

14  
52

**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO**  
**FACULTAD DE INGENIERIA**

---

---



**AMPLIFICADORES DE ESTADO**  
**SOLIDO EN MICROONDAS**

**T E S I S**

**QUE PRESENTAN**  
**PARA OBTENER EL TITULO DE**  
**INGENIERO MECANICO ELECTRICISTA**

**MARCELO GARCEN ALVARADO**  
**CRESCENCIO ZARZA CORDERO**  
**JOSE LUIS PINO RAMIREZ**  
**SERGIO LOPEZ GONZALEZ**



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

## INDICE

### INTRODUCCION

### CAPITULO 1 AMPLIFICADORES DE RESISTENCIA NEGATIVA (A.R.N)

1.1 La característica de resistencia negativa	... 4
1.2 Procedimientos y técnicas para - la generación de resistencias negati vas	... 7
1.3 Configuración típica para el am plificador	... 15
1.4 Estabilidad y cálculo de la ga-- nancia para el A.R.N de UHF	...23
1.5 Consideraciones prácticas para - el diodo túnel	...27
1.6 Limitaciones y condiciones sufi cientes para la amplificación	...31
Bibliografía	...34

### CAPITULO 2 OTROS DIODOS EN MICROONDAS

2.1 El varactor	...36
2.2 Física del efecto de transferen cia de electrones o efecto Gunn	...39
2.3 Dispositivos Avalanche: impatt - y trapatt	...45
Bibliografía	...80

### CAPITULO 3 AMPLIFICADORES PARAMETRICOS

3.1 Principio de operación	... 84
3.2 Ganancia	...87
3.3 Ecuaciones prácticas en el diseño	...89
3.4 Ruido	...90
3.5 Ancho de banda	...90
3.6 Limitaciones	...91
Bibliografía	...92

#### CAPITULO 4

#### EL TRANSISTOR DE MICROONDAS

4.1 Modelo para altas frecuencias	...94
4.2 Frecuencia de corte	...95
4.3 Producto ganancia-ancho de banda	...96
4.4 El amplificador en emisor común	...96
4.5 Amplificadores multietapa	...98
4.6 Los efectos de la realimentación negativa	...99
4.7 Cifra de ruido FR	...100
4.8 Las microondas y el transistor...	101
4.9 Ventajas sobre otros dispositivos	...107
4.10 Materiales y tipos de transistores	...107
Bibliografía	...108

#### CAPITULO 5 AMPLIFICACION POR EMISION ESTIMULADA DE RADIA --

## CION

5.1 Conceptos cuánticos fundamentales...	111
5.2 LASER	...113
5.3 MASER	...122
Bibliografía	...125

## CAPITULO 6

### DISEÑO DEL AMPLIFICADOR

6.1 Comparación de los elementos analizados	...127
6.2 Implementación	...127
6.3 Conclusiones	...134

## INTRODUCCION

Desde los albores de la humanidad hasta nuestros días, la preocupación fundamental del hombre ha sido quizás el mejoramiento de sus medios de comunicación con la finalidad exclusiva de su óptimo entendimiento. A ello se debe sin duda alguna el impactante adelanto que en la actualidad han experimentado no sólo los equipos electrónicos destinados para llevar a cabo ese objetivo, sino también de los métodos de transporte y de enseñanza que son, en última instancia, prototipos de sistemas de comunicación.

No obstante, dentro de todos aquéllos subsistemas involucrados en las comunicaciones es necesario destacar uno que presenta características muy especiales en el campo de la electrónica: el de las telecomunicaciones, y más específicamente, aquél que utiliza dispositivos amplificadores de estado sólido operando en el rango de las microondas.

Es entonces conveniente ubicarse en las características esenciales de un sistema de microondas así como de sus rangos de frecuencia y longitudes de onda, sus usos y algunos ejemplos que den una idea de la utilidad del mismo. Para lograr ésto, la mayoría de los autores han convenido en dividir la gama de frecuencias para las microondas en tres grandes grupos:

a) la denominada banda número 9 o de UHF cuyas siglas definen a la ultra alta frecuencia y que comprende aquéllas longitudes de onda entre 1m y los 10 cm. Estas ondas, también llamadas de cónicas se hallan en el intervalo de frecuencia desde 300 MHz hasta los 3 GHz y se las puede utilizar en equipos móviles

de radio (OB'S), radionavegación y televisión.

b) la banda número 10, que corresponde a las ondas centimétricas o de SHF (super alta frecuencia) y cuyo rango de frecuencias se extiende a partir de los 3 GHz hasta los 30 GHz, está comprendido entre los 10 y 1 cm de longitud de onda lo cual la hace apropiada en el uso de las comunicaciones mediante enlaces de telefonía multicanal y de radar.

c) la banda número 11 o de EHF (extra alta frecuencia) de longitudes de onda de 1 cm a 1 mm, es empleada principalmente en comunicaciones por satélite ya que su rango de frecuencias de los 30 a los 300 GHz lo permite, aunque puede también ser útil en casos tales como radar y enlaces de banda ancha.

Con el objeto de analizar posteriormente la importancia de la etapa amplificadora en un sistema de comunicación, es de utilidad recordar brevemente los elementos que lo constituyen. Si se ha de enviar un mensaje que contiene cierta información desde un lugar que dista mucho de otro, será indispensable contar con un camino o vía llamado canal de transmisión cuya función será la de establecer la unión entre la unidad transmisora y la receptora.

Puesto que las señales manejadas por el canal de transmisión son de naturaleza eléctrica debido a la acción del transductor de entrada, éstas sufren una atenuación a lo largo del canal, ocasionando así que las que llegan al transductor de salida sean tan débiles que éste no las pueda detectar. Esto hace imprescindible el uso de un amplificador en la unidad receptora para efecto de "elevar" la magnitud de las señales que han sido atenuadas.

La necesidad de hallar múltiples alternativas para la solución de tales problemas ha sido el objeto de estudio a lo largo de los seis capítulos que contiene ésta obra.



# C A P I T U L O 1

## AMPLIFICADORES DE RESISTENCIA NEGATIVA

( A.R.N )

1.1 La característica de resistencia negativa

1.2 Procedimientos y técnicas para la generación de resistencias negativas

1.3 Configuración típica para el amplificador

1.4 Estabilidad y cálculo de la ganancia para el A.R.N de U.H.F.

1.5 Consideraciones prácticas para el diodo túnel

1.6 Limitaciones y condiciones suficientes para la amplificación

El proceso de amplificación que introduce la existencia de la característica de resistencia negativa, es, tal vez, el más sencillo que se pueda tratar en lo que a análisis matemático se refiere en contraste con las características más suigéneras de otros dispositivos empleados en microondas.

Es debido a éste hecho que la primera parte de ésta obra se relaciona con el estudio de los fenómenos involucrados en tal característica y las consecuencias que de ella se desprenden. No obstante, debe tenerse presente que el comportamiento de la resistencia negativa desde el punto de vista de la física de semiconductores no es de ningún modo simple y es por ello que en la sección dedicada al diodo túnel se le presta una especial atención.

### 1.1 La característica de resistencia negativa

Cualquier dispositivo en el que, para un incremento de voltaje registra una disminución de corriente entre sus terminales, se lo llama elemento activo de resistencia negativa.

Se dice que es activo porque en lugar de disipar o almacenar energía la cede al circuito al cual se halla conectado, esto es: tiene la capacidad de controlar la potencia suministrada a la red eléctrica mediante una fuente de voltaje que lo polariza en forma adecuada.

Alternativamente, en tal elemento activo, cualquier incremento de corriente producirá un decremento en el voltaje de polarización del dispositivo. En base a dichas definiciones es posible clasificar a los elementos de resistencia negativa en dos grandes grupos: a) controlados por voltaje y b) controlados --

por corriente. Algunos autores prefieren llamar a los primeros como elementos de conductancia negativa y a los segundos como de resistencia negativa. Aquí se los llamará indistintamente - teniendo siempre en cuenta que el inverso de una resistencia - negativa nos representará una conductancia negativa.

En la figura 1.1.1 se halla la característica representativa - de un elemento de resistencia (o conductancia) negativa.

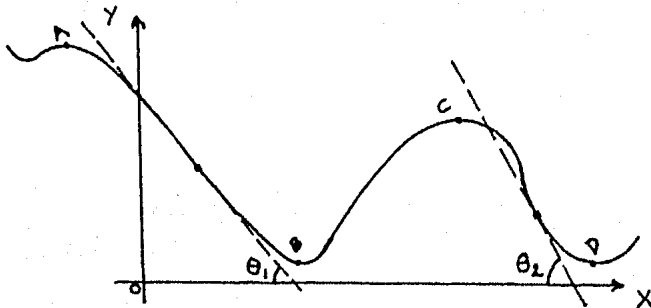


Fig. 1.1.1 Característica Y vs. X para un elemento activo de resistencia negativa. Si Y está en volts y X en amps entonces  $dY/dX = -R$ . Si Y está en amps y X en volts,  $dY/dX = -G$ .

Es claro que, si las ordenadas se representan por valores de - corriente y las abscisas por valores de voltaje lo que se obtiene es un elemento controlado por voltaje en cuya característica, la pendiente es la conductancia a través del elemento.

Si los valores de voltaje y de corriente se tienen ahora en -- las ordenadas y las abscisas, respectivamente, se tiene un elemento controlado por corriente, en cuya característica la pendiente es la resistencia a través del elemento.

De la figura 1.1.1, considerando las regiones de pendiente negativa como lineales, se debe tener

$$dY/dX = -R \approx \tan \theta_{1,2} \dots (1.1.1)$$

si Y y X están en volts y amperes respectivamente, y

$dY/dX = -G \tan \theta_{1,2}$  si Y y X están en amperes y --- volts respectivamente.

Como se observa, la elección para emplear la resistencia negativa  $-R$  o la conductancia negativa  $-G$  dependerá de si el elemento activo está controlado por corriente o controlado por voltaje.

Es importante notar que la clasificación de los elementos de resistencia negativa se ha hecho desde el punto de vista de la polarización a la cual están sometidos éstos. En éste caso las regiones de resistencia negativa en la figura 1.1.1 serán las comprendidas entre los puntos A-B y C-D.

Otras clasificaciones de dispositivos de resistencia negativa se pueden contemplar, aunque nuestra discusión ulterior se centre en la que se acaba de dar. Así por ejemplo, se puede establecer que un dispositivo presenta resistencia negativa si se halla un defasamiento de  $180^\circ$  entre el voltaje y la corriente a través del mismo.

Se podría pensar también en algún elemento de impedancia negativa, esto es, aquél en que la razón de voltaje a corriente varíara en función de la frecuencia. De cualquier manera, en caso de ser aceptable ésta última acepción, lo que realmente interesará para la amplificación será únicamente la parte real de la impedancia, teniendo presentes dos hechos que evidencian ésta consideración. El primero de ellos se debe a que la magnitud de una impedancia, además de ser una simple herramienta de análisis<sup>†</sup>, siempre será positiva puesto que sus partes real

e imaginaria se elevan al cuadrado: el segundo, derivado del anterior, revela que la parte imaginaria de la impedancia sólo da idea del defasamiento existente entre el voltaje y la corriente y no contribuye en los efectos de la ganancia del amplificador. Esto último se esclarecerá con mayor detalle cuando se hable de la función de transferencia del amplificador, en donde la variable  $S$  de Laplace lleva implícitamente los efectos de las reacciones propias de la red en cuestión.

Uno de los ejemplos más sencillos que se hallan dentro de la primera clasificación de elementos de resistencia negativa (e.r.n.) es el arco eléctrico. En efecto, las descargas en arco se caracterizan por un aumento considerable en la corriente de electrones a través de dos electrodos mientras las magnitudes de las tensiones disminuyen entre cátodo y ánodo. Algunos otros dispositivos más sofisticados tales como el diodo de gas, el diodo de cuatro capas, el tetrodo de vacío y el diodo túnel son ejemplos típicos de e.r.n.

## 1.2 Procedimientos y técnicas para la generación de resistencias negativas.

Existen diversos procesos mediante los cuales es posible generar una característica de resistencia negativa. Casi todos ellos se producen por propiedades inherentes al dispositivo, lo cual, en cierta medida, representa algunas dificultades y restricciones respecto a las exigencias y requerimientos que se puedan tener. Con ello se quiere decir que no siempre se podrá obtener por medios externos el valor deseado exacto de resistencia negativa pa

---

+ como sucede en el caso de las gráficas de Bode.

ra propósitos de diseño del amplificador.

Para resolver esas dificultades se recurre entonces a ciertos métodos de control basados en técnicas de realimentación positiva y variación de voltajes o corrientes de polarización.

El primer método, el de realimentación positiva, es muy sencilla y consiste en la implementación de un sistema de lazo cerrado -- tal y como se muestra en las figs. 1.2.1 (a) y (b). Para ambas figuras, la función de transferencia de lazo cerrado está dado como

$$H(j\omega) = \frac{A(j\omega)}{1 - T(j\omega)} \quad \dots (1.2.1.)$$

En donde  $T(j\omega) = A(j\omega)F(j\omega)$  es la ganancia de lazo,  $A(j\omega)$  la ganancia en directa o de lazo abierto y  $F(j\omega)$  la función de transferencia para la rama de realimentación.

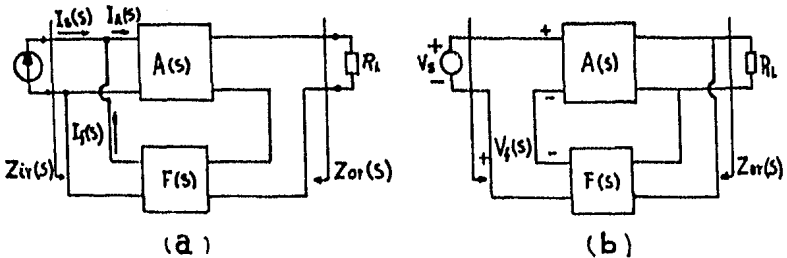


Fig.1.2.1. (a) Configuración en MICI en donde la resistencia de entrada al circuito realimentado es negativa. (b) Configuración MVCV para obtener una resistencia negativa, ( $V_A = V_B + V_F$ )

Es muy importante notar que tanto  $A(j\omega)$  como  $F(j\omega)$  son, ambas, o cuando menos una de ellas, funciones de la frecuencia que introducen polos y/o ceros para la función  $H(j\omega)$ . Esta variación de  $H(j\omega)$  con la frecuencia angular  $\omega$  permite incluir elementos ac-

tivos en la red de realimentación que proporcionarán ganancias - mayores que la unidad, ya sea para  $A(j\omega)$  o  $F(j\omega)$  o para ambas. - Bajo estas circunstancias es evidente que la función  $T(j\omega)$  también será mayor que la unidad si se utilizan dispositivos tales como transistores, diodos, u otros elementos activos dentro de - la red.

El tipo de configuración a emplear, según muestran las figs. -- 1.2.1. (a) y (b), dependerá de qué tan grande se desee el valor para la resistencia negativa; si se quisiera obtener un valor pequeño, sería conveniente entonces trabajar con la red del tipo - muestreo de corriente-comparación de corriente (MICI), en cuyo - caso  $A(j\omega)$  y  $F(j\omega)$  representan ganancias de corriente.

Como se vió en la sección 1.1., para amplificación por resistencia negativa, es requisito indispensable que la parte real de la impedancia de entrada para el circuito realimentado  $Z_{1r}(j\omega)$  sea negativa, para una parte real dada de impedancia de entrada en lazo abierto  $Z_1(j\omega)$ . Entonces, considerando una red no pasiva - tal que  $T(j\omega) > 1$ , se debe tener para MICI, que

$$Z_{1r}(j\omega) = \frac{Z_1(j\omega)}{1 - T(j\omega)} \quad \dots (1.2.2)$$

Si definimos a las impedancias complejas de entrada como

$$Z_{1r}(j\omega) = R_r(\omega) + jX_r(\omega) \quad \dots (1.2.3)$$

$$Z_1(j\omega) = R(\omega) + jX(\omega) \quad \dots (1.2.4.)$$

y a la ganancia de lazo  $T(j\omega)$  por

$$T(j\omega) = t_1 + jt_2 \quad \dots (1.2.5.)$$

puede demostrarse, que para la ecuación (1.2.2) se cumple la siguiente relación:

$$R_r(w) = R_o \left[ Z_{ir}(jw) \right] - R_o \left[ \frac{Z_1(jw)}{1 - T(jw)} \right] < 0 \quad \dots (1.2.6)$$

para toda  $R_r$ ,  $X_r$ ,  $R$ ,  $X$ ,  $t_1$ ,  $t_2$  y  $w$  no negativas.

Con objeto de obtener resistencias negativas con valores absolutos muy grandes, se utiliza la llamada configuración de muestreo de voltaje- comparación de voltaje (MVCV); pero para obtener una parte real negativa de  $Z_{ir}(jw)$  en una red de tal topología es necesario que se cumpla cierta condición, la cual se establece como sigue. Puesto que

$$Z_{ir}(jw) = Z_1(jw) [1 - T(jw)] \dots (1.2.7)$$

para la red de MVCV y considerando además las definiciones establecidas por las ecuaciones 1.2.3, 1.2.4, 1.2.5 y omitiendo la notación que indica la dependencia de las variables como funciones de la frecuencia, se pueden escribir

$$Z_{ir} = R_r + jX_r = (R + jX) (1 - t_1 - jt_2)$$

Efectuando las operaciones indicadas e igualando la parte real de cada uno de los miembros de la ecuación anterior se obtiene

$$R_r = R(1 - t_1) + Xt_2$$

Ya que  $t_1 + jt_2 > 1 + j0$ ,  $t_2$  debe ser mayor que cero para  $w > 0$ , entonces deberá cumplirse que

$$R(t_1 - 1) > t_2 X \quad \dots (1.2.8)$$

si ha de obtenerse una amplificación al usar  $R_r$  en un A.R.N.

Un análisis muy similar es posible hallar si se quisieran usar las partes reales correspondientes a las impedancias de salida  $Z_{or}(jw)$  para cada una de las configuraciones mostradas en las figuras 1.2.1 (a) y (b)

El método anterior se realiza en forma directa mediante circuitos



ria apropiada. Sin embargo, las características de algunos diodos semiconductores tales como el túnel, el Gunn y las uniones P-N de avalancha, exigen métodos indirectos de polarización para poderlos operar dentro de sus regiones de resistencia negativa. Para ejemplificar esta metodología se estudia a continuación uno de los elementos más comunmente usados en el campo de las microondas: el diodo túnel.

El diodo túnel consiste de una unión P-N con altas concentraciones de impurezas en comparación con las requeridas para los diodos rectificadores ordinarios. También es característica intrínseca de este tipo de diodo el poseer anchos de regiones vacías - tan pequeñas que se las puede hallar en el rango de las centésimas de micra.

Esta última característica ocasiona que las distancias median entre las bandas de valencia y de conducción de la unión, sean tan pequeñas que es posible producir movimiento de electrones a lo largo de la juntura por medio de diferencias entre los niveles energéticos de Fermi existentes tanto en el lado N como en el P del diodo.

Esas diferencias entre niveles energéticos generan, bajo condiciones apropiadas de polarización en directa, lo que ha sido llamado el efecto túnel o "canalización", gracias al cual es posible la generación de una resistencia negativa.

Con el objeto de ilustrar con más detalle el proceso de la canalización obsérvese la figura 1.2.2 que muestra la estructura de las bandas de energía en el semiconductor. Para el esquema (a) - mostrado en esa figura, no existe polarización alguna, es decir,  $v_D = 0$  y no hay corriente neta fluyendo a través de la juntura

(el punto de origen en la característica voltaje vs. corriente)

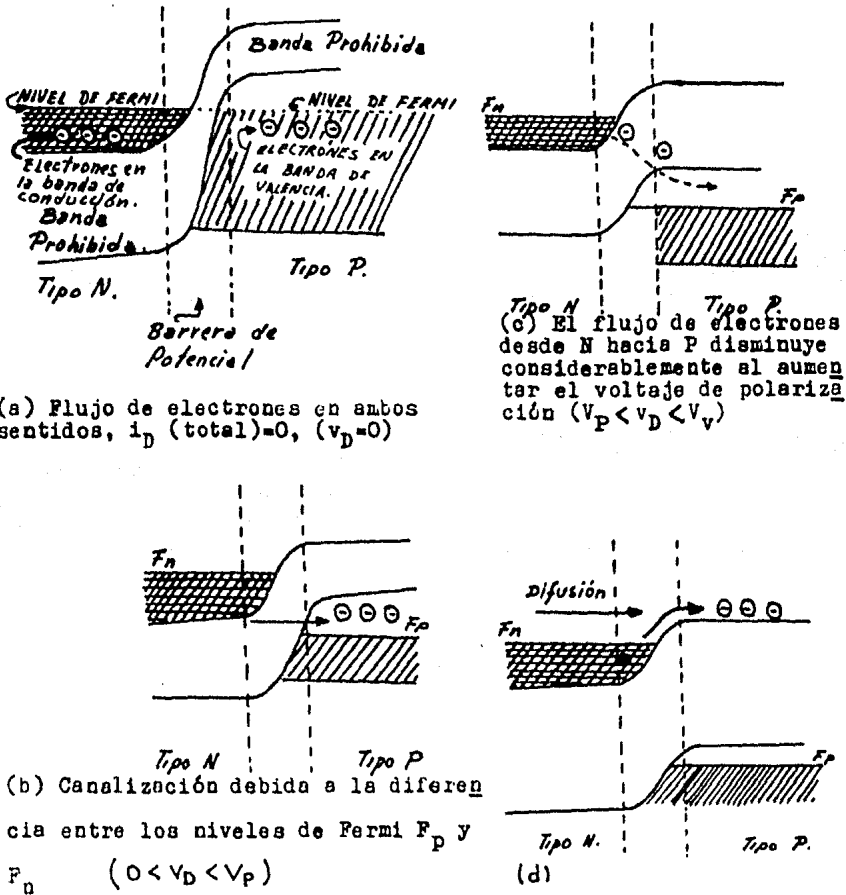


Fig. 1.2.2. Movimiento de electrones desde el punto de vista de la estructura de bandas de energía en el diodo túnel.

Ahora bien, el hecho de que la corriente total bajo condiciones nulas de polarización sea cero no significa que no exista movimiento de electrones entre ambos lados de la juntura puesto que, como la mecánica cuántica demuestra, existe una cierta

probabilidad finita de que los electrones en el lado N de la banda de conducción puedan vencer el campo eléctrico creado por la barrera de potencial propia de la región vacía y alcancen el lado P (dentro de la banda de valencia), procurándose así mismos lugares vacantes dentro de la región de estados desocupados en ese lado de la juntura; empero existe también flujo de electrones en dirección contraria (desde el lado P hacia el lado N), resultando así una corriente neta total igual a cero, tal y como muestra la fig. 1.2.2 (a).

Si  $F_p$  y  $F_n$  son los niveles de Fermi en el lado P y en el lado N de la unión, respectivamente, y se procede a aumentar el voltaje de polarización de tal forma que éste se halle en el intervalo  $0 < v_D < V_p$  en donde  $V_p$  es el voltaje de pico acotado en la figura 1.2.3 que muestra la característica típica corriente-voltaje ( $i_D$  vs.  $v_D$ ) para el diodo túnel, se registrará una diferencia de energías entre los niveles de Fermi de magnitud

$$F_n - F_p = e v_D \dots (1.2.9)$$

en donde  $e$  es la carga del electrón y  $v_D$  es el voltaje a través del diodo.

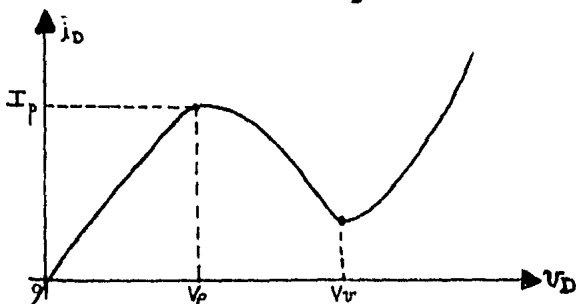


Fig. 1.2.3 Característica típica de corriente vs. voltaje para el diodo túnel.

Esa disparidad entre niveles, provoca una corriente unidireccio

nal desde el material tipo N hacia el P generando la canalización mencionada anteriormente.

Atendiendo cuidadosamente al diagrama de la figura 1.2.2 (b) - se advierte que no es posible una canalización en el sentido - inverso ya que la región de la banda prohibida se opone al -- movimiento de los electrones desde la banda de valencia.

Para valores mayores que el voltaje de pico  $V_p$  pero menores - que un cierto voltaje de polarización  $V_v$  que corresponde al - valor mínimo de la corriente en la curva de la figura 1.2.3 - y que se le llama "voltaje de valle", el flujo de electrones - disminuye considerablemente porque ahora el nivel de Fermi  $F_p$  de la figura 1.2.2 (c) ha "bajado" más en comparación con el nivel que tenía en el esquema de la figura 1.2.2 (b) y ocupa una posición crítica con respecto al límite inferior en la banda - de conducción, ocasionando con ello dificultades para la canalización. Por tanto, para  $V_p < V_D < V_v$  el incremento de voltaje ocasiona una disminución en la corriente del diodo y, por ende una zona de resistencia negativa se genera.

A partir de  $V_v$ , un incremento adicional de voltaje hará que el diodo se comporte como cualquier juntura ordinaria polarizada en directa; así, la corriente que se produzca bajo estas condiciones aumentará nuevamente y sus efectos se registrarán de acuerdo a los procesos comunes de movimiento de cargas por difusión, según se ve de las figs. 1.2.2 (d) y 1.2.3.

Dos hechos de suma importancia conviene señalar y no pueden ser omitidos. Debe notarse primeramente el ensanchamiento progresivo que sufre la banda prohibida en cada uno de los esquemas fig. 1.2.2, hecho que contribuye desde luego a dificultar la canali-

zación y disminuir la corriente de electrones; la segunda característica, y la mayor trascendencia, consiste en que para poder utilizar el diodo como e.r.n. controlado por voltaje, deberá polarizarse dentro de la región para la cual  $V_p < v_D < V_v$  para utilizarlo en un A.R.N.

### 1.3 Configuración típica para el amplificador.

Si se ha de realizar un análisis de las ecuaciones y características de un A.R.N., será necesario entonces recurrir a un modelo que represente los efectos de interés para la amplificación. Para realizar esto, considérese el modelo de circuito equivalente para el diodo túnel mostrando en la fig. 1.3.1, en donde:  $C$  representa la capacitancia de la juntura entre los materiales de tipo P y N;  $-|G|$  la conductancia negativa de módulo  $|G|$  generada por efecto de la canalización estudiada en la sección anterior;  $R_s$  y  $L_s$  son la resistencia y la inductancia parásitas representativas del encapsulado del diodo, y  $v_n$  e  $i_n$  son las fuentes posibles de voltaje y corriente de ruido en el diodo.

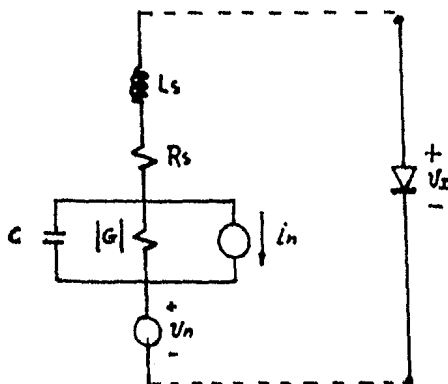


Fig. 1.3.1.

Símbolo y circuito equivalente para el diodo túnel.

Aunque por el momento no sean de interés los efectos que puedan producir los parámetros relacionados con las figuras de ruido - ya que éstos sólo son representativos en lo que se refiere al diseño, sí es conveniente señalar que el ruido térmico introducido por  $R_g$  está implícito en  $v_n$  y que  $i_n$  se debe al ruido que puede producir la corriente de polarización del circuito externo.

Despreciando esos efectos debidos a ruido y conectando al circuito equivalente una fuente de polarización con su correspondiente fuente generadora de señal pequeña  $v_g$  y una carga  $R_L$  en serie con una inductancia  $L_A$  que se utilizará para efectos de ajuste del circuito, se obtiene el sistema serie-paralelo mostrado en la fig. 1.3.2., en donde  $r_g$  representa la resistencia interna tanto del generador como la propia de la fuente de c.d.

