

# ***TEORÍA DEL DIODO***

- 1.-** Unión p-n. Diodo sin polarizar.
- 2.-** Polarización del diodo.
  - 2.1.-** Polarización inversa.
  - 2.2.-** Polarización directa.
- 3.-** Curva característica del diodo.
- 4.-** El diodo como elemento de un circuito.
- 5.-** Aproximaciones del diodo.
  - 5.1.-** Primera aproximación.
  - 5.2.-** Segunda aproximación.
  - 5.3.-** Tercera aproximación.
  - 5.4.-** Cuarta aproximación. Diodo ideal.
- 6.-** Capacidades y tiempo de conmutación en el diodo.
- 7.-** Diodos LED y diodos Zener.

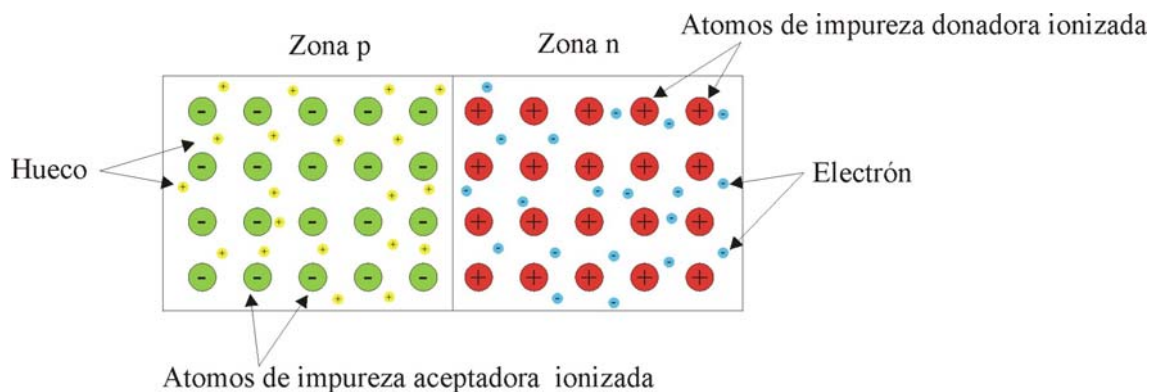
## 1.- UNION p-n. DIODO SIN POLARIZAR.

La situación de partida es la del cristal semiconductor representado en la *Figura 2.1*, es decir, tenemos un semiconductor con una zona tipo p junta a una zona tipo n.

Suponemos que todas las impurezas están totalmente ionizadas y que los portadores que tenemos en cada una de las zonas provienen de las propias impurezas, es decir, prescindimos de momento de los pares  $e^- - h^+$  que se forman por agitación térmica.

Como ya se ha comentado en el capítulo anterior, en la zona n cada átomo de impureza donadora (átomos con 5  $e^-$  de valencia) al introducirse en la estructura cristalina del silicio, produce un  $e^-$  libre, quedando, por tanto, el átomo cargado positivamente. Así, podemos representar un semiconductor tipo n como se muestra en el lado derecho de la figura 1.

De manera similar, en la zona p cada átomo de impureza aceptadora (impurezas con 3  $e^-$  de valencia) al introducirse en la estructura cristalina del silicio, dejan un enlace sin completar, con lo que tienden a captar un  $e^-$  para satisfacer dicho enlace. O lo que es lo mismo tienden a ceder un hueco. El átomo de impureza aceptadora, al captar un  $e^-$  queda cargado cediendo un  $h^+$  (carga positiva), de manera que podemos observar como el cristal sigue siendo eléctricamente neutro.



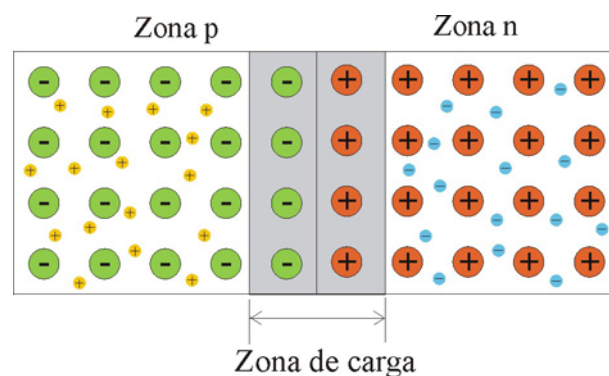
*Figura 2.1.- Unión p-n*

En la zona p existen gran cantidad de huecos (en una primera aproximación tantos como impurezas aceptadoras, ya que suponemos que a temperatura ambiente todas ellas están ionizadas). Por el contrario, en la zona n el número de huecos que tendremos serán muy pocos (debidos a la formación de pares  $e^- - h^+$  por rotura térmica de enlaces). Por tanto se establecerá una corriente difusión de  $h^+$  de la zona p hacia la zona n.

Análogamente, en la zona n tendremos gran cantidad de  $e^-$  (tantos como átomos de impurezas donadoras). En la zona p también existirán  $e^-$  pero en un número muy bajo (como en el caso anterior debidos a la rotura térmica de enlaces). Esto originará una corriente de difusión de  $e^-$  de la zona n hacia la zona p. Es importante remarcar que los iones originados por la ionización de los átomos de impurezas están fijos en la red cristalina, es decir, no se pueden mover, por lo que no intervienen en la corriente eléctrica.

Debido a esta difusión los huecos al abandonar la zona p y pasar a la zona n (donde son portadores minoritarios) tienen una gran probabilidad de recombinarse con un  $e^-$  aniquilándose ambos. Igualmente los  $e^-$  que proceden de la zona n al pasar a la zona p y en las proximidades de la unión se recombinarán.

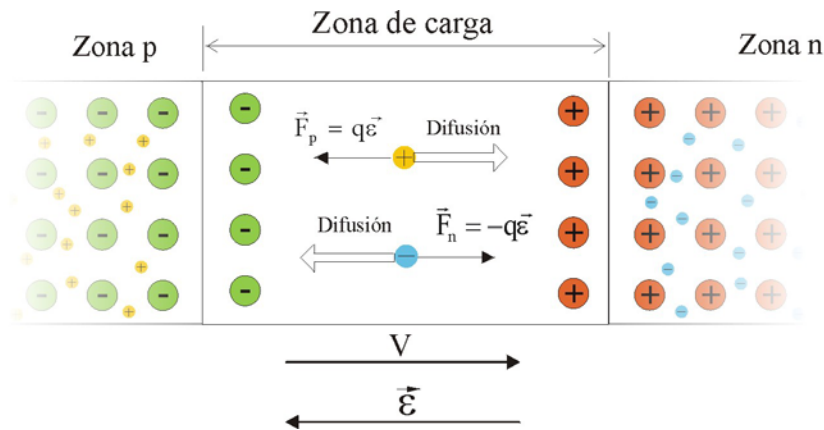
Así, en las proximidades de la unión aparecerá una zona donde no existirán cargas libres. Esta zona se denomina *región de carga espacial*, *zona de deplexión*, *zona de vaciado*.



