns$  de cola (ver circuito de la figura 2.18). En las gráficas las figuras de la 2.19 a la 2.22, se pueden apreciar los resultados modelados en *Spice*, Para la resistencia de  $33.4k\Omega$  la constante de tiempo es  $271.48ns$ , por lo que es 17 veces más grande que el tiempo de cruce de la línea de transmisión, por lo tanto, entra en el modo de divisor capacitivo. Para la resistencia  $R_1$  de  $100\Omega$  la constante de tiempo resulta de  $1.2174ns$ , que es 13 veces más pequeña y por lo tanto entra en el modo *V-dot*. Mientras que para el valor de  $R_1$  de  $1k\Omega$  se tiene un mal desempeño, pues la constante de tiempo resulta de  $8.5218ns$ , que es muy cercano al valor del tiempo de cruce de la línea.

En la gráfica de la figura 2.19, el valor pico de la tensión de salida, es inferior al valor pico de la señal de entrada, es por ello que partiendo del coeficiente de atenuación descrito por la ecuación 2.21, se llega al valor empírico compensado (tabla 2.2), con el objeto de hacer coincidir los valores pico para las señales de entrada y salida.

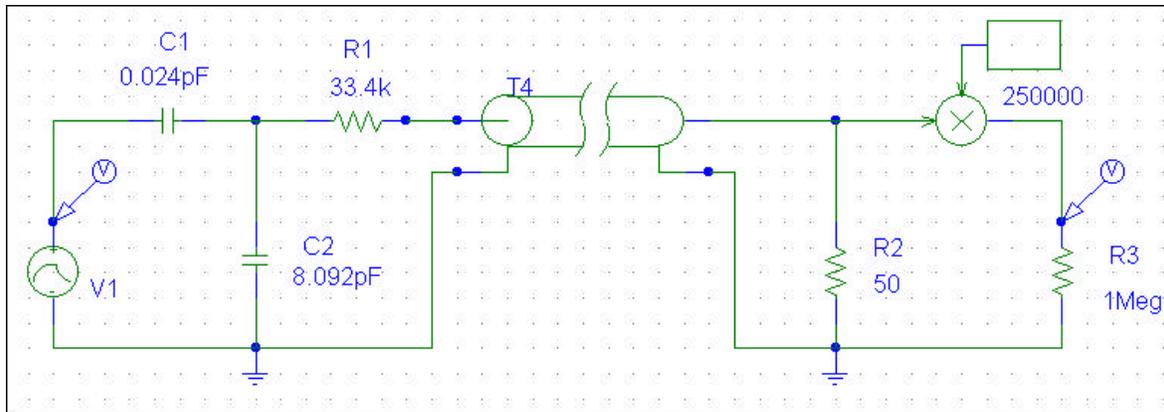


Figura 2.18 Circuito para modelar la sonda de tensión en modo divisor capacitivo.

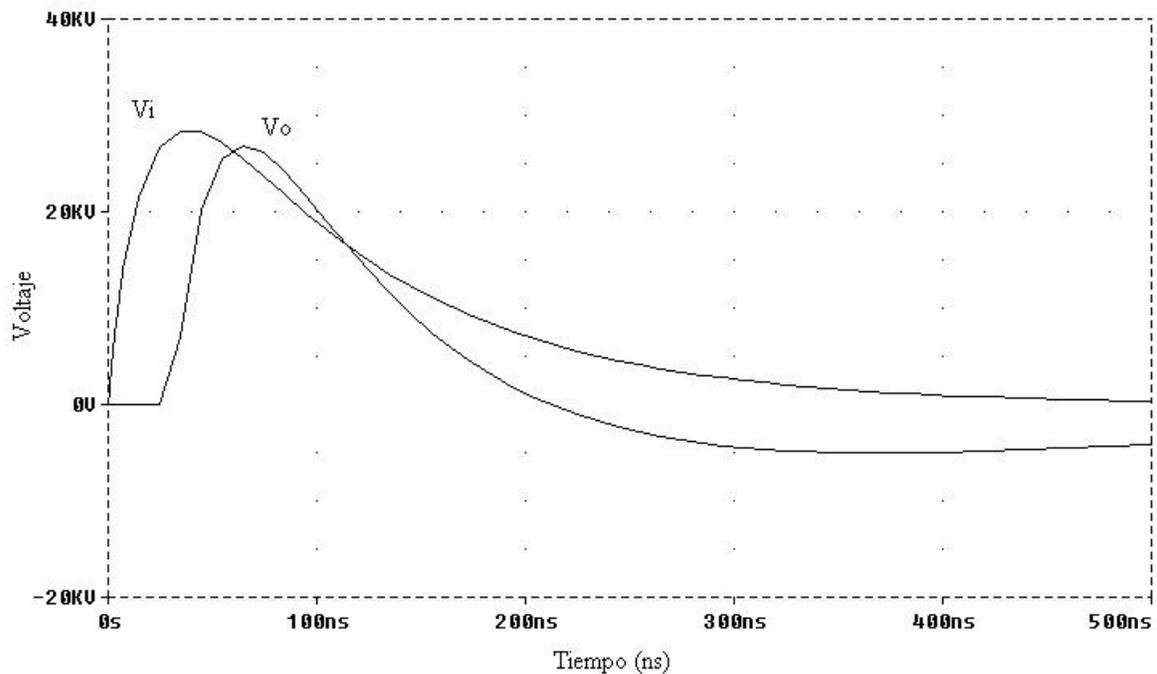


Figura 2.19 Sonda operando en modo divisor capacitivo para una  $R_1$  de  $33.4k\Omega$  considerando el retardo por cable coaxial y utilizando constante de atenuación calculada.

En la gráfica de la figura 2.20 se anula el efecto de retardo del cable coaxial que conduce la señal al osciloscopio, el cual es de  $4ns/m$ , dando un retardo de  $32ns$  por la longitud total del cable.

En la figura 2.21 se compensó la señal de salida empíricamente a partir del valor de constante de atenuación calculado de  $234500$  y se consiguió que ambos valores pico coincidieran en amplitud, encontrando un valor empírico de constante de atenuación de  $250000$ .

De nueva cuenta se suprime el efecto que tiene el cable coaxial y se compensa la señal de salida por el valor empírico antes descrito, y se obtiene una reproducción más fiel del pulso de salida, como se aprecia en la figura 2.22.

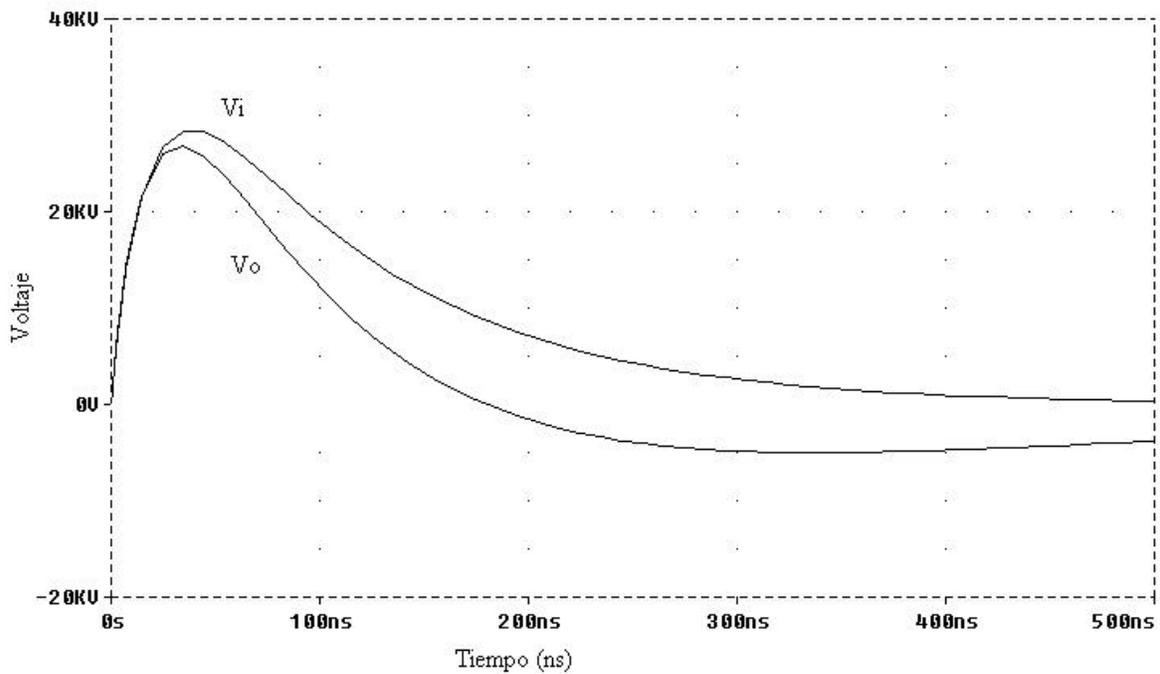


Figura 2.20 Sonda operando en modo divisor capacitivo para una  $R_1$  de  $33.4k\Omega$  sin considerar el retardo por cable coaxial y utilizando constante de atenuación calculada.

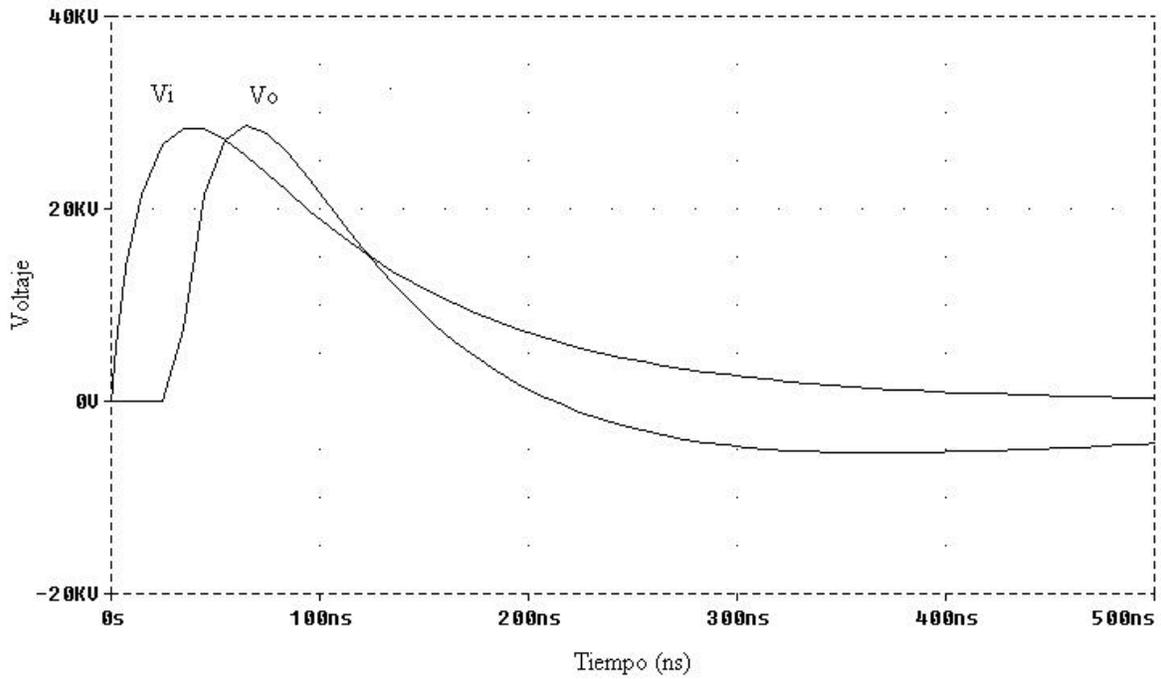


Figura 2.21 Sonda operando en modo divisor capacitivo para una  $R_1$  de  $33.4k\Omega$  considerando el retardo por cable coaxial y utilizando constante de atenuación empírica

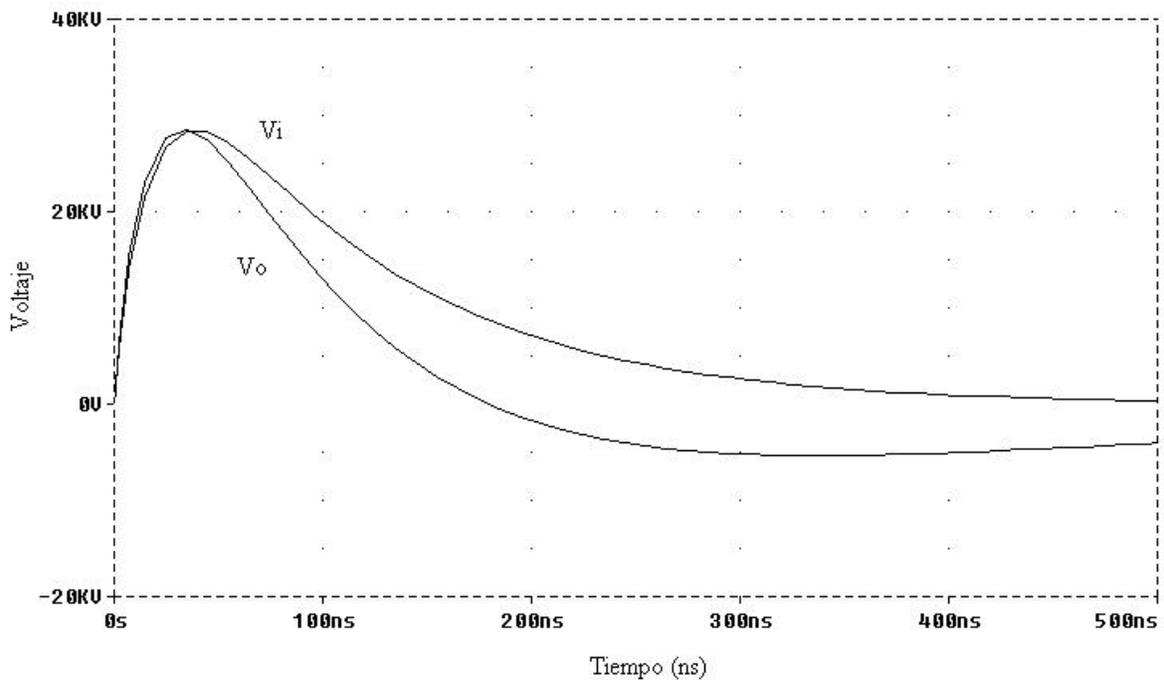


Figura 2.22 Sonda operando en modo divisor capacitivo para una  $R_1$  de  $33.4k\Omega$  sin considerar el retardo por cable coaxial y utilizando constante de atenuación empírica

Tabla 2.2 constantes de atenuación para los modos divisor capacitivo y V-dot.

Resistencia [ $\Omega$ ]	Constante de atenuación calculada		Constante de atenuación empírica.	
	Div. Capacitivo.	V-dot	Div. capacitivo	V-dot
33.4k	234,500	$0.833 \cdot 10^{12}$	250,000	$0.350 \cdot 10^{13}$
1k	7,101	$0.833 \cdot 10^{12}$	15,240	$0.850 \cdot 10^{12}$
100	1,014	$0.833 \cdot 10^{12}$	8,430	$0.833 \cdot 10^{12}$

Por otro lado, cuando se utiliza una resistencia de  $100\Omega$  la sonda opera en el modo *V-dot*, se procede del mismo modo en la simulación, solo que ahora la señal de salida se integra numéricamente a modo de reproducir la señal de entrada (ver circuito de la figura 2.23), La figura 2.24, muestra la señal de salida integrada y afectada por la constante de atenuación calculada, considerando el efecto del cable coaxial y se puede ver una reproducción un poco más pura que para el caso de divisor capacitivo; de hecho, los valores pico coinciden para ambos casos; si anulamos el efecto del cable coaxial; como se ve en la figura 2.25, la reproducción de la señal es todavía más fiel en comparación con el modo de operación de divisor capacitivo.

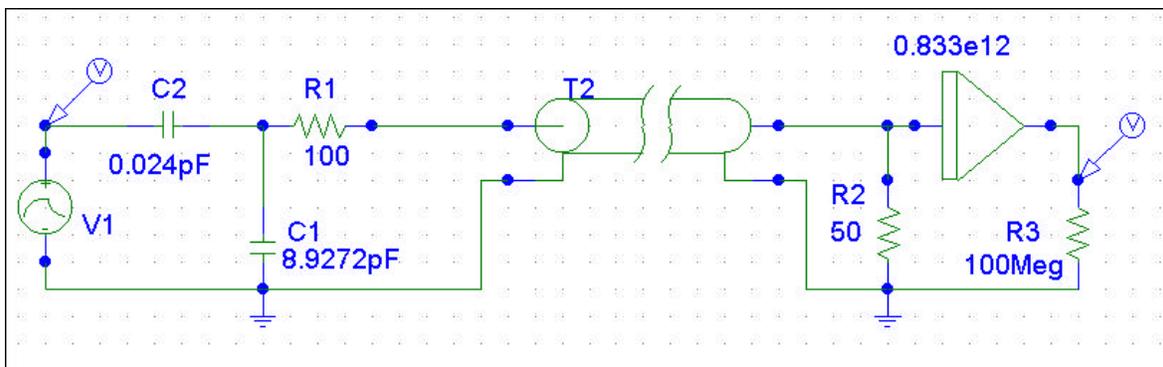


Figura 2.23 Circuito para modelar la sonda de tensión en modo V-dot.

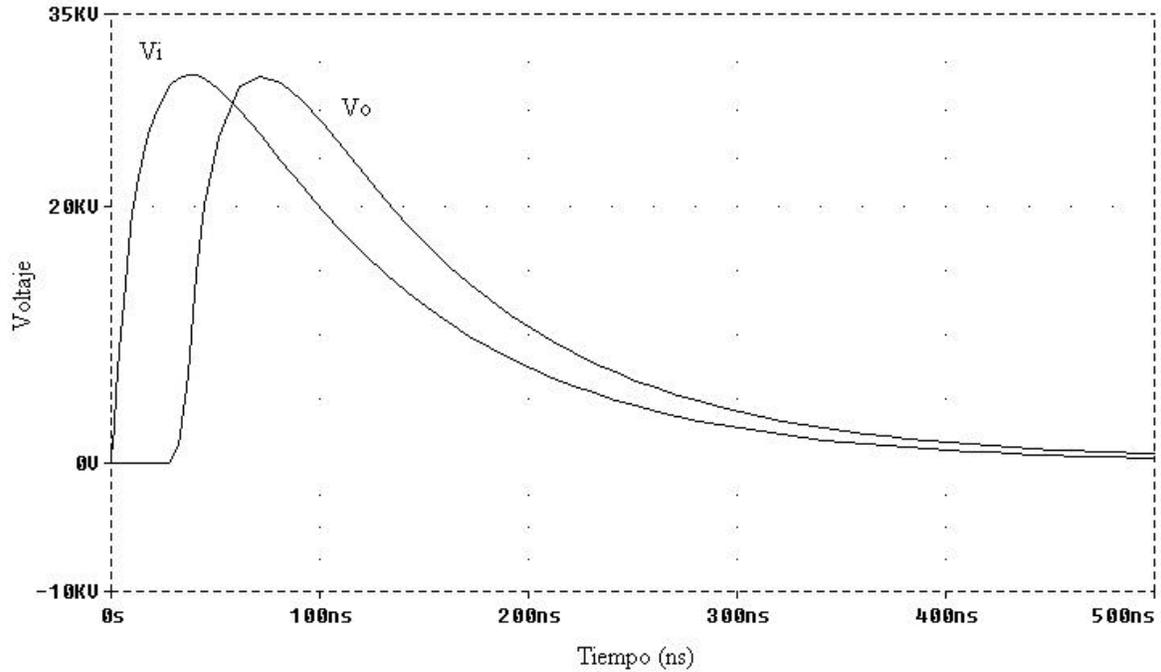


Figura 2.24 Sonda operando en modo V-dot para una  $R_1$  de 100V $\Omega$  considerando el retardo por cable coaxial y utilizando constante de atenuación calculada.

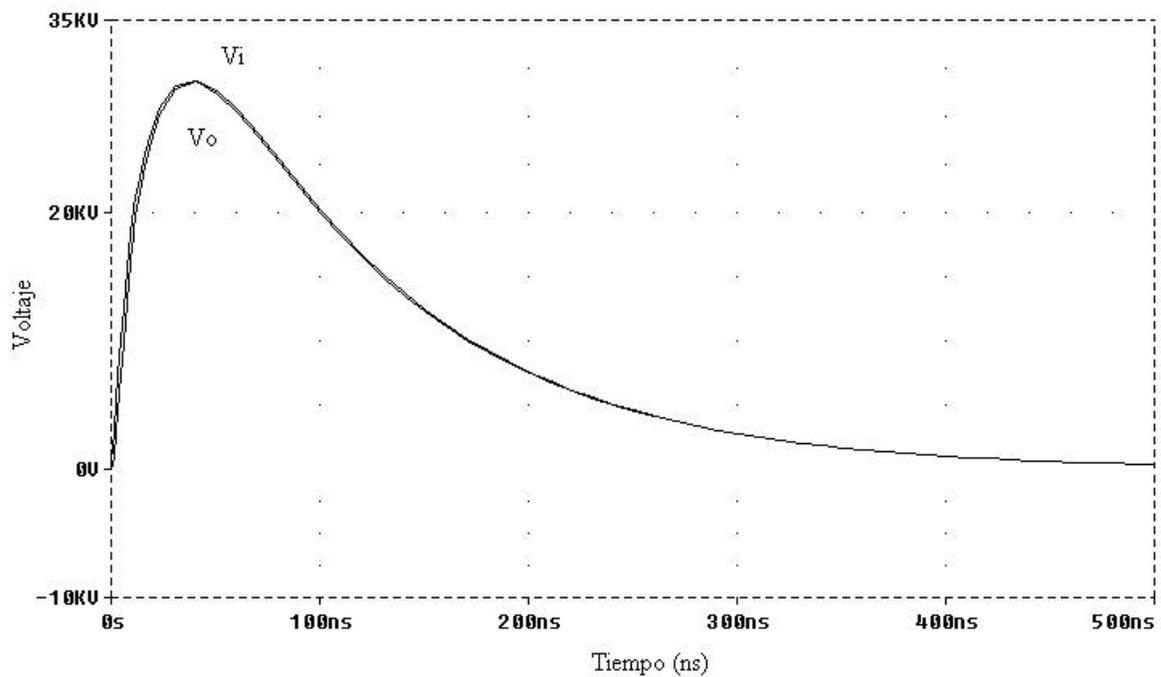


Figura 2.25 Sonda operando en modo V-dot para una  $R_1$  de 100V $\Omega$  sin considerar el retardo por cable coaxial y utilizando constante de atenuación calculado.

### 2.4.1.3 Análisis de resultados experimentales para la sonda de voltaje.

Se puso en marcha la sonda capacitiva, colocándola como se muestra en la figura 2.10, y se procedió a variar los valores de  $R_1$ , con el objeto de registrar las señales del sistema de medición mediante un osciloscopio. Se colocó un atenuador ( $10db$ ) a la entrada del osciloscopio, esto con el fin de ofrecer una impedancia de  $50\Omega$  y ofrecer una segunda atenuación como lo indica el diagrama de la figura 2.14.

En la figura 2.26, se puede apreciar el aspecto físico de la sonda de tensión y su posición con respecto a la línea de transmisión, a una distancia de  $10cm$  del conductor vivo de la línea.

El oscilograma de la figura 2.27 muestra la señal capturada por la sonda de tensión, para un pulso de  $30kV$ , la sonda se encuentra trabajando en modo  $V-dot$ , y se colocó a una distancia de  $5cm$ , con respecto a la línea de transmisión. La resistencia  $R_1$  fue de  $10\Omega$  esto con el fin de alejar el valor de la constante de tiempo y así lograr un mejor funcionamiento, dando una sensibilidad de  $S = 416.6 mV/\sqrt{W}$ , para los valores de  $R_2$  y  $C_1$  escogidos.



Figura 2.26 Sonda de voltaje.

El riesgo que se corre al utilizar una impedancia  $R_I$  tan pequeña, estriba en la posibilidad de registrar una sobretensión superior a la esperada, la cual causaría serios daños al osciloscopio debido a que la resistencia  $R_I$  se encuentra entre el disco sensor y la entrada del osciloscopio; la ventaja es que la constante de atenuación calculada en modo *V-dot*, no requiere de un ajuste posterior.

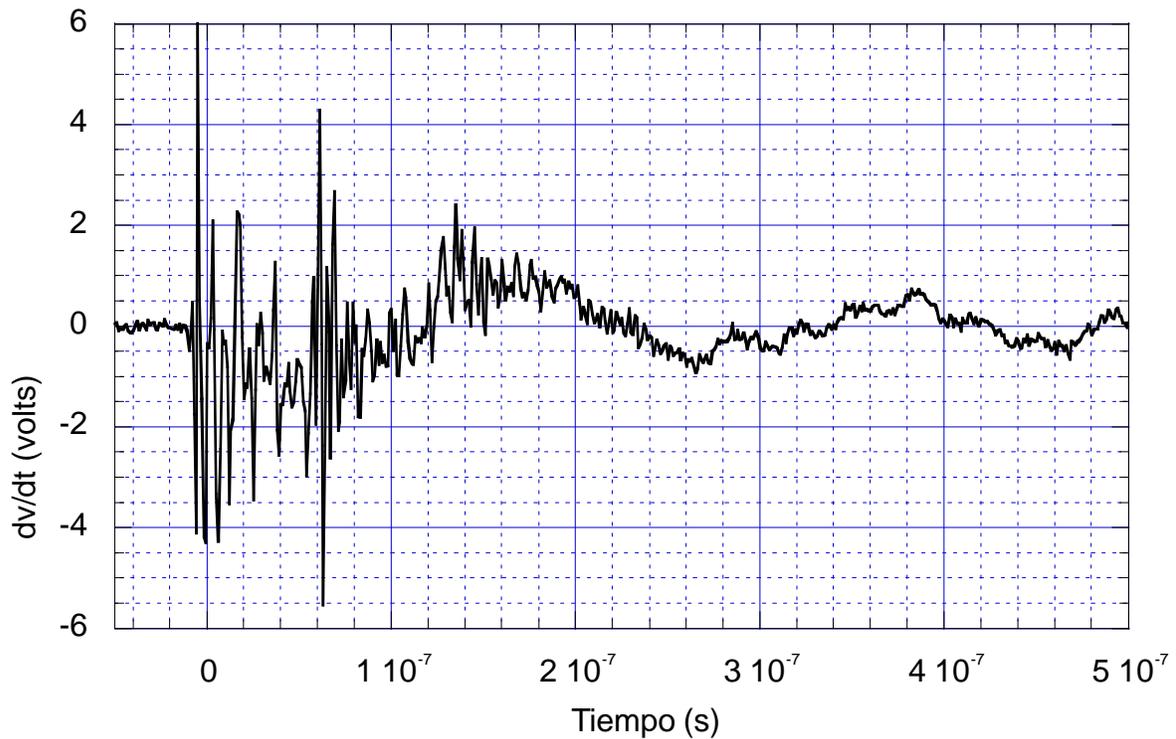


Figura 2.27 Registro de la sonda capacitiva en modo *V-dot*, para un impulso de 30kV.

Al integrar numéricamente la señal registrada por la sonda en modo *V-dot* (figura 2.27) mediante el software *KaleidaGraph V3.07*, y multiplicar por la constante de atenuación se puede obtener la reproducción fiel del pulso medido. Se puede apreciar en la figura 2.28 el tiempo de frente  $t_{10-90\%}$  que es de aproximadamente  $85ns$ .

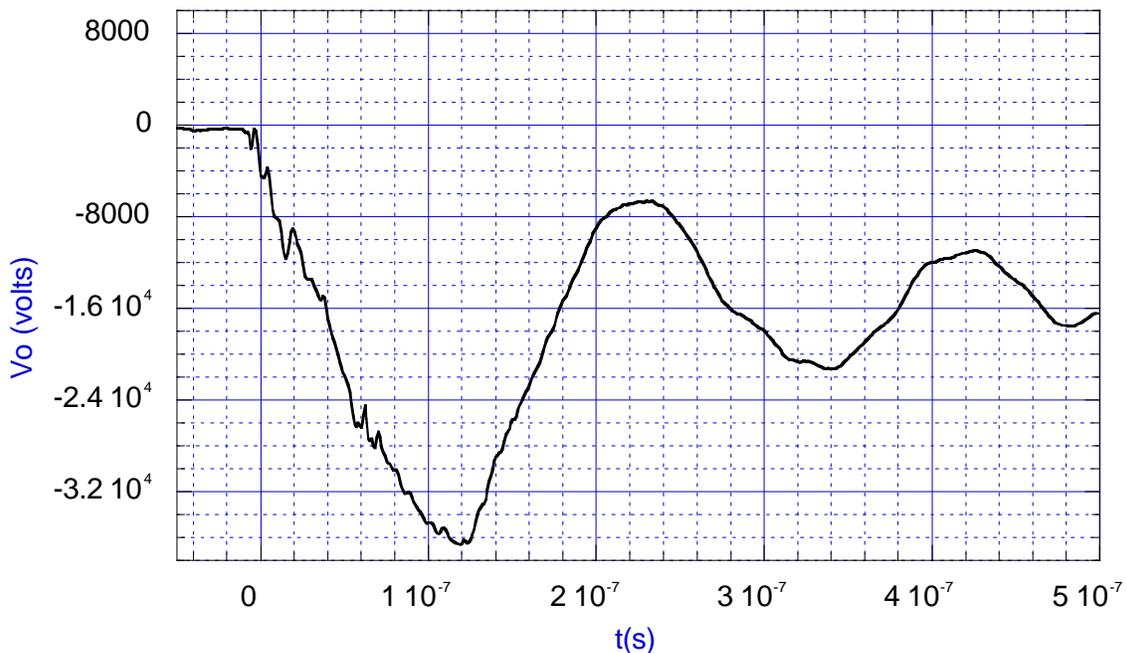
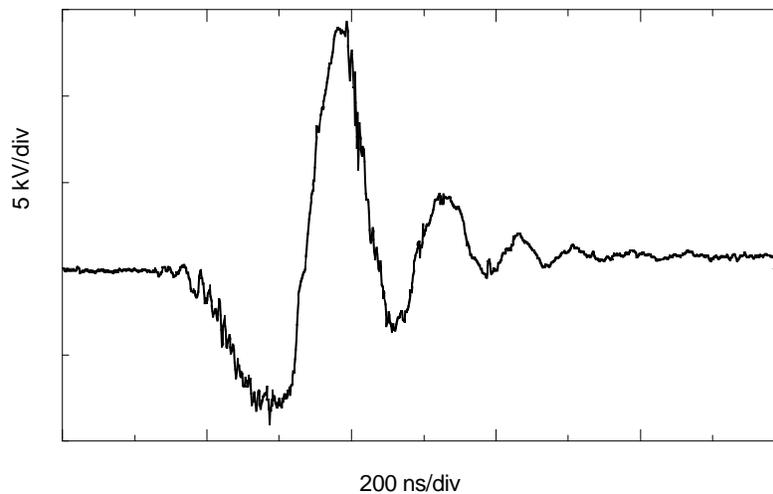


Figura 2.28 Pulso de 30 kV, resultado de integrar la señal de la figura 2.27.

En el oscilograma de la figura 2.29 se muestra una señal de voltaje registrada por la sonda en modo divisor capacitivo en un disparo crítico. La señal de voltaje alcanza primero un pico negativo de amplitud  $-8kV$  y después oscila para alcanzar un pico positivo mayor en amplitud que el primero de aproximadamente  $14kV$ . Esto se debe a la alta impedancia del gap de carga que ocasionó el rebote del pulso y la sonda está registrando el pulso reflejado de aproximadamente el doble de la incidente.

Pudiera pensarse que cuando el sensor de voltaje se usa como sonda capacitiva sería deseable usar una resistencia de medición mayor que garantizara un comportamiento estrictamente capacitivo, por ejemplo usando una resistencia de  $1M\Omega$ . Sin embargo, la desventaja de proceder así es que la señal sería sumamente pequeña, del orden de algunos milivolts. Como en este tipo de experimentos existe una cantidad enorme de ruido electromagnético, la señal de la salida quedaría total o parcialmente sepultada por el ruido. Nótese que es un poco complicado medir el tiempo de frente para este tipo de señales, debido a la gran cantidad de ruido electromagnético contenido en ella.



*Figura 2.29 Pulso registrado por la sonda en modo divisor capacitivo.*

#### **2.4.2 Sensores de corriente.**

En aplicaciones de sistemas de potencia, así como en otros campos científicos, es necesario determinar la amplitud y forma de onda de corrientes de gran intensidad. Se presentan impulsos elevados de corriente por descargas atmosféricas, arcos eléctricos y en fenómenos post-arcos eléctricos, estudiados en circuitos interruptores; y también en el estudio de Física de Plasmas [5, 10, 12, 13, 45, 59]. La amplitud de la corriente puede

variar de algunos cuantos *amperes*, hasta centenas de *kiloamperes*. El frente de estos pulsos, puede tener pendientes tan elevadas como de  $10^6$  hasta  $10^{12}$  A/s, y tiempos de hasta unos cuantos *nanosegundos*.

En todos estos casos, la sensibilidad de los equipos de medición, debe ser capaz de registrar la señal por encima del ancho de banda de frecuencia. Los métodos más frecuentemente empleados son los divisores resistivos, sondas magnéticas o bobinas de *Rogowski* [1, 11, 15, 18, 23, 39] y dispositivos de efectos *Farady* o *Hall* [36, 46]. Si una bobina es colocada cerca de un conductor conduciendo una corriente, la señal de voltaje inducida en la bobina es

$$v_i(t) = M \frac{dI(t)}{dt} \quad (2.22)$$

Donde  $M$ , es la inductancia mutua entre el conductor y la bobina, e  $I(t)$  es la corriente que fluye a través del conductor. Generalmente las bobinas son enrolladas en un núcleo de forma toroidal [15, 36, 46] y se colocan envolviendo el conductor donde fluye la corriente a medir, como se muestra en la figura 2.30.

El número de vueltas de la bobina determina el valor de la señal registrada. Usualmente se emplea un circuito integrador para registrar una señal de voltaje de salida la cual es proporcional a la corriente medida. El voltaje de salida está dado por la siguiente expresión

$$V_m(t) = \frac{1}{RC} \int_0^t V_i(t) dt = \frac{M}{CR} I(t) \quad (2.23)$$

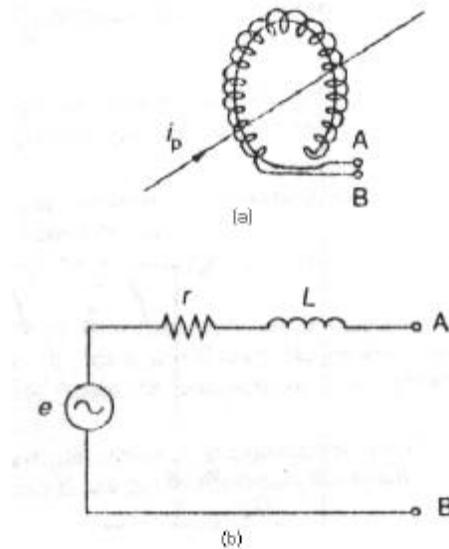


Figura 2.30 Bobina de Rogowski, a) Principio de operación, b) Esquema equivalente [15].

#### 2.4.2.1 Principio de operación de Bobina de Rogowski de una sola espira.

La figura 2.31 muestra un corte en la bobina de Rogowski de una sola vuelta con núcleo de aire que se empleó para medir la corriente [18]. La razón por la cual se escogió una sola vuelta, es que las corrientes tan intensas (del orden de  $kA$ ) que se manejan, podrían generar altos voltajes de señal si se emplearan más vueltas.

La construcción se hizo labrando una ranura circular de  $2.05mm$  de ancho ( $r_o - r_i$ ) por  $1.65mm$  de profundidad ( $w$ ) en una placa de bronce. Esa placa de bronce, se cierra después con otra placa plana del mismo material pero insertando un arillo delgado de mica

de  $D=0.2\text{mm}$  de espesor en uno de los vértices de la ranura de tal manera que no se cierra el circuito. Esa construcción es equivalente a tener una espira de sección cuadrada con un claro pequeño, igual al grosor de la mica en uno de sus lados. La corriente a medir se hace pasar por el eje del canal circular, perpendicular al plano de la bobina. Los bornes de ésta se colocan al exterior de la cámara vía un cable coaxial.