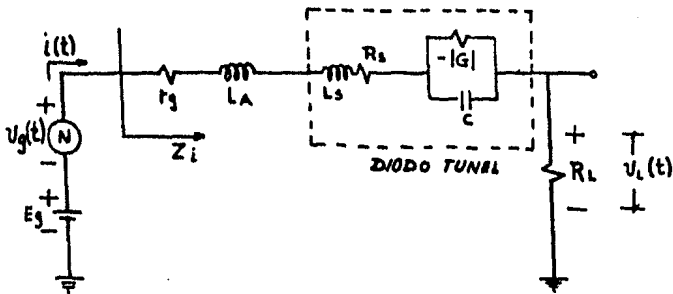


Fig. 1.3.2. Modelo de circuito simplificado para el amplificador de resistencia negativa de diodo túnel.

El circuito encerrado en línea punteada en la figura anterior - representa con buena aproximación el modelo simplificado para - el diodo túnel en el que se puede advertir ya, una impedancia -

compleja dependiente de la frecuencia de operación.

Un simple análisis en el dominio de la variable compleja  $S$ , -- muestra que la impedancia  $Z_i$  de entrada al circuito viene dada por

$$Z_i(S) = r_g + R_s + R_L + \frac{1}{SC - G} + SL \dots (1.3.1)$$

en donde  $L = L_s + L_A$  es la inductancia serie total del circuito.

Si definimos a  $R = r_g + R_s + R_L$  como la resistencia serie de la red, es posible obtener la función de transferencia  $H(S) = V_L(S)/V_g(S)$  como

$$H(S) = \frac{R_L}{Z(S)} = (R_L/L) \frac{S - |G|/C}{S^2 + \left(\frac{RC - |G|L}{LC}\right)S + \frac{1 - |G|R}{LC}} \dots (1.3.2)$$

Puesto que  $H(S)$  posee un cero en el lado derecho del plano complejo, inferimos que el amplificador bajo estudio pertenece a la clase de sistemas de fase no mínima. Además notamos que los polos de  $H(S)$  se hallan justamente en

$$S_{1,2} = -\zeta \omega_n \pm j\omega_n \sqrt{1 - \zeta^2} \dots (1.3.3)$$

para

$$\omega_n = \sqrt{\frac{1 - |G|R}{LC}} \dots (1.3.4)$$

y

$$\zeta = 1/2 \frac{RC - |G|L}{\sqrt{(1 - |G|R)LC}} \dots (1.3.5)$$

La ecuación 1.3.4 es la expresión para la frecuencia angular -- no amortiguada  $\omega_n$  del sistema y la 1.3.5 define, de acuerdo a la forma normalizada en 1.3.2, el factor de amortiguamiento  $\zeta$  del circuito. Inferencias inmediatas son posibles a partir de tales igualdades y se desprenden a partir de las consideraciones de no oscilación ( $\zeta > 0$ ) y de la naturaleza real y no negativa de  $\omega_n$ ; en lenguaje matemático se tiene

$$|G|R < 1 \dots (1.3.6) \text{ para } w_n > 0$$

$$\text{y } RC > |G|L \dots (1.3.7) \text{ para } \zeta > 0$$

En donde se puede notar que la condición 1.3.6 es congruente con el hecho de que  $\zeta$  debe ser real por definición (véase la ecuación 1.3.5).

De 1.3.6 y 1.3.7 es evidente que

$$|G|L/C < R < 1/|G| \dots (1.3.8)$$

que es la condición para la estabilidad del circuito; de ahí - que

$$L/C < 1/|G|^2 \dots (1.3.9)$$

Es muy interesante observar que 1.3.6 es una desigualdad y debe hacerse hincapié en que  $|G|R$  nunca deberá igualar a la unidad; de ser así, la ganancia para frecuencias mucho menores -- que  $w_n$  tendería a un valor muy grande, ocasionando la saturación del diodo amplificador.

Aún cuando ya se tienen algunas condiciones para el funcionamiento del circuito como amplificador, todavía no se ha establecido el tipo de respuesta que éste deberá tener, en otras palabras, no se tiene un valor de  $\zeta$  para definir si el sistema será subamortiguado, críticamente amortiguado o sobreamortiguado.

El criterio de elección para el tipo de respuesta estará fijado por la ganancia del amplificador. En efecto, existirá un valor óptimo para  $\zeta$  tal, que la ganancia del amplificador sea máxima para una frecuencia  $w$  diferente de cero; se procede entonces a derivar la magnitud de la función de transferencia --  $|H(jw)|$  con respecto a  $w$  y se iguala a cero la expresión resultante. Si existe una  $w_0$  diferente de cero para la cual  $|H(jw_0)|$



es un máximo, entonces  $|H(j\omega)|^2$  también es un máximo en  $\omega = \omega_0$ , cuyo valor, en función de los parámetros  $\omega_n$  y  $\zeta$ , se halla a partir de 1.3.2 haciendo  $S = j\omega$ ; esto es

$$\frac{d}{d\omega} \left[ |H(j\omega)|^2 \right]_{\omega=\omega_0} = \left[ (\omega_n^2 - \omega_0^2)^2 + 4\zeta^2 \omega_n^2 \omega_0^2 \right] (2\omega_0) - \left[ \omega_0^2 + (|G|/C)^2 \right] \left[ 2(\omega_n^2 - \omega_0^2)(-2\omega_0) + 8\zeta^2 \omega_n^2 \omega_0 \right] = 0$$

Desarrollando ésta última ecuación y reduciendo términos homólogos se halla que

$$\omega_0^4 + 2(|G|/C)^2 \omega_0^2 + \omega_n^2 \left[ 4\zeta^2 (|G|/C)^2 - 2(|G|/C)^2 - \omega_n^2 \right] = 0 \quad (1.3.10)$$

realizando el cambio de variable  $u = \omega_0^2$  y definiendo a la frecuencia propia de la función de transferencia (f.t) como  $\omega_z =$

$|G|/C$  obtenemos la ecuación cuadrática

$$u^2 + 2 \omega_z^2 u + \omega_n^2 \left[ (4\zeta^2 - 2) \omega_z^2 - \omega_n^2 \right] = 0$$

cuyas raíces son

$$u_{1,2} = -\omega_z^2 \pm \omega_z^2 \sqrt{1 + \frac{\omega_n^2 (2 - 4\zeta^2) \omega_z^2 + \omega_n^4}{\omega_z^4}} \dots (1.3.11)$$

Antes de proponer una solución viable para ésta última ecuación, es necesario tener idea de la proporción que guardan entre sí  $\omega_n$  y  $\omega_z$  con relación a sus magnitudes. En virtud de éste hecho se distinguen a continuación dos casos para la obtención de los parámetros de interés del amplificador (ganancia y ancho de banda).

El primer caso considera a la frecuencia natural no amortiguada  $\omega_n$  menor que la frecuencia angular  $\omega_z$  del cero de la f.t, de tal manera que será posible despreciar la razón  $(\omega_n/\omega_z)^2$  cuando se la compare con la unidad. Siempre que se cumpla la condición anterior, se estará en la posibilidad de resolver algebraicamente la ecuación 1.3.11.

El segundo caso, para el cual la frecuencia  $\omega_n$  es mayor que  $\omega_z$ ,

presenta problemas en lo que se refiere a la estabilidad del -- amplificador si es que se ha de obtener una ganancia mayor que la unidad. En tal caso, el compromiso entre la estabilidad y el ancho de banda restringen a la ganancia por debajo de la unidad, obteniéndose con ello un filtro de paso bajas ordinario. Por és ta razón el caso para el cual  $w_n > w_z$  carece de interés y no se analiza.

Caso 1,  $(w_n/w_z)^2 \ll 1$ . Aunque a simple vista pueda parecer im- práctico tener la frecuencia de corte de -40 dB ( $w_n$ ) por debajo de la frecuencia  $w_z$  desde el punto de vista de que sólo es posi- ble alcanzar anchos de banda del orden de unos cuantos GHz, no resulta ineficaz, si se piensa que la respuesta para  $|H(jw)|$ , funci- ón de  $w$ , tiene una característica "plana" a lo largo de todo ese ancho de banda y esa característica no sólo es útil en algu- nos tipos de diseño sino, hasta puede llegar a ser indispensable en ciertas aplicaciones.

Empleando el método analítico, la ec. 1.3.11 puede ser desarro- llada en una serie de Maclaurin, recordando que la expansión pa- ra la función  $\sqrt{1+X} = 1 + X/2 - X^2/8 + \dots$  da una muy buena aproximación si se toman tan sólo los dos primeros términos; - así

$$u_{1,2} \approx -w_z^2 \pm w_z^2 \left\{ 1 + \frac{w_n^2 \left[ (2-4\xi^2) w_z^2 + w_n^2 \right]}{2 w_z^4} \right\}$$

reordenando términos las raíces  $u_1$  y  $u_2$  son

$$u_1 \approx w_n^2 (1 - 2\xi^2)$$

$$u_2 \approx -2 w_z^2 - w_n^2 (1 - 2\xi^2)$$

como  $u_1$  es la única solución posible, dado que  $w_0$  debe ser real,

entonces  $w_0 \pm \sqrt{u_1}$ . Tomando la raíz positiva para que  $w_0$  adquiera valores no negativos, se obtiene finalmente que la frecuencia para la cual  $|H(jw)|$  es máxima, es

$$w_0 \approx w_n \sqrt{1 - 2\zeta^2} \dots (1.3.12)$$

De ésta última ecuación y la desigualdad 1.3.7 se concluye que para toda  $w_0$  real, el factor de amortiguamiento deberá estar en el intervalo  $0 < \zeta \leq 0.707$ , por lo que el amplificador posee una respuesta del tipo subamortiguado.

Con los resultados anteriores es posible determinar la ganancia máxima del amplificador tomando una  $\zeta = 0.707$  con el objeto de evitar sobreimpulsos excesivos; en tal caso,  $|H(j0)|$  es la ganancia máxima y vale, según la ec. 1.3.2

$$H_{\text{máx}} = |H(j0)| = \frac{|G|R_L}{1 - |G|R} \dots (1.3.13)$$

El ancho de banda del A.RN. se calcula en base al resultado anterior y con la ayuda de su relación de definición:

$$|H(jw_c)| = \frac{|H(j0)|}{\sqrt{2}} \dots (1.3.14)$$

en donde  $w_c = 2\pi f_c$  es la frecuencia de corte de -3db.

Con objeto de dar una idea de los rangos óptimos realizables para la ganancia y el ancho de banda, es conveniente trabajar con los parámetros del diodo que proporciona el fabricante, para los cuales se encuentran los siguientes valores típicos:

$$|G| = 1.33 \times 10^{-2} \text{ mhos}, R_s = 6\Omega, C = 0.6 \text{ pf} \text{ y } L_s = 0.1 \text{ nH.}$$

Con éstos parámetros, las condiciones dadas por 1.3.6 y 1.3.9 hacen que  $L < 3.4 \text{ nH}$  y  $R < 75\Omega$ .

Ahora bien, para propósitos de diseño se deberán especificar -

tanto el ancho de banda como la ganancia máxima; así por ejemplo, supóngase que se desea un ancho de banda de por lo menos 1GHz, el problema será entonces el de determinar los valores - para R y L que satisfagan simultáneamente 1.3.4 y 1.3.5 para  $\zeta = 0.707$  y  $\omega_n = 2\pi f_n = 2\pi \times 10^9$  rad/seg. Entonces, si de la ecuación 1.3.4 se despeja la L y se la sustituye en 1.3.5, resulta la siguiente ecuación cuadrática en R

$$\left\{ |G|^2 \left[ \left( \frac{\omega_z}{\omega_n} \right)^2 + 2 - 4\zeta^2 \right] + \omega_n^2 C^2 \right\} R^2 + 2 |G| \left[ 4\zeta^2 - 1 - \left( \frac{\omega_z}{\omega_n} \right)^2 \right] R + \left( \frac{\omega_z}{\omega_n} \right)^2 - 4\zeta^2 = 0$$

.....(1.3.15)

Introduciendo los valores ya conocidos de los parámetros involucrados en 1.3.15, las raíces para tal ecuación son  $R_1 = 74.3\Omega$  y  $R_2 = 63.3\Omega$ .

Por el momento los dos valores son aceptables dado que la única restricción la tenemos en  $R < 75\Omega$ ; pero de la ecuación 1.3.4 se ve que

$$L = \frac{1 - |G|R}{C \omega_n^2} \dots \dots (1.3.16)$$

y como  $L(R_1) = 0.5$  nH y  $L(R_2) = 7.47$  nH se intuye que la solución para  $R = R_2$  no es congruente con la condición para  $L < 3.4$  nH y se procede de inmediato a seleccionar los valores permisibles - que sí proporcionan el ancho de banda requerido en un principio, es decir,  $R = R_1 = 74.3\Omega$  y  $L = 0.5$  nH son los parámetros buscados. Evidentemente, para alcanzar  $\omega_n = 2\pi \times 10^9$  rad/seg se introduce la inductancia de ajuste en  $L_A = L - L_S = 0.5 - 0.1 = 0.4$  nH.

Desarrollando ahora la relación de definición 1.3.14 en términos del ancho de banda  $\omega_c$  del amplificador se puede llegar, mediante pasos algebraicos apropiados, a la siguiente ecuación - de cuarto orden

$$w_c^4 + 2 \left[ w_n^2 (2\zeta^2 - 1) - \left( \frac{1 - G/R}{L|G|} \right)^2 \right] w_c^2 + w_n^4 - 2w_z^2 \left( -\frac{1 - |G|/R}{L|G|} \right)^2 = 0 \dots (1.3.17)$$

para la cual, si se hace el cambio de variable acostumbrado y se sustituyen los valores conocidos, la raíz real y positiva - para  $w_c$  es  $w_c = 6.6 \times 10^9$  rad/seg =  $2\pi f_c$  y  $f_c = 1.05$  GHz como era de esperarse.

Como el rango de frecuencias de operación de este amplificador cae en el dominio de la banda de microondas de ultra alta frecuencia, denominaremos en lo sucesivo a éste tipo de amplificador como A.R.N. de U.H.F., en donde U.H.F. son las siglas usuales para definir ese intervalo de frecuencias.

#### 1.4 Estabilidad y cálculo de la ganancia para el A.R.N. de U.H.F.

A partir de los resultados encontrados en la sección anterior se tienen ya los elementos suficientes para realizar el cálculo de la ganancia para el diseño propuesto con  $f_c \approx 1$  GHz.

Sin embargo, debe notarse que, aún cuando el amplificador haya sido propuesto para alcanzar una ganancia máxima con  $\zeta = 0.707$ , éste valor máximo no deberá exceder los límites permisibles para la estabilidad relativa del A.R.N. Esta aseveración sugiere hallar un valor adecuado para  $R_L$  tal, que existan ciertos márgenes de fase y ganancia que prohiban la inestabilidad; para propósitos de diseño se utilizará un margen de fase de  $45^\circ$ .

El problema consiste entonces en hallar la frecuencia de cruce  $w_1$  para la cual  $|H(jw)|$  decae a cero decibeles. Si se expresa -

a  $H(j\omega)$  en su forma polar se llega a

$$H(j\omega) = R_L/L \sqrt{\frac{\omega^2 + \omega_z^2}{(\omega_n^2 - \omega^2)^2 + 4\zeta^2 \omega_n^2 \omega^2}} \text{Tan}^{-1}(-\omega/\omega_z) - \text{Tan}^{-1}\left(\frac{2\zeta \omega_n \omega}{\omega_n^2 - \omega^2}\right) \dots\dots(1.4.1)$$

Con el margen de fase especificado más arriba se puede escribir:

$$M.F = 180^\circ + \Phi(j\omega_1) = 45^\circ \dots(1.4.2)$$

en donde M.F es precisamente el margen de fase del sistema y  $\Phi(j\omega_1)$  es el argumento de  $H(j\omega)$  para el cual ésta equivale a la unidad, esto es  $|H(j\omega_1)| = 1$ .

Si definimos

$$\Phi_1 = \text{Tan}^{-1}(-\omega/\omega_z) \dots(1.4.3)$$

$$\Phi_2 = \text{Tan}^{-1}\left(\frac{2\zeta \omega_n \omega}{\omega_n^2 - \omega^2}\right) \dots(1.4.4)$$

se debe tener que

$$\Phi(\omega_1) - \Phi_2(\omega_1) = -135^\circ$$

en consecuencia

$$\text{Tan}[\Phi_1(\omega_1) - \Phi_2(\omega_1)] = 1 = \frac{\text{Sen}[\Phi_1(\omega_1) - \Phi_2(\omega_1)]}{\text{Cos}[\Phi_1(\omega_1) - \Phi_2(\omega_1)]} \dots\dots(1.4.5)$$

desarrollando trigonómicamente tanto el numerador como el denominador de 1.4.5 en términos de funciones sinusoidales de un solo ángulo se puede demostrar que

$$\text{Tan}[\Phi_1(\omega_1)] \{1 - \text{Tan} \Phi_2(\omega_1)\} = 1 + \text{Tan} \Phi_2(\omega_1) \dots(1.4.6)$$

sustituyendo 1.4.3 y 1.4.4 en 1.4.6 :

$$-w_1/w_z \left( 1 - \frac{2\zeta w_n w_1}{w_n^2 - w_1^2} \right) = 1 + \frac{2\zeta w_n w_1}{w_n^2 - w_1^2} \dots (1.4.7)$$

Desarrollando las operaciones indicadas y reagrupando términos en orden descendente de potencias para  $w_1$  se obtiene la ecuación 1.4.8

$$w_1^3 + (w_z + 2\zeta w_n)w_1^2 - (w_n^2 + 2\zeta w_n w_z)w_1 - w_n^2 w_z = 0 \dots (1.4.8)$$

la cual, para los parámetros determinados en la sección 1.3, - da

$$F(w_1) = w_1^3 + 3 \times 10^{10} w_1^2 - 2.3 \times 10^{10} w_1 - 8.68 \times 10^{17} = 0 \dots (1.4.9)$$

Como puede advertirse, la solución de ésta ecuación de tercer orden no es inmediata y para resolverla es necesario acudir a los métodos numéricos iterativos. Utilizando la ecuación de recurrencia de Newton-Rapson

$$w_{1(m+1)} = w_{1m} - \frac{F(w_{1m})}{F'(w_{1m})} \dots (1.4.10)$$

con  $F'(w_{1m})$  como la derivada de  $F(w_{1m})$  y sabiendo que según la regla de Descartes para el número de cambios de signo en 1.4.9 ésta tiene sólo una raíz real y positiva, se obtiene:

$w_1 \approx 8.582 \times 10^9$  rad/seg para la cuarta iteración con una aproximación de tres decimales.

Con  $w_1 = 8.582$  Grad/seg, se halla para  $|H(jw_1)| = 1$  que

$$R_L = \sqrt{\frac{(W_n^2 - W_1^2)^2 + 4\zeta^2 W_n^2 W_1^2}{W_1^2 + W_2^2}} L \quad \dots (1.4.11)$$

Puesto que todos los valores en ésta ecuación son conocidos, la resistencia de carga del A.R.N alcanza un valor de  $R_L=1.7 \Omega$  que asegura la estabilidad del amplificador. Con este primer valor hallado para  $R_L$  es posible calcular el MARGEN DE -- GANANCIA con el objeto de reajustar posteriormente la ganancia del A.R.N a un valor MAXIMO PERMISIBLE.

Denotando el margen de ganancia como  $K_g$ , tal que

$$K_g = \frac{1}{|H(jw_\pi)|} \quad \dots (1.4.12)$$

en donde  $w_\pi$  es la frecuencia para la cual el argumento  $\phi(jw)$  de  $H(jw)$  es de  $-180^\circ$ , es decir,  $\phi(jw_\pi) = -180^\circ \dots (1.4.13)$

Utilizando nuevamente las definiciones establecidas en 1.4.3 y 1.4.4 y sustituyendo dichas expresiones en 1.4.13 se llega

a

$$\boxed{\text{Tan}[\phi_1(w_\pi)] = \text{Tan}[\phi_2(w_\pi)]} \quad \dots (1.4.14)$$

que en términos de los parámetros involucrados en 1.4.3 y - - 1.4.4 toma la forma

$$-w_\pi/w_2 = \frac{2\zeta w_n w_\pi}{w_n^2 - w_\pi^2} \quad \dots (1.4.15)$$

de donde

$$w_\pi = \sqrt{2\zeta w_n w_2 + w_n^2} \quad \dots (1.4.16)$$



o bien,  $\omega_{\pi} = 1.5 \times 10^{10}$  rad/seg para las cantidades numéricas ya establecidas.

Llevando el valor hallado para  $\omega_{\pi}$  a la ec. 1.4.12 y tomando  $R_L = 1.7 \Omega$ ,  $K_g$  tiene un valor de 2.52, lo cual equivale a decir que la ganancia todavía puede aumentarse en 8 db cuando más; - pero esto no es aconsejable si se ha de evitar que el sistema sea MARGINALMENTE ESTABLE.

Para determinar un valor adecuado para la ganancia total del - amplificador deberá evaluarse primeramente la ganancia máxima para  $R_L = 1.7 \Omega$ , esto es<sup>+</sup>

$$|H(j\omega)| \Big|_{R_L=1.7} = \frac{1.33 \times 10^{-10} \times 1.7}{1 - 0.98} \approx 2$$

$$\text{o bien } |H(j\omega)|_{\text{db}} = 20 \log_{10}(2) \approx 6 \text{ db.}$$

Con objeto de quedar dentro de los límites permisibles para la estabilidad, se puede trasladar hacia arriba la respuesta a la frecuencia de  $|H(j\omega)|$  en 6db más para obtener así una ganancia máxima permisible de 12 db; entonces deberá conectarse al circuito una impedancia resistiva  $R_L$  de  $6 \Omega$  para cumplir con ese - requisito.

### 1.5 Consideraciones prácticas para el diodo túnel.

La mayor preocupación que debe tener el diseñador de un amplificador de diodo túnel es la estabilidad. El problema primordial se presentará debido a la naturaleza de las inductancias

---

+ véase la ecuación 1.3.13

propias del diodo, y por lo tanto, será esencial mantener todas las conexiones al diodo todo lo cortas que sea posible con el objeto de reducir el efecto de la inductancia externamente añadida.

Es posible determinar si un diodo túnel es estable o no mediante la observación de su característica voltaje-corriente en un osciloscopio. Para éste propósito, debe construirse un montaje apropiado tal y como muestra la fig. 1.5.1, así como el diagrama del circuito representado en la figura 1.5.2.

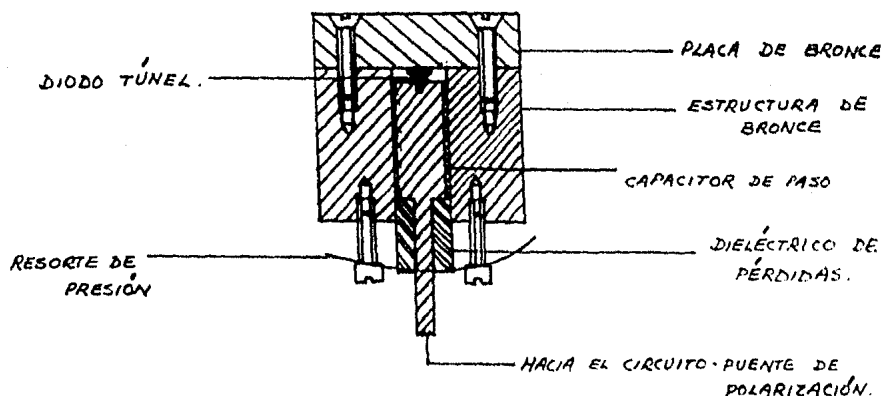


FIG. 1.5.1. Montaje del diodo túnel.

Debe ponerse especial atención en el diseño del capacitor de paso, ( by pass capacitor ) cuya colocación se puede ver en la figura. Lo anterior es importante porque se requieren impedancias suficientemente bajas en serie con el diodo a la frecuencia de diseño. La componente resistiva de esta impedancia debe ser baja comparada con  $R_g$  del diodo con el objeto de asegurar estabilidad.

Una causa de inestabilidad podría ser una resonancia en la ca -

capacitancia de paso a una frecuencia de, por ejemplo, tres veces la frecuencia de diseño.

Regresando con el diagrama de la fig. 1.5.2 usando para la determinación de la estabilidad del diodo túnel, se advierte en ésta el uso de un circuito puente para la polarización del diodo. Dos transformadores, uno de filamento y un variac, se utilizan para mantener el voltaje al nivel deseado y suministrar posteriormente energía al diodo.

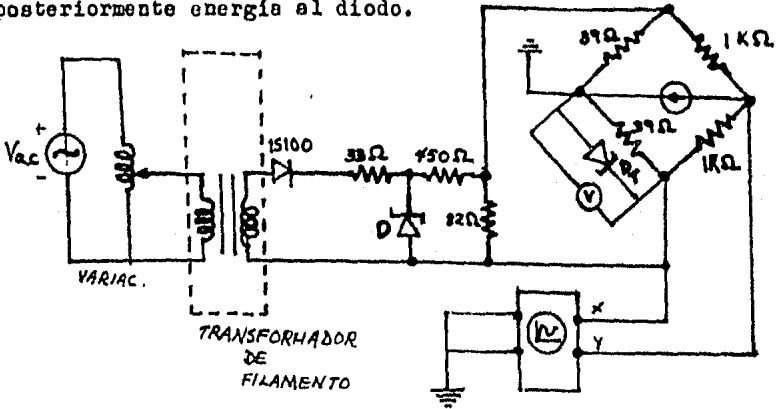


Fig. 1.5.2 Diagrama de circuito para la determinación de las curvas  $v_D$  vs.  $i_D$  del diodo túnel.

Un rectificador es incluido en el circuito con el objeto de prevenir corrientes excesivas. El diodo Zener protege al circuito de los transitorios y limita el voltaje a través del diodo túnel. La estabilidad del diodo se determinará mediante una curva suave y continua, mientras que cualquier salto o discontinuidad representará inestabilidad.

Dado que el sistema amplificador requiere de un conjunto de líneas coaxiales, las dimensiones de la sección transversal de -

los cables deben ser compatibles con las dimensiones del diodo que se utiliza, con el propósito de minimizar la inductancia total asociada al montaje. Esto es muy importante ya que la frecuencia resonante serie debe mantenerse lo mas alta que sea posible.

En lo que se refiere al ruido de un amplificador de diodo túnel se recurre a una figura de mérito que establece la siguiente relación entre sus parámetros:

$$F = \frac{(1 + K_d)(1 - 1/A_p)}{(1 - \alpha)(1 - \beta^2)} \dots (1.5.1)$$

en donde: F es la cifra de ruido (figura de mérito),  $K_d = 20I_0/|G|$  es la constante de ruido de disparo,  $I_0$  denota la magnitud de la corriente de polarización a través del diodo túnel,  $A_p$  es la ganancia de potencia del amplificador,  $\alpha = R_g/|G|$  la razón de la resistencia serie a la resistencia negativa del diodo y  $\beta = f/f_p$  el cociente de la frecuencia de operación a la frecuencia máxima que es permisible en operación. Las características de esta última frecuencia se analizarán con detalle en la siguiente sección.

El mínimo valor de la figura de ruido depende de el mínimo valor que pueda tener la constante  $K_d$ . Esta última es una función de la polarización; así, se pueden hallar figuras de ruido típicas de unos 4 db.

La expresión para la figura de ruido dada en la ecuación 1.5.1 es debida únicamente al diodo, pero en la práctica, habrá algunas pérdidas entre la fuente y la entrada del amplificador. Llamando P a tales pérdidas y denotando a  $F_r$  como la figura de ruido de la etapa receptora posterior al amplificador de diodo

túnel, se puede escribir

$$F_m = PF + \frac{P(F_R - 1)}{A_P} \dots (1.5.2)$$

siendo  $F_m$  la figura de ruido total del sistema.

Aunque existen otras muchas consideraciones prácticas con relación al funcionamiento del amplificador de diodo túnel, éstas se encuentran íntimamente ligadas con el tipo y características específicas tanto del diodo túnel que se selecciona como de los elementos constitutivos del amplificador en cuestión, y es por ello que se deja el estudio más detallado de esas consideraciones para el último capítulo de ésta obra.

### 1.6 Limitaciones y condiciones suficientes para la amplificación.

Al principio de éste capítulo se estableció que un dispositivo daría lugar a una amplificación si éste presentaba una región de resistencia negativa. Puesto que ésta condición es estrictamente necesaria, entonces la parte real de la impedancia  $Z_D(j\omega)$  que presenta el diodo túnel analizado en las secciones anteriores debe ser negativa, es decir:

$$R_e \{ Z_D(j\omega) \} = R_B - \frac{|G|}{|G|^2 + \omega^2 C^2} < 0 \dots (1.6.1)$$

entonces existirá una frecuencia de operación máxima permisible  $f_p$  tal, que 1.6.1 se verifique. Esa frecuencia  $f_p$ , según la ecuación anterior debe ser

$$f_p < \frac{1}{2\pi C} \sqrt{|G|/R_B - |G|^2} \dots (1.6.2)$$

Para el caso particular del diodo túnel analizado en el A.R.N. de las secciones 1.4 y 1.5, ésta frecuencia máxima permisible-

es menor que 11.9 GHz; más allá de esa frecuencia el diodo dejará de comportarse como un elemento que cede energía al circuito y por tanto la amplificación cesará.

