

mc/

Caso 10M  
W. Shockley 35.



208388

208388

P A T E N T E   D E   I N V E N C I O N

a favor de

WESTERN ELECTRIC COMPANY, INCORPORATED - de nacionalidad  
norteamericana - domiciliada en NEW YORK ( E. U. ) 195

Broadway,

por:

" Aparato repetidor de señales "

-----:oOo:-----

M e m o r i a   D e s c r i p t i v a

Este invento se refiere a aparatos repetidores de señales que utilizan cuerpos semiconductores, y más especialmente a los que comprenden tres o más conexiones con el cuerpo semiconductor y pueden producir, amplificar,

10 MAR



20 83 08

modular y traducir de otro modo señales eléctricas.

5 La producción y repetición de señales se realiza en gran escala actualmente por medio de aparatos de descarga electrónica, y particularmente válvulas de vacío. Tales aparatos, a pesar de su manifiesta utilidad y difusión, presentan limitaciones definidas y también inconvenientes prácticos, entre ellos fragilidad, vida útil limitada, y necesidad de corriente para los filamentos o los calentadores. Además, y estos factores son de particular importancia desde puntos de vista funcionales, los aparatos de descarga electrónica experimentan limitaciones de densidad de corriente que pueden apreciarse prácticamente desde el emisor o cátodo, y del potencial que puede emplearse en el electrodo de mando o rejilla, sin que este último absorba una cantidad substancial de corriente. Por otra parte, en aparatos de descarga electrónica es un problema intrínseco y constante el que plantea la carga espacial. El manejo de tales aparatos presupone regular o neutralizar la carga de espacio, pero los mecanismos disponibles quedan restringidos para fines prácticos. Por ejemplo, la carga espacial electrónica se puede neutralizar empleando un gas y una carga espacial accesoria de iones; pero la carga espacial iónica introduce efectos deletéreos tales como ruido, retardo de conexión y variabilidad.

Algunos de estos inconvenientes y limitaciones de los aparatos de descarga electrónica se han superado con la introducción de aparatos semiconductores.

30 Antes de entrar en la exposición de tales aparatos, puede ser conveniente pasar revista a las características salientes de los materiales semiconductores y a

10 MAR



208388

los principios y fenómenos que incorporan a la conducción eléctrica. Para ello puede tomarse como ejemplo el germanio, aunque se comprende que las mismas consideraciones afectan a otros materiales, como los otros semiconductores elementales, por ejemplo, el silicio, o compuestos semiconductores, como el sulfuro de plomo, el telururo de plomo y el óxido de cobre, y que, en sus aspectos más amplios, el invento no se limita a ningún material semiconductor en particular.

10

Los semiconductores del tipo generalmente empleado en la actualidad en aparatos repetidores de señales son de los conocidos por extrínsecos, es decir, que el material de base contiene pequeñas cantidades de impurezas apreciables, que originan un exceso en el material de cualquiera de dos tipos de portadores; las impurezas pueden existir en el material fundido, o se agregan durante su elaboración. Tales semiconductores, y en particular aquellos en que las impurezas son agregadas, se denominan comúnmente inoculados. Si la impureza o las impurezas apreciables dominantes son de las conocidas por donantes, los portadores libres normalmente en exceso son electrones, y el material se considera de conductividad N; si la impureza o las impurezas apreciables dominantes son las conocidas por receptores, los portadores libres normalmente en exceso son vacancias, y el material se considera de conductividad P. La conducción por material extrínseco proviene ante todo de la presencia y flujo de los portadores introducidos por impurezas. Una detallada exposición de los mecanismos inherentes al germanio y a otros semiconductores elementales análogos se encuentra en el capítulo de "Electrons and Holes in Semiconductors", de W. Shockley,

15

20

25

30

10 MAR. 1950



20 83 88

publicado en 1950 por D. Van Nostrand Company, Incorporated.

5 El germanio extrínseco, tal como hoy se emplea en aparatos repetidores, posee una resistividad del orden desde pocos ohm/centímetros a pocas decenas de ohm/centímetros a la temperatura ordinaria, y las densidades de los portadores en exceso a esta temperatura son del orden de  $10^{15}$  por  $\text{cm}^3$ . El germanio intrínseco ideal tendría una resistividad aproximada de 60 ohm/centímetros a la temperatura ordinaria, y un número esencialmente igual de vacancias y electrones.

10 Son conocidos en la especialidad aparatos de semiconductores, por ejemplo, de germanio, capaces de producir, amplificar, modular o repetir útilmente de otro modo señales eléctricas. Ejemplos de tales aparatos, designados en general por transistores, son los descritos en la patente de los Estados Unidos 2.524.035, otorgada el 3 de octubre de 1950 a J. Bardeen y W.H.Brattain, y en la patente estadounidense 2.569.347 otorgada en 25 de septiembre de 1951 a W.Shockley. Estos aparatos comprenden, en general, la inyección de portadores en un cuerpo o zona del mismo compuesto de germanio extrínseco o material análogo, y de signo opuesto al de los normalmente presentes en exceso en el cuerpo o la zona de referencia.

25 La inyección de portadores se regula de conformidad con señales que han de repetirse, con lo que, aparte otros efectos, la conductividad del cuerpo o la zona se modulan en correspondencia, y se obtienen facsímiles amplificados de las señales en un circuito de carga asociado al aparato.

30 Una limitación del rendimiento de tales aparatos, específicamente la frecuencia superior de la gama de servicio,

- 5 -  
20 83 88



5 deriva de los tiempos finitos de tránsito inherentes al  
proceso de conducción. Por otra parte, en general, y par-  
ticularmente en aparatos de contacto de puntas, a menos  
de introducir modalidades especiales de construcción es  
relativamente pequeño el incremento de corriente realiza-  
blw. Además, aunque los transistores se pueden comparar  
con aparatos de descarga electrónica en cuanto a caracte-  
rísticas de funcionamiento y producción, según es sabido  
y se expone en algún detalle en "Duality as a Guide in  
10 Transistor Circuit Design", de R.L.Wallace y G.Raisbeck,  
Bell System Technical Journal, abril 1951, pág. 381, y en  
W.Shockley, l.c., págs. 92-95, unos y otros no son estric-  
tamente análogos. Así, en algunas aplicaciones se hace  
necesario alterar substancialmente la configuración y el  
15 diseño de los circuitos de aparatos de descarga electró-  
nica conocidos para utilizar transistores con fines si-  
milares.

Puede conseguirse mejorar la productividad de  
repetidores semiconductores de tipos actualmente en uso,  
20 desde el punto de vista de la gama de frecuencias de ser-  
vicio, haciéndolo funcionar de modo que exista una región  
de carga espacial en el cuerpo semiconductor. Pero el  
establecimiento de esa región lleva anejo el empleo de  
tensiones bastante elevadas, y además su extensión es li-  
25 mitada. Desde el punto de vista del incremento de co-  
rriente se puede mejorar la productividad utilizando un  
cuerpo de material muy depurado en el que las concentra-  
ciones de portadores en exceso sean pequeñas, o en el que  
se produzcan pares de electrón y vacancia con tal profusión  
30 que resulten materialmente iguales en número ambas clases  
de portadores. La conductividad del cuerpo, y con ello



20 83 88

5 el flujo de corriente entre dos conexiones metálicas al mismo, puede regularse inyectando portadores de uno u otro signo, por ejemplo, mediante un contacto de punta que se apoye contra el cuerpo. Estos aparatos pueden  
10 necesitar densidades elevadas de corriente para funcionar de modo satisfactorio y actuar conforme al principio de modulación de la conductividad en regiones en que la carga espacial sea prácticamente cero. Es importante que hay incremento de corriente, pero no a costa de la gama de frecuencias de servicio.

15 Un objeto general del presente invento es proporcionar una clase única de aparato repetidor de señales exento de los inconvenientes y limitaciones de los conocidos en la actualidad, tanto del tipo de descarga electrónica como del tipo de semiconductor.

Otro objeto general de este invento es conseguir nuevas y mejores características de productividad para aparatos repetidores de señales con semiconductor.

20 Otros objetos más específicos de este invento son ampliar la gama de frecuencias de servicio en repetidores de semiconductor, aumentar el incremento que se consigue con tales aparatos, hacer posible el funcionamiento con cualquier corriente y densidad de corriente prescritas, dentro de un amplio margen, conseguir que tra-  
25 bajen a densidades de corriente muy elevadas, mejorar la regulación de señales producidas o repetidas, obtener flexibilidad en el modo de funcionar, ampliar los campos de aplicación de repetidores de señales con semiconductor, y simplificar el diseño de circuitos aprovechables con  
30 tales aparatos.

En un ejemplo de realización de este invento,

10 MAR



20 83 88

5

10

un aparato repetidor comprende un cuerpo de material semiconductor con una región substancialmente intrínseca. Esta región es de pureza muy grande, con lo que el desequilibrio entre donante y receptor resulta ser tal que la resistividad de dicha región no se desvía en más de un cinco por ciento de la intrínseca. Como se indicará más adelante, en esa región el desequilibrio entre las densidades de donante y receptor es inferior a  $5,5 \times 10^{10} \chi / x$ , donde  $x$  representa dimensiones de la región en centímetros, y  $\chi$  la constante dieléctrica. La densidad de campo derivada de impurezas no llega a  $10^5$  volts por centímetro.

15

20

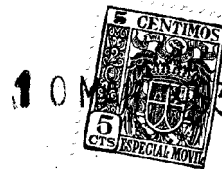
Es preferible que el cuerpo presente junto a la región intrínseca al menos tres zonas de material extrínseco, dos de ellas de conductividad semejante, y la tercera de conductividad de signo contrario, y cada una desviada a la polaridad opuesta a la de los portadores en exceso que contiene, de modo que cualesquiera portadores producidos en el material de masa sean atraídos a una o a varias de las zonas de polaridad opuesta.

25

De este modo, los portadores térmicamente producidos en el semiconductor son desalojados de la región substancialmente intrínseca. En tales condiciones, el semiconductor tiene una conductividad más baja que el material intrínseco o de pureza ideal a la misma temperatura.

30

Las dos zonas de conductividad semejante están orientadas recíprocamente de manera que los portadores en exceso con característica de signo de estas zonas pasan de una de ellas a la región depurada o substancialmente intrínseca, y fluyen a la otra zona. Para facilitar la



20 83 88

exposición, llamaremos emisor a la zona primera, y colector a la segunda; la tercera zona, o sea la de tipo de conductividad opuesto, se utiliza para regular este flujo de portadores entre las dos similares.

5 La regulación se puede efectuar con arreglo a diversos principios o métodos. La emisión de portadores desde el emisor depende del campo adyacente al mismo, y este campo se deja regular de acuerdo con el potencial de la tercera zona. Además, en virtud del carácter intrín-

10 seco depurado del material de masa, la emisión de portadores producirá en ésta una carga espacial que puede modificarse variando el potencial del colector o de la zona reguladora, con el fin de regular el flujo de portadores del emisor al colector. Por otra parte, la carga espacial puede modificarse haciendo funcionar la zona regu-

15 ladora de modo que se inyecten en el material de masa portadores de su característica de signo. Estos portadores, por ser de signo opuesto al de los introducidos en el emisor, neutralizarán la carga espacial mencionada en proporción a su número, regulando así la corriente que vá al

20 colector.

Deben señalarse especialmente dos principios importantes de aparatos contruidos de conformidad con este invento, a saber, la denudación substancial del material de masa en cuanto a portadores producidos en su seno, por ejemplo, mediante efectos térmicos, y la regulación del flujo de portadores del emisor al material de masa por un efecto de campo o por regulación de carga espacial, o por ambos medios.

30 Puede observarse que algunos aparatos contruidos conforme a este invento implican a veces cambios de

- 9 -  
20 83 88

10 MAR



densidad de los portadores; sin embargo, en algunos ejemplos de realización, estos cambios se producen sólo en portadores de un signo, por ser insignificantes las densidades de los otros. En tales ejemplos se producen cambios de carga espacial y originan cambios substanciales en campos eléctricos. Estos campos resultantes contribuyen favorablemente a reducir el tiempo de tránsito.

Las diversas zonas se pueden disponer de varios modos; por ejemplo, el emisor y el colector, en caras o ángulos opuestos del cuerpo semiconductor, y la zona reguladora, lateralmente junto al trayecto del emisor al colector, muy cerca del emisor, por ejemplo, en la misma cara del cuerpo que el propio emisor, o entre éste y el colector. También cabe disponer zonas adicionales, como se describirá más adelante.

Es posible preparar material apropiado para uso en aparatos contruídos conforme a este invento mediante depuración sucesiva de semiconductores extrínsecos. Por ejemplo, se funde y vacia material extrínseco, provocando así una segregación de impurezas a lo largo de un eje del lingote resultante. La porción más pura de éste se vuelve a fundir, lo cual dá ocasión a una nueva segregación de impurezas; y esto se repite hasta que el lingote final o la parte del mismo que interese muestre un desequilibrio de la magnitud deseada, entre donantes y receptores. Tal desequilibrio puede determinarse según se indica en Shockley, "Holes and Electrons in Semiconductors", sec. 1, 3, y en G.L.Pearson y J. Bardeen, Physical Review 75, 865. Conviene emplear material cristalino sencillo.

Las diversas zonas se producen en el cuerpo de elevada resistividad colocando en contacto con el mismo



20 8388

10 May

5 un donante o un receptor, o una mezcla de material del cuerpo y un donante o receptor, y fundiendo la pieza aplicada con el fin de desarrollar en el cuerpo resultante una zona N o P, la primera, como es natural, cuando el material aplicado es un donante, y la segunda cuando es un receptor o soporte de receptor. El indio es un receptor típico para el germanio, y el antimonio un donante típico en igual caso.

10 El invento y sus diversas modalidades se comprenderán mejor y más ampliamente por la siguiente descripción detallada, con referencia a los planos adjuntos, en los cuales indican:

15 La figura 1, un esquema de un cuerpo semiconductor que comprende zonas extrínsecas y substancialmente intrínseca, asociadas como en aparatos contruídos de conformidad con este invento.

Las figuras 2A y 2B, esquemas de niveles de energía para un aparato de semiconductor que comprende un cuerpo de la configuración expuesta en la figura 1.

20 Las figuras 3 a 12 inclusive, esquemas y gráficas de ciertas relaciones paramétricas a las que se hará referencia al explicar más adelante ciertas consideraciones de funcionamiento y diseño relativas a aparatos contruídos de conformidad con este invento.

25 La figura 13, una planta de un elemento semiconductor que es ejemplo de los que pueden utilizarse en ciertas formas de realización de este invento.

La figura 14, un diagrama de la distribución de potencial en el semiconductor representado en la figura 13.

30 La figura 15, una perspectiva de un aparato que comprende un cuerpo del tipo y la configuración expuestas



20 83 88

en la figura 13.

5 La figura 16, parte de una perspectiva de un cuerpo semiconductor, y en parte un esquema de circuitos que corresponde a un aparato repetidor conforme a un ejemplo de realización de este invento.

Las figuras 17A, 17B y 17C, gráficas que representan distribuciones de potencial en el semiconductor de la figura 16 para ciertas condiciones de orientación de las zonas extrínsecas.