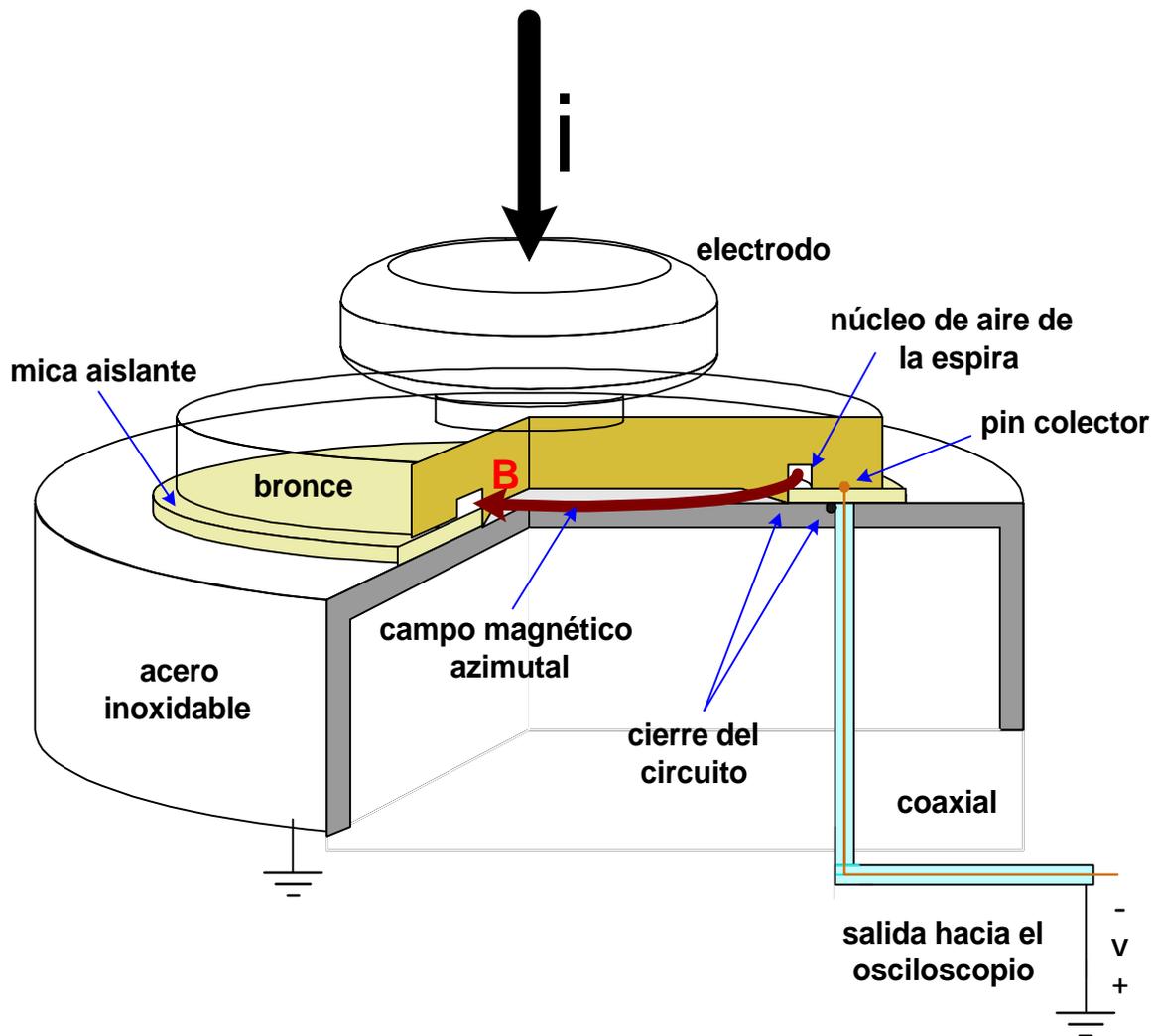


Figura 2.31 Corte transversal de la bobina de Rogowski empleada

El problema se empieza atacando la ecuación 2.22, que relaciona el voltaje inducido en una espira que corta líneas de campo magnético producidas por la circulación de una corriente en un conductor. Para una espira de sección cuadrada, se calcula la inductancia mutua de la siguiente manera

$$M = \frac{1}{I} \oint \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad (2.24)$$

Donde  $ds$ , es un diferencial del área del claro de la espira e  $I$  es la corriente que genera el campo magnético  $B$ . La figura 2.32 se representa de manera esquemática la manera en que la espira corta las líneas azimutales de campo magnético.

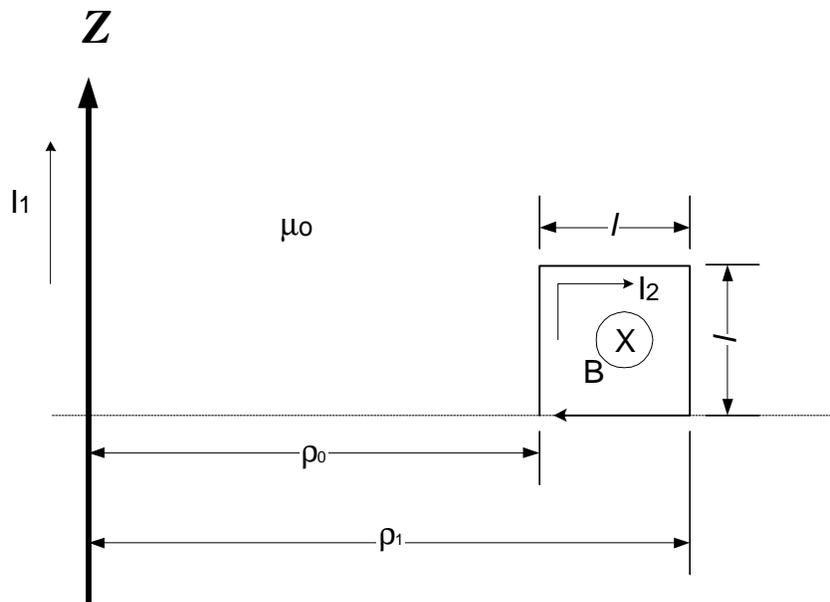


Figura 2.32 Esquema del funcionamiento de la bobina de Rogowski.  $B$  es el flujo azimutal y  $Z$  es el eje mayor del núcleo toroidal.

El campo magnético  $B_I$ , generado por la corriente  $I_I$ , se determina de la siguiente forma

$$\vec{B}_1 = \frac{\mu_0 I_I}{2\pi\rho} \vec{a}_\phi \quad (2.25)$$

Donde  $r$  es el radio de las líneas de campo que son cortadas por la espira de sección transversal cuadrada y  $\vec{a}_\phi$  es el vector unitario azimutal. El diferencial de área para el claro de la espira es

$$ds = a_\phi d\rho dz \quad (2.26)$$

Dados los límites de la integral de superficie, se llega a la siguiente expresión para la inductancia mutua usando la geometría de la figura 2.32.

$$M_{1,2} = \frac{1}{I_1} \int_{\rho_0}^{\rho_1} \int_0^\ell \vec{B} \cdot \vec{ds} \quad (2.27)$$

sustituyendo 2.25 y 2.26 en la expresión de inductancia mutua, tenemos

$$M = \frac{1}{I_1} \int_{\rho_0}^{\rho_1} \int_0^\ell \frac{\mu_0 I_I}{2\pi\rho} \vec{a}_\phi \cdot \vec{a}_\phi d\rho dz \quad (2.28)$$

$$M = \frac{\mu_0 \ell}{2\pi} \ln\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right) \quad (2.29)$$

Por lo tanto, si se sustituye en 2.22, se tiene una expresión que es proporcional a la derivada de la corriente

$$v_i(t) = \frac{\mu_0 \ell}{2\pi} \ln\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right) \cdot \frac{dI_1}{dt} \quad (2.30)$$

Esto es para un claro de espira con geometría regular, el caso de la bobina empleada, no dista mucho del cálculo anterior, pues para considerar el total de líneas cortadas por la espira, se tiene que considerar la distancia entre el borde del núcleo de la espira principal y el *pin colector* como se puede apreciar en las figuras 2.33 y 2.34.

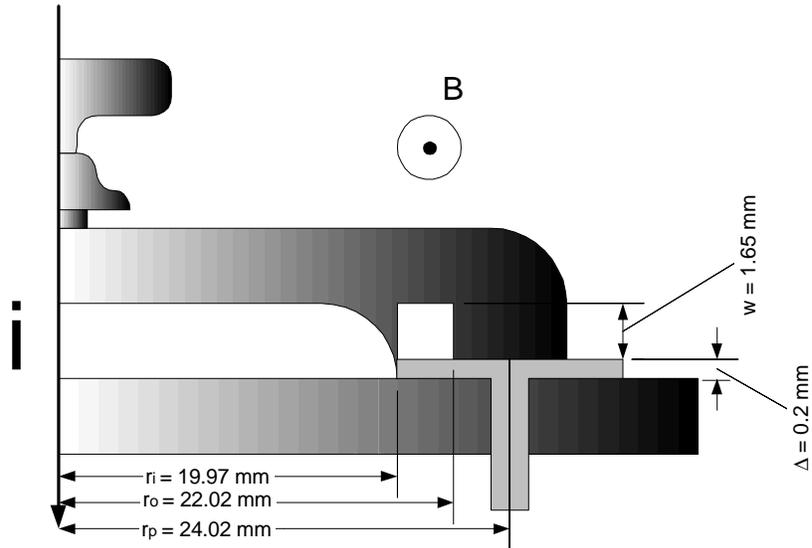


Figura 2.33 Dimensiones que determinan la sensibilidad de bobina de Rogowski.

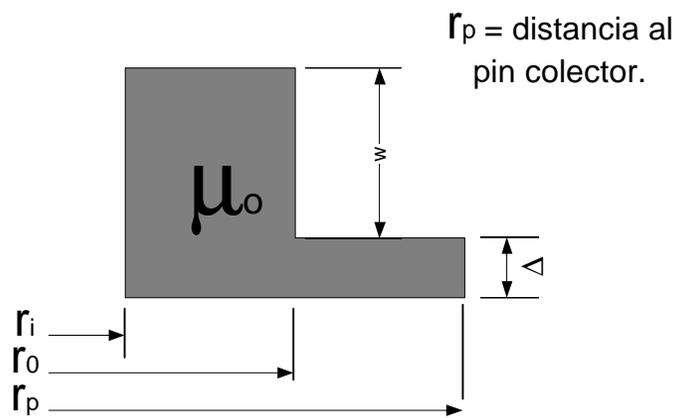


Figura 2.34 Área útil de la espira en la bobina de Rogowski.

Considerando que el pequeño rectángulo de aislante, de altura  $\Delta$  ancho  $(r_p - r_o)$ , también genera tensión de señal, el área útil de la espira de la bobina de *Rogowski* se vé modificada ligeramente y ahora la tensión inducida en los bornes de la bobina, es la siguiente [18]:

$$v_i(t) = \frac{\mu_0}{2\pi} \left[ (w + \Delta) \ln\left(\frac{r_o}{r_i}\right) + \Delta \ln\left(\frac{r_p}{r_o}\right) \right] \frac{dI}{dt} \quad (2.31)$$

Substituyendo las dimensiones de la figura 2.33 en la ecuación anterior, se obtiene:

$$v_i(t) = 4.01178 \cdot 10^{-11} \frac{dI}{dt} \quad (2.32)$$

por tanto, la sensibilidad de la bobina de *Rogowski* es:

$$S = 40.1178 \left[ \frac{\text{mV}}{\left(\frac{\text{kA}}{\mu\text{s}}\right)} \right] \quad (2.33)$$

#### 2.4.2.2 Análisis de resultados experimentales para la bobina de Rogowski.

El sensor de corriente fue calibrado mediante pruebas de *corto-circuito*, en las que el generador alimentaba al sistema en *corto-circuito* (ver figura 2.34 y 2.35); es decir, se colocó entre los electrodos de prueba, un tramo de tubo de cobre de *13mm* de longitud y media pulgada de diámetro; todo esto dentro de una cámara de vacío.

Conocida la geometría de la cámara de vacío y la del tubo de cobre, se calcula la inductancia del arreglo que forma parte de la sección cortocircuitada. De aquí, se puede aproximar el circuito de descarga, como un circuito *RLC* serie.

El circuito equivalente para la descarga del generador a través de la línea de transmisión de placas paralelas con cámara de vacío en *corto-circuito* de carga, se aproxima

al circuito  $RLC$  serie de la figura 3.35 con  $L = L_{Gen} + L_{Línea} + L_{Corto} = 40nH + 25nH + 6.7nH$ ,  $C = C_{Gen} + C_{Línea} = 0.8mF + 9nF$  y  $R = R_{Línea} = 0.0156\Omega$

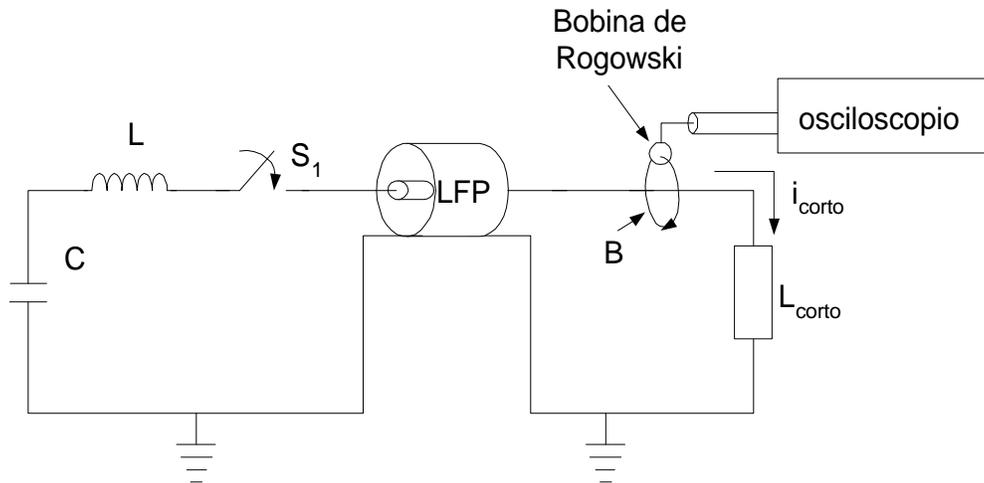


Figura 2.35 Circuito equivalente del sistema generador de pulsos en corto-circuito.

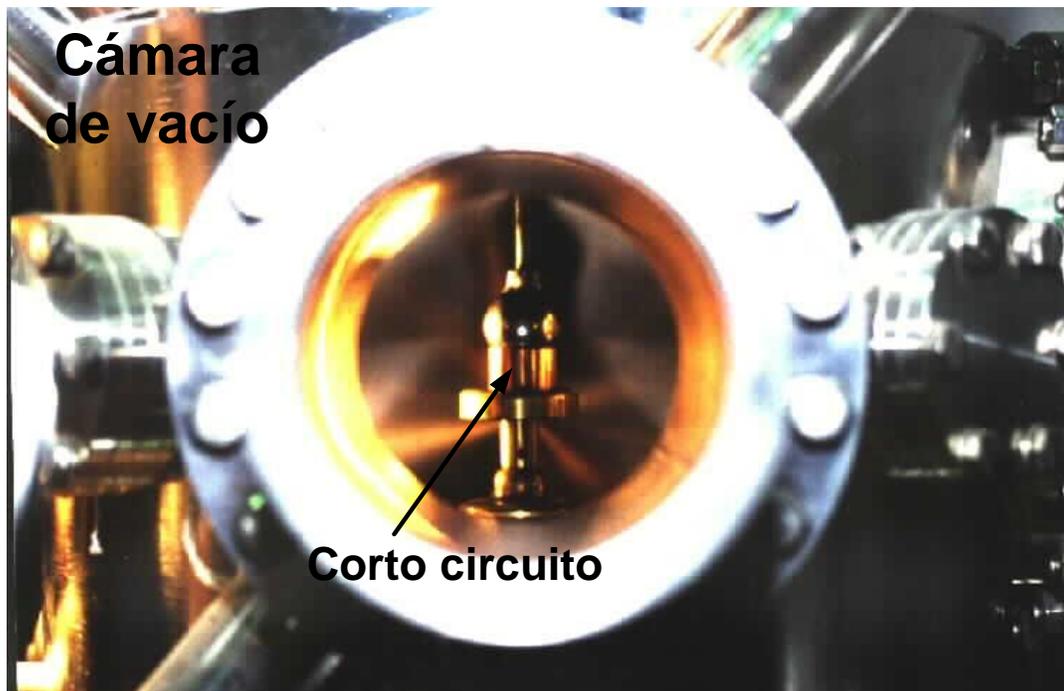


Figura 2.36 Electrodos en corto-circuito

En la figura 2.37 se puede ver un oscilograma registrado por la bobina de *Rogowski* para una prueba de *corto-circuito* aplicando un pulso de tensión de carga de  $30kV$ ; aquí, se da la escala en *volts* para la derivada de la corriente, y para la corriente en *amperes* directamente. La forma de obtener la señal de corriente es mediante la integración numérica en computadora, de la señal de voltaje registrada en el osciloscopio. La señal original es la derivada de la corriente una vez integrada, se multiplica por el recíproco de la sensibilidad calculada y se divide entre  $10$ , esta última división, se debe a un atenuador de  $20db$ , que se colocó a la entrada del osciloscopio, esto con el fin de proporcionar una impedancia de terminación de  $50\Omega$  y también para hacer una segunda atenuación extra.

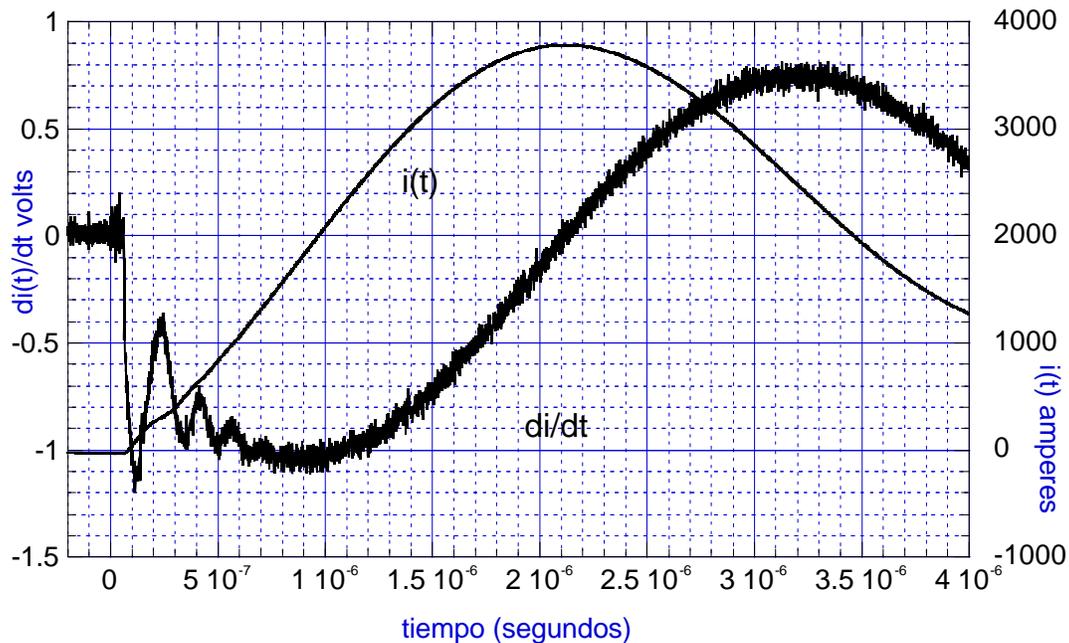


Figura 2.37 Oscilogramas de  $I(t)$  e  $I\text{-dot}$  registrados por la bobina de Rogowski para una pulso de  $30kV$  en *corto-circuito*.

Durante el uso práctico en pruebas experimentales, los sensores de voltaje y corriente, probaron ser confiables y estables en las mediciones. La información de las señales de voltaje y corriente obtenidas de estos diagnósticos, es de gran valor para interpretar los datos experimentales.

## 2.5 conclusiones.

Los resultados obtenidos muestran que aunque es más deseable el modo divisor capacitivo para la sonda de voltaje, este modo ocasiona distorsiones a la señal de voltaje y es dependiente de su cable coaxial. En modo *V-dot* la sonda reproduce fielmente el pulso de entrada. En este último modo se tiene la desventaja de que es necesario hacer una integración numérica.

Debido a la magnitud de las corrientes que se manejan en experimentos de conmutación en vacío, la bobina de una sola espira tiene la gran ventaja de reducir la magnitud de corriente a unos cuantos volts y poder registrarla fácilmente con el osciloscopio.

# CAPÍTULO III

## CONSTRUCCIÓN DE UN GENERADOR DE PULSOS DE *2.25KJ*

# CONSTRUCCIÓN DE GENERADOR DE PULSOS DE *2.25KJ.*

## 3.1 Descripción del generador.

En el campo de descargas eléctricas los generadores de impulso *Marx* han sido ampliamente utilizados debido a que permiten la multiplicación de la alta tensión disponible y a que permiten depositar la energía en tiempos relativamente cortos [36, 46].

Algunos de los problemas que se encuentran cuando se intenta tener un pulso demasiado corto con un generador son: la resistencia de los *Spark-gaps*, la inductancia del generador y las capacitancias parásitas; todos ellos afectan la transferencia de energía.

Hay aplicaciones para las cuales se requiere tener tiempos de aplicación del impulso aún más cortos de los que puede ofrecer un generador solo. Ejemplos de estos, son las descargas en vacío, explosión de filamentos, plasma de fusión, flashes de rayos X, etc.

En estos casos el esquema de construcción que se emplea es el de descargar el generador en una línea de transmisión y luego transferir la energía almacenada en ella hacia la carga mediante la conmutación de un *spark-gap*. Mediante este recurso se puede depositar la energía en la carga en tiempos breves [40, 47], como se puede ver en la figura 3.1.

Una de las ventajas de este esquema es que la inductancia que ve la carga no es la del generador, sino la del elemento de transición, la línea, que es bastante menor. Se logra así desacoplar el generador de la carga.

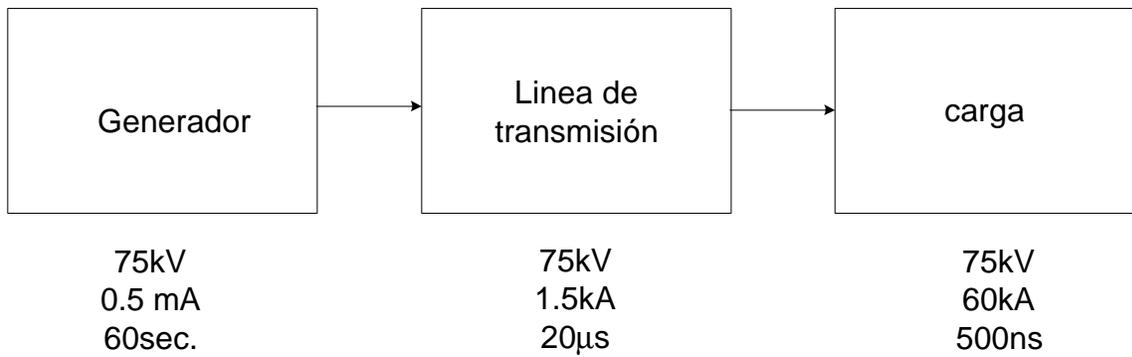


Figura 3.1 Esquema del sistema compresor de pulsos a diseñar<sup>1</sup>.

La única inductancia indeseable es la del *spark-gap* de desacople  $S_2$ , como se puede apreciar en el circuito equivalente mostrado en la figura 3.2; donde se muestra esquemáticamente la línea formadora del pulso (*LFP*). El sistema escogido utiliza una línea de placas paralelas tipo *strip-line*, por presentar este arreglo una capacitancia característica elevada y por cuestiones de simplicidad en la construcción. También se emplea, alternativamente, un tramo de cable coaxial *RG 14/U* como línea de transmisión [3], que se caracteriza por su baja inductancia.

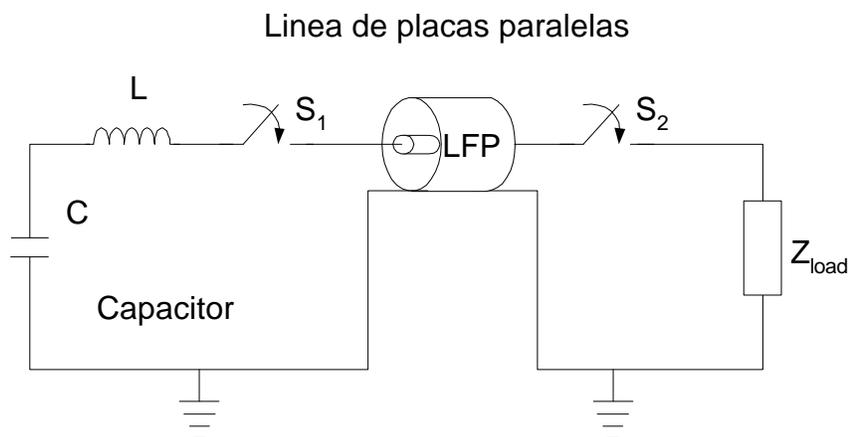


Figura 3.2 Circuito del sistema de pulsos.

<sup>1</sup> Simplificación del diagrama de la figura 2.2, del sistema compresor de pulsos.

### 3.2 Modo de operación.

La figura 3.3 muestra esquemáticamente la construcción del sistema generador de pulsos, donde se aprecia el generador, la línea de transmisión de placas paralelas y la cámara de vacío donde tiene lugar la descarga eléctrica. En condiciones normales de operación el generador deposita su carga en la línea de transmisión cuando se opera el interruptor del lado izquierdo indicado como  $gap_1$ .

La energía almacenada en la línea de transmisión se transfiere sobre la carga cuando conmuta el *spark-gap* derecho que es del tipo autovalvular; aparece indicado como  $gap_2$  al cual se le nombrará *spark-gap de desacoplo*. La cámara está diseñada para descargas en vacío y cuenta con un atravesador especial de alta tensión para llevar el voltaje desde el exterior a presión atmosférica, hacia los electrodos que se encuentran en el seno del alto vacío.

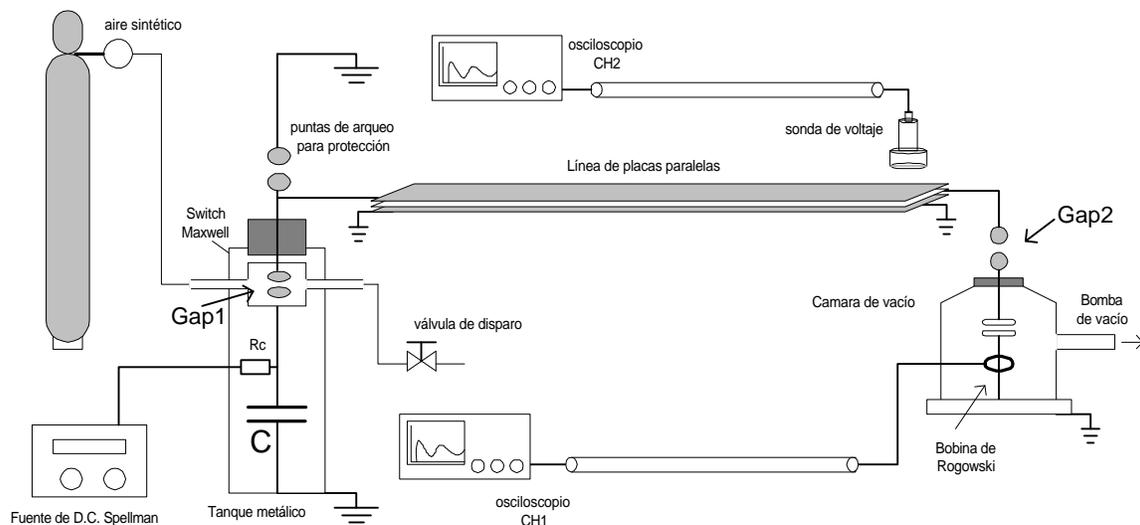


Figura 3.3 Diagrama esquemático del sistema generador de pulsos con línea de transmisión *strip-line*<sup>2</sup>.

<sup>2</sup> Sistema generador de pulsos de frente de onda del orden de los *100ns*, con una capacidad de *2.25kJ*. Laboratorio de Descargas Eléctricas, U.A.M.-Azcapotzalco.

### 3.3 Componentes del sistema de pulsos.

A continuación se presenta una lista de los principales componentes del sistema generador de pulsos, así como sus características.

**F** Fuente regulada de alta tensión (*Spellman SR6*).

Voltaje  $80\text{ kV}$ .

Corriente  $75\text{ mA}$ .

**C** Capacitor (*High Voltage Capacitor Maxwell Laboratories, INC., Model # 31392*).

Capacitancia +/- 10%  $0.8\text{ nF}$ .

Voltaje Máximo de operación  $75\text{ kV}$ .

Capacitancia medida  $0.773\text{ nF}$ .

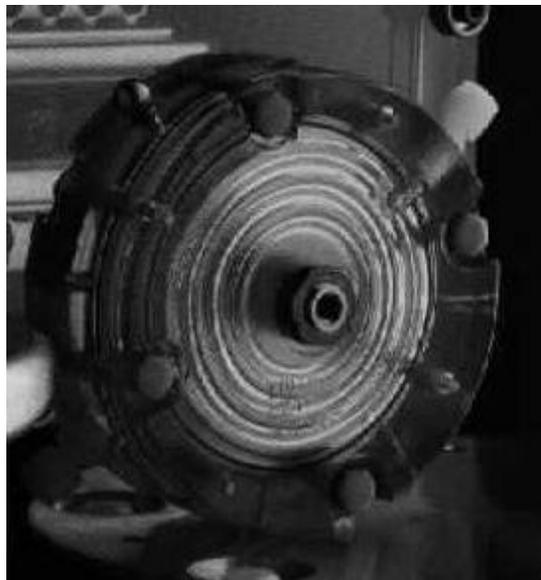
Inductancia equivalente en serie  $0.04\text{ a }0.06\text{ nH}$ .



Figura 3.4. Capacitores Maxwell<sup>3</sup>.

<sup>3</sup> Capacitor Selection Guide, Maxwell Laboratories, Inc., 8888 Balboa Avenue, San Diego, CA 92123, Bulletin Number: MLB-2112B.

<b>R</b>	Resistencia limitadora ( <i>ALMA Components LDT</i> )	
	Resistencia	<i>10 MW</i>
	Baja Inductancia.	
<b>S</b>	Interruptor (High Voltage Spark Gap Switch Maxwell Laboratories INC., Model#40265).	
	Rango de operación	<i>25 a 100 kV.</i>
	Pico máximo de corriente	<i>100 kA.</i>
	Transferencia máxima de carga	<i>0.15 C.</i>
	Ambiente externo de operación	<i>SF<sub>6</sub> ó Aceite de transformador.</i>
	Gas dieléctrico (de operación)	<i>Aire sintético.</i>
	Rango de presión interna (nivel del mar)	<i>15-85 PSIG.</i>
	Tipo de electrodo de trigger	<i>FD (distorsión de campo).</i>
	Voltaje del electrodo trigger	<i>V/2</i>



*Figura 3.5. Interruptor Maxwell<sup>4</sup>.*

<sup>4</sup> High Voltage SPARK-GAPS Switches, Maxwell Laboratories, Inc, 8888 Balboa Ave. San Diego, CA 92123, 619/279-5100.

**Gas** Especificaciones del gas sintético utilizado en el disparo.

Nitrógeno	70% por volumen.
Oxígeno	21% por volumen.
Densidad	1.29 – 0.01 Gramos/litro. (0°C, 760mmHg).
Humedad	< 5 ppm por volumen.
Hidrocarburos	< 10 ppm total.
Tamaño de partículas	< 5 microns.
Oxidos de Carbono	0.

El sistema de pulsos tiene como componente básico un capacitor de  $0.8\mu F$  (figura 3.4), el capacitor se carga a través de un par de resistencias de  $10M\Omega$  en serie, conectada directamente a una fuente regulada de alta tensión en *C.D.*

Uno de los bornes del capacitor está conectado al *spark-gap* que va hacia la línea de transmisión (*gap<sub>1</sub>*, ver la figura 3.5); tanto el capacitor como la resistencia de carga y el *spark-gap* están inmersos en aceite dentro de un tanque metálico, el tanque tiene en su parte superior varios atravesadores de alta tensión que conducen los diferentes voltajes requeridos para su operación (de carga, monitoreo, trigger y salida).

La energía de los pulsos del generador variara de acuerdo al nivel de tensión aplicado al capacitor principal, como se puede ver en la figura 3.6; esta curva representa la energía almacenada en el capacitor en función de la tensión aplicada. Por lo tanto, el generador almacenará una energía máxima de  $2.25kJ$ , para un límite de  $75kV$ ; que es la tensión de diseño propia del capacitor.

$$W_E = \frac{1}{2} CV^2 \quad [\text{Joules}] \quad (3.1)$$

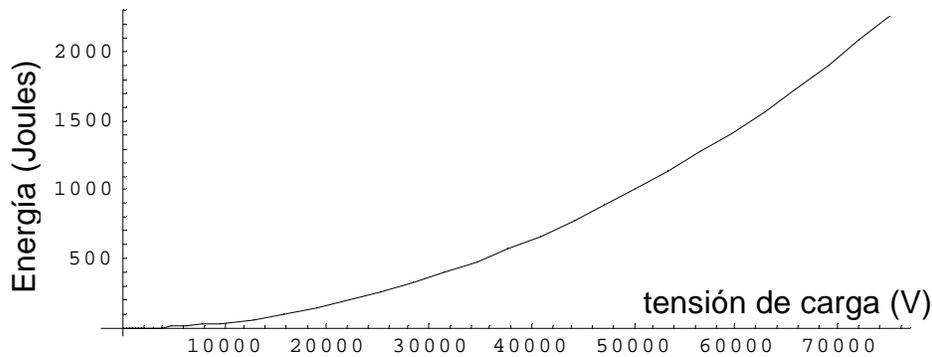


Figura 3.6. Almacenamiento de energía en función del voltaje de operación del generador.

Si se consideran periodos de onda aproximadamente de  $500ns$  como lo indicado en esquema general de la figura 3.1, podemos calcular como primera aproximación la potencia promedio de la siguiente manera

$$P_E = \frac{J}{T} \quad [\text{watts}] \quad (3.2)$$

y la carga máxima que el generador es capaz de transferir, de acuerdo al límite de voltaje aplicado de  $75kV$  en el capacitor de  $0.8\mu F$  es de  $60mC$ .

### 3.4. Tiempo de carga del capacitor.

En la figura 3.7 se muestra el circuito eléctrico empleado para cargar el generador de una sola etapa de  $75kV$ ; donde se puede apreciar la alimentación del capacitor por la fuente  $V$ , a través de una resistencias de  $20MW$  de alta tensión, ésto con el objeto de proteger la fuente de  $C.D.$  en caso de una falla a tierra en los bornes del capacitor; proporcionando una corriente máxima de  $4mA$ .

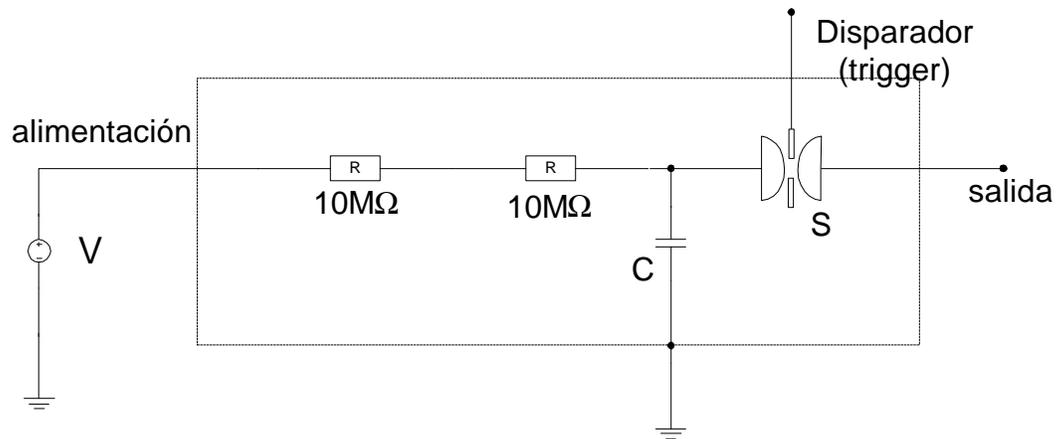


Figura 3.7. Circuito equivalente de carga del generador de una sola etapa.