**Figura 2.2.-** Al poner en contacto una zona p y una zona n aparece en las proximidades de la unión una zona en la que no existen cargas libres. Es la zona de carga espacial.

Sin embargo, el proceso de difusión tiene un límite. Debido a los iones de las impurezas que están fijos en la estructura cristalina, aparecerá una diferencia de potencial, positiva del lado de la zona n negativa del lado de la zona p que tenderá a frenar la difusión de portadores de una zona a otra.

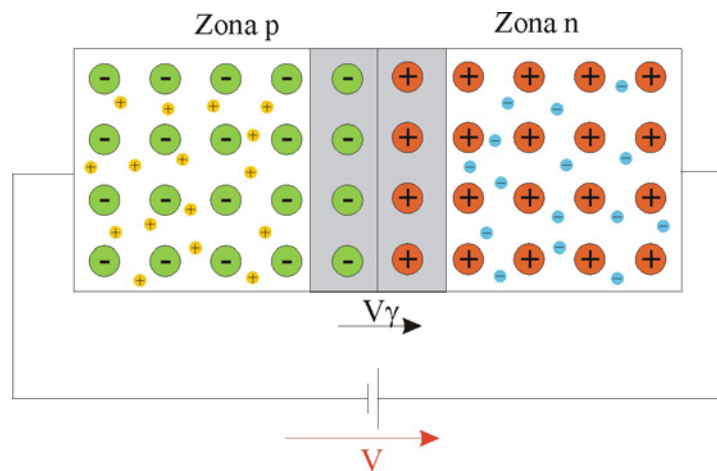
En la zona de carga espacial aparecerá un campo eléctrico que tiende a alejar tanto a los  $e^-$  de la zona n como a los  $h^+$  de la zona p de la unión. Por tanto la difusión de portadores seguirá hasta que el campo eléctrico generado en el interior de la zona de carga sea lo suficientemente grande como para impedir el paso de los mismos.



**Figura 2.3.-** En la zona de carga aparece un campo eléctrico que se opone al movimiento por difusión de  $h^+$  y  $e^-$ .

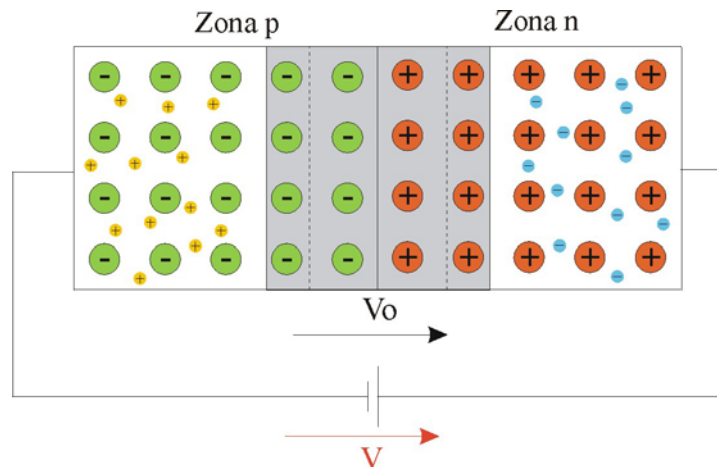
## 2.- POLARIZACIÓN DEL DIODO.

### 2.1.- Polarización Inversa.



**Figura 2.4.-** Polarización inversa de una unión p-n. Consiste en poner una tensión positiva del lado de la zona n y negativa del lado de la zona p.

Para polarizar inversamente una unión p-n colocamos una tensión continua con el lado negativo de la misma en la zona p y el lado positivo de la tensión en la zona n. La polaridad aplicada de esta manera es tal que tiende a alejar a los  $h^+$  de la zona p y a los  $e^-$  de la zona n de la unión. De esta manera, la zona de cargas fijas negativas se extenderá hacia el interior de la zona p y de forma análoga la zona de cargas positivas tenderá a penetrar en la zona n.



**Figura 2.5.-** Polarización inversa. A medida que aumentamos la polarización inversa aumenta la anchura de la zona de carga zona dipolar

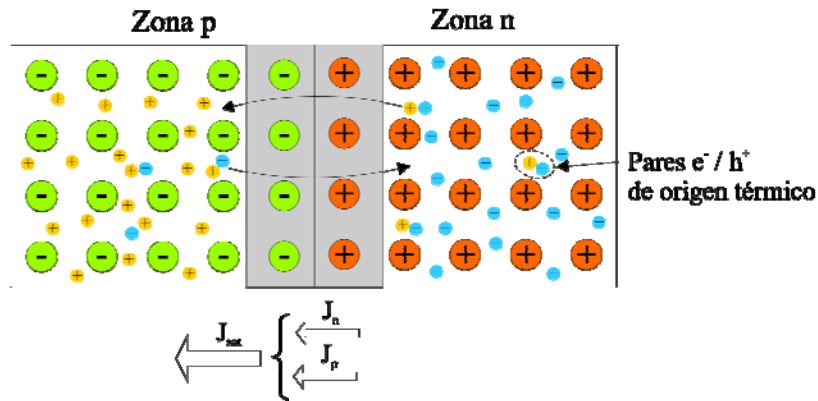
Al aumentar la zona de depleción aumentará el potencial de la barrera. Este aumento continuará hasta que el potencial que aparece en la zona de carga espacial se iguale con la tensión aplicada.

La distancia que la zona de carga espacial penetre en cada una de las zonas dependerá del nivel de dopado de las mismas. Cuanto más dopada esté una zona menos se adentrará en la misma la zona de depleción.



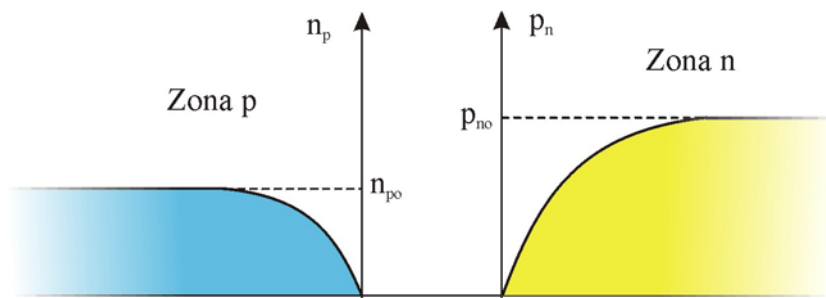
**Figura 2.6.-** En la figura se aprecia como la zona de carga (área sombreada) penetra más en la zona n (menos dopada) que en la zona p (más dopada).