10 La figura 18, un amplificador triodo construido conforme a este invento, y que comprende un electrodo de mando entre las regiones del emisor y del colector.

Las figuras 19A a 19D, una modificación del triodo representado en la figura 18.

15 La figura 20, otro triodo conforme a un ejemplo de realización de este invento, en el que las zonas del emisor y de regulación se hallan alternadas en parte de la cara de un cuerpo semiconductor substancialmente intrínseco.

20 La figura 21A, un tetrodo construido de conformidad con este invento, y que comprende un electrodo auxiliar o rejilla entre el electrodo de mando y el colector.

25 La figura 21B, una gráfica que muestra la distribución de potencial en el cuerpo semiconductor del aparato expuesto en la figura 21A.

La figura 22, otro ejemplo de realización de este invento, particularmente adecuado para funcionar en contrafase.

30 La figura 23, otro aparato repetidor construido de conformidad con este invento y particularmente ade-

20 83 88



cuado para obtener incrementos de corriente.

La figura 24, una modificación del aparato representado en la figura 23.

5 La figura 25, una perspectiva de un repetidor conforme a este invento, en el cual la zona reguladora o auxiliar rodea la región substancialmente intrínseca.

La figura 26, una modificación de la variante representada en la figura 25, donde la zona reguladora comprende una porción de rejilla o malla.

10 La figura 27, otra forma de realización de este invento, en la que las zonas del emisor, del colector y de regulación son cilíndricas y están dispuestas concéntricamente.

15 La figura 28, otra forma de ejecución de este invento, particularmente apropiada para funcionar con densidades de corriente de emisor relativamente bajas; y

20 Las figuras 29 y 30, otras formas de realización de este invento, que son análogas a tipos de aparatos de descarga electrónica con desconexión o regulación de volumen a distancia.

25 Puede observarse que en los planos se designan zonas de los cuerpos semiconductores con las letras N, P, I, que indican su tipo de conductividad. Material fuertemente N, por ejemplo, germanio con resistividad del orden de 0,01 ohm/centímetro, lleva el símbolo  $N_+$ , y el débilmente N, que puede ser germanio con resistividad del orden de 40 ohm/centímetro, se designa por  $N_-$ . De manera análoga, materiales de tipo P fuerte o débil, como germanio con resistividad del orden de 0,01 ohm/centímetro o 40 ohm/centímetro, se designan por  $P_+$  y  $P_-$ , respectivamente.

30 La perfecta comprensión del invento, la aprecia-





20 83 88

2961

5

$v$  = velocidad de vacancias o de electrones.

$V$  = tensión o potencial electrostático.

$x$  = posición a lo largo de un eje.

$y$  = posición a lo largo de otro eje.

$\alpha$  = se define en el apartado VIII.

$\epsilon_0$  = permisividad MKS de espacio libre.

$\epsilon_L$  = permisividad de espacio libre en farad/cm., véase el apartado II.

10

$\eta$  = se define en el apartado VI.

$K$  = constante dieléctrica.

$\mu$  = movilidad de arrastre.

$\rho$  = resistividad, y también densidad de carga.

$\rho_r$  = véase el apartado VI.

$\sigma$  = conductividad.

15

$\tau$  = duración o tiempo de difusión.

$\tau_r$  = véase el apartado VI.

I.- Algunos principios fundamentales de estructuras análogas.

20

Puede ser ventajoso para comprender los principios de los aparatos que constituyen este invento comparar sus estructuras y principios con los de las válvulas de vacío. En muchas de éstas, los electrodos se pueden clasificar en cuatro grupos: emisores de electrones, receptores de electrones, reguladores de electrones, y superficies emisoras secundarias. El cátodo de una válvula de vacío está generalmente calentado, y su superficie cubierta de una capa de cargas de espacio compuestas de electrones emitidos térmicamente. En condiciones de emisión limitada de cargas de espacio, esa capa ocasiona un máximo en la curva de energía potencial por distancia para un electrón. La corriente

25

30

10 MAR



20.8388

que pasa por encima de este máximo se puede calcular por métodos mecánicos estadísticos, y con bastante aproximación por la ley de Child (véase, por ejemplo, K.T. Compton e I.Langmuir, Review of Modern Physics, 2, 237, 1931).

5 La distribución de potencial en el volumen más allá de la capa de cargas de espacio se determina por los valores límite y por la carga espacial que producen los mismos electrones. Excepto en casos que impliquen emisión secundaria, no existen más fuentes de corriente o de carga espacial en

10 la válvula. Si hay algún gas, puede producirse una carga espacial de iones; esta carga tiende a anular la de los electrones, y permite pasar corrientes mucho mayores por aparatos tales como tiratrones y válvulas con detonador de chispas. De todos modos, una carga espacial iónica produce efectos adversos en la mayoría de las válvulas amplificadoras, a consecuencia del ruido que produce el movimiento iónico y los retardos inherentes a cambios en las distribuciones iónicas.

15

20 Análogo al espacio de la válvula ideal de vacío es germanio, silicio u otro semiconductor intrínseco puro. Si el semiconductor no es puro y presenta desequilibrio entre las densidades de donantes y receptores, en este espacio habrá una densidad de carga remanente. Más adelante expondremos normas para apreciar si las impurezas influirán más o menos en el funcionamiento del aparato. Denominaremos este material "cuerpo espacial".

25

30 El equivalente de un cátodo de emisión termiónica es una masa de material de tipo N fuertemente inoculado, en contacto íntimo con el cuerpo espacial. Llamaremos a esta masa "cuerpo emisor", o simplemente "emisor". Al principio nos ocuparemos de emisores de electrones, y des-



20 8388

pués pasaremos a los de vacancias (partículas de carga positiva). Una forma predilecta de realización es aquella en que el cuerpo espacial y el emisor de electrones forman parte del mismo cristal simple de germanio y sólo difieren en las densidades de donantes y receptores que contienen. El cuerpo emisor tiene sobre un cátodo termiónico la ventaja de resistir densidades mucho mayores de corriente y no necesitar calor.

El equivalente de una rejilla negativa o electrodo regulador es un cuerpo de material de tipo P fuertemente inoculado. En las inmediaciones de un alambre de rejilla negativa, el campo eléctrico se halla orientado de manera que tiende a extraer electrones de la rejilla. En su análogo, este campo es tal que suprime la emisión de vacancias; como el cuerpo es de tipo P muy inoculado, la corriente de electrones que emite será muy pequeña, como se sabe bien por la teoría de corrientes de saturación procedentes de uniones P-N (véase, por ejemplo, Shockley, "Electrons and Holes in Semiconductors", pág. 316; la corriente electrónica de saturación en la ecuación 31 desciende al aumentar la conductividad  $\sigma_p$  de la región P). También es forma predilecta de tal "cuerpo de rejilla" una parte del mismo cristal simple que el cuerpo espacial, con una proporción adecuada de impurezas.

Se observará que una ventaja de la estructura del análogo es que la rejilla no necesita ser negativa con relación al emisor para reducir substancialmente a cero la corriente de electrones a la rejilla, como ocurre en una válvula de vacío. La razón de esta diferencia es que en una válvula de vacío, los electrones conservan su energía y pueden en consecuencia llegar a la rejilla si es positiva

20 83 88

10 MA



5 con relación al cátodo. En la estructura equivalente, la energía se pierde en el proceso de conducción y, a menos que las estructuras sean comparables en tamaño con un trayecto libre mediano, que viene a medir  $10^{-5}$  cm., no se conserva el impulso momentáneo de los electrones. Por tanto, para evitar que los electrones alcancen la rejilla basta orientar o polarizar ésta de modo que el campo en su superficie los repela en una zona bastante grande para producir una caída de pocas décimas de volt.

10 Lo análogo de una placa o ánodo es una región de tipo N como el emisor, pero orientada de manera que atraiga electrones. En estas condiciones, emitirá una pequeña corriente de vacancias que disminuirá al aumentar su densidad de impurezas.

15 El equivalente de la carga espacial iónica es la carga espacial de donantes y receptores en el cuerpo espacial. En el germanio, a la temperatura ambiente, la fracción de donantes y receptores que se neutralizan con electrones y vacancias, para densidades de portadores de  $10^{15}/\text{cm}^3$ , es inferior a 1 por 1000. (Véase Shockley, l.c., pág. 247, fig. 10-7, y pág. 24). En consecuencia, la carga espacial de donantes y receptores queda prácticamente inalterada aún cuando varíe ampliamente la densidad de portadores. Por lo tanto, la carga espacial iónica se puede considerar estacionaria y constante cuando el aparato funciona.

20 Para amplificadores y aparatos de alta frecuencia, esto es muy ventajoso comparado con los tubos de descarga gaseosa, donde los iones varían en número y situación.

25 En el silicio, por el contrario, una parte apreciable de los electrones de una muestra de tipo N, pueden estar ligados a donantes a la temperatura ordinaria. (Véa-

30

10 MAR



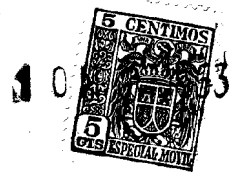
20 83 88

se Shockley, l. c., pág. 15 y fig. 1-9, y también fig. 1-12). Los cambios en el número de electrones ligados a donantes se traducen en variaciones de la carga espacial iónica, y se pueden aprovechar para simular efectos de densidades iónicas variables en tubos de descarga gaseosa. Debe hacerse notar que este efecto se acrecienta empleando grandes concentraciones de donantes y receptores en compensación aproximada. En estas condiciones, la densidad de electrones requerida para neutralizar una muestra de tipo N será  $N_d - N_a$ ; si se hace mayor  $N_d$  manteniendo  $N_d - N_a$  constante, es evidente que aumentará la fracción de electrones ligados a donantes. Este recurso puede utilizarse para obtener cuerpos espaciales en que la carga espacial aumente en grandes proporciones por "ionización" de centros electrónicos de donantes neutros; tal ionización se puede provocar mediante "electrones calientes", esto es, electrones cuya energía cinética media se haya aumentado aplicando campos eléctricos elevados. (Véase Shockley, "Hot Electrons in Germanium and Ohm's Law". Bell System Technical Journal, 30, 990, 1951).

En las estructuras análogas que quedan expuestas, se ha insistido sobre el carácter de portadores activos de los electrones. Es evidente que pueden discutirse otras en que las vacancias sean activas, con sólo cambiar los papeles de donantes y receptores e invertir los signos de tensiones y corrientes.

II.- El equivalente de la ley de Child.

Hemos de considerar a continuación algunas relaciones cuantitativas que pueden usarse para diseñar estructuras que incorporen diversas características de este



208388

invento. La primera de ellas es el equivalente de la ley de Child; esta ley se deriva de suponer que el campo y el potencial en el cátodo son cero, la densidad de corriente  $J$ , la carga espacial  $\rho$ , y la velocidad de movimiento

5

$$v = \sqrt{2q V/m} \tag{2.1}$$

donde  $V$  es la tensión a través de la cual han caído los electrones. La densidad de corriente es

10

$$J = \rho v \tag{2.2}$$

Esto lleva a la ecuación de Poisson en unidades MKS, así:

$$\epsilon_0 (d^2V/dx^2) = \rho = J(m/2eV)^{1/2}. \tag{2.3}$$

Esta ecuación, escrita sin tener en cuenta el signo, puede integrarse para dar

15

$$\begin{aligned} J &= (4/9) \epsilon_0 (2e/m)^{1/2} v^{3/2}/x^2 \\ &= 2.33 \times 10^{-6} v^{3/2}/x^2 \text{ amp/m}^2 \end{aligned} \tag{2.4}$$

donde  $x$  es la distancia del cátodo al plano del ánodo.

20

Para la ecuación análoga hemos de suponer que tratamos con electrones de manera que su densidad de carga tenga signo negativo, y que el potencial  $V(x)$  aumenta desde  $x = 0$  cuando el campo es cero, hasta valores positivos para  $x > 0$ . La velocidad de arrastre se cuenta hacia la derecha, y se expresa por

25

$$v = \mu d V/dx. \tag{2.5}$$

Al escribir esta expresión, pasamos tácitamente por alto los efectos de difusión, lo que equivale a prescindir de la distribución de velocidad térmica en la ley de Child; más

30

20 83 88

10 MAR



adelante volveremos sobre este punto. La densidad de carga es entonces

$$\rho = J/v \tag{2.6}$$

5 donde J es el valor absoluto de la densidad de corriente, que fluye en la dirección de x decreciente. La ecuación de Poisson, teniendo en cuenta el signo, es

$$\kappa \epsilon_0 \frac{d^2 V}{dx^2} = -\rho = J/v = J \div \mu \frac{dV}{dx} \tag{2.7}$$

10

Esta ecuación se integra fácilmente para expresar V con relación a x:

$$V = (2/3) (2J/\kappa \epsilon_0 \mu)^{1/2} x^{3/2} \tag{2.8}$$

15

y una corriente de

$$J = (9/8) \kappa \epsilon_0 \mu V^2/x^3 \tag{2.9}$$

20

En un diodo de planos paralelos con tensión total V y anchura W, el tiempo de tránsito es

$$\int_0^W dx/v = \int_0^W dx/\mu (dV/dx) \tag{2.10a}$$

25

$$= (2 \kappa \epsilon_0 W/\mu J)^{1/2}$$

En esta forma, el tiempo de tránsito se expresa como función de J y W. Aplicando (2.9) para eliminar J, se tiene

30

$$\text{Tiempo de tránsito} = 4 W^2/3 \mu V \tag{2.10b}$$



20 83 88

lo que indica que el tiempo de tránsito es  $1/3$  mayor que para un campo uniforme  $V/W$  sobre una distancia  $W$ . Si se elimina  $W$  de (2.10a), resulta

5 
$$\text{Tiempo de tránsito} = (\chi \epsilon_0 / J)^{2/3} (3V/\mu)^{1/3}. \quad (2.10c)$$

La magnitud del campo eléctrico para  $x = W$  es

10 
$$\begin{aligned} dV/dx &= 3V/2W \\ &= (3JV/\chi \epsilon_0 \mu)^{1/3}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Expondremos valores numéricos de (2.10) y (2.11) en el apartado VI.

Para el germanio tenemos

15 
$$\chi = 16 \quad (2.12)$$

$$\mu = 0.36 \text{ m}^2/\text{volt seg} \quad (2.13)$$

de modo que

20 
$$J = 5.75 \times 10^{-11} \text{ v}^2/\text{x}^3 \text{ amp}/\text{m}^2. \quad (2.14)$$

Es instructivo comparar esto con la ley de Child, que es

25 
$$J_L = 2.33 \times 10^{-6} \text{ v}^{3/2}/\text{x}^2 \text{ amp}/\text{m}^2. \quad (2.15)$$

La comparación resulta mejor con las fórmulas en unidades MKS, así:

10



20 83 88

$$\frac{J \text{ (Child)}}{J \text{ (análogo)}} = \frac{32}{81K} \left[ \frac{2eV}{m} \right]^{1/2} \frac{1}{(MV/x)} \quad (2.16)$$

5 En esta forma, la razón viene a ser  $1/40 = 32/81 \lambda$  veces la que existe entre la velocidad de un electrón en el espacio libre con energía cinética eV y la de un electrón im-

10 pelido en germanio bajo un campo V/x. Se han observado en el germanio velocidades de arrastre de  $10^6$  a  $10^7$  cm/seg. (véase Shockley, "Hot Electrons in Germanium and Ohm's Law. Bell System Technical Journal, 30, 990, 1951). Para estas grandes velocidades, la subordinación de la movilidad al campo eléctrico modifica en cierto modo el análisis precedente; pero al calcular la relación entre corrientes podemos tomar como ejemplo  $v = 10^6$  cm/seg. Para corrientes iguales, la velocidad, según la ley de Child, debe ser  $4 \times 10^7$  cm/seg.,

15 lo que corresponde a una tensión aproximada de 0,4 volt. Veamos, pues, que para estructuras geoméricamente similares la corriente de la ley de Child excederá de la corriente del análogo para tensiones aplicadas de más de 0,4 volt aproximadamente. A 40 volts, la relación sería de 10.