De la expresión para el voltaje en los bornes del capacitor, el cual parte de una tensión inicial de cero

$$v_C(t) = V \left[ 1 - e^{-\frac{t}{RC}} \right] \text{ volts} \quad (3.3)$$

se tiene una constante de tiempo

$$\tau = RC = (20M\Omega)(0.8\mu F) = 16 \text{ seg.} \quad (3.4)$$

la expresión para la corriente en función del tiempo

$$i_C(t) = \frac{V}{R} e^{-\frac{t}{RC}} \text{ [Amperes]} \quad (3.5)$$

De las gráficas para la corriente y el voltaje, de la figura 3.8, se puede observar que el tiempo en el que el capacitor alcanza el nivel de tensión máximo es de aproximadamente

$6t$ , que equivale al 99.75% del voltaje en la fuente, por lo que el capacitor demora 1 minuto con 36 segundos en cargarse por completo, partiendo de una tensión inicial de cero.

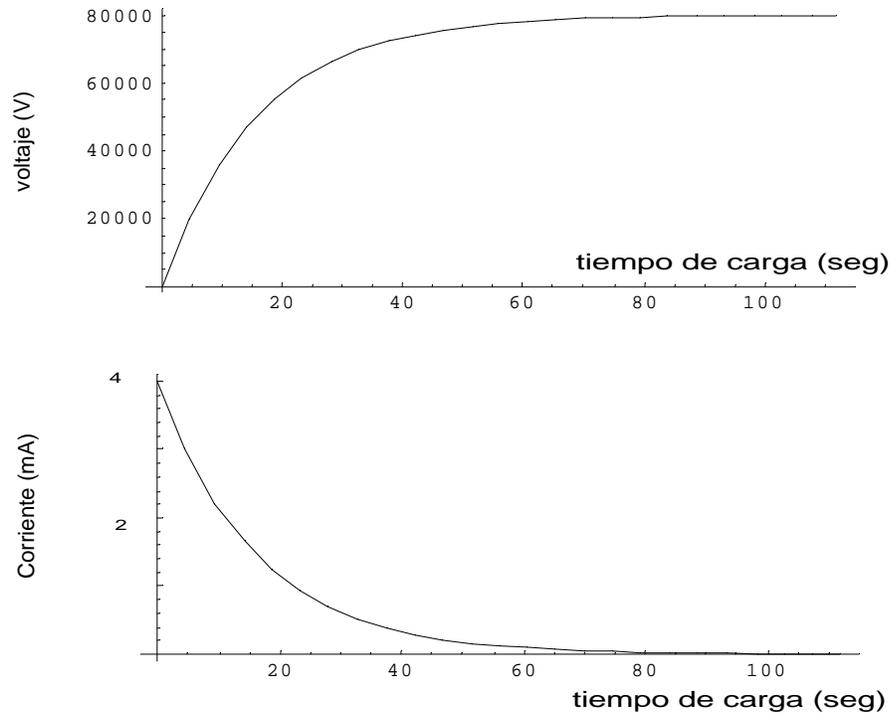


Figura 3.8. Tiempos de carga del capacitor.

El interruptor utilizado (*Maxwell # 40265*, ver figura 3.5), es capaz de manejar hasta  $100kA$  y una tensión de conmutación máxima de  $100kV$ . Este interruptor tiene un electrodo intermedio que hace la función de disparador (*trigger*). Sus electrodos son fijos y la tensión de operación depende de la presión del gas aislante utilizado (aire sintético en este caso). El arreglo del *spark-gap* es de distorsión de campo, es un electrodo con borde afilado. Al *trigger* se aplican pulsos, este electrodo con borde afilado distorsiona el campo eléctrico entre los dos electrodos principales, la distorsión causa ruptura entre un electrodo principal y el centro del electrodo disparador (*trigger*); el electrodo central acumula dos mitades de tensión de ruptura logrando la conducción entre los electrodos principales; en la figura 3.9, se muestra el circuito auxiliar para el disparador del *trigger*, el cual consta básicamente de un divisor de tensión que alimenta a otro capacitor, a la mitad de la tensión en el capacitor

principal. La gráfica de la figura 3.10, muestra el voltaje de operación del interruptor principal en función de la presión del aire, en particular para aire sintético.

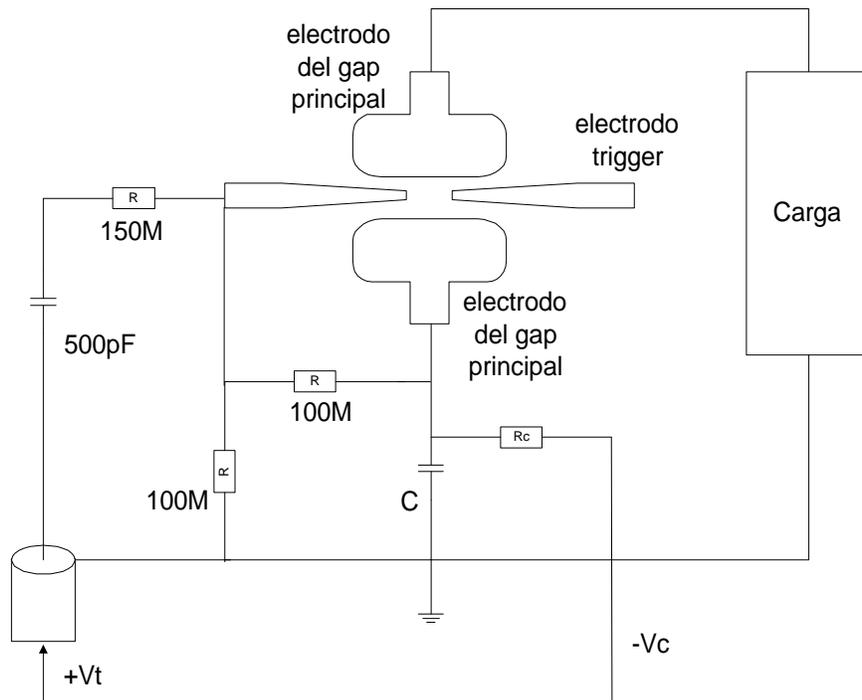


Figura 3.9. Esquema del circuito auxiliar de disparo de trigger para arreglo de distorsión de campo<sup>5</sup>.

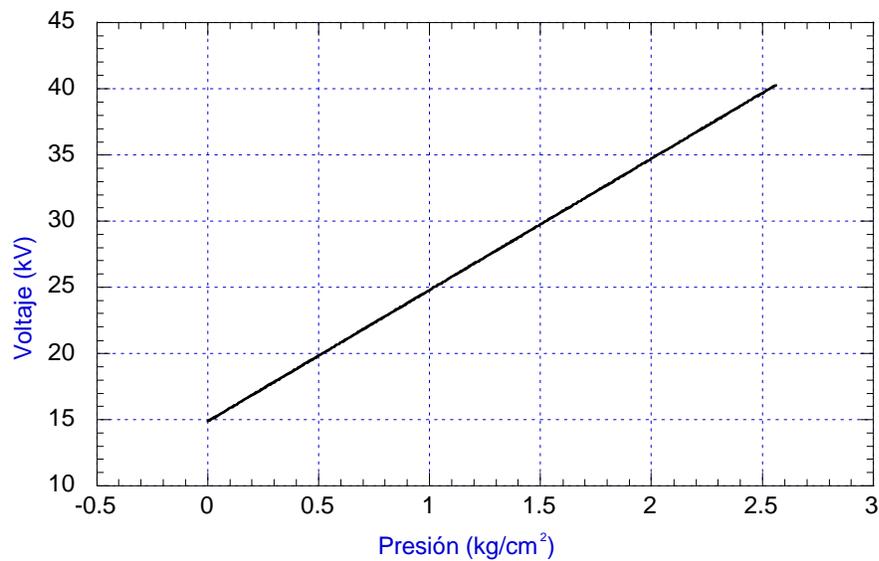


Figura 3.10 Voltaje de operación del interruptor Maxwell operando con aire comprimido.

<sup>5</sup> High Voltage SPARK-GAPS Switches, Maxwell DWG No. 78322-504, MLA-9703.

La presión señalada es presión en exceso sobre la presión atmosférica, ya que para una presión de cero corresponde una tensión de operación de  $14kV$  como se puede ver en la figura 3.10; igualmente, otra manera confiable de operar el interruptor, es variando la presión aplicada.

De hecho, en la práctica se encontró que el circuito de disparo utilizado no resultó muy confiable y se optó por disparar el spark-gap liberando súbitamente la presión del gas mediante una válvula de alivio, como se puede apreciar en el esquema general de la figura 3.3.

### 3.5 Construcción de la línea de transmisión.

El objetivo de la línea de transmisión es recibir el pulso, almacenarlo y depositarlo en la carga; la impedancia de la línea juega un papel muy importante, debido a que éste parámetro determina el tiempo de cresta de los pulsos generados. De la figura 3.11 se puede apreciar que  $w$  es el ancho de la placa a través del cual fluye la corriente;  $d$  es el espesor del material dieléctrico empleado que en este caso se utilizó polipropileno cuya permitividad eléctrica se representa por  $\epsilon$ . Mientras que  $t$  representa el espesor de la placa conductora;  $a$ ,  $b$  y  $c$  son los radios concéntricos para el arreglo coaxial. La deducción de las ecuaciones para la capacitancia de las líneas de transmisión empleadas operando en alta frecuencia se puede apreciar en el apéndice A5. La deducción para el resto de los parámetros es similar al caso de la capacitancia para cada caso.

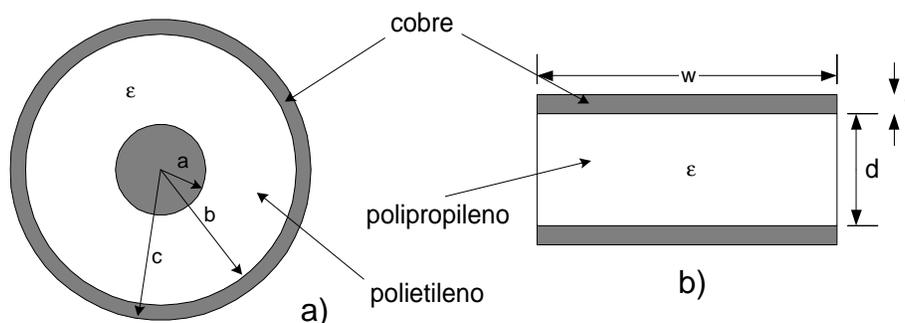


Figura 3.11 Líneas de transmisión. A) Coaxial, b) De placas planas paralelas.

### 3.5.1 Cálculos de la línea Coaxial.

a) Caso de línea de transmisión NO DISIPATIVA.

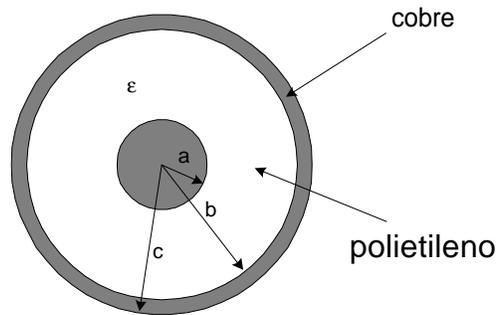


Figura 3.12 Línea coaxial.

$$C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln \frac{b}{a}} \quad (3.6)$$

$$L = \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{b}{a}$$

Datos:

$$a = 5.00 \times 10^{-4} \quad [\text{m}].$$

$$b = 1.05 \times 10^{-3} \quad [\text{m}].$$

$$\text{Polietileno} \quad \epsilon_r = 2.26$$

$$\text{Cobre} \quad \mu_r = 1$$

$$\epsilon_0 = 8.8541 \times 10^{-12} \quad [\text{F/m}].$$

$$\mu_0 = 1.2566 \times 10^{-6} \quad [\text{H/m}].$$

Capacitancia característica

$$C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln \left( \frac{b}{a} \right)} = 1.68 \times 10^{-10} [\text{F/m}]$$

Inductancia característica

$$L = \frac{\mu}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right) = 1.49 \times 10^{-7} [\text{H/m}]$$

Velocidad de onda

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}} = 1.99 \times 10^8 [\text{m/s}]$$

Tiempo de propagación de onda, para un tramo de línea de 3 metros

$$\tau = \frac{\ell}{v} = 15.04 \times 10^{-9} \text{ [s]}$$

Impedancia característica

$$Z = \frac{377}{2\pi\sqrt{\epsilon_r}} \ln\left(\frac{b}{a}\right) = 29.8 \text{ } [\Omega]$$

b) Caso de línea de transmisión DISIPATIVA.

$$\begin{aligned} C &= \frac{2\pi\epsilon}{\ln \frac{b}{a}} \\ G &= \frac{2\pi\sigma_d}{\ln \frac{b}{a}} \\ R &= \frac{1}{\sigma_c 2\pi\delta} \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \\ L &= \frac{\mu}{2\pi} \left( \ln \frac{b}{a} + \frac{\delta}{2} \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \right) \end{aligned} \tag{3.7}$$

Conductancia característica

$$G = \frac{2\pi\sigma_d}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} \quad [\text{S/m}]$$

$\sigma_d$  = Conductividad del dieléctrico, en este caso polietileno.

$$\tan \delta_d = \frac{\sigma_d}{\omega\epsilon} = 4.00 \times 10^{-4} \quad \text{Para una frecuencia de 1MHz.}$$

$$\sigma_d = \omega\epsilon \times \tan \delta_d = 50.29 \times 10^{-9} \quad [\text{S/m}]$$

dando como resultado, una conductancia característica de

$$G = 423.18 \times 10^{-9} \quad [\text{S/m}]$$

Resistencia característica

$$R = \frac{1}{2\pi\sigma_c\delta} \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \quad [\Omega/\text{m}]$$

$\sigma_c$  = Conductividad del cobre

$$\sigma_c = 5.8 \times 10^7 \quad [\text{s/m}]$$

$\delta$  = Profundidad de penetración para el cobre y una frecuencia de 1MHz

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma_c}} = 66.08 \times 10^{-6} \quad [\text{m}]$$

$$R = 122.40 \times 10^{-3} \quad [\Omega/\text{m}]$$

Inductancia característica

$$L = \frac{\mu}{2\pi} \left[ \ln\left(\frac{b}{a}\right) + \frac{\delta}{2} \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \right] = 168.81 \times 10^{-9} \quad [\text{H/m}]$$

### 3.5.2 Cálculos de la línea de Placas planas paralelas.

a) Caso de línea de transmisión NO DISIPATIVA.

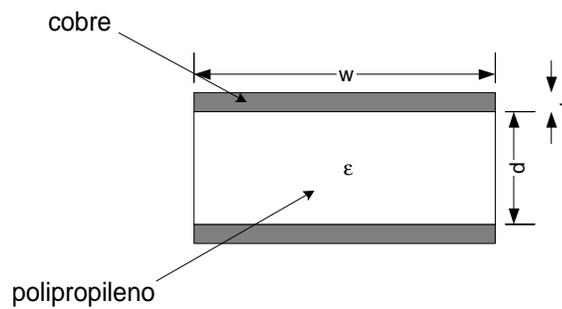


Figura 3.13 Línea de placas planas paralelas.

$$C = \frac{\epsilon w}{d} \quad (3.8)$$

$$L = \frac{\mu d}{w}$$

Datos:

$$d = 7.11 \times 10^{-4} \quad [\text{m}].$$

$$w = 0.1 \quad [\text{m}].$$

$$\text{Polipropileno } \epsilon_r = 2.55$$

$$\text{Cobre } \mu_r = 1$$

$$\epsilon_0 = 8.8541 \times 10^{-12} \quad [\text{F/m}].$$

$$\mu_0 = 1.2566 \times 10^{-6} \quad [\text{H/m}].$$

Capacitancia característica

$$C = \frac{\epsilon w}{d} = 3.17 \times 10^{-9} \quad [\text{F/m}]$$

Inductancia característica

$$L = \frac{\mu d}{w} = 8.29 \times 10^{-9} \quad [\text{H/m}]$$

Velocidad de onda

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}} = 1.87 \times 10^8 \quad [\text{m/s}]$$

Tiempo de transito, para un tramo de línea de 3 metros

$$\tau = \frac{\ell}{v} = 15.97 \times 10^{-9} \quad [\text{s}]$$

Impedancia característica (considerando que  $d \ll w$ )

$$Z = \frac{377 d}{\sqrt{\epsilon_r} (d + w)} = 1.66 \quad [\Omega]$$

b) Caso de línea de transmisión DISIPATIVA.

$$\begin{aligned}
 C &= \frac{\epsilon w}{d} \\
 G &= \frac{\sigma_d d}{w} \\
 R &= \frac{2}{\sigma_c \delta w} \\
 L &= \frac{\mu d}{w} + \frac{2}{\omega \sigma_c \delta w} = \frac{\mu}{w} (d + \delta)
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

Conductancia característica

$$G = \frac{w \sigma_d}{d} \quad [\text{S/m}]$$

$\sigma_d$  = Conductividad del dieléctrico, en este caso polipropileno.

$$\tan \delta_d = \frac{\sigma_d}{\omega \epsilon} = 7.03 \times 10^{-5} \quad \text{Para una frecuencia de 1MHz.}$$

$$\sigma_d = \omega \epsilon \times \tan \delta_d = 9.97 \times 10^{-9} \quad [\text{S/m}]$$

dando como resultado, una conductancia característica de

$$G = 1.40 \times 10^{-6} \quad [\text{S/m}]$$

Resistencia

$$R = \frac{2}{w \sigma_c \delta} \quad [\Omega/\text{m}]$$

$\sigma_c$  y  $\delta$ , conductividad y profundidad de penetración respectivamente, ya fueron calculadas.

$$R = 5.21 \times 10^{-3} \quad [\Omega/m]$$

Inductancia característica

$$L = \frac{\mu d}{w} + \frac{2}{\omega w \sigma_c \delta} = \frac{\mu}{w} (d + \delta) = 9.76 \times 10^{-9} \quad [H/m]$$

En la tabla 3.1 se presenta un resumen de parámetros de ambas líneas, considerando una longitud de cada líneas de  $3m$ ; estos parámetros se emplearán posteriormente para modelar el desempeño del circuito con *Spice*<sup>6</sup>. En la foto de la figura 3.14, se puede apreciar el montaje del sistema generador de pulsos, en primer plano se encuentra la fuente de alimentación de *C.D.*, a la derecha se localiza el generador, a la izquierda se puede ver la cámara de pruebas, y entre cámara y generador se puede apreciar la línea de placas planas de longitud  $3m$ .

Tabla 3.1 Resumen de parámetros de las líneas de transmisión.

Parámetro	Línea Coaxial	Línea de placas planas
R[ $\Omega/m$ ]	0.1224	0.0052
L[nH/m]	168.81	9.7673
C[nF/m]	0.1683	3.1746
G[ns/m]	423.18	1402.2
Considerando una longitud de la línea de transmisión de 3 metros		
R[ $\Omega$ ]	0.3660	0.0156
L[nH]	505.00	25.000
C[nF]	0.5050	9.0000
G[ $\mu S$ ]	1.2690	4.2000
$\tau$ [ns]	15.043	15.979
V[ $10^8$ m/s]	1.9943	1.8774

<sup>6</sup> Engineering Circuits Analysis with Pspice and Probe, Roger Conant; McGraw-Hill, Singapore 1993.

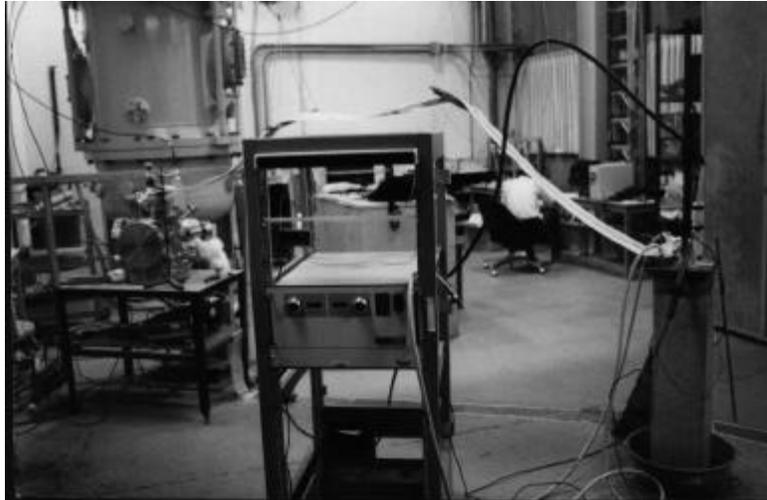


Figura 3.14 Sistema generador de pulso y cámara de pruebas de vacío<sup>7</sup>.

### 3.6 Construcción del spark-gap de desacoplo.

El spark-gap de desacoplo (*Gap2*) se encuentra al final de la línea de transmisión y conecta la línea con la cámara de vacío, ver figura 3.3. Se construyó de tal manera que se pueda variar la distancia de claro de *gap* logrando márgenes entre 0 y 11 mm. Para garantizar campos eléctricos uniformes sus electrodos se construyeron con el perfil Borda dado por las ecuaciones siguientes [24]:

$$\begin{aligned} x &= -[\psi - \sin(\psi)] \\ y &= 1 - \cos(\psi) + 2 \ln[\cos(\psi/2)] \end{aligned} \quad (3.10)$$

donde  $\psi$  varía de 0 a  $\pi$ . El material de los electrodos es acero inoxidable, latón y cobre con un diámetro de  $d=38\text{mm}$ , como se muestra en la figura 3.15 y 3.16. Se utilizó el perfil Borda y no perfiles de *Rogowski* o de otro tipo, dada la simplicidad en la construcción de los electrodos y sobre todo porque se cuenta con resultados de puesta en servicio de este tipo de perfiles en *spark-gaps* en vacío y a presión atmosférica [24].

<sup>6</sup> Laboratorio de Descargas Eléctricas del departamento de Energía en la Universidad Autónoma Metropolitana – Azcapotzalco. MEXICO 1999.

El objetivo de colocar este *spark-gap* entre línea de transmisión y cámara de vacío (carga), es poder dar a la línea el tiempo suficiente para cargarse antes de depositar la energía a la cámara de vacío. Este *spark-gap* opera en aire ambiente y es del tipo autovalvular, es decir opera cuando la tensión aplicada es suficientemente alta para una separación dada.

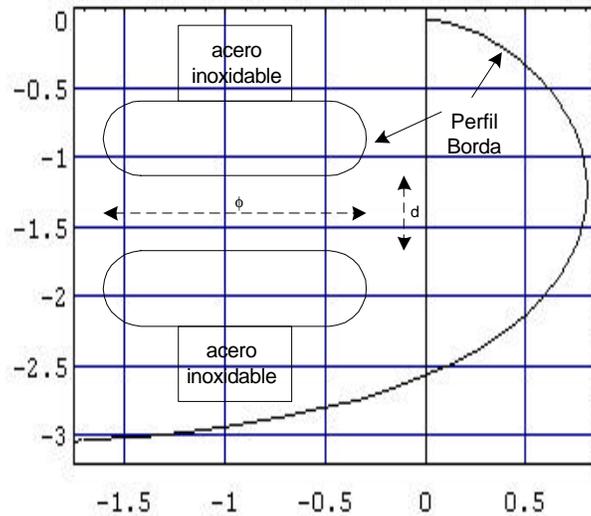


Figura 3.15 Diseño de los electrodos del *spark-gap* de desacoplo.



Figura 3.16 Aspecto físico de *spark-gap* de desacoplo. (Electrodos de latón).

### 3.7 Puntas de arqueo para protección.

Debido a las características tan especiales que tiene un *spark-gap* y sobretodo la gran rigidez que tiene un gap en alto vacío; se presentan muchos problemas de ondas reflejadas al enfrentarse con un gap de impedancia muy grande (ver apéndice A6); en ocasiones pueden resultar muy peligrosas para la seguridad del equipo empleado, es por ello que una manera de proteger el capacitor del *generador* es empleando un par de puntas de arqueo.

Las puntas de arqueo constan de un arreglo de esferas de aluminio de 2 cm de diámetro colocadas entre el nodo que forma la línea de transmisión y el *generador* (ver figura 3.17); dado que la única función es de las puntas de protección es apartar sobretensiones reflejadas, se utilizó esferas de aluminio de dicha dimensión dada la disponibilidad en el mercado. El diseño se construyó a manera de no permitir ninguna sobretensión superior al 50% del valor de disparo. Dicha distancia se ajusta de acuerdo a la ecuación 3.11, la cual se determinó por una serie de pruebas experimentales resultando un medio de protección adecuado para nuestro propósito.

$$d = 1.5 \left[ \frac{V - 1.206}{3.617} \right] \text{ [mm]} \quad (3.11)$$

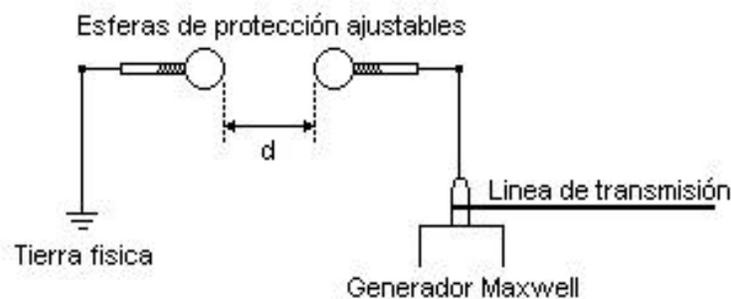


Figura 3.17 Esquema de puntas de arqueo para protección.

### **3.8 Conclusiones.**

Una de las dificultades más comunes en el diseño de sistemas generadores de pulsos ultrarrápidos, es el acoplamiento de impedancias, pues es inevitable hacer frente a cambios de dimensiones y de formas geométricas de los componentes conductores, o bien a cambios en propiedades del material con el que se encuentran hechos los elementos del sistema generador de pulsos; es por ello que al momento de simular el sistema completo se deben considerar problemas de reflexión y transmisión de ondas viajeras.

# CAPÍTULO IV

## MECÁNICA DE LA DESCARGA ELÉCTRICA EN VACÍO

# MECÁNICA DE LA DESCARGA ELÉCTRICA EN VACÍO.

Los arcos eléctricos pueden dividirse en dos grupos bastante generales determinados por el ambiente atmosférico que los rodee. El primer grupo se compone de los arcos en alta presión, los cuales nacen de un gas o un vapor a densidades correspondientes de presiones superiores a la presión atmosférica y los arcos en baja presión, los cuales existen en ambientes gaseosos o de vapor, generalmente por debajo de la presión atmosférica [54].

En estos últimos las trayectorias libres medias son más grandes que las de presión alta. Esta división es completamente arbitraria, y dependen mucho de la corriente y del material de los electrodos. Generalmente el arco eléctrico a baja presión es caracterizado por una columna difusa de plasma [2, 35]. Los electrones tienen una temperatura relativamente alta ( $10,000-50,000^{\circ}K$ ), considerando que el gas en el cual existe el plasma, está a una temperatura poco arriba de la temperatura ambiente.

Por otra parte el arco a presión alta se caracteriza por una columna muy comprimida llegando a tener temperaturas del gas (generalmente  $4,000-20,000^{\circ}K$ ) en el cual el equilibrio térmico se logra entre electrones, iones positivos, átomos neutros de gas o moléculas. Generalmente los arcos formados en interruptores son del grupo de baja presión.

Las descargas eléctricas de gran intensidad forman un grupo interesante de investigación por sus elevadas temperaturas [39]. Las descargas de alta corriente bajo ciertas condiciones de estado estacionario pueden alcanzar temperaturas de hasta  $50,000^{\circ}K$  a presión atmosférica, pero pueden alcanzar temperaturas por encima de los  $10^6$  °K haciendo pasar corrientes transitorias muy altas a través de un gas a baja presión. Esta clase de descargas a captado la atención como una posible fuente de radiación [31].

Las corrientes se obtienen de generadores de fabricación especial como el descrito en los capítulos anteriores. Este tipo de mecanismos se empleó en el dispositivo Zeta con el que se llevaron a cabo algunas de las primeras investigaciones [59, 70]. Los circuitos se suelen diseñar para que proporcionen una corriente máxima y un corto tiempo de ascenso.

Una característica de todas las descargas de elevada corriente es la del efecto *Z-pinch* (*pinch effect*), que es la contracción del canal que conduce la corriente debido a las fuerzas de interacción entre la corriente y su propio campo magnético; se observa simplemente en la atracción mutua de filamentos paralelos de corriente [10, 12, 13, 45].

Otra característica es que el gas bajo estas condiciones puede aproximarse a la condición de completamente ionizado, en el cual casi todos los átomos del gas han perdido al menos un electrón. El comportamiento de un plasma tal, cuando conduce una corriente grande en condiciones transitorias, exige un análisis mucho más fundamental que los plasmas ionizados más usuales. La conductividad de un plasma completamente ionizado es casi constante, puesto que la densidad electrónica depende solamente de la presión del gas.

#### 4.1 El vacío como aislamiento eléctrico.

Un sistema de vacío, es un sistema en el cual la presión es mantenida a un valor mucho más bajo que la presión atmosférica (ver apéndice A2); la presión es medida frecuentemente en milímetros de mercurio a una presión de  $0^{\circ} C$ . El término “*milímetro de mercurio*”, está bien estandarizado como un “*Torr*” por la Sociedad Internacional de Vacío, donde un milímetro de mercurio se toma como un *Torr*.

El vacío puede ser clasificado como:

- Alto vacío:  $10^{-3}$  a  $10^{-6}$  *Torr*.
- Muy alto vacío:  $10^{-6}$  a  $10^{-8}$  *Torr*.
- Ultra alto vacío:  $10^{-8}$  *Torr* e inferiores.

Para propósitos de aislamiento eléctrico, el rango de vacío generalmente usado es el de alto vacío, con un intervalo de presión de  $10^{-3}$  a  $10^{-6}$  Torr.

#### 4.2 Ruptura eléctrica en vacío.

Todas las teorías de ruptura eléctrica en materiales aislantes gaseosos, líquidos y sólidos asumen que el material aislante hace conducir por procesos de ionización. En el alto vacío (presiones inferiores a  $10^{-5}$  Torr), la trayectoria libre media es tan grande que los procesos de colisión del resto de los gases pierden sentido para los mecanismos de ruptura eléctrica [65].

En la descarga de *Townsend*, los electrones se multiplican debido a varios procesos de ionización y a la formación de avalanchas electrónicas. En alto vacío, aún si los electrodos se encuentran separados por unos cuantos centímetros, un electrón cruzaría el gap sin encontrar ninguna colisión. Por lo tanto, el crecimiento de la corriente para la ruptura eléctrica, no debe ser por la formación de avalanchas electrónicas [31, 54].

Por el contrario, los mecanismos de emisión en los electrodos son críticos para el funcionamiento de la ruptura.

Si se aplica un voltaje de *C.D.* o de *C.A.* a un claro en vacío, la corriente preliminar empieza muy por debajo del voltaje de ruptura y crece exponencialmente con el incremento del voltaje. Esto fue mostrado claramente en un gap punta plano, donde las corrientes preliminares siguen la ecuación de *Fowler-Nordheim* para emisión de campo [2, 65, 44].

$$S = 1.55 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{W_a} \exp \left[ - \frac{6.9 \cdot 10^7 W_a^{3/2}}{E} \right] \quad (4.1)$$

donde  $S$ , es la densidad de corriente en  $A/cm^2$ ,  $E$  es la intensidad de campo eléctrico en  $V/cm$  y  $W_a$ , es la función de trabajo del metal del electrodo en  $eV$ .

### 4.3 Mecanismos de ruptura eléctrica en vacío.

Durante los últimos 70 años o menos, se han propuesto diferentes mecanismos para la ruptura en vacío. Estos pueden ser ampliamente divididos en tres categorías [37]:

- a) Mecanismos de intercambio de partículas.
- b) Teorías de emisión de campo.
- c) Teoría sobre irregularidades en los electrodos.

#### 4.3.1 Mecanismo de intercambio de partículas.

En este mecanismo se considera que una partícula cargada podría ser emitida desde un electrodo bajo la acción de un campo eléctrico considerablemente alto, y cuando choca con el otro electrodo, libera partículas de carga opuesta. Estas partículas son aceleradas por el voltaje aplicado del primer electrodo, ahí ellas sueltan más partículas del primer tipo. Cuando éste proceso empieza a ser acumulativo, ocurre una reacción en cadena que lleva a la ruptura eléctrica en el gap.

El mecanismo de intercambio de partículas involucra electrones, iones positivos, fotones y la absorción de gases en la superficie del electrodo. Cualitativamente, un electrón presente en el gap de vacío es acelerado hacia el ánodo, y por el impacto, se sueltan iones positivos  $A$  y fotones  $C$ . Estos iones positivos son acelerados hacia el cátodo y cada impacto de  $A$ , libera electrones  $B$  y cada fotón libera electrones  $D$ .

Esto se muestra esquemáticamente en la figura 4.1 la ruptura ocurrirá si los coeficientes de producción de los electrones secundarios exceden la unidad. Matemáticamente, la condición de ruptura puede ser escrita como:

$$(AB + CD) > 1 \quad (4.2)$$

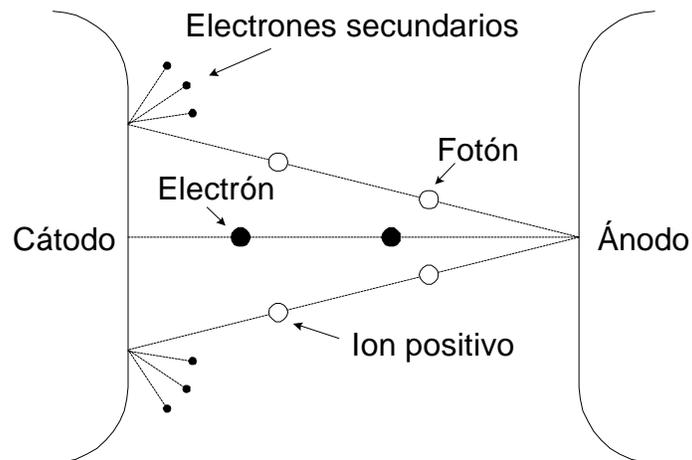


Figura 4.1. Mecanismo de intercambio de partículas.

Después, *Trump* y *Van de Graaff* midieron estos coeficientes, mostrando que eran muy pequeños para que este proceso tuviera lugar. De acuerdo con esta teoría, los coeficientes fueron modificados dando como resultado:

$$(AB + EF) > 1 \quad (4.3)$$

Donde *A* y *B*, vienen siendo lo mismo que antes; *E* y *F*, representan los coeficientes de liberación de iones negativos y positivos por iones positivos y negativos respectivamente. Se encontró experimentalmente que los valores del producto *EF*, era lo bastante cercanos a la unidad para electrodos de cobre, aluminio y acero inoxidable; este mecanismo es aplicable para voltajes arriba de 250 kV.

### 4.3.2 Teorías de emisión de campo.

#### 4.3.2.1 Mecanismo de calentamiento del ánodo.

Ésta teoría postula que electrones producidos por *microproyecciones* del cátodo debido a emisión de campo, bombardean el ánodo causando incrementos locales de temperatura y liberación de gases y vapores metálicos hacia el gap de vacío; estos electrones ionizan los átomos del vapor y producen iones positivos, como se ilustra en la figura 4.2.

Estos iones positivos llegan al cátodo, incrementan la emisión primaria de electrones debido a la carga espacial formada y produce electrones secundarios por bombardeo de la superficie [37, 44].