Por lo tanto, en principio resultará una corriente nula. Sin embargo, debemos de tener en cuenta a los portadores minoritarios ( $e^-$  en la zona p y  $h^+$  en la zona n provenientes de la formación de pares  $e^- - h^+$  debida a la rotura térmica de enlaces). Así, el campo eléctrico aplicado tenderá a llevar a los  $e^-$  de la zona p hacia la zona n y a los huecos de la zona n hacia la zona p. Esto supone una corriente resultante que se denomina *corriente inversa de saturación* o *corriente de fugas*. Esta corriente depende de la temperatura y no de pende de la tensión inversa aplicada.



**Figura 2.7.-** En polarización inversa los  $e^-$  de la zona p y los  $h^+$  de la zona n formados por rotura térmica de enlaces atraviesan la unión dando lugar a la corriente inversa de saturación.

Si representamos el perfil de minoritarios en polarización inversa

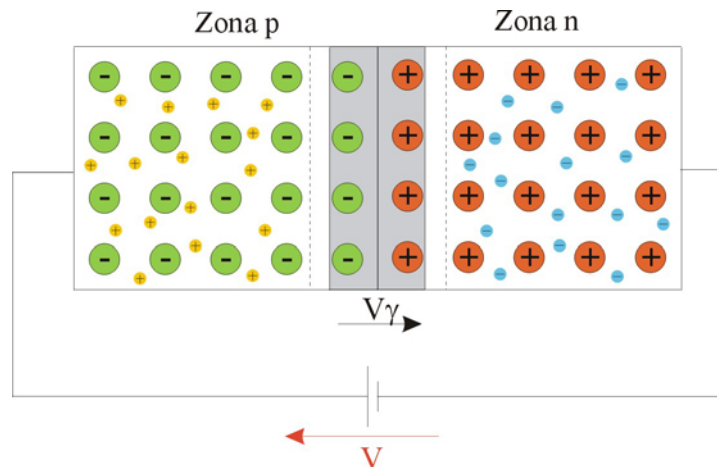


**Figura 2.8.-** Perfiles de minoritarios en la unión p-n polarizada en inversa.

## 2.2.- Polarización directa.

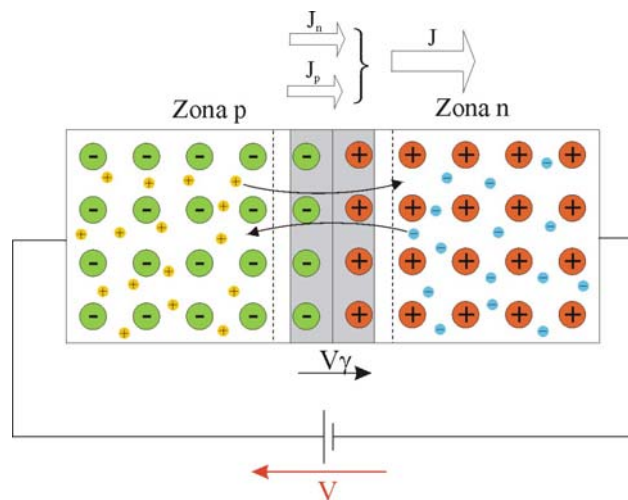
Cuando aplicamos una tensión directa  $V$  a una unión p-n, es decir, una tensión positiva del lado p y negativa del lado n. En primer lugar, la anchura de la zona de carga disminuye, disminuyendo también la barrera de potencial que aparece en dicha zona. Esta tensión aplicada rompe el equilibrio establecido entre las fuerzas que sobre los portadores ejerce el campo eléctrico y las fuerzas que tienden a producir la difusión de los portadores minoritarios.

Para valores pequeños de la tensión de polarización (valores de tensión menores que la barrera de potencial) la circulación de corriente no será apreciable. Esto se debe a que el campo eléctrico que aparece en la zona de carga es más fuerte que el campo exterior aplicado, por lo tanto los portadores mayoritarios no podrán atravesar la zona de carga.



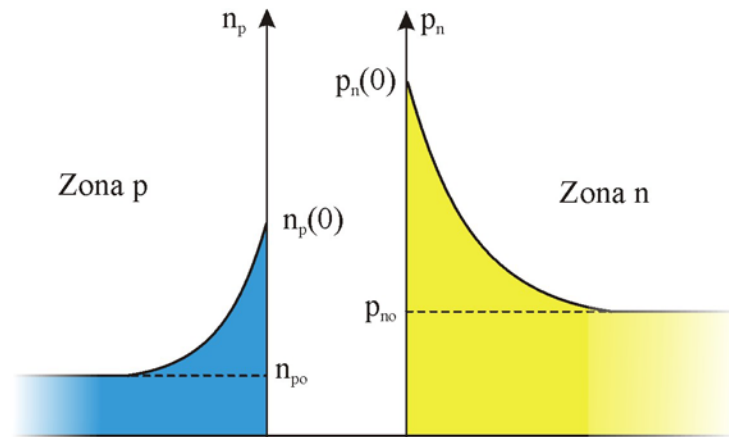
**Figura 2.9.-** Polarización directa de la unión p-n. La zona dipolar es más estrecha que la que aparece en la unión sin polarizar.

A medida que la tensión exterior aplicada aumenta y superamos el valor de la barrera de potencial, los portadores mayoritarios atravesarán la unión. Los  $h^+$  de la zona p se verán arrastrados hacia la zona n y los  $e^-$  de la zona n hacia la zona p creándose una corriente grande (debida a los mayoritarios) en el sentido de la zona p hacia la zona n.



**Figura 2.10.-** Polarización directa de la unión p-n. Cuando  $V > V\gamma$  la corriente crece exponencialmente con la tensión aplicada.

Por último nos fijamos en el perfil de los portadores minoritarios.