20 Esta relación no es muy importante, sin embargo, porque los aparatos contruídos conforme a la ley de Child están más generalmente restringidos por la emisión limitada desde el cátodo. Esta limitación es mucho menos rigurosa en las estructuras análogas, como veremos examinando las condiciones que rigen la distribución de carga espacial, si bien

25 dejaremos los valores numéricos para exponerlos después de la ecuación 5.10.

30 Antes de entrar en el análisis que conduce a estos resultados, recurriremos a un sistema de unidades más conveniente para nuestros fines que el MKS. Este sistema de unidades, denominado "sistema L" en Shockley, l.c., pág. 213,



208388

emplea el volt, el coulomb y el ampere como cantidades eléctricas, y el centímetro para longitudes. En este sistema, la permisividad de espacio libre se expresa por

5 
$$\epsilon_L = 8.85 \times 10^{-14} \text{ farads/cm} \quad (2.17)$$

En estas unidades, la ecuación de Poisson es formalmente igual que en las MKS, a saber:

10 
$$\epsilon_L d^2V/dx^2 = \rho \quad (2.18)$$

donde  $\rho$  es la densidad de carga en coulombs/cm<sup>3</sup>. La densidad de corriente es

15 
$$J = \rho \mu E \quad (2.19)$$

con todas las cantidades expresadas en el sistema L. En este sistema L todas las ecuaciones de semiconductores tienen igual forma que las deducidas antes y dan los valores correctos sustituyendo  $\epsilon_0$  por  $\epsilon_L$ . La corriente, para el análogo de la ley de Child, pasa a ser

20 
$$J = 5.75 \times 10^{-9} V^2/x^3 \text{ amp/cm}^2. \quad (2.20)$$

25 No puede hacerse lo mismo para la ley de Child, porque en el sistema L son incompatibles las unidades mecánicas y las eléctricas de energía. Sin embargo, la ley de Child puede transformarse directamente a partir de la ecuación (2.14), que se convierte en

30 
$$J = 2.33 \times 10^{-6} V^{3/2}/x^2 \text{ amp/cm}^2. \quad (2.21)$$



manteniéndose igual el coeficiente numérico en los dos sistemas.

III. Región de carga espacial en torno al emisor.

5 La figura 1 representa una estructura " $N_+IN_+$ " compuesta de dos regiones N muy inoculadas en caras opuestas de una región de planos paralelos de material intrínseco. En las figuras 2A y 2B, la línea así marcada representa el nivel Fermi, y se ha trazado como si las concentraciones de electrones en las regiones N fuesen mayores de  $10^{19}$  por  $cm^{-3}$ ,  
10 de modo que los gases electrónicos hayan degenerado allí. La región I se supone bastante amplia para que la parte central quede prácticamente a salvo de la influencia de los extremos. La norma en este aspecto es que debe tener una anchura de muchas "longitudes Debye", entendiendo por tal longitud la definida por la ecuación (2.12) en Shockley, "The Theory of P-N Junctions in Semiconductors", Bell System Technical Journal, 28, 441, 1949. En una muestra intrínseca de germanio en equilibrio térmico a temperatura ordinaria, la longitud Debye es aproximadamente  $6 \times 10^{-5}$  cm. Cuando el  
15 potencial comienza a variar desde un valor constante en el centro de la región "I" de la figura 2A, la desviación se multiplica por un factor de  $e$  para cada longitud Debye. Este aumento es aún más rápido si la desviación en potencial pasa de  $kT/q = 1/40$  volt; así, la desviación desde una fracción pequeña de  $kT/q$  hasta el valor máximo indicado en esta  
20 figura para el material intrínseco se producirá en menos de  $10^{-3}$  cm.

30 En la región N, la longitud Debye efectiva es inferior en un factor  $(2n_1/n_n)^{1/2}$ , como se desprende del texto que sigue a la ecuación (2.13) de la referencia, suponiendo  $n_1$  igual a la densidad de electrones en el material



20 83 88

intrínseco y  $n_n$  la correspondiente a la región N. La razón física del factor de 2 es que la densidad total de portadores móviles es  $2n_i$  en el material intrínseco y substancialmente  $n_n$  en material inoculado. Como esta relación de  $n_i$  a  $n_n$  puede ser aproximadamente  $10^{-6}$  en nuestro ejemplo, es evidente que la perturbación de potencial se extenderá sólo alrededor de  $10^{-3}$  más dentro de la región N que en la región intrínseca.

Supongamos ahora que se aplica un potencial para hacer fluir electrones hacia la derecha. La distribución de potencial asumirá entonces la forma expuesta en la figura 2B, donde se indica el imref para electrones (definido en Shockley, Sparks y Teal, Physical Review, 83, 151, 1951). Aunque es posible determinar la distribución de potencial, las densidades de electrones y vacancias, y las corrientes, a partir del sistema de ecuaciones diferenciales no lineales apropiado para esta figura, la percepción física necesaria para aplicar las características de este invento se desprende más fácilmente por un método más sencillo. Con este fin nos referimos a la figura 3.

Esta figura representa una distribución de energía potencial similar a la figura 2B; pero no especificamos qué distribución de cargas produce esta distribución de potencial  $V(x)$ . Hemos de suponer ahora que  $V(x)$  es una función conocida de  $x$ , y calcular la densidad de electrones. La ecuación de densidad de corriente  $J$ , de derecha a izquierda, es

$$J = q(n \frac{dV}{dx} - qD \frac{dn}{dx}) \quad (3.1)$$

(La ecuación 3.1 se discute en Shockley, "Electrons and Ho-



10 MAR

20 83 88

les in Semiconductors, pág. 299, ecuación 1b); los signos son diferentes, pues, por definición,  $I_n$  es corriente hacia la derecha y  $J$  corriente hacia la izquierda, y  $E = -dV/dx$ . La solución de esta ecuación se encuentra fácilmente por métodos normales (véase, por ejemplo, Madelung, "Die mathematischen Hilfsmittel des Physiker", Dover Publications, Nueva York, 1943, pág. 171, partida  $h$  de la tabla de soluciones: o H.T.H. Piaggio, "An Elementary Treatise on Differential Equations and Their Applications"; G. Bell & Sons, Ltd., Londres, 1929, pág. 17; o bien otros textos corrientes), y puede expresarse normalmente por

$$q_n(x) = (J/D) \left\{ \exp(qV(x)/kT) \right\}_x^{\infty} \exp(-qV(y)/kT) dy + \text{const} \left\{ \exp(qV(x)/kT) \right\} \quad (3.2)$$

donde "const" puede elegirse arbitrariamente, y hemos de considerar más abajo el límite superior  $\infty$ .

Para interpretar "const", aproximamos la solución a un punto  $x_1$ , bastante a la derecha de  $x = 0$ , con lo que podemos escribir, con arreglo al teorema de Taylor,

$$V(x) = V(x_1) - (x-x_1) E_1 + \dots \quad (3.3),$$

y podemos suponer que los términos omitidos son relativamente pequeños dentro de un margen en que  $V(x)$  aumenta en muchas veces  $kT/q$ . Introduciendo esto en la integral, resulta

$$q_n(x_1) = (J/D) (-kT/qE_1) + \text{const} \exp(qV(x_1)/kT) = J/(-E_1) \mu + \text{const} \exp(qV(x_1)/kT). \quad (3.4).$$



20 83 88

En esta expresión, el producto  $-E_1 \mu$  es simplemente la velocidad de arrastre en dirección a x creciente. Así, pues, el primer término representa simplemente la densidad de carga necesaria para transportar por arrastre la corriente J.

5 El término con "const" no lleva corriente, y representa una distribución de electrones en equilibrio térmico; tal distribución no debe existir en concentración apreciable hasta que cese la brusca caída de potencial, como, por ejemplo, en el margen derecho de la figura 2B. De este razonamiento

10 deducimos que "const" debe ser muy pequeña, de modo que se hace comparable a  $J/(-E_1) \mu$ . En efecto, si suponemos que en el margen derecho de la figura 2B el término "const" responde a la densidad total  $n_n$ , a 0,5 volt por encima de la región N, a la derecha, la densidad es menor en un factor

15 de  $3 \times 10^8$ , y a 1 volt es menor en  $10^{17}$ . De aquí resulta evidente que el término "const" es insignificante en la mayor parte de la región intermedia.

El mismo razonamiento indica que la elección exacta del límite superior en el término integral carece

20 de importancia. Puede ser conveniente elegir algún punto de la región N, a la derecha; en esta región es posible una elección exacta que proporcione adecuado margen para la caída óhmica a causa de la corriente electrónica que la atraviesa. Sin embargo, como las fases intermedias son algo pesadas y contribuyen poco a la representación física, no recargaremos la exposición con ellas.

25

En consecuencia, admitiremos para nuestra solución la siguiente forma:

30 
$$qn(x) = (J/D) \left\{ \exp(qV(x)/kT) \right\} I(x) \quad (3.5)$$

donde el símbolo  $I(x)$  se define por la ecuación



20 83 88

$$I(x) = \int_x^{\infty} \exp(-qV(y)/kT) dy. \quad (3.6).$$

5 Considerando ciertas características generales de  $I(x)$ , puede llegarse a importantes conclusiones semi-cuantitativas respecto a las relaciones entre  $n(x)$ ,  $J$  y una cantidad  $L$  definida a continuación.

10 La integrante en  $I(x)$  es sin duda una función acampanada de  $y$ , según se expone en la figura 4, con su punto máximo en  $x = 0$ , donde se produce la culminación de energía potencial de la figura 3. El valor de la integral, con  $x = x_2$ , puede representarse por la superficie sombreada de la figura 4, con una de las contribuciones elementales que indica  $dy$ . Examinando esta figura vemos que la contribución de principio a la integral procede de una región de 15  $2L$  de anchura, donde  $L$  es la distancia a que la energía potencial pierde  $kT$  de su máximo. Para  $x < x_3$ , por tanto, la integral es casi constante a su valor más alto; para  $x > L$ , desciende rápidamente y lleva a la aproximación antes utilizada,

20

$$\int_x^{\infty} \exp(-qV(y)/kT) dy \cong -kT/qE(x) \quad (3.7)$$

que corresponde al flujo de corriente por exclusivo arrastre.

25 Consideremos ahora la región a la izquierda de  $x = -L$ . En esta región, la integral  $I(x)$  presenta casi su valor límite, designado por  $I_m$ ; por consiguiente,

$$qn(x) \cong (I_m J / D) \exp(qV(x)/kT). \quad (3.8).$$

30

En la medida que  $I_m$  sea una buena aproximación a  $I$ , esto representa la distribución "boltzmann" o de equilibrio



térmico de electrones. Como  $I_m$  se aproxima bastante a  $I(x)$  para  $x < -L$ , es evidente que si se retiran electrones para formar la corriente  $J$  no se perturba la distribución de electrones mucho más de una caída de energía potencial de  $kT$  por debajo del máximo. Un electrón en esta posición viene a tener sólo una oportunidad en  $e$  de sobrepasar el máximo, si se compara con el arrastre en descenso; es decir, que la distribución de electrones con  $x = -L$  no se perturba mucho por pérdida de electrones.

Con  $x = 0$ , el valor de  $I(x) = I(0)$  se aproxima a  $(1/2)I_m$ . Por tanto, la densidad de electrones es la mitad de lo que sería a base de la distribución Boltzmann o de equilibrio, para la cual es constante el nivel cuasi Fermi o imref (v. Shockley, "Electrons and Holes in Semiconductors", pág. 302, o Shockley, Sparks y Teal, Physical Review, 83, 151, 1951). En este caso no es constante, y desciende  $kT \ln_e (I_m/I(0)) \pm 0,7 kT$  cuando llega a  $x = 0$ .

Con  $x = 0$ , el campo es cero, de modo que la corriente se transporta por difusión y

$$J = -Dq \, dn/dx \quad (3.9)$$

de modo que el valor de  $dn/dx$  es

$$dn/dx = -J/qD. \quad (3.10)$$

El valor del propio  $n(0)$  se puede calcular suponiendo

$$I(0) = L \exp(-qV(0)/kT) \quad (3.11)$$

es decir, a base de que la integral sea igual al valor má-

10M



20 83 88

ximo de la integrante por una distancia L. En virtud de la anulación de los exponenciales en (3.5), esto dá

$$qn(0) \approx JL/D \tag{3.12}$$

5

lo que lleva a

$$J = qn(0)D/L. \tag{3.13}$$

10

En el apartado IV se deriva una expresión exacta de cierta distribución de potencial.

El valor de  $n(0)$  puede expresarse en términos del aumento del máximo de potencial por encima del nivel Fermi en la región N. Sobre esta base tenemos

15

$$n(0) = \frac{1}{2} N_c \exp q (V(0) - V_F)/kT \tag{3.14}$$

donde  $q/V_F - V(0)$  es la energía sobre el nivel Fermi de un electrón inmóvil con  $x = 0$ . (Véase "Electrons and Holes in Semiconductors", pág. 240, ecuación 11, y pág. 308, ecuación 18). El factor de  $(1/2)$  viene de la aproximación de  $I(0) = (1/2)I_m$ .

20

Introduciendo este valor de  $n(0)$  en la expresión de corriente, se tiene

25

$$J = (qDN_c/2L) \exp \left\{ q(V(0)) - V_F \right\} / kT \tag{3.15}$$

De aquí se sigue que los cambios de altura de  $V(0)$  que no alteran L hacen variar la densidad de corriente a un ritmo

30



20 83 88

$$dJ/dV(0) = qJ/kT \quad (3.16),$$

5 que corresponde a una conductancia por unidad de superficie igual a la densidad de corriente J dividida por la tensión  $kT/q$ . (De pasada señalaremos que al diferenciar el análogo de la ley de Child se obtiene una conductancia de  $2J/V$  mucho menor cuando V es grande con relación a  $kT/q$ ).