El proceso continúa hasta que un número suficiente de electrones es producido para llevar a la ruptura eléctrica, como en el caso de descarga en gases a baja presión de *Townsend*.

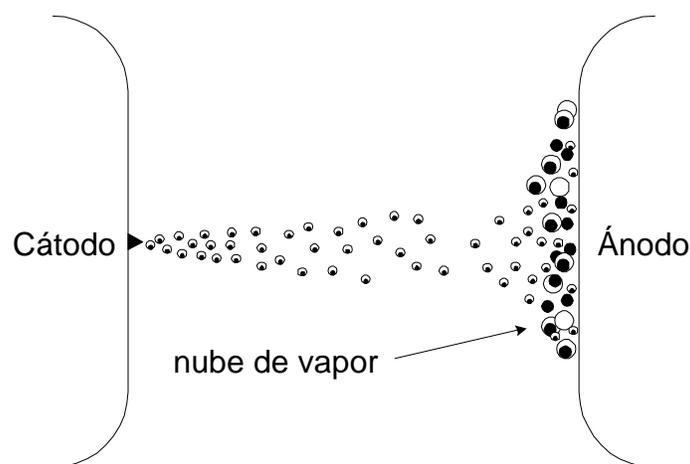


Figura 4.2. Haz de electrones en el mecanismo de calentamiento del ánodo en la ruptura en vacío.

#### 4.3.2.2 Mecanismo de calentamiento del cátodo.

Éste mecanismo postula que cerca del voltaje de ruptura en el gap, puntos agudos sobre la superficie del cátodo son los responsables de la existencia de corrientes de prerruptura, la cual es generada de acuerdo con los procesos de emisión de campo descritos enseguida.

Esta corriente causa calentamiento por *efecto Joule* en el extremo de una punta y cuando la densidad de corriente es alcanzada, la punta se funde y explota, así inicia la descarga eléctrica en vacío.

Este mecanismo es llamado emisión de campo y se muestra esquemáticamente en la figura 4.3. De este modo, la iniciación de la ruptura depende de las propiedades y características de la superficie del cátodo [37, 44].

La evidencia experimental muestra que la ruptura toma lugar por este proceso cuando el campo eléctrico efectivo del cátodo esta en el intervalo de  $10^6$  a  $10^7$  [V/cm].

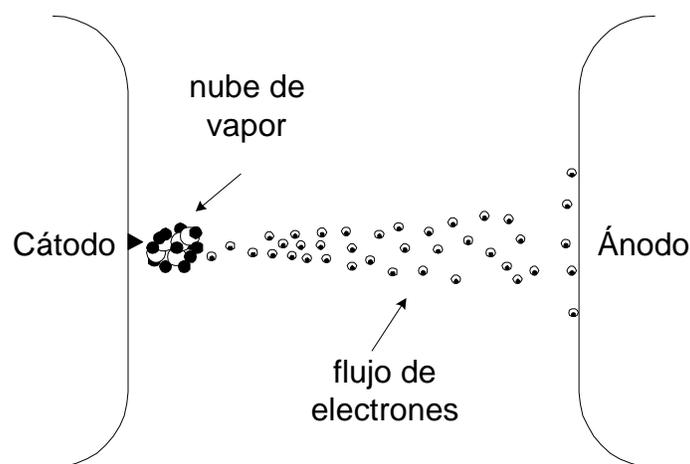


Figura 4.3. Ruptura en vacío causada por el calentamiento de microproyecciones en el cátodo.

### 4.3.3 Mecanismo sobre irregularidades en los electrodos.

Básicamente esta teoría se basa en las siguientes suposiciones (ver figura 4.4):

- 1.- Una unión no muy firme entre un grupo de partículas (*rebabas*) sobre la superficie del electrodo que forma el gap de vacío.
- 2.- Cuando se aplica un potencial alto, ésta *rebaba* queda cargada, subsecuentemente llega a soltarse del electrodo madre, y es acelerada a través del gap.
- 3.- La ruptura ocurre debido a la presencia de vapor o gas liberado por el impacto de las partículas en el electrodo contrario.

*Cranberg* fue el primero en proponer ésta teoría. Él inicialmente consideró que la ruptura ocurriría cuando la energía por unidad de área,  $W$ , liberada sobre la región de impacto en el electrodo por un grupo de partículas, excede el valor  $C'$ , una constante dada por características del par de electrodos [37, 44].

La cantidad  $W$ , es el producto del voltaje de gap  $V$  y la densidad de carga de la *rebaba*; ésta última es proporcional al campo eléctrico  $E$ , del electrodo origen. El criterio para la ruptura es:

$$VE = C' \quad (4.4)$$

En el caso de un arreglo de electrodos planos paralelos, el campo eléctrico es:

$$E = \frac{V}{d} \quad (4.5)$$

Donde  $d$  es la distancia entre electrodos. Así, el criterio generalizado de ruptura llega a ser:

$$V = (Cd)^{1/2} \quad (4.6)$$

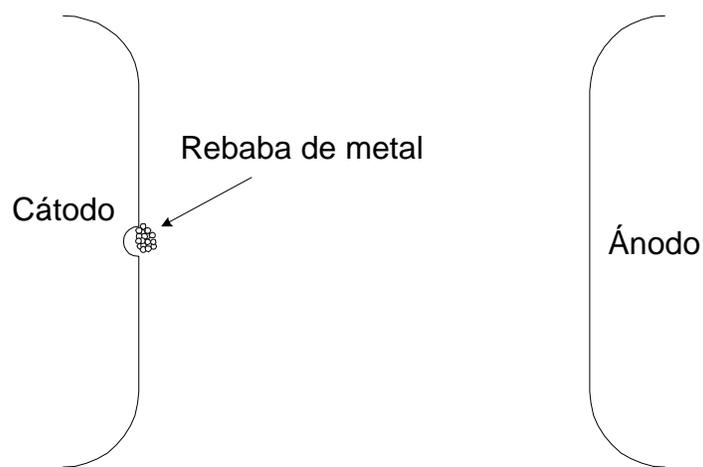
donde  $C$  es otra constante que contiene  $C'$  y las condiciones de la superficie del electrodo.

*Cranberg* presentó un resumen de resultados experimentales los cuales satisfacen éste criterio de ruptura con una considerable exactitud. Él empezó con que la *rebaba* se originaba en el cátodo y obtuvo un valor de la constante  $C$  de  $60 \times 10^{10}$  [ $V^2/cm$ ] (para partículas de hierro).

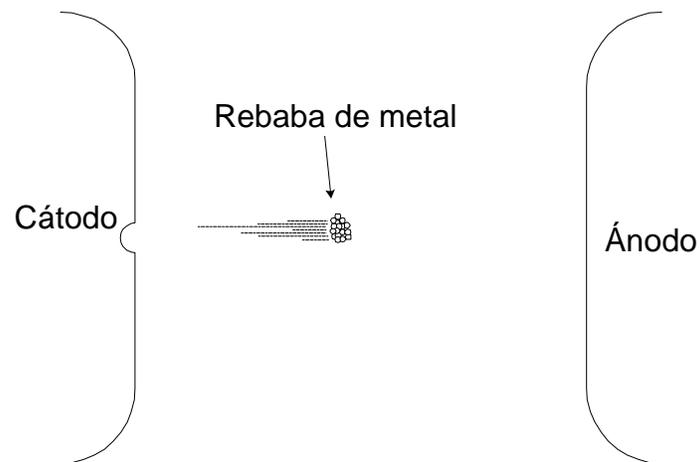
La ecuación fue después modificada a:

$$V = Cd^a \quad (4.7)$$

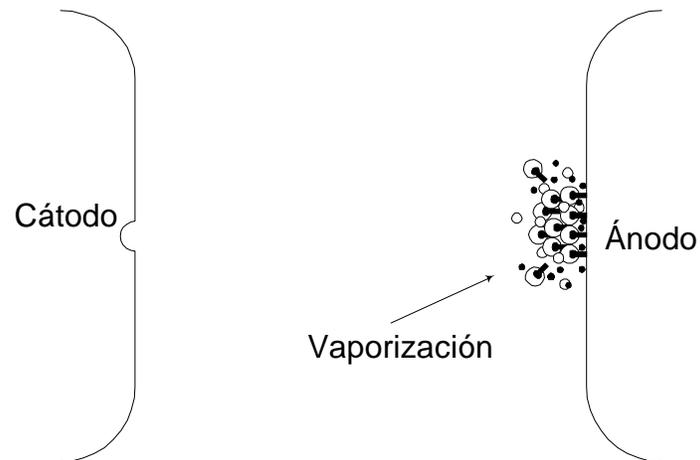
donde  $a$  varía entre  $0.2$  y  $1.2$ , dependiendo de la longitud del *claro* y del material de los electrodos, con un máximo en  $\alpha=0.6$ . La dependencia de  $V$  sobre el material de los electrodos, se obtiene de la observación de marcas sobre la superficie de los electrodos. Se observaron cráteres en el ánodo y regiones fundidas sobre el cátodo o viceversa después de una sola ruptura.



4.4a La rebaba se encuentra débilmente unida al electrodo.



4.4b *La rebaba es liberada de la superficie del cátodo y es acelerada a través del gap o claro.*



4.4c *Impacto de la rebaba con el ánodo soltando una nube de vapor del metal.*

*Figura 4.4. Teoría de la rebaba para la ruptura en vacío*

#### 4.4 Conclusiones.

De acuerdo a los mecanismos descritos de emisión de campo, y al presentarse colisiones con el ánodo que actúa como blanco, la mayor parte de la energía cinética de los electrones se disipa en forma de calor, pero una pequeña parte produce *rayos-X* (efecto tubo de *rayos-X*). Los *rayos-X* emitidos que dependen del voltaje aplicado, de la cantidad de gas residual que haya y de la naturaleza del material con que se fabriquen los electrodos (en específico el ánodo); se aprovecha este fenómeno característico de la descarga eléctrica para diagnosticar el arco en el vacío.

# CAPÍTULO V

## ANÁLISIS EXPERIMENTAL DE RESULTADOS

# ANÁLISIS EXPERIMENTAL DE RESULTADOS.

## 5.1. Introducción.

En el desarrollo de la presente tesis ya se describió varios aspectos sobre las técnicas de medición y generación de potencia pulsada y también se presentaron los mecanismos de ruptura eléctrica en el vacío. En el presente capítulo se presentan los resultados obtenidos en la puesta en servicio del generador de pulsos, abarcando un análisis sobre las líneas de transmisión empleadas (*coaxial* y de *placas planas y paralelas*) y un análisis del *spark-gap de desacoplo* empleado como interruptor de transferencia de carga.

Igualmente, se presenta una comparación de las descargas eléctricas tanto en alto vacío como sobre fibras delgadas. El análisis incluye la medición de *I-dot* (derivada de la corriente) y la detección de *rayos X* como herramientas de diagnóstico [50, 56, 59, 70].

## 5.2. Línea de transmisión.

De acuerdo a los diagramas que anteriormente se explicaron en las figuras 2.6 y 3.2; la línea compresora de pulso designada como *LFP*, juega un papel muy importante en la formación del pulso, ya que sus parámetros característicos modifican la constante de tiempo del sistema generador. De acuerdo a lo calculado para ambas líneas, como anteriormente se mostró en la tabla 3.1; el valor de la inductancia característica para la línea coaxial resultó de  $505nH$  y para la línea de placas planas de  $25nH$ , ésto es tomando en cuenta que ambas líneas de transmisión tienen la misma longitud de  $3 m$  [67].

Es de esperarse que para valores altos de inductancia la corriente tome más tiempo en alcanzar su valor cresta. En la figura 5.1, se muestra una serie de oscilogramas de corriente obtenidas a distintos valores de tensión aplicada; en traza continua se muestra la corriente para la línea de placas planas (LTPP), mientras que en traza punteada se muestra

la corriente para la línea coaxial (LTC). Puede observarse que en toda la serie de pruebas mostrada, la corriente para la línea de placas planas alcanzó su tiempo cresta más rápido que la línea coaxial.

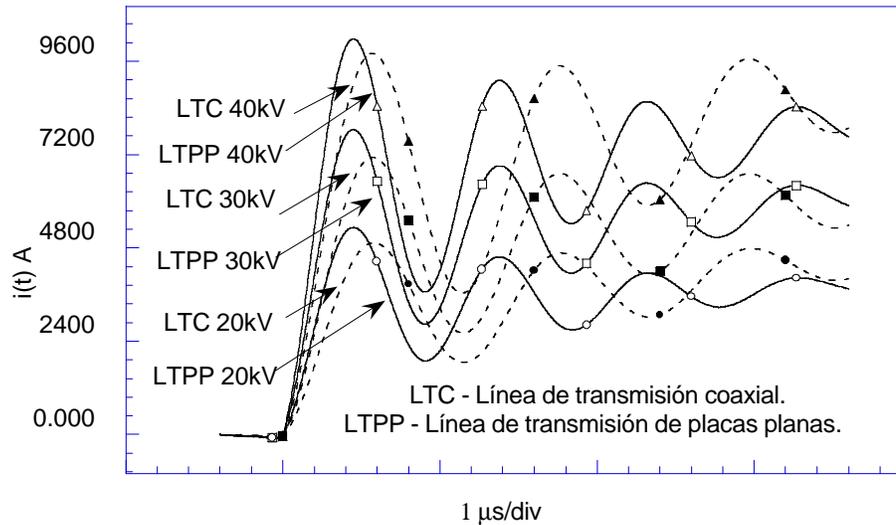


Figura 5.1 Pulsos de corriente comprimidos con distinta línea de transmisión. Electrodo de prueba en corto-circuito.

De acuerdo a la ecuación 2.11, el tiempo de frente de la señal, es directamente proporcional a la inductancia total del sistema generador de pulsos. De las señales de corriente registradas, el tiempo de frente para los pulsos de corriente comprimidos por la línea coaxial fue  $t_{10-90}=2\text{ns}$ , mientras que el tiempo de frente para la línea de placas planas fue  $t_{10-90}=1.5\text{ns}$ . Se puede ver que de las dos líneas de transmisión empleadas, la línea de placas plana es más adecuada para nuestro fin de generar pulsos de gran potencia y de frentes rápidos. Ambas líneas forman parte del sistema generador de pulsos prototipo ya que el objetivo de realizar pruebas del desempeño de líneas de transmisión con distintas geometrías, es adquirir experiencia en la compresión del pulso de potencia.

Los electrodos de carga permanecieron en corto circuito, esto con el fin de reducir al máximo la inductancia del sistema al eliminar la inductancia del arco de vacío. En las figuras 5.2 y 5.3, se muestran oscilogramas de corriente para distintos valores de tensión, mismos que se aplicaron para pruebas de corto circuito pero ahora el gap de pruebas tiene una claro de  $1 \text{ mm}$ . Para efectos de comparación concurrentemente se hicieron una serie de

pruebas a presión atmosférica y en alto vacío, es decir, a una presión de  $580 \text{ mmHg}$ , que corresponde a la ciudad de México y a un vacío de  $10^{-6} \text{ mbar}$ , respectivamente.

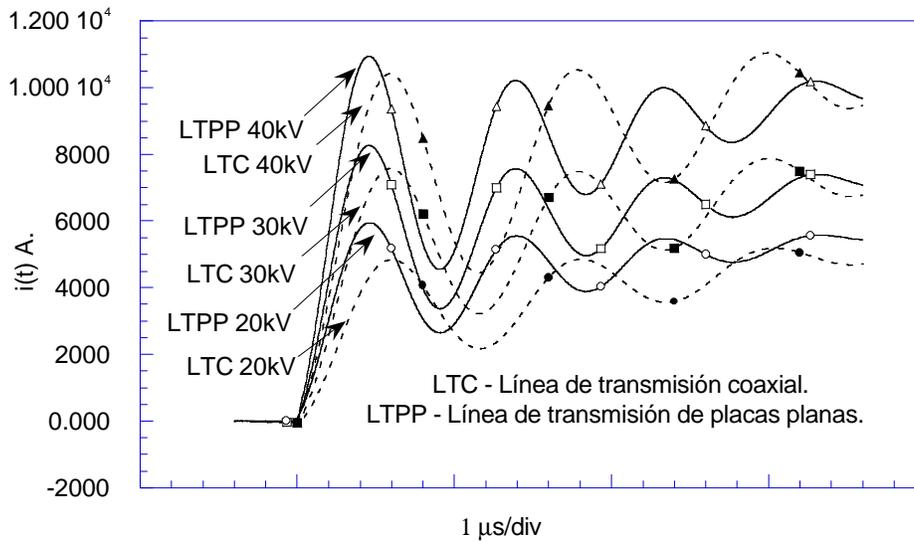


Figura 5.2 Pulsos de corriente comprimidos con distinta línea de transmisión. Electrodo de prueba a presión atmosférica.

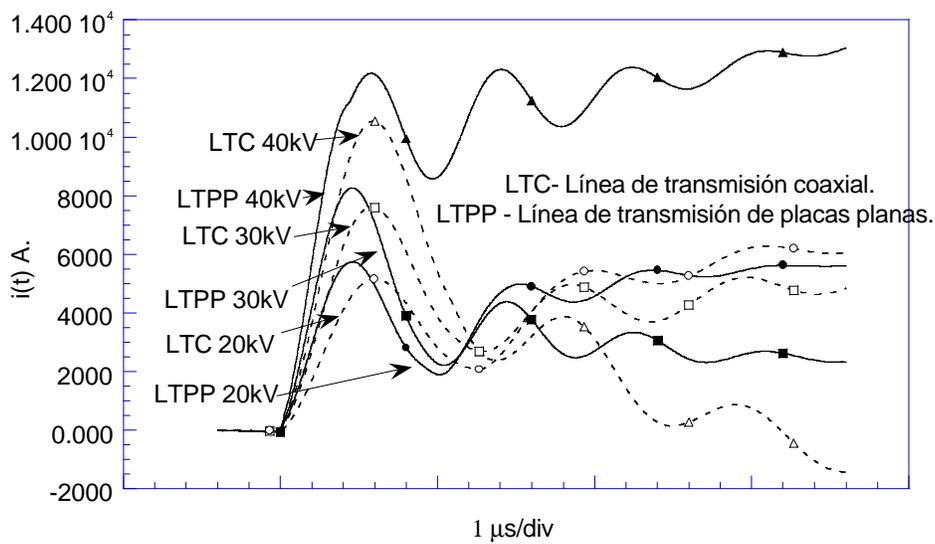


Figura 5.3 Pulsos de corriente comprimidos con distinta línea de transmisión. Electrodo de prueba en alto vacío ( $10^{-6} \text{ mbar}$ ).

Para los tres modos del gap de pruebas de vacío, la línea de transmisión de placas planas tuvo los tiempos de frente más cortos, independientemente de la inductancia adicional que introduce un arco en aire, y más aún, la de un arco en alto vacío.

En los oscilogramas de corriente de la figura 5.4 se puede apreciar que el tiempo de frente y la corriente pico de un pulso comprimido por la línea, es similar para las tres cargas empleadas (presión atmosférica, cortocircuito y alto vacío). En este caso se aplicó la misma tensión de carga de  $30kV$  en cada una de las cargas mencionadas. La señal muestra diferencias solo después de la primera oscilación.

La figura 5.5, muestra una conducta similar para la línea de placas paralelas; notándose que el tiempo de frente del pulso es más rápido que el de la línea coaxial. Para tiempos largos la separación entre las descargas en vacío y las otras dos es más marcado que en el caso anterior. Este es un resultado interesante, el efecto de *crowbarring* hace que la corriente en vacío oscile menos que en los otros casos, equivalente a una mayor resistencia del arco. Es evidente también que no se vació toda la energía en la descarga.

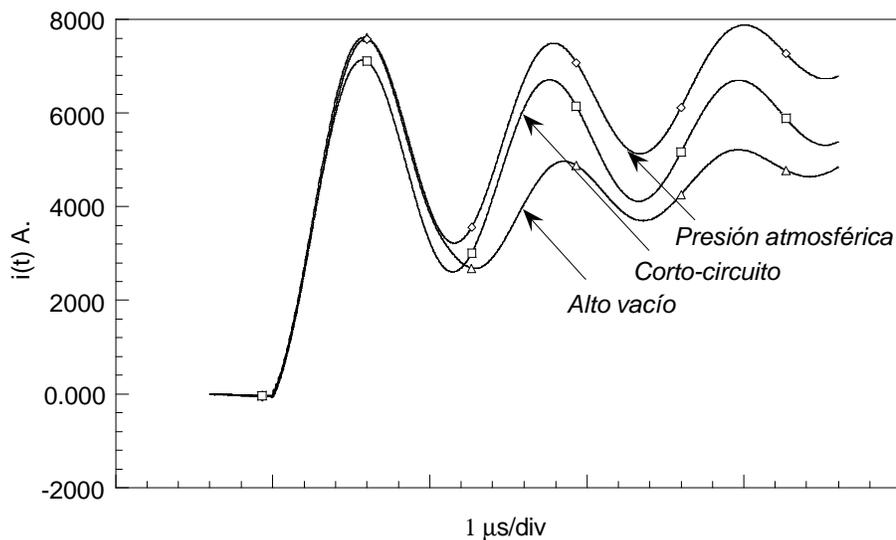


Figura 5.4 Comparación de corrientes a distintas configuraciones de gap de pruebas en una línea de transmisión coaxial, tensión de carga  $30kV$ .

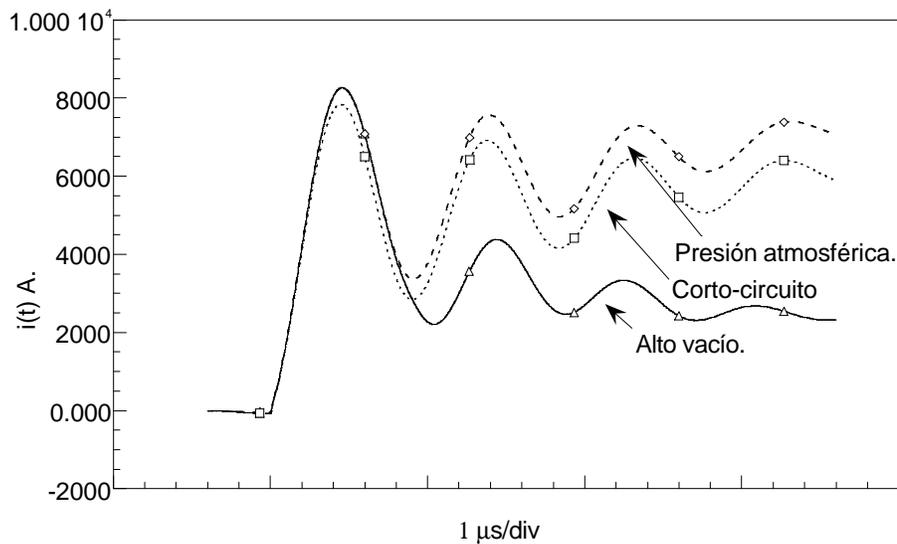


Figura 5.5 Comparación de corrientes a distintas configuraciones de gap de pruebas en una línea de transmisión de placas planas, tensión de carga 30kV.

### 5.3 Spark-gap de desacoplo.

De entrada uno de los elementos clave en el desempeño del sistema generador fue identificado como el spark-gap de desacoplo.

En la figura 5.6 se muestran los resultados experimentales del voltaje a la salida de la LFP de una serie de pruebas en las que se mantuvo constante el voltaje de carga del generador a 30kV, y se varió la distancia del gap de desacoplo desde 2.75 mm hasta 11 mm [24, 25, 62]. Los electrodos de este spark-gap fueron contruidos en bronce con un perfil Borda, que garantiza uniformidad de campo eléctrico en el centro [24].

El tiempo de frente se determinó a partir de los oscilogramas registrados y tomando los tiempos de 10 y 90 % como es usual [1, 40, 42, 43]. Los oscilogramas que se muestran en la figura 5.6, se obtienen de la integración numérica de la señal entregada por la sonda

de voltaje operando en modo *V-dot* [18], con una distancia de  $5\text{ cm}$  entre la sonda de tensión y la línea de transmisión de placas planas paralelas; para esta distancia, se tiene una sensibilidad de  $S = 416.6\text{ mV/rV}$ . Lo interesante a observar en las señales de voltaje es el tiempo de frente, es por ello que se invierten los pulsos de polaridad negativa y se presentan montados en la misma escala de tiempo para hacer un poco más clara la comparación.

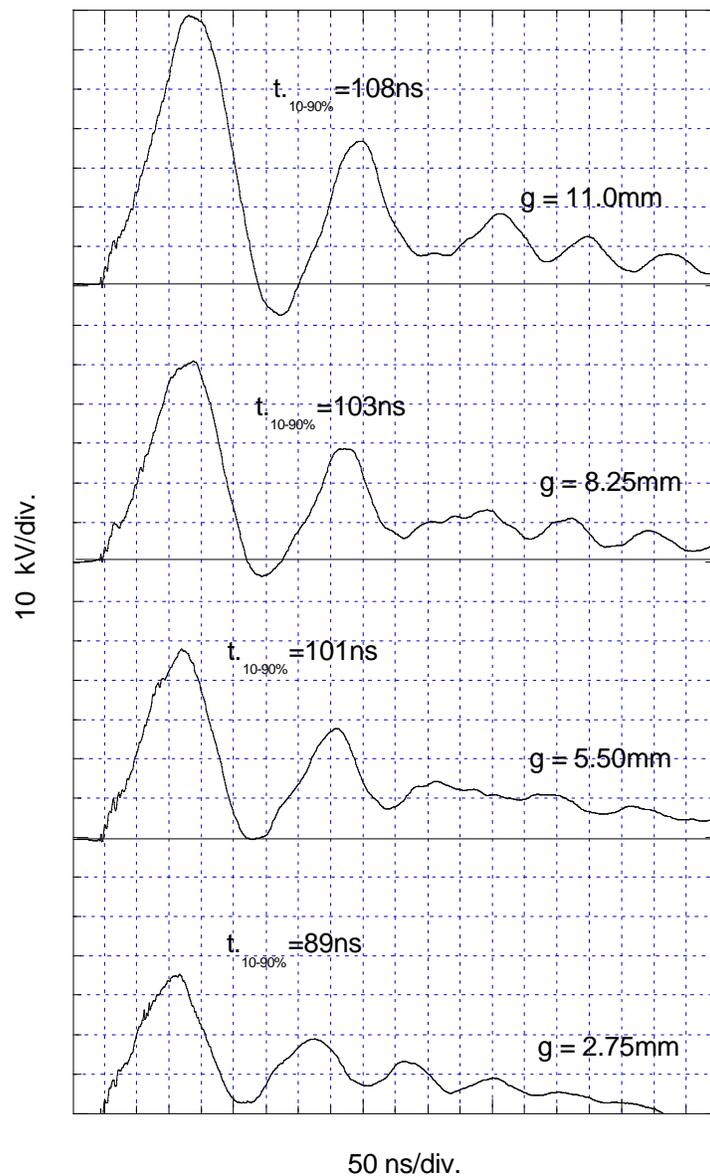


Figura 5.6 Oscilogramas del voltaje para varias distancia de gap con un voltaje de carga de 30kV.

Al comparar las señales de voltaje y corriente, se observa un tiempo de retardo entre el inicio de aquella y el inicio de ésta. Este retardo tiene la siguiente explicación; se aplica voltaje en la cámara de descarga y hasta que se excede la rigidez dieléctrica del spark-gap de desacoplo, se produce flujo de carga (corriente); Se debe recordar que el gap de pruebas dentro de la cámara de vacío, se encuentra en corto circuito en toda la serie de pruebas.

Adicionalmente a esto, la línea tiene un intervalo mayor de tiempo de carga; otra explicación es que el voltaje crece por encima del voltaje del generador, porque mientras el *spark-gap* no conmuta habrá varios cruces del pulso en la línea y las sobretensiones se acumulan; por lo tanto alcanza un valor de tensión más alto, es por eso que su voltaje aumenta cuando la separación es más grande, dado que se requiere una tensión de ruptura más alta y un tiempo mayor para alcanzar el voltaje requerido (Apéndice A6).

La figura 5.6 muestra que conforme se aumenta  $g$ , el tiempo de frente se alarga al mismo tiempo que la tensión de cresta crece. En las curvas de la figura 5.7 se puede ver el defasamiento entre los puntos iniciales para el voltaje y la corriente. Se toma como referencia una sola curva de tensión y se compara con las corrientes registradas para cada distancia del gap de desacoplo. Si se modifica la distancia de claro del gap de desacoplo y se analiza el retardo de la corriente respecto de la tensión se encuentra que el tiempo de retardo es función de la distancia de claro de los electrodos.

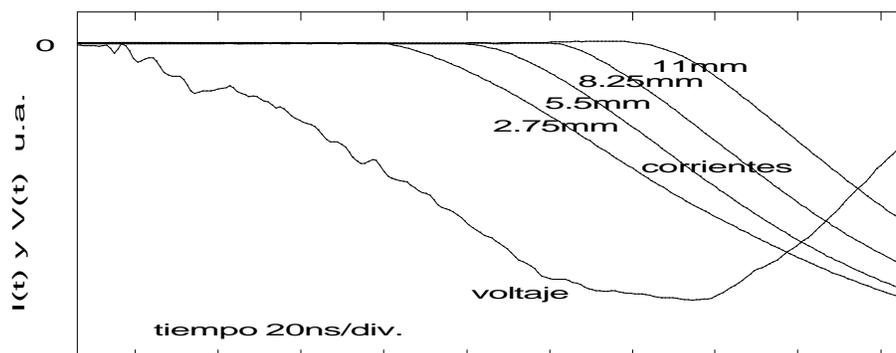


Figura 5.7 Defasamiento entre un pulso de voltaje y las corrientes para distintas distancias del spark-gap de desacoplo.

En la serie de pruebas, se tuvo especial cuidado con el tiempo de disparo del osciloscopio para garantizar que en todas las pruebas, el pulso de tensión tuviera un mismo punto de disparo en la escala de tiempo, esto se logró ajustando los niveles de disparo (*trigger*) del osciloscopio.

Con un mismo punto de referencia para cada pulso de tensión, se puede comparar el tiempo en que la bobina de *Rogowski* empieza a registrar los valores de la corriente, el inicio de uno de los pulsos de tensión basta, ya que los demás inician en el mismo instante, así se pueden comparar las señales de corriente para cada distancia del *Spark-gap de desacoplo* [9, 28, 43, 57, 60, 62].

En la figura 5.8 se muestra la relación existente entre el tiempo de frente y la separación de los electrodos, dicho tiempo mantiene una relación proporcional a la separación del *spark-gap de desacoplo*. Con el arreglo de electrodos de perfil Borda, se logró en el mejor de los casos un frente de onda en la tensión de  $89.16 \text{ ns}$  para una distancia de gap de  $2.75 \text{ mm}$ , mientras que para una separación de  $11 \text{ mm}$  el tiempo de frente se extiende hasta  $108 \text{ ns}$  de frente.

La tendencia del tiempo en que el pulso de tensión alcanza su valor máximo concuerda con lo antes dicho, pues se tiene que el tiempo cresta también es directamente proporcional a la distancia del *spark-gap de desacoplo*, la diferencia estriba en la forma de medir el tiempo de frente cuando se trata de ondas que crecen exponencialmente, de acuerdo a la ecuación 2.11, (véase la página 41) [1, 26, 43].

El tiempo de retardo relativo entre el pulso de tensión y la corriente, representa el tiempo de conmutación del *spark-gap de desacoplo*, éste resultado es muy valioso pues indica el tiempo a partir del cual la bobina de *Rogowski* empieza a registrar el pulso después de que la sonda de tensión lo detecta.

Para una distancia de  $2.75 \text{ mm}$  se tuvo un tiempo de conmutación del *spark-gap de desacoplo* de  $65 \text{ ns}$ , mientras que para una distancia de  $11 \text{ mm}$  se tiene un tiempo de conmutación de  $127 \text{ ns}$ ; el ajuste de la distancia de gap permite lograr un control sobre el diagnóstico de descargas pulsadas en el régimen de nanosegundos, ya que se puede calibrar tiempos de disparo (*trigger*) para otro tipo de diagnóstico, por ejemplo, el control de una Cámara de alta velocidad.

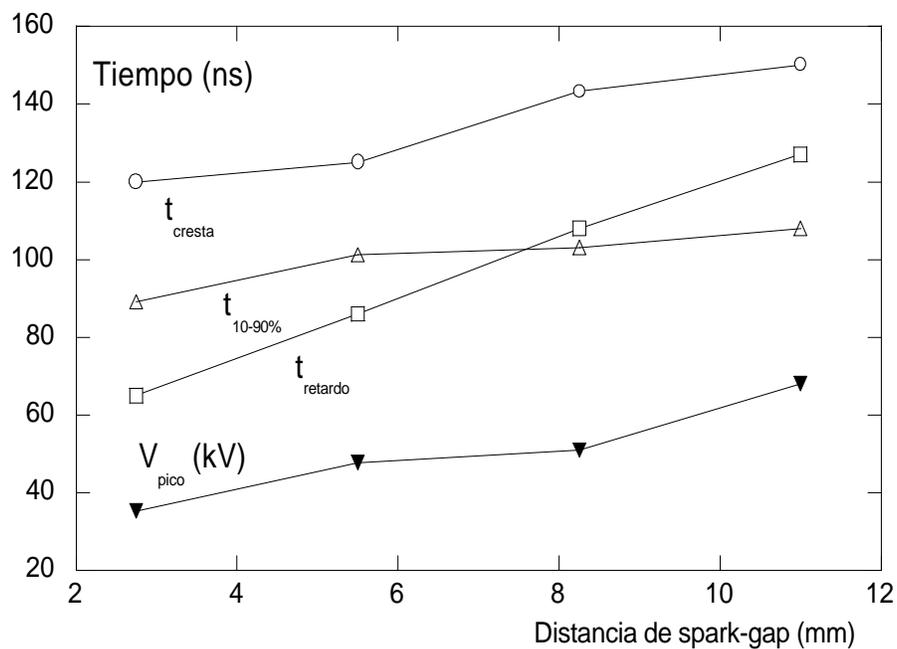


Figura 5.8 Tiempo de frente ( $T_{10-90\%}$ ), tiempo de cresta ( $T_{\text{cresta}}$ ), tiempo de retardo ( $T_{\text{retardo}}$ ) y valor de voltaje pico ( $V_{\text{pico}}$ ) en función de la separación del spark-gap de desacoplo. El eje de las ordenadas está en nanosegundos para los tiempos y en kilovolts para el voltaje pico.

El valor pico de voltaje del pulso aplicado mantiene un comportamiento similar al del tiempo de frente, ésto se atribuye al tiempo que toma el pulso en la línea de transmisión para erguirse y llegar a un nivel de tensión en función de la distancia de gap de desacoplo y

presentarse la ruptura eléctrica del aire del spark-gap (independientemente del medio existente en la carga: aire, vacío o cortocircuito).

## 5.4. Modelo en Spice de la línea de placas planas y gap de desacoplo<sup>1</sup>.

### 5.4.1. Modelado de la línea de transmisión.

Las ecuaciones de *Maxwell* son globales, y generalmente es importante tomar ventaja de todas las posibles simplificaciones cuando se resuelvan. Las simplificaciones más comunes son estimar los campos en elementos sumamente pequeños. Los resultados de estas consideraciones, conducen a la teoría de circuitos.

La teoría de circuitos es válida para circuitos que no están trabajando a frecuencias muy altas donde el tamaño de los componentes es casi siempre significativo comparado con la longitud de onda. En estos casos, la dimensión cero de los elementos no funciona. Un modelo de una dimensión incluye los efectos de retardo de la señal al propagarse a lo largo de los elementos contenidos en una línea de transmisión.

Cuando se simula o calcula el efecto de líneas de transmisión, es necesario establecer los parámetros de la línea. Los parámetros más importantes, son la impedancia característica de la línea y su longitud. Todos los circuitos simulados en *Spice* trabajan con estos valores o algunas versiones de ellos [26, 67].