**Figura 2.11.-** Perfiles de minoritarios en la unión p-n polarizada en directa.

### 3.- CURVA CARACTERÍSTICA DEL DIODO.

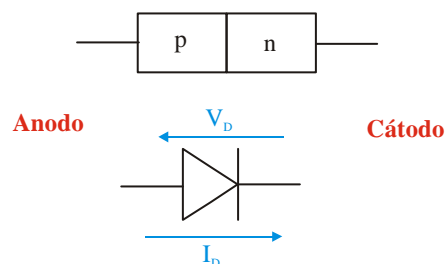
Puede demostrarse mediante la física del estado sólido que las características generales de un diodo semiconductor pueden definirse por la siguiente ecuación:

$$I_D = I_S \left[ \exp \frac{q \cdot V_D}{\eta \cdot K \cdot T} - 1 \right] \quad \text{Ecuación de Shockley}$$

Donde

$I_D$  = Corriente que atraviesa el diodo

$V_D$  = Tensión (diferencia de potencial) entre los extremos del diodo



**Figura 2.9.-** Símbolo del diodo (unión p-n). Sentidos de tensión y corriente para la curva característica de la Figura 2.10.

$q$  = carga del electrón en Culombios =  $1,6 \text{ E-}19 \text{ C}$

$K$  = constante de Boltzman =  $8,62 \text{ E-}5 \text{ eV/K}$

$T$  = Temperatura en Kelvin.



Para niveles bajos de tensión (en o bajo la rodilla de la curva)

$\eta = 1$  para el Ge

$\eta = 2$  para el Si

Para niveles relativamente altos de corriente (zona de ascenso rápido de la curva)

$\eta = 1$  tanto para Si como para el Ge.

Por otra parte, se denomina “*tensión equivalente de temperatura*” a:

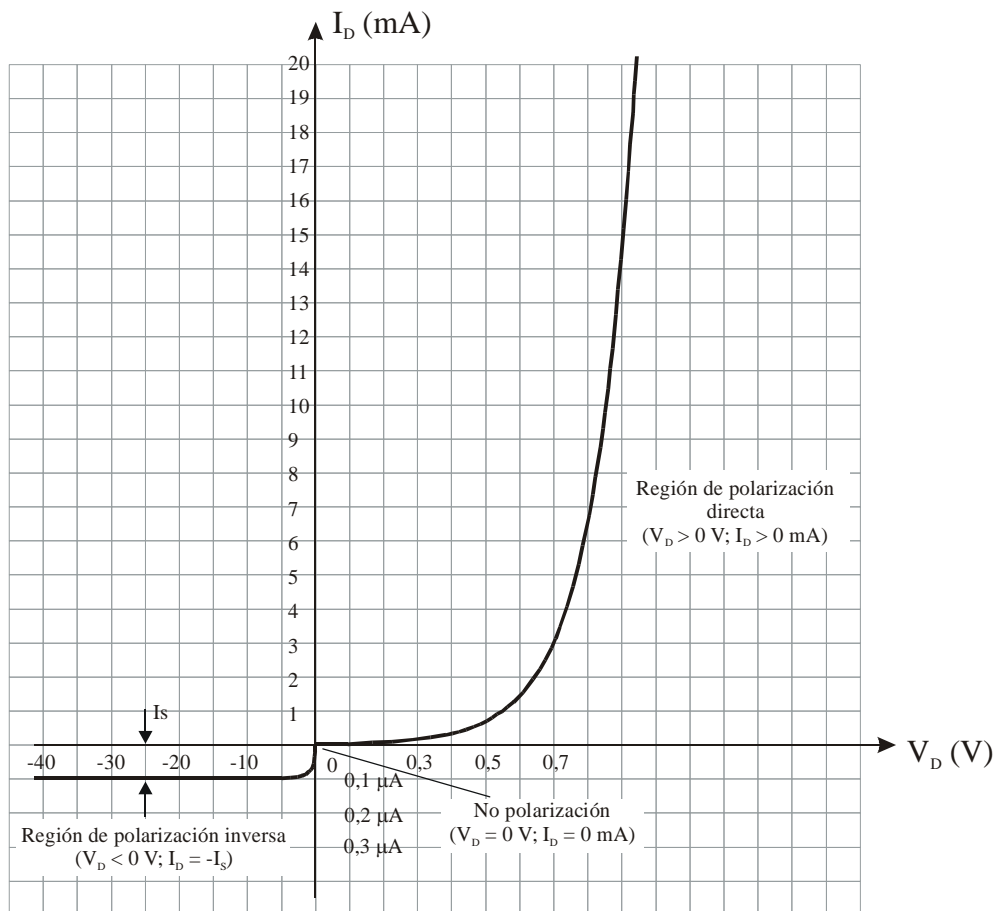
$$V_T = \frac{K \cdot T}{q} = \frac{T}{11600}$$

Así, por ejemplo, para temperatura ambiente ( $T = 300 \text{ K}$ )

$V_T = 0,026 \text{ V} = 26 \text{ mV}$ .

La ecuación del diodo se suele escribir a veces en la forma

$$I_D = I_S \left[ \exp \frac{V_D}{\eta \cdot V_T} - 1 \right]$$



**Figura 2.12.-** Curva característica del diodo.

Para valores de tensión positivos y varias veces superior a  $V_T$ , puede despreciarse el 1 del paréntesis de la ecuación de Shockley, de forma que, salvo para un pequeño margen en las proximidades del origen, la corriente aumenta exponencialmente con la tensión.

Cuando polarizamos el diodo en inversa con una tensión cuyo módulo sea varias veces superior a  $V_T$  tendremos que  $I_D \approx -I_S$  para cualquier valor de  $V_D$ .

### Tensión Umbral $V_\gamma$ .

También es conocida como tensión de codo.

Para valores de tensión inferiores a  $V_\gamma$  la corriente es muy pequeña (aún en polarización directa). El diodo no conduce bien hasta que la tensión aplicada sobrepasa la barrera de potencial. Por esto, para las primeras decenas de voltio la corriente es muy pequeña. A medida que nos acercamos al valor de  $V_\gamma$  los portadores mayoritarios de las respectivas zonas ( $e^-$  de la zona n y  $h^+$  de la zona p) comienzan a atravesar la unión en grandes cantidades, por lo que la corriente crece rápidamente (de forma exponencial, como ya se ha comentado). Para tensiones superiores a la tensión umbral, pequeños aumentos de tensión producen grandes aumentos de corriente.

El valor de esta tensión de 0,7 V para el Si y de 0,3 V para el Ge.

### Corriente inversa de saturación $I_S$ .

También se la conoce como corriente de fugas ( $I_O$ ).

Está originada térmicamente, no depende de la tensión aplicada, sino de la temperatura.

Se puede decir que su valor se duplica cada 10 °C.

### Corriente de pico.

Es la máxima corriente que puede soportar el diodo en directa sin quemarse.

Es un dato que proporciona el fabricante en las hojas de características del dispositivo (datasheets) y nos da distintos valores dependiendo del tipo de corriente que circule por el diodo (no será lo mismo si la corriente es continua, si es alterna o si son picos de sobrecorriente).