IV. Aproximación parabólica de potencial.

10 Para dar a la teoría precedente un carácter algo más cuantitativo, hemos de suponer que cerca del máximo podemos escribir  $V(x)$  en esta forma:

$$V(x) = V(0) + (kT/q) (x/L)^2 \quad (4.1)$$

15 Las integrales referidas pueden expresarse entonces en términos de función de error o la integral de probabilidad, y tenemos

$$I(x) = \exp(-qV(0)/kT) (L\pi^{1/2}/2) (1 - \text{erf}(x/L)) \quad (x)$$

20

donde

$$\text{erf}(x/L) = 2\pi^{-1/2} \int_0^{x/L} \exp(-y^2) dy. \quad (4.2).$$

25

De aquí resulta

$$I(-\infty) = 2 (L\pi^{1/2}/2) \exp(-qV(0)/kT) \quad (4.3)$$

$$I(-L) = 1.842 \quad " \quad " \quad (4.4)$$

30

$$I(0) = 1 \quad " \quad " \quad (4.5)$$

$$I(+L) = 0.1577 \quad " \quad " \quad (4.6)$$

10 MA



20 83 88

La corriente transportada por arrastre con  $x = +L$  se puede calcular. Con  $x = +L$ , el campo es

$$E = -dV/dx = 2kT/qL \tag{4.7}$$

5

y la corriente de arrastre

$$J(\text{arrastre}) = -qn \mu E \tag{4.8}$$

10

$$= (2 \mu kT/qL) (J/D) \exp \left\{ (qV(0)/kT) + 1 \right\} I(L)$$

$$= (J/L) e (L \pi^{1/2}) \cdot 0.1577$$

$$= 0.76J . \tag{4.9).$$

15

Es decir, que la corriente es transportada en primer lugar por arrastre tan pronto como se alcanza un punto con una caída de energía potencial de  $kT$ , y solo 24% de ella circula por difusión.

20

La relación máxima de corriente a densidad para una aproximación parabólica asimismo máxima se encuentra resolviendo  $J$  en la expresión de  $qn$  en términos de  $J/D$ . etc. Esto dá

$$J = (2/\pi^{1/2}) Dqn(0)/L$$

25

$$= 1.13 Dqn(0)/L \tag{4.10}$$

valor ligeramente mayor que el aproximado de  $qDn(0)/L$  figurado en la ecuación (3.17).

V. Aproximación de carga espontánea.

30

Las conclusiones que anteceden son aplicables cualquiera que sea la distribución de cargas que produce

20 83 881 0 M



5 el máximo. Para una estructura  $N_+IN_+$ , los propios electrones producen la carga; en otros casos puede convenir una estructura  $N_+P_-N_+$  en que la región  $P_-$  sea prácticamente intrínseca, de modo que parte de la carga espacial provenga de receptores. Si la carga espacial es producida principalmente por una densidad uniforme de receptores, el potencial variará como  $x^2$  cerca de su máximo, como puede comprobarse resolviendo la ecuación de Poisson.

10 
$$\epsilon_L d^2V/dx^2 = -\rho = +qN_a \tag{5.1}$$

de donde

15 
$$\begin{aligned} V &= V(0) + (qN_a/2\epsilon_L)x^2 \\ &= V(0) + (kT/q) (x/L)^2 \end{aligned} \tag{5.2}$$

con

20 
$$L = (2\epsilon_L kT/q^2 N_a)^{1/2} = (2\eta/qN_a)^{1/2} \tag{5.3}$$

donde

$$\eta = \epsilon_L kT/q. \tag{5.4}$$

25 La cantidad  $\eta$  se presenta a menudo en teoría, y ofrecemos sus valores para varios casos en el apartado VI.

Si la carga espacial es obra de los electrones mismos, el potencial no será exactamente cuadrático, ya que la carga espacial se extingue rápidamente hacia la derecha y crece lo mismo hacia la izquierda del máximo. Sin embargo, para calcular órdenes de magnitud que basten para

30

20 83 88



muchos fines de proyección, podemos suponer que la carga espacial es substancialmente uniforme dentro de una región dentro de una energía  $kT$  del máximo. Entonces podemos dar a  $L$  el valor

5

$$L = (2\eta/qn(0))^{1/2}. \tag{5.5}$$

Introduciendo este valor en la expresión (4.10) de la corriente, tenemos

10

$$\begin{aligned} J &= (2/\pi)^{1/2} Dqn(0)/L \\ &= D(qn(0))^{3/2} (2/\pi\eta)^{1/2} \\ &= D\rho(0)^{3/2} (2/\pi\eta)^{1/2} \end{aligned} \tag{5.6}$$

15

donde  $\rho(0)$  es la densidad de carga de los electrones con  $x = 0$ ;

$$\rho(0) = qn(0). \tag{5.7}$$

20

Dado que  $n(0)$  varía como  $\exp q/V(0) - V_F/kT$ , la conductancia ultramáxima para este caso de carga espacial producida por los mismos electrones es

25

$$dJ/dV(0) = 3qJ/2kT \tag{5.8}$$

expresión (3/2) veces más amplia que (3.16), donde  $L$  se suponía independiente de  $V(0)$ .

La ecuación de  $J$  puede resolverse para  $\rho(0) = qn(0)$ .

30

10



20 83 88

$$\rho(0) = qn(0) = (J/D)^{2/3} (\pi\eta/2)^{1/3}$$

$$\approx 2 \times 10^{-6} J^{2/3} \text{ coulomb/cm}^3 \quad (5.9)$$

5

siendo  $D = 90 \text{ cm}^2/\text{seg}$ , los electrones contenidos en el germanio. De esta ecuación puede deducirse el valor de  $J$ :

$$J = 3.5 \times 10^8 \rho^{3/2} \text{ amp/cm}^2 \quad (5.10).$$

10

En germanio de tipo N fuertemente inoculado, la densidad de portadores puede llegar a  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , lo que corresponde a una densidad de carga de  $1,6 \text{ coulombs/cm}^3$ ; esta densidad de carga corresponde a su vez a una densidad de corriente de  $7 \times 10^8 \text{ amperes/cm}^2$ . De aquí resulta evidente que pueden obtenerse corrientes muchísimo mayores que las termiónicas de los cátodos de estructuras análogas antes de extinguirse el máximo de potencial enejo a la emisión limitada de cargas espaciales, y que el campo llega directamente al interior del cuerpo emisor de tipo N.

15

20

También es de interés considerar la densidad de corriente que corresponde a una densidad de carga  $qn_1$ , que supondremos ser

$$qn_1 = 1.6 \times 10^{-19} \times 2 \times 10^{13} \approx 3 \times 10^{-6} \text{ coulombs/cm}^3. \quad (5.11)$$

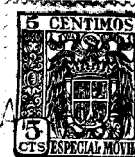
25

Esto se relaciona con una densidad de corriente de alrededor de  $1,8 \text{ amp/cm}^2$ . La importancia de este valor se funda en lo siguiente: Para densidades de corriente apreciablemente superiores al mismo, la densidad máxima de electrones en la figura 2B será mayor que  $n_1$ ; ahora bien, si el producto de la densidad de electrones  $n$  por la densidad de vacancias  $p$  excede de  $n_1^2$ , habrá una recombinación superior

30

10 MAR

20 83 88



a la producción de pares de vacancias y electrones. Es-  
to se desprende del hecho de que para densidades de vacan-  
cias y electrones no degenerados  $pn = n_i^2$  con equilibrio  
térmico (v. Shockley, l.o., cap. 12. sec. 12,5. ecuación  
5 2). Evidentemente, si  $pn$  es mayor que  $n_i^2$ , habrá exceso  
de recombinación. Algunas vacancias se producirán por to-  
da la región espacial, y fluirán entonces hacia el punto  
máximo en las curvas de las figuras 2B y 3. Con  $x = 0$ ,  
la densidad de vacancias tenderá a disminuir hacia un va-  
10 lor de  $n_i^2/n(0)$ .

VI. Unidades reducidas y diagramas de proyec-  
ción.

Para fines de proyección, es conveniente dis-  
poner de valores numéricos para cierto número de canti-  
15 dades que con frecuencia se presentan en la teoría. Exa-  
minemos primero los que se refieren a la carga espacial  
espontánea de los electrones; para ello estudiaremos la  
cantidad  $\eta$ .

20 
$$\eta = X \epsilon_L kT/q \quad (6.1)$$

$\eta$  tiene las dimensiones de carga por unidad de longitud,  
que es conveniente expresar en coulombs por centímetro.  
Sus valores para germanio y silicio son

25

$$\begin{aligned} \text{Ge } \eta &= 3.6 \times 10^{14} \text{ coulombs/cm} \\ \text{Si } \eta &= 2.7 \times 10^{14} \text{ coulombs/cm} \end{aligned} \quad (6.2).$$

Los valores de  $\rho(0)$ ,  $J$  y  $L$  considerados en el apartado V  
30 se definen en términos de  $\eta$  y de ciertos coeficientes nu-  
méricos derivados aplicando las ecuaciones parabólicas de

20 83 88



5

potencial al caso de la carga espacial espontánea. Puede deducirse una serie de relaciones simplificadas entre las cantidades, sin correspondencia con ninguna aproximación particular ni solución exacta, pero fácilmente adaptables a cualquier caso de interés. Expresaremos estas cantidades como funciones de J, y las citaremos como valores de "referencia", empleando el subíndice r para identificarlas.

La cantidad  $\rho_r$  es una forma simplificada de la ecuación (5.9):

10

$$\rho_r = (J/D)^{2/3} \eta^{1/3} \tag{6.4},$$

y  $L_r$  es una forma simplificada que se obtiene introduciendo por sustitución (6.4) en (5.5):

15

$$L_r = (\eta D/J)^{1/3}. \tag{6.5}.$$

Una tercera cantidad interesante es  $Q_r$ , aproximadamente la carga por unidad de superficie dentro de una capa de espesor  $L_r$  junto al máximo de energía potencial,  $Q_r$  se define como

20

$$Q_r = \rho_r L_r = (J/D)^{1/3} \eta^{2/3} \tag{6.6}.$$

25

La última cantidad viene a ser el tiempo requerido para difundir sobre una distancia  $L_r$ , y se expresa por

$$\tau_r = L_r^2/D = (\eta/J)^{2/3} D^{-1/3} \tag{6.7}.$$

30

En las figuras 5, 6, 7 y 8, estas cuatro funciones se inscriben para electrones y vacancias en germanio y silicio a la tem-



20 83 88

peratura ordinaria, y los valores se expresan en el sistema centimétrico.

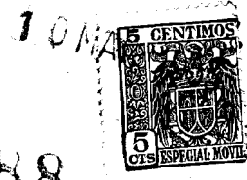
5 En estos diagramas, se indican valores con los cuales  $\rho_r$  es igual a los calculados para  $qn_i$  a la temperatura ambiente. Se advierte en seguida que para densidades de corriente dentro de un margen apropiado de trabajo del orden de 1 ampere/cm<sup>2</sup>, se puede hacer  $\rho_r$  mucho mayor que  $qn_i$  empleando silicio, y menor que  $qn_i$  empleando germanio.

10 Es asimismo ventajoso tener una gráfica que registre el análogo de la ley de Child. Las ecuaciones pertinentes para electrones en germanio son (2.20, 2.10 y 2.11), todas ellas evaluadas por el sistema L, como se expuso con relación a (2.17). Las relaciones resultantes se indican en la figura 9.

15 También es conveniente disponer de diagramas que muestren hasta donde penetrará la carga de espacio en material extrínseco. Se obtiene igualmente una relación útil resolviendo la ecuación de Poisson en una dimensión para un caso límite, el de que tanto V como dV/dx desaparezcan con  
20 x = 0. La solución, según se ha explicado con referencia a (5.2), es

$$V = qNx^2/2\epsilon_L \quad (6.8).$$

25 Esta ecuación se aplica a la penetración de la carga espacial en una región uniforme en que la magnitud de  $N_d - N_a$  es N; para este caso, x = 0 corresponde al punto de máxima penetración. Esto ocurre en uniones P-N con transiciones bruscas, y se expone en W. Shockley, Bell System Technical  
30 Journal, 28, 435, ecuaciones 2.49 y 2.50. El campo eléctrico y la capacidad máximos por unidad de superficie de tal



20 83 88

capa de carga espacial se expresan por

$$E = qNx / \chi \epsilon_L \tag{6.9}$$

5 y

$$C = \chi \epsilon_L / x. \tag{6.10}$$

10 Para  $\chi = 16$ , la constante dieléctrica del germanio  $\epsilon_L = 8,85 \times 10^{-14}$  farads/cm., y  $q = 1,6 \times 10^{-19}$ , estas ecuaciones se convierten en

$$C = 1.41 \times 10^{-12} / x \text{ (farads/cm}^2\text{)} \tag{6.11}$$

$$15 E = 1.6 \times 10^{-19} N / C \tag{6.12}$$

$$C^2 = \chi \epsilon_0 N q / 2V = 1.13 \times 10^{-31} n / V \tag{6.13}.$$

Las anteriores relaciones se registran en la figura 10.

20 La relación general entre campo eléctrico y estructura se expresa por (6.9). Para un campo de  $10^3$  volts/cm. (6.9) se reduce a

$$25 N = 5.5 \times 10^8 \chi / x. \tag{6.14},$$

expresión que se discute en el apartado Xb.

VII. Supresión de acumulaciones de vacancias.

30 En algunas aplicaciones conviene que la densidad de vacancias sea mucho menor que la de electrones, para poder servirse de las ecuaciones que preceden y de sus consecuencias. Esto puede lograrse haciendo la mayor parte de

10 MAR.



20 83 08

la región espacial de un material duradero, y la del frente del emisor de otro que lo sea menos, y operando con  $n(0) > n_1$ . En estas condiciones, la producción de vacancias en la región espacial será pequeña, y cualquiera acumulación delante del emisor se recombinará en seguida, por ser muy rápido el ritmo de recombinación allí.

Pueden construirse estructuras de distribución regulada de durabilidad por diversos métodos. Por ejemplo, es sabido que el tratamiento término produce centros que favorecen la recombinación, y lo mismo sucede bombardeando con partículas nucleares (v. Shockley, "Electrons and Holes in Semiconductors, pág. 347). También se ha probado que el níquel es muy eficaz para reducir la durabilidad. La adición de 1 mg. de níquel a una masa fundida de 100 g. de germanio reduce a unos pocos microsegundos o menos la vida de un material que de otro modo duraría centenares o miles de microsegundos. Mediante esta técnica, puede formarse un lingote con límite bien definido entre larga y corta duración: de él se recorta una estructura con el níquel en óptima situación. Asimismo se puede difundir el níquel en el interior desde la superficie.

Como la tendencia de las vacancias a acumularse delante del emisor depende de  $n_1^2/n(0)$ , es evidente que conviene utilizar materiales con brechas de energía más anchas que las del germanio. La del silicio es alrededor de 0,4 electronvolt más ancha, de modo que para ella disminuye  $n_1^2$  en un factor de  $6 \times 10^6$ . Esto permitirá trabajar con acumulaciones inapreciables de vacancias a corrientes mucho más bajas que para el germanio. Así se hace evidente en la figura 5, donde se vé que las densidades de corriente superiores a 1 amp/cm<sup>2</sup> tienen que hacer  $\rho_r$  superior a  $qn_1$  en

20 83 881 0 MA



el germanio, mientras que para el silicio bastan densidades de corriente  $10^{-3}$  veces menores. El carburo de silicio presenta una brecha de energía más amplia aún, de más de 3 electronvolts, y puede funcionar con corrientes todavía menores o a temperaturas más altas.