De esta manera, ya se ve que las condiciones necesarias para la amplificación son las establecidas por las expresiones 1.3.6, - 1.3.7, y 1.6.2; pero no debe pensarse que cumpliendo sólo con ellas se asegura el comportamiento como amplificador. Falta complementar los tres requisitos anteriores con la condición necesaria y suficiente: la de polarización. En efecto, existen ciertos valores de polarización  $E_g$  y rangos de variación alrededor del punto de operación para los cuales se cae dentro de la región de pendiente negativa en la característica  $i_D$  vs.  $v_D$  del diodo túnel. Para dar una idea más exacta de la aseveración anterior recórrase a la figura 1.6.1 en donde se muestra también la recta de carga para C.D y el punto de operación Q en el cual tiene lugar la intersección de la curva  $i_D(v_D)$  con esa recta.

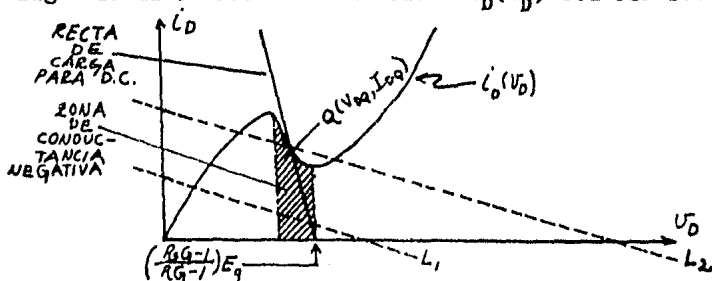


Fig. 1.6.1 Característica corriente-voltaje para el diodo túnel y línea de carga para C.D.

El valor total de corriente del diodo  $i_D$  es, de acuerdo con el principio de superposición

$$i_D = I_{DQ} + i_d \quad \dots (1.6.3)$$

en donde  $i_d$  es la componente de c.a que, según la expansión en serie de Taylor alrededor del punto de operación Q es

$$i_d \approx (di_D/dv_D)_Q v_d \quad \dots (1.6.4)$$

Denominando al valor de la pendiente de la recta tangente a la curva en el punto Q como  $i'^D(Q)$  y sustituyendo 1.6.4 en 1.6.3- se tiene

$$i_D = I_{DQ} + i'^D(Q) v_d \quad \dots (1.6.5)$$

Pero la corriente de polarización  $I_{DQ}$ , para el circuito de la figura 1.3.2 está dada como

$$I_{DQ} = \frac{E_g}{R - 1/|G|} \quad \dots (1.6.6)$$

luego 1.6.5 toma la forma

$$i_D = \frac{E_g}{R - 1/|G|} + i'^D(Q) v_d \quad \dots (1.6.7)$$

La conductancia  $i'^D(Q)$  es desde luego negativa para valores típicos de  $R_g$  y  $|G|$ .

Los dos sumandos en el lado derecho de la ecuación 1.6.7 sugieren cada uno por separado que: a)  $E_g$  debe mantenerse dentro de ciertos límites que aseguren que la recta de carga de C.D corte a la curva  $i_D(v_D)$  dentro de la zona de conductancia negativa y b) que las variaciones de voltaje de c.a  $v_d$ , sean, en el sentido más estricto, de señal pequeña. Así por ejemplo, deberán evitarse valores de  $E_g$  y  $v_d$  que pudieran dar lugar a rectas de carga como la  $L_1$  y  $L_2$  mostradas en la figura.

## BIBLIOGRAFIA

1. U.S Davidson, Y.C. Hwang y G.B Ober, " Designing with Tunnel Diodes ", parte I. En Semiconductor Products Dept. General Electric Co; Syracuse, N.Y.
2. M.E Hines, " Negative-Resistance Diode Power Amplification" En IEEE Transactions on Electron Devices, núm. 1, vol. ED-17, enero 1970.
3. G. Dermit, "High-Frequency Power in Tunnel Diodes". En Proceedings of The Irg, junio 1961.
4. S.H. Al-Charchafchi, " A Microwave Tunnel-Diode Amplifier". En Int.J. Electronics, núm 6, vol. 36, 753-766. 1974.
5. T.Koryu Ishii, Microwave Engineering. The Ronald Press Co. 1966, págs 310-317.
6. Sims and Stephenson, Microwave Tubes and Semiconductor Devices. Blackie and Son Limited, 1963.
7. Brian Jones, Circuit Electronics for Scientists. Addison -- Wesley Publishing Co. 1974.
8. K. Kurokawa, An Introduction to the Theory of Microwave Circuits. Academic Press, 1969.
9. Katsuhiko Ogata, Ingeniería de Control Moderna. Prentice -- Hall, 1974.



## C A P I T U L O    2

### OTROS DIODOS EN MICROONDAS

#### 2.1 El varactor

#### 2.2 Física del efecto de transferencia de electrones o efecto Gunn.

#### 2.3 Dispositivos avalancha: impatt y - trapatt.

## 2.1 El varactor

De los diodos más recientes, el varactor introduce la posibilidad de amplificar en el rango de las microondas. Es un dispositivo semiconductor empleado como elemento activo. Además de emplearse en sistemas de amplificación, el varactor se puede usar en circuitos osciladores y en multiplicadores de frecuencia.

### Operación.

La unión formada a base de materiales semiconductores tipo P y tipo N es semejante a un capacitor de placas paralelas. El gradiente de potencial restringe la región de la cual los portadores son removidos y limita la "región vacía". Esta región es la que forma el "capacitor" en la unión de los semiconductores. El ancho de la misma puede variarse aplicando diferentes valores de polarización.

La ley de variación de la característica capacitancia-voltaje del diodo es

$$C(V) = \frac{C_0}{(1 - V/\phi)^n} \dots (2.1.1)$$

donde  $C_0$  es el valor del capacitor a polarización cero,  $\phi$  es el potencial de contacto,  $V$  la polarización aplicada y  $n$  es un valor constante que varía según el diodo que se utilice; su rango de variación se encuentra entre  $1/2$  y  $1/3$ .

En la figura 2.1.1 se muestran: la característica V-I así como la gráfica para el comportamiento de la capacitancia al aplicar la polarización.

Se nota en estas figuras que la variación de la capacitancia tiene dos límites; en directa, la corriente debida a ésta polarización y, en inversa, la región de avalancha.

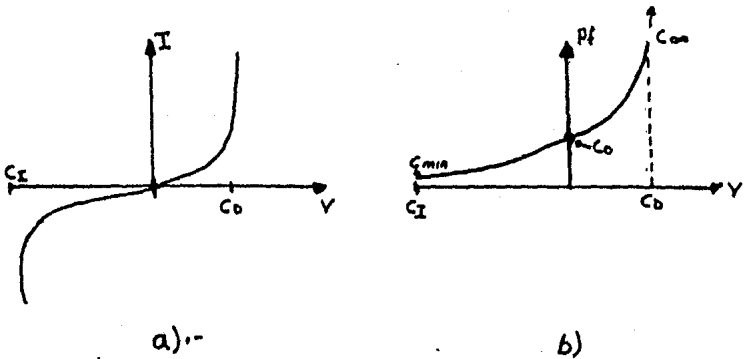


Fig. 2.1.1 a) Característica del diodo varactor V-I. b) Variación de la capacitancia debida a la polarización aplicada.

La corriente producida por la polarización en directa causa el efecto de disminuir la frecuencia de corte  $f_c$  además de producir ruido de disparo, afectando el funcionamiento del amplificador cuando se emplea un diodo que se trabaja más allá de su capacidad nominal.

Circuito equivalente.

La figura 2.1.2 muestra el circuito equivalente para el diodo-varactor.

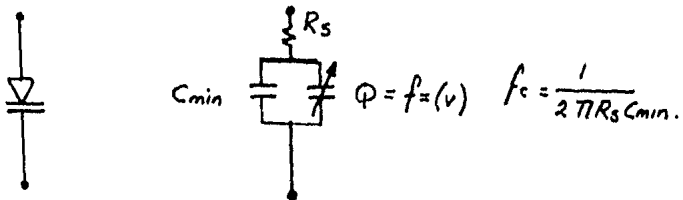


Fig. 2.1.2 Símbolo del varactor y circuito equivalente.

El emplear un modelo u otro depende de las condiciones de operación que se requieran, el mostrado en la figura 2.1.2 se utiliza en un amplio rango de frecuencias sin la necesidad de alterar los valores de los parámetros.

La frecuencia de corte o figura de mérito se da como  $f_c = 1/2\pi R_s C_{min}$  donde  $C_{min}$  es el valor de la capacitancia a polarización inversa (cerca de la región de avalancha) y  $R_s$  la resistencia serie del diodo. Esta frecuencia simplemente relaciona los parámetros del diodo y de ninguna manera indica que el diodo se maneje a tales frecuencias ya que en todo caso éste deberá operarse a valores mayores de  $f_c/10$ .

La figura 2.1.3 muestra un circuito equivalente de un varactor dentro de un encapsulado especial para microondas y el mismo modelo con algunas simplificaciones.

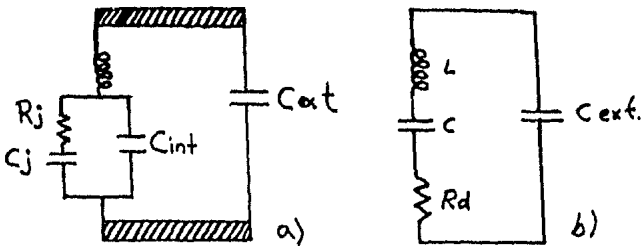


Fig. 2.1.3 a) circuito equivalente de un varactor dentro de un encapsulado para microondas. b) circuito reducido.

Los parámetros involucrados en la figura son:  $C_j$  la capacitancia de la juntura,  $R_j$  la resistencia en serie con  $C_j$ ,  $C_{int}$  la capacitancia parásita,  $C_{ext}$  la capacitancia del encapsulado,  $L$  es la inductancia intrínseca del diodo;  $C$  y  $R_d$  representan la combinación de  $C_j$ ,  $C_{int}$  y  $R_j$ .

## Materiales empleados.

En las construcciones de los varactores se emplean tanto el silicio como el arseniuro de galio. Los formados a base de GaAs tienen la ventaja de poseer una alta frecuencia de corte, mientras que los de Si tienen la ventaja de poseer una mayor variación de capacitancia<sup>+</sup> que los formados por GaAs, pero su frecuencia de corte es baja.

### 2.2 Física del efecto de transferencia de electrones o efecto-Gunn.

El mecanismo RHW recibe éste nombre en honor de los primeros - investigadores que descubrieron éste efecto: Ridley, Watkins y Hilsun. En 1963, Gunn observó que cuando se aplicaba un voltaje de directa a una barra de GaAs del tipo n, la corriente primero se incrementaba linealmente con el voltaje y después oscilaba cuando el campo eléctrico E promedio se incrementaba más allá de un  $E_c$  de umbral de varios Kv/cm. El período de tiempo de ésta oscilación era aproximadamente igual al tiempo de tránsito de los portadores que viajaban desde el cátodo hasta el ánodo.

Posteriormente se descubrió que las oscilaciones eran una manifestación del efecto de transferencia de electrones, el cual ocurre en compuestos semiconductores del grupo III-V o II-VI, - debido a la estructura que presenta la banda de conducción de éstos elementos.

---

+ la variación de tal capacitancia se define como  $S = \frac{C_{\text{máx}} - C_{\text{mín}}}{2(C_{\text{máx}} + C_{\text{mín}})}$

Para esclarecer el efecto de transferencia de electrones se utiliza el modelo RHW mostrado en la figura 2.2.1 que es un diagrama de las bandas energéticas del GaAs.

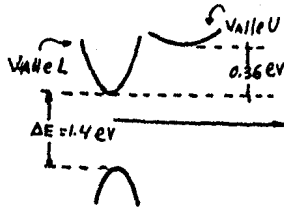


Fig. 2.2.1 Diagrama de bandas para el GaAs.

La banda de conducción es de estructura multivalle, representada por dos de ellos: el valle bajo L y el valle superior U. A temperatura ambiente los electrones en L tienen una masa eficaz  $m_{eL}^*$  y una movilidad  $\mu_L$ , mientras que en U se tiene una masa eficaz  $m_{eU}^*$  y una movilidad  $\mu_U$ . La diferencia de energía entre los dos valles  $E$  es de aproximadamente 0.36 eV.

Con  $E=0$ , la población relativa de ambos valles se determina por  $E$  y la temperatura del cristal  $T_0$ .

Cuando el voltaje a través del semiconductor es cero, la energía promedio de sus electrones es la térmica:  $kT_0$  (aproximadamente 0.025 eV a temperatura ambiente), en donde  $k$  es la constante de Boltzman. Dado que ésta energía térmica es menor que  $\Delta E$ , la mayoría de los electrones se encuentran en L; pero cuando el voltaje se incrementa el campo eléctrico acelera los elec

---

+ la masa eficaz es la representación de todas las fuerzas periódicas en un cristal. Esta es una definición bastante somera pero profundizar en ese concepto implicaría apartarse del objetivo principal de éste trabajo e involucrarse en fenómenos de física cuántica.

trones y la energía cinética aumenta también. Este hecho ocasiona una redistribución de los electrones entre ambos valles y la mayoría se dispersan dentro de U.

Cuando la energía ganada por el electrón es comparable a  $\Delta E$ , - la movilidad en U aumenta; como consecuencia, la velocidad  $\bar{v}$  - promedio del portador empieza a llegar a su máximo para después pasar a un estado de saturación tal, que si se continúa - incrementando el campo, la velocidad disminuye, originándose - una movilidad diferencial  $\bar{\mu}$  negativa de valor<sup>17</sup>

$$\bar{\mu} = d\bar{v}/dE < 0 \Big|_{E > E_t} \dots (2.2.1)$$

En un medio con movilidad diferencial positiva, cualquier carga espacial Q no homogénea decae exponencialmente con el tiempo t, y de las ecuaciones de Maxwell se puede demostrar que ésta caída la caracteriza el tiempo de relajación  $T_d$  del dieléctrico como sigue

$$Q(t) = Q(0) \exp(-t/T_d) \dots (2.2.2)$$

donde

$$T_d = \epsilon/n_0|e|\bar{\mu} \dots (2.2.3)$$

siendo  $\epsilon$  la permitividad del dieléctrico,  $|e|$  la magnitud de la carga del electrón,  $n_0$  la concentración de impurezas del tipo N y

$$\bar{\mu} = d\bar{v}/dE \dots (2.2.4)$$

la movilidad diferencial negativa. De la ecuación 2.2.3 se observa que si  $\bar{\mu}$  es negativa entonces  $T_d$  es negativo, por lo que cualquier carga espacial no homogénea crece como una función del tiempo en lugar de decaer.

Definiendo un tiempo constante  $T_d^1$  en el dominio donde la carga crece exponencialmente como

$$T_d' = \frac{\epsilon}{n_0 |e| |\mu|} \quad \dots (2.2.5)$$

entonces la carga espacial es

$$Q(t) = Q(0) \exp(t/T_d') \quad \dots (2.2.6)$$

A partir del comportamiento de la carga espacial en materiales semiconductores se puede derivar la expresión para la impedancia de señal pequeña  $Z(\xi)^{17}$ :

$$Z(\xi) = \frac{L^2}{\epsilon v A} \left[ \frac{\exp(-\xi) + \xi - 1}{\xi^2} \right] \dots (2.2.7)$$

siendo  $\xi$  una constante que depende de las características del material y que es, por definición

$$\xi = L/v \left[ \frac{n_0 |e| |\mu|}{\epsilon} - j\omega \right]$$

donde  $L$  es la longitud del semiconductor,  $A$  es el área de éste y  $v$  es la velocidad de propagación de los electrones a través del medio.

Quando  $\mu$  es negativa la resistencia será también negativa en frecuencias próximas a la correspondiente al tiempo de tránsito, esto es, para cuando  $f = f_c = v/\lambda$  con  $v$  constante y  $\lambda =$  longitud de onda.

Bajo condiciones de corriente constante la resistencia negativa será estable, pero si el voltaje es constante puede volverse inestable por lo que se recomienda usar el siguiente criterio:

$$\text{si } n_0 L > 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ la resistencia negativa es inestable.} \quad \dots (2.2.8)$$

Si la resistencia negativa puede ser estabilizada el elemento semiconductor puede utilizarse como elemento activo en amplificadores de microondas.

Amplificadores con dispositivos de transferencia de electrones,



(DTE's).

En un medio con movilidad diferencial negativa, la carga espacial crece exponencialmente con el tiempo. Este fenómeno es la base de operación de dos clases de amplificadores con DTE's: - amplificadores de reflexión de resistencia negativa y amplificadores de onda viajera,

a) Amplificadores de reflexión, (fig. 2.2.2). En un A.R.M, la resistencia negativa se coloca junto con su reactancia asociada al final de la línea de transmisión.

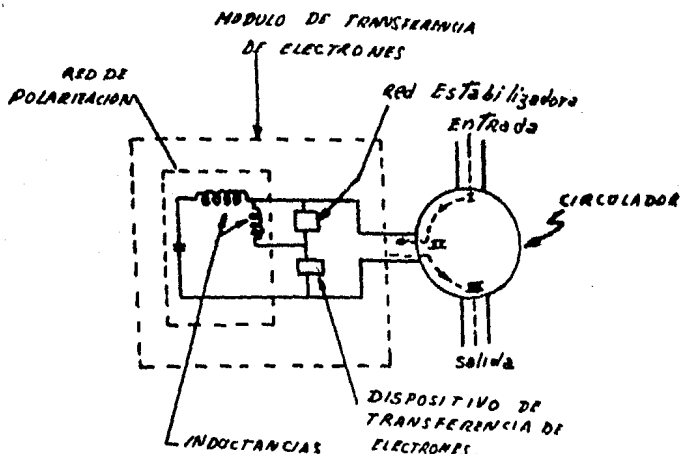


Fig 2.2.2 Amplificador de reflexión con DTE. La señal entra por el puerto I del circulator, lo abandona por el II, se amplifica por efecto de la resistencia negativa del DTE y se refleja nuevamente al puerto II, abandonando el circulator por el III. La red estabilizadora sólo se utiliza si el DTE tiene excesiva contaminación de impurezas.

En éste amplificador la ganancia es función del cuadrado del coeficiente de reflexión  $C_r$  o de la relación de la potencia reflejada  $P_r$  a la potencia incidente  $P_i$ , es decir

$$A_P = P_r/P_i = \frac{(Z_c + R)^2 + X^2}{(Z_c - R)^2 + X^2} = |C_r|^2 \dots (2.2.9)$$

donde  $Z_c$  es la impedancia característica de la línea y  $(-R+jX)$  es la impedancia del DTE. Como puede verse en la figura 2.2.2, se utiliza un circulator para separar las señales de entrada y salida en los amplificadores del tipo reflexión.

b) Amplificador de onda viajera. En la figura 2.2.3 se muestra su configuración. Proporciona ganancia unidireccional sin el uso de circulares.

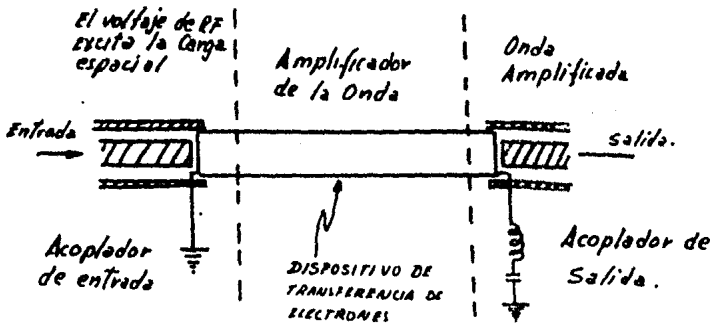


Fig. 2.2.3 Amplificador de onda viajera con DTE.

Una de las características más importantes de éste amplificador es que el retardo de tiempo o fase experimentado por la señal es inversamente proporcional a la velocidad de arrastre de los portadores de carga. Para que se tenga una ganancia adecuada se contamina al DTE con una alta concentración de impurezas. La estabilidad se logra variando las dimensiones del dispositivo.

Para los anteriores amplificadores se han conseguido anchos de banda de 4 a 10 GHz con productos ganancia-ancho de banda de aproximadamente 10 GHz en la banda C y 5 GHz en la banda X y --

con potencias de salida de 0.5 a 1 W para las bandas X y C respectivamente, lográndose eficiencias de 3 a 4%. La cifra de ruido es del orden de los 15 dB.

En la figura 2.2.4 se muestra un diagrama esquemático del procedimiento de fabricación de un dispositivo Gunn utilizando arseniuro de Galio.

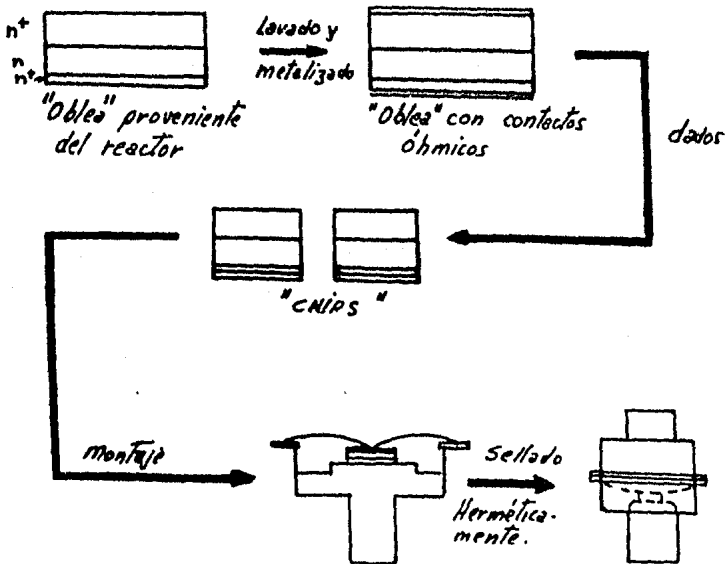


Fig. 2.2.4 El diodo Gunn. Estructura  $n+n$ . Se le llama diodo por tener dos terminales y no por poseer una unión P-N.

### 2.3 Dispositivos avalancha: impatt y trapatt.

Haciendo referencia a la conocida relación de la corriente con respecto al voltaje en uniones PN:

$$i = I_0 \exp(qV/kt) - 1 \quad \dots (2.3.1)$$

se establece que cuando el voltaje  $V$  es negativo la corriente es

$$i = -I_0 \dots (2.3.2)$$

Se observa que si la corriente no está limitada por ningún elemento exterior, esto conduce a la unión PN a un daño permanente. Sin embargo, con un disipador de calor apropiado y modificando un poco la estructura de la unión, la tecnología moderna ha fabricado diodos que son capaces de soportar la potencia -- excedente y evitar su daño físico. A éstos elementos se les conoce como dispositivos de avalancha, debiendo su nombre al fenómeno físico llamado de avalancha que se origina cuando se polariza la unión PN en reversa y con voltajes muy elevados.

**El fenómeno de avalancha.**

Para entender éste mecanismo se hace referencia a la figura 2.3.1. Allí se muestra una versión de la región de transición<sup>+</sup> donde se origina la carga espacial<sup>++</sup>.

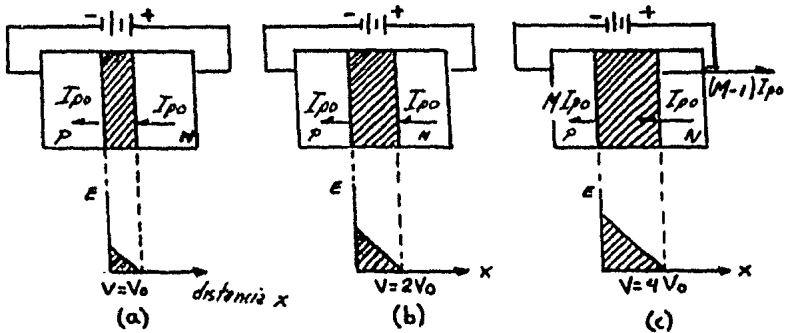


Fig. 2.3.1 Región de transición de la unión PN polarizada en reversa.

+ Región de transición. También llamada capa de transición, es la región existente en la unión de dos materiales semiconductoros en la cuál la concentración de impurezas cambia.

++ también conocido como región vacía. Es la recombinación de-

En la unión PN se aplican tres diferentes voltajes  $V$  de reversa:  $V_0$ ,  $2V_0$  y  $4V_0$ ; además, el número de impurezas es mayor en el lado P que en el lado N. La figura indica que el ancho de la región de transición y el pico de campo eléctrico  $E$  se incrementan con la raíz cuadrada del voltaje aplicado, de tal manera que el área bajo los triángulos sea igual, en cada caso, al voltaje aplicado. La corriente de directa que fluye a través de la región en la figura 2.3.1 a,b, es llamada corriente de saturación  $I_{po}$ , la cuál está compuesta de huecos que se difunden dentro de la región de transición provenientes del lado N y son llevados a través de ésta por el  $E$  aplicado. No obstante, en la figura 2.3.1 c, la corriente de huecos que emerge de la región es más grande que la que entra en ella, denotándose por  $M I_{po}$ , donde  $M$  es el llamado factor de multiplicación de avalancha.

De modo de conservar la continuidad de corriente, debe haber un flujo de electrones  $(M-1)I_{po}$  dirigiéndose fuera de la región hacia el lado N. Con ayuda de lo anterior el mecanismo de avalancha se explica como sigue.

Los huecos que generan la corriente  $I_{po}$ , atraviesan la región y adquieren energía del campo  $E$  y ceden ésta al chocar con la estructura del cristal, si  $E$  no es muy grande los huecos ceden toda la energía al chocar; pero si  $E$  es muy grande los huecos adquieren más energía en sus trayectorias libres y al chocar no la entregan toda y después de varias trayectorias libres, -  
huecos y electrones en la unión PN que origina que se abandonen portadores de carga no móviles en la unión. La densidad de carga neta es diferente de cero.

los huecos adquieren la suficiente energía para ionizar la estructura del cristal, esto es, el portador que ha chocado con la estructura cristalina le proporciona la energía necesaria de ionización para liberar un electrón de valencia, lo que origina o crea un par electrón-hueco extra. Así, los pares producidos de ésta ionización junto con el portador ionizante o original son ahora libres para contribuir a la creación de nuevos pares los cuales a su vez realizan el mismo proceso para finalmente ocasionar una multiplicación de portadores.

En la figura 2.3.2 se muestra el proceso para  $M=2$ .

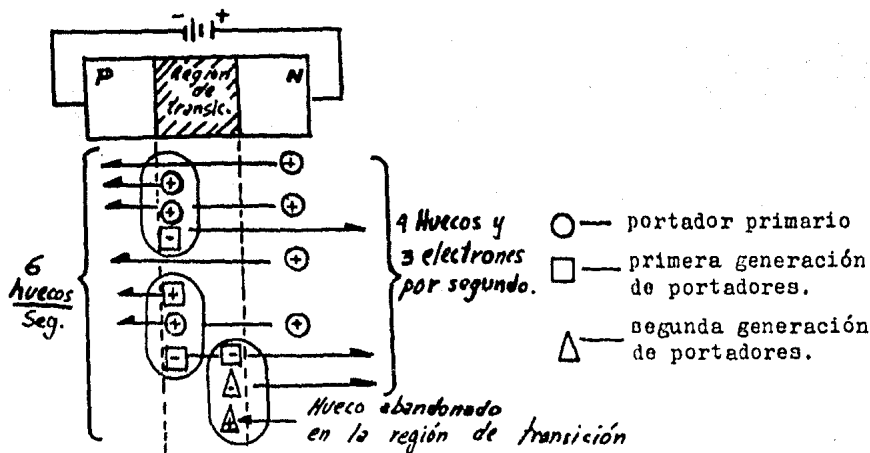


Fig. 2.3.2 Ilustración parcial del mecanismo de avalancha. Únicamente la mitad de los huecos primarios producen choques ionizantes.

Ya se tiene el concepto de lo que son los dispositivos de avalancha, pero esto no tendría la mayor trascendencia que la de haber descubierto un elemento que soportara la alta potencia - disipado si no se hubiera descubierto en 1958 en los laborato-

rios de la Bell Telephone, que estos dispositivos presentaban un defasamiento entre el voltaje aplicado y la corriente resultante, lo cuál daba origen a una resistencia negativa que podría ser muy bien aprovechada si se aplicaba a la creación de elementos que oscilaran o amplificaran.