### Tensión de ruptura.

Cuando en un diodo aplicamos una tensión inversa, a su través circula la corriente inversa de saturación ( $I_S$ ) y en la zona de carga aparece una tensión igual a la tensión inversa aplicada. Sin embargo, esta tensión no puede aumentarse todo lo que se desee ya que existe un valor de tensión (*tensión de ruptura*) a partir del cual el diodo comienza a conducir intensamente. Para pequeños aumentos de tensión inversa se tienen grandes incrementos de corriente.

Si no conseguimos evacuar toda la potencia calorífica generada por efecto Joule, el diodo se rompe. Esta ruptura se puede deber a dos efectos:

- Efecto avalancha.
- Efecto zener

### *Efecto avalancha.*

Al mismo tiempo que la tensión a través del diodo se incrementa en la región de polarización inversa, la velocidad de los portadores minoritarios (responsables de  $I_S$ ) también se incrementa. A la larga, sus velocidades y sus energías cinéticas serán suficientes para liberar portadores adicionales mediante colisiones con estructuras atómicas de otro modo estables. Esto es, resultará un proceso de ionización por medio del que los  $e^-$  de valencia absorberán energía suficiente para abandonar el átomo padre. Estos portadores adicionales pueden así ayudar al proceso de ionización, hasta el punto en que se establezca una elevada corriente de avalancha y se determina la región de “ruptura de avalancha”.

### *Efecto Zener.*

Cuando un diodo está muy dopado la zona de depleción es muy estrecha. A causa de ello, el campo eléctrico en esta zona es muy intenso.

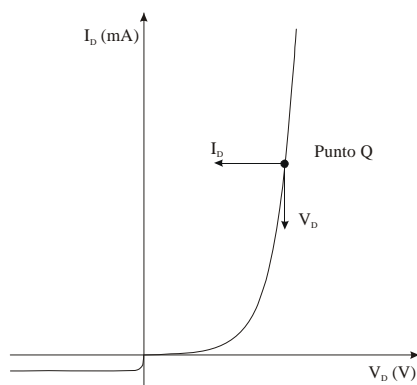
Cuando el campo eléctrico es muy elevado ( $\geq 300\,000\text{ V/cm}$ ) el campo puede extraer los  $e^-$  de sus órbitas de valencia. La creación de  $e^-$  libres de esta manera recibe el nombre de *efecto zener* (también conocido como “*emisión de campo intenso*”).

Este efecto es diferente del *efecto avalancha* que requiere que los portadores minoritarios con grandes velocidades desliguen  $e^-$  de valencia mediante choques. El *efecto zener* depende solamente de la intensidad del campo eléctrico.

El *efecto zener* ocurre para valores de tensión inferiores a 4 V, mientras que el efecto avalancha requiere tensiones superiores a 6 V. Para valores de tensión comprendidos entre los 4 y los 6 V pueden coexistir ambos efectos sin prevalecer uno sobre otro.

A la mayoría de los diodos no se les permite llegar a la ruptura (usualmente > 50 V ). Sin embargo, en otros casos, se busca trabajar en la zona inversa (diodos zener. Se verán en el apartado 7 de este capítulo)

### Resistencia estática o de corriente continua.



Es la resistencia que presenta el diodo en el punto de operación.

$$R_D = \frac{V_D}{I_D}$$

Varía ampliamente dependiendo de la zona de trabajo.

En la zona de polarización inversa  $R_D$  es del orden de los  $M\Omega$ .

En la zona entre 0 y  $V_\gamma$   $R_D$  es del orden de las centenas de  $\Omega$ .

En la zona de conducción ( $V_D > V_\gamma$ )  $R_D$  es del orden de las decenas o unidades de  $\Omega$ .

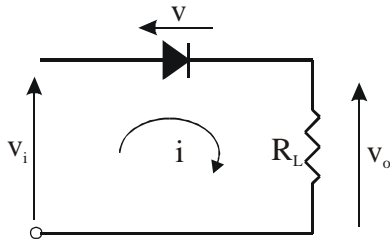
### Resistencia dinámica o de corriente alterna.

Viene definida por la pendiente de la curva en el punto de funcionamiento.

$$r_d = \left. \frac{dv_D}{di_D} \right|_Q = \frac{v_T}{I_D}$$

#### 4.- EL DIODO COMO ELEMENTO DE UN CIRCUITO

Vamos a resolver el circuito de la figura



$$v_i = v_o + v$$

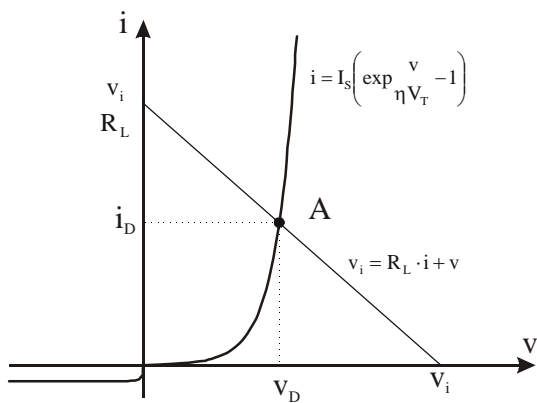
En la resistencia

$$v_o = R_L \cdot i$$

En el diodo

$$i = I_S \left( \exp \frac{v}{\eta V_T} - 1 \right)$$

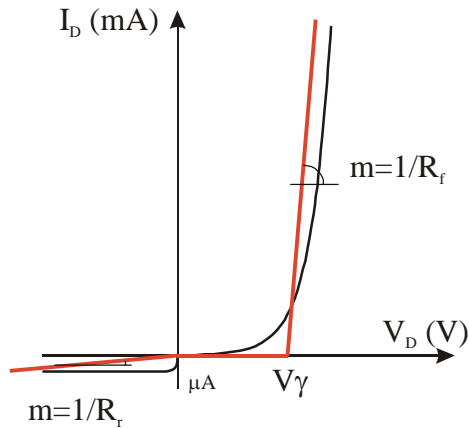
$$\left. \begin{array}{l} i = I_S \left( \exp \frac{v}{\eta V_T} - 1 \right) \\ v_i = R_L \cdot i + v \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{Sistema de ecuaciones no lineales. Se resuelve por métodos} \\ \text{iterativos.} \end{array}$$



El punto A intersección de la recta de carga con la curva del diodo es el punto de funcionamiento.

## 5.- APROXIMACIONES DEL DIODO

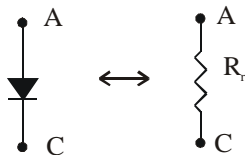
### 5.1.- Primera Aproximación.