VIII. Objeto de las acumulaciones de vacancias.

Aunque hemos tratado primero de la prevención de acumulaciones de vacancias al máximo de energía potencial de la figura 2B, debe señalarse que la presencia de una acumulación de vacancias en esta región no es perjudicial en todas las aplicaciones, y puede ser conveniente en algunas. Por consiguiente, vamos a analizar el papel que desempeñan las vacancias acumuladas en esta región. Consideraremos primero el caso en que existe un número total P de vacancias por unidad de superficie del emisor. De momento prescindiremos de la recombinación, imaginando que el suministro de vacancias es permanente. Ante todo tendremos en cuenta el tamaño de P, que tiene un efecto importante. Es evidente que si el número de vacancias en la región  $-L < x < +L$  de la figura 3 es muy inferior al de electrones en la misma región, las vacancias serán relativamente inapreciables. Debe observarse que las vacancias están distribuidas en esta zona proporcionalmente a las ordenadas de la figura 4, y suponiendo un potencial parabólico, 84% de ellas se encuentran entre  $+L$  y  $-L$ . La carga de electrones por unidad de superficie en esta región será del orden de magnitud de  $Q_p$ , introducida en el apartado VI por la ecuación (6.6). Si  $gP$  sobrepasa con mucho este valor, la carga espacial de vacancias ejercerá una influencia grande sobre la distribución de potencial.

Supondremos ahora que  $qP$  es mucho mayor que  $Q_p$ , y que se mantiene la corriente a un valor J. En estas condiciones

10 MAR 5



20 83 88

sería de esperar que la distribución de potencial siguiera siendo una curva con un solo máximo; pero este máximo ha de ser entonces ancho, pues si fuera estrecho resultaría concentrada la acumulación de vacancias, y no podría satisfacerse la ecuación de Poisson. En las figuras 11A, 11B y 11C se exponen las principales características de la distribución correcta de potencial.

En la figura 11A representamos la estructura  $N_+IN_+$  y con la forma de las curvas de energía potencial de la figura 11B indicamos que es ancha con relación a una longitud Debye. Si no ocurre así,  $n(0)$  será grande comparada con  $n_i$ , y la situación no entra en la clase que estudiamos ahora. En la figura 11C representamos lo que ocurre cuando se aplica un potencial moderado. Debe advertirse que

- 1) El número de vacancias en la región "estancada" es aproximadamente igual al de vacancias en 11B.
- 2) La densidad de vacancias y de electrones en el margen izquierdo de la región estancada es mayor que para 11B, y la curvatura de potenciales es también mayor.
- 3) La región espacial está dividida en dos partes, con la estancada casi eléctricamente neutra, y la restante de carga especial.

Examinaremos ante todo el caso 1). Como las vacancias y los electrones se recombinan a través de imperfecciones o grietas, el ritmo de recombinación por unidad de volumen en germanio intrínseco neutro se aproxima a

$$(p - n_i)/\tau = (n - n_i)/\tau \quad (8.1)$$

30

donde  $\tau$  designa la durabilidad. El motivo de esta correla-



1017

208388

ción de la forma  $(pn - n_1^2)/n^{\tau}$  en vez de la bimolecular  
 es que el ritmo a que se captan electrones es proporcional  
 a la densidad de éstos mientras las grietas están cubiertas  
 de electrones hasta cierta fracción definida. Esta fracción  
 será independiente de la densidad de portadores si son igua-  
 5 les las densidades de vacancias y de electrones, porque los  
 ritmos a que una grieta puede capturar un electrón estando  
 vacía o una vacancia estando llena mantienen la misma propor-  
 ción. A base de este razonamiento, vemos que el ritmo neto de  
 10 recombinación de pares por unidad de superficie es

$$\int_0^W (p - n_1) dx/\tau = (P - n_1 W)/\tau \quad (8.2),$$

15 suponiendo que todas las vacancias se originan en la anchura  
 W. Por consiguiente, deducimos que

$$P = n_1 W \quad (8.3)$$

20 para el estado estacionario. Pero la cantidad  $n_1 W$  es casi  
 exactamente el número de vacancias en el caso intrínseco.  
 Esto explica el motivo del supuesto 1).

25 Para los casos de interés en este apartado, la  
 anchura de la región estancada será menor que W en un fac-  
 tor  $\alpha$ , como se expone en la figura 11. Además, como resul-  
 ta evidente del análisis que sigue, n y p son substancial-  
 mente mayores que  $n_1$  en el margen izquierdo de la región  
 estancada, y la longitud Debye que caracteriza la transición  
 del máximo de potencial a la región  $N_+$  de la izquierda será  
 muy corta. En el análisis subsiguiente de este apartado  
 30 tendremos por insignificante esta distancia de transición y



20 83 88

supondremos que  $x = 0$  corresponde al margen izquierdo de la región I y al máximo de potencial de la figura 11C.

Los casos 2) y 3) se pueden comprender teniendo en cuenta los detalles de las soluciones.

5 En la región estancada, la corriente de vacancias se supone desdeñable en comparación con la de electrones. Por consiguiente, podemos escribir

$$J = -qD(dn/dx) + q\mu_n n dV/dx \quad (8.4)$$

10 
$$0 = \frac{1}{b} (qD dp/dx + q\mu_p p dV/dx) \quad (8.5),$$

15 donde  $b$  es la razón entre la movilidad de electrones y la de vacancias. (Véase Shockley, "Electrons and Holes in Semiconductors", pág. 299, y obsérvese que  $J$  es positivo para corrientes en direcciones  $-x$ .) En esta región, la carga espacial es casi cero, y, salvo junto a los extremos, válida la aproximación.

20 
$$p = n \quad (8.6).$$

Multiplicando la segunda ecuación por  $b$  y substrayendo el producto de la primera, se tiene

25 
$$J = -2qD dn/dx. \quad (8.7)$$

De esto se concluye al punto que la mitad de la corriente es transportada por el término de difusión de (8.4), de modo que el término de arrastre debe transportar la otra mitad.

30 La ecuación (8.7) se puede integrar para que  $n$

10 MAR



20 83 88

represente una función de  $x$  en la forma

$$n = \text{const} - (J/2Dq)x. \tag{8.8}$$

5 En la figura 12A indicamos esta relación por medio de una línea de trazos que llega a cero con

$$x = \alpha W \tag{8.9),}$$

10 de modo que

$$n = (J/2Dq) (\alpha W - x). \tag{8.10).}$$

15 Como se expone en la figura 11A,  $W$  es la anchura de la región intrínseca, y  $\alpha W$  la de la región estancada.

Aunque  $n = p$  es una buena aproximación, hay un ligero exceso de electrones sobre vacancias, y esto origina la variación de potencial que transporta la corriente de arrastre. El potencial se calcula fácilmente a base de  $p$ ,  
20 que debe poderse expresar, por ser cero la corriente de vacancias, por un factor de Boltzmann:

$$p = p_0 \exp(-qV)/kT = (J/2Dq)(\alpha W - x) \tag{8.11).}$$

25 De esta ecuación se pueden deducir el potencial y el campo eléctrico. Sin embargo, el campo se encuentra mejor teniendo en cuenta que el término de arrastre de (8.4) tiene que transportar la mitad de la corriente:

$$30 \quad (J/2) = q \mu_n n \, dV/dx \tag{8.12),}$$



20 83 88

lo que lleva directamente a

$$dV/dx = J/2q\mu n. \tag{8.13}.$$

5 Podemos determinar qué densidad de carga espacial hace falta para producir este campo evaluando  $d^2V/dx^2$  y aplicando la ecuación de Poisson. La diferenciación necesaria se puede expresar con ayuda de

$$10 \quad dn/dx = J/2Dq. \tag{8.13a}$$

Así, la densidad de carga espacial correspondiente a  $d^2V/dx^2$  es

$$15 \quad \begin{aligned} \rho &= -x\epsilon_L d^2V/dx^2 = x\epsilon_L (J/2q\mu n^2) (-J/2Dq) \\ &= -(\eta/4)(J/Dqn)^2. \end{aligned} \tag{8.14}.$$

Por consiguiente, la condición de neutralidad no puede ser exacta, y la densidad de electrones ha de superar a la de vacancias. En la mayor parte de la región estancada, esta densidad es pequeña en comparación con la densidad de carga de los electrones, como se aprecia evaluando su relación:

$$25 \quad \rho/(-qn) = \eta \left(\frac{J}{D}\right)^2 \left(\frac{1}{qn}\right)^3. \tag{8.15}.$$

Esta relación o razón es la unidad cuando

$$qn = (J/D)^{2/3} \eta^{1/3} = \rho_r \tag{8.16},$$

30 donde  $\rho_r$  es la cantidad calculada para electrones en la ecuación (6.4), que muestra que la aproximación de densidades



20 83 88

iguales de vacancias y electrones es conveniente para densidades de carga electrónica mayores que  $\rho_r$ ; para estas densidades grandes, una perturbación muy pequeña en la solución aproximada dará la solución exacta que satisface la ecuación de Poisson.

La solución exacta se deduce substancialmente de la aproximada, representada por la línea de trazos de la figura 12A, al acercarse  $n$  a  $\rho_r$ . La condición  $n = \rho_r/q$  se da en la solución aproximada a una distancia.

$$(\rho_r/q) \doteq (J/2qD) = 2\rho_r D/J \quad (8.17)$$

desde el punto  $\alpha W$  en la figura 12A. Esta expresión, como se comprueba fácilmente, es  $2L_r$ , donde  $L_r$  se define en (6.5):

$$L_r = (\eta D/J)^{1/3} = \rho_r D/J. \quad (8.18).$$

Como con  $x = \alpha W - 2L_r$ , el valor de  $n$  y su gradiente, que se aproxima a  $n/2L_r$ , son comparables a la solución del apartado V en ausencia de vacancias, es evidente que la solución estancada constituye una transición continua a la de carga espacial electrónica cerca del punto  $x = \alpha W$  de la figura 12A. Análogamente, la distribución de potencial, expuesta como energía potencial para un electrón en la figura 12B, constituye una transición suave de la solución estancada a la de carga espacial.

El número total de vacancias por unidad de superficie es la superficie comprendida bajo la curva por  $p$  en la figura 12A, o sea aproximadamente

$$P = \alpha^2 W^2 J/4qD. \quad (8.19).$$



La razón de la carga  $q_P$  de las vacancias a  $Q_T$ , definida en la ecuación (6.6), mide la fuerza de la región estancada. Puede expresarse en función de la razón de  $\alpha W$  a  $L_T$ , como sigue:

5

$$\frac{q_P}{Q_T} = \frac{\alpha^2 W^2 J/4D}{(J/D)^{1/3} \eta^{2/3}} = \left(\frac{\alpha W}{2L_T}\right)^2. \quad (8.20)$$

10

Nos referiremos a este resultado en el apartado IX. Para el supuesto de que el número total de vacancias sea independiente del potencial aplicado, deducimos de (8.3) y (8.19) que

$$\alpha^2 = 4qn_1 D/WJ. \quad (8.21)$$

15

Aplicaremos ahora esta relación para determinar  $\alpha$  con relación a  $V$  y  $W$ .

20

Para determinar  $\alpha$  observamos que, como se justifica más adelante, la mayor parte de la caída de potencial se produce a la derecha de  $\alpha W$ , donde se mantiene la solución de carga espacial, de modo que podemos escribir la ecuación (2.9) en esta forma:

$$J = (9/8) \times \epsilon_L \mu V^2/W^3(1-\alpha)^3. \quad (8.22)$$

25

Introduciendo esto en vez de  $J$ , obtenemos para  $\alpha$  una ecuación

$$\alpha^2(1-\alpha)^{-3} = (64/9) \left[ (qn_1 W^2/2 \times \epsilon_L) / (kT/q) \right] (kT/qV)^2. \quad (8.23)$$

30

La primera expresión algebraica es la tensión de una capa de carga espacial de anchura  $W$ , con densidad de car-

10 MAR



20 83 88

ga  $qn_1$ . El paréntesis cuadrado es esta tensión dividida por  $kT/q$ , o tensión térmica; y el segundo término es el cuadrado de la razón de  $(kT/q)$  a la tensión aplicada.

5 Podemos ver por estas observaciones que si una tensión  $V$  basta para producir una capa de carga espacial de anchura  $W$  en germanio substancialmente intrínseco a temperaturas bajas en que  $n_1$  es inapreciable,  $V$  puede ser insuficiente para eliminar una región estancada a la temperatura ordinaria. En algunas muestras de germanio, la densidad residual de donantes menos receptores es inferior a  $n_1/10$  a  
10 la temperatura ambiente. Una tensión

$$V = qn_1 W^2 / 20 \times \epsilon_L \quad (8.24)$$

15 se infiltrará en tal capa en ausencia de vacancias y electrones. Introduciendo esta tensión en la ecuación de  $\alpha$ , resulta

$$\alpha^2 (1 - \alpha)^{-3} = (64/9) (10) (kT/qV). \quad (8.25)$$

20

Siendo  $V$  del orden de 10 volts, el lado derecho llega a 0,18, lo que dá  $\alpha \approx 1/4$ . Por consiguiente, una porción substancial de la estructura  $N_+ IN_+$  es una región estancada.

25

A continuación calcularemos la caída de potencial a través de la región estancada, para demostrar que es tan pequeña que resulta lógico desdeñarla si se compara con las tensiones aplicadas. Esta caída de tensión se produce entre el máximo, considerado como  $x = 0$ , y el punto en que  $qn = p_T$ , y puede calcularse a partir del factor de Boltzmann para vacancias. La razón de densidades de vacancias entre estos dos  
30 puntos es aproximadamente



20 83 88

$\propto W/L_r,$

lo que conduce a un cambio de tensión de

5  $(kT/q) \ln \propto W/L_r. \quad (8.26)$

10 En germanio, a la temperatura ambiente,  $L_r$  se aproxima a la longitud Debye de  $10^{-4}$  para el caso de  $\rho_r = qn_1$ . Si  $\rho_r$  es menor que  $qn_1$ , el valor de  $L_r$  será mayor; W será probablemente mucho menor que  $10^{-1}$  cm. Por tanto, la máxima caída esperada será inferior a  $(kT/q) \ln 1000 = 6,9/40 = 0,17$  volts. Esta caída de potencial será desdeñable en la mayoría de los casos comparada con el potencial aplicado, de manera que podemos suponer que toda la tensión aplicada V cae  
15 a través de la región de carga espacial.