En aquel tiempo la tecnología de fabricación no estaba a la par con el desarrollo teórico, debido a esto no fue sino hasta 1965 en que los mismos laboratorios y por conducto de Johnston construyeron un dispositivo que presentaba las siguientes características:

- a) resistía la alta potencia disipada
- b) presentaba resistencia negativa
- c) tenía tiempos de tránsito tan pequeños que podía utilizarse en frecuencias de microondas.
- d) su estructura física era  $p(+)$  $nn(+)$ , es decir, tenía una concentración de impurezas en forma gradual en el lado n.

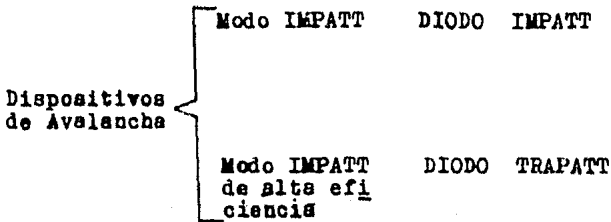
Al dispositivo de avalancha con las anteriores características se le llamó diodo impatt ya que las propiedades que lo representan son el alud de portadores que provocan la ionización por impacto y el tiempo de tránsito.

En 1967, en los laboratorios de la RCA, Prager sometió al diodo impatt a una operación de menor frecuencia, observando que éste presentaba anomalías en el tiempo de tránsito y que tenía

---

+ El tiempo de tránsito es el retardo que sufren los portadores al pasar de la región donde se presentan el fenómeno de avalancha a la región de arrastre.

mayor eficiencia, por lo que al dispositivo se le denominó modo impatt de alta eficiencia, mejor conocido como diodo trapatt o diodo de plasma, generado por la avalancha de portadores y que se ve atrapado en la transición de un nuevo disparo o aplicación de un pulso de corriente al dispositivo. Entonces se puede clasificar a los dispositivos de avalancha por su modo de operación de la siguiente manera



En las siguientes figuras se muestran algunas estructuras de éstos diodos así como sus formas físicas.

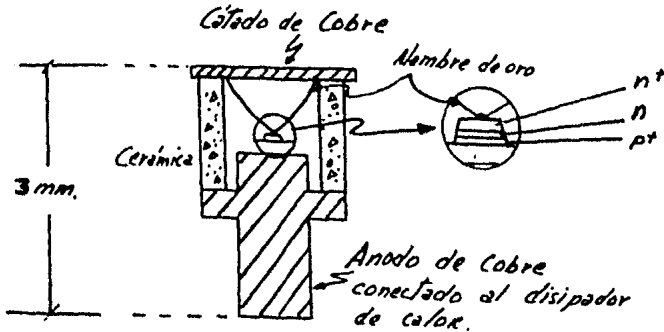


Fig. 2.3.3 Diodo IMPATT típico



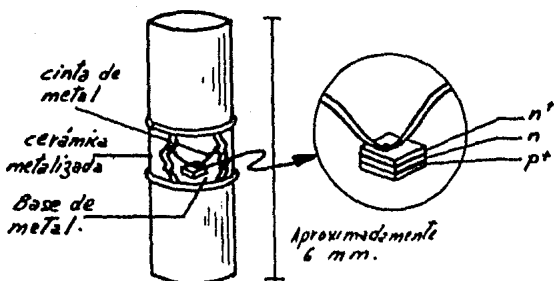


Fig. 2.3.4 Montaje de un diodo IMPATT.

### El diodo IMPATT.

Como se mencionó anteriormente, éste diodo presenta resistencia negativa y es la causante directa de que el elemento amplifique por lo cual es importante conocer qué es y cómo se origina.

La resistencia negativa ( $R^-$ ) la genera dos propiedades importantes de los semiconductores, uno es el fenómeno de avalancha y el otro el tiempo de tránsito. Al polarizar la unión pn en inversa se crea un gradiente de potencial muy alto del orden de 400 MV/cm. Esto causa un flujo de portadores minoritarios a través de la unión.

Conjuntamente con el voltaje de directa se aplica un voltaje de radiofrecuencia  $V_{RF}$  para provocar una oscilación; en la figura 2.3.5 b,c se observa que  $E$  no es lo suficientemente elevado para iniciar el proceso de avalancha; pero cuando el ciclo positivo del voltaje de radiofrecuencia se suma con el voltaje de directa, el campo eléctrico total es más alto que el voltaje límite de ruptura y se inicia en ese instante el mecanismo de avalancha. Pero este proceso no es instantáneo y se lleva a

cabo durante el tiempo que dura el ciclo positivo de  $V_{RF}$  de -- tal manera que cuando este voltaje es cero, se presenta un pulso de corriente de avalancha "aparente" porque este pulso no permanece en ese punto sino que debido al voltaje de polarización aplicado continúa fluyendo en dirección al cátodo y el -- tiempo tomado por el pulso para llegar a aquél es el llamado -- tiempo de tránsito. Entonces se contamina la región de arras-- tre en forma gradual para que el tiempo que se tarde al pulso-- en llegar al cátodo corresponda a un poco más de  $90^\circ$  como se -- observa en la figura 2.3.5 d.

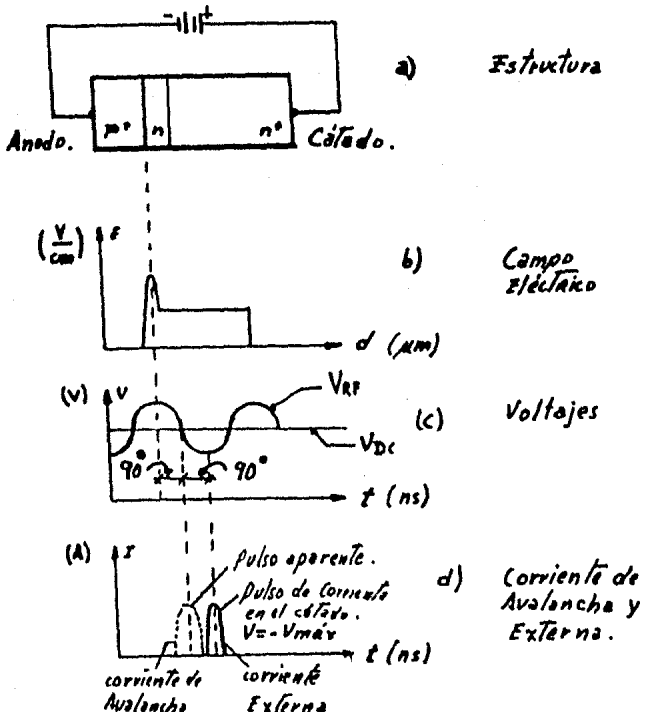


Fig. 2.3.5 Formas de onda del diodo IMPATT.

También se observan de la misma figura dos pulsos de corriente, uno aparente y el otro real; el aparente se debe al proceso de-avalancha y el real al proceso combinado de avalancha y tiempo-de tránsito. Si se toma como referencia el momento en que se inicia el mecanismo de avalancha, es decir, cuando el voltaje de RF es máximo en su ciclo positivo sumado con el voltaje de directa, se puede observar en la gráfica el defasamiento de  $180^\circ$  entre el voltaje y la corriente.

Ahora se puede definir la resistencia negativa para este dispositivo como la propiedad que cause que la corriente que atraviesa el diodo esté defasada  $180^\circ$  con respecto al voltaje aplicado al mismo. Cuando  $V_{RF}$  cambia de signo y se resta del voltaje de directa, el campo total es menor que el voltaje de ruptura, en consecuencia la relación de generación de pares electrón-hueco que ocasionó la avalancha empieza a disminuir dejándose de producir la corriente externa de avalancha. El pulso de corriente-externa se presenta cada  $360^\circ$ , pero cada pulso está defasado  $180^\circ$  con respecto al voltaje por las razones ya expuestas. En forma cualitativa, se sabe ahora que el diodo IMPATT presenta resistencia negativa y es necesario conocer su valor por medio del modelo de señal pequeña.

Para obtener tal modelo se parte del análisis de cualquiera de los miembros básicos de la familia IMPATT, que son:

- a) El diodo Read
- b) Diodo de unión pn abrupta de un lado
- c) Diodo de unión pn linealmente gradual
- d) Diodo PIN.

Se utiliza el diodo Read ya que es el que más se aproxima a las condiciones ideales de amplificación en microondas porque posee ángulo de tránsito<sup>+</sup> pequeño, contaminado gradualmente para asegurar máxima resistencia negativa.

La estructura, distribución de E y las condiciones de frontera del diodo se muestran en la figura 2.3.6. que consta de una región de avalancha muy delgada y una de arrastre.<sup>++</sup>

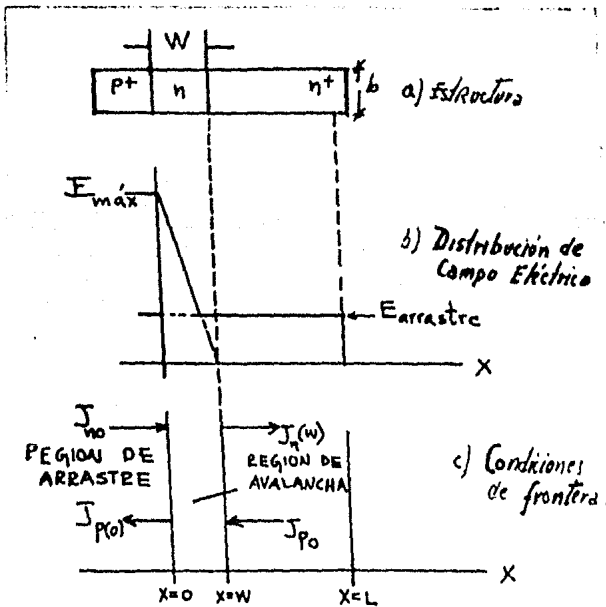


Fig. 2.3.6 El diodo IMPATT del tipo Read.

+ ángulo de tránsito. Se define como el producto de la frecuencia angular  $\omega$  por el tiempo  $\tau$ , tomado por un electrón en cruzar la región de avalancha;  $\theta = \omega \tau$ . Se requiere que sea pequeño para que el dispositivo trabaje en frecuencia de microondas.

++ Región de arrastre. Es la región donde los portadores se mueven debido al campo E aplicado con velocidad  $V_D = \mu_p E$  para huecos y  $V_D = -\mu_n E$  para electrones;  $\mu_p$  y  $\mu_n$  son constantes de movilidad para huecos y electrones respectivamente. Las densidades de co-

La unión se polariza en reversa, se supone, además, que  $E$  tendrá una variación lineal y su valor se obtiene de la ecuación<sup>3</sup>

$$E = \frac{2V(W-x)}{W} \quad \dots \quad (2.3.3)$$

En la figura 2.3.6 c se muestran las condiciones de frontera. Existe una corriente de electrones  $J_n(w)$  la cual se desplaza hacia la derecha y una corriente de huecos  $J_p(0)$  que viaja hacia la izquierda.

La corriente de electrones es transportada por el campo aplicado a través de la región de arrastre. Para obtener el modelo de señal pequeña se analiza el diodo por regiones, primero la de avalancha y en segundo lugar la de arrastre.

Para la región de avalancha se parte de dos ecuaciones básicas que son las ecuaciones de continuidad para huecos y electrones<sup>3</sup>:

$$\frac{1}{v_n} \frac{\partial J_n}{\partial t} + \frac{\partial J_n}{\partial x} = \alpha_n J_n + \alpha_p J_p \quad \dots (2.3.4)$$

$$\frac{1}{v_p} \frac{\partial J_p}{\partial t} - \frac{\partial J_p}{\partial x} = \alpha_n J_n + \alpha_p J_p \quad \dots (2.3.5)$$

Corriente en esta región:  $J_p = q \mu_p p E$  para huecos;  $J_n = q \mu_n n E$  para electrones;  $q =$  carga eléctrica,  $p, n =$  concentración de huecos y electrones respectivamente. Se debe diferenciar esta región de la de difusión. En ésta última los portadores se mueven independientemente del campo aplicado y sólo tienen movimiento térmico aleatorio.

Las densidades de corriente de difusión son:  $J_p = -q D_p \frac{\partial p}{\partial x}$ ,  $J_n = q D_n \frac{\partial n}{\partial x}$ . Tanto  $D_p, n$  como  $\mu$  son manifestaciones a gran escala de procesos de colisión y se relacionan como sigue:  $D_p / \mu_p = D_n / \mu_n = kT/q$ ;  $D_p, n =$  constantes de difusión.

Donde:

$J_n = nq v_n$  = densidad de corriente de electrones.

$J_p = pq v_p$  = densidad de corriente de huecos.

$v_n$  = velocidad máxima de arrastre de electrones.

$v_p$  = velocidad máxima de arrastre de huecos.

$\alpha_n, \alpha_p$  = relaciones de ionización para electrones y huecos que dependen del campo eléctrico, y en materiales semiconductores se determinan en forma aproximada por las relaciones

$$\alpha_n = \alpha_n(\infty) \exp(-b_n/E)$$

$$\alpha_p = \alpha_p(\infty) \exp(-b_p/E)$$

$$\gamma = \alpha_p / \alpha_n$$

Donde:

$\alpha_n(\infty)$ ,  $b_n$  y  $b_p$  son constantes; las cuales se obtienen experimentalmente y dependen del tipo de portador y del material, sus valores son

$$\alpha_n(\infty) = 1.6 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$$

$$b_n = b_p = 1.65 \times 10^6 \text{ V/cm.}$$

Para obtener la ecuación que define la región de avalancha se manejan las anteriores ecuaciones de continuidad conjuntamente con las condiciones de frontera y se obtiene la densidad de corriente total de reversa  $J^+$  como

$$J = M_p J_{p0} + M_n J_{n0} \quad \dots (2.3.6)$$

$J_{p0}$ ,  $J_{n0}$  = corrientes iniciales de huecos y electrones respectivamente.

Posteriormente se obtienen los valores de los coeficientes de multiplicación de corriente de avalancha  $M_p$  y  $M_n$

---

+ Esta fuera del alcance del trabajo presente la demostración completa de estas ecuaciones; se remite al lector a la referencia (3).

$$M_n = \frac{1 - \gamma}{-\gamma + \exp[-(1-\gamma) \rho_k]} a_{no} \quad \dots (2.3.7)$$

$$M_p = \frac{1 - \gamma'}{1 - \gamma' \exp[(1-\gamma') \rho_k]} a_{po} \quad \dots (2.3.8)$$

siendo  $a_{no}$  y  $a_{po}$  los coeficientes fundamentales de la serie de Fourier obtenidos mediante la expansión de la ecuación 2.3.6 y relacionados por  $a_{no} = -a_{po} = \ln(1/\gamma')$ .

De estas expresiones puede calcularse el voltaje de ruptura  $V_B$ ,

el cual se presenta cuando el parámetro  $\rho_k$  es

$$\rho_k = \frac{2\alpha_n(\infty) V_k \exp(-bW/2V_k)}{b(1 + 4V_k/bW)} \quad \text{cuando } V_k \rightarrow V_B$$

... (2.3.9)

Donde:  $V_k$  = voltaje de avalancha

$b$  = longitud de la región de avalancha.

$W$  = ancho de la región de avalancha.

Ya que en la ruptura se debe cumplir que  $1/M_n = 1/M_p = 0$ .

Utilizando la ecuación 2.3.6. se puede encontrar la corriente total externa. Considerando altas multiplicaciones de avalancha se pueden hacer algunas simplificaciones a las ecuaciones anteriores como son:  $\gamma' \exp \partial_{po} = 1$  y  $-\gamma = \exp \partial_{no}$ . Primero se definen las relaciones

$$M_p/M_n = (-\gamma + \exp(\partial_{po})) / (1 - \gamma' \exp(\partial_{no})) \quad \text{cuando}$$

$$V_k \rightarrow V_B \quad \dots (2.3.10)$$

$$\gamma' M_p/M_n \exp(2\partial_{no}) \rightarrow 1 \quad \text{cuando } V_k \rightarrow V_B \quad \dots (2.3.11)$$

Recordando las relaciones de Euler

$$\operatorname{Re} \{ \exp(j\omega t) \} = \cos \omega t \quad \dots(2.3.12)$$

$$\operatorname{Re} \{ -j \exp(j\omega t) \} = \sin \omega t \quad \dots(2.3.13)$$

Se puede obtener a partir de 2.3.10 y 2.3.11 que

$$j\omega \zeta I_a = v_a I_0 / V_k \quad \dots(2.3.14)$$

O en términos de la relación de corriente a la densidad de corriente

$$j\omega \zeta i_a = v_a I_0 / V_k \quad \dots(2.3.15)$$

Este resultado tan simple representa la región de avalancha -- para este diodo. Se muestra que la corriente de avalancha de ac  $i_a$  es proporcional a la corriente de polarización  $I_0$  y que el voltaje de alterna  $v_a$  es proporcional al voltaje de avalancha  $V_k$ . También se observa que la corriente está defasada  $90^\circ$  con respecto al voltaje.

Para la región de arrastre, se considera que hay una corriente de arrastre  $I_e$  debida a la corriente de conducción o corriente de alterna  $i_a$ , las cuales se relacionan por<sup>4</sup>

$$I_e = \delta i_a \quad \dots(2.3.16)$$

Donde :

$$\begin{aligned} \delta \exp(j\omega t) &= \int_{t-\zeta}^t \exp(j\omega t') dt' = \exp(j\omega t) \frac{1 - \exp(-j\omega \zeta)}{j\omega \zeta} \\ &= \exp(j\omega t) \left[ \frac{\sin \omega \zeta}{\omega \zeta} - j \frac{\cos^2(\omega \zeta / 2)}{\omega \zeta / 2} \right] \end{aligned}$$

Considerando dos regiones de arrastre, una de lado n y otra del lado p, la corriente total que emerge de la región es<sup>5</sup>

$$I_e = i_a \left[ (L_n / L) \delta_n + (L_p / L) \delta_p \right] \quad \dots(2.3.17)$$



Donde:

$L_n$  = distancia entre la capa de ionización (muy delgada) y el lado p de la región vacía;  $L_p$  = distancia entre la capa de ionización y el lado n de la región vacía;  $\delta_n$  = término de retardo debido a  $w\tau_n$ ;  $\delta_p$  = término de retardo debido a  $w\tau_p$ ; donde  $\tau_n = L_n/v_n$  y  $\tau_p = L_p/v_p$ . El voltaje externo  $V_e$  consta de dos términos, el voltaje que cruza la región de avalancha  $v_a$  menos la caída de voltaje a través de la región de arrastre debido a la corriente de conducción. Entonces el voltaje externo es<sup>5</sup>

$$V_e = v_a - i_a / j\omega C_a \left[ (L_n/L)\delta_n + (L_p/L)\delta_p - 1 \right]$$

$$= v_a - i_a (\delta - 1) / j\omega C_a \quad \dots (2.3.18)$$

$C_a$  = Capacitancia de la región de arrastre. =  $\epsilon A/L$

Utilizando las ecuaciones 2.3.17 y 2.3.18 se obtiene la expresión de la admitancia del diodo  $Y_a$ , que puede escribirse como

$$\frac{I_e}{V_e} = Y_a = \frac{j\omega C_a \delta}{(1 - w^2/w_a^2 - \delta)} + j\omega C_d \quad \dots (2,3.19)$$

$$w_a^2 = I_0 / C_a \tau v_k$$

Se incluye la capacitancia total del diodo  $C_d$  debida a la corriente de desplazamiento;  $w_a$  = frecuencia de avalancha por debajo de la cual la conductancia del diodo es positiva. Considerando solamente una región de arrastre, es decir  $L_p = 0$  y ángulos de tránsito pequeños en la región de arrastre, en el lado n de la unión,  $w\tau_n < 1$ , la ecuación 2.3.19 toma la forma

$$Y_a = \frac{\frac{2wC_a \operatorname{sen}^2(w\zeta_n/2)}{y w \zeta_n} + jwC_a \left[ \frac{\operatorname{sen} w\zeta_n}{y w \zeta_n} - \frac{4\operatorname{sen}^2(w\zeta_n/2)}{y^2 w^2 \zeta_n^2} \right]}{1 - \frac{2 \operatorname{sen} w\zeta_n}{y w \zeta_n} + \frac{4\operatorname{sen}^2(w\zeta_n/2)}{y^2 w^2 \zeta_n^2}} + jwC_d \dots (2.3.20)$$

$$Y_a = \frac{-w_a^2 C_a \zeta_n}{2} \left( 1 - \frac{w_a^2}{w^2} \right) - j \left( \frac{w_a^2 C_a}{w} \right) + jw C_d \dots (2.3.21)$$

Donde  $y = 1 - w^2/w_a^2$

De la ecuación 2.3.21. se puede obtener el modelo de señal pequeña así como el valor de la resistencia negativa. Analizando la expresión se tiene

$$\text{Admitancia } (Y_a) = \text{Conductancia } (G) \pm j \text{ Susceptancia } (B) \dots (2.3.22)$$

Comparado miembro a miembro las ecuaciones 2.3.21 y 2.3.22

$$G = \frac{-w_a^2 C_a \zeta_n}{2} \left( 1 - \frac{w_a^2}{w^2} \right) \text{ y } B = (wC_d - w_a^2 C_a/w)$$

El valor de la resistencia negativa se puede obtener de

$$R = -1/|G|$$

Analizando la expresión de la susceptancia:

Susceptancia  $B =$  Susceptancia capacitiva  $B_C -$  Susceptancia inductiva  $B_L$ , esto es

$$B = B_C - B_L = (wC_d - 1/wL) j \dots (2.3.23)$$

$$B = (wC_d - w_a^2 C_a/w) j \dots (2.3.24)$$

Comparando término a término 2.3.23 y 2.3.24 se tiene que

$$L = 1 / \omega_B^2 C_d$$

Finalmente la expresión de la admitancia es

$$Y_a = -G + (C_d - L) j \quad \dots (2.3.25)$$

Con la ecuación 2.3.25 se obtiene el modelo de señal pequeña para el diodo IMPATT el cual se muestra en la figura 2.3.7 .

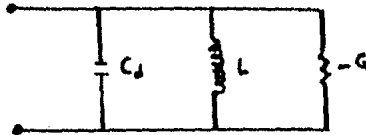


Fig. 2.3.7 Modelo de señal pequeña para el diodo IMPATT.

#### Amplificadores con diodo IMPATT

El diodo IMPATT es un dispositivo de dos terminales y se puede clasificar en:

Amplificadores con diodo IMPATT	{	Amplificador de reflexión. Requiere de circuitos para separar la señal de entrada de la de salida.	{	Amplificador de ondas milimétricas.
		Amplificador de transmisión.		Amplificador multietapa.
				El diodo se coloca en una línea de transmisión con puertos separados de entrada y salida.

El amplificador de Reflexión.

Aunque requiere de componentes que aislen la señal, es el de mayor uso por su fácil implementación, alta ganancia y buena estabilidad cuando consta de una sola etapa.

En la figura 2.3.8 se muestra la configuración básica para este amplificador. Utiliza un circulator<sup>+</sup> de ferrita, para separar las señales de entrada y salida que comparten el mismo puerto del diodo. Dado que éste tiene sus terminales conectadas a la línea de transmisión en el circuito de reflexión, la señal amplificada es reflejada, regresando al circulator.

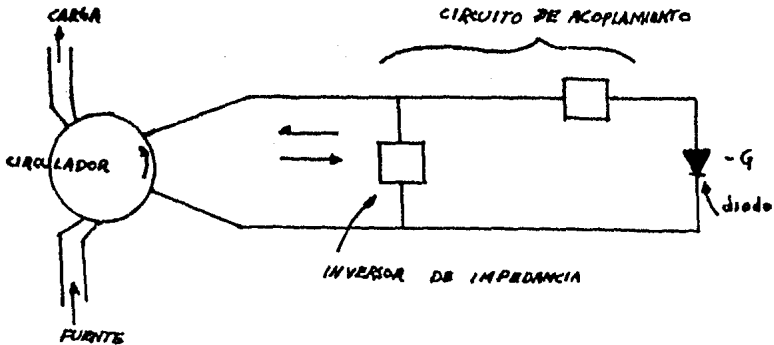


Fig. 2.3.8 Configuración básica del amplificador de reflexión.

+ Circulator. Es un dispositivo de acoplamiento en microondas, tiene un cierto número de terminales arregladas de tal manera que la señal que entra a una terminal, es transmitida a la adyacente y en la dirección que se desea. Se ha desarrollado toda una teoría de diseño para estos dispositivos.

Se puede deducir de esto que el proceso de amplificación está íntimamente ligado con el mecanismo de reflexión. También se requiere de un circuito resonador<sup>+</sup> para obtener la ganancia deseada y la frecuencia central  $f_c$  o también llamada frecuencia de reposo (anulación).

En general, la máxima ganancia ocurre en, o cerca de la frecuencia en la cual la susceptancia total (diodo + circuito) es cero. En frecuencias por debajo de la banda X el circuito resonador puede ser un elemento concentrado<sup>++</sup>, por arriba de esta banda de frecuencias se utilizan elementos distribuidos los cuales pueden ser secciones pequeñas de línea de transmisión en paralelo con el diodo o en serie con el mismo y con el inversor de impedancia. Este es necesario para acoplar el diodo y el resonador con la línea de transmisión y además, determina la ganancia de banda central del amplificador y puede ser un transformador de conicidad (ésta es una característica de la distribución de resistencia). También puede ser una sección de línea de un cuarto de longitud de onda.

#### Ganancia.

La ganancia para el amplificador de reflexión se define como el cuadrado del coeficiente de reflexión  $C_r$ , esto es

$$A_P = |C_r|^2 = \left| \frac{Z_0 - Z_D^*}{Z_0 + Z_D} \right|^2 \quad \dots (2.3.26)$$

+ Circuito resonador. Circuito que se hace oscilar mediante las oscilaciones producidas por el diodo.

++ Elemento concentrado. Es aquél que tiene un valor sólo en un punto del circuito, contrariamente al elemento distribuido.

Donde  $Z_0$  = impedancia pasiva vista por el diodo cuando la señal de entrada es cero;  $Z_D$  = impedancia del diodo y  $Z_D^*$  su conjugado. Para obtener el valor de estos parámetros se redibuja la figura 2.3.8 agregando la fuente de entrada, la carga del circuito y el modelo de señal pequeña del diodo más una resistencia  $r$  en serie para preveer posibles pérdidas. Esto se muestra en la figura 2.3.9. Trabajando en el plano  $S$  complejo, la impedancia del diodo es

$$Z_D(S) = r + \frac{SRL}{S^2 RLC - SL + R} \quad \dots (2.3.27)$$

En el dominio de la frecuencia  $S = j\omega$ , entonces la parte real de la impedancia es

$$R_D(\omega) = \text{Re} [Z_D(j\omega)] = \frac{rR^2 \left\{ \omega^4 L^2 C^2 - 2\omega^2 LC \left[ 1 + \frac{L(R-r)}{2rR^2 C} \right] + 1 \right\}}{R^2 (1 - \omega^2 LC)^2 + (\omega L)^2} \quad \dots (2.3.28)$$

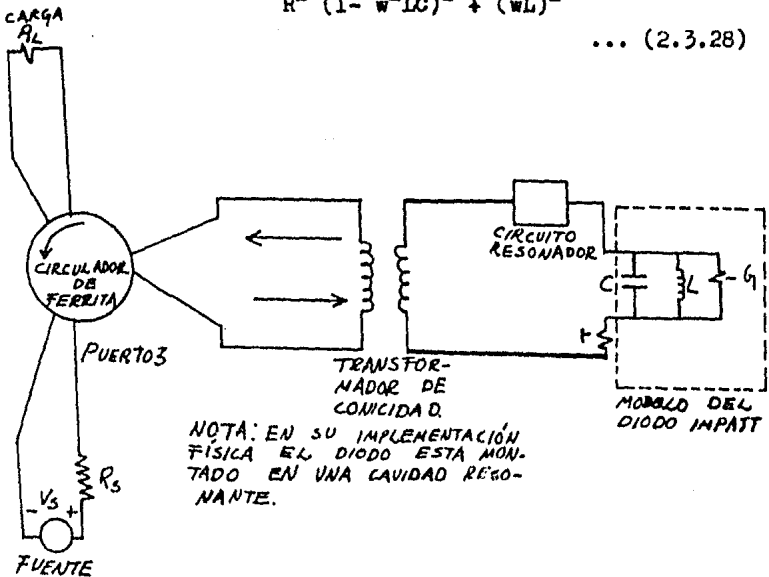


Fig.2.3.9 Circuito para obtener los parámetros del amplificador.

y la parte imaginaria

$$X_D(\omega) = [\text{Im } Z_D(j\omega)] = \frac{\omega R^2 L (1 - \omega^2 L C)}{R^2 (1 - \omega^2 L C)^2 + (\omega L)^2} \dots (2.3.29)$$

Suponiendo que la resistencia negativa  $R$  es mayor que la resistencia en serie  $r$ , debe haber una gama de frecuencias donde la impedancia real del diodo sea negativa, es decir

$$r_D(\omega) = \text{Re}[Z_D(j\omega)] < 0 \quad \text{para } \omega_1 < \omega < \omega_2 \quad \dots (2.3.30)$$

La frecuencia  $\omega_1$  será la frecuencia de trabajo del amplificador;

$\omega_1, \omega_2$  serán los límites donde opere como amplificador y en éstos la ganancia necesariamente deberá ser mayor que la unidad:

$$A_p = |C_r(j\omega)|^2 > 1 \quad \dots (2.3.31)$$

para  $\omega_1 < \omega < \omega_2$

Sustituyendo los límites de frecuencia en la ecuación 2.3.28 y haciendo operaciones algebraicas, la parte real de la impedancia es

$$r_D(\omega) = \text{Re}[Z_D(j\omega)] = \frac{r R^2 L^2 C^2 (\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2)}{R (\omega L C - 1) + (\omega L)^2} a \quad \dots (2.3.32)$$

donde el factor  $a$  se define, por simplicidad en las operaciones, como

$$a = \left[ 1 + \frac{L}{2 r R^2 C} (R - r) \right]$$

Los límites de frecuencia son

$$\omega_1 = \left( \frac{a - \sqrt{a^2 - 1}}{L C} \right)^{1/2}$$

$$\omega_2 = \left( \frac{a + \sqrt{a^2 - 1}}{L C} \right)^{1/2}$$

La impedancia pasiva vista por el diodo se calcula consideran-

do que el circulador es ideal y que no hay señal. Su valor es

$$Z_0 = R_L + Z_a \dots(2.3.33)$$

en donde  $Z_a$  es la impedancia del circuito de acoplamiento y  $R_L$  es la resistencia de carga. Sustituyendo las ecuaciones 2.3.31 y 2.3.32 en 2.3.26 se obtiene la ganancia máxima del amplificador. Ganancias típicas para este amplificador se hallan en el rango de los 6 a los 20 DB.