Podemos distinguir 3 zonas distintas de funcionamiento:

#### a) Diodo en polarización inversa ( $V_D \leq 0$ )

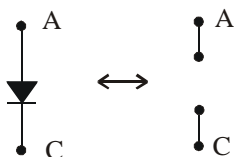
En esta zona la curva del diodo es una recta que pasa por el origen de pendiente  $1/R_r$ , por tanto, el diodo se comporta como una resistencia de valor  $R_r$ .



Cuando un diodo esté en inversa lo sustituiremos en el circuito por una resistencia  $R_r$ .

#### b) Diodo en directa con tensión menor que la tensión umbral ( $0 \leq V_D \leq V_\gamma$ )

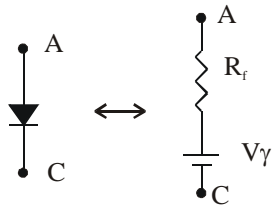
En esta zona el diodo se comporta como un circuito abierto (la corriente a su través es nula independientemente de la tensión).



Por tanto cuando un diodo esté en inversa lo sustituiremos por un circuito abierto.

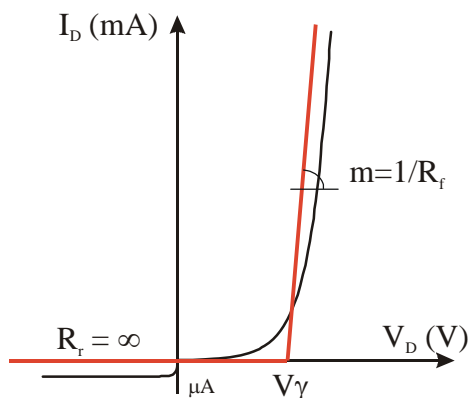
c) Diodo en conducción ( $V_D \geq V_\gamma$ )

En esta zona la curva característica del diodo es una recta que corta al eje de tensiones en el punto  $V_\gamma$  y tiene una pendiente  $1/R_f$ . Es decir, se comporta como una resistencia en serie con una fuente de tensión de valor  $V_\gamma$ . (Es importante observar que el polo positivo de esta fuente debe estar del lado del ánodo y el negativo del cátodo)



Por tanto, cuando un diodo esté en conducción podremos sustituirlo en el circuito correspondiente por una resistencia de valor  $R_f$  y una fuente de tensión de valor  $V_\gamma$ .

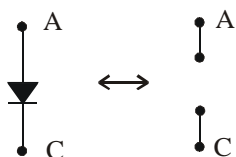
5.2.- Segunda Aproximación.



Surge al despreciar el efecto de la resistencia en inversa (esta es de un valor muy elevado, del orden de los  $M\Omega$ ). El valor de esta resistencia normalmente es mucho mayor que los valores de las resistencias utilizadas en los circuitos más habituales, por tanto podremos aproximar que su valor es infinito.

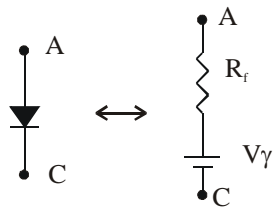
Ahora podemos distinguir 2 zonas de funcionamiento.

a) Diodo en corte ( $V_D \leq V_\gamma$ )



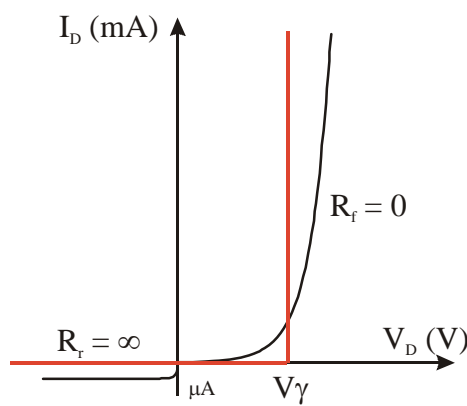
El diodo se comporta como un circuito abierto.

**b) Diodo en conducción (  $V_D \geq V_\gamma$  )**



En esta zona la característica del diodo es exactamente igual al caso c de la primera aproximación, por tanto, habrá que sustituir al diodo por una resistencia de valor  $R_f$  y una fuente de tensión de valor  $V_\gamma$ .

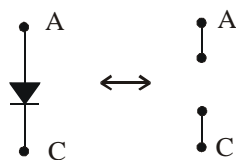
**5.3.- Tercera aproximación.**



Cuando un diodo está en conducción la resistencia que opone al paso de la corriente es muy pequeña ( $R_f$  es del orden de unos pocos  $\Omega$ ). Si en el circuito en el que se encuentre el diodo, las resistencias presentes son de valores muy superiores al de  $R_f$  (esto sucede habitualmente en la mayoría de las aplicaciones prácticas), podremos despreciar esta resistencia haciendo  $R_f = 0$ . De esta forma surge la tercera aproximación.

Seguimos teniendo dos zonas de funcionamiento.

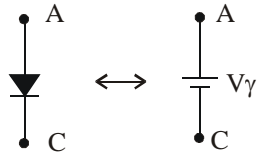
**a) Diodo en corte (  $V_D \leq V_\gamma$  )**



El diodo se comporta como un circuito abierto.

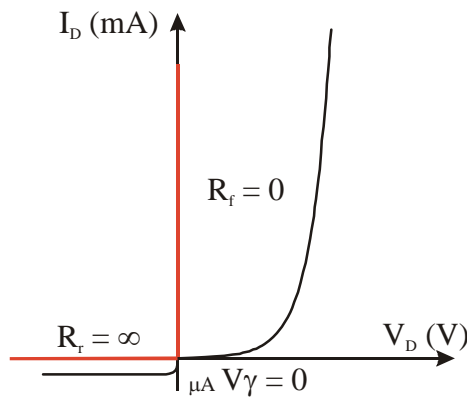


**b) Diodo en conducción (  $V_D \geq V_\gamma$  )**



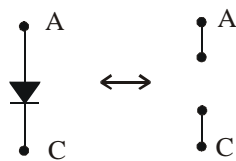
El diodo se comporta como una fuente de tensión de valor  $V_\gamma$ . (Tenemos lo mismo que en la aproximación anterior haciendo  $R_f = 0$ ).

**5.4.- Cuarta aproximación. Diodo ideal.**



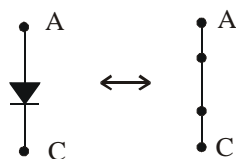
Si el diodo es de Si, sabemos que  $V_\gamma = 0,7 \text{ V}$  ( $0,2 \text{ V}$  si fuese de Ge). Por tanto, si las tensiones con las que trabajamos en el circuito son muy superiores a este valor, podremos despreciar estos  $0,7 \text{ V}$  sin cometer un gran error. La cuarta aproximación, conocida como *diodo ideal*, surge al despreciar  $V_\gamma$ .