IX. Incremento de corriente en la región estancada.

A continuación estudiamos lo que ocurre en una región estancada cuando se introduce deliberadamente una corriente de vacancias  $J_p$  mediante un agente externo, así  
20 como por producción térmica. Encontraremos que por este medio es posible incrementar la corriente. Por ejemplo, si se hace funcionar la estructura  $N_+IN_+$  para formar una región estancada, y se ilumina toda la masa con rayos X, penetrará en la región estancada una corriente suplementaria de  
25 vacancias. Si la durabilidad de éstas en dicha región es  $\tau$ , el número de vacancias será

$qP = J_p \tau \quad (9.1)$

30

donde  $J_p$  es la corriente total de vacancias que entra en la



20 83 88

región. Si la corriente electrónica es  $J$ , la anchura  $\alpha W$  de la región estancada se relaciona con  $P$  mediante la ecuación (8.19), de modo que

5 
$$qP = (\alpha W)^2 J/4D. \tag{9.2}$$

De (9.1) y (9.2) podemos derivar una relación útil,

10 
$$J_p/J = (\alpha W)^2/4D\tau. \tag{9.3}$$

Esta ecuación es 1/4 del cuadrado de la razón de la región estancada a la distancia en que se difunde un electrón en un tiempo  $\tau$ . Con parámetros de valor razonable, este valor puede ser muy pequeño, como demostraremos suponiendo que  $\alpha W$  es  $3 \times 10^{-3}$  cm.,  $\tau = 10^{-6}$  segundos, y  $D = 9002$ /seg. (lo que corresponde a electrones en el germanio. En estas condiciones,

15 
$$J_p/J = 9 \times 10^{-6}/3.6 \times 10^{-4} = 1/40. \tag{9.4}$$

20 Este factor está en relación muy directa con el incremento de corriente, como veremos en seguida.

Si consideramos que la caída de tensión aplicada  $V$  ocurre por completo a través de la región de carga espacial de anchura  $(1 - \alpha)W$ , la tensión será

25 
$$V^2 = (8/9) JW^3(1-\alpha)^3/X\epsilon_L u. \tag{9.5}$$

30 Veamos ahora el efecto de pequeñas desviaciones  $\delta J_p$  y  $\delta J$  de corriente, traducidas en un ligero cambio de  $\delta V$  en  $V$ . Tomando el logaritmo de ambos términos de la ecuación  $V^2$  y pro-



20 83 88

duciendo luego la pequeña perturbación, se tiene

$$2 \delta V/V = (\delta J/J) - 3\alpha/(1-\alpha). \quad (9.6)$$

5 Como  $\alpha^2$  es proporcional a  $J_p/J$ , resulta

$$2 \delta \alpha/\alpha = \delta J_p/J_p - \delta J/J, \quad (9.7)$$

de donde

10

$$2 \delta V/V = (1 + \frac{3\alpha}{2(1-\alpha)}) \frac{\delta J}{J} - \frac{3\alpha}{2(1-\alpha)} \frac{\delta J_p}{J_p} \quad (9.8).$$

De aquí se sigue que a tensión constante, es decir, con  $\delta V = 0$ , la razón de cambio en  $J$  a cambio en  $J_p$  es

15

$$\frac{\delta J}{\delta J_p} = \frac{J}{J_p} : \frac{3\alpha}{2+\alpha}. \quad (9.9)$$

Para  $\alpha = 0,5$  y  $0,1$ , respectivamente, esto da

20

$$\frac{\delta J}{\delta J_p} = \frac{3}{5} \frac{J}{J_p} \text{ y } \frac{1}{7} \frac{J}{J_p}. \quad (9.10)$$

Siendo  $J/J_p = 40$ , esto significa incrementos de corriente de 24 y 6, respectivamente.

25

Aunque el análisis precedente enseña los métodos necesarios para proyectar estructuras utilizando el incremento de corriente a través de regiones estancadas, puede ser conveniente deducir algunas otras relaciones adicionales. Introduciendo la ecuación (9.3) en la de incremento de corriente se tiene

30

10 MA



$$\frac{\delta J}{\delta J_p} = \frac{12D\tau}{W^2\alpha(2+\alpha)} \quad 208388 \quad (9.11)$$

De aquí se desprende que al disminuir  $\alpha$  aumenta el incremento de corriente. Una disminución de  $\alpha$  puede conseguirse elevando la tensión y ensanchando la región de carga espacial. Sin embargo, para mantener una región estancada, esto requerirá aumentar la corriente de vacancias. En efecto,  $J_p$  varía como  $J^{1/3}$  si mantenemos una región estancada de fuerza constante según se define en la ecuación (8.20); de modo que si necesitamos un valor fijo de  $qP/Q_T$ , por ejemplo 4, para que por la ecuación (8.20) la región sea aproximadamente de  $4L_T$  de anchura, tendremos, empleando (6.5),

$$\alpha W \approx 4L_T \text{ o } J^{1/3}. \quad (9.13)$$

Por consiguiente, para pequeños valores de  $\alpha$ , el incremento de corriente varía como  $J^{1/3}$ . El valor de  $J_p/J$  varía como  $\alpha^2$ , o sea como  $J^{-2/3}$ , y el propio  $J_p$  como  $J^{1/3}$ .

Introduciendo la característica de tiempo  $\tau_r$  de la corriente  $J$ , mediante la relación (6.7),

$$\tau_r = L^2/D = (\eta/J)^{2/3} D^{-1/3}, \quad (9.14)$$

y entonces podemos expresar  $J_p/J$  en función de  $qP/Q_T$  y  $\tau_r/\tau$ . De (8.20) resulta

$$qP/Q_T = (\alpha W/2L_T)^2, \quad (9.15)$$

y de (9.3) tenemos

$$J_p/J = (\alpha W)^2/4D\tau = (qP/Q_T) (L_T^2/D\tau) = (qP/Q_T) (\tau_r/\tau) \quad (9.16)$$



10M

20 8388

Puede advertirse que, en caso de estancación, los electrones en el margen izquierdo tienen su imref casi al mismo valor que en la región N a la izquierda, y no llegan a mermer  $(kT/q) \ln 2$  como con potencial simétrico. Dado que en esta región se recombinan vacancias, su imref es tal que se produce una orientación hacia delante y se impelen vacancias en la región N, a la izquierda. Este proceso puede reducir la duración efectiva de vacancias en la región estancada. Las operaciones matemáticas para corrientes de esta clase se desarrollan plenamente en las referencias citadas. (Shockley, Bell System Technical Journal, julio 1949, pág. 435). Por tanto, es posible valerse de la recombinación de vacancias en el cuerpo emisor para regular sus acciones en la región estancada, haciendo la región  $N_+$  a la izquierda de material de corta duración, por métodos como los del apartado VII, por ejemplo.

Finalmente, hemos de advertir que si bien el tratamiento que acabamos de exponer se ha fundado en una región estancada de considerable extensión, se inrememtará la corriente para valores pequeños de  $qP/Q_r$ . Como el mecanismo del incremento de corriente de esta clase se justifica claramente por las consideraciones del caso de estancación, no nos extenderemos en análisis matemáticos para los otros casos.

X. Estructuras intrínsecas depuradas.

Con excepción de la zona estancada estudiada anteriormente, la mayoría de las consideraciones se ha dedicado a situaciones en que la carga espacial proviene sobre todo de los portadores en movimiento. En algunas aplicaciones, esta densidad de portadores puede ser menor que

10 MA



20 83 88

en germanio intrínseco a la temperatura ambiente. Es posible operar en estas condiciones produciendo lo que pueden llamarse "estructuras intrínsecas depuradas" mediante la aplicación de campos eléctricos.

5 a) Efecto de portadores producidos térmicamente.

Para aclarar estos principios, examinemos la estructura de la figura 13, que comprende una columna cuadrada de material semiconductor, con cuatro zonas columnares de material P<sub>+</sub> y N<sub>+</sub> alternadas.

10 Si se aplican tensiones +V<sub>a</sub> a los electrodos N<sub>+</sub> y -V<sub>a</sub> a los electrodos P<sub>+</sub>, la distribución de potencial adoptará la forma general expuesta en la figura 14. De no haber carga de espacio en la región espacial, el potencial deberá satisfacer la ecuación de Laplace, y puede representarse con bastante aproximación por

15 
$$V(x,y) = (V_a/R^2) (x^2 - y^2). \quad (10.1),$$

donde el eje x pasa por el centro de las regiones N y el eje y por el centro de las regiones P, y 2R es la distancia entre los bordes internos de electrodos opuestos. Los equipotenciales de este potencial son hipérbolas rectangulares semejantes a las curvas de la figura 14.

25 Si la distribución de potencial se inscribiera como un mapa en relieve, representaría una superficie en forma de silla de montar. Sobre esta superficie, una vacancia tendería a moverse hacia abajo en la dirección de las flechas. Los electrones se trasladarían en dirección opuesta.

30 Resulta, pues, evidente que cualesquiera vacancias o electrones producidos en la región serán desalojados



10 MA

208388

por los campos. Si este proceso de arrastre es bastante rápido, la densidad de carga de las vacancias y los electrones remanentes no influirá apenas sobre el potencial. Designaremos este estado por intrínseco depurado, y puede conseguirse en germanio de las propiedades antes indicadas.

5

Para ello bastará calcular el orden de magnitud, lo que haremos suponiendo que el ritmo de producción de pares de vacancia y electrón en el material depurado es el mismo que con equilibrio térmico, donde dicho ritmo es igual al de recombinación, a saber:

10

$$\text{ritmo de recombinación} = n_1 / \tau_1$$

15

donde  $\tau_1$  es la durabilidad del material. Valores típicos de  $\tau_1$  para el germanio son  $10^{-3}$  a  $10^{-4}$  segundos. El de  $n_1$  viene a ser  $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . En el estado depurado, una vacancia producida persiste, por ejemplo, durante un tiempo  $\tau$  por término medio, y  $\tau$  es el lapso medio de tránsito desde el punto de producción hasta un electrodo. Como el campo eléctrico es aproximadamente

20

$$E_a = 2V_a/R, \tag{10.2}$$

25

la velocidad de arrastre es  $2\mu V_a/R$ , y el tiempo de tránsito se aproxima a

$$\tau = R / (2\mu V_a/R) = R^2 / 2\mu V_a. \tag{10.3}$$

30

Si  $\tau$  es mucho menor que  $\tau_1$ , lo que puede conseguirse fácilmente, como luego veremos, la producción cons-



20 83 88

tituye solo una fracción  $\tau/\tau_1$  del valor intrínseco. Por tanto, la densidad de carga de valencias será aproximadamente

5 
$$\rho_p = qn_1 \tau/\tau_1 \quad (10.4)$$

Esta densidad resultará hasta cierto punto compensada por electrones; pero si persiste uniformemente por encima de un cilindro de radio R, producirá en la superficie un campo obtenido igualando la desviación con la carga dentro del cilindro:

10 
$$2\pi R D = 2\pi R \times \epsilon_L E_p = \pi \rho_p R^2 \quad (10.5)$$

15 
$$E_p = \rho_p R / 2 \times \epsilon_L \quad (10.6)$$

Si este campo es pequeño en comparación con el aplicado, que es  $E_a$ , los portadores producidos térmicamente influirán poco sobre la distribución de potencial. La razón entre los dos campos es

20 
$$\begin{aligned} \frac{E_p}{E_a} &= \frac{\rho_p R}{2 \times \epsilon_L} \cdot \frac{R}{2V} = \frac{qn_1 R^4}{4 \times \epsilon_L \tau_1 \mu V^2} \\ &= \frac{q \mu n_1}{4 \times \epsilon_L \tau_1} \left(\frac{R^2}{\mu V}\right)^2 \\ &= \frac{\tau^2}{4 \tau_p \tau_1} \end{aligned} \quad (10.7).$$

30 En esta expresión,  $\tau_p$  es el "tiempo de relajación dieléctrica" que corresponde a la conductividad de vacancias en material intrínseco.

10 MA



20 83 88

$$\tau_p = \kappa \epsilon_L / q \mu n_i = 1.41 \times 10^{-12} \cdot (180)^{-1} \quad (10.8)$$

$$\approx 3 \times 10^{-10} \text{ segundos}$$

5 donde hemos tomado  $q \mu n_i$  como 1/3 de la conductividad del germanio intrínseco o la recíproca de 180 ohm cm.

El tiempo de tránsito  $\tau$  puede calcularse suponiendo que los campos se hallan cerca del límite del margen lineal de velocidad de arrastre, de modo que  $V/R \approx 10^3$  volts/cm. y  $\mu V/R$  viene a ser  $1,5 \times 10^6$  cm/seg. para vacancias; así

$$\tau \approx 6 \times 10^{-7} R. \quad (10.9)$$

15 La relación de los campos se hace entonces

$$\frac{E_p}{E_a} = \frac{3.6 \times 10^{-13}}{12 \times 10^{-10}} \frac{R^2}{\tau_1} \quad (10.10)$$

20 Si R tiene un valor muy alto, de 1 mm. o  $10^{-1}$  cm, y  $\tau_1 = 1000$   $\mu$  seg. =  $10^{-3}$ ,  $E_p/E_a$  es menor que  $10^{-2}$ , de manera que el material es depurado. Aunque  $\tau_1 = 10^{-6}$  seg., se conseguirá la depuración en una estructura con  $R = 4$  mils o  $10^{-2}$  cm. con  $E_p/E_a \approx 0,03$ .

b) Efecto de las impurezas.

25 Si los portadores térmicamente producidos se desalojan de material substancialmente intrínseco, la densidad de carga remanente por impurezas puede hacerse importante. Esta densidad de carga se observa experimentalmente reduciendo la temperatura hasta que  $n_i$  sea pequeño comparado con  $N_d - N_a$ , y midiendo  $\tau$ .

30 Calculemos ahora el efecto de una densidad de do-



20 83 88

nantes de  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  en el germanio. Aplicando la ecuación (10.6) a este caso, encontramos que

$$E = q 10^{12} R / 2 \chi \epsilon_0$$

5

$$\approx 6 \times 10^4 R \text{ volts/cm.} \quad (x).$$

10

Esto demuestra que puede producirse un campo de 600 volts/cm. en una estructura con  $R = 10^{-2} \text{ cm}$ . En algunos casos, tales campos serán beneficiosos; en otros, estos efectos se pueden reducir aplicando tensiones más altas, lo cual es factible porque el efecto Zener no se produce hasta alcanzar campos de  $10^5 \text{ volts/cm}$ . o más elevados.

15

De lo dicho resulta evidente que para conseguir que en el germanio ocurra una omisión limitada de descarga espacial pura, es necesario purificar muy bien el material semiconductor que constituye la región substancialmente intrínseca. Es preferible que las densidades de impurezas no lleguen a  $(1/10)n_i$ . Además, en general, el desequilibrio entre donantes y receptores en esta región debe ser tal que la resistividad local no se desvíe más de un 5% de la intrínseca. En términos cuantitativos, cifrando en  $x \text{ cm}$ . las dimensiones de esta región, el desequilibrio entre las densidades de donantes y receptores debe ser inferior a  $5,5 \times 10^8 x/x$ , según resulta en la ecuación (6.14).

20

25

El campo de  $10^3 \text{ volts/cm}$ . mencionado con relación al límite superior del margen de movilidad constante corresponde a electrones en el germanio. Para vacancias en el silicio, el campo respectivo es aproximadamente de  $10^4 \text{ volts/cm}^2$ , y en este caso el límite de densidad es de  $5,5 \times 10^9 x/x$ .

30

20 83 88

1 0 11



5 Aunque operar dentro del margen de movilidad constante puede ser ventajoso desde el punto de vista de la sencillez de teoría de proyección, no es necesario hacerlo así; aplicando campos más altos se pueden obtener impedancias

10 algo mayores de corriente alterna en las regiones de rejilla y colector de estructuras tales como la expuesta en la figura 18. Pero estos campos no deben llegar al de Zener, pues con ello se producirían muchos pares de vacancia y electrón. Dado que el campo de Zener, para silicio y germanio, sobrepasa  $10^5$  volts/cm. se operará por debajo del mismo para densidades inferiores a  $5,5 \times 10^{10}$   $x/x$ .