El producto ganancia-ancho de banda de estos amplificadores es bastante limitado, pero existen técnicas para lograr que éste sea mayor. Una de éstas es la que utiliza una secuencia de circuitos resonantes en serie con el primer circuito que hace resonar al diodo, a la frecuencia central que se desee.

La respuesta del amplificador de este tipo por lo general se caracteriza por un valor de ganancia mínima y un pequeño rizo de ganancia sobre la banda.

Para un amplificador de ganancia dada, teóricamente el máximo ancho de banda es función del factor de calidad del circuito -  $Q_A$ ; éste debe ser lo más bajo posible para garantizar mejor potencia, mejor eficiencia y producto ganancia-ancho de banda.

El factor de calidad se define como

$$Q_A = B/G \dots(2.3.34)$$

Si la conductancia es negativa, entonces  $Q_A$  es negativo. Valores típicos para este parámetro dentro de la banda X son:

$$4 \leq Q_A \leq 7$$

aunque debido a elementos parásitos puede elevarse hasta 20.

Potencia y Eficiencia.

Conociendo la corriente y el voltaje del diodo, se obtienen -- las expresiones de potencia y eficiencia.



De la figura 2.3.10, la potencia promedio disipada por el diodo es

$$P = 1/2\pi \int_{y\pi}^{x\pi} I_{em\acute{a}x} V_{RF} \text{Sen}(wt) d(wt) \dots (2.3.35)$$

integrando

$$P = V_{RF} I_{e\ m\acute{a}x} / 2\pi (\cos y\pi - \cos x\pi) \dots (2.3.36)$$

donde  $y\pi$  y  $x\pi$  son los ángulos de fase.

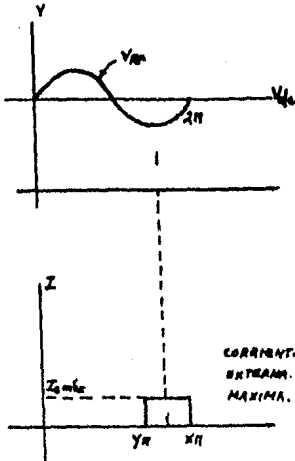


Fig. 2.3.10. Formas de onda de corriente y -- voltaje, para el cálculo de potencia.

La corriente máxima se relaciona con la corriente de polarización mediante<sup>6</sup>

$$I_0 = 1/2\pi \int_{y\pi}^{x\pi} I_{em\acute{a}x} d(wt) \dots (2.3.37)$$

efectuando la integración indicada se halla que

$$I_0 = I_{em\acute{a}x} (x - y) / 2 \dots (2.3.38)$$

despejando la corriente máxima

$$I_{em\acute{a}x} = 2I_0 / (x - y) \dots (2.3.39)$$

sustituyendo 2.3.39 en 2.3.36 se tiene

$$P = \frac{V_{RF} I_0}{\pi} \left( \frac{\cos y\pi - \cos x\pi}{x - y} \right)$$

la cuál será máxima cuando  $y=1$  (por ensayo y error  $x=1.742$ ), en-

lenguaje matemático se puede escribir

$$P_{\text{máx}} = - \frac{V_{\text{RF}} I_0}{\pi} \left( \frac{1 + \cos x \pi}{x - 1} \right)$$

La eficiencia se calcula de la siguiente manera

$$\eta = \frac{V_{\text{RF}}}{\pi V_{\text{DC}}} \left( \frac{\cos y \pi - \cos x \pi}{x - y} \right)$$

la cual también es máxima cuando  $x=1.742$  y viene dada por

$$\eta_{\text{máx}} = - \frac{V_{\text{RF}}}{\pi V_{\text{DC}}} \frac{1 + \cos x \pi}{x - 1}$$

en donde se nota un signo negativo, que significa una liberación de potencia por el diodo.

Cifra de ruido.

Las cifras de ruido de amplificadores IMPATT son relativamente altas, con valores típicos de 30 a 35 db; no obstante, si se coloca previamente un amplificador de bajo ruido con suficiente ganancia, el diodo IMPATT puede utilizarse en amplificadores de potencia de bajo ruido.

La cifra de ruido FR se define como

$$\begin{aligned} \text{FR} &= 1 + \frac{\text{potencia de ruido a la salida}}{(\text{ganancia de potencia})(kT_0 B_1)} \\ &= 1 + \frac{I_n^2 R_L}{A_p k T_0 B_1} \quad \dots(2.3.40) \end{aligned}$$

donde:  $A_p$  = ganancia de potencia del amplificador,  $R_L$  = resistencia de carga,  $k$  = cte de Boltzman,  $T_0 = 290^\circ\text{K}$ ,  $B_1$  = ruido del ancho de banda,  $I_n^2$  = corriente de ruido media cuadrática originada por el diodo.

Amplificador de reflexión multietapa.

Para lograr anchos de banda más amplios y mayor ganancia de potencia, se pueden combinar varios amplificadores para implementar los llamados de etapas múltiples.

Cada etapa se acopla al circuito total mediante circuladores - (figura 2.3.11). Generalmente se utiliza un aislador entre cada par de etapas para lograr mayor estabilidad. No existe una regla que determine cuántas etapas utilizar para un diseño específico, sólo se puede recurrir a establecer un balance entre la ganancia requerida y la que proporciona la implementación. Los amplificadores multietapa pueden diseñarse para obtener varias combinaciones como por ejemplo, de alta ganancia y anchos de banda estrechos o anchos de banda grandes con baja ganancia. En la figura 2.3.12 se muestran algunas gráficas de ganancia vs. ancho de banda para éstos amplificadores, que proporcionan potencias de salida entre 0.5 y 2 watts para ganancias desde -6 a 20 db.

#### Amplificadores de reflexión de ondas milimétricas.

Son amplificadores que operan a frecuencias superiores a los - 60 GHz. En tales rangos se requieren componentes como guías de onda y elementos coaxiales que permiten el buen funcionamiento de este tipo de amplificadores en sistemas moduladores de fase. La figura 2.3.13 muestra la estructura de un diodo IMPATT de ondas milimétricas. Consiste de un chip de unión PN de Si de aproximadamente 50  $\mu$ m de diámetro por 10  $\mu$ m de espesor limitado por un disipador de calor de cobre y acoplado a un pedazo de cuarzo mediante una cinta de oro. El circuito equivalente se muestra en la figura 2.3.13-b. El diodo en estudio, se utiliza para implementar el amplificador mostrado en la figura 2.3.14, el cuál se monta en una sección de guía de onda, sintonizándose a la frecuencia deseada mediante la variación de la longitud de la sección coaxial.

Amplificador de Reflexión de 3 Etapas.

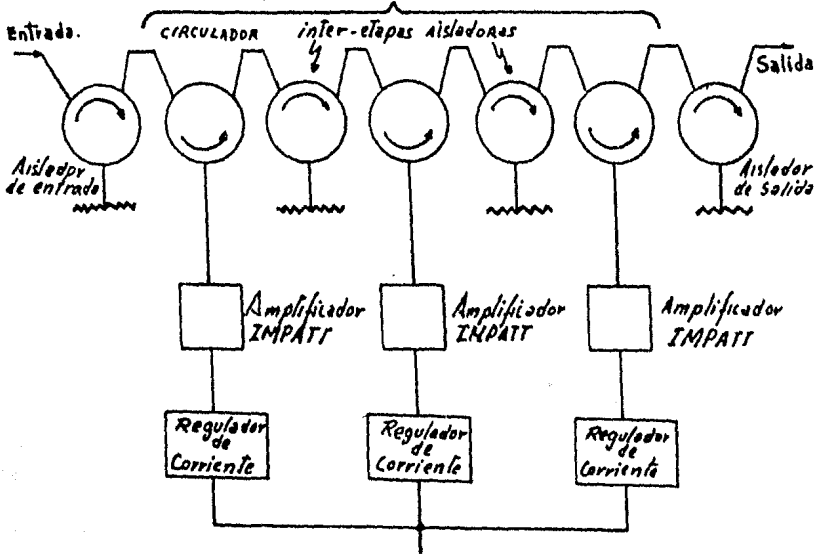
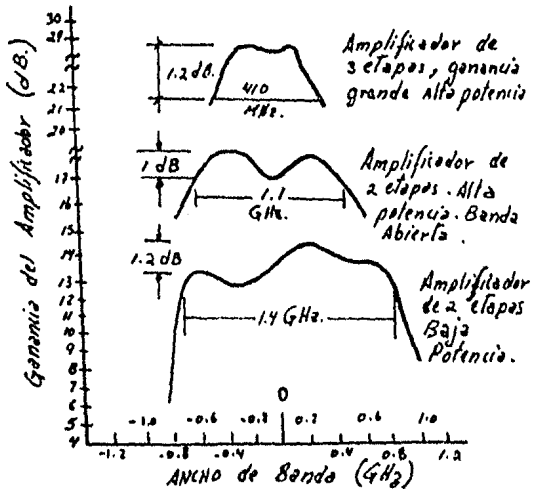


Fig. 2.3.11 Amplificador de reflexión multietapa.

Fig. 2.3.12

Curvas que muestran la ganancia, el ancho de banda y la potencia de cuatro amplificadores de etapas múltiples.



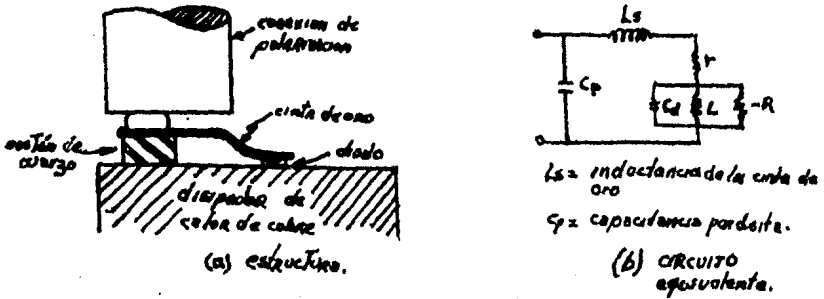
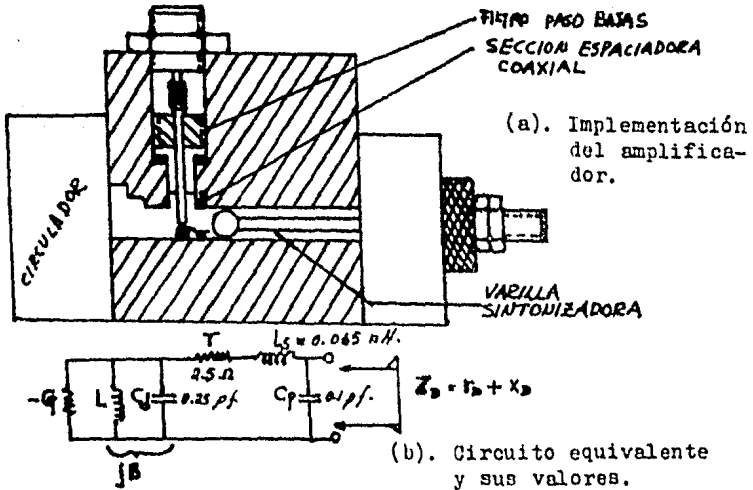


Fig. 2.3.13 Diodo IMPATT de ondas milimétricas.

CONECTOR DE POLARIZACION



(c). Valores medidos de la conductancia negativa y la susceptancia.

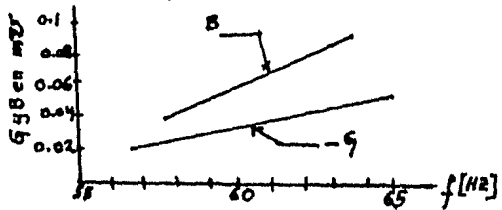


Figura 2.3.14 El amplificador de reflexión de ondas milimétricas y los valores de sus parámetros.

## Amplificadores del tipo transmisión.

La discusión anterior se limitó a describir los amplificadores de reflexión los cuales pueden usarse cuando se desean niveles de potencia bajos y productos ganancia-ancho de banda grandes. Ahora se describen los de transmisión cuya configuración básica tiene la ventaja de no requerir circuladores ( fig. 2.3.15). El desarrollo de éste tipo de circuitos ha sido lento pero en la actualidad se están utilizando en aplicaciones donde se requiere baja ganancia y etapas de potencia de salida alta. Además, al no necesitarse circuladores, su costo es menor.

Retornando a la figura 2.3.15, ésta muestra una estructura del tipo filtro-guía de onda que consiste de una serie de cavidades acopladas en una guía de onda de altura reducida. El acoplamiento se logra por medio de arcos o hendiduras inductivas entre las cavidades y la ganancia se obtiene colocando un diodo IMPATT en cada cavidad, polarizando en forma apropiada cada diodo a través de conexiones de C.D colocadas en la placa superior de la guía. Los diodos pueden colocarse en varias posiciones con respecto a las paredes laterales de la guía para ajustar el grado de acoplamiento. Si fuera necesario, la posición longitudinal del diodo también puede ajustarse.

### Análisis del amplificador.

Los valores de la impedancia para el diodo se obtienen del modelo de señal pequeña mostrado anteriormente en la figura 2.3-9. Cada elemento y sección de la línea del circuito pueden representarse por una matriz ABCD<sup>9</sup> y de ésta pueden obtenerse los parámetros de la estructura, los de transmisión y de reflexión. La matriz de cada sección de línea dependerá de la longi

tud y de la impedancia característica de esta línea.

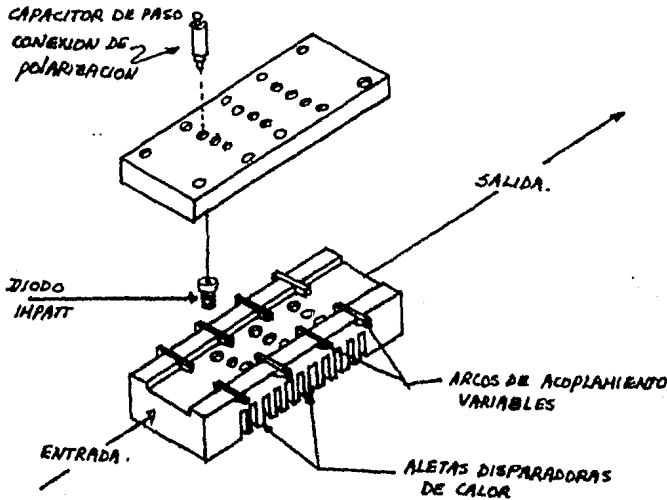


Fig. 2.3.15 Amplificador de transmisión de tres diodos.

La matriz ABCD está dada por la ecuación<sup>10</sup>

$$M_t = \begin{pmatrix} A_t & B_t \\ C_t & D_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta l & jZ_c \operatorname{sen} \beta l \\ (j/Z_c) \operatorname{sen} \beta l & \cos \beta l \end{pmatrix} \dots (2.3.41)$$

donde  $\beta$  = constante de propagación de la onda en la línea y  $Z_c$  es la impedancia característica de la línea.

La susceptancia de cada arco está dada con bastante aproximación por la fórmula<sup>11</sup>

$$B_t = \frac{-\lambda g}{a Z_c} \cot^2(\tilde{\pi} d/2a) \left\{ 1 + 3/4 \left[ \frac{1}{\sqrt{1 - (2a/3\lambda)^2}} - 1 \right] \operatorname{sen}^2(\pi d/a) \right\}^{-1} \dots (2.3.42)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda en el espacio libre,  $\lambda_g$  la longitud de onda de la guía,  $d$  la abertura del arco y  $a$  el ancho de la guía.

La matriz ABCD del arco es<sup>10</sup>

$$M_t = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ jB_t & 1 \end{bmatrix} \quad \dots (2.3.43)$$

Si se iguala la  $Z_c$  con la impedancia de la onda, la impedancia característica será  $Z_c = j\omega \mu_0 / \gamma'$ , donde  $\gamma'$  es la constante de propagación  $2\tilde{\Pi} j / \lambda_g$ .

Es posible demostrar que la impedancia efectiva del diodo en la línea es<sup>10</sup>

$$Z_{d1} = (Z_D a/2b) \csc^2(\tilde{\Pi} x/a) \dots (2.3.44)$$

donde  $Z_D$  es la impedancia en las dos terminales del diodo,  $b$  es la altura de la guía y  $x$  la distancia desde una de las paredes laterales, al diodo.

La matriz ABCD para cada diodo es

$$M_d = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1/Z_D & 1 \end{bmatrix} \quad \dots (2.3.45)$$

La matriz ABCD total se obtiene multiplicando en orden todas las matrices de las secciones de la estructura. A ésta matriz final se le llama matriz estructura y se representa simbólicamente por

$$M_e = \begin{bmatrix} A_e & B_e \\ C_e & D_e \end{bmatrix} \quad \dots (2.3.46)$$

La impedancia de entrada al amplificador es

$$Z_{in} = (A_e Z_1 + B_e) / (C_e Z_1 + D_e) \dots (2.3.47)$$



donde  $Z_1$  es la impedancia a la salida del amplificador. Si la carga se acopla a la guía, esto es, si  $Z_1 = Z_c$ , entonces la ganancia en directa del amplificador es

$$A_r = 4 \left| \frac{D_e Z_{in} - B_e}{Z_{in} + Z_c} \right| \dots (2.3.48)$$

quedando entonces la ganancia definida como la potencia liberada en la carga dividida entre la potencia disponible de la fuente (suponiendo que la fuente está acoplada a la impedancia de guía  $Z_c$ ). Bajo estas condiciones la relación de potencia reflejada es

$$A_r = \left[ (Z_{in} - Z_c) / (Z_{in} + Z_c) \right]^2 \dots (2.3.49)$$

Las dimensiones de la guía de onda inicial se obtienen diseñando un filtro de guía de onda Chebyshev de poca perturbación y variando sistemáticamente las dimensiones hasta obtener las características de transmisión deseadas. Se puede utilizar la teoría de diseño de filtros pasivos para microondas. En la figura 2.3.16 se muestra la gráfica de ganancia vs. frecuencia de un amplificador de transmisión de una sola etapa. El diodo que utiliza es de silicio de estructura epitaxial de unión abrupta, con una densidad de impurezas en la región vacía de  $7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , con un diámetro de  $4 \mu\text{m}$ . La ganancia y el ancho de banda pueden ajustarse variando la abertura del arco inductivo. Si se cambia el área del diodo manteniendo la densidad de corriente constante, se observa de la fig. 2.3.16 que la ganancia aumenta disminuyendo el ancho de banda. En la figura 2.3.17 se muestra un esquema de la sección transversal del amplificador.

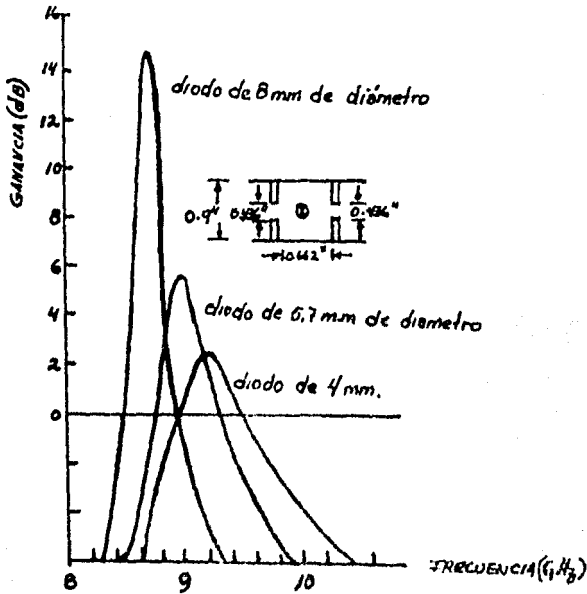


Fig. 2.3.16 Curvas de ganancia vs. frecuencia de un amplificador de una etapa, con diodos de diferente diámetro.

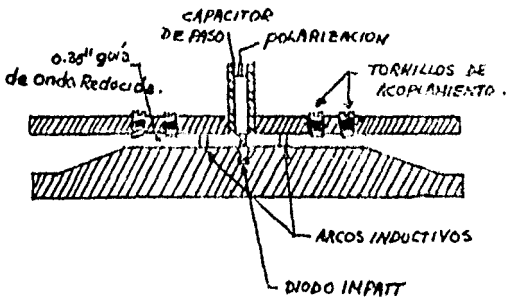


Fig. 2.3.17 Sección transversal del amplificador.

Estos amplificadores no son dispositivos de alta ganancia pero son capaces de manejar niveles de potencia razonablemente grandes y anchos de banda considerables.

El diodo TRAPATT.

El diodo IMPATT se construye para que trabaje en una cierta gama de frecuencias de microondas, tales como las que se hallan en el rango de la banda X ( de 8.2 a 12.4 GHz ). Si por alguna razón se hace funcionar al diodo por debajo de esta banda, por ejemplo la banda XB (H) (BL) ( de 7 a 10 GHz), se dice que el diodo IMPATT está operando en forma anómala.

Este hecho fué descubierto por John Prager (et al) en 1967, -- que sometió a un diodo IMPATT de Si de estructura  $p(+)$  $nn(+)$  a una operación de "baja frecuencia", observando que presentaba una alta eficiencia cuando se insertaba en un circuito amplificador. Por tal motivo, a este elemento se lo llamó IMPATT de alta eficiencia; pero su funcionamiento difería totalmente del diodo IMPATT ordinario y se prefirió llamarlo como TRAPATT.

La estructura típica del diodo TRAPATT se muestra en la figura 2.3.18.

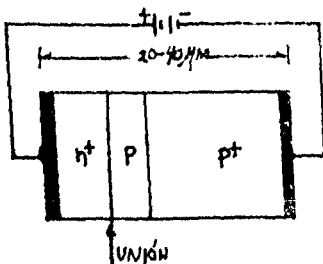


Fig. 2.3.18 Estructura  $n(+)$  $pp(+)$  del diodo TRAPATT. La unión pn se coloca sobre un sustrato p.

En la operación del diodo IMPATT, cuando se incrementa el voltaje de RF, se producen una serie de efectos que limitan la operación de este modo; uno de ellos es el que se origina debi-

do a una carga espacial muy grande que ocasiona un incremento en el campo eléctrico ( puede hacerse la analogía de que la -- distribución de E es similar a una onda, la cuál presenta un -- frente al viajar a través de la unión). La carga espacial en-- tonces, origina que la "onda" de E sea mayor en su frente y ma-- nor detrás de ella, (fig. 2.3.19).

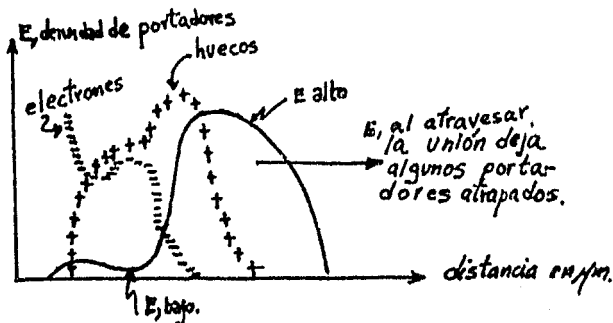


Fig. 2.3.19 Distribución de E y densidad de portadores atrapados.

Al disminuir E, la velocidad de arrastre de algunas de los portadores decrece y no pueden abandonar la región de avalancha, quedando atrapados (huecos y electrones) en forma de plasma. Este último se remueve de la unión porque se ha mantenido la polarización de reversa. El funcionamiento se resume entonces en la siguiente manera: ( obsérvese la figura 2.3.20) periodo 1.- el campo eléctrico E se mueve a mayor velocidad que los portadores, dejando algunos atrapados detrás de él, en forma de plasma. Periodo 2.- el plasma atrapado se remueve debido a que se ha mantenido la polarización. El voltaje de ruptura  $V_B$  recobra su valor. Periodo 3.- Estado de alto voltaje, baja corriente. Se inicia un nuevo disparo o pulso de corriente.

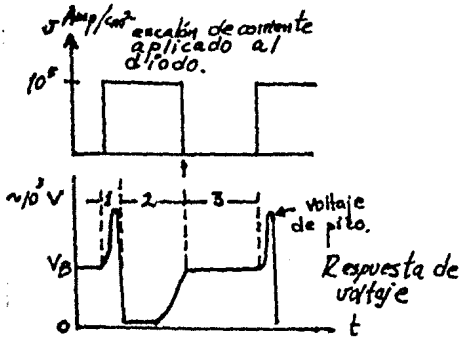


Fig. 2.3.20 Formas de onda del diodo TRAPATT.

### Amplificadores con diodo TRAPATT.

Se clasifican en la misma forma que los IMPATT. Una configuración típica del amplificador se muestra en la figura 2.3.21 en donde se utiliza un diodo de germanio de estructura epitaxial-p(+)-pn(+), con voltaje de ruptura de 50 volts, contaminación de impurezas en la región tipo p de  $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  y polarizado con 125 mA. Proporciona una ganancia de 12 db, potencia de salida de 1 watt y una eficiencia de 25%. La frecuencia de trabajo se localiza en la banda L. Sus cifras de ruido son considerablemente altas (60 db).

En la actualidad empieza a salir de los laboratorios experimentales, teniéndose poca información sobre él. Requiere de una alta tecnología de construcción por lo que resulta incosteable. Se puede utilizar en sistemas de comunicación de microondas y en etapas de amplificación que requieren alta eficiencia.

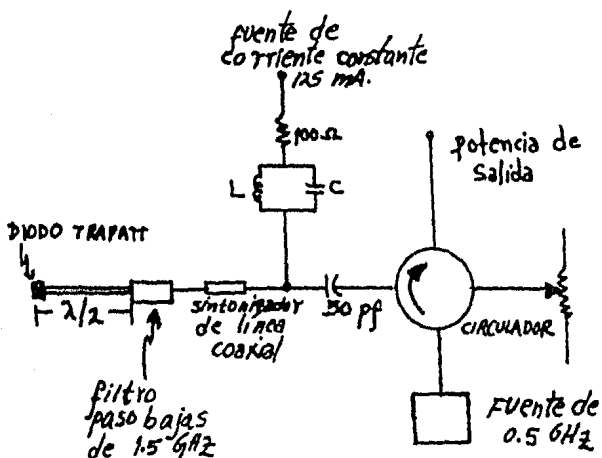


Fig. 2.3.21 Circuito de amplificador TRAPATT de CW.