**a) Diodo en corte (  $V_D \leq 0$  )**



El diodo se comporta como un circuito abierto.

**b) Diodo en conducción (  $V_D \geq 0$  )**



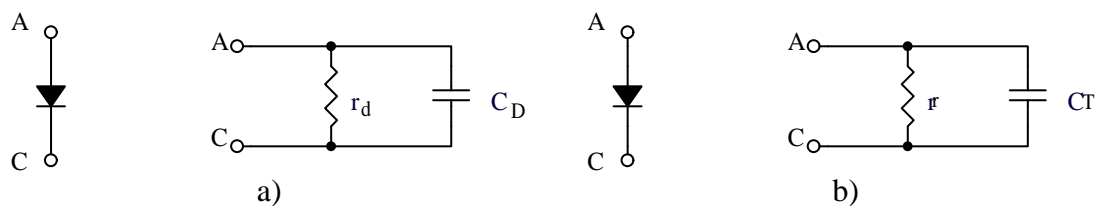
El diodo se comporta como un cortocircuito.  
Si  $V_D > 0 \Rightarrow I_D \rightarrow \infty$

Cuando se utiliza la aproximación de diodo ideal, podemos observar como el funcionamiento de un diodo se asemeja al de un interruptor.



## 6.- CAPACIDADES Y TIEMPO DE CONMUTACIÓN.

Los modelos anteriormente descritos son para gran señal, es decir, cuando las variaciones de la tensión aplicada son grandes respecto al nivel de polarización. Cuando la amplitud de la señal aplicada es pequeña respecto a la de polarización se utilizan los modelos de pequeña señal que aparecen representados en la *Figura 2.13*.



**Figura 2.13.-** Modelos de pequeña señal para el diodo a) polarización directa y b) polarización inversa.

Donde:

$r_d$  = resistencia incremental o dinámica en directa.

$r_T$  = resistencia incremental o dinámica en inversa.

$C_D$  = capacidad de difusión

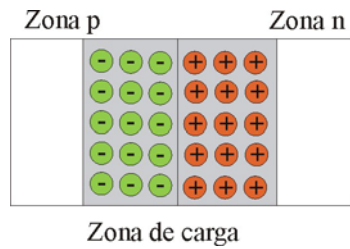
$C_T$  = capacidad de transición o de unión.

### 6.1.- Capacidad de transición o de unión.

Aparece cuando se aplica al diodo una tensión inversa. Como ya se ha mencionado, la polarización inversa provoca que los portadores mayoritarios se alejen de la unión, dejando descubiertas más cargas inmóviles. De ahí que el espesor de la zona de carga espacial aumente con la tensión inversa. Esta variación de carga con la tensión aplicada puede considerarse como un efecto de capacidad. Así se define la capacidad  $C_T$  como

$$C_T = \left| \frac{dQ}{dV} \right|$$

$C_T$  llamada *capacidad de la región de transición, de la barrera o de la carga espacial* representa la variación de la carga almacenada en la región de carga respecto a la variación de la tensión en la unión.



a)

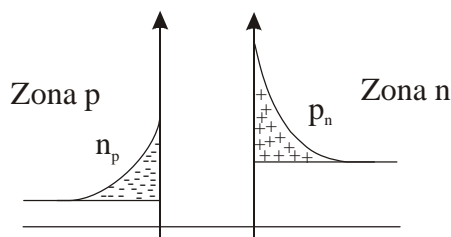
$$C_T = \frac{\varepsilon \cdot A}{W}$$

b)

**Figura 2.14.-** a) Capacidad de la región de transición. En la zona de carga aparece una carga almacenada cuyo valor depende de la tensión de polarización inversa. b) Expresión de la capacidad de transición para una unión abrupta. Su valor coincide con el de la capacidad de un condensador plano de placas paralelas.

## 6.2.- Capacidad de difusión.

Cuando estamos en polarización directa aparece una capacidad  $C_D$  mucho mayor que la vista anteriormente  $C_T$ . El origen de esta capacidad reside en el almacenamiento de cargas inyectadas cerca de la unión. (Figura 2.15.). La cuantía de este almacenamiento de carga viene determinado por el grado de polarización directa. Es decir hay una variación de la carga almacenada con la tensión aplicada.



a)

$$C_D = \frac{\tau}{\eta} \frac{I}{V_T}$$

b)

**Figura 2.15.-** Capacidad de difusión. a) Aparece una concentración de cargas en las cercanías de la unión. Cargas negativas del lado de la zona p (debida al exceso de  $e^-$ ) y positivas del lado de la zona n (debida al exceso de  $h^+$ ). b) Expresión de la capacidad de difusión.

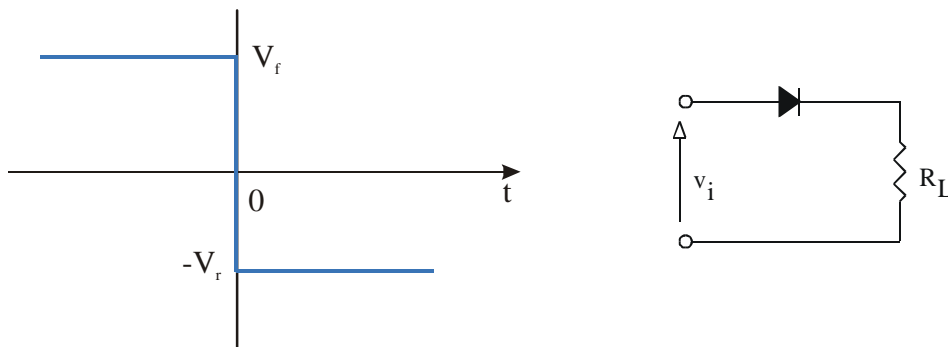
Ambas capacidades descritas aparecen a la vez con polarizaciones directas e inversas, sin embargo, en directa  $C_D \gg C_T$  y en polarización inversa  $C_D \ll C_T$ .