XI. Ejemplo de proyección. Estructura en silla de montar.

15 A título de ejemplo, vamos a considerar el proyecto de la estructura de la figura 15. Con este objeto, imaginamos tal estructura como semejante a un tubo de vacío semielaborado; los elementos  $N_+$  son emisor y colector, y los P están constituidos por la rejilla.

20 Calculamos el  $\mu$  de esta estructura como si no hubiese portadores; en tales condiciones, el potencial en el punto medio entre los "alambres de rejilla" es afectado igualmente por los cuatro electrodos, y se expresa por

25 
$$V(0) = 0.5 V_g + 0.25 V_c \quad (11.1)$$

para el caso del emisor conectado a tierra. El  $\mu$ , designado por M para evitar confusión con el  $\mu$  de movilidad, es, por consiguiente,

30 
$$M = 0.5/0.25 = 2. \quad (11.2)$$

104

20 83 88



Hemos de suponer que con mucha aproximación sirve esta misma relación en presencia de carga espacial.

Admitiremos como señal cero el supuesto  $V_g = 0$ , que corresponde a corriente nula entre emisor y rejilla. En estas condiciones, el potencial sobre el eje  $y$  resulta de

5

$$V(y) = (V_c/4R)^2 (R^2 - y^2). \tag{11.3}$$

Esto puede verse observando que la distribución de potencial

10

$$0, 0, V_c \tag{11.4}$$

para emisor, rejilla y colector es la suma de

15

$$-\frac{1}{2} V_c, 0, \frac{1}{2} V_c \tag{11.4a}$$

$$\frac{1}{4} V_c, \frac{1}{4} V_c, \frac{1}{4} V_c \tag{11.4b}$$

$$\frac{1}{4} V_c, -\frac{1}{4} V_c, \frac{1}{4} V_c \tag{11.4c}$$

20

Por simetría se hace evidente que (a) y (b) producen potenciales constantes a lo largo del eje  $y$ , y que (c) ocasiona el potencial en silla de montar del apartado X. Así, no cabe duda de que el potencial requerido ha de ser cuadrático en  $y$ . Como (11.3) es cuadrático y satisface las condiciones límite justas, debe ser la forma correcta.

25

Calcularemos la corriente para señal cero tratando el eje  $y$  como un continuo de diodos, cada uno de los cuales retira una corriente proporcional a  $V^2(y)$ . El valor medio de  $V^2(y)$  se averigua fácilmente, y es

30

20 83 88

10M



$$(8/15) (V_c^2/16) = V_c^2/30 . \quad (11.5)$$

5 Como aproximación, suponemos que el intervalo del diodo es  $R$  y su anchura  $2R$ ; por consiguiente, la corriente por unidad de altura de la estructura, designada por  $J_1$ , es

$$J_1 = (3/40) \times 8_L \mu V_c^2 / R^2 . \quad (11.6)$$

10 La transconductancia se obtiene diferenciando con relación a  $V_c$  y multiplicando por  $M$ . Esto da

$$g = (3/10) \times 8_L \mu V_c / R^2 . \quad (11.7)$$

15 Si se insertan los valores de electrones en el germanio, tenemos

$$g = 1.5 \times 10^{-9} V_c / R^2 \text{ mhos/cm.} \quad (11.8)$$

20 Antes de tomar en consideración valores numéricos de  $g$ , hemos de comparar las transconductancia con las capacitancias. Las capacitancias de rejilla-colector y de rejilla-emisor serán comparables y del orden de un condensador de superficie  $2R$  por unidad de longitud e intervalo  $(1/2)R$ . En consecuencia,  $C$  será

25

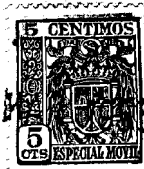
$$C = 4 \times 8_0 \text{ farads/cm.} \quad (11.9)$$

Una cifra familiar de importancia, proporcional a la frecuencia, es

30

$$g/C = (3/40) \mu V_c / R^2 . \quad (11.10)$$

20 83 88



Como el tiempo de tránsito de emisor a colector es aproximadamente

$$\tau = (4/3) (2R)^2 / \mu V_0 \tag{11.11}$$

5

vemos que

$$g/C = 2/5 \tau \tag{11.12}$$

10

Por consiguiente, la frecuencia circular a la cual se hacen iguales las admitancias real e imaginaria viene a ser 2/5.

Es decir, que la frecuencia a que se pierde mucho incremento a causa de carga capacitiva es aproximadamente la misma a que son importantes los efectos del tiempo de tránsito. Esta es una característica general de muchas estructuras limitadas de carga espacial.

15

Calculemos ahora la subida de temperatura suponiendo que un conductor térmico de cobre está conectado a lo largo del colector y a un sumidero de calor. Como la conductividad térmica del cobre es de unos 4,2 watts/°K cm., mientras que la del germanio es de alrededor de 0,6 watts/°K cm., es evidente que, para una estructura como la representada en la figura 14, la principal disminución de temperatura ocurrirá en el germanio. Por tanto, suponemos que la producción de calor tiene efecto aproximadamente a una distancia R del cobre, y que sigue un trayecto de anchura R. Si representamos por  $K_g$  la conductividad térmica del germanio, la subida de temperatura será

20

25

30

$$\begin{aligned} \Delta T &= J_1 V_0 / K_g \\ &= (3 \times 10^{-10} \mu / 40 K_g) (V_0^3 / R^2). \end{aligned} \tag{11.13}$$



20 83 88

Para  $V_c/R = 10^3$  volts/cm., esto dá una subida de temperatura de

$$\Delta T = 0.6R \text{ grados Kelvin.} \tag{11.14}$$

5

Así, para valores de R hasta  $10^{-1}$  inclusive, la subida de temperatura es insignificante, siempre que se acople un buen sumidero de calor al alambre de cobre.

Consideremos ahora los valores numéricos de una estructura particular, suponiendo también que  $V_c/R = 10^3$  volts/cm. Se admite que

$$R = 5 \times 10^{-3} \text{ cm} = 0.002 \text{ pulg.} \tag{11.15}$$

15

Luego, a base de unidad de longitud, tenemos

$$V_g = 0, V_c = 5 \text{ volts}$$

$$J_1 = 0.35 \text{ mA/cm}$$

20

$$g_m = 300 \text{ micromhos /cm} \tag{x}$$

$$C_{cg} = C_{gc} = 6 \mu\text{mf/cm}$$

25

$$\tau = \text{tiempo de tránsito} = 7 \times 10^{-9} \text{ sec}$$

$$\Delta T = 3 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K.}$$

30

Estas cifras corresponden a un funcionamiento muy conservador del aparato.

Si la tensión se eleva en un factor de 10, se al-

20 83 88



canzará el margen no lineal de movilidad. Sin embargo, el tiempo de tránsito se reducirá, y la transconductancia aumentará varias veces, y también la temperatura en más de un factor de -10-. La subida de temperatura seguirá siendo insignificante.

5

Con lo anterior como fondo, volvamos ahora a considerar diversas formas específicas de realización de este invento. El aparato repetidor representado en la figura 16 comprende un cuerpo -10-, por ejemplo, en forma de cruz, según se representa, y de material semiconductor, germanio o silicio. En los ángulos definidos por los brazos al encontrarse hay cuatro regiones o zonas, dos diagonalmente opuestas -11- y -12- de conductividad N, y las otras dos, -13- y -14-, de conductividad P; sin embargo, la masa del cuerpo es de gran resistividad y substancialmente intrínseca.

10

15

La zona -14- de conductividad P está orientada negativamente con respecto a la zona -13- de igual signo, por ejemplo mediante un generador -15- en serie con una carga representada en general por la resistencia -16-. Las dos zonas -11- y -12- de tipo N están enlazadas directamente entre sí y conectadas a la zona -13- del tipo P por medio de una impedancia de entrada -17-. Un foco de tensión de polarización -18-, orientado como se indica en el dibujo, puede instalarse entre las zonas N y la zona -13- de tipo P.

20

25

Los principios generales implicados en el funcionamiento del aparato se comprenderán por la exposición siguiente. Supongamos que el cuerpo -10- es de material idealmente intrínseco, con una ancha brecha de energía, lo que hace insignificante su contenido en portadores, vacancias y electrones. Supongamos también que las zonas N están orientadas o polarizadas a potenciales positivos iguales, y las

30



zonas P a potenciales negativos iguales. Entonces, la distribución de potencial en el cuerpo, en planos paralelos al del dibujo (fig. 16), tendrá forma de silla de montar, con la configuración general reproducida en la figura 14. El potencial es mínimo en las zonas -13- y -14- de tipo P, y máximo en las zonas -11- y -12- de tipo N. Así, ningún portador de cualquier signo tenderá a penetrar en la masa intrínseca, pues los portadores positivos, vacancias, se detendrán en las zonas P en virtud del potencial negativo de las mismas, y análogamente, los electrones son detenidos en las zonas N por efecto del potencial positivo de éstas. Además, si se produjera o pareciese en el material intrínseco un portador de cualquier signo, será retirado o desalojado por obra de los campos que se representan en la figura 14, atraídos los electrones por las zonas N y las vacancias por las zonas P.

Examinemos ahora las condiciones existentes cuando la zona -14- de tipo P es fuertemente negativa con respecto a la zona -13- de igual tipo, y las zonas -11- y -12- de tipo N están al mismo o aproximado potencial que la zona -13- positiva. Las distribuciones de potencial en el material intrínseco, a lo largo de varios planos medios que ván de una de las zonas a otra, son de las formas expuestas en las figuras 17A, 17B y 17C, respectivamente. Cuando se hace negativa la zona -14-, como se indica, se establece un fuerte campo en el material intrínseco que se traduce en inyección de portadores, específicamente vacancias, en el material intrínseco, desde la zona -13-, y en avance de estos portadores hacia la zona -14-. Así, la primera zona funciona como emisor, y la última como colector.

La inyección de vacancias en el emisor -13-, y su

10 MAR



20 83 88

5 avance hacia el colector, se regulan por conducto de las zonas -11- y -12- de tipo N con ayuda de varios mecanismos empleados individualmente o en combinación. Es evidente, sobre todo a base de las figuras 14 y 17, que el campo negativo que efectúa la inyección y el avance de vacancias se reducirá al aplicar potenciales positivos a las zonas -11- y -12- de tipo N, por aumentar la supresión del campo al hacerlo los potenciales positivos en las zonas N. Por otra parte, la presencia de vacancias en el material intrínseco  
10 origina una carga espacial que tiende a reducir y limitar la inyección de vacancias desde el emisor. Esta carga espacial se modificará de acuerdo con variaciones en los potenciales aplicados a las zonas reguladoras -11- y -12-.

15 Por consiguiente, el flujo de vacancias al colector -14-, y con ello la corriente suministrada a la carga -16-, se pueden regular de acuerdo con señales impresas a través de la impedancia de entrada -17-.

20 La carga espacial referida se puede regular así mismo orientando apropiadamente las zonas N de manera que una o las dos inyecten electrones en el material intrínseco, neutralizando así en forma regulable la carga espacial, con variaciones correspondientes en el flujo de vacancias desde el emisor.

25 En la exposición que antecede se han considerado las vacancias como portadores principales. De análisis similares y de lo dicho hasta aquí resulta evidente que el aparato se puede utilizar de manera análoga empleando electrones como portadores principales. Para este caso, una de las zonas -11- o -12- de tipo N sirve de emisor, la otra de colector, y las  
30 -13- y -14- de tipo P son los elementos reguladores.

En el análisis precedente se toma como supuesto un

20 83 88

10M



material idealmente intrínseco. Sin embargo, según se ha explicado antes, se pueden emplear materiales con cantidades muy pequeñas de impurezas apreciables para conseguir los resultados expuestos, y el rendimiento práctico responde por completo al análisis que ofrecemos. En el material substancialmente intrínseco de referencia se forman algunos pares de vacancia y electrón a todas las temperaturas prácticas; sin embargo, cuando se aplican tensiones a las diversas zonas para producir distribuciones potenciales de las formas expuestas en las figuras 14 y 17, los portadores producidos serán retirados o desalojados, de modo que, para fines prácticos, la masa del cuerpo -10- está exenta de portadores de origen térmico. La concentración de portadores, en caso de existir, es tan pequeña en comparación con la densidad de los inyectados que intervienen en el funcionamiento del aparato, que puede pasarse por alto para fines prácticos. Además, si el material substancialmente intrínseco contiene un exceso de donantes o de receptores, al ser desalojados los portadores, según queda dicho, se producirá un efecto de carga espacial que establecerá potenciales; pero estos potenciales serán pequeños para cuerpos de reducido tamaño, y en la práctica se puede prescindir de ellos.

En la forma de ejecución de este invento representada en la figura 18, el cuerpo semiconductor, o sea el germanio, por ejemplo, en forma de barra o de tira delgada, comprende un par de zonas -110- y -120- de conductividad N en caras opuestas y contiguas a una zona o región -100- de material substancialmente intrínseco. Dentro de este material y abarcadas por él hay zonas -130- de conductividad P, dispuestas de modo que definen una rejilla, y conectadas entre sí eléctricamente, por ejemplo empleando un alambre ex-



terior de enlace, que no consta en el dibujo. Como podrá apreciarse en seguida, la zona -110- de tipo N funciona como emisor, la zona -120- de tipo N como colector, y las zonas -130- de tipo P constituyen un elemento regulador.

5 Las zonas -130- de tipo P se pueden producir abriendo orificios de pocos mils de diámetro en el cuerpo semiconductor; introduciendo un receptor, por ejemplo indio, o una aleación del semiconductor y un receptor, por ejemplo germanio-indio, en los orificios, y calentando luego el conjunto a fin de soldar el material introducido con el cuerpo semiconductor circundante.

10 Las dos zonas -110- y -120- de tipo N se orientan en sentido positivo con respecto a la zona -130- de tipo P, por ejemplo mediante baterías -19- y -20-; y la zona -120- es además positiva con relación a la zona -110-. Una carga, representada por la resistencia -16-, está conectada entre el emisor -110- y el colector -120-, y las señales que han de repetirse se imprimen entre el emisor -110- y el regulador -130-, por ejemplo mediante un transformador de entrada -21-.

15 Como la región -100- es de material substancialmente intrínseco, los portadores que normalmente contiene son insignificantes en número y efecto. Cualesquiera portadores producidos en ella por factores térmicos u otros, son desalojados; las vacancias, atraídas a las zonas -130- de tipo P, y los electrones, a las zonas -110- y -120- de tipo N. Cuando el colector -120- se hace fuertemente positivo con relación al emisor -110-, se inyectará electrones en la región intrínseca -100- y serán arrastrados hacia el colector. El campo resultante del flujo de electrones desde el emisor al colector, y por tanto las corrientes de colector

10 MAR 1955  
20 83 88



y de carga, se pueden regular por medio de las zonas -130- de tipo P específicamente de acuerdo con variaciones en el potencial de las zonas P, respondiendo a señales aplicadas en el transformador -21-.