#### BIBLIOGRAFIA

1. Gibbons. Semiconductor Electronics pp. 150-180
2. Kennedy. Electronic Communication Systems. Mc. Graw Hill, 1976.
3. Kenneth M. Johnson. "Small Signal Analysis of The Read Avalanche Diode" IEEE Transactions on Electron Devices; vol. ED-15, -núm. 3, marzo 1968; pp. 141-150.
4. J.L. Moll, Physics of Semiconductors. N.Y 1964. Mc Graw Hill pp. 212-238.
5. W.T Read, " A proposed High Frequency Negative Resistance -

- Diode ". Bell Systems Tech. J., vol. 37, pp. 401-446, marzo - 1958.
6. George I.Haddad, " Basic Principles and Properties of Avalanche Transit Time Devices" . IEEE vol. MTT-18, núm 11, nov.- 1970. pp. 752-772.
7. S.M Sze, Physics of Semiconductors Devices. Wiley, N.Y 19- 69.
8. Kuno (et al) " IMPATT Diodes and Millimeter Waves". IEEE, - vol. ED-19, núm. 6, junio 1972. pp. 752-759.
9. Harold C. Bowes(et al), " IMPATT-Diode Multistage Transmis- sion Amplifiers". IEEE vol. MTT-18, núm.11, nov. 1970.pp.943- 951.
10. C.G Montgomery, Principles of Microwave Circuits. N.Y Mc- Graw Hill, 1948. pp 103.
11. N.Marcuvitz, Wave Wide Handbook, N.Y Mc Graw Hill, 1951.- pp. 221.
12. H.John Prager," Power Amplification with Anomalous Avalan- che Diodes". IEEE vol. MTT-18, núm 11, nov 1970. pp 956-963.
13. B. Ridley & T. Watkins, "The Possibility of Negative Resis- tance Effects in Semiconductors," Proc. PHIS.Soc. London, vol. 78, agosto de 1961. pp. 293-304.
14. C. Hilsum, " Transferred Electron Amplifiers and Oscilla- tors". Proc. IRE, vol. 50, feb. 1962. pp. 185-189.
15. G.B Gunn " Microwave Oscillations of Current in III-V Se- miconductors ", Solid State Communication, vol. 1,sept.1963.- pp. 88.
16. R.B Adler & A.C Smith, Introducción a la física de los Se- miconductores . SEEC, tomo I, Reverté S.A. 1970.

17. D.E Mc Cumber " Theory of Negative Conductance Amplification and Gunn Instabilities in two Valley Semiconductors", IEEE vol. ED-13, enero 1966, pp. 4-22.



## C A P I T U L O 3

### AMPLIFICADORES PARAMETRICOS

3.1 Principio de operación

3.2 Ganancia

3.3 Ecuaciones prácticas en el diseño

3.4 Ruido

3.5 Ancho de banda

3.6 Limitaciones

El amplificador paramétrico es un amplificador de bajo ruido capaz de dar ganancia en el rango de microondas. El nombre es descriptivo; la amplificación depende de la variación periódica de algún parámetro del sistema. Existen varios tipos de éstos amplificadores: de capacitancia variable, inductancia variable, resistencia variable, onda viajera, rayo de electrones, etc.

En ésta sección se considera el más moderno, el que usa diodos semiconductores de capacitancia variable, es decir, el dispositivo necesario para producir la amplificación es un diodo varactor. Redes de entrada, salida y el diodo polarizado, complementan el requisito del amplificador.

En el proceso de la amplificación se ocasiona una mezcla regenerativa de la frecuencia de la señal y la frecuencia de bombeo ( producida por un oscilador ) por medio de una impedancia no lineal.

La potencia del oscilador se transfiere a la señal através de la impedancia variable con el tiempo.

Los amplificadores paramétricos se emplean en varias ramas de la comunicación principalmente, donde se tiene la necesidad del uso de receptores de bajo ruido.

### 3.1 Principio de operación.

El principio de operación puede explicarse por medio de un circuito paralelo LC . Refiérase a la fig. 3.1.1. El circuito mostrado es esencialmente resonante, en el cuál la separación de las placas puede lograrse de alguna forma.

Si se energiza el circuito, el voltaje a través del capacitor tendrá forma senoidal siempre y cuando no se varíe la

distancia entre sus placas. Ahora, si se separan las placas del capacitor cuando existan voltajes máximos, la capacitancia disminuye y el voltaje se incrementa ( $E=q/C$ ). Al hacer esto, la fuente que ocasiona la separación de las placas realiza trabajo y la energía total del sistema se incrementa. Si las placas son colocadas en su posición original cuando el voltaje en el capacitor es nulo, no se realiza trabajo ya que el voltaje permanece constante.

De lo anterior se deduce que en un amplificador paramétrico la energía es bombeada al sistema por medio de un circuito oscilador conocido como bomba.

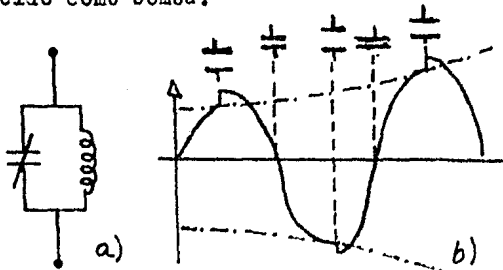


Fig. 3.1.1 Principio de la amplificación  
a) circuito, b) gráfica

El dispositivo más frecuentemente empleado para obtener la capacitancia variable a frecuencias de microondas es el diodo varactor.

En la fig. 3.1.2 se muestra un amplificador paramétrico simple (degenerativo).

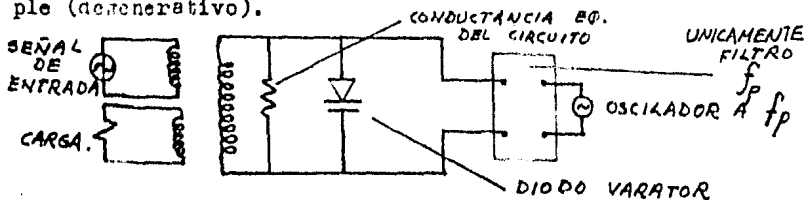


Fig. 3.1.2 Amplificador paramétrico para el caso degenerativo.

Se puede decir que existen dos tipos básicos de amplificadores paramétricos: degenerativos y no degenerativos. En los degenerativos sólo existen dos frecuencias diferentes ( $f_B - f_1$ ), mientras que en los no degenerativos, tres ( $f_p$ ,  $f_B$ , y  $f_1$ ).

Las desventajas prácticas del primer tipo de amplificador son:

- 1.- La fuente de bombeo da una onda cuadrada.
- 2.- La frecuencia de bombeo debe ser exactamente dos veces la frecuencia de entrada.
- 3.- La señal de bombeo debe estar en fase con la frecuencia de entrada.
- 4.- El ancho de banda se limita por el circuito resonante, conocido como "idler".

A altas frecuencias es casi imposible emplear un oscilador de onda cuadrada; se puede emplear uno de onda senoidal puesto que la mayoría de la energía de una onda cuadrada se encuentra en la senoide fundamental.

En la figura 3.1.3 se muestra un amplificador no degenerativo con circuitos resonantes a  $f_2$  y  $f_1$  acoplados por medio de una capacitancia variable.

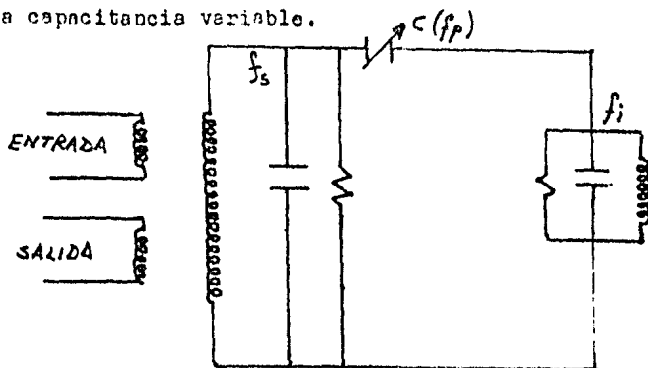


Fig. 3.1.3 Representación de un amplificador no degenerativo.

Para que la señal sea amplificada es necesario que la frecuencia de bombeo sea la suma de la frecuencia de entrada y la frecuencia de idler pues la capacitancia variable y el circuito idler actúan como una resistencia negativa. Si  $f_p = f_s + f_1$ , se verá una resistencia positiva y no hay amplificación.

### 3.2 Ganancia.

La amplificación depende de la resistencia negativa introducida tanto por la fuente de bombeo como por el circuito de idler y el varactor. A manera de ejemplo, se calcula la ganancia de potencia en un circuito sencillo con el fin de obtener el valor de la resistencia negativa, ver fig. 3.2.1

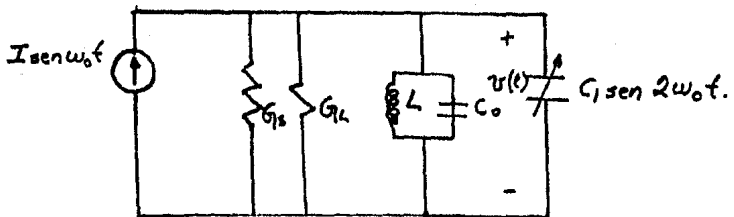


Fig. 3.2.1 Circuito empleado para calcular la resistencia negativa.

En el circuito, la capacitancia del diodo se ha separado en dos partes, una fija y una variable y se supone que no hay pérdidas; entonces

$$C = C_0 + C_1 \text{ Sen } 2\omega_0 t \quad \text{con } 0 < C_1 < C_0$$

Si el sistema entra en resonancia ( $\omega_0 = 1/\sqrt{LC_0}$ ), la rama  $LC_0$  se comporta como un circuito abierto a dicha frecuencia y  $v(t)$  toma la forma  $E \text{ Sen}(\omega_0 t + \phi)$ . Por Kirchoff:

$$I \text{ Sen } \omega_0 t = (G_s + G_L) v(t) + \frac{d}{dt} (v C_1 \text{ Sen } 2\omega_0 t)$$

derivando la ecuación anterior e igualando coeficientes para

$\delta$  igual a cero, se tiene

$$E = \frac{I}{G_S + G_L - 1/2C_1\omega_0} \dots\dots 3.2.1$$

De ésta ecuación se ve que se ha introducido una conductancia negativa de valor  $-1/2C_1\omega_0$ . Como se vió en el capítulo 1, La conductancia negativa tiene la importancia de proporcionar amplificación.

Sin la parte amplificadora, la potencia máxima que se transfiere a la carga es

$$P_{\text{máx}} = I^2/8G_S \dots\dots 3.2.2$$

al introducir la conductancia negativa se tendrá

$$P_{\text{máx}} = \frac{I^2}{8(G_S - G)} \quad \text{para } G = 1/2C_1\omega_0$$

y el factor de amplificación de potencia será

$$A_P = \frac{G_S}{G_S - G} \dots\dots 3.2.3$$

Para el caso no degenerativo se encuentra que el valor de la conductancia negativa para un circuito doblemente paralelo es  $-\omega_1\omega_1 C_1^2 / 4G_1$ ; donde  $G_1$  es la conductancia del circuito idler,  $\omega_1$  es la frecuencia de la señal de entrada,  $\omega_1$  es la frecuencia de la señal idler y  $C_1$  la magnitud máxima de la capacitancia variable.

Es importante hacer notar que se obtendrá máxima ganancia cuando las frecuencias de señal y de idler sean iguales, es decir, cuando se esté en el caso degenerativo. Cuando se opera en este modo, se requieren dos circuitos resonantes, el de bombeo y el de entrada, por lo que también se tiene la ventaja de la economía.

### 3.3 Ecuaciones prácticas en el diseño.

Lo visto hasta aquí tiene como finalidad el que se tenga noción de la forma como se amplifica en éstos sistemas. En la fig. 3.3.1 se muestra un amplificador típico para el análisis teórico, dándose algunas ecuaciones que a continuación se analizan.

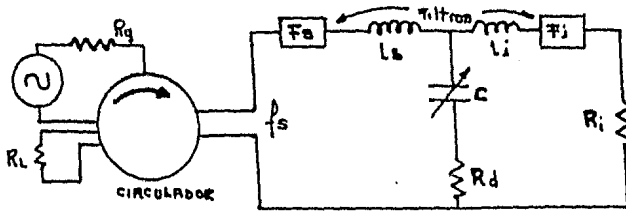


Fig. 3.3.1 Amplificador paramétrico típico para el análisis teórico.

En la figura,  $R_d$  son las pérdidas asociadas al varactor, el circulator tiene la función de alimentar la señal desde el generador al amplificador y regresar la señal amplificada a la carga. Los filtros son una forma de asegurarse que las señales pasarán por sus circuitos correspondientes.

La corriente en el circuito de entrada es

$$I = \frac{E}{(R_g + R_d)(1-A)} \quad \dots 3.3.1$$

en donde A es

$$A = \frac{S^2}{4\pi^2 C^2 f_s f_i (R_g + R_d)(R_i + R_d)} \quad \dots 3.3.2$$

siendo S la cantidad de variación de la capacitancia debida al bombeo, que está dada como

$$S = \frac{C_{\text{máx}} - C_{\text{mín}}}{2(C_{\text{máx}} + C_{\text{mín}})} \quad \dots 3.3.3$$

De lo anterior se ve que el circuito equivalente a la señal de frecuencia de éste sistema es un circuito serie resonante de  $C$  y  $L_g$ , alimentados desde una fuente de impedancia  $R_g$  con pérdidas internas  $R_d$  y una componente en serie adicionada (una resistencia negativa de magnitud  $A(R_g + R_d)$ ).

La ganancia del amplificador paramétrico puede obtenerse extendiendo el concepto de coeficiente de reflexión que incluye terminación de resistencia negativa:

$$|P|^2 = \left[ (R_g + R_-) / (R_g - R_-) \right]^2 \dots 3.3.4$$

donde  $R_-$  es la magnitud de la resistencia negativa en la terminación de la línea de impedancia característica  $R_g$ .

### 3.4 Ruido.

Existen tres fuentes de ruido térmico en el amplificador analizado,  $R_g$ ,  $R_d$  y  $R_l$ . Considerando al circulator ideal y un bombeo sin pérdidas, la cifra de ruido puede calcularse como sigue

$$F.R = 1 + R_d T / R_g T_0 + A \frac{f_u}{f_l} \left( \frac{R_d + R_g}{R_g} \right)^T / T_0 \dots 3.4.1$$

donde  $T_0$  es la temperatura de referencia y  $T$  la temperatura en cualquier instante

### 3.5 Ancho de banda (AB)

El ancho de banda es pequeño. Existen métodos para incrementarlo como el que consiste en agregar un circuito sintonizado paralelo a una frecuencia diferente que la de entrada. Como en la mayoría de los dispositivos de amplificación, el producto ganancia-ancho de banda es constante para un circuito dado, de aquí que el ancho de banda puede incrementarse



se a expensas de la ganancia.

### 3.6 Limitaciones

La limitación en alta frecuencia la da la frecuencia a la que puede ser variada la capacitancia así como la dificultad de obtener una fuente de potencia a la frecuencia de bombeo.

La limitación en baja frecuencia es controlada por los aisladores y circuladores. El problema surge en la construcción de éstos pues no se pueden implementar por debajo de frecuencias asociadas a las técnicas disponibles.

En la actualidad, construir un amplificador paramétrico representa un problema económico, de aquí que solamente se empleen en aplicaciones profesionales.

1. Introduction To Microwave Theory And Measurements. A.L Lance, Mc Graw Hill Book Co.
2. Microwave Engineering. T. Koryu. The Ronald Press Co.
3. Electronic Communication Systems. Kennedy, Mc Graw Hill Book Co.
4. Microwave Integrated Circuits. K.C Gupta and Amarjit Singh. Tohn Wiley & Sons, Inc. 1974
5. International Journal of Electronics. vol. 36, n<sup>o</sup>s 5,6 y 7, 1974.
6. Philips Technical Review. vol. 28, n<sup>o</sup>s 5,6 y 7, 1967.

## C A P I T U L O    4

### **EL TRANSISTOR DE MICROONDAS**

4.1 Modelo para altas frecuencias

4.2 Frecuencia de corte

4.3 Producto ganancia-ancho de banda

4.4 El amplificador en emisor común

4.5 Amplificadores multistaps

4.6 Los efectos de la realimentación negativa

4.7 Cifra de ruido

4.8 Las microondas y el transistor

4.9 Ventajas sobre otros dispositivos

4.10 Materiales y tipos de transistores

#### 4.1 Modelo para altas frecuencias

Cuando se trabaja el transistor en altas frecuencias es necesario tomar en cuenta efectos que no se presentan en el rango de bajas frecuencias tales como el fenómeno de la difusión. Estos efectos se presentan por medio de capacitancias internas al transistor.

Supóngase un transistor pnp. Si se polariza la región CB en inversa, los portadores minoritarios de la base entran al colector y los minoritarios del colector a la base; los mayoritarios de la base se alejan de la unión CB y los mayoritarios del colector lo hacen en sentido contrario, formandose así una región vacía, por lo que la juntura se comporta como una capacitancia. La capacitancia  $C_{\pi}$  se debe a la difusión y se incrementa linealmente con la corriente de polarización de emisor  $I_{EQ}$ .

En la figura 4.1.1 se muestra el modelo más útil del transistor bipolar en altas frecuencias en donde b es el punto de verdadero potencial de base, es interno al transistor e inaccesible para mediciones.

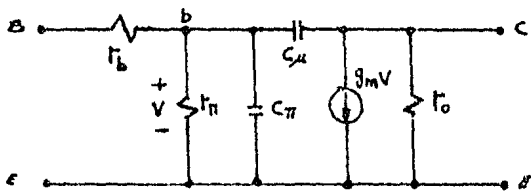


Fig. 4.1.1 Modelo del transistor en altas frecuencias.

Entre los puntos B y b se tiene  $r_b$  y debido a que su valor es pequeño se puede eliminar del circuito. Su valor depende del ancho de la base, la cual, a mayor frecuencia es menos ancha.  $C_{\pi}$

se debe a la carga almacenada que regresa al circuito después de que la entrada "cae"; surge un flujo de corriente:  $i_D = C_{\pi} (-dv_{be}/dt)$ ,  $C_{\pi}$  representa este efecto.  $C_{\mu}$  se debe a la polarización inversa;  $r_{\pi}$  y  $r_o$  se usan en bajas frecuencias y en los altas  $r_o$  puede despreciarse. En la figura 4.1.2 se da un modelo-reducido y en la tabla 4.1.1 los valores típicos de los parámetros mencionados anteriormente.

$r_b \approx 10$ a $60$ ohms
$r_{\pi} \approx \beta / (40 I_{EQ})$
$r_o \approx 17$ K $\Omega$ o más
$C_{\pi} \approx g_m / \omega_T$
$C_{\mu} \approx V_{CB}^{-p}$ donde $p(1/2, 1/3)$

Tabla 4.1.1 Valores típicos

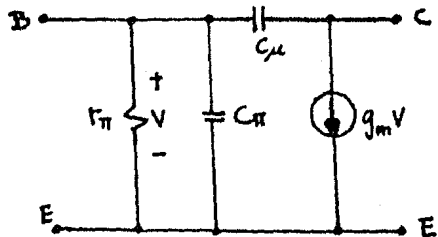


Fig. 4.12 Modelo reducido.

#### 4.2 Frecuencia de corte

Como  $\beta$  es la ganancia de corriente de corto circuito y  $\beta_0$  es la ganancia de corriente a frecuencias medias, se tiene

$$\beta = I_C / I_B = \frac{\beta_0}{1 + j(f/f_p)} \quad \dots(4.2.1)$$

donde

$$f_p = \frac{1}{2\pi (C_{\pi} + C_{\mu}) r_{\pi}} \quad \dots(4.2.2)$$

$f_p$  es la frecuencia límite de corto circuito o frecuencia de corte de un transistor bipolar en configuración EC.

$$\text{En la ecuación 4.2.1 : } \beta_0 = g_m r_{\pi} \quad \dots(4.2.3)$$

El transistor puede operarse a frecuencias mayores que  $f_p$  pero la ganancia disminuye considerablemente.

Para un transistor en configuración CB, cortocircuitando su su

lida se obtiene su frecuencia de corte como sigue

$$f_{\alpha} = g_m / 2\pi C_{\pi} \quad \dots(4.2.4)$$

#### 4.3 Producto ganancia-ancho de banda $f_T$

Este es un criterio para la selección del transistor y se define  $f_T$  como la frecuencia a la cual  $\beta$  es unitaria.  $f_{\beta}$  es el ancho si el límite inferior es cero por lo que  $f_T = \beta_0 f_{\beta} \approx f_{\alpha}$  es el producto ganancia-ancho de banda y es constante para cada tipo de transistor, o sea

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi(C_{\pi} + C_{\mu})} \quad \dots(4.3.1)$$

Para un FET se procede de manera similar, es decir

$$f_T(f_{et}) = \frac{g_m}{2(C_{gs} + C_{gd})\pi} \quad \dots(4.3.2)$$

Se debe advertir sin embargo que el modelo de operación en estudio es válido sólo para frecuencias menores o iguales a

$$\omega_T = \frac{g_m}{C_{\pi} + C_{\mu}} \quad \dots(4.3.3)$$

#### 4.4 El amplificador en emisor común (efecto Miller)

El efecto Miller se manifiesta por medio de un incremento de capacitancia. La figura 4.4.1 servirá para su comprobación

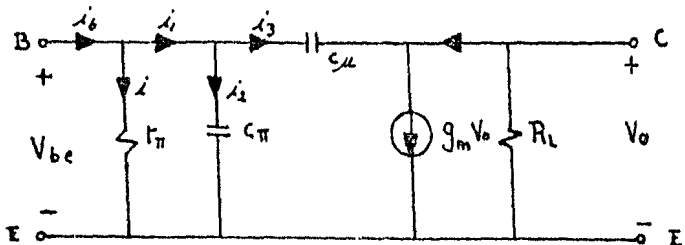


Fig. 4.4.1 Modelo para analizar el efecto Miller.

De la figura anterior se ve que

$$i_2 = j\omega C_{\pi} V_{be}$$

$$i_3 = j\omega C_{\mu} (V_{be} - V_o)$$

$i_1 = i_2 - i_3 = j\omega V_{be} [C_{\pi} + (1 + V_o/V_{be}) C_{\mu}]$ ; pero como  $i_3$  es muy pequeña, entonces  $V_o = -g_m R_L V_{be}$ , por lo que

$$i_1 = j\omega V_{be} [C_{\pi} + C_{\mu} (1 + g_m R_L)]$$

y se deduce que existe una capacitancia equivalente  $C_t$  total - para el circuito de la figura 4.4.1 cuyo valor es

$$C_t = C_{\pi} + C_{\mu} (1 + g_m R_L) \quad \dots(4.4.1)$$

A partir de la cual es posible establecer el siguiente circuito equivalente

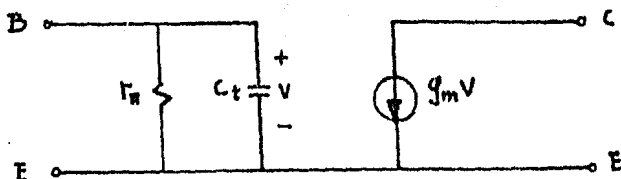


Fig. 4.4.2 Modelo en el cual la capacitancia equivalente  $C_t$  incluye el efecto Miller.

Al incremento de capacitancia  $1 + g_m R_L$  se le conoce como efecto-Miller, donde  $R_L$  es la carga que "ve" la fuente controlada.

En forma análoga, en un FET:  $C_t = C_{gs} + C_{gd} (1 + g_m R_L)$ . Este modelo es válido para impedancia de entrada y ganancia en directa, mas no para impedancia de salida y ganancia en inversa. Para encontrar la  $Z_o$  correcta deberá tomarse en cuenta en el circuito de carga una rama paralela a  $Z_L$ ; esto está mostrado en la figura 4.4.3 para la cual se establecen los siguientes relaciones

nes

$$R = C_{\pi} / g_m C_{\mu} \quad \dots(4.4.2)$$

$$C = g_m C_{\pi} R_{be} \quad \dots(4.4.3)$$

$R_{be}$  es la resistencia que "ve"  $C_{\pi}$  hacia la entrada.

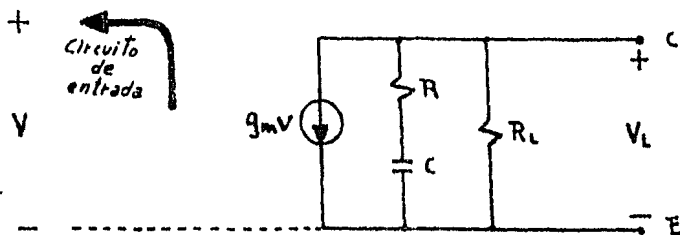


Fig. 4.4.3 Circuito para hallar  $Z_o$

Al aumentar la frecuencia las ganancias disminuyen, esto se ve de la fórmula

$$A_i = A_{im} \frac{1}{(S + 1/R_{be} C_t)} \quad \dots(4.4.4)$$

En esta expresión no se toma en consideración el cero que introduce  $C_{\mu}(w_z = g_m / C_{\mu})$  dado que cae fuera de la validez del modelo.  $A_{im}$  es la ganancia a frecuencias medias la cual se ve reducida por la frecuencia de corte  $f_c = 1/2\pi R_{be} C_t$ .

#### 4.5 Amplificadores multietapa

Idealmente el ancho de banda para un amplificador multietapas es menor que para una sola etapa. La ganancia para  $n$  etapas es

$$A_v = \left[ \frac{1}{1 + (f/f_h)^2} \right]^{n/2} A_{vm} \quad \dots(4.5.1)$$

donde  $f_h$  es la frecuencia de corte en altas de una sola etapa. Para el amplificador total será

$$1/\sqrt{2} = \left[ \frac{1}{1 + (f_{ah}/f_h)^2} \right]^{n/2} \quad \dots(4.5.2)$$



para

$$f_{ah} = f_{h1} \sqrt{2^{1/n} - 1} \quad \dots(4.5.3)$$

En las ecuaciones anteriores  $f_{ah}$  es la frecuencia de corte en altas para el amplificador ( $f_{ah} < f_{h1}$ ). Para las bajas frecuencias se tiene

$$f_{al} = f_1 / \sqrt{2^{1/n} - 1} \quad \dots(4.5.4)$$

siendo  $f_{al}$  y  $f_1$  las frecuencias de corte en bajas para el amplificador de  $n$  etapas y de una sola de ellas, respectivamente.

En consecuencia, el ancho de banda del amplificador disminuye, puesto que  $f_{ah}$  disminuye y  $f_{al}$  aumenta.

En la práctica, si un polo es considerablemente dominante con respecto a los otros, entonces

$$1/f_{ah} = 1/f_{h1} + 1/f_{h2} + 1/f_{h3} + \dots \quad \dots(4.5.5)$$

Es interesante el hecho de que para una sola etapa de colector común la ganancia de voltaje es independiente de la frecuencia (aproximadamente la unidad), por esto, en esta configuración - el efecto Miller no tiene importancia. Aquí la capacitancia equivalente es ligeramente mayor que  $C_{\mu}$  (la más pequeña de las dos), por lo que únicamente se toma en cuenta  $C_{\mu}$ . Los análisis para el FET son bastante similares.

#### 4.6 Los efectos de la realimentación negativa

Al emplear realimentación negativa en un amplificador éste presenta determinadas características:

1. Disminución de la ganancia
2. Desensibilidad de la ganancia total a cambios en la ganancia de c.a. ( $T \gg 1 \rightarrow A_f \approx 1/f$ )
3. Inefectividad respecto a la influencia de señales externas.
4. Disminución de la distorsión y

## 5. Aumento del ancho de banda.

## 4.7 Cifra de ruido FR

El ruido es una limitación en todo amplificador; puede ser interno o externo (descargas, arcos eléctricos y ondas de radio para frecuencias por debajo de los 20 MHz). Este puede eliminarse con el uso de una antena apropiada.

El ruido interno se presenta a frecuencias mayores de 20 MHz y se pueden citar como ejemplos clásicos los producidos por el efecto Schottky y el bien conocido ruido térmico. Este último es producido por la agitación de electrones y depende de la temperatura  $T$  mediante la siguiente relación funcional

$$V_n = \sqrt{4kTR (f_h - f_l)} \quad \dots(4.7.1)$$

en la cual se definen

$k$  como la constante de Boltzman

$f_h - f_l$  como el ancho de banda

$R$  la resistencia neta del material empleado en el parámetro de interés

y  $V_n$  como el voltaje de ruido.