Hay que señalar que el efecto de las capacidades sólo se tiene en cuenta cuando se trabaja con pequeña señal y frecuencias elevadas (recordar que la impedancia que presenta un condensador es inversamente proporcional a la frecuencia ).

$$X_C = \frac{1}{2\pi f \cdot C}$$

### 6.3.- Tiempo de conmutación del diodo.

Supongamos una tensión de entrada escalón al circuito de la figura



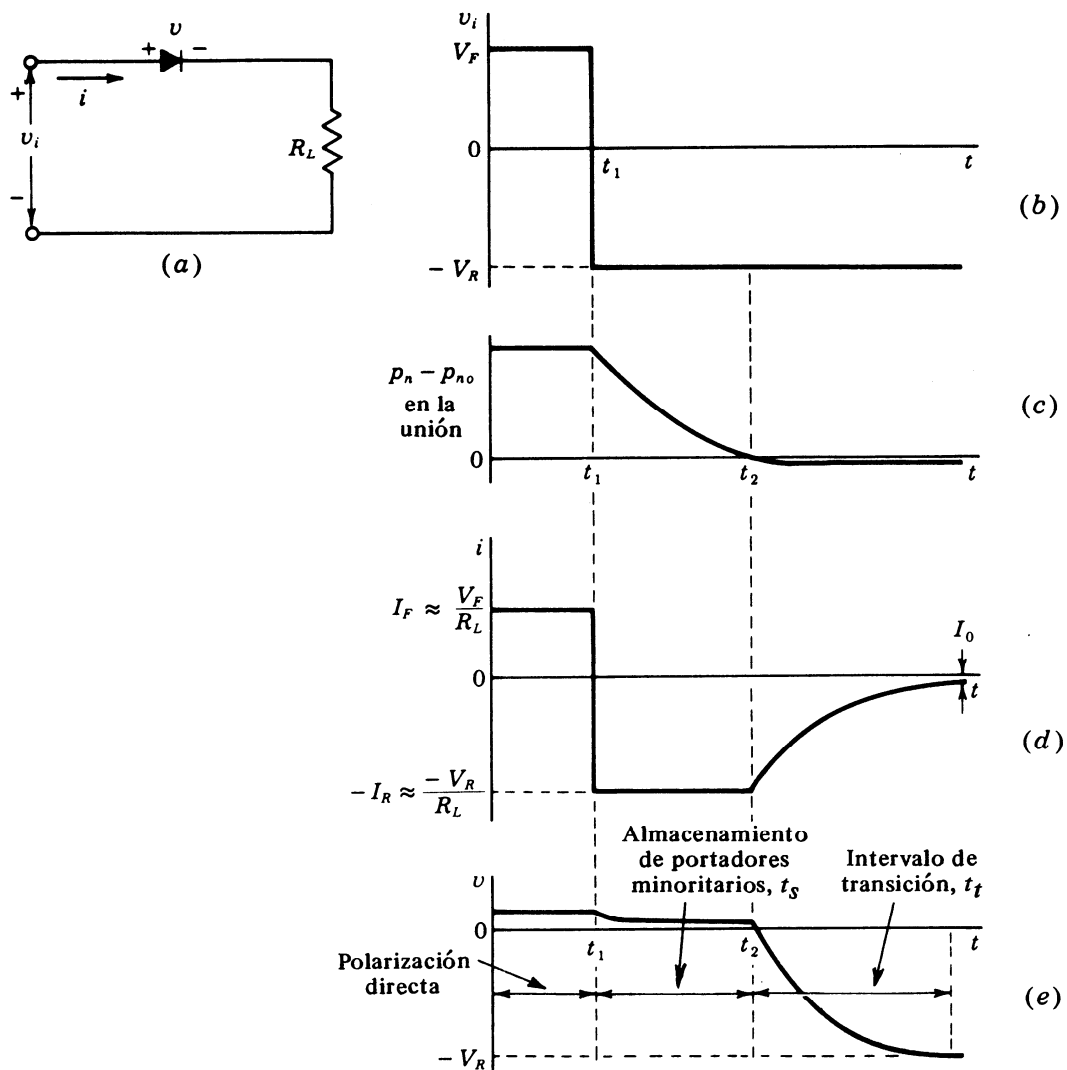
En el instante  $t = 0$  la tensión aplicada pasa súbitamente de  $V_f$  a  $-V_r$  manteniéndose a este nivel para  $t > 0$ . Si suponemos que  $V_f$  y  $R_L$  son mucho mayores que  $V_\gamma$  y  $R_f$  respectivamente, la intensidad que circula por el diodo será:

$$i_D = \frac{V_f}{R_L}$$

La polarización directa motiva una alta concentración del exceso de minoritarios en las proximidades de la unión. Con polarización inversa el exceso de minoritarios en las proximidades de la unión es virtualmente nulo. Cuando hay un cambio de polarización deben retroceder a través de la unión hacia el lado original.

Este movimiento de carga produce una corriente en sentido inverso (de cátodo a ánodo). El periodo de tiempo durante el que el exceso de portadores minoritarios decrece hasta cero se denomina “tiempo de almacenamiento”. Durante este tiempo el diodo conduce fácilmente y la corriente a su través es  $-V_R/R_L$ . Esto continua hasta que

el exceso de portadores minoritarios desaparece, a continuación la corriente de crece hasta  $I_S$ .



**Figura 2.16.-** La tensión de (b) se aplica al circuito de (a); (c) representa el exceso de portadores en la unión (d) corriente por el diodo y (e) tensión en el diodo

## 7.- DIODOS LED Y DIODOS ZENER.

El diodo emisor de luz (*Light Emitter Diode*) es, como su propio nombre indica, un diodo que produce luz visible cuando se encuentra en conducción.

En cualquier unión p-n polarizada en directa, dentro de la estructura y, principalmente, cerca de la unión se producen recombinaciones de  $h^+$  y  $e^-$ . Esta recombinación requiere que la energía que posee el  $e^-$  libre se transfiera a otro estado.

En todas las uniones p-n parte de esta energía se convierte en calor y otra parte se emite en forma de fotones. En el Si y el Ge la mayor parte de esta energía liberada se transforma en calor y la luz emitida es insignificante. En otros materiales, como el fosforo arseniuro de galio (GaAsP) o el fosforo de galio (GaP) el número de fotones de la energía luminosa emitida es suficiente para crear una fuente luminosa muy visible.

Esta radiación puede tener distintas longitudes de onda, radiándose luz roja, verde, amarilla o incluso en el espectro infrarrojo. Los leds que emiten en infrarrojos se suelen utilizar en aplicaciones de alarmas, telecomandos, etc. O como optoacopladores.

Los diodos zener están diseñados para funcionar en la zona de ruptura y disipar las potencias que se producen. Este tipo de diodos se utilizan polarizados en inversa. La ubicación de la zona zener se puede controlar variando los niveles de dopado. Una aplicación típica es el empleo de los zener en circuitos reguladores de tensión.