Se puede calcular la longitud eléctrica  $\theta$  a partir de la longitud física, y la velocidad de propagación de la onda  $u_p$ .

$$\theta = \frac{2\pi\ell f}{u_p} \quad [\text{radianes}] \quad (5.1)$$

---

<sup>1</sup> Engineering Circuit Analysis with Pspice and Probe, Roger Conant; McGraw-Hill, Singapore, 1993.

donde la  $v_p$  es la velocidad de propagación de onda la cual se puede determinar también a partir de la permitividad relativa del dieléctrico, y se determina como sigue

$$v_p = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (5.2)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío. Algunas veces es necesario convertir la longitud física en tiempo de tránsito  $t$  dividiendo la longitud física de la línea entre la velocidad de propagación, como se calculó en el capítulo III. De la tabla 3.1 se retoman los valores de los parámetros característicos de las líneas.

#### 5.4.2. Modelado del spark-gap de desacoplo.

La dinámica del comportamiento del arco eléctrico puede describirse como una relación de balance de potencia entre la potencia de entrada y la disipación de calor. Con lo cual la conductancia del arco eléctrico se expresa como una función de calor contenida en la columna. Existen teorías en las que se considera un canal de arco a una temperatura constante la cual es independiente de la corriente. Un incremento en la energía de la columna ocasiona un incremento en la sección transversal del arco [34]. Además se considera una intensidad de campo eléctrico estacionario constante.

En contraste con los arcos de conmutación, la variación en la longitud es un factor importante en la descripción del comportamiento de arcos eléctricos largos en aire. La elongación del arco eléctrico es causada por

- Fuerzas magnéticas debidas a la corriente que alimenta el arco.
- La difusión de calor del plasma y el aire alrededor.
- Efectos atmosféricos.

El circuito equivalente de generador de pulsos es un circuito RLC serie con una respuesta subamortiguada; la corriente de descarga eléctrica es una senoidal amortiguada por una exponencial de la forma

$$i(t) = Ae^{-\alpha_0 t} \text{sen}(\omega_d t) \quad (5.3)$$

donde

$$A = \frac{V_0}{\omega_0 L} \quad (5.4)$$

$$\alpha_0 = \frac{R}{2L} \quad (5.5)$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC_{\text{eq}}}} \quad (5.6)$$

$$\omega_d = \sqrt{\frac{1}{LC_{\text{eq}}} - \frac{R^2}{4L^2}} \quad (5.7)$$

Para determinar los parámetros  $R$  y  $L$  del circuito equivalente a partir de la corriente medida; se tienen las ecuaciones siguientes para los parámetros físicos:

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC_{\text{eq}}}} \quad (5.8)$$

$$L = \frac{1}{4\pi^2 f^2 C_{\text{eq}}} \quad (5.9)$$

$$\alpha_0 = \eta\omega_0 \quad (5.10)$$

$$\eta = \sqrt{\frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \pi^2}} \quad (5.11)$$

$$\lambda = \ln \left| \frac{V_n}{V_{n+1}} \right| \quad (5.12)$$

donde  $V_n$  y  $V_{n+1}$  son los picos o valles sucesivos de la señal,  $l$  es la tasa de amortiguamiento del circuito. Como los oscilogramas de las figuras 5.1 a 5.5 indican la frecuencia natural para la corriente es de  $200kHz$  midiendo un periodo de  $5\mu s$  y una la tasa de amortiguamiento de  $0.1643$ ; por lo tanto la inductancia y capacitancia totales estimadas del circuito son de

$$L_{total} = 782.8 nH$$

$$R_{total} = 0.6358 \Omega$$

De acuerdo a con los datos calculados para la línea de transmisión y de acuerdo a los parámetros parásitos de los componentes utilizados (otorgados por el fabricante, se pueden consultar en el capítulo V), se obtiene un valor de inductancia de spark-gap  $L_{SG}$  de desacoplo de  $651.1 nH$  y una resistencia de  $0.6202 \Omega$  calculados como sigue

$$C_{total} = C_{capacitor\_Gen} + C_{LT,3metros}$$

$$L_{SG} = L_{total} - L_{Capacitor\_Gen} - L_{switch\_Maxwell} - L_{cotocircuito} - L_{LT,3metros}$$

$$R_{SG} = R_{total} - R_{LT,3metros}$$

En la figura 5.9 se muestra con más detalle los frentes de onda del voltaje y de la corriente registrados experimentalmente por las sondas de medición, se muestra como ejemplo para una distancia de gap de desacoplo de  $8.25 mm$ .

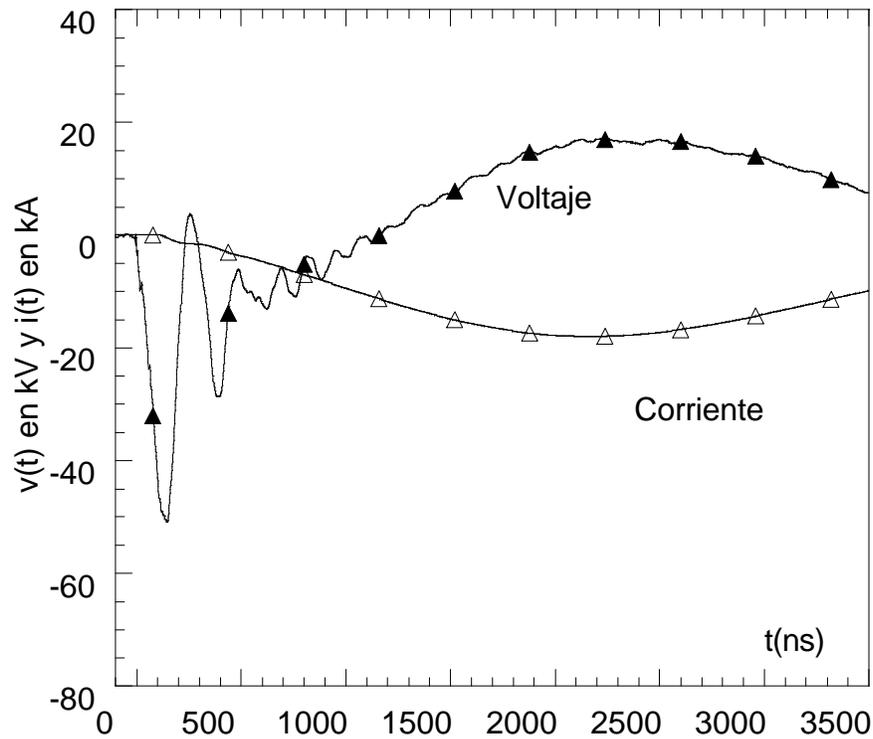


Figura 5.9 Oscilogramas de voltaje y corriente para una distancia de gap de 8.25 mm.

En la figura 5.10 se muestra el circuito utilizado en *Spice* para modelar el sistema generador de pulsos, considerando pérdidas en la línea de transmisión, inductancias parásitas en el capacitor principal e interruptor de disparo, así como la resistencia e inductancia para el *spark gap de desacoplo*.

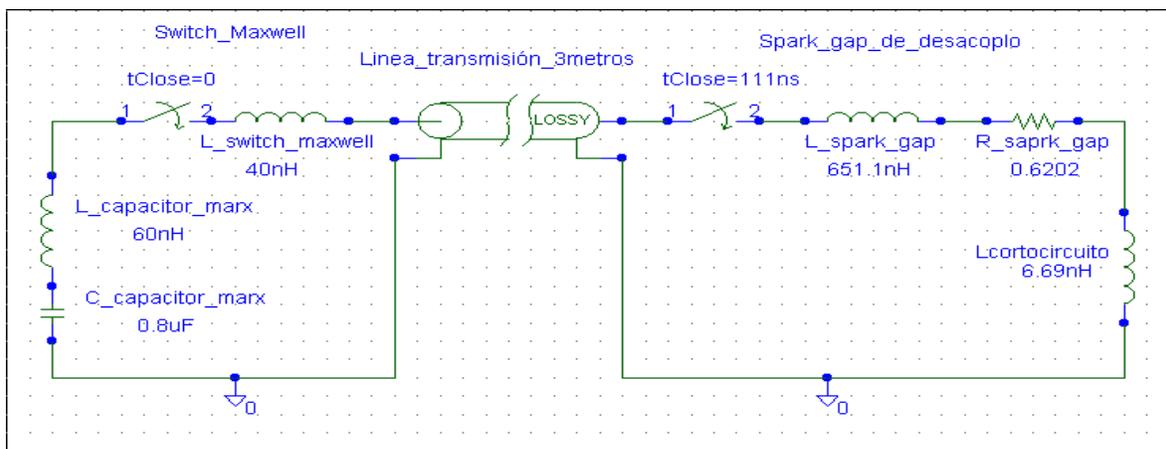


Figura 5.10 Circuito modelo para el sistema generador de pulsos.

En la figura 5.11 se muestra la respuesta simulada para un valor de inductancia del *spark gap de desacoplo* de  $651.1 \text{ nH}$ , la cual es muy parecido en la forma, magnitud y en frecuencia a los valores de corriente y voltaje registrados con las sondas, como se muestra en la figura 5.9. En el caso simulado las señales son, obviamente, más limpias que las registradas experimentalmente. El valor de la inductancia del spark-gap de desacoplo, solo es una aproximación muy burda del arco eléctrico; de hecho, los modelos para arco eléctrico requieren mucho más que elementos pasivos.

Lo provechoso del circuito modelado es dejar ver que tan lejos se encuentran las señales medidas de la realidad; la idea de representar el arco eléctrico del gap de desacoplo, parte del hecho de que un arco eléctrico a presión atmosférica (que es el caso del gap de desacoplo) tiene una presión intensa ocasionada por el medio circundante, lo que conduce a un diámetro de canal reducido y por lo tanto representa una inductancia mayor para el paso de la corriente. Caso contrario el arco en vacío.

El valor de inductancia es valioso para hacer primeras aproximaciones mediante circuitos pasivos de un fenómeno tan complejo como lo es la descarga eléctrica en distintos medios.

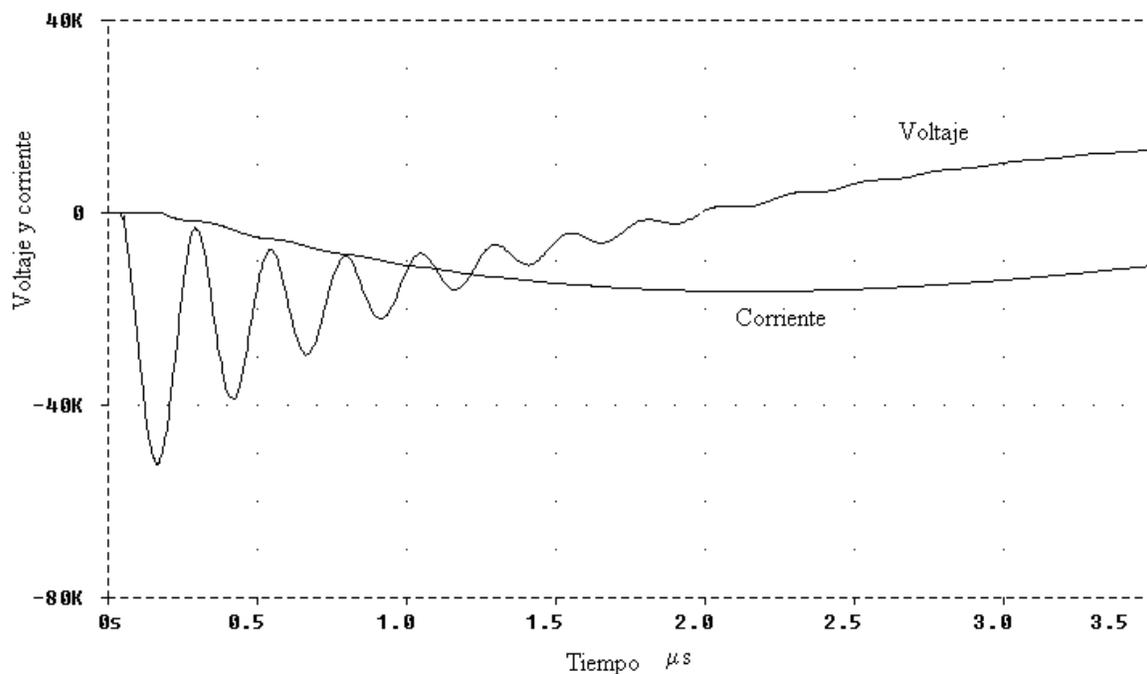


Figura 5.11 Respuesta simulada en Spice de la tensión y corriente, para un valor de inductancia de spark-gap de desacoplo de  $651.1 \text{ nH}$ .

### 5.5 Descargas pulsadas en alto vacío y en fibras delgadas.

Se utilizó una cámara universal de pruebas *Huntington*, dentro de la cual se colocaron varias configuraciones de electrodos para el gap de pruebas. En la figura 5.12 se muestra de manera esquemática la cámara de vacío; en los electrodos del gap de pruebas se muestra el caso de una fibra, sobre la base del electrodo inferior se encuentra la bobina de *Rogowski*, y sobre los puertos de la cámara de vacío se encuentran montados los detectores de rayos X.

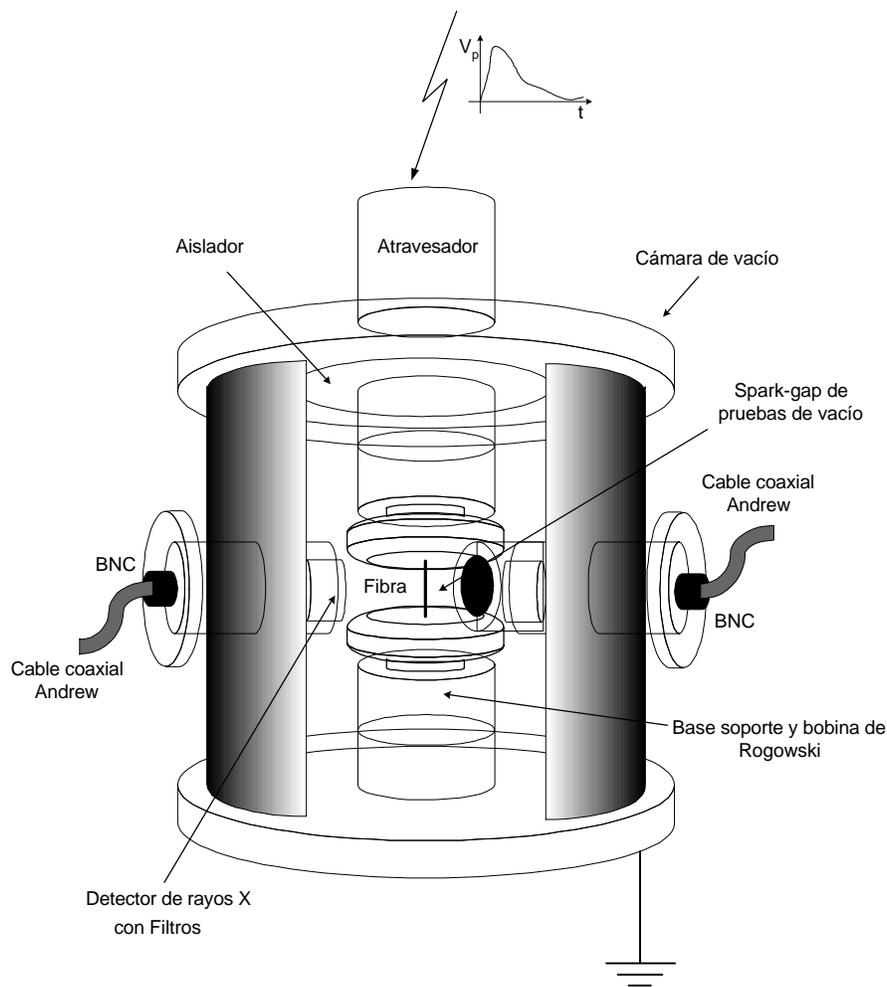


Figura 5.12 Esquema simplificado del gap de pruebas dentro de la cámara de vacío, detectores de rayos X y en la base de electrodo inferior se encuentra la bobina de Rogowski.

Entre las configuraciones de electrodos de pruebas que se utilizaron se puede mencionar la formada por *esfera-plano*, donde se utilizó como ánodo un electrodo plano de acero inoxidable con borde biselado y como cátodo un balón de acero inoxidable de  $1\text{ cm}$  de diámetro, electrodos con perfiles Borda de  $38\text{ mm}$  de diámetro en diferentes materiales como acero inoxidable, bronce y cobre.

Igualmente se construyó un electrodo porta fibras que constan de un cilindro de  $1\text{ cm}$  de diámetro con punta hemiesférica hecha de bronce, haciendo el papel del cátodo y de ánodo se utilizaron electrodos planos con borde biselado de acero inoxidable y de latón.

En las figuras 5.13 se muestra un experimento con arreglo de gap de pruebas *esfera-plano* en alto vacío de  $10^{-6}\text{ mbar}$ , donde se aplicó un pulso de  $40\text{ kV}$ . Se puede apreciar los puntos de emisión electrónica en asperezas del electrodo, provocando una disipación desordenada de corriente que ocasiona una descarga difusa y no se establece un canal conductor, como en el aire.

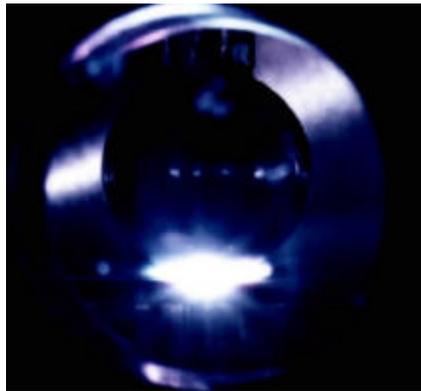


*Figura 5.13 Pulso de  $40\text{ kV}$  aplicado a una configuración esfera-plano a  $10^{-6}\text{ mbar}$ .*

Uno de los principales problemas en la conmutación de gran potencia es la rapidez requerida para extinción del arco eléctrico, dicha rapidez depende del medio en el que se manifiesta; una de las grandes ventajas del vacío sobre el aire, es precisamente su rápida recuperación.

El objetivo de este experimento es contribuir en el conocimiento de la fenomenología de la descarga eléctrica pulsada en vacío, aplicar los resultados a futuro para diseño de interruptores de potencia capaces de controlar variaciones ultrarrápidas de corrientes de gran intensidad en tiempos considerablemente cortos, ésto puede arrojar resultados interesantes como el diseño de interruptores de volumen pequeño y de fácil manejo.

Bajo las mismas condiciones pero ahora a presión atmosférica, la figura 5.14 muestra un arco completamente concentrado en la cara del electrodo, lo que trae consigo una inductancia de arco más elevada.



*Figura 5.14 Pulso de 40kV aplicado a una configuración esfera-plano a presión atmosférica.*

La radiación  $X$  emitida por las descargas fue detectada por medio de un fotodiodo PIN especial (025-PIN-250N, 300V). El diodo fue equipado con filtros de hojas delgadas de aluminio, cobre y titanio, de diferentes espesores y combinaciones de estos. Las laminillas bloquean el espectro de luz visible, pero dejan pasar los rayos  $X$  a diferentes energías dependiendo del material, grosor del filtro y el origen de los rayos  $X$ .

En las figuras 5.15 a la 5.17 se muestran las curvas de transmisión de rayos  $X$  de los filtros empleados en el experimento. Dichos coeficientes de transmisión fueron calculados con el programa XRD.

Los espesores de los filtros fueron los siguientes, para el aluminio se utilizó 4, 46 y 100  $\mu\text{m}$  (figura 5.15); para el cobre se utilizó un filtro de 10  $\mu\text{m}$  y una combinación con un filtro de aluminio de 4  $\mu\text{m}$  (figura 5.16); para el titanio se colocó un filtro de 12.5  $\mu\text{m}$  y una combinación con una hoja de aluminio de 4  $\mu\text{m}$  (figura 5.17).

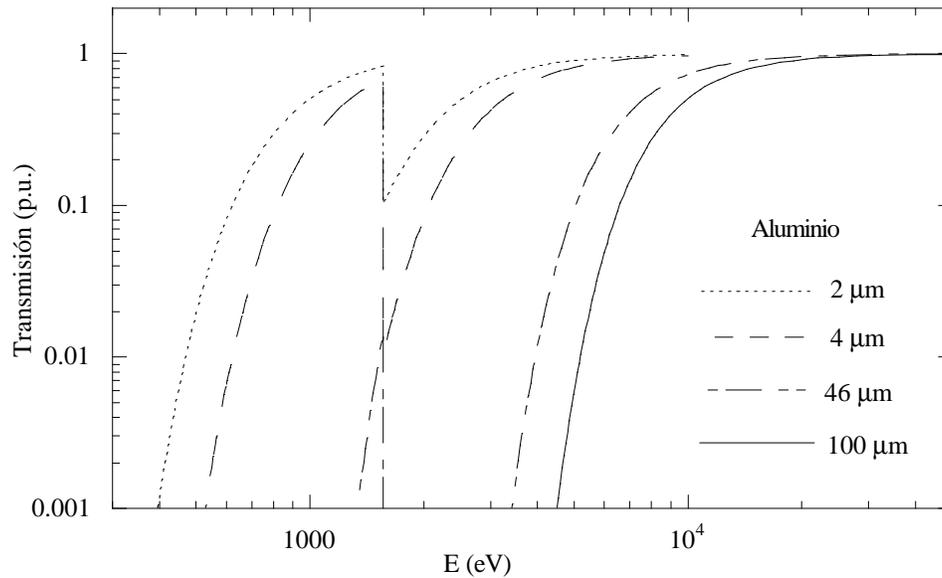


Figura 5.15 Coeficientes de transmisión de los filtros de aluminio empleados en la detección de rayos X

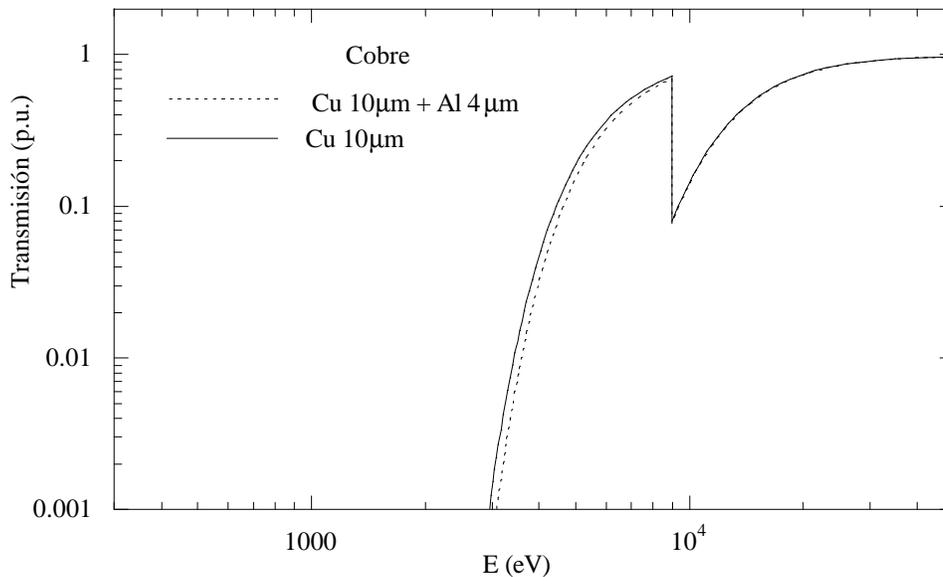


Figura 5.16 Coeficientes de transmisión de los filtros de cobre empleados en la detección de rayos X

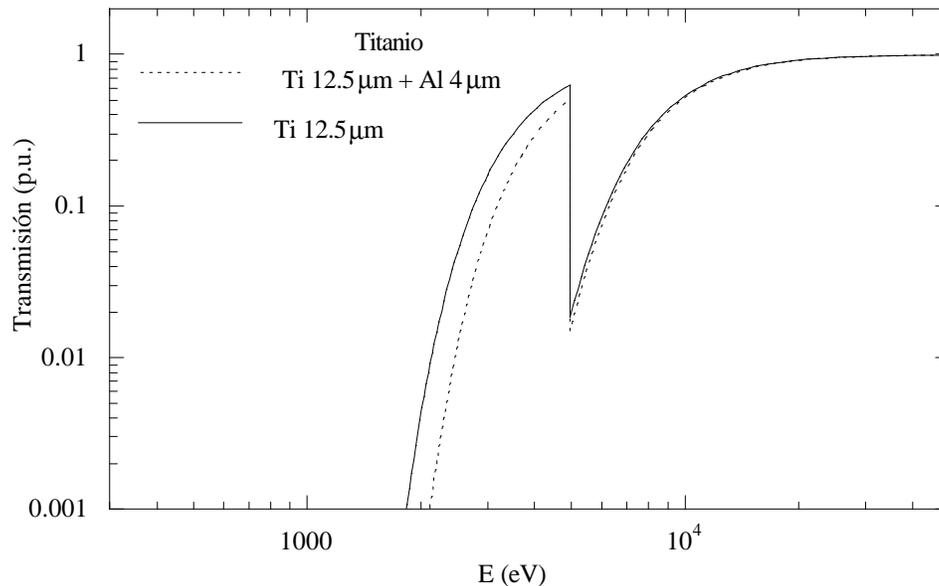


Figura 5.17 Coeficientes de transmisión de los filtros de titanio empleados en la detección de rayos X

Las fibras empleadas para los experimentos fueron de distintos diámetros, como por ejemplo  $63\text{ }\mu\text{m}$  para alambre *eureka*,  $90\text{ }\mu\text{m}$  en promedio para cabellos y  $85\text{ }\mu\text{m}$  para alambre de acero; la idea de utilizar cabellos es debido a su alto contenido de carbono que como es sabido es un semiconductor. Esto ayuda a simular el efecto de impurezas de hidrocarburos en el alto vacío provenientes del equipo de bombeo.

En los oscilogramas de la figura 5.18, se muestra una respuesta típica para un *cortocircuito*. La señal *I-dot* muestra un comportamiento senoidal de un circuito *LC*. La corriente muestra un retardo de aproximadamente  $100\text{ns}$  respecto del voltaje aplicado.

Esto es debido a que la señal primero es detectada por la sonda de tensión y después por la sonda de corriente (la polaridad de las señales *I-dot* y *V-dot*, que se presentadas en la figura 5.18, se invirtió con el objeto de que se facilite la comparación entre los frentes del primer transitorio).

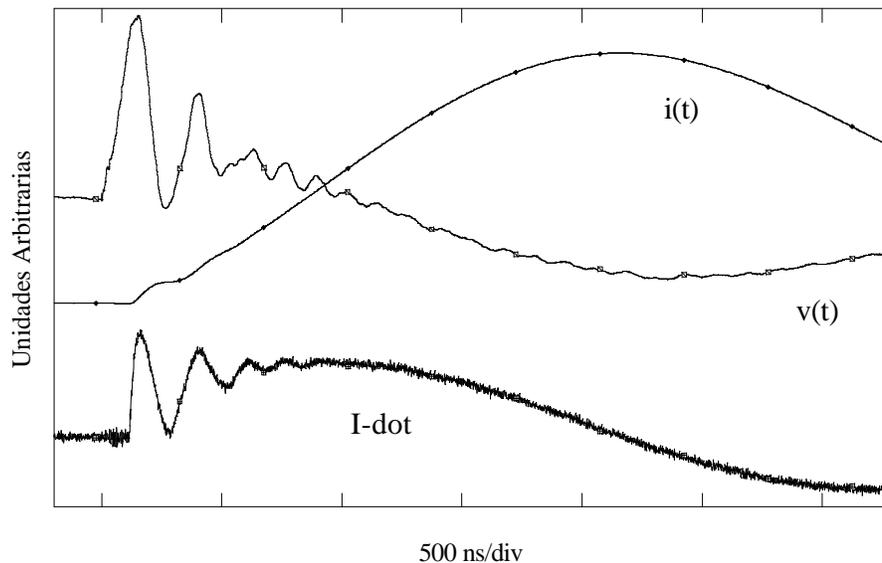


Figura 5.18 Disparo en corto-circuito. Configuración de gap esfera-plano.

La figura 5.19 muestra un disparo en vacío ( $10^{-5}$  mbar) en configuración esfera-plano (esfera de acero inoxidable y plano de latón). El voltaje de carga del generador fue de  $-40kV$ . La señal superior es la derivada de la corriente ( $I\text{-dot}$ ) medida por la bobina de Rogowski. La señal inferior muestra que hay una fuerte emisión de rayos X duros con energías del orden de decenas de keV. El inicio de la radiación coincide con una fuerte fluctuación en la señal  $I\text{-dot}$ . Dicha fluctuación en la señal  $I\text{-dot}$  se interpreta de la siguiente manera:

Debido a que el gap de pruebas se encuentra en vacío, el canal del arco eléctrico no es muy concentrado a consecuencia de la baja presión circundante, ésto ocasiona que la inductancia del canal disminuya aumentando la conducción de corriente debido a la baja oposición que ofrece el medio, el incremento de la corriente puede llegar a valores del orden de decenas de kA. Un canal corriente lineal origina un campo magnético azimutal a ella, la intensidad del campo magnético está en función de la intensidad de corriente causante de dicho campo. Pequeños gradientes de presión pueden causar inestabilidades en la columna del arco, dichos gradientes de presión ocasionan concentraciones desiguales de

campo magnético, mismas que originan estrangulaciones del arco eléctrico. Dichas estrangulaciones causan fluctuaciones bruscas en la señal  $I\text{-dot}$ , que originan la emisión de rayos X (*efecto pinch*).

La idea de lograr generar intensidades de corriente grandes y de frentes de onda ultrarrápidos (en específico  $I\text{-dot}$ ), es hacer emulaciones de las intensas sobrecorrientes causados por la conmutación de interruptores y lograr un mejor conocimiento de la conmutación en vacío; la tecnología hasta nuestros días ha logrado tiempos de conmutación muy breves, mismos que ocasionan transitorio de corriente de gran intensidad y de frecuencias muy elevadas.

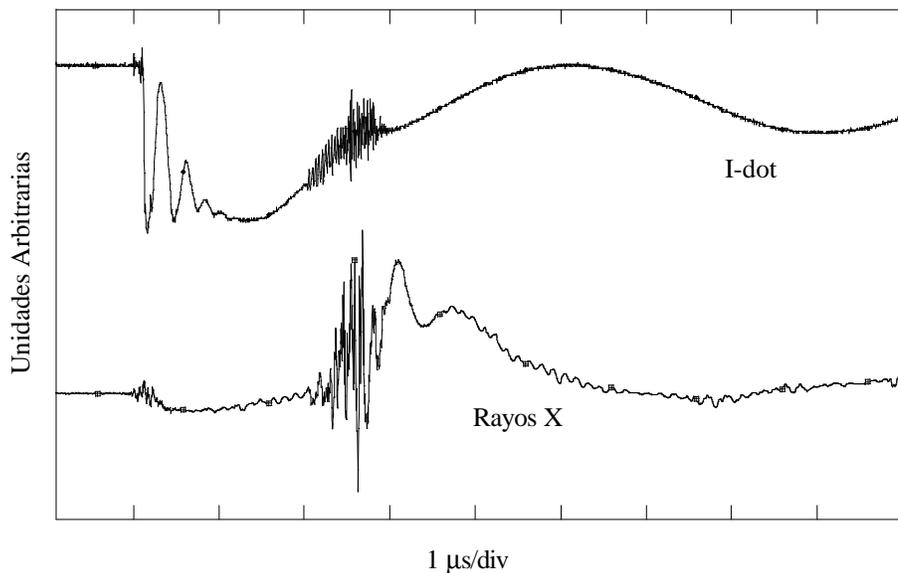


Figura 5.19 Disparo en vacío (la escala vertical se encuentra en unidades arbitrarias). Filtro empleado:  $100\text{m Al}$ .  $V=-40\text{kV}$ .

La radiación empieza aproximadamente  $3\text{m}$  después del comienzo de la corriente. Nótese el doble sobre pico, el dominar este tipo de diagnóstico puede conducir a estudiar de manera indirecta la mecánica de la descarga eléctrica a partir de la naturaleza de *los rayos-X* emitidos, pues si son *rayos-X* duros, su longitud de onda trae consigo información sobre el mecanismo o medio que originó la descarga.

Como referencia de las señales registradas de *rayos X* en la figura 5.20 se muestran oscilogramas registrados por otros autores empleado el mismo tipo de diodos. Nótese la forma fundamental de las señales y el doble pico de la figura 5.19.

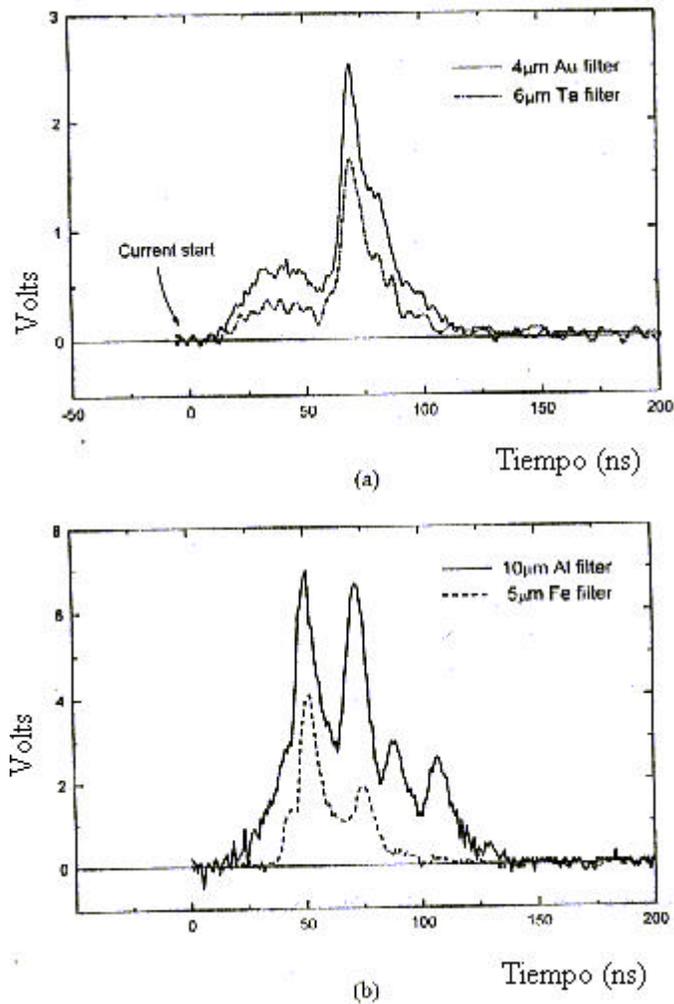


Figura 5.20 Señales de diodo PIN para alambres de distintos diámetros (a) 7.5 mm tungsteno y (b) 15 mm aluminio<sup>1</sup>.

En la mayoría de los disparos sobre fibras de acero de 85  $\mu\text{m}$ , ver la figura 5.21, no se registró la emisión de *rayos X*, pero las señales *I-dot* muestran un cambio ligero. Se piensa que la fibra de acero contribuye un poco al flujo de la corriente. La fibra es buena conductora, por lo tanto, no permite que se establezca un arco eléctrico de vacío puro, (véase la figura 5.21).

<sup>1</sup> Experimentos de Z-pinch, Laboratorios de física del Imperial College, Londres [59].

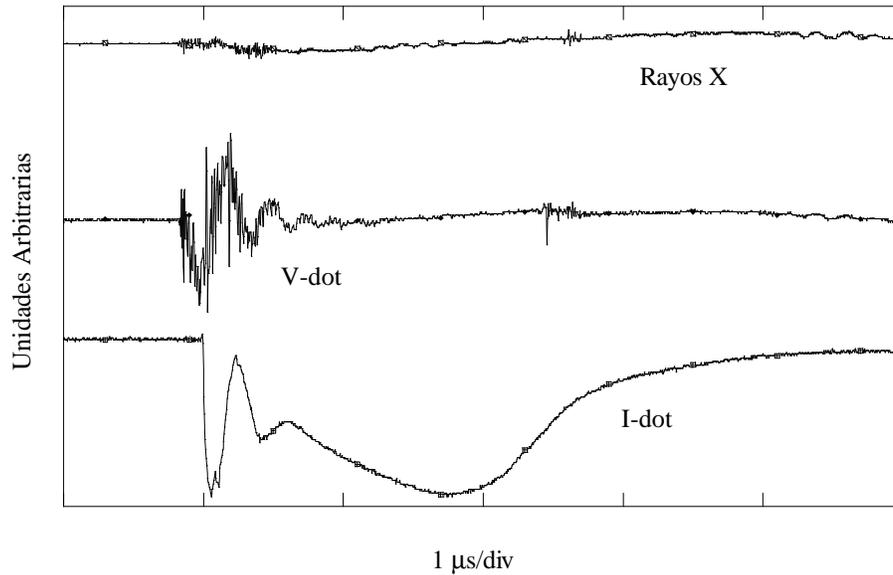


Figura 5.21 Disparo sobre fibra de acero de 85  $\mu\text{m}$  de diámetro. Filtro empleado: 4  $\mu\text{m}$  Aluminio.