El ruido Schottky se debe a la naturaleza aleatoria de la difusión y la corriente de ruido a través de cualquier dispositivo es

$$I_n^2 = 2qI_{DC}(f_h - f_l) \quad \dots(4.7.2)$$

Donde  $I_n^2$  es la corriente media cuadrática de ruido Schottky,  $q$  es la carga del electrón,  $I_{DC}$  la corriente en directa que atraviesa el dispositivo y  $f_h - f_l = \Delta f$  el ancho de banda para el rango de frecuencias utilizado.

La cifra de ruido es una comparación del ruido del amplifica--

por real con el del amplificador ideal y está dada como

$$FR = P_g/P_i \quad \dots(4.7.3)$$

siendo  $P_g$  la potencia de ruido por unidad de ancho de banda en la salida y  $P_i$  la potencia de ruido a la entrada en las mismas unidades.

Para un amplificador multietapa se tiene

$$FR = FR_1 + (FR_2 - 1)/A_1 + (FR_3 - 1)/A_1 A_2 + \dots \dots(4.7.4)$$

donde  $A_1$  es la ganancia de la etapa iésima.

#### 4.8 Las microondas y el transistor.

La frecuencia a la cual un transistor tiene una ganancia aceptable, depende entre otras cosas de sus dimensiones. A mayor frecuencia el transistor deberá ser más pequeño; para esto, en la actualidad se cuenta con métodos de fabricación que tienden a minimizar el tamaño.

En el análisis que sigue se analizarán las propiedades correspondientes al transistor TBJ, haciendo mención del FET sólo cuando éste sea necesario.

Consideraciones para el diseño.

Las ecuaciones usadas en el diseño de transistores de microondas están basadas principalmente en la geometría y la forma de construcción del transistor.

Para comenzar, es de interés analizar la relación de definición de la ganancia unilateral de potencial, que viene dada como

$$U = \frac{1}{16\pi^2 f^2 (C_1 r_b' + C_0 r_b'')(1+m)t_{oc}} \left( \frac{f_{máx}}{f} \right)^2 \dots(4.8.1)$$

A continuación se analizan por separado cada uno de los parámetros involucrados en 4.8.1:  $C_1$  es la capacitancia interna de la juntura C-B,  $C_o$  es la capacitancia externa del colector,  $r_b'$  la resistencia de base,  $r_b''$  la resistencia externa de contacto de la base,  $f$ , frecuencia de operación;  $f_{m\acute{a}x}$ , frecuencia máxima de oscilación;  $m$ , factor de exceso de fase;  $t_{ec}$ , tiempo de transición entre emisor y colector. Este último está formado básicamente por cuatro tiempos:  $t_e, t_b, t_c$  y  $t_d$ ; aunque a frecuencias por arriba de 6GHz se considera también un tiempo  $t_{eb}$ , de tal suerte que  $t_{ec}$  es

$$t_{ec} = t_e + t_b + t_c + t_d + t_{eb} \quad \dots(4.8.2)$$

en donde:  $t_e$  es el tiempo de carga de emisor debido a la carga neutral del emisor,  $t_b$  es el tiempo transitorio de base,  $t_c$  el de carga del colector,  $t_d$  el de carga de la región vacía y  $t_{eb}$  el correspondiente a un retraso debido a la capacitancia de la unión E-B. El tiempo mayor es  $t_d$ , resultando así un  $t_{ec}$  aproximadamente constante.

El funcionamiento del transistor de microondas dependerá de los valores de  $C_1, C_o, r_b'$  y  $r_b''$ . Si  $r_b''$  se considera pequeña, el interés se fijará entonces en la búsqueda de una  $r_b'$  mínima. Para disminuir  $r_b'$  se puede contaminar la base, siempre y cuando no sea de importancia primordial la FR.

Otro método consiste en el uso de la difusión de base en dos pasos; éste consiste en colocar una capa de difusión sobre otra.

La resistencia  $r_b''$  se hace importante cuando se consideran las magnitudes relativas de  $C_1$  y  $C_o$  ( $C_o \approx 12C_1$ ). Una forma de reducir  $r_b''$  es incrementar el área de contacto de la base, sin em--

bargo, al hacerlo se aumenta  $C_o$ .

En microondas, el transistor es encapsulado por protección de tal manera que surgirán elementos parásitos que deben ser tomados en cuenta para el diseño del amplificador. En tales casos se emplean métodos computacionales para el análisis.

En seguida se dan las relaciones para los tiempos que integran a  $t_{ec}$ :

$$t_e = kTC_{te}/qI_e \quad \dots(4.8.3)$$

$$t_b = w^2/nD_{pn} \quad \dots(4.8.4)$$

$$t_d = x_m/2V_{sl} \quad \dots(4.8.5)$$

$$t_c = C_i r'_c \quad \dots(4.8.6)$$

$$t_{eb} = r_e(C_{te} - C_c - C_p) \quad \dots(4.8.7)$$

en las cuales:  $I_e$  es la corriente de polarización de emisor,  $C_{te}$  la capacitancia del emisor,  $x_m$  el ancho de la región vacía del colector,  $r'_c$  la resistencia del capacitor de carga del colector (para transistores epitaxiales aproximadamente cero),  $n$  la constante de la capa de la base que depende del gradiente de impurezas de la misma,  $D_{pn}$  la difusión constante de huecos de la base (función del agregado de impurezas),  $V_{sl}$  la velocidad límite de arrastre de los huecos que pasan a través de la región de transición del colector,  $C_c$  la capacitancia de colector ( $C_i + C_o$ ),  $C_p$  la capacitancia parásita.

La siguiente relación define a la resistencia  $r_e$

$$r_e = kT/qI_e \quad \dots(4.8.8)$$

y para  $C_{te}$  se tiene

$$C_{te} = A_e \sqrt{\frac{q N_D}{2 (+V_{tot.})}} \quad \dots(4.8.9)$$

En ésta última ecuación  $A_e$  es el área del emisor,  $N_D$  la con---

concentración de donadores en la juntura del emisor,  $e$  es la carga aplicada por unidad de campo eléctrico,  $V_{tot.}$  = voltaje total =  $V(\text{del material}) + V(\text{aplicado})$ .

La constante  $n$  en la ecuación 4.8.4 es

$$n = \ln(K_c) / [\ln(K_c) - 1] \quad \dots(4.8.10)$$

para

$$K_c = \frac{\text{concentración de donadores en la juntura emisor}}{\text{concentración de donadores en la juntura colector}}$$

Por otra parte, en la ecuación 4.8.6,  $C_i$  es

$$C_i = A_e \sqrt{\frac{e q N_A}{2(+V_{tot.})}} = A_e C_{dep} / A_c \quad \dots(4.8.11)$$

en donde  $A_c$  es el área del colector,  $C_{dep}$  la capacitancia del diodo B-C,  $N_A$  el número de aceptores en la unión B-C.

En 4.8.6,  $r'_c$  está dada por

$$r'_c = L_B r_{SS} / A_e \quad \dots(4.8.12)$$

donde  $r_{SS}$  es la resistividad del sustrato y  $L_B$  el grueso del mismo.

En 4.8.7 la capacitancia  $C_c$  se expresa como sigue

$$C_c = A_e \left( 2.92 \times 10^{-4} \sqrt{\frac{N_c}{V + V_b}} \right) \dots(4.8.13)$$

Aquí,  $N_c$  es la concentración de portadores en la capa epitaxial,  $V_b$  el voltaje intrínseco del material y  $V$  es el voltaje aplicado.

Para  $r'_b$  en la ecuación 4.8.1 se tiene

$$r'_b = 1/2 \left( r_{ob1} L / 12 y_1^a + r_{ob2} S / 2 y_2^n \right) \dots(4.8.14)$$

En la ecuación anterior:  $r_{ob1}$  es la resistividad efectiva de base bajo emisor,  $r_{ob2}$  la resistividad efectiva de base =  $R_B X_j$  con  $R_B$  como la resistencia efectiva de base y  $X_j$  como la pro-

fundidad de la difusión de base;  $L$ , en 4.8.14, es el ancho del emisor,  $S$  el espacio emisor-base,  $a$  el espacio de base,  $y_1$  el ancho de la base debajo del emisor y por último,  $y_2$  el ancho total de la base.

Cálculo de  $f_T$ .

$f_T$  se define como la frecuencia extrapolada a la cual la ganancia de corriente de corto circuito de EC es la unidad, y puede obtenerse mediante

$$f_T = \frac{1}{2\pi t_{ec}(1+m)} \quad \dots(4.8.15)$$

$$\text{con} \quad m = 0.22 + 0.098 \ln \left[ N_D(0)/N_D(W) \right] \quad \dots(4.8.16)$$

en la que  $N_D(W)$  es la concentración de donores de base en la unión de colector y  $N_D(0)$  la concentración de donores de base en la juntura de emisor.

Debido a que  $f_T$  es característica deseable, se necesita que sea lo más grande posible. De la ecuación 4.8.14 se ve que esto se logra si se disminuye  $t_{ec}$ ; a esto se llega empleando el método de construcción más adecuado el cual exige que:

1. El ancho de base sea lo más angosto posible
2. La región de colector sea angosta
3. El transistor sea operado a un nivel de corriente alto.

En el inciso 3 surge el problema de que si la corriente de operación es demasiado elevada se presenta el efecto "Kirk", por medio del cual el ancho de la base se ve aumentado produciendo a su vez un incremento en el tiempo  $t_{ec}$ .

Teóricamente, los transistores de GaAs serían los más adecuados pero debido a problemas tecnológicos se prefieren los de Si.

Frecuencia máxima de oscilación  $f_{m\acute{a}x}$ .

Es la frecuencia a la cual la ganancia de potencia  $A_p$  del transistor es la unidad

$$A_p = \frac{f_T}{8\pi f^2 r'_{bb} C_c} \quad \dots(4.8.16)$$

donde  $r'_{bb} = r'_b + r''_b$ ; esto es

$$f_{m\acute{a}x} = \sqrt{f_T / 8\pi r'_{bb} C_c} = \sqrt{1/4\pi r'_{bb} C_c t_{ec}} \quad \dots(4.8.17)$$

y para un transistor de doble difusión

$$f_{m\acute{a}x} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{1}{(r'_b C_1 + r''_b C_0) t_{ec} (1+m)}} \quad \dots(4.8.18)$$

Ganancia máxima útil (MAG)

Se define como la ganancia máxima de potencia que puede dar un transistor, cuando no existe realimentación externa definida - para  $k > 1$  ( $k$  es el factor de estabilidad)

Cifra de ruido

La cifra de ruido en un circuito se da como la corriente de ruido medio cuadrático a la salida del circuito de a.c cortocircuitado, a la porción que resulta del ruido térmico (a 290° K) originado en la conductancia de la fuente. Al tratar de reducir las resistencias, se provoca el problema del ruido y de los tiempos transitorios. La cifra de ruido FR en función de los parámetros del transistor queda

$$FR = 1 + \frac{r_b + r_e / 2}{R_s} + \frac{P_{oi}}{kTA_p(f_h - f_l)} \quad \dots(4.8.19)$$

donde:  $P_{oi}$  es la potencia de ruido en la carga debida al ruido de colector,  $A_p$  la ganancia de potencia con  $C_o$  neutralizada y  $R_s$  es la impedancia de la fuente. Por otro lado,  $P_{oi}$  es



$$P_{ai} = \frac{2q(1-\alpha)I_c(f_h - f_l)}{4g_c} \dots(4.8.20)$$

con  $I_c$  como la corriente de colector,  $g_c$  la conductancia equivalente de salida.

De lo visto se deduce que en el diseño se tiene un compromiso entre la resistencia de base, una alta ganancia de C.D y la habilidad de lograr buenos contactos óhmicos de base.

#### 4.9 Ventajas sobre otros dispositivos.

Los FET'S trabajan a frecuencias más altas, con más altas ganancias y niveles de ruido más bajos que los TBJ'S.

Las principales ventajas de los transistores sobre otros dispositivos son:

- a) tiempo de vida más largo
- b) tamaño más pequeño
- c) voltajes de trabajo más grandes
- d) disipación de potencia menor
- e) mejores eficiencias
- f) mejores figuras de ruido
- g) anchos de banda mayores.

#### 4.10 Materiales y tipos de transistores

Los transistores para microondas se fabrican principalmente de GaAs(FET'S), Ge y Si (TBJ'S), siendo las más actuales las estructuras npn de Si bajo técnicas planares de difusión epitaxial

Existen varios tipos de transistores bipolares:

1. Los de tipo interdigital, que se emplean en las bandas S y

C para señal pequeña. Algunas de sus características constructivas son: emisor de  $1 \mu\text{m}$ , emisores con difusión de arsénico y contactos óhmicos de Si dopados de aluminio.

La  $f_{\text{máx}}$  se mejora reduciendo la resistencia de base (reduciendo el ancho del emisor) de acuerdo con el método de construcción. Estos tipos de transistores dan  $f_{\text{máx}}$ 's de 20 GHz.

2. Los del tipo Avantek, llamados también transistores de bajo nivel de ruido, teniendo FR'S del orden de 3.3 a 4 GHz y ganancias de 7.5 db.

Entre otros muchos tipos cabe mencionar el MESFET que consiste de una compuerta de barrera Schottky y se construye empleando la técnica metal-semiconductor. Para dimensiones globales de  $100 \mu\text{m}$  se obtienen  $f_{\text{máx}}$ 's del orden de los 40 GHz.

#### BIBLIOGRAFIA

1. Schilling & Belove, Electronic Circuits: Discrete and Integrated. Mc Graw Hill.
2. Millman-Halkias, Integrated Electronics. Mc Graw Hill.
3. Sección de Electrónica. "Alta frecuencia y Realimentación", U.N.A.M.
4. Thornton, Multistage Transistor Circuits. John Wiley & Sons.
5. Ryder, Electronics Fundamentals and Applications. Prentice-Hall.
6. S.M.Ze, Physics of Semiconductors Devices. Wiley, N.Y, 1969.

7. IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-16, núm.1, --  
enero 1969.
8. IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-13, núm.3, mar  
zo 1966.
9. Phillips Technical Review, vol. 24, núm 8, 1962/63.

## C A P I T U L O 5

### AMPLIFICACION POR EMISION ESTIMULADA

#### DE RADIACION

##### 5.1 Conceptos cuánticos fundamentales

##### 5.2 Laser

##### 5.3 Maser

Aunque el análisis y funcionamiento de los dispositivos tales como el MASER y el LASER podrían muy bien ser explicados mediante un enfoque cualitativo, seguramente tal tratamiento no sería capaz de esclarecer un sinnúmero de dudas si así lo hiciéramos. Será entonces necesario ahondar en los conceptos básicos de la mecánica cuántica, si hemos de abordar nuestro problema desde un punto de vista cuantitativo, sin que ello represente un estudio exhaustivo de los fenómenos más intrincados de la teoría atómica de la materia.

### 5.1 CONCEPTOS CUANTICOS FUNDAMENTALES.

Con el objeto de sentar bien las bases para el mejor entendimiento de el proceso de amplificación por emisión inducida de radiación, es necesario comprender bien el comportamiento y la naturaleza de lo que ha sido llamado fotón.

La luz es una forma de la energía constituida por una cantidad bien definida y discreta de corpúsculos, llamados fotones. Estos son concebibles como "paquetes" de energía que se mueven con una velocidad  $c$ , exactamente igual a la de la luz. Sin embargo, cualquier desviación respecto de esa velocidad conduce a la aniquilación del fotón como partícula. En efecto, cuando un haz de luz incide sobre un material, ya sea sólido, líquido o gaseoso, los átomos de éste último absorberán las cantidades de energía propias de los fotones, destruyéndose éstos durante las colisiones y cediendo así completamente su energía. Esta última se conserva en el proceso pero no así el número de fotones.\* Tal razona-

---

\* ésta característica es precisamente la que diferencia el comportamiento de una partícula ordinaria, v.gr. un electrón, con el de un fotón.

miento coincide ciertamente con la teoría de la relatividad de Einstein según la cual la masa de una partícula en reposo debe ser cero para cuando su masa en movimiento (masa relativista) alcanza la velocidad  $c$  de la luz. Por tanto, un fotón es un ente físico con una masa en reposo nula.

Ahora bien, la cantidad de energía  $E$  que posee el fotón en movimiento es directamente proporcional a la frecuencia  $\nu$  de la luz en cuestión, que, según la relación de Einstein-Planck viene dada como :

$$E = h\nu \dots 5.1.1'$$

donde  $h = 6.626 \times 10^{-34}$  joule-seg, es la constante de Planck.

Esta ecuación sugiere que el fotón posee también características ondulatorias; y efectivamente así es. Los postulados de Louis de Broglie llevaron a la conclusión de que todas las partículas -y no solo los fotones- tienen asociadas a sus movimientos ondas que describen, en cierto grado, la probabilidad de existencia de una partícula en determinado lugar y en un instante de tiempo dado. Estas observaciones cualitativas, junto con el principio de incertidumbre de Heisenberg, culminan formalmente y de manera cuantitativa en las expresiones matemáticas de Erwin Schrödinger. La ecuación de ondas de Schrödinger es fundamental para el desarrollo de la mecánica cuántica y es de ella de donde se desprenden y se demuestran las propiedades de la cuantización de la energía<sup>+</sup> y los conceptos tales como estados de energía, niveles energéticos y números cuánticos. Para nuestros pro-

---

<sup>+</sup> la demostración de la naturaleza cuántica y otras propiedades de los niveles discretos de la misma se obtienen a partir de la ecuación de Schrödinger por lo que remitimos al lector al apéndice al final de ésta obra.

póbitos bastará con tomar como un hecho, las siguientes aseveraciones :

- a) Todos los átomos se encuentran en determinados estados energéticos que dependen, además de la temperatura, de el grado de excitación que se les proporcione.
- b) Un átomo solo podrá aceptar cantidades discretas de energía. "El contenido energético de un átomo no puede cambiar de una forma con títua, sino úricamente por saltos".
- c) Todo átomo se halla siempre en un estado normal o fundamental que corresponde a aquél en el que el átomo todavía no ha sido irradiado.
- d) La absorción de energía por un átomo corresponde a la elevación energética desde el estado fundamental hasta otro estado superior a aquél.
- e) La emisión de energía se presenta cuando el átomo pasa de un estado energético alto a uno más bajo. Este último no necesariamente es el fundamental, como veremos después.
- f) Definimos un nivel energético como el conjunto de estados que puede tener el átomo en un instante determinado.
- g) La emisión de energía puede presentarse en dos formas: emisión inducida o estimulado y emisión espontánea.
- h) La probabilidad de hallar a un átomo en un determinado nivel energético depende, en última instancia, de las propiedades de los números cuánticos y, por ende, de la solución de la ecuación diferencial de Schrödinger.

## 5.2 LASER.

Como las características de nuestra exposición así lo exigen, tomaremos como modelo de análisis el LASER DE ESTADO SOLIDO y más

exactamente el denominado resonador de Fabry-Perot constituido de un material de rubí, tal y como se ilustra en la fig. 5.2.1.

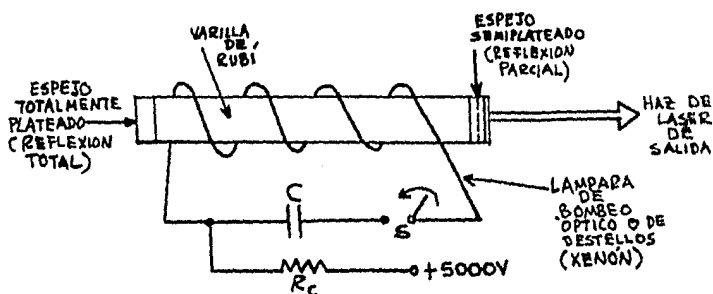


Fig. 5.2.1 Laser de rubí de estado sólido

El funcionamiento es el siguiente:

Si cerramos el switch S de tal forma que el capacitor C se cargue vía la batería de 5000 volts, se transferirá energía hacia el tubo de xenón enrollado en forma espiral alrededor de la varilla de rubí emitiendo con ello una ráfaga o destello. Si el rubí ha sido previamente dopado con átomos de cromo, la luz así emitida por el tubo de destellos excitará los átomos de cromo en el rubí de tal forma que si éstos se hallaban en el estado fundamental de energía, pasarán a un estado energético más alto. Si llamamos estado k a dicho nivel, entonces los átomos habrán absorbido una energía igual a  $E_k$  que es proporcional a la frecuencia de la luz radiada<sup>†</sup>, esto es :

$$E_k - E_1 = h\nu \quad \dots \quad 5.2.1$$

<sup>†</sup> no debe confundirse la frecuencia de la luz de la lámpara con la frecuencia de bombeo, es decir, la rapidez con que se cerrará



donde  $E_1$  es la energía en el estado fundamental.

Esta absorción de energía está representada esquemáticamente - en la figura 5.2.2-a con el objeto de visualizar más el fenómeno.

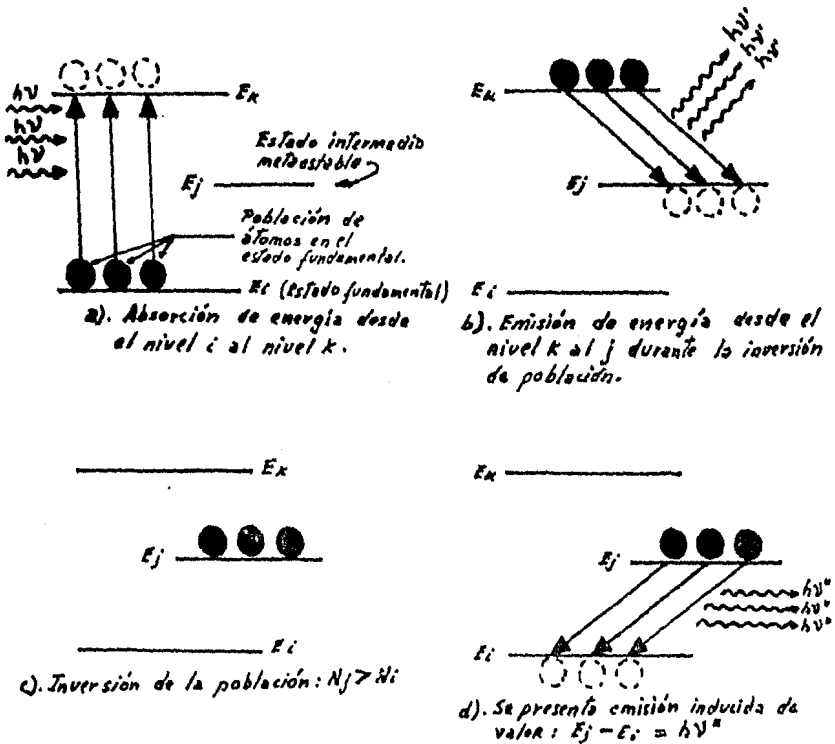


Fig. 5.2.2 Proceso mediante el cual los átomos de cromo absorben y emiten energía en forma de radiación de fotones para los diferentes "saltos" entre los niveles energéticos en la amplificación por láser.

La probabilidad  $P_{i-k}$  de que los átomos "suban" del nivel  $i$  al  $k$  es directamente proporcional a la cantidad de fotones de frecuencia que por unidad de tiempo inciden sobre tales átomos - y abrirá el interruptor S.

; en otras palabras : la probabilidad de que eso suceda es proporcional también a la densidad de energía  $U(\nu)$  por unidad de volumen y por unidad de intervalo de frecuencia. La constante de proporcionalidad es llamada constante de Einstein y la denotaremos como  $B_{ik}$ . De modo que:

$$P_{i \rightarrow k} = B_{ik} U(\nu) \dots 5.2.2$$

Una vez que los átomos han adquirido o absorbido ese fotón de energía  $h\nu$  se precipitan inmediatamente hacia un nivel inferior  $j$  (véase fig. 5.2.2-b) y ceden ahora una energía :

$$E_k - E_j = h\nu' \dots 5.2.3$$

A éste último nivel  $j$  se lo llama metestable por el hecho de que, en ausencia de colisiones, un átomo en éste nivel puede retener su energía de excitación durante un tiempo relativamente largo (un segundo o más) antes de radiarla. Es debido a esto que existe una acumulación de tráfico de átomos en el estado  $j$  ya que, en realidad, el desplazamiento en saltos desde el nivel  $i$  al  $k$  y luego al  $j$ , tarda menos tiempo que el correspondiente a la transición directa desde el estado  $j$  al fundamental  $i$ . Tal acumulación de energía en el estado metastable sugiere una INVERSION DE POBLACION de tal suerte que si  $N_i$  es el número de átomos por unidad de volumen en el nivel  $i$  y  $N_j$  el número de ellos en el nivel  $j$ , tendremos que  $N_j > N_i$  (fig. 5.2.2-c) La inversión de población es un fenómeno esencial para la acción LASER.

Si la probabilidad de emisión  $P_{k \rightarrow i}$  de energía tanto en forma espontánea como inducida viene dada por la suma de ambas mediante constantes de proporcionalidad apropiadas, entonces debe tenerse, en forma análoga a lo que ocurriría con la absorción, que:

$$P_{k \rightarrow i} = A_{ki} + B_{ki} U(\nu) \dots 5.2.4$$

donde  $A_{ki}$  y  $B_{ki}$  son también constantes de Einstein y representan en cierta medida, la probabilidad de que exista emisión espontánea, y de que ocurra emisión inducida, respectivamente.

Si  $N_k$  es el número de átomos por unidad de volumen en el nivel  $k$ , entonces debe ser cierto que  $N_k P_{k-1}$  iguala a  $N_1 P_{1-k}$  dada la naturaleza de los procesos fortuitos; así, las ecuaciones 5.2-4 y 5.2.2 dan por resultado

$$N_1 B_{1k} U(\nu) = [A_{ki} + B_{ki} U(\nu)] N_k \dots (5.2.5)$$

Por otra parte, la fórmula de radiación de Planck establece --

$$U(\nu) = \frac{8h\pi\nu^3}{c^3} \left[ \frac{1}{\exp(h\nu/KT) - 1} \right]^+ \dots (5.2.6)$$

en donde  $K$  es la constante de Boltzman y  $T$  la temperatura absoluta en  $^{\circ}K$ .

Si los átomos de cromo están en equilibrio térmico a la temperatura  $T$ , entonces la distribución de átomos entre los dos niveles  $k$  e  $i$  debe seguir la ley de Boltzman; esto es

$$N_i/N_k = \exp(h\nu/KT) \dots (5.2.7)$$

Ahora, si de la ecuación 5.2.5 despejamos  $U(\nu)$  vemos que

$$U(\nu) = \frac{A_{ki}}{(N_i/N_k) B_{ik} - B_{ki}} \dots (5.2.8)$$

sustituyendo 5.2.7 en 5.2.8  $U(\nu)$  toma la forma

$$U(\nu) = \frac{A_{ki}}{B_{ik} \exp(h\nu/KT) - B_{ki}} \dots (5.2.9)$$

para que 5.2.9 y 5.2.6 se satisfagan es necesario que

$$\left[ \frac{8\pi\nu^3}{c^3} \right] \left[ \frac{1}{\exp(h\nu/KT) - 1} \right] = \frac{A_{ki}}{B_{ki} [(B_{ik}/B_{ki}) \exp(h\nu/KT) - 1]} \dots (5.2.10)$$

+ tal demostración escapa de nuestro objetivo principal y es por ello que no la efectuamos. Sólo nos interesa aquí el resultado de dicha deducción.

la última ecuación exige entonces que se cumplan las siguientes condiciones:

$$A_{ki} = (8\pi h \nu^3 B_{ki}) / c^3 \quad \dots(5.2.11)$$

$$B_{ik} = B_{ki} \quad \dots(5.2.12)$$

las cuales conducen a resultados de importancia trascendental.

De 5.2.11 se infiere que la probabilidad de que los átomos cesen o emitan energía radiante en forma espontánea es función únicamente de  $\nu^3$  puesto que los demás términos involucrados en esa ecuación son constantes. La ecuación 5.2.12 indica también que las probabilidades de absorción y emisión son idénticas.