La figura 5.22 muestra los oscilogramas para un disparo en el que se utilizó una fibra de alambre eureka de 63  $\mu\text{m}$  de diámetro. En este caso hay una débil emisión de rayos X a un tiempo de 2.6  $\mu\text{s}$  después de iniciada la corriente; en este caso, también se observó una ligera recuperación de la corriente.

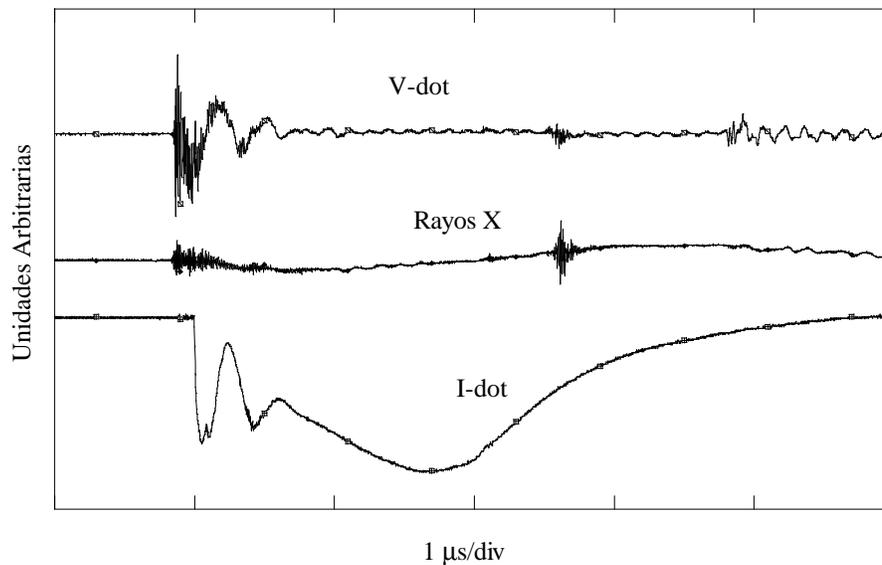


Figura 5.22 Disparo sobre alambre eureka. Voltaje de carga de  $-50\text{kV}$ . Filtro empleado: 4  $\mu\text{m}$  Aluminio.

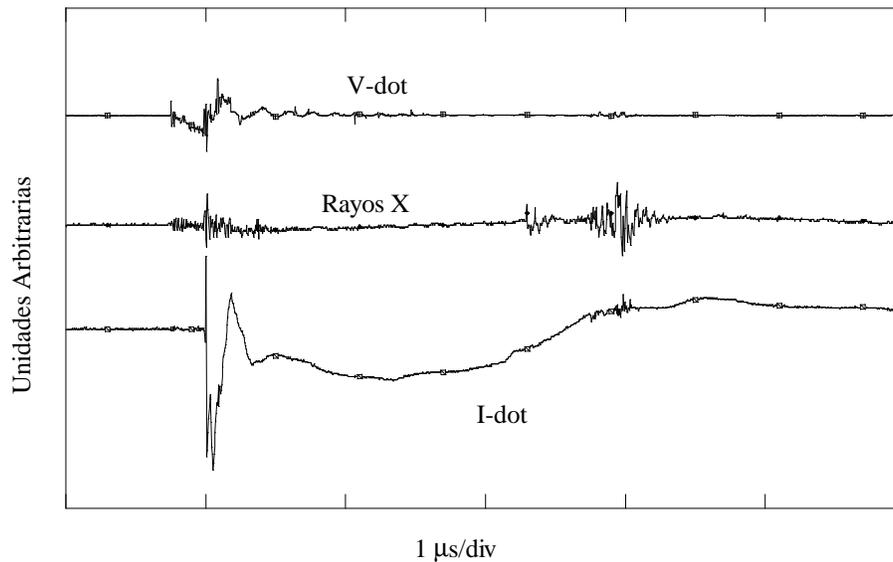


Figura 5.23 Disparo sobre un cabello humano  $V=-50kV$ , filtro empleado de  $4mm$  de aluminio.

La figura 5.23 muestra los oscilogramas obtenidos para un disparo donde el gap de pruebas alojaba un cabello humano de  $90\ \mu m$  de diámetro (se utiliza por su alto contenido de carbono), la pendiente en la señal *I-dot*, es más breve y cambia de polaridad. El cabello no fue destruido por la descarga, y se alcanzan a apreciar algunos trazos de radiación en un tiempo de  $3\ \mu s$ .

En los oscilogramas de la figura 5.24 se muestra una descarga eléctrica en alto vacío, se aprecia una marcada presencia de *rayos X*, dicha radiación coincide con fuertes fluctuaciones en la señal *I-dot*, esto se atribuye a una contracción del arco. El pulso aplicado en este caso fue de  $40kV$  y se usó un arreglo de electrodos de pruebas de latón con perfil *Borda* para el cátodo y electrodo plano de acero inoxidable como ánodo. La prueba se efectuó en alto vacío a  $10^{-5}\ mbar$  y una distancia de gap de  $0.5mm$ .

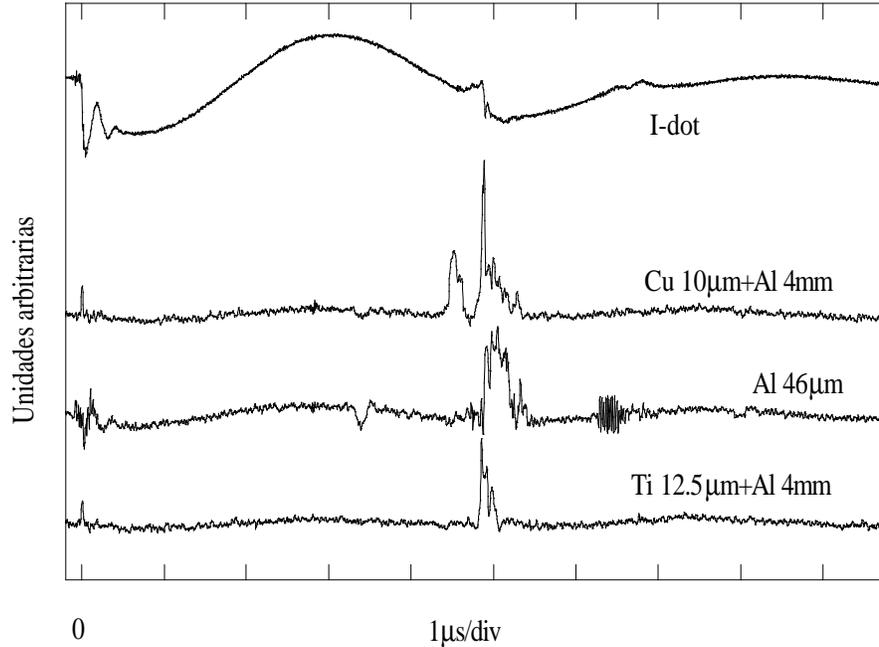


Figura 5.24 Disparo en vacío de 40kV, Filtros empleados: Cobre 10mm en combinación con aluminio de 4mm, aluminio simple 46mm y titanio 12.5mm en combinación con aluminio 4mm.

La gráfica 5.25 calculada con el programa *XRD*, muestra el comportamiento de los coeficientes de transmisión de energía para el aluminio; cobre y titanio trabajando en combinación con el aluminio. Las curvas nos indican la cantidad de radiación transmitida por cada metal con su respectivo espesor.

El filtro de cobre transmite bien en el intervalo de 5 y 7 keV, mientras que los otros dos no; por lo tanto es posible que el primer pico sea de energía dentro de ese intervalo, ya que de acuerdo al orden de amplitud de las señales de rayos X de la figura 5.24 para la radiación emitida por un mismo arco eléctrico caen en este intervalo de energías de acuerdo a 5.26.

Los oscilogramas de radiación registrados con esta misma combinación de filtros para otro disparo se pueden observar en la figura 5.26, indican que el filtro de aluminio (*Al 46mm*) absorbió mayor cantidad de radiación, esto indica que en la producción de los rayos X, el cobre no contribuyó en la formación del plasma. En comparación con el filtro de cobre

(*Cu 10mm + Al 4mm*) y el filtro de titanio (*Ti 12.5mm + Al 4mm*), indica que la radiación no es tan dura, si fuera así estaría más saturada.

Con estos resultados y en apoyo de las curvas de la figura 5.25, se intuye una energía de radiación emitida en la descarga eléctrica de aproximadamente  $4\text{ keV}$ .

El hecho de que en el primer pico de la señal de titanio no se vea en las señales registradas con los filtros de cobre y al aluminio, muestran que la radiación viene de un plasma rico en acero y que el titanio si deja pasar las líneas del *Fe*, *Cr*, *Ni*; pero el cobre los bloquea.

El cobre como cualquier otro filtro, siempre bloquea las líneas de propias. Esto muestra que en combinaciones cobre-acero de los electrodos del gap de pruebas, el cobre no contribuye al plasma de la descarga.

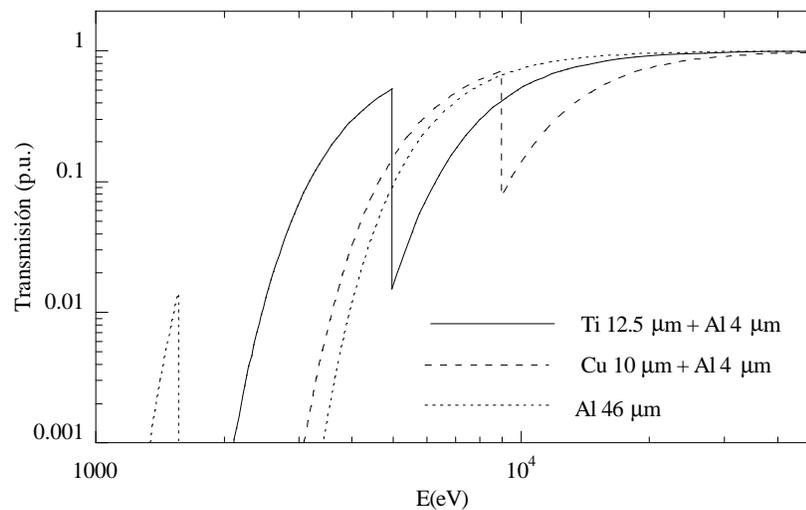


Figura 5.25 Coeficientes de transmisión para los filtros de rayos X empleados en combinación.

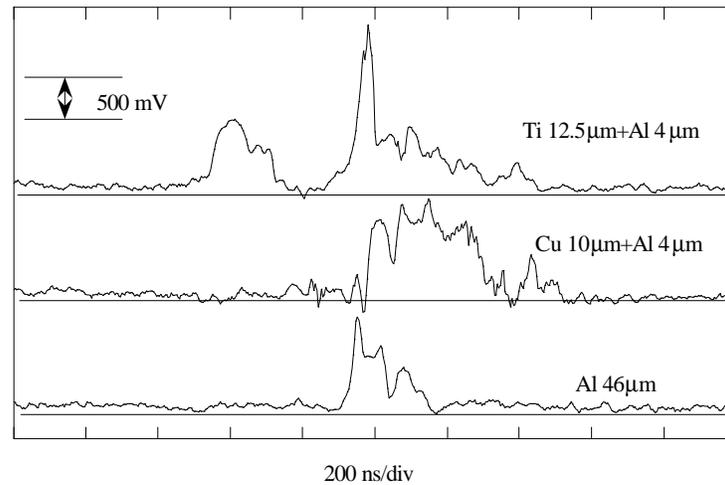


Figura 5.26 Señales registradas con el diodo PIN para prueba de alto vacío y gap de 0.5mm.

## 5.6 Transferencia de carga.

La figura 5.27 muestra una comparación de la corriente que pasa en la carga hacia tierra para las diferentes configuraciones estudiadas en esta tesis. Se puede observar la baja transferencia de carga del gap a presión atmosférica en comparación con el resto de configuraciones.

A simple vista parece contradecir lo observado en las curvas de las páginas 109 y 110; pero no existe tal contradicción, la explicación es la siguiente:

En las curvas de la figura 5.27, el arreglo de electrodos fue el mismo, tanto en construcción física de los electrodos como en distancia de claro; la variante en este caso, fue el nivel de vacío empleado para las pruebas de fibras y vacío solo (en las primeras se empleó un nivel de  $10^{-6}mbar$ ), en tanto que en las segundas se utilizó un nivel de vacío mecánico, del orden de  $10^{-2}mbar$ , esto con el fin de evitar el problema que pudiera

ocasionar la presencia de hidrocarburos debidos a los vapores de la bomba difusora y confundir los espectros de *rayos X* procedentes de las fibras o de los electrodos mismos.

En apoyo a lo anterior consultar el apéndice A2, que muestra la curva de *Paschen* para aire-vacío; se puede apreciar la similitud en rigidez dieléctrica para éste nivel de vacío y a presión atmosférica. Por lo tanto se supone que las señales de corriente deben ser muy similares en amplitud.

La comparación de estas señales arroja información muy valiosa sobre el diámetro del canal de la descarga, no lo podemos medir, pero se puede intuir a partir de lo observado en nuestras señales, que el diámetro del canal del arco a presión atmosférica es más reducido que el de vacío, esto implica que la inductancia para el arco a presión atmosférica sea mayor y por lo tanto la transferencia de carga se vea reducida en comparación con el resto de las pruebas.

El corto-circuito muestra una oscilación característica de un circuito *LC*. El voltaje de carga para todos estos disparos fue de  $40kV$ . Los experimentos donde se emplearon fibras de acero y cabellos fueron los mejores en conducción de pulsos que el resto de las cargas.

En la figura 5.28 se muestran las corrientes de conducción obtenidas para arreglos de gap con cabellos a los que se aplicó tres diferentes niveles de voltaje de disparo. Nótese que la fundamental para las tres señales sigue un mismo comportamiento, que resultó ser típico para estas fibras.

Para analizar la transferencia de carga neta para cada arreglo de gap de pruebas se integraron numéricamente las señales de corriente de la figura 5.27, como se puede apreciar en las curvas de la figura 5.29. Los disparos para fibras de acero y las pruebas de *corto-circuito*, mostraron ser más eficientes en la transferencia de carga. Como era de esperarse, el disparo en pruebas para aire a presión atmosférica mostró ser el más pobre en conducción de carga.

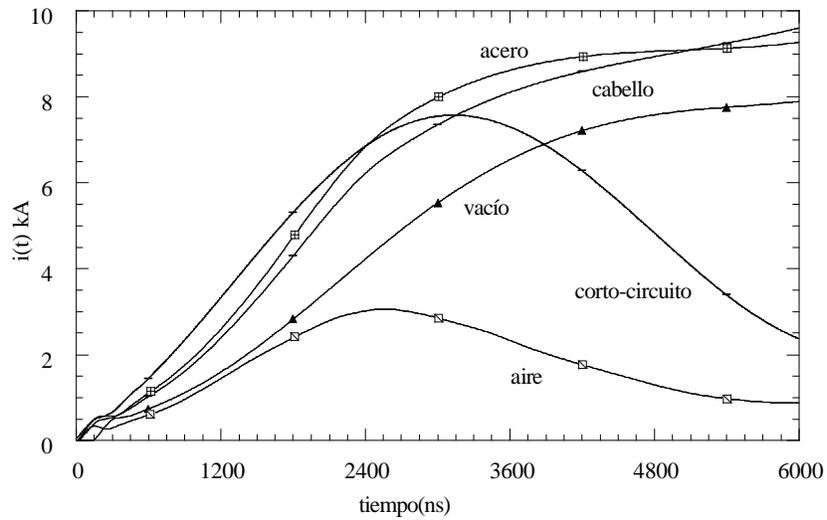


Figura 5.27 Comparación entre corrientes de conducción para diferentes cargas utilizadas en este experimento.

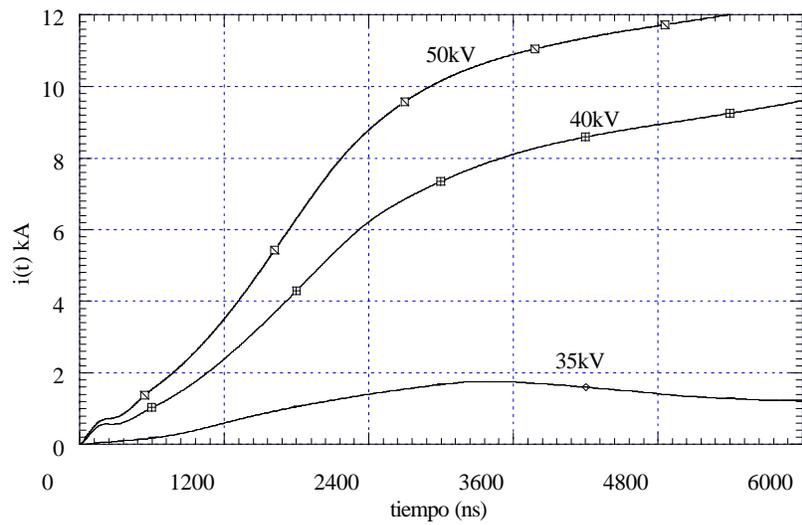


Figura 5.28 Corriente de conducción para cabellos a diferentes voltajes de carga.

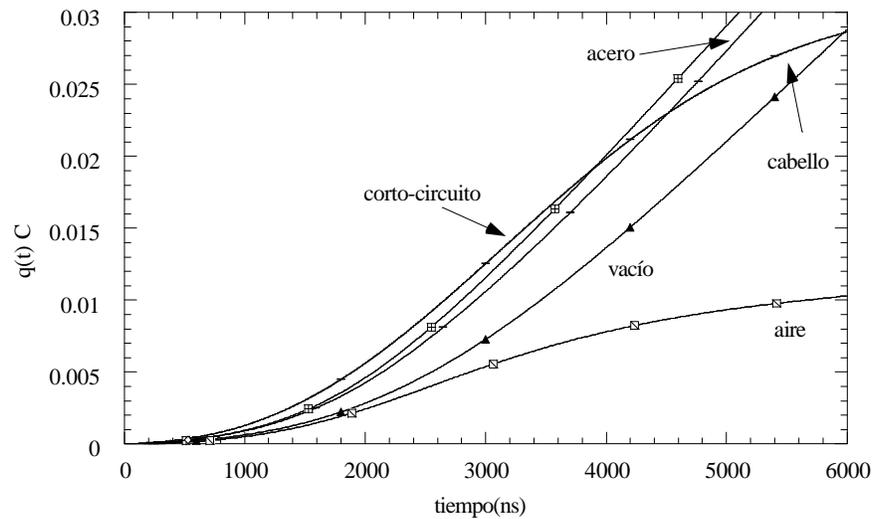


Figura 5.29 Comparación de la transferencia de carga para diferentes arreglos de gap de pruebas

### 5.7 Discusión de resultados.

Las señales de corriente, en específico  $I\text{-dot}$ , registradas en todos los experimentos muestran un cambio brusco poco después de que empieza la descarga eléctrica. El declive toma lugar en promedio entre los primeros  $100\text{ns}$ . El declive en raras ocasiones cruza por cero en la línea base para descargas en fibras de metal o vacío simple, pero sucede lo contrario para el caso en que se emplearon cabellos.

Una de las notorias diferencias entre descargas en fibras y vacío simple es la forma de la pendiente en la señal  $I\text{-dot}$  y su subsecuente restablecimiento. Los arcos en vacío siempre se restablecen al nivel previo y entonces se presenta un nuevo declive seguido de un segundo restablecimiento. Las señales  $I\text{-dot}$  para las fibras de metal muestran un reducido restablecimiento. En ambos casos la corriente en el lado de la carga no sigue el comportamiento de la corriente en la línea. Esto es un indicativo de que la corriente en la fibra origina un efecto de aislamiento al resto del circuito, este efecto es atribuido por otros autores a un *crowbarring* [13, 56, 69]. Que consiste en que el plasma toma energía y la

disipa en forma de radiación apartándose del comportamiento de un circuito LC puro que siempre oscila.

Los *rayos X* duros tienen energías en el rango de decenas de *keV* (probablemente con energías similares a la aceleración del voltaje) para arcos en vacío registrados con filtro de aluminio de  $100\text{mm}$  (los filtros de aluminio de  $100\text{mm}$  bloquean la radiación con energías inferiores a los  $12\text{keV}$ ).

Si se contara con una cámara rápida se podría analizar mejor este comportamiento hipotético. En los experimentos aquí descritos no se contó con dicho equipo.

La emisión de *rayos X* duros tiene lugar entre los 2 y 3ms después de iniciada la corriente y siempre coincide con una fuerte fluctuación en la señal *I-dot*. Suponemos que como el arco empieza a estancarse (sobre una extensión máxima) o a ser intermitente (debido a contracciones que lo estrangulan) el arco interrumpido produce haces de electrones los cuales al hacer impacto con el ánodo producen una fuerte emisión de *rayos X* a través de del mecanismo *bremstrahlung* (se considera un electrón que se dispersa del núcleo de uno de los átomos en un blanco. En tal colisión se transfiere un ímpetu al átomo y el electrón pierde energía cinética. La pérdida de energía del electron aparece como energía  $h\nu$  de un fotón de rayos X que irradia hacia fuera del lugar del encuentro; *bremstrahlung*, en alemán “radiación por frenado”).

En algunos disparos en fibras se observan débiles explosiones de rayos X a un tiempo de aproximadamente  $3\mu\text{s}$ . Por su baja intensidad sería muy difícil usar un filtro grueso para medir esta energía.

# CAPÍTULO VI

## CONCLUSIONES GENERALES

## CONCLUSIONES GENERALES.

### 6.1 Conclusiones.

En este trabajo se han reportado una serie de datos técnicos sobre el desempeño de un sistema generador de pulsos, así como el comportamiento del arco eléctrico en alto vacío y en fibras delgadas en el seno del alto vacío. Se ha determinado el tiempo aproximado del colapso del arco eléctrico mediante el diagnóstico de la derivada de la corriente y su emisión explosiva de electrones. El presente trabajo nos permite establecer las siguientes características del desempeño de los sistemas de generación y medición de potencia pulsada; y características de la mecánica en la descarga eléctrica en vacío:

#### 6.1.1 *Sobre la generación y medición de pulsos.*

- Se pudo generar pulsos de gran intensidad de corriente y con frentes de onda ultrarrápidos, encontramos dos maneras de controlar el tiempo de frente de los pulsos, la primera es variando la impedancia característica de la línea de transmisión (esto es variando la geometría de la línea o las dimensiones y materiales empleados en su construcción) y la segunda variando la distancia del *spark-gap* de desacoplo; aunque en ésta última se sacrifica la amplitud del pulso aplicado.
  
- Se logró tener un control sobre el tiempo de conmutación del sistema generador de pulso, esto permite implementar otro tipo de equipo para diagnóstico, como por ejemplo, hacer diagnóstico con cámaras ultrarrápidas.

- En la sonda de tensión se encontró que aunque es más deseable la operación en modo de divisor capacitivo puro, trae consecuencias desventajosas para las señales de voltaje, pues estas se ven reducidas en amplitud y tiene muchos problemas de ruido electromagnético.
- El modo de operación *V-dot* puro, reproduce fielmente los pulsos medidos, el inconveniente es la integración numérica adicional que se debe efectuar para interpretar la señal proporcionada por la sonda bajo este modo.
- La Bobina de *Rogowski* sólida de una espira, tiene la desventaja de no poder registrar posibles montajes de la señal de corriente variable en el tiempo sobre una componente de C.D. Esto sería importante de considerar, ya que en repetidas ocasiones la línea de transmisión no se descargó del todo y parte de la energía se quedó almacenada en la línea.

### **6.1.2 Sobre la mecánica de la descarga eléctrica en vacío.**

- Se comprobó el efecto entre el reencendido de la corriente por su paso natural por cero y el vacío empleado en la conmutación. La presencia de vapores causados por la fusión de la fibra, engendraron un plasma en el claro del gap, que evitó el reencendido de la corriente.
- Un vacío puro en conmutación de potencia, trae consigo fuertes transitorios de corriente indeseables en los sistemas eléctricos de potencia; en la práctica los electrodos de los interruptores en vacío son bañados con pequeñas cantidades de vapores metálicos. El arco en cuestión se forma únicamente en este vapor metálico, producto de la separación de los contactos, para posteriormente difundirlo en forma radial. Esto con el fin de

evitar el reencendido del arco (después del paso natural por cero de la corriente) debido a la rápida recuperación del vacío puro.

Con el empleo de fibras en el seno del alto vacío se logró evitar parcialmente el reencendido del arco eléctrico (ver señales *I-dot* de las figuras 5.21 y 5.22) en comparación con la fuerte fluctuación que sufre el arco en vacío puro (ver señal *I-dot* de la figura 5.24).

- Del diagnóstico de la emisión de rayos X se puede averiguar el origen de los vapores en los que se establece el arco eléctrico, es decir, si los vapores son originados por el material mismo de los electrodos o algún otro material.

Esto permite hacer estudios sobre las dosificaciones de vapores metálicos empleados en los electrodos del interruptor en vacío; es decir, sí la dosificación del vapor metálico es muy elevada, el arco se reenciende, por el contrario, si la dosificación es muy baja, entonces existe una extinción prematura, la cual puede engendrar sobretensiones muy peligrosas.

## 6.2 Aportaciones.

Se proporciona la ingeniería en la construcción de generadores de potencia pulsada y las bases para el diseño de sondas de medición, también de potencia pulsada.

El diagnóstico de la corriente y la detección de rayos X son básicos en estudio de conmutación en vacío, y es de gran importancia iniciar esta rama de la tecnología de conmutación de potencia, ya que en México no existen grupos de investigación sobre la mecánica de la descarga en vacío. Con el diagnóstico de *rayos X* se puede contribuir al conocimiento de dosificación de vapores metálicos sobre los contactos de un interruptor de potencia al vacío. De la misma manera se puede hacer un estudio sobre la velocidad de recuperación del aislamiento en interruptores al vacío, ya que el control de dicha velocidad

de recuperación permite controlar los tiempos de frente de sobretensión causadas por maniobras de corte en los sistemas eléctricos de potencia.

### **6.3 Recomendaciones para trabajos futuros.**

La serie de experimentos que se presentaron en el desarrollo de la tesis, proporcionan las bases para el estudio de dosificación de vapores metálicos en los contactos de los interruptores al vacío y permiten hacer un análisis sobre los materiales de construcción de los contactos. La tesis muestra la etapa inicial del proyecto, por lo que se sugiere hacer pruebas con diversas aleaciones metálicas y diversos perfiles de los electrodos.

Otro aspecto muy importante a implementar, es el diagnóstico con una cámara ultrarrápida, esto con el objeto de estudiar la forma y longitud de las espirales de los contactos para lograr un mejor control en la extinción del arco en vacío.

# APÉNDICES

**A 1**

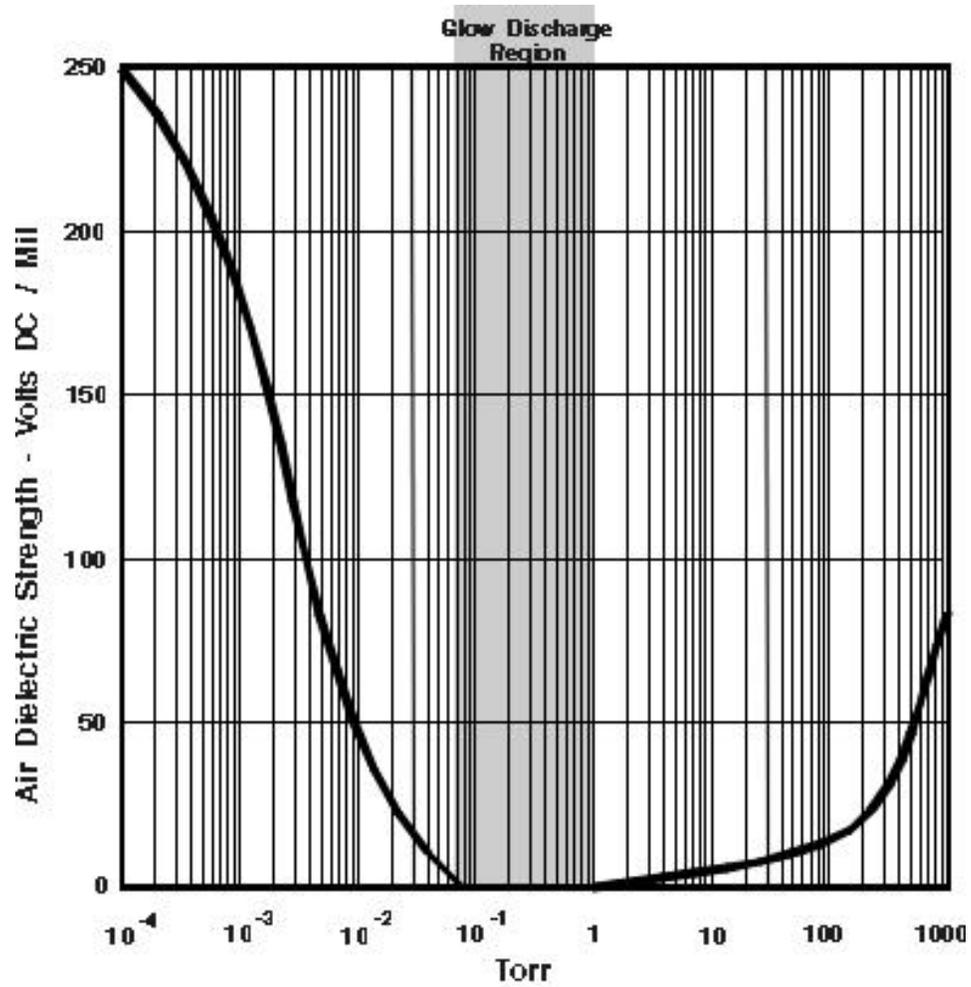
***Factores de conversión para presión<sup>1</sup>***

	Pa N/m <sup>2</sup>	bar	mbar	μbar dyn/cm <sup>2</sup>	Torr mm Hg	micron μ, mTorr	atm	at	mm WS	psi lbf/inch <sup>2</sup>	psf ldf/ft <sup>2</sup>
Pa	1	1x10 <sup>-5</sup>	1x10 <sup>-2</sup>	10	7.5x10 <sup>-3</sup>	7.5	9.87x10 <sup>-6</sup>	1.02x10 <sup>-5</sup>	0.102	1.45x10 <sup>-4</sup>	2.09x10 <sup>-2</sup>
bar	1x10 <sup>5</sup>	1	1x10 <sup>3</sup>	1x10 <sup>6</sup>	750	7.5x10 <sup>5</sup>	0.987	1.02	1.02x10 <sup>4</sup>	14.5	2.09x10 <sup>3</sup>
mbar	100	1x10 <sup>-3</sup>	1	1000	0.75	750	9.87x10 <sup>-4</sup>	1.02x10 <sup>-3</sup>	10.2	1.45x10 <sup>-2</sup>	2.09
μbar	0.1	1x10 <sup>-6</sup>	1x10 <sup>-3</sup>	1	7.5x10 <sup>-4</sup>	0.75	9.87x10 <sup>-7</sup>	1.02x10 <sup>-6</sup>	1.02x10 <sup>-2</sup>	1.45x10 <sup>-5</sup>	2.09x10 <sup>-3</sup>
Torr	1.33x10 <sup>2</sup>	1.33x10 <sup>-3</sup>	1.33	1330	1	1000	1.32x10 <sup>-3</sup>	1.36x10 <sup>-3</sup>	13.6	1.93x10 <sup>-2</sup>	2.87
micron	0.133	1.33x10 <sup>-6</sup>	1.33x10 <sup>-3</sup>	1.33	1x10 <sup>-3</sup>	1	1.32x10 <sup>-6</sup>	1.36x10 <sup>-6</sup>	1.36x10 <sup>-2</sup>	1.93x10 <sup>-5</sup>	2.87x10 <sup>-3</sup>
atm	1.01x10 <sup>5</sup>	1.013	1013	1.01x10 <sup>6</sup>	760	7.6x10 <sup>5</sup>	1	1.03	1.03x10 <sup>4</sup>	14.7	2.12x10 <sup>3</sup>
at	9.81x10 <sup>4</sup>	0.981	981	9.81x10 <sup>5</sup>	735.6	7.36x10 <sup>5</sup>	0.968	1	1x10 <sup>4</sup>	14.2	2.04x10 <sup>4</sup>
mm WS	9.81	9.81x10 <sup>-5</sup>	9.81x10 <sup>-2</sup>	98.1	7.36x10 <sup>-2</sup>	73.6	9.68x10 <sup>-5</sup>	1x10 <sup>-4</sup>	1	1.42x10 <sup>-3</sup>	0.204
psi	6.89x10 <sup>3</sup>	6.89x10 <sup>-2</sup>	68.9	6.89x10 <sup>4</sup>	51.71	5.17x10 <sup>4</sup>	6.8x10 <sup>-2</sup>	7.02x10 <sup>-2</sup>	702	1	144
psf	47.8	4.78x10 <sup>-4</sup>	0.478	478	0.359	359	4.72x10 <sup>-4</sup>	4.87x10 <sup>-4</sup>	4.87	6.94x10 <sup>-3</sup>	1

<sup>1</sup> Balzers PB 800 224 P

## A 2

*Propiedades aislantes del aire-vacío. Curva de Paschen.*



A presiones de aproximadamente  $2 \cdot 10^{-2}$  y 600 Torr la rigidez dieléctrica del vacío es similar a la del aire a presión atmosférica. A vacíos aún más altos la rigidez sube dramáticamente.

*Publicaciones generadas durante el trabajo de Tesis.*

- I. ROBLEDO-MARTÍNEZ, A. y NIETO-SALAZAR, J.: "*Generador de Pulsos de Frente Rápido y Alta Potencia*". Memoria, Sociedad Mexicana de Instrumentación A.C.-**SOMI XII'97**, San Luis Potosí, S.L.P., México, 1997; pp 217-221.
- II. ROBLEDO-MARTÍNEZ, A. y NIETO-SALAZAR, J.: "*Medición de Voltaje y Corriente en un Generador de Impulsos Ultrarrápido*". Memoria, **IEEE-RVP'98**, Acapulco, Gro., México, 1998; volumen III, pp 148-153.
- III. ROBLEDO-MARTÍNEZ, A.; NIETO-SALAZAR, J. y HERNÁNDEZ-AVILA, J.L.: "*Comparison of Vacuum-only and Fiber-in-vacuum Discharge*". Proceeding, **IEEE-DEIS-XVIIIth ISDEIV'98**, Eindhoven, Holanda; 1998, volumen I, pp 120-122.
- IV. NIETO-SALAZAR, J.; ROBLEDO-MARTÍNEZ, A. y HERNÁNDEZ-AVILA, J.L.: "*Efecto del Claro del Spark-gap de Desacoplo en un Generador de Impulsos Ultrarrápido*". Memoria, **IEEE-RVP-AI'99**, Acapulco, Gro., México, 1999; volumen III, pp129-132.
- V. ROBLEDO-MARTÍNEZ, A.; NIETO-SALAZAR, J. y HERNÁNDEZ-AVILA, J.L.: "*Characteristics of an Air Spark-gap Used as a Transfer Switch in a Line Pulser*". Proceeding, **XXIVth ICPIG'99**, Varsovia, Polonia; 1999. volume III, pp 105-106.

## TÉCNICAS DE GENERACIÓN Y MEDICIÓN DE VACÍO.

### A4.1 El vacío.

Aunque la palabra “*vacuum*” de origen Latín significa *vacío*, el objeto de las técnicas de vacío se encuentra lejos de ser un espacio sin materia. A presiones bajas las cuales pueden ser obtenidas por métodos modernos de bombeo, se cuenta aún con la presencia de millones de moléculas en cada  $\text{cm}^3$  del espacio evacuado.

De acuerdo con la definición de la “*American Vacuum Society*” en 1958, el término *vacío* se le da a los espacios llenos con algún gas a presiones por debajo de la atmosférica, y densidad de moléculas alrededor de  $2.5 \times 10^{19}$  moléculas/ $\text{cm}^3$  o menores [49, 58].

El término *vacío* comprende hoy en día 19 ordenes de magnitud de presión (o densidades) por debajo de la presión atmosférica standard. El límite inferior continua decreciendo de acuerdo con la tecnología de los procesos de bombeo y medición para el vacío.

#### A4.1.1 Principales etapas en la historia de la tecnología del vacío.

Los filósofos griegos consideraban que el vacío significaba falta de contenido, y ésto fue un obstáculo para el entendimiento de los principios tecnológicos básicos del mismo.

Hasta la fecha no se sabe quien fue la primer persona que trabajó con el vacío y tuvo la noción del concepto tan importante que se está considerando. Se cree que *Galileo Galilei* fue la primer persona en crear un vacío parcial, y lo logró cuando se encontraba trabajando en el diseño de pistones; a mediados del siglo *XVII* cuando el italiano *Gasparo Berti* realizó experimentos en vacío (1640), motivado por un interés en diseñar un experimento para el estudio de los sifones, *Berti* pretendía aclarar el fenómeno como una manifestación de diferencia de presión de aire en la atmósfera. Creó lo que constituye básicamente, un barómetro de agua, el cual resultó capaz de producir vacío [64].

Tabla A4.1 Etapas en la historia de la tecnología del vacío [58].

Año	Autor	Trabajo (descubrimiento)
1643	Evangelista Torricelli	Vacío en una columna de 760mm de mercurio
1650	Blasie Pascal	Variación de la columna de mercurio con la altitud
1654	Otto Von Guericke	Bomba de vacío mediante pistones, experimento de los hemisferios de Magdeburg
1662	Robert Boyle	
1679	Edme Mariotte	Ley Presion-volumen de gases ideales
1775	A. L. Lavoisier	Aire atmosférico, un compuesto de nitrógeno y oxígeno
1783	Daniel Bernoulli	Teoría cinética de gases
1802	J. A. Charles	
	J. Gay Lussac.	Ley volumen-temperatura de gases
1810	Medhurst	Propuso las primeras líneas base sobre el vacío
1811	Amedeo Avogadro	Constante de densidad molecular de gases
1843	Clegg y Samuda	First Vacuum railways (Dublin)
1850	Geissler y Toepler	Bomba de vacío de columna de mercurio
1859	J. K. Maxwell	Ley de la distribución de velocidades de las moléculas en los gases
1865	Sprengel	Bomba de vacío de caída de mercurio
1874	H. McLeod	Medidor de vacío de compresión
1879	T. A. Edison	Filamento de carbón y lampara incandescente
1879	W. Crookes	Tubo de rayos catódicos
1881	J. Van der Waals	Ecuación de estado de gases reales
1893	James Dewar	Frasco aislado por vacío
1895	Wilhelm Roentgen	Rayos X
1902	A. Fleming	Diodo de vacío
1904	Arthur Wenhelt	Cátodo cubierto de óxido
1905	Wolfgang Gaede	Bomba rotatoria de vacío
1906	Marcello Pirani	Medidor de vacío por conductividad térmica
1907	Lee de Forest	Triodo de vacío
1909	W. D. Coolidge	Lámpara de filamento de tungsteno
1909	M. Knudsen	Flujo molecular de gases
1913	W. Gaede	Bomba molecular de vacío
1915	W. D. Coolidge	Tubo de rayos X
1915	W. Gaede	Bomba de difusión
1915	Irving Langmuir	Lámparas incandescentes llenas de gas
1915	Saul Dushman	Kenotrón
1916	Irving Langmuir	Bomba difusión-condensación
1916	O. E. Buckley	Medidor de ionización de cátodo caliente
1923	F. Holweck	Bomba molecular
1935	W. Gaede	Bomba de balastra
1936	Kenneth Hickman	Bomba de difusión de aceite
1937	F. M. Penning	Medidos de ionización de cátodo frío
1950	R. T. Bayard y D. Alpert	Medidor de ultra alto vacío
1953	H. J. Schwartz y R. G. Herb	Bombeo iónico

Al analizar el informe experimental de *Berti, Evangelista Torricelli* captó con claridad el concepto de presión de aire por lo que diseñó, en 1644, un dispositivo para demostrar los cambios de presión en el aire. Construyó un barómetro que en lugar de agua empleaba mercurio, y de esta manera sin proponérselo, comprobó la existencia del vacío. En la tabla A4.1, se presenta de

manera resumida los avances en el desarrollo de las técnicas de generación y medición del vacío [64].

En el presente apéndice, se describirán algunos temas de la técnica de vacío que no se encuentran cotidianamente en la ingeniería eléctrica. Existen estandarizaciones para el manejo de los niveles de vacío (Tabla A4.2), y en la tabla A4.3, se puede ver la composición del gas, a medida que incrementa el grado de vacío; también se discuten las propiedades de los gases a presiones reducidas, estas propiedades se basa en la teoría cinética de los gases. Esto permite tener una mejor idea cuando se expongan los principios de funcionamiento de medidores y bombas de vacío.

Tabla A4.2 Intervalos de vacío

Nivel de vacío	Intervalo de presión (Pa)
Bajo	$10^5 > P > 3.3 \times 10^3$
Medio	$3.3 \times 10^3 \geq P > 10^{-1}$
Alto	$10^{-1} \geq P > 10^{-4}$
Muy alto	$10^{-4} \geq P > 10^{-7}$
Ultra alto	$10^{-7} \geq P > 10^{-10}$
Extremadamente ultra alto	$10^{-10} > P$

Tabla A4.3 Componente principales del aire atmosférico seco.

Componente	Atmósfera		Ultra alto vacío	
	Porcentaje por volumen	Presión parcial (Torr)	Presión Parcial (Torr)	Presión Parcial (Torr)
N <sub>2</sub>	78.08	$5.95 \times 10^2$	$2 \times 10^{-11}$	-
O <sub>2</sub>	20.95	$1.59 \times 10^2$	-	$3 \times 10^{-13}$
Ar	0.93	7.05	$6 \times 10^{-12}$	-
CO <sub>2</sub>	0.033	$2.5 \times 10^{-1}$	$6.5 \times 10^{-11}$	$6 \times 10^{-12}$
Ne	$1.8 \times 10^{-3}$	$1.4 \times 10^{-2}$	$5.2 \times 10^{-11}$	-
He	$5.24 \times 10^{-4}$	$4 \times 10^{-3}$	$3.6 \times 10^{-1}$	-
Kr	$1.1 \times 10^{-4}$	$8.4 \times 10^{-4}$	-	-
H <sub>2</sub>	$5.0 \times 10^{-5}$	$3.8 \times 10^{-4}$	$1.79 \times 10^{-9}$	$2 \times 10^{-11}$
Xe	$8.7 \times 10^{-6}$	$6.6 \times 10^{-5}$	-	-
H <sub>2</sub> O	1.57	$1.19 \times 10^1$	$1.25 \times 10^{-10}$	$9 \times 10^{-13}$
CH <sub>4</sub>	$2 \times 10^{-4}$	$1.5 \times 10^{-3}$	$7.1 \times 10^{-11}$	$3 \times 10^{-13}$
O <sub>3</sub>	$7 \times 10^{-6}$	$5.3 \times 10^{-5}$	-	-
N <sub>2</sub> O	$5 \times 10^{-5}$	$3.8 \times 10^{-4}$	-	-
CO	-	-	$1.4 \times 10^{-10}$	$9 \times 10^{-12}$

### A4.2 Ecuación de estado.

Los tres parámetros principales que caracterizan el estado de un gas son: La presión  $p$ , el volumen  $V$  y la temperatura  $T$ . Entre ellos existe la relación llamada ecuación de estado de los gases ideales [36, 46, 49,58]:

$$PV = NkT \quad (\text{A4.1})$$

donde  $N$  es el número total de moléculas, que es el mismo para todos los gases a igualdad de presión, volumen y temperatura. El Símbolo  $k$  es la constante de *Boltzmann*, cuyo valor es  $1.3804 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ . En los cálculos de vacío es preferible expresarla en las siguientes unidades:  $1.03 \times 10^{-22} \text{ Torr litro/K}$  [19].

La ecuación A4.1 puede escribirse también en la forma

$$P = nkT \quad (\text{A4.2a})$$

siendo  $n$  el número de moléculas por unidad de volumen, o densidad molecular, y

$$PV = n_M RT \quad (\text{A4.2b})$$

donde  $n_M$  es el número de moles, y  $R$ , la llamada constante de los gases:

$$R = kA_m \quad (\text{A4.3})$$

Aquí,  $A_m$  representa el número de moléculas por mol o número de *Avogadro*;  $A_m = 6.023 \times 10^{23}$  y  $R = 62 \text{ [Torr} \times \text{litro/mol} \times \text{K]}$ ; es decir  $R = 2 \text{ [cal/mol} \times \text{K]}$ . Para  $760 \text{ Torr}$  y  $0^\circ\text{C}$ , un mol de cualquier gas ocupa un volumen de  $22.4 \text{ litros}$ .

La ecuación A4.1 se aplica estrictamente a los gases ideales; es decir, a aquellos gases en los que las moléculas se repelen entre sí como cuerpos elásticos. En vacío, todos los gases reales

se comportan como ideales en tanto que el gas no se acerque a la condición de vapor saturado, ésto es, mientras que la presión sea algo más baja que la presión de vapor en equilibrio con la fase sólida o líquida a la temperatura considerada.

$PV$  es la energía cinética de traslación del gas. Está energía es solo función de la temperatura, siendo  $k$  o  $R$  la constante de proporcionalidad.

#### A4.2.1 Energía y velocidad de las moléculas.

Los continuos choques entre las moléculas dan como resultado una distribución de velocidades específica, que fue calculada por primera vez, por *J. C. Maxwell* [36, 46]. Esta distribución es solo función de la masa de las moléculas y de la temperatura. La presión  $P$  se debe al impulso de las moléculas que golpean la pared. Puede demostrarse fácilmente que

$$P = \frac{1}{3} nmv_{c.m.}^2 \quad (\text{A4.4a})$$

Donde  $m$  es la masa de una molécula y  $v_{c.m.}$  la velocidad cuadrática media en el centro de masas. De aquí se deduce que la energía cinética de traslación de una molécula es

$$\frac{1}{2} mv_{c.m.}^2 = \frac{3}{2} kT \quad (\text{A4.4b})$$

y

$$v_{c.m.} = \left( \frac{3kT}{m} \right)^{\frac{1}{2}} = 15800 \left( \frac{T}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ cm/seg} \quad (\text{A4.5})$$

Donde  $M$  es la masa molecular,  $M = mA_m$ . La velocidad aritmética media es

$$v_a = \left( \frac{8kT}{\pi m} \right)^{\frac{1}{2}} = 14551 \left( \frac{T}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ cm/seg} \quad (\text{A4.6})$$

### A4.2.2 Número de moléculas que inciden sobre una superficie.

Para muchos cálculos, es necesario conocer  $\nu$ , esto es, el número de moléculas incidentes por unidad de área y por segundo,

$$\begin{aligned}\nu &= \frac{1}{4} n v_a = \frac{n}{4} \left( \frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2} = P(2\pi mkT)^{-1/2} \\ \nu &= \frac{14\,551}{4} n \left( \frac{T}{M} \right)^{1/2} = 3.5 \times 10^{22} P_{\text{Torr}} (MT_{\text{K}})^{-1/2} \quad \text{cm}^{-2} \text{seg}^{-1}\end{aligned}\tag{A4.7}$$

como se deduce de las ecuaciones A4.2a y A4.6.

### A4.2.3 Recorrido libre medio.

Otro parámetro importante es  $\lambda$  el recorrido libre medio o longitud recorrida por una molécula entre dos choques sucesivos. Deben distinguirse dos casos límite: cuando la presión es baja y predominan los choques de las moléculas con las paredes, decimos que existe el llamado régimen molecular; pero si la mayor parte de los choques se producen entre las moléculas, se trata de régimen viscoso. Si se conoce  $\lambda$  puede decirse de qué régimen se trata [33, 36, 46]. Se tiene:

$$\lambda = \frac{1}{\pi n \delta^2 \sqrt{2}}\tag{A4.8}$$

o de A4.2a

$$\lambda = \frac{kT}{\pi P \delta^2 \sqrt{2}}\tag{A4.9}$$

Donde  $d$  es el diámetro cinético de la molécula del gas, definido por las ecuaciones A4.8 y A4.9, basadas en la hipótesis de que las moléculas sean esferas rígidas y elásticas; su valor puede

obtenerse experimentalmente a partir de las medidas de viscosidad o conductividad térmica. En la tabla A4.4, se pueden ver diferentes recorridos libres para distintos gases [49].

Tabla A4.4 Constantes de algunos gases

gas	Masa de una molécula g x 10 <sup>24</sup>	Diámetro de una molécula cm x 10 <sup>8</sup>	( $\lambda$ ) a 1 Torr y 0°C cm x 10 <sup>3</sup>	Velocidad aritmética media a 15°C cm/seg x 10 <sup>-5</sup>	Conductividad calorífica a 0°C W/cm °K x 10 <sup>3</sup>
H <sub>2</sub>	3.35	2.7	8.8	1.74	1.74
He	6.64	2.2	13	1.23	1.43
H <sub>2</sub> O	29.9	4.6	3.0	0.582	0.229 (a 100°C)
N <sub>2</sub>	46.5	3.7	4.5	0.467	0.237
O <sub>2</sub>	53.1	3.6	4.8	0.437	0.237
A	66.2	3.6	4.7	0.391	0.163
CO	46.5	3.8	4.5	0.467	0.221
CO <sub>2</sub>	73.0	4.6	3.0	0.372	0.142
Hg	334	5.1	2.2	0.174	0.050

### A4.3 Medición del vacío.

Durante los últimos 50 años, se han desarrollado muchas técnicas para la medición de vacío. Los medidores pueden ser de registro directo o indirecto. Los directos, son aquellos en los que la medición se lleva a cabo por el cálculo de la fuerza ejercida sobre superficies que inciden en el vacío; y los indirectos son aquellos en los que la medición se lleva a cabo por el registro de propiedades del gas, el cual cambia de acuerdo con su densidad. Los intervalos de operación de distintos medidores de vacío, se muestran en la figura A4.1. Como en el presente reporte de investigación, solo se utilizaron tres tipos de medidores (*Pirani*, *Cátodo caliente* y *Cátodo frío*), solo se describirá con detalle el principio de operación de los utilizados, por lo que se presenta una breve clasificación del resto de medidores de vacío en la tabla A4.5 [19, 49,58].

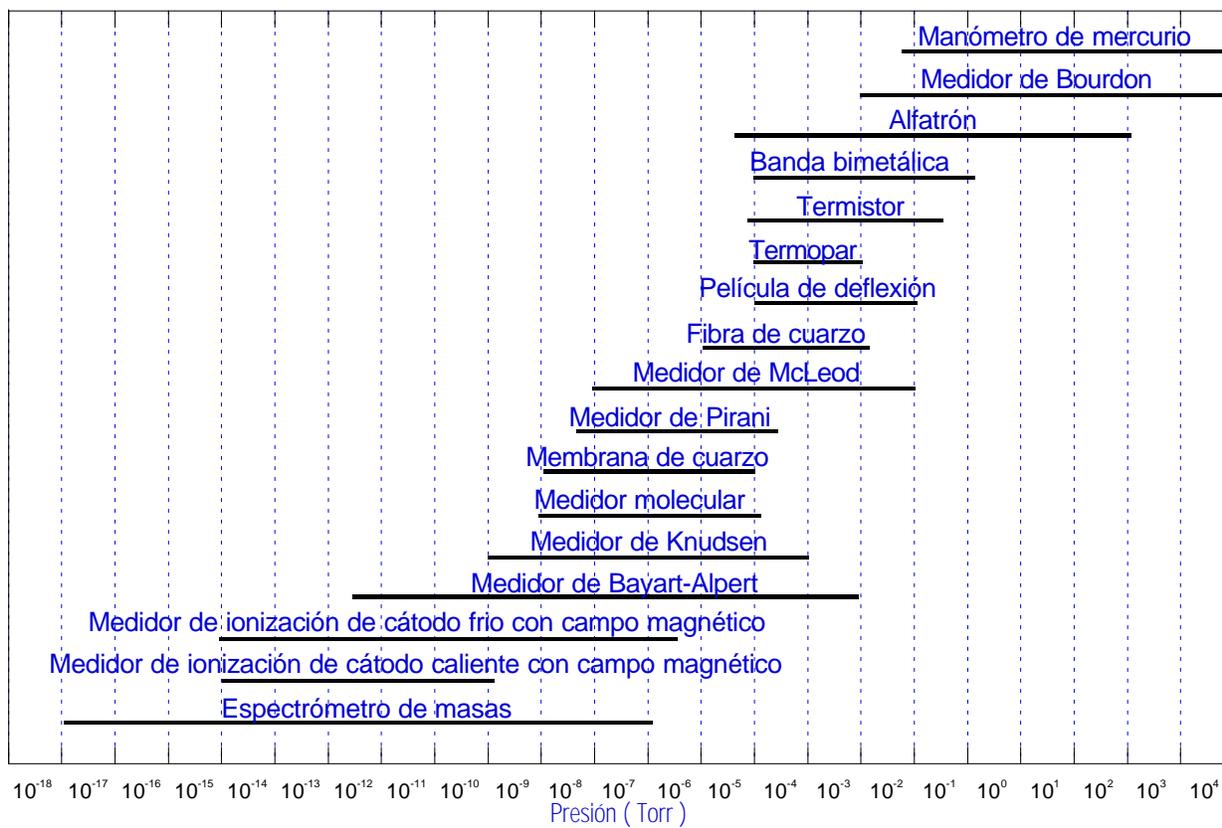


Figura A4.1 Intervalos de presión para varios medidores.

#### A4.3.1 Manómetros de conductividad térmica.

En estos manómetros, un hilo conductor se calienta eléctricamente; a bajas presiones, cuando prevalecen los choques de las moléculas con las paredes, la pérdida de calor es función de la densidad de gas. Suelen emplearse versiones diferentes; en el manómetro de *PIRANI*, el hilo caliente es una de las ramas de un *Puente de Wheatstone*; este hilo tiene un gran coeficiente de variación de la resistencia con la temperatura. Los cambios de resistencia desequilibran el puente, de forma que la corriente de este es una indicación directa de la presión. Para hacer mínimas las pérdidas de calor por radiación, la temperatura del hilo debe ser bastante baja, de unos 200°C aproximadamente. Las fluctuaciones de la temperatura ambiente se compensan en el *Pirani* por medio de otro hilo caliente colocado dentro de una ampolla cerrada cerca del manómetro, y que forma una de las ramas opuestas del puente. El límite inferior de estos manómetros es,

aproximadamente, de  $10^{-3}$  Torr, y pueden usarse más allá del régimen molecular a presiones más altas, hasta cerca de los 300 Torr, debido a que el enfriamiento por convección es también una función del gas.

*Tabla A4.5 Clasificación de medidores de vacío [58].*

Propiedad física involucrada	Tipo de medidor		Tipo de presión a registrar
Presión ejercida por el gas	Mecánico	Bourdon	Total
		Diafragma	
	Columna líquida	Tubo en U Inclinado Diferencial	Independiente del tipo de gas
	Gas comprimido-McLeod		Parcial
Viscosidad del gas	Medidor de Decremento		Total
	Rotación molecular		Dependiente del tipo de gas
	Medidor de resonancia		
Razón de transferencia de momentum	Medidor de radiometría-Knudsen		Total Independiente del tipo de gas
Conductividad térmica	Medidor Pirani		Total
	Medidor Termistor		Dependiendo del tipo de gas
	Medidor de Termoeléctrico		
Ionización	Tubo de Descarga		Total Dependiendo del tipo de gas
	Medidor normal de Cátodo caliente		
	Medidor Bayard-Alpert		
	Extractor, Sopresor, Deflector, Magnetrón		
	Medidor Penning (Cátodo frío)		
	Medidor Magnetrón invertido		
	Alfatron		Parcial
	Analizador de presión parcial		

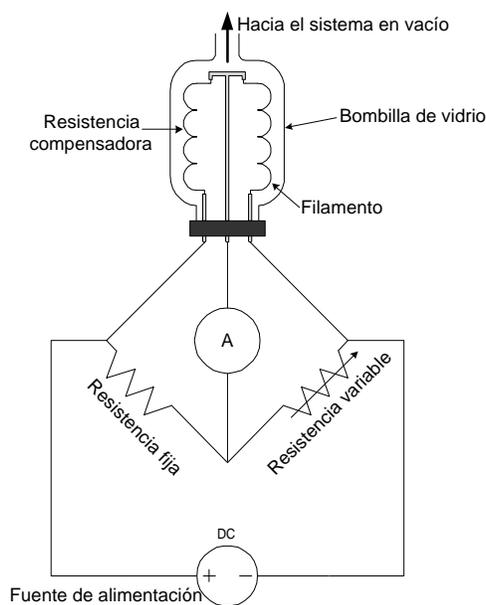


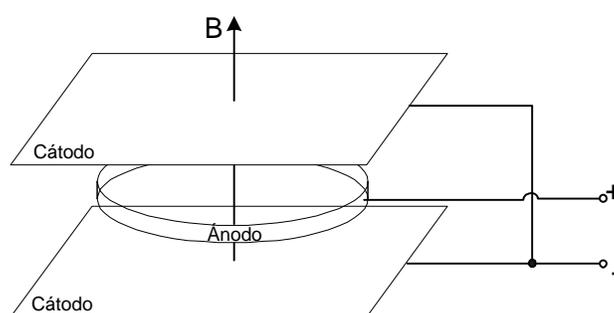
Figura A4.2 Medidor Pirani.

Las ventajas de este manómetro son su simplicidad, robustez y lectura continua. No se daña por la entrada rápida de aire, y la temperatura del filamento es demasiado baja para que se produzcan reacciones con el gas, tal como ocurre con los filamentos incandescentes de los manómetros de ionización. En la figura A4.2, se puede apreciar un esquema simplificado del principio de funcionamiento de un *Pirani*.

#### A4.3.2 Manómetros de Ionización.

También son conocidos como manómetros de campos eléctricos y magnéticos cruzados. El recorrido de los electrones y, por consiguiente, la sensibilidad, aumenta en estos manómetros por la acción de un campo magnético perpendicular al campo eléctrico, que se opone a que los electrones alcancen el ánodo. *Gaede*, propuso una primera geometría plana con cátodo caliente. La primera geometría plana, con cátodo frío, propuesta por *Penning*, recibió el nombre de manómetro de *Penning* o manómetro *Philips* (MIP), cuyo esquema aparece en la figura A4.3. El manómetro contiene un par de cátodos fríos y un ánodo anular o cilíndrico; la tensión usual es de  $2\text{ kV}$ , y la inducción magnética, de  $500$  a  $1500\text{ gauss}$ , está producida por un imán permanente. La

fuerza  $\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}$  impide a la mayoría de los electrones llegar al ánodo, a menos que pierdan energía por choques con los átomos; pero los iones pueden alcanzar el cátodo porque son menos deflectados, debido a su gran masa y a que los cátodos representa un blanco grande. Los electrones forman una carga espacial, aumentando su recorrido [19, 49, 58].



*Figura A4.3 Manómetro de Ionización Penning.*

Entre las ventajas de los manómetros de cátodo frío se encuentra la de que no presentan efecto de radiación X, ya que la corriente electrónica es ligeramente mayor que la corriente iónica y proporcional a la misma; por otro lado, los cátodos fríos no presentan reacciones con los gases, tal como ocurre en los filamentos calientes. Sin embargo el carácter de esta descarga no está bien comprendido; siempre existen oscilaciones y probablemente son necesarias para su funcionamiento. La corriente de la descarga es dependiente de la presión, pero la relación entre ambas no siempre es lineal y reproducible.

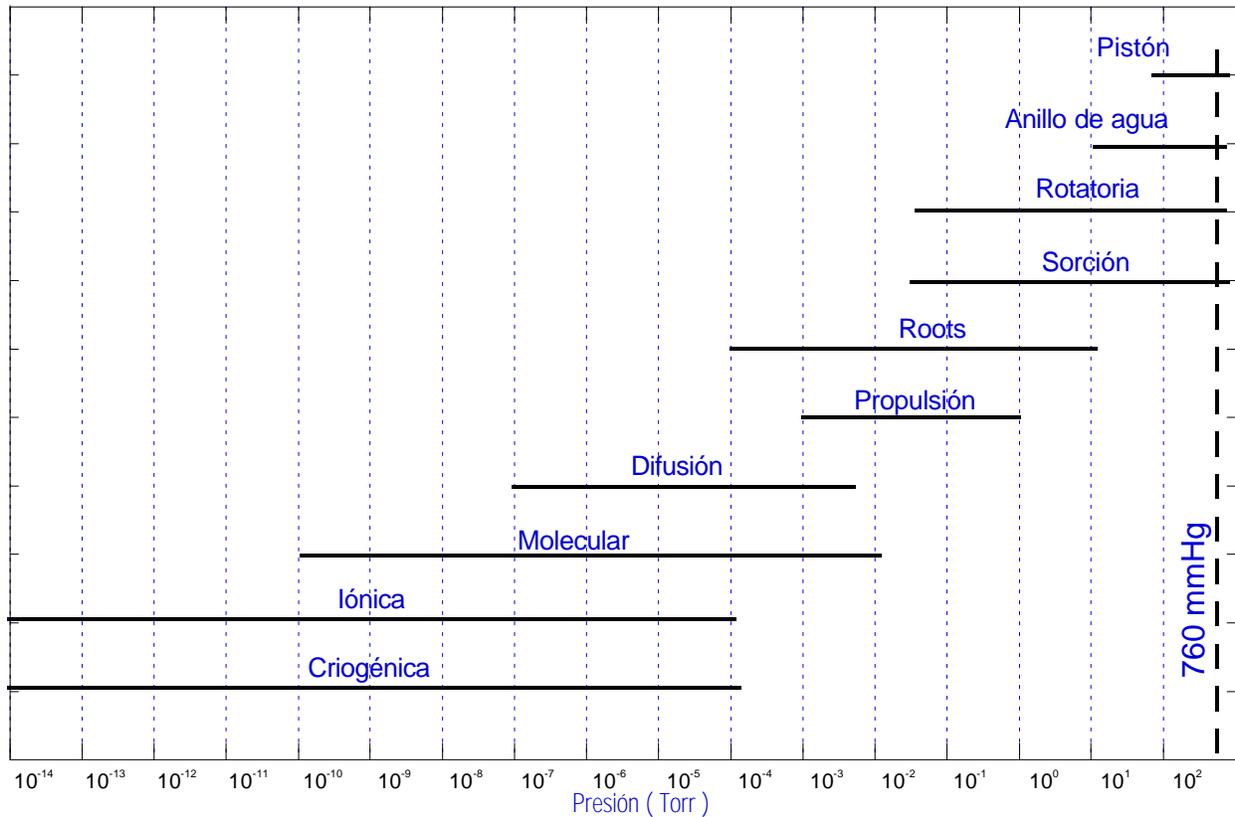


Figura A4.4 Intervalos de presión para bombas de vacío.

#### A4.4 Generación de vacío.

Las bombas de vacío, son con frecuencia clasificadas de acuerdo con el fenómeno físico o químico responsable de su operación. La selección de la bomba de vacío que va a emplearse para cierto proceso, está definida por sus parámetros específicos, los cuales determinan sus propiedades. Los parámetros más importantes de los sistemas de vacío son: la presión más baja que puede lograr, el intervalo de presión, la velocidad de bombeo, la presión de descarga y el gas residual. La clasificación de las bombas de vacío se presenta en la figura A4.4, de acuerdo con su intervalo de presión.

Las bombas trabajan solamente en un rango de presiones limitado; por ello, la evacuación de los sistemas de vacío se realiza en varias etapas, usando para cada una de ellas una clase de bomba diferente. Toda bomba tiene una presión mínima de entrada, que es la presión más baja que puede obtenerse, y también, un límite superior a la salida o *presión previa*<sup>1</sup>. Si la presión previa aumenta por encima de este valor, la acción de bombeo cesa.

En primer lugar, describiremos las bombas previas (o mecánicas), capaces de bombear, a partir de la presión atmosférica, hasta una presión a la cual pueda funcionar la bomba de alto vacío. El número y clase de bombas de alto vacío ha aumentado en los últimos años. Antiguamente, las bombas más empleadas eran las de difusión, y su modificación para altas presiones, el eyector. La descripción de bombas que se realiza en este capítulo, se limita únicamente a las bombas empleadas en los experimentos presentados en esta Tesis.

#### **A4.4.1 Bombas previas o mecánicas.**

Las bombas previas reducen la presión desde la atmosférica hasta un valor en el que las bombas de alto vacío comienzan a trabajar, normalmente de  $10^{-2}$  a  $10^{-1}$  Torr. La velocidad de la bomba previa debe estar acoplada a la de alto vacío. Esto quiere decir que sus velocidades de bombeo deben ser inversamente proporcionales a las respectivas presiones de entrada; pero si se requiere una rápida disminución de la presión, la bomba previa deberá ser mayor. La más ampliamente utilizada es la rotatoria de paletas, que emplea aceite como lubricante y elemento de cierre a la atmósfera.

---

<sup>1</sup> “Es la presión que corresponde a una presión de entrada de unos 0.2 [mTorr] mayor que la presión de entrada correspondiente a una presión previa normal para una determinada bomba de vapor y para una carga dada”  
Definición del Comité de Normalización de la Sociedad Norteamericana de Vacío.

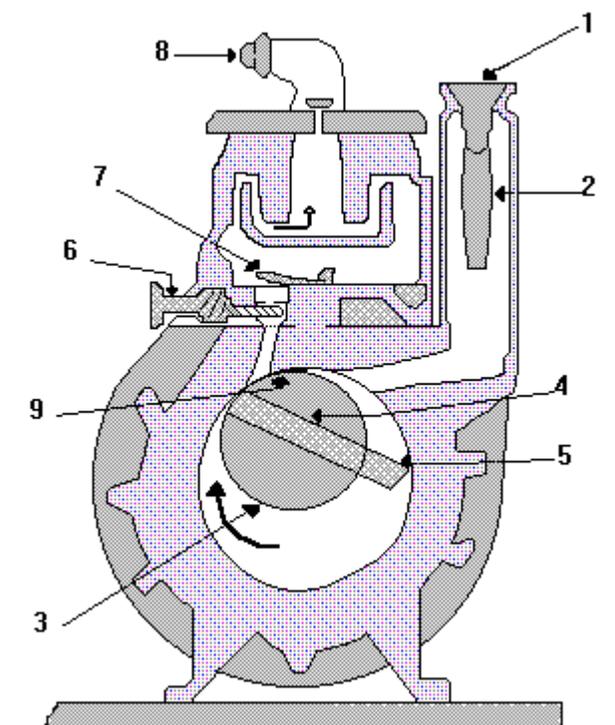


Figura A4.5 Perfil de una bomba mecánica rotatoria de paleta.

1) válvula de entrada, 2) cámara para filtro, 3) rotor, 4) eje, 5) paleta, 6) válvula de presión, 7) válvula de liberación, 8) salida de escape, 9) superficie de contacto.

En la figura A4.5 se representa una bomba rotatoria de paletas: en el espacio limitado por el rotor, el estator y las dos paletas se encierra un cierto volumen de gas que, al ser comprimido, abre la válvula de salida y es expulsado a la atmósfera. Con dos etapas en serie, la presión límite es de  $10^{-4}$  Torr, aproximadamente. En esta clase de bombas debe evitarse la condensación de vapores, en particular el vapor de agua, pues causaría la descomposición del aceite; por ello la mayoría de las bombas actuales están equipadas con la llamada válvula de balastra de gas, unida a la etapa de alta presión.

#### A4.4.1 Bombas de difusión y trampas.

En las bombas de difusión, el chorro de vapor del fluido de trabajo, ya sea aceite o mercurio, emana de las toberas hacia el alto vacío a velocidad supersónica, choca con el gas,

comunica cantidad de movimiento a las moléculas y las arrastra hacia la región de vacío previo. Una bomba típica de difusión de aceite se muestra en la figura A4.6; el calderín o hervidor está en la parte inferior y el vapor asciende por una tobera en forma de chimenea. Verticalmente dispuestas se encuentran tres toberas anulares con sus correspondientes sombrillas. La tobera superior está diseñada para trabajar a la presión más baja. Por encima de la tobera superior se encuentra un baffle enfriado por agua y sobre éste una trampa. Un baffle consiste en una superficie enfriada, cuya misión es condensar el fluido de bombeo y hacerlo volver al calderín, mientras que las trampas son paredes frías para atrapar gases y vapores (sin posibilidad de volver al calderín), en particular el vapor de fluido de bombeo y, generalmente, se enfría con nitrógeno líquido. El baffle es del tipo llamado de persiana, cuya ventaja estriba en la división del área de entrada por un gran número de superficies en V horizontales, que reducen el recorrido libre medio, y como consecuencia, extiende el rango del flujo molecular.

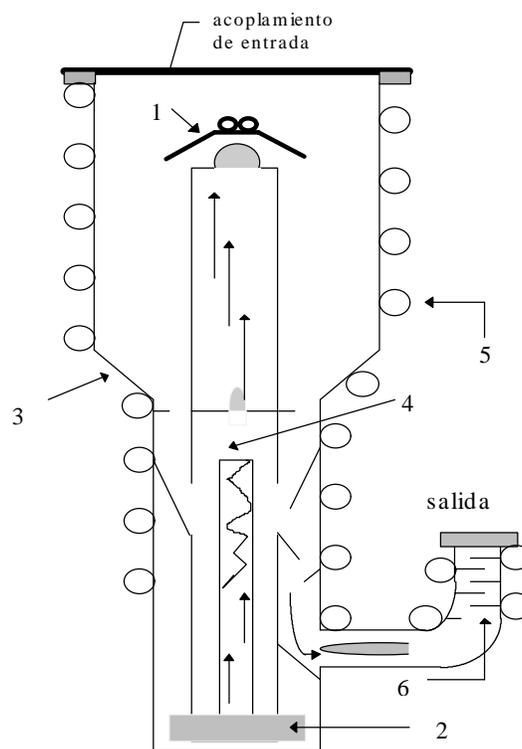


Figura A4.6 Perfil de bombeo por difusión

1) tobera para evitar el flujo de regreso, 2) Calderín, 3) recipiente de contención, 4) ducto de conducción para el flujo, 5) espiral de enfriamiento, 6) contenedores de flujo de aceite.

El vapor en las toberas es obligado a dirigirse hacia la pared enfriada por agua, debido a la forma especial de las sombrillas; allí se condensa y retorna al calderín, y el gas bombeado se evacúa a través de la línea de vacío previo. En la parte inferior, y al lado de la pared de la bomba, se pone una tobera más, llamada etapa eyectora, diseñada para trabajar a presiones más elevadas y aumentar la tolerancia de la bomba a la presión previa.

El equipo para generación y medición empleado en el presente trabajo de tesis se compone básicamente de una bomba difusora Modelo *PD180 LEYBOLD*, enfriada por agua y con una velocidad de bombeo de  $9.7 \text{ m}^3/\text{h}$ . El nivel de vacío logrado, se midió con una unidad *COMBITRON CM 330 LEYBOLD*, con un rango de medición de  $10^{-6}$  a  $1000 \text{ mbar}$  (ThermoVAC de  $10^{-3}$  a  $1000 \text{ mbar}$  y PenningVAC de  $10^{-6}$  a  $10^{-2} \text{ mbar}$ ). Y como sensores se utilizó un ThermoVAC-TM200 y un PenningVAC-PR 35 157 51-D.