Dado que las ecuaciones anteriores fueron obtenidas a partir de dos niveles energéticos cualesquiera, esas mismas relaciones se verificarán para transiciones entre los estados metaestable y fundamental. Debemos esperar pues, que al cabo de un cierto tiempo transcurrido de bombeo óptico, los átomos de cromo hacinados en el nivel intermedio  $j$  emitirán radiación en lugar de absorberla puesto que en el nivel fundamental  $i$  hay un número muy inferior de átomos que en el nivel  $j$  cuasiestable, (inversión de población, fig.5.2.2-d). Bajo estas condiciones, cuando la luz emitida por la lámpara de Xenón de la fig. 5.2.1 excite a tales átomos con una energía de radiación de frecuencia  $\nu = \sqrt[3]{(A_{ji}/8\pi h B_{ji})} (c)$  (ec. 5.2.11), ciertos átomos emitirán fotones en forma espontánea con una energía  $E_j - E_i = h\nu \dots(5.2.13)$

Cada fotón así irradiado excitará a su vez a otros átomos de cromo próximos a éste y éstos a su vez emitirán nuevamente fotones que excitarán a otros, y así sucesivamente. No obstante, los que fueron excitados después de la primera radiación -----

que era espontánea, emitirán fotones pero ahora en forma inducida o estimulada y también a la frecuencia  $\nu$ , es decir, un fotón radiado espontáneamente es la "llave" que deja "escapar" a toda la energía almacenada en el nivel metastable, provocando con ello que los fotones vayan aumentando cada vez más, dando como resultado un incremento neto de energía en forma estimulada. A esto se debe el acrónimo de LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation).

Una vez que han ido aumentando progresivamente los fotones, éstos empiezan a "rebotar" contra los espejos en los extremos de la varilla de rubí siguiendo trayectorias a todo lo largo de la barra. Aquellos fotones que choquen contra el espejo que ha sido plateado completamente, regresarán nuevamente hasta el otro extremo en donde se halla colocado el otro espejo semiplateado. Puesto que éste está parcialmente plateado, un porcentaje más o menos alto de fotones se reflejará nuevamente mientras la cantidad de éstos no sea suficientemente grande; éste proceso se repite sucesivamente hasta que "eventualmente la corriente de fotones adquiere intensidad suficiente para emerger como un destello por el extremo de la pared semiplateada del rubí, como un simple impulso de luz monocromática (un solo color o frecuencia) y especialmente coherente."

Aunque la emisión espontánea es radiada en forma incoherente debido a que los átomos emitirán fotones en forma completamente aleatoria, la radiación por emisión inducida sin embargo, sí es coherente tanto en tiempo como en espacio.

## COEFICIENTE DE AMPLIFICACION.

Pasemos ahora a cuantificar la ganancia de la amplificación laser expuesta en la sección anterior y para ello definamos primero la función o factor de forma  $S(\nu)$ , tal que;

$$\int_{\text{línea}} S(\nu) d\nu = 1 \dots 5.2.14$$

en donde la integración dependerá de la forma de la línea que se tome para efectuarla. Esta línea puede ser por ejemplo de forma lorentziana o bien gaussiana y es ésta función la que describe la respuesta atómica.

Por otra parte, de acuerdo con la teoría cuántica, la velocidad con que el número de átomos por unidad de volumen  $N$  que pasan del nivel  $j$  al nivel  $i$  analizados con anterioridad está dada por:<sup>4</sup>

$$(dN/dt)_{j-1} = N_j \frac{\mathcal{E}^2}{8\pi} B_{ji} S(\nu) \dots 5.2.15$$

en donde  $\mathcal{E}^2/8\pi$  es la densidad de energía del campo de radiación y  $\mathcal{E}$  la amplitud del campo eléctrico de la misma.

Pero el valor de la energía puede expresarse en función del número de átomos por unidad de volumen  $N$  como:

$$d(E_j - E_i) = (\mathcal{E}^2/8\pi) dv \dots 5.2.16$$

pero como  $v = 1/N$  y  $v$  es el volumen, deducimos, con base a los resultados hallados en la sección anterior, que:

$$N h \nu'' = \mathcal{E}^2 / 8\pi \dots 5.2.17$$

Derivando el segundo miembro de la ecuación 5.2.17 con respecto al tiempo e introduciendo 5.2.15 en la ecuación resultante tenemos:

$$\frac{d(\mathcal{E}^2/8\pi)}{dt} = h \nu'' N_j (\mathcal{E}^2/8\pi) B_{ji} S(\nu) \dots 5.2.18$$

entonces

$$\int_{\mathcal{E}_1}^{\mathcal{E}_2} d(\mathcal{E}^2) / \mathcal{E}^2 = \ln \mathcal{E}^2 = \int_0^t \nu(\nu) dt$$

donde  $\gamma(\nu)$  se define como el coeficiente logarítmico de ganancia por unidad de tiempo y está dado de acuerdo con la ecuación 5.2.18 por

$$\gamma(\nu) = h\nu^3 N_j B_{ji} S(\nu) \text{ seg}^{-1} \dots(5.2.19)$$

es evidente que se han despreciado los efectos de absorción debidos a las transiciones desde el nivel fundamental hacia el metaestable por el hecho de que  $N_j \gg N_1$  (inversión de población). La expresión para  $\gamma(\nu)$  nos conduce a las conclusiones siguientes:

La amplificación obtenida es proporcional a la constante de Einstein  $B_{ji}$ . Por esto, para una amplificación dada, la emisión espontánea crece rápidamente con  $\nu^3$  (véase la ecuación 5.2.11) en donde  $B_{ki}$  corresponde a las claras a la  $B_{ji}$  involucrada en 5.2.19).

### 5.3 Maser

Maser es una sigla, o palabra formada con las primeras letras de la expresión inglesa " Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation ", que significa amplificación de microondas por emisión estimulada de radiación.

El maser funciona por los mismos principios cuánticos que el laser, pero, desde luego, emite la energía a frecuencias menores que las usadas en la amplificación por laser. y es por ello que la teoría sobre los niveles energéticos se aplica igualmente al maser.

Los máseres se emplean como amplificadores de entrada en los radiotelescopios y en los receptores de los rastreadores o seguidores espaciales, para amplificar las señales débiles que se captan desde el espacio exterior. Generalmente los máseres operan entre 300 MHz ( 1 m de longitud de onda ) y 100,000 MHz ( equivalentes a una longitud de onda de 3 mm ).

Un máser típico consiste en un cristal que contiene cromo, que es bombeado por la salida de un tubo de microondas operando en una frecuencia superior a la que debe ser recibida. La señal de microonda excita los iones de cromo hasta que éstos alcanzan un nivel energético elevado metastable, tal y como sucede con el láser. Las señales recibidas son de una cierta frecuencia más baja y estimulan a los iones de cromo para que "desciendan" desde su elevado nivel energético a un nivel intermedio, antes del estado fundamental. De ésta manera emiten una radiación a la frecuencia de la señal recibida o de entrada y así la amplifican.

Para evitar la introducción de ruidos o señales indeseables, los amplificadores de máser están colocados entre las piezas polares de un imán potente y son utilizados en una doble botella llama-



da vaso Dewar, con helio líquido en la interior y nitrógeno líquido en la exterior.

En éste máser de estado sólido el cristal de sal de cromo es mantenido por lo regular a una temperatura de aproximadamente  $1^{\circ}\text{C}$  por encima del cero absoluto, lo cual hace que la potencia de bombeo requerida se vea disminuída considerablemente. Como muestra la figura 5.3.1, el gran electroimán que proporciona el campo magnético a través del cristal tiene la función de ajustar o sintonizar la frecuencia de la señal de salida amplificada; de esta manera, si se varía la intensidad del campo magnético podrá obtenerse una combinación diferente de frecuencias de señal y de bombeo por efecto del cambio en los niveles energéticos de los átomos de cromo.

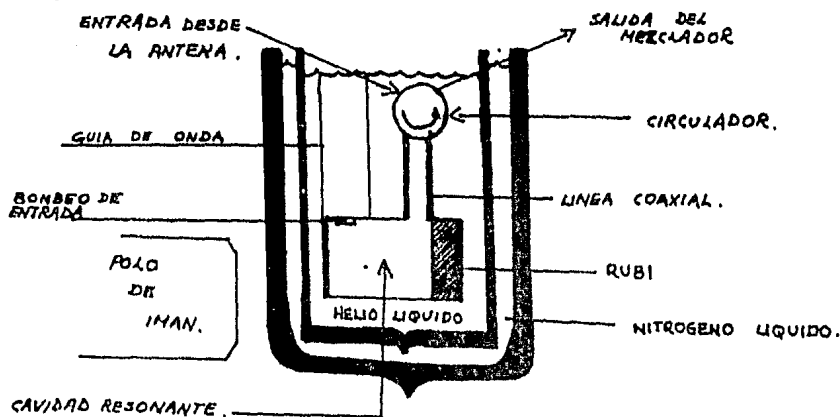


Figura 5.3.1.- Diagrama y disposición de los elementos usados en el máser de estado sólido.

La energía de bombeo puede ser suministrada por un Klistrón y las señales que han de ser amplificadas hallarán su propio camino de entrada y salida.

Por otro lado, el máser se puede considerar como un amplifica

24

24  
dor de un solo puerto, de tal suerte que, como sucede en la mayor parte de los amplificadores de microondas, se requiere de un circulador para el funcionamiento óptimo del sistema. Así mismo, y de manera similar a lo que ocurre con el amplificador paramétrico, se necesita de un circuito sintonizador tanto para la señal de bombeo como para la señal que es amplificada, por lo que la cavidad resonante debe ser capaz de oscilar a ambas frecuencias.

Uno de los inconvenientes que presenta el máser descrito anteriormente es el de presentar anchos de banda muy angostos, en el rango de 1.5 MHz hasta 1.5 GHz. No obstante es posible aumentar el ancho de banda disminuyendo la ganancia y procurando desde luego que ésta no decaiga por debajo de la unidad. Es así como se presenta nuevamente el compromiso entre ambos parámetros en función al valor que se tenga en el producto ganancia-ancho de banda.

En ocasiones, éste problema entre tal compromiso suele resolverse mediante el uso de estructuras de onda viajera y tan sólo se menciona aquí a manera de información y no se desarrolla el análisis detallado de la implementación de esas estructuras.

Otra de las desventajas que posee un máser de tal naturaleza es la que consiste en la fácil saturación para niveles de potencia de entrada pequeños, así por ejemplo, un máser con una potencia de entrada de 1  $\mu$ w llega a saturar, por lo que no es recomendable utilizar el máser en los sistemas de radar.

Bajo tales circunstancias, las aplicaciones que se le prefieren dar al máser en la actualidad se restringen a los sistemas de comunicación que requieren niveles de ruido bajos como los ya mencionados en el inicio de ésta sección.

## BIBLIOGRAFIA.

1. Physical Science Study Committee. (PSSC); Física.  
Reverté. vol. 2.
2. Arthur Beiser : Conceptos de Física Moderna. Mc Graw  
Hill Co.
3. John M. Carroll : Fundamentos y Aplicaciones del La-  
ser. Marcombo Boixereu Editores.
4. Marshall L. Samuel : Laser: Tecnología y Aplicaciones.  
Reverté S.A.
5. Edward M. Purcell: Electricidad y Magnetismo. Berkeley  
Physics Course. Vol. 2. Reverté S.A.

## C A P I T U L O 6

### DISEÑO DEL AMPLIFICADOR

6.1 Comparación de los elementos  
analizados.

6.2 Implementación.

6.3 Conclusiones.

## 6.1 Comparación de los elementos analizados.

Una vez que se han analizado y discutido todas y cada una de las características propias sobre el comportamiento de los diversos dispositivos, se esté ya en condiciones de proponer un diseño práctico de circuito amplificador, seleccionando el elemento que más convenga. Para tal efecto, cabe señalar antes, que el criterio bajo el cual se deberá tomar esa decisión estará basado tanto en el factor económico como en la disponibilidad de los elementos existentes en el mercado.

Siendo éste el caso, la alternativa a escoger está lejos de ser un amplificador paramétrico o de diodo avalancha y menos aún el que pudiera resultar empleando el principio del máser o laser que requerirían de una alta inversión.

Parecería entonces razonable elegir de entre las tres posibilidades restantes, esto es, el diodo túnel o A.R.N, el varactor o el de efecto Gunn.

Por razones de simplicidad en el análisis matemático, el diodo túnel es el más conveniente para emplear y aunque el A.R.N. que se implementa en la siguiente sección se opere a una frecuencia que todavía se halla por debajo de las microondas, constituye un ejemplo de diseño bastante ilustrativo y que el lector encontrará de interés como base de ulteriores proyectos ya que el análisis ahí efectuado es la esencia misma del diseño para este tipo de amplificadores ( véase también el capítulo 1 ).

## 6.2 Implementación.

Considérese el circuito de la figura 6.2.1 para el A.R.N, pro-

puesto para una frecuencia de trabajo  $f_t$  de 100 MHz.

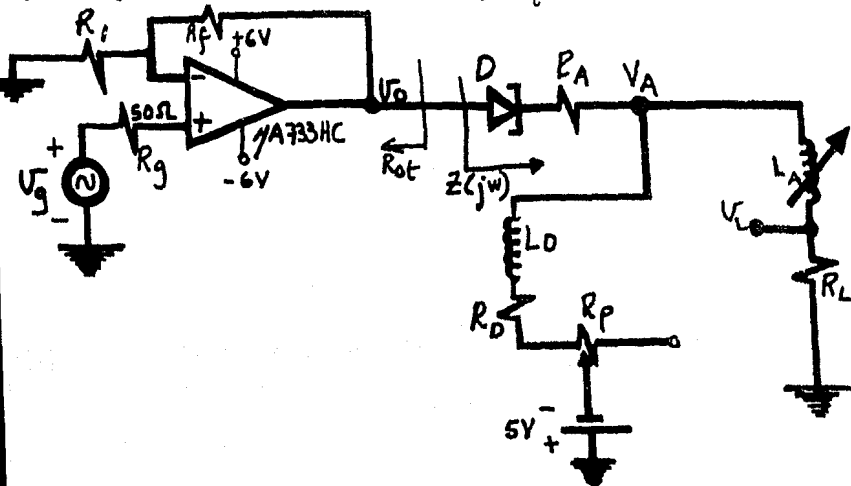


FIG. 6.2.1 A.R.N para una frecuencia de operación de 100 MHz.

Aquí se pueden distinguir básicamente tres subcircuitos o ramas cuyas respectivas funciones se analizan a continuación. La primera de ellas forma la etapa de entrada al A.R.N y está constituida por un amplificador operacional de video A733HC el cual funge como buffer con el objeto de aislar la impedancia de  $50\Omega$  de salida del generador y la correspondiente impedancia  $R_{ot}$  que "ve" el ánodo del diodo hacia la salida del operacional. La introducción de este buffer se hace indispensable debido a los efectos de inestabilidad que causarían inherentemente las magnitudes de los parámetros del diodo túnel usado aquí ( 1N2941 ), según se vió en el capítulo 1. La etapa intermedia o circuito de corriente alterna propiamente dicho está conformada por el diodo túnel, la resistencia  $R_A$  e inductancia  $L_A$  de ajuste y la carga  $R_L$  . La tercera rama es la que lleva a cabo la función muy específica

ca de darle la adecuada polarización al diodo para hacerlo trabajar dentro de su región de resistencia negativa. Como el lector podrá advertir, esta rama está ideada de tal forma que la inductancia  $L_D$  evita el paso de c.a a través de ella y con ello las fluctuaciones o desviaciones del punto de operación en la característica voltaje-corriente del diodo.

Con el propósito de tener el mínimo offset de voltaje de c.d a la salida del buffer y no afectar la polarización del diodo, las resistencias  $R_f$  y  $R_1$  son de  $100\ \Omega$ ; de ésta manera  $R_f/R_1 = R_G = 50\ \Omega$  y la ganancia de voltaje para el operacional es, como bien se sabe,  $v_o/v_i = 1 + R_f/R_1 = 2$ .

Para calcular la resistencia  $R_{ot}$  a la salida del buffer, determinémosse primero la ganancia de lazo T del circuito realimentado, es decir:

$$T = \frac{a_v R_{1a} R_1}{(R_G + R_{1a} + R_1 // R_f)(R_1 + R_f + R_{Oa})} \quad \dots 6.2.1$$

en donde  $a_v$  es la ganancia de voltaje del operacional en lazo abierto,  $R_{1a}$  la resistencia de entrada propia del operacional y  $R_{Oa}$  la resistencia de salida del mismo sin realimentación. A partir del manual de circuitos integrados Fairchild se halla que  $R_{Oa} = 20\ \Omega$ ,  $R_{1a} = 4\ \text{K}\Omega$  y  $a_v = 400$ . Sustituyendo todos los parámetros ya determinados en 6.2.1 se verifica que  $T = 177.38$ ; y la resistencia de salida  $R_{ot}$  es entonces  $R_{ot} = R_{Oa} / (1 + T) = 0.112\ \Omega$ . Ahora bien, para polarizar al diodo túnel apropiadamente (véase capítulo 1) escogemos un punto de operación Q tal, que a partir de la gráfica dada por el fabricante del 1N2941, para una corriente de 2 mA se obtiene un voltaje de 133 mv. Para ilustrar la obtención de éste punto Q obsérvese la figura 6.2.2 en la cuál se

hallan acotadas las magnitudes especificadas por el fabricante para el diodo 1N2941.

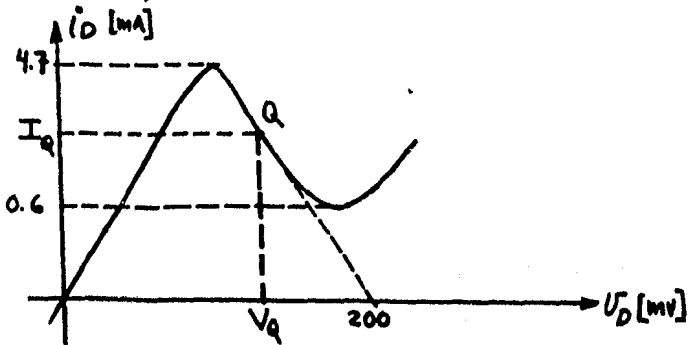


Fig. 6.2.2 Determinación del punto Q para el circuito de la fig. 6.2.1.  $L = 6 \text{ nH}$ ,  $|G| = .03 \text{ S}$ ,  $C = 25 \text{ pf}$ ,  $R_B = .5 \Omega$ . Diodo túnel 1N2941 (General Electric).

Realizando una aproximación lineal se ve que la pendiente viene dada por

$$2/(200 - V_Q) = 30 \times 10^{-3} \text{ S} \dots\dots 6.2.2$$

De modo que  $V_Q = 133 \text{ mV}$  para  $I_Q = 2 \text{ mA}$ .

Si el criterio de diseño se elige de tal suerte que la parte real de la impedancia  $Z(j\omega_t)$  del circuito sea cero, entonces

$$R = \frac{|G|}{|G|^2 + \omega_t^2 C^2} \dots\dots 6.2.3$$

Sustituyendo los parámetros del diodo y  $\omega_t = 2\pi f_t$  se halla una R de  $26.16 \Omega$ .

Tomando una  $R_L = 22 \Omega$  la resistencia  $R_A$  de ajuste se calcula como sigue

$$R_A = R - (R_B + R_L + R_{ot}) = 26.16 - (.5 + 22 + .112) \dots\dots 6.2.4$$

o sea  $R_A = 3.54 \Omega$ ; que para efectos prácticos se la puede obtener con dos resistencias comerciales de  $6.8 \Omega$  en paralelo.

Como se determinó en el capítulo 1, el límite superior para



la inductancia total  $L=L_S+L_A$  está fijado por las condiciones de estabilidad en

$$L = RC/|G| = 26.16 \times 25 \times 10^{-12} / 0.03 = 21.8 \text{ nH} \dots$$

... 6.2.5

Por lo tanto la inductancia de ajuste es  $L_A = 21.8 - 6 = 15.8 \text{ nH}$  que se aproximará para su diseño físico a  $15 \text{ nH}$ .

El circuito equivalente para la red de polarización está mostrado en la fig. 6.2.3 a partir de la cual se obtienen las siguientes ecuaciones:

$$I_g = I_D = 2 \text{ mA} \dots 6.2.6$$

$$V_A = 133 + 2(3.54 + .112) \approx 140 \text{ mV} \dots 6.2.7$$

$$I_g = 2 + 140/22 = 8.36 \text{ mA} \dots 6.2.8$$

$$R_D + R_P = \frac{5 - 0.140}{8.36} = 581.3 \Omega \dots 6.2.9$$

Como el valor mínimo para la suma de la resistencia total del potenciómetro  $R_P$  y la  $R_D$  debe ser  $581.3 \Omega$ , escójase un potenciómetro  $R_P = 470 \Omega$  y una  $R_D = 330 \Omega$  para que 6.2.9 se satisfaga.

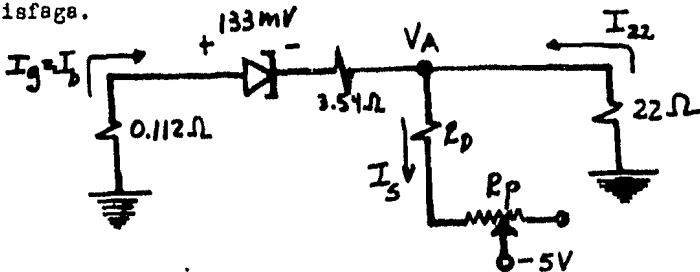


Fig. 6.2.3 Circuito de C.D para el cálculo de los resistores en la red de polarización.

Para desacoplar el circuito de c.a de la fuente de voltaje constante de 5 volts, es conveniente utilizar una inductancia que posea una reactancia de cuando menos  $10 \text{ K}\Omega$  de tal manera que

$$X_L = \omega_t L_D = 10 \text{ K}\Omega \dots\dots 6.2.10$$

luego  $L_D = 10/2\pi \times 10^8 \approx 15 \mu\text{H}$ .

### DISEÑO FISICO DE LAS INDUCTANCIAS.

Mediante la ecuación de diseño para un solenoide proporcionada por el manual de F. Langford Smith (Radio Designer's handbook, cap. 10), es posible calcular las dimensiones y el número de vueltas que deberán tener tanto la bobina  $L_A$  como la  $L_D$  para cumplir con los valores hallados con anterioridad.

La ecuación de diseño viene dada por

$$L = \frac{0.0395 a^2 n^2}{b} K \dots 6.2.11$$

en donde  $n$  es el número de vueltas,  $a$  el radio de la bobina (véase la fig. 6.2.4),  $b=nd$  la longitud de la bobina,  $d$  el diámetro del alambre y  $K$  es una función de la relación diámetro a longitud  $2a/b$  y cuya magnitud puede determinarse a partir de la tabla 6.2.1.

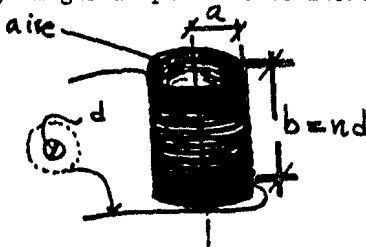


Fig. 6.2.4 Características de la bobina cuyos parámetros se determinan mediante la ecuación 6.2.11

En la ecuación 6.2.11, todas las dimensiones están expresadas en centímetros y las inductancias en microhenrys, de tal modo que si para la bobina de  $L_D$  se fija un radio  $a$  de 1.1 cm y una longitud de bobina de  $b = 2.4$  cm, entonces  $2a/b = 0.90$  y  $K$ , según la tabla 6.2.1, da un valor de 0.7110; por lo tanto el número de vueltas que deberá tener la inductancia  $L_D$  es de

Diam to length	K	Difference	Diam to length	K	Difference	Diam to length	K	Difference
0.00	1.0000	-0.0209	2.00	0.5255	-0.0118	7.00	0.2884	-0.0047
.05	.9791	203	2.10	.5137	112	7.20	.2637	45
.10	.9488	197	2.20	.5025	107	7.40	.2491	48
.15	.9201	190	2.30	.4918	102	7.60	.2448	47
.20	.8920	183	2.40	.4818	97	7.80	.2408	40
0.35	0.9016	-0.0178	2.60	0.4719	-0.0093	8.00	0.2366	-0.0094
.30	.8828	173	2.80	.4626	89	8.50	.2272	86
.35	.8655	167	2.70	.4537	85	9.00	.2185	79
.40	.8499	162	2.80	.4452	82	9.50	.2108	73
.45	.8357	154	2.90	.4370	78	10.00	.2033	
0.50	0.8181	-0.0150	3.00	0.4292	-0.0073	10.0	0.2033	-0.0132
.55	.8051	144	3.10	.4217	72	11.0	.1903	113
.60	.7965	140	3.20	.4145	70	12.0	.1790	98
.65	.7745	136	3.30	.4075	67	13.0	.1692	87
.70	.7609	131	3.40	.4008	64	14.0	.1605	78
0.75	0.7478	-0.0127	3.50	0.3944	-0.0062	15.0	0.1527	-0.0070
.80	.7351	123	3.60	.3882	60	16.0	.1457	63
.85	.7228	118	3.70	.3822	58	17.0	.1394	52
.90	.7110	115	3.80	.3764	56	18.0	.1336	32
.95	.6995	111	3.90	.3708	54	19.0	.1284	48
1.00	0.6884	-0.0107	4.00	0.3654	-0.0052	20.0	0.1234	-0.0085
1.05	.6777	104	4.10	.3602	51	22.0	.1181	72
1.10	.6672	100	4.20	.3551	49	24.0	.1128	63
1.15	.6573	98	4.30	.3502	47	26.0	.1075	50
1.20	.6478	94	4.40	.3455	46	28.0	.0950	49
1.25	0.6381	-0.0091	4.50	0.3409	-0.0045	30.0	0.0910	-0.0102
1.30	.6290	89	4.60	.3364	43	35.0	.0808	80
1.35	.6201	86	4.70	.3321	42	40.0	.0728	64
1.40	.6115	84	4.80	.3279	41	45.0	.0664	53
1.45	.6031	81	4.90	.3238	40	50.0	.0611	42
1.50	0.5950	-0.0079	5.00	0.3198	-0.0076	60.0	0.0528	-0.0061
1.55	.5871	78	5.20	.3122	72	70.0	.0467	45
1.60	.5795	74	5.40	.3050	69	80.0	.0419	34
1.65	.5721	72	5.60	.2981	65	90.0	.0381	31
1.70	.5649	70	5.80	.2916	62	100.0	.0350	
1.75	0.5579	-0.0068	6.00	0.2854	-0.0060			
1.80	.5511	67	6.20	.2795	58			
1.85	.5444	65	6.40	.2739	54			
1.90	.5379	63	6.60	.2685	52			
1.95	.5316	61	6.80	.2633	49			

Tabla 6.2.1 Valores de K en la ecuación 6.2.11

$$n = \frac{15 \times 2.4}{0.0395 \times (1.1) \times 0.7110} = 32.5 \text{ vueltas. ...}$$

...6.2.12

Bajo estas condiciones,  $d=b/n = 0.57 \text{ mm}$  y el alambre a emplear es del calibre 23 del tipo sencillo.

Para la determinación física de la bobina correspondiente a  $L_A$ , si  $a=0.15 \text{ cm}$  y  $b=0.6 \text{ cm}$ , entonces la relación diámetro a longitud es de 0.5 y de la tabla 6.2.1 K vale 0.8181. Con todas las magnitudes  $n$  debe ser 3.5 vueltas según se advierte de la ecuación 6.2.11 y el diámetro del alambre resulta de 1.71 mm por lo que se emplea uno de calibre 14 del tipo cubierto.

### 6.3 Conclusiones.

El amplificador final está mostrado en la figura 6.3.1 y su ganancia puede calcularse fácilmente a partir de las ecuaciones halladas en el capítulo 1. Como puede verse, la inductancia  $L_A$  es variable para que, dado el caso, la ganancia de voltaje para el A.R.N pueda ser llevada a diversas magnitudes según sean los requerimientos del diseñador.

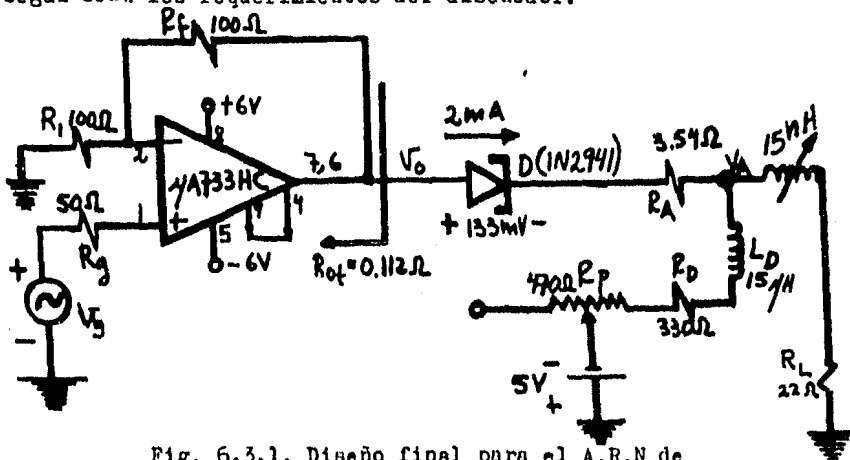


Fig. 6.3.1. Diseño final para el A.R.N de 100 kHz.