Uno de los aspectos básicos para lograr un buen vacío, es la limpieza de los elementos que intervienen, se puede hacer limpieza mecánica, química y electroquímica, por tratamiento térmico y por bombeo iónico. Todos los elementos de vacío, deben ser cuidadosamente desengrasados. El tetracloruro de carbono no es muy recomendado por su toxicidad. El tricloroetileno es considerablemente menos tóxico. Otro solvente menos peligroso pero un poco menos efectivo, es el éter y la acetona.

**A 5****PARÁMETROS DE LÍNEAS DE TRANSMISIÓN.**

Se parte de las que ecuaciones que engloban, las tres cantidades que caracterizan los rasgos más tangibles del comportamiento de una línea de transmisión. Estos son

- l      La longitud de onda.
- $\alpha$     Coeficiente de atenuación de la onda.
- $Z_c$     Impedancia característica.

Estos parámetros fundamentales, se encuentran relacionados de la siguiente manera en términos de Resistencia, inductancia, conductancia y capacitancia por unidad de longitud.

$$\alpha + j\frac{2\pi}{\lambda} = \{(R_1 + j\omega L_1)(G_1 + j\omega C_1)\}^{1/2} \quad (A5.1)$$

$$Z_c = \left\{ \frac{(R_1 + j\omega L_1)}{(G_1 + j\omega C_1)} \right\}^{1/2} \quad (A5.2)$$

El dominio de alta frecuencia está definido los las desigualdades siguientes

$$\omega \gg \frac{R_1}{L_1} \quad (A5.3)$$

$$\omega \gg \frac{G_1}{C_1} \quad (A5.4)$$

$$\frac{(L_1(\omega) - L_{1\infty})}{L_{1\infty}} \ll 1 \quad (\text{A5.5})$$

En otras palabras, las cantidades  $R_1/WL_1$  y  $G_1/WC_1$  son muy pequeñas y por lo tanto despreciables en la primera aproximación; además, desaparece la dispersión. La velocidad de la onda es muy simple de definir y aparece como una constante independiente de la frecuencia e igual a la velocidad de la Luz. El coeficiente de atenuación  $\alpha$  y la impedancia característica  $Z_c$ , también permanecen constantes:

$$\begin{aligned} \frac{2\delta}{\ddot{e}} &= \dot{u} \sqrt{L_1 C_1} \\ \acute{a} &= \frac{1}{2} \sqrt{L_1 C_1} \left( \frac{R_1}{L_1} + \frac{G_1}{C_1} \right) \\ E_C &= \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \end{aligned} \quad (\text{A5.6})$$

por lo que la velocidad de propagación es ahora constante e igual a la velocidad de la Luz:

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_{1\infty} C_1}} = c \quad [\text{m/s}] \quad (\text{A5.7})$$

### Línea Doble Strip-line.

La sección transversal se muestra en la figura A5.1 junto con el arreglo de vectores; donde  $a$  es la separación entre las dos bandas conductoras y  $b$  es su anchura. Podemos considerar la línea como ideal, libre del efecto *Edge*, como el caso límite de una línea coaxial; si el conductor de radio  $r_1$  y  $r_2$ , son considerado como muy largos (ver figura A5.2), y satisfacen la condición:

$$r_1 - r_2 = a \quad (\text{A5.8})$$

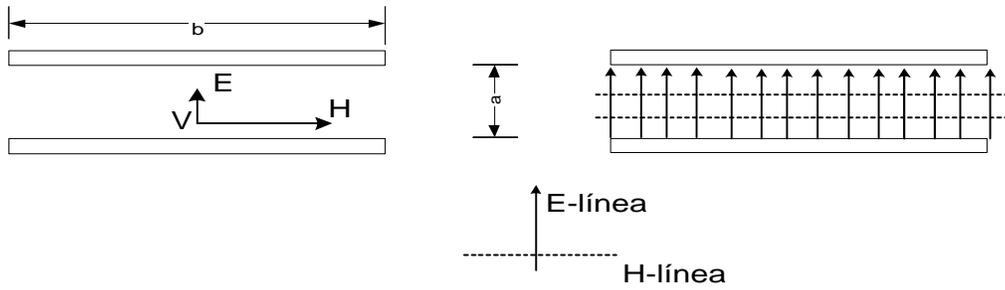


Figura A5.1 Campo dentro entre los conductores de una línea strip-line idealizada.

Examinando que pasa en la porción  $b$  del cable de la línea coaxial. En el límite, el campo es uniforme y tenemos:

$$E = \frac{V}{a} \tag{A5.9}$$

$$H = I_s = \frac{I}{b}$$

lo que da el resultado

$$\frac{V}{I} = \frac{Ea}{Hb} = \eta \frac{a}{b} \tag{A5.10}$$

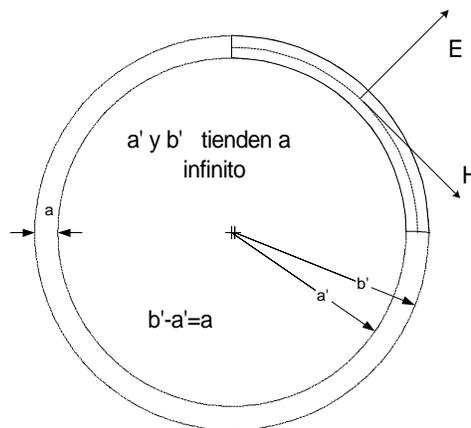


Figura A5.2 Doble Strip-line, observada como el caso límite de una línea coaxial.

Esta cantidad es conocida como la impedancia característica de la línea,  $Z_c$ .

$$Z_c = \eta \frac{a}{b} \quad (\text{A5.11})$$

En términos de campo, la onda se escribe por lo tanto como sigue

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{V}{a} e^{j(\omega t - 2\pi z/\lambda)} \\ H_y &= \eta E_x = \frac{I}{b} e^{j(\omega t - 2\pi z/\lambda)} \end{aligned} \quad (\text{A5.12})$$

Los parámetros de la línea que se emplearán son fáciles de calcular; por ejemplo, la capacitancia  $C_1 dz$  a lo largo de  $dz$  de la línea es igual a  $(\epsilon b/a) dz/a$ , por lo tanto

$$C_1 = \epsilon \frac{b}{a} \quad (\text{A5.13})$$

Resolviendo A5.12 para cada caso, se obtiene las ecuaciones de los parámetros de la línea, las cuales se emplearan en los cálculos de diseño, se resumen en los siguientes:

$$\begin{aligned} C &= \frac{\epsilon b}{a} \\ G &= \frac{\sigma_d b}{a} \\ R &= \frac{2}{\sigma_c \delta b} \\ L &= \frac{\mu a}{b} + \frac{2}{\omega \sigma_c \delta w} = \frac{\mu}{b} (a + \delta) \end{aligned} \quad (\text{A5.14})$$

Donde,  $s_d$  es la conductividad del dieléctrico,  $s_c$  es la conductividad del cobre en este caso,  $d$  es la profundidad de penetración y  $w$  es la frecuencia angular.

**Línea coaxial.**

Esta línea consiste de dos cilindros circulares concéntricos de radio  $a$  y  $b$  como se puede ver en la figura A5.3, la simetría axial implica que todo meridiano plano, es un plano de simetría, por lo tanto, el vector polar  $E$ , puede tener solo una componente radial.

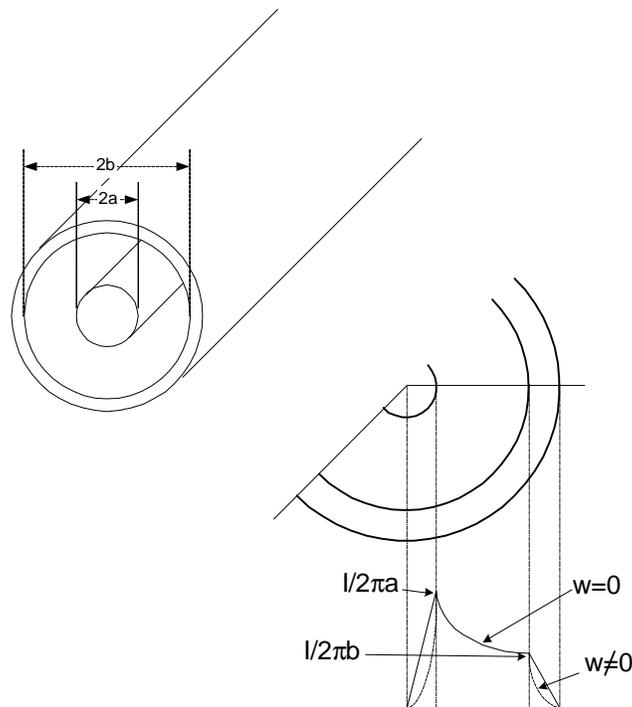


Figura A5.3 Línea coaxial. Parámetros de la sección transversal; distribución de  $H$  para  $w=0$  (curva continua) y para  $w \neq 0$  (curva punteada).

Si aplicamos el mismo argumento al vector axial  $H$ , como en el caso de la línea *strip-line*, se debe encontrar que se tiene solo una componente azimutal,  $H_\theta$ ; necesitamos solamente aplicar la regla general de ondas en líneas, estado en el que  $H$ , debe ser perpendicular a  $E$ . Así solo debemos considerar las componentes  $E_r$  y  $H_\theta$ . Aplicando el teorema de Amperes a un circuito de radio  $r$ , obtenemos

$$H_\theta = \frac{I}{2\pi r} \tag{A5.15}$$

pero

$$E_r = \eta H_\theta \quad (\text{A5.16})$$

Es fácil calcular  $R_C$

$$R_C = \frac{V}{I} \quad (\text{A5.17})$$

por evaluación

$$V = \int_1^2 E_r \, dr \quad (\text{A5.18})$$

a  $t = z = 0$ , por ejemplo, esto resulta

$$V = \frac{\eta I}{2\pi} \int_a^b \frac{dr}{r} = \frac{\eta I}{2\pi} \log_e \left( \frac{b}{a} \right) \quad (\text{A5.19})$$

y entonces

$$R_C = \frac{\eta I}{2\pi} \log_e \left( \frac{b}{a} \right) \approx 60 \log_e \left( \frac{b}{a} \right) \quad (\text{A5.20})$$

para

$$\eta = 120\pi \, \Omega \quad (\text{A5.21})$$

La capacitancia lineal es evaluada, como en electrostática, mediante el cálculo de

$$\frac{Q}{V} = C_1 \, dz \quad (\text{A5.22})$$

de la integral

$$Q = VC_1 \, dz = \oint \epsilon E_r \, ds \, dz \quad (\text{A5.23})$$

Fuera de un cilindro coaxial con el conductor central de una longitud  $dz$ , da esto como resultado:

$$C_1 = \frac{2\pi\epsilon_0}{\log_e\left(\frac{b}{a}\right)} \quad (\text{A5.24})$$

Y del mismo modo para el resto de los parámetros, se obtiene las ecuaciones A5.25 que se emplearan en el cálculo de la línea coaxial

$$\begin{aligned} C &= \frac{2\pi\epsilon}{\ln \frac{b}{a}} \\ G &= \frac{2\pi\sigma_d}{\ln \frac{b}{a}} \\ R &= \frac{1}{\sigma_c 2\pi\delta} \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \\ L &= \frac{\mu}{2\pi} \left( \ln \frac{b}{a} + \frac{\delta}{2} \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \right) \end{aligned} \quad (\text{A5.25})$$

# A 6

## REFLEXIÓN Y REFRACCIÓN DE ONDAS VIAJERAS.

Cuando las ondas viajeras se desplazan a través de los conductores y existen irregularidades transversales o longitudinales ocurre un fenómeno de reflexión o refracción. Basta para ello que la impedancia característica del conductor cambie en un nodo, por ejemplo de  $Z_1$  a  $Z_2$ . En la figura A6.1 se muestra un nodo de transición, el cual conecta, por ejemplo a un cable  $Z_1$  con una línea de transmisión  $Z_2$ . Suponiendo que a través del cable se desplaza una onda viajera de amplitud  $V_1$ , en el nodo tiene entonces validez la siguiente expresión:

$$V_1 + V_R = V_2 \tag{A6.1}$$

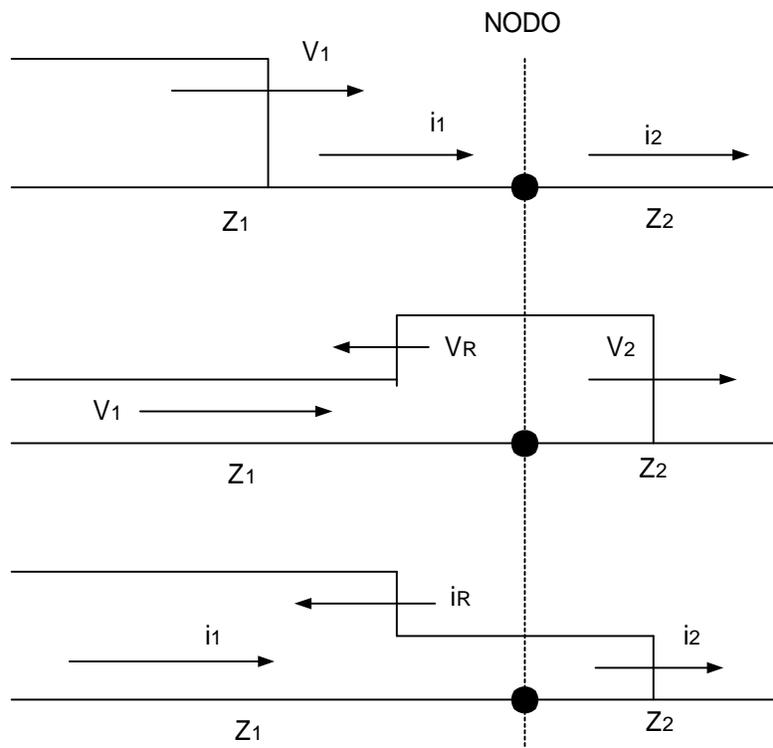


Figura A6.1 Reflexión y refracción de tensión y corriente en un nodo de transición.

donde  $V_R$  es la amplitud de la onda reflejada, mientras que  $V_2$  es la amplitud de la onda refractada; es decir, la que penetra en el conductor  $Z_2$ . La ley de *Kirchhoff* suministra en el nodo

$$i_1 - i_R = i_2 \quad (\text{A6.2})$$

Aplicando la ley de *Ohm* a esta última se obtiene

$$\frac{V_1}{Z_1} - \frac{V_r}{Z_1} = \frac{V_2}{Z_2} \quad (\text{A6.3})$$

Si se multiplica ahora por  $Z_1$  a la ecuación anterior y se suma a la relación 6A.1 se logra obtener la amplitud o altura máxima de la onda refractada; es decir, aquella que penetra en el conductor de impedancia característica  $Z_2$ .

$$V_2 = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} V_1 \quad (\text{A6.4})$$

$$b_v = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} \quad (\text{A6.5})$$

El factor de paso  $b_v$  para la tensión se denomina también coeficiente de refracción, ya que indica el porcentaje de tensión que logra penetrar en el conductor opuesto. Se aplica la ley de *Ohm* y se obtiene la misma relación para la corriente:

$$i_2 = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} i_1 \quad (\text{A6.6})$$

$$b_i = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} \quad (\text{A6.7})$$

Las ondas regresivas o reflejadas, es decir las que regresan a un punto de origen a través del conductor de impedancia  $Z_1$ , se obtiene fácilmente de las relaciones A6.1 y A6.4

$$V_R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} V_1 \quad (\text{A6.8})$$

$$r_V = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (\text{A6.9})$$

donde  $r_V$  es el factor de reflexión del voltaje. En forma análoga para la corriente:

$$i_R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} i_1 \quad (\text{A6.10})$$

$$r_i = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (\text{A6.11})$$

donde  $r_i$  es el coeficiente de reflexión de la corriente. Las relaciones anteriores determinan las leyes que rigen la reflexión y refracción de las ondas viajeras (tensión y corriente) en un nodo de transición como el presentado en la figura A6.1. Es fácil demostrar que existe una sencilla pero interesante relación entre ambos coeficientes de reflexión y refracción:

$$b = r + 1 \quad (\text{A6.12})$$

Esta expresión resulta un recurso valioso en el cálculo de sobre tensiones.

Cuando una onda viajera penetra en una línea de impedancia característica mayor ( $Z_1 > Z_2$ ), la sonda de tensión acusa un incremento y la intensidad de corriente una atenuación. Si la relación existente entre las impedancias características se invierte ( $Z_1 < Z_2$ ), sucede exactamente lo contrario.

La relación  $Z_2/Z_1$  determina, por consiguiente, las alteraciones sufrirá la tensión e intensidad de corriente en el nodo de transición, siendo el corto circuito ( $Z_2=0$ , ver figura A6.2) y la marcha en vacío ( $Z_2=\infty$ , ver figura A6.3) casos extremos para la línea a través de la cual se desplaza o en la que incide la onda viajera.

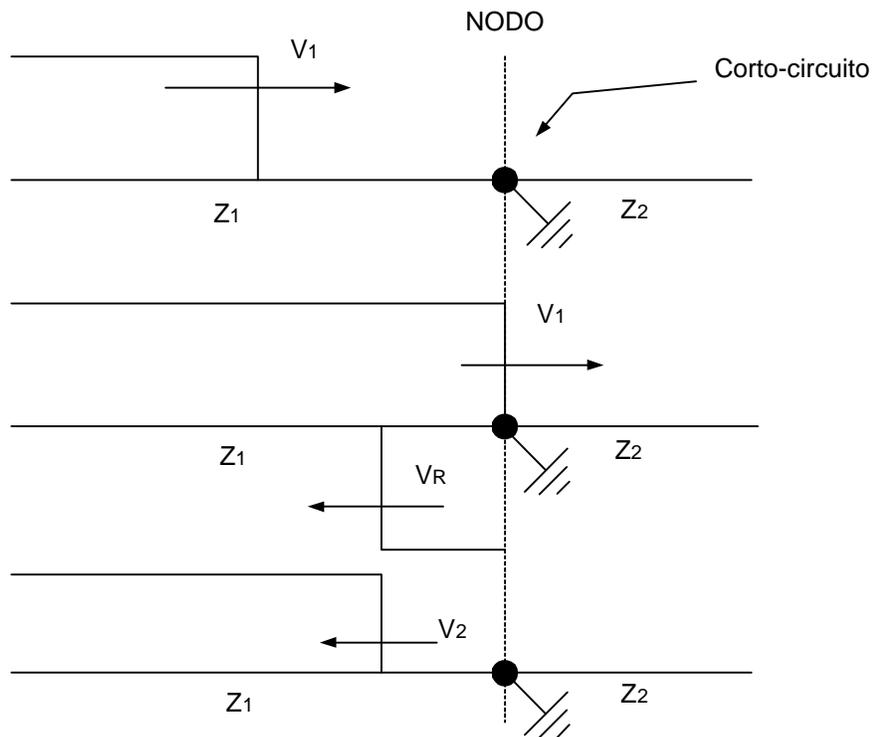
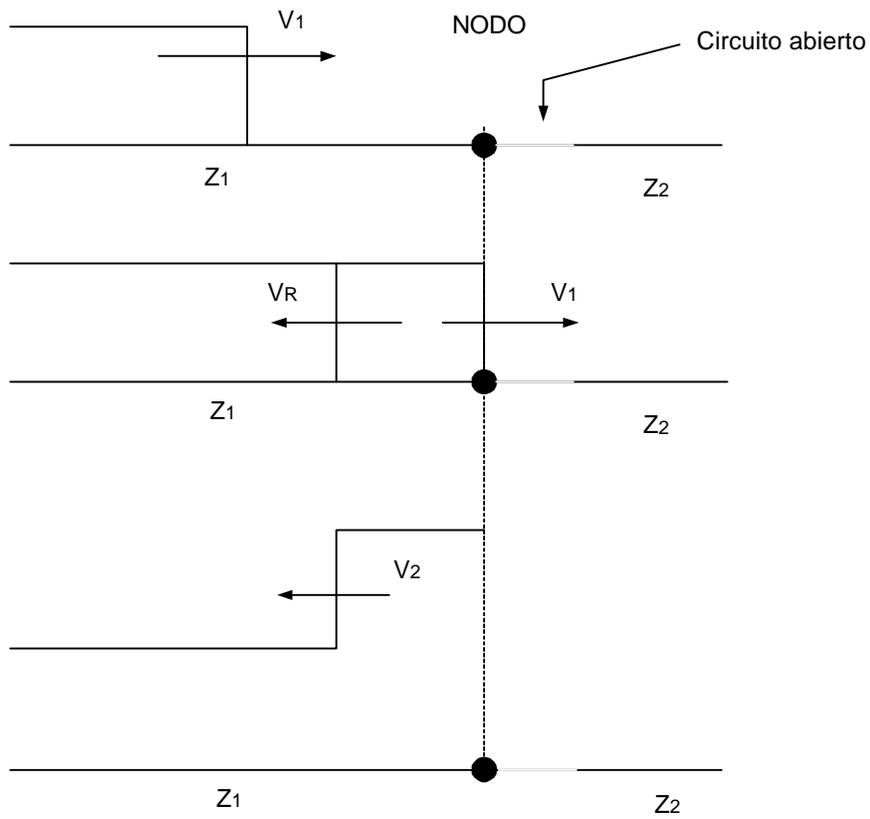


Figura A6.2 Aspecto de la onda incidente sobre un nodo en corto-circuito, y sus respectivas ondas reflejada y refractada.

Dados los coeficientes de reflexión y refracción para el caso de cortocircuito, el coeficiente de reflexión para la tensión es de  $-1$ , por lo que la onda se cancela, y para el caso del circuito abierto, el coeficiente de reflexión es de  $2$ , por lo que la señal dobla su valor.



*Figura A6.3 Aspecto de la onda incidente sobre un nodo en circuito abierto y sus respectivas ondas reflejada y refractada.*

1. Adler, R.J.: "*Pulse power formulary*". Complements of: 1992 Twentieth power modulator symposium IEEE electron devices society, August 1992.
2. Badareu, E. y Popescu, I.: "*Gas Ionisés, Décharges Électriques Dans les Gaz*". Editions Dunod-Paris, Editions Meridiane-Bucarest, Imprimé en Roumanie, 1968.
3. Boicurt, G.P. y Kemp, E.L.: "*The Development of Reliable, High Voltage, Low Inductance Cable for SCYLIAC*". Los Alamos Scientific Laboratory, University of California, Los Alamos New Mexico, pp CI-2-1 to CI-2-5.
4. Boley F.I.: "*Plasmas en el laboratorio y en el cosmos*". Van Nostrand Momentum Books, Editorial Reverte Mexicana, S. A., México, 1968.
5. Braun, E.: "*Electromagnetismo: de la Ciencia a la Tecnología*". La ciencia desde México/112, 1995, ISBN 968-16-3742-9.
6. Bravo, S.: "*Plasmas en Todas Partes*". La ciencia desde México/126, 1993, ISBN 968-16-4366-6.
7. Buckley, F.I.: "*Campos Electromagnéticos: cuaderno de trabajo*". Addison-Wesley Iberoamericana, 1994, ISBN 0-201-60148-6.
8. Compton, A.J.: "*Electromagnetismo Básico y sus aplicaciones*". Temas Selectos de Ingeniería, Addison-Wesley Iberoamericana 1993 ISBN 0-201-60139-7.
9. Creed, F.C.: "*The Generation and Measurement of High Voltage Impulses*". Center Book Publishers, Inc. 1989, ISBN 0-944954-00-6. U.S.A.

10. Choi, P.; Dangor, A.E. y Deeney, D.: “*Temporal Development of hard and soft x-ray emission from a gas-puff Z-pinch*”. Rev. Sci. Instrum. 57(6), August 1986, American Intitute of Physics, pp 2162-2164.
11. De la Rosa, J.; Fonseca, W.H. y Calva, P.A.: “*A longitudinal coil for measuring fast pulsed currents flowing along sheets*”. Meas. Sci. Technol. 5 (1994), pp 1109-1114. Printed in the UK.
12. Deeney, C.; LePell, P.D. y Failor, B.H.: “*Increased kilo-electron-volt x-ray yields from Z-pinch plasmas by mixing elements of similar atomic numers.*” Physical Review E. Volume 51, Number 5, Mayo 1995, The American Physical Society, pp. 4823-4832.
13. Deeney, C.; Nash, T.J. y Spielman, R.B.: “*Power enhancement by increasing the initial array radius and wire number of tungsten Z-pinch.*” Physical Review E. Volume 56, Number 5, November 1997, The American Physical Society. pp 5945-5958.
14. Delcroix, J.L.: “*Introducción a la Teoría de los Gases Ionizados*”. EXEDRA (Ciencia, Técnica, Ingeniería), Sección II – Física. Editorial Alhambra, S. A. 1968.
15. Dupraz, J.P.: “*Transformateurs de mesure: Transformateurs spéciaux. Évolution future*”. 3-1991, D 4724, pp 1-16.
16. Edminister, J.A.: “*Electromagnetismo*”. McGraw-Hill, 1992, ISBN 970-10-0256-3.
17. Edwards, F.S.; Husbands, A.S. y Perry, F.R.: “*The Development and Design of High Voltage Impulse Generators*”. IEEE, Measurement section, 621.319.5, Paper No. 1089, pp 155-180. 1951.
18. Ekdahl, C.A.: “*Voltage and current sensors for a high-density z-pinch experiment*”. Rev. Sci. Instrum., 51(12), Dec. 1980, American Institute of Physics. pp 1645-1648.

19. Fabian, R.: “ *Vacuum Technology, Practical Heat treating and Brazing*”. ASM International, The Materials Information Society, 1995, ISBN 0-87170-477-3.
20. Feser, K.: “*The Measurement of Fast Transient Voltage*”. CIGRE SC33 1987 COLLOQUIUM, Tokyo, Japan 1987.10-12-14, 33.87.
21. Feser, K.; Pfaff, W. y Weyreter, G.: “*Distortion-Free Measurement of High Impulse Voltage*”. Winter Meeting, 87 WM 177-9, pp 1-7.
22. Fuentes, J.; Haddad, A. y German, D.M.: “*Transient Current Measurement in ZnO Arrester Elements*”. Universities Power Engineering Conference 1991, UPEC'91, 111.15.4
23. Gockenbach, E.; Aro, M. y Chagas, F.: “*Measurement of Very Fast Front Transients*”. *Électra* No. 181, December 1998. pp 70-91.
24. Gollor, M. y Kärner, H.C.: “*Fast Transients Caused by Breakdown of Millimeter Vacuum Gaps Under Impulse Stress*”. Sixth International Symposium on High Voltage Engineering, New Orleans, LA, USA, August 28-September 1, 1989, 48.04, pp 1-4.
25. Greason, D.; Kucеровsky, Z. y Bulach, S.: “*Investigation of the Optical and Electrical Characteristics of a Spark gap*”. 0-7803-3544-9/96 IEEE, pp 2059-2064.
26. Grivet, P. y Hawkes, P.W.: “*The Physics of Transmission Lines at High and very High Frequencies*”. Volume 1, Academic Press, London and New York, 1970, SBN 12-303601-1.
27. Gubanov, V.P.; Korovin, S.D. y Pegel, I.V.: “*Compact 1000 PPS High-Voltage Nanosecond Pulse Generator*”. IEEE Transaction on Plasma Science, vol. 25, No. 2, April 1997, pp 258-265.

28. Hancock, C.P.; Owens, A.R. y O'Grady, K.: “ *Simple Voltage Generator for Producing Well Nanosecond Pulses of amplitudes in excess of 1kV*”. IEE Proc.-Sci. Meas. Technol., Vol. 144, No. 5, September 1997, pp 229-233.
29. Hayt Jr., W.H.: “*Teoría Electromagnética*”. Quinta Edición, McGraw-Hill, 1991, ISBN 0-07-027406-1.
30. Hoole, R.H. y Hoole, P.R: “*A Modern Short Course in Engineering Electromagnetics*”. Oxford University Press, New York-Oxford, 1996, ISBN 0-19-507856-X.
31. Howatson, A.M.: “*Descargas Eléctricas en Gases*”. Ediciones URMO, Espartero, 10 Bilbao, Impreso en España 1970.
32. IEEE, Std 4-1978.: “*IEEE Standard Techniques for High Voltage Testing*”. 6<sup>th</sup> Edition, Published by The Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc., Distributed in cooperation with: Eiley-Interscience, a division of John Wiley & Sons Inc.
33. Kind, D. y Kärner, H: “*High Voltage Insulation Technology*”. Friedr: Vieweg & Sohn, Braunschweig/Wiesbaden, 1985, ISBN 3-528-08599-1.
34. Kizilcaly, M. y Pniok,T.: “*Digital Simulation of Fault Arcs in Power Systems*”. ETEP Vol. 1, No. 1, January/February 1991, K-663, pp 55-60.
35. Krall, N.A. y Trivelpiece, A.W.: “*Principles of Plasma Physique*”. Published by San Francisco Press, Inc. 1986. ISBN 0-911302-58-1.
36. Kuffel, E. y Zaengl, W.S.: “*High Voltage Engineering*”. Pergamon Press, Printed in Great Britain by A. Wheaton & Co. Ltd., Exeter, 1984. ISBN 0-08-024213-8.
37. Lafferty, J.M.: “*Vacuum Arcs Theory and Application*”. John Wiley & Sons, 1980, ISBN 0-471-06506-4.

38. Lehr, J.M.; Agee, F.J. y Copeland, R.: "*Measurement of the Electric Breakdown Strength of Transformer Oil in the Nanosecond Regime*". IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 5 No. 6, December 1998, pp 857-861.
39. Lequitte, P.: "*Contribution a l'Etude de la Disjonction sous Vide de Courants Intenses Et Pulses*". Ph.D. Thèse, l'Université Paris VI, 1992.
40. Mankowski, J. y Kristiansen, M.: "*A review of short pulse generator technology.*" IEEE Transaction on plasma science, Vol. 28, No. 1 February 2000. pp 102-108.
41. Marshall, S.V.; DuBroff, R.E. y Skitek, G.G.: "*Electromagnetismo Conceptos y Aplicaciones*". Cuarta Edición, Prentice Hall, 1997, ISBN 968-880-954-3.
42. Martin, J.C.: "*Nanosecond pulse techniques*". Proceedings of the IEEE, vol. 80, No. 6, June 1992. pp 934-945.
43. Martin, T.H.; Guenther, A.H. y Kristiansen M.: "*J. C. Martin on Pulsed Power*". ADVANCES IN PULSED POWER TECHNOLOGY, Plenum Press, 1996, ISBN 0-306-45302-9.
44. Mesyats, G.A. y Proskourousky, D.I.: "*Pulsed Electrical Discharge in Vacuum*". Springer Series on ATOMS+PLASMAS, 1989, ISBN 3-540-50725-6.
45. Mitchell, H.; Bayley, J.M. y Chittenden, P.J.: "*A high impedance mega-ampere generator for fiber z-pinch experiments.*" Rev. Sci. Instrum. 67 (4), April 1996, American Institute of Physics. pp 1533-1541.
46. Naidu, M.S. y Kamaraju, V.: "*High Voltage Engineering*". McGraw-Hill, 1996, ISBN 0-07-462286-2.

47. Nation, J.A.: "*Applied charged particle optics*". A. Septier (ed.), Academic Press, New York, 1983.
48. Neff Jr., H.P.: "*Basic Electromagnetic Fields*". Harper & Row, Publishers, New York, 1981, ISBN 0-06-044785-0.
49. O'Hanlon, J.F.: "*A User's Guide to Vacuum Technology*". Second Edition John Wiley & Sons, 1989, ISBN 0-471-81242-0.
50. Pierre, P.; Farenc, J. y Destruel, P.: "*X-ray sensor based a plastic optical fiber of monitoring high voltage interrupters*". Rev. Sci. Instrum. 67(2), February 1996, American Institute of Physics, pp 579-583.
51. Portugall, O.; Puhmann, N. y Müller, H.U.: "*The Design and Performance of a transportable low-cost Instrument for the Generation and application of megagauss fields*". J. Phys. D: Appl. Phys. 30 (1997), pp 1697-1702, Printed in the UK.
52. Purcell E.M.: "*Electricity and Magnetism*". Berkeley Physics Course, Volume 2, Second Edition, McGraw-Hill, 1985, ISBN 0-07-004908-4.
53. Rácz, B. y Patócs, A.: "*Fast High-Voltage resistive pulse divider*". Meas. Sci. Technol. 3(1992), pp 926-928. Printed in UK.
54. Raizer Y.P.: "*Gas Discharge Physics*". Springer-Verlag, 1991, ISBN 3-540-19462-2.
55. Reitz, J.R.; Milford, J.F. y Christy, R.W.: "*Fundamentos de la Teoría Electromagnética*". Tercera Edición, Addison-Wesley Iberoamericana, 1986. ISBN 968-50-0137-5.

56. Rocca, J.J.; Shlyaptsev, V. y Tomasel, F.G.: “*Demonstration of a discharge pumped Table-Top Soft-X-Ray laser.*” *Physical Review Letters*, Volume 73, Number 16, 17 october 1994, The American Physical Society. pp 2192-2195.
57. Rojas, R. y Fuentes, J.: “*Un generador de impulsos de voltaje oscilatorio con microsegundos de tiempo de subida para pruebas de elementos de apartarrayo de ZnO*”. RVP’98-TPM-04, Capítulo de potencia del IEEE sección México, Acapulco, Gro., 12 al 17 de julio de 1998, pp 154-159.
58. Roth, A.: “*Vacuum Technology*”. Third, updated and enlarged edition, North-Holland, 1990, ISBN 0-444-86027-4.
59. Ruiz, J.; Beg, F.N. y Dangor, A.E.: “*Z-pinch discharges in aluminum and tungsten wires*”. *Physics of Plasmas*, Volume 6, Number 6, June 1999, American Institute of Physics, pp 2579-2587.
60. Schaefer, G.; Kristiansen, M. y Guenther, A.: “*Gas Discharge Closing Switches*”. *ADVANCES IN PULSED POWER TECHNOLOGY*, Plenum Press, 1990, ISBN 0-306-43619-1.
61. Siegert, L.A.: “*Altas Tensiones y Sistemas de Transmisión*”. Noriega Editores, Limusa, 1988, ISBN 968-18-2794-5.
62. Spolaore, P.; Bisoffi, G. y Cervellera, F.: “*The Large Gap Case for HV Insulation in Vacuum*”. *IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol. 4 No. 4, August 1997, pp 389-393.
63. Sudarshan, T.S. y Li, C.R.: “*Dielectric Surface Falshover in Vacuum Experimental Design Issues*”. *IEEE Transaction on Dielectric and Electrical Insulation* Vol. 4 No. 5, October 1997, pp 657-662.

64. Talavera, L. y Farías, M.: “*El Vacío y sus Aplicaciones*”. La ciencia desde México/131, 1995, ISBN 968-16-4734-3.
65. Thompson, J.E.: “*Vacuum Insulation, Conduction, Recovery, and applications; a review*”. 6<sup>TH</sup> ISH, New Orleans 1989, 48.01, pp 1-10.
66. Vanderlinde, J.: “*Classical Electromagnetic Theory*”. John Wiley & Sons, Inc. 1993, ISBN 0-471-57269-1.
67. Wadell, B.C.: “*Modeling circuit parasitics: part 4.*” IEEE, Instrumentation and measurement magazine, vol. 1, No. 4, December 1998. pp 36-38.
68. Waters, R.T.: “*Diagnostic Techniques for Discharge and Plasmas*”. NATO, 1980. University of Wales, Institute of Science and Technology, Cardiff, Wales, United Kingdom.
69. Weingarten, A.; Bernshtam, V.A. y Fruchtmán, A.: “*Study of the effects of the prefilled-plasma parameters on the operation of a short-conduction plasma opening switch*”. IEEE, Transactions On Plasma Science, Vol. 27, No. 6, December 1999. pp 1596-1605.
70. William, K.: “*An Experimental Study of Finite Larmor Radius Effects in a Linear Z-pinch*”. Ph.D. Thesis, Lawrence Livermore Laboratory. U.S.A. 1991.