5                    Como en el ejemplo del aparato de la figura 16, el representado en la figura 18 permite regular por dos mecanismos la corriente de colector. Los cambios de potencial en las zonas reguladoras -130- variarán en correspondencia el campo y harán pasar electrones del emisor al colector, produciendo así cambios similares en la corriente suministrada a la carga -16-. Asimismo, si se orientan apropiadamente las zonas reguladoras, pueden inyectar vacancias en el material intrínseco y neutralizar así la carga espacial producida por los electrones inyectados en el emisor -110-, con alteración consiguiente de la corriente de carga. Esto ocurrirá automáticamente si las desviaciones se ajustan de modo que la tensión de rejilla sea ligeramente positiva con relación al potencial a que flotaría con corriente de rejilla cero. Cualquiera de ambos mecanismos, o los dos en combinación, servirá para regular la corriente de carga de conformidad con las señales impresas en las zonas reguladoras por medio del transformador de entrada -21-.

10

15

20

Aunque en la forma de realización del invento representada en la figura 18 los principales portadores considerados son electrones, se comprende que el invento admite de igual modo el empleo de vacancias como portadores principales. Así, en un aparato de la construcción expuesta en la figura 18, las zonas del emisor y del colector pueden ser de conductividad P, y el elemento regulador de tipo N, y las polaridades invertidas respecto a las de la figura.

25

30

Los principios de proyección en cuanto al triodo re-



208388

5 presentado en la figura 18 son similares a los que muestra la figura 16, modificados por variar la estructura de rejilla. Como la indicada en la figura 18 tiene un número mayor de circuitos entre las zonas reguladoras, se obtendrán transductancias mayores que con la estructura de la figura 16. Un intervalo corto entre los alambres de rejilla, en comparación con el espacio del colector de rejilla, producirá un mu considerable. Además, según se describe en el apartado I, la carga espacial se puede neutralizar con donantes en la región emisor-rejilla.

10 Si consideramos el caso de material substancialmente intrínseco en la región rejilla-emisor, puede calcularse la transconductancia en estricta analogía con un tubo de vacío con solo reemplazar la ley de Child por su equivalente. Una forma preferida de operar será aquella en que la rejilla sea negativa con relación al emisor, o al menos con relación a sus inmediaciones, y positivo el colector, según se explicó en el apartado I.

20 Una ventaja sobre la estructura de válvula de vacío es que el campo eléctrico de electrones en la región rejilla-colector se puede neutralizar con una densidad de donantes. Esto impedirá que el campo alcance con la distancia valores excesivamente elevados, con riesgo de producción contraproducente de pares de vacancia y electrón.

25 Esta densidad de donantes menos receptores puede calcularse a base de la corriente continua y el campo eléctrico que convenga, por los métodos arriba expuestos. En las figuras 19A a 19D aparece la situación con tal estructura. Como muestra la figura 19A, el emisor y el colector están muy inoculados negativamente, según indica  $N_+$ ; la rejilla es  $P_+$ , el espacio emisor-rejilla substancialmente intrínseco, y el espacio re-

30

10 MAR.



20 83 88

jilla-colector ligeramente negativo, como indica  $N_{\dots}$ . La figura 19B muestra la energía potencial de los electrones, un equivalente de la ley de Child en la región emisor-rejilla, y una transición a un campo uniforme más fuerte en la región rejilla-colector. Este campo uniforme corresponde a una carga espacial neta cero, lo que se consigue manteniendo una densidad uniforme de donantes en toda la región, como se aprecia en la figura 19D, suficiente para compensar la densidad de electrones producida por la corriente y el campo deseados, indicados en la figura 19C. Un resultado idéntico se obtendría del aparato si  $N_d$  tuviera el mismo valor en toda la región espacial. Se comprende que, por la posibilidad de compensación, la densidad importante es  $N_d - N_a$  más bien que  $N_d$  solamente.

Regulando la densidad de donantes y receptores en la región rejilla-colector, pueden conseguirse características favorables de tiempo de tránsito, de modo que la impedancia de corriente alterna que mira al colector tenga a ciertas frecuencias un componente de resistencia muy positivo o incluso negativo.

En la forma de realización de este invento representada en la figura 20, las zonas -210- y -230- de emisor y de regulación, respectivamente, de tipos N y P, según se expone, son acintadas y se disponen paralelas y alternas en una cara del cuerpo -200- substancialmente intrínseco. El colector -220- se halla en la cara opuesta del cuerpo, y puede tener la forma de una capa en prolongación de ella. El emisor y el colector están orientados en sentido positivo por los generadores -19- y -20-, y la desviación del colector es apreciablemente mayor que la del emisor, con lo que los electrones inyectados en el material intrínseco -200- desde el emisor son

2078388



10 MAR 5

impelidos al colector. El flujo de esos electrones se regula de acuerdo con señales aplicadas a las zonas reguladoras -230-, polarizadas negativamente, según se indica. La regulación se efectúa mediante uno o varios de los mecanismos antes descritos con referencia a las figuras 16 y 18.

Se apreciará desde luego que en la forma de realización del invento representada en la figura 20 pueden utilizarse vacancias en vez de electrones para producir la corriente de salida. Para ello, el colector -220- se haría de tipo P, con polarización muy negativa; las zonas -230- de tipo P servirían de emisor, y las -210- de tipo N constituirían el elemento regulador.

También puede incorporarse el invento a aparatos repetidores que comprendan dos o más zonas o rejillas auxiliares o reguladoras entre las regiones del emisor y del colector. Por ejemplo, en una forma de realización representada en la figura 21A, el cuerpo semiconductor, germanio, tiene una porción intermedia -100- de conductividad substancialmente intrínseca, por ejemplo, de tipo N muy débil, según se indica, y porciones terminales -110- y -120- como emisor y colector, respectivamente, de tipo N muy fuerte. Entre las regiones del emisor y del colector se han interpuesto dos electrodos o rejillas -130- y -25-, cada uno de ellos compuesto de un grupo de zonas P, y ambos grupos dispuestos paralelos entre sí y también a las regiones del emisor y del colector. Es conveniente alinear mutuamente las zonas de los dos grupos, como se indica en el plano.

El emisor, el colector y la rejilla -130- se pueden orientar relativamente del mismo modo que en el aparato representado en la figura 18, y utilizarse la rejilla -130- como electrodo regulador. El electrodo -25- puede servir de rejilla au-

20 83 88



5 xiliar para reducir la capacitancia entre el colector y la rejilla de mando -130-, a semejanza de una rejilla auxiliar en aparatos de descarga electrónica. Debe advertirse que si se emplea como rejilla auxiliar, el electrodo -25- funciona a corriente prácticamente nula, aún con polarización positiva respecto al emisor; también puede utilizarse como segundo electrodo regulador, para modular o mezclar señales.

10 La distribución de potencial en el cuerpo semiconductor del aparato ilustrado en la figura 21A se expone en la figura 21B. Las porciones doblemente valoradas en  $x$  e  $y$  corresponden a líneas entre las zonas de los electrodos -130- y -25- y a través de ellas. Por tanto, se advertirá que estas zonas son ligeramente negativas respecto a las porciones contiguas del cuerpo -100-.

15 En la forma de ejecución del invento representada en la figura 22, el cuerpo semiconductor -200-, germanio, es de material substancialmente intrínseco, y contiene una zona -210- emisora de tipo N y dos zonas -220- y -220B- colectoras de tipo N, dispuestas en lados contrarios y a distancias iguales de una zona -26- de barrera tipo P, directamente opuesta y alineada con la zona emisora -210-. En lados opuestos del eje de alineación del emisor -210- y la barrera -26-, y equidistantes de ambos, hay un par de zonas reguladoras -230A- y -230B-, de tipo P.

25 Como muestra la figura 22, la zona de barrera -26- está enlazada directamente al emisor, y los colectores -220- tienen orientación positiva respecto al emisor, por obra del generador -20-. Cargas individuales, representadas por las resistencias -16-, están conectadas a los colectores, y focos de señales -27A- y -27B- lo están respectivamente entre el emisor y una zona o electrodo regulador respectivo -230-.

30

20 83 88



10 MA

5 Cuando funciona el aparato representado en la figura 22, se inyectan electrones desde el emisor -210- en el cuerpo -200- substancialmente intrínseco, y, a causa del potencial relativo creado por la barrera -26-, la corriente electrónica se divide y pasa corriente a ambas cargas -16-. La magnitud de la corriente a cada carga puede regularse variando el potencial de las zonas reguladoras -230A- y -230B-. Por ejemplo, si se hace negativa la zona -230A-, la corriente al colector -220A- se puede reducir o interrumpir. Esto permite utilizar el aparato, por ejemplo, como elemento regulador, amplificador o mezclador en contrafase.

10 En la forma de realización del invento que reproduce la figura 23, el cuerpo -200- substancialmente intrínseco lleva asociada una zona emisora -210- de tipo N, dos zonas colectoras -220- de tipo N, y una zona auxiliar -260- de tipo P. La zona auxiliar y las colectoras están orientadas positivamente respecto a la emisora mediante generadores de corriente continua -190- y -20-, y a cada colector se aplica una carga -16-.

15 Al funcionar el aparato representado en la figura 23-, fluyen electrones del emisor -210- a los colectores -220-. La zona auxiliar -260- tiene una orientación ligeramente negativa respecto a las porciones contiguas del cuerpo -200-, por lo que retiene vacancias y repele electrones. Cuando se aplica una señal a la zona -260- por medio del generador -27-, haciéndola positiva, acumulará electrones y emitirá vacancias, que se dirigen principalmente al emisor -210- y aumentan así la corriente a la carga. Esto produce incremento de corriente.

20 En la figura 24 se reproduce una modificación del aparato representado en la figura 23. Comprende una rejilla



20 83 88

5 -28- compuesta de una serie de zonas N, opuestas a la zona o electrodo auxiliar -260-. La zona -260- inyecta vacancias en el cuerpo -200-, y éstas van al emisor -210- a fin de aumentar la inyección de electrones por este medio. La magnitud de la corriente de vacancias se regula con auxilio del generador de señales -27-, con lo que la corriente aplicada a la carga -16- varía en consecuencia.

10 Aunque en la figura 24 se indica la señal de entrada como aplicada a la zona -260-, se puede aplicar alternativamente al electrodo o rejilla -28-. También es posible tomar la salida de los colectores -220-, en vez de hacerlo del emisor, según se indica.

15 En la forma de ejecución del invento que se representa en la figura 25, que se reconocerá como una modificación de la ilustrada en la figura 18, la zona reguladora -130- de tipo P tiene forma de cinta que rodea de cerca la zona -100- substancialmente intrínseca. Esta zona reguladora, según se advierte, intercepta todas las líneas que pasan por la superficie de la zona intrínseca -100- entre las regiones -120- y -110- del emisor y del colector, respectivamente. Así, las corrientes de descarga espontánea se reducen, y prácticamente todos los portadores que circulan entre las zonas -110- y -120- están sometidos a regulación de acuerdo con señales aplicadas a la zona de regulación -130A-.

20

25

30 La figura 26 reproduce una modificación del ejemplo del invento ilustrado en la figura 25, en la cual la zona reguladora comprende, además de la cinta -130A-, una multiplicidad de barras o alambres -40- de intersección que definen una trama de material de tipo P eléctricamente integral con la porción acintada -130A-.



10 MAR  
20 83 88

5 El invento puede incorporarse también a aparatos repetidores en los que las diversas zonas, de emisor, de colector y de regulación, son de configuración cilíndrica circular y se disponen concéntricas. Un aparato semejante se representa en la figura 27, y consta de zonas coaxiales -110A-, -100A- y -120A-, de emisor, de material substancialmente intrínseco y de colector, respectivamente. El elemento regulador o zona de material de tipo P se compone de varillas paralelas -40A- dispuestas en un contorno  
10 cilíndrico alrededor de la zona emisora -110A- y concéntricas a ella. Las varillas se pueden conectar por un extremo o por ambos mediante zonas anulares -41- de tipo P.

15 En algunas aplicaciones, la corriente del análogo a la ley de Child que puede obtenerse, resulta mayor que la pretendida, de donde resulta un calor perjudicial. Un emisor de densidad inferior de corriente, que evitará estas posibles objeciones, puede obtenerse fabricando el semiconductor del modo indicado en la figura 28. Específicamente, según se expone, se prepara una zona -42- de tipo débilmente positivo junto a la zona -110- y contigua  
20 también a la región -100- substancialmente intrínseca. Esta construcción proporciona una ligera elevación de potencial a causa de la carga espacial de los receptores asociados a la zona -42- de tipo P. Sin embargo, se puede regular todavía el flujo de corriente por medio de la rejilla o electrodo de mando -130-, si bien a un nivel de densidad de corriente más bajo que si la región substancialmente intrínseca se extendiera entre dos zonas muy inoculadas negativamente.  
25

30 El invento se puede incorporar asimismo en aparatos análogos de interrupción a distancia o de descarga



208388  
208388

10M

5 reguladora de volumen. Los ejemplos de ejecución se reproducen en las figuras 29 y 30. En el primero, la zona o rejilla de mando -130- se compone de una serie de elementos con intervalos variables según normas a lo largo de la estructura. En el representado en la figura 30, los elementos de la rejilla o zona reguladora -130- están uniformemente espaciados, pero la distancia entre emisor y rejilla varía según prescripciones.

10 En general, en los diversos ejemplos de ejecución del invento que se describen y representan aquí, se comprende que es posible intercambiar zonas N y P, siempre que a la vez se cambien apropiadamente las polaridades de las desviaciones. Además se apreciará que aún cuando el invento se ha descrito con referencia especial a amplificadores, se puede incorporar también a osciladores, moduladores y a otros tipos de aparatos de señales. En conjunto, el invento proporciona semiconductores análogos para aparatos de descarga electrónica, susceptibles de empleo en circuitos conocidos de vacío sin cambio apreciable en su configuración. Tam-

15

20 bién se ha de entender que las formas de realización expuestas son simplemente ilustrativas, y que admiten diversas modificaciones sin apartarse del alcance y espíritu de este invento.

25

====: N O T A :====

Se reivindica como objeto de esta patente:

1.- Aparato repetidor de señales eléctricas, semiconductor, que comprende un cuerpo de material semiconductor adaptado al menos para tres conexiones eléctricas en diferentes puntos del mismo, y se caracteriza porque el cuerpo

30



posee conductividad substancialmente intrínseca.

5 2.- Aparato repetidor según la reivindicación 1, caracterizado por comprender un par de zonas de un tipo de conductividad (N o P), contiguas a la región del cuerpo do- tada de conductividad substancialmente intrínseca, y una ter- cera zona de tipo de conductividad opuesto (P o N) también contigua a dicha región y adyacente a una línea que une el mencionado par de zonas, y con conexiones eléctricas tanto a esta tercera zona como a las dos primeras.

10 3.- Aparato repetidor según la reivindicación 1, caracterizado por medios para desalojar de una región del cuerpo dotada de conductividad substancialmente intrínseca, los portadores producidos en ella, desarrollándose un flujo de portadores de un signo entre conexiones eléctricas dis- 15 puestas en puntos separados de dicha región; en combinación con una conexión eléctrica para regular el mencionado flujo de electrones.

20 4.- Aparato repetidor según la reivindicación 3, caracterizado porque la mencionada conexión eléctrica regu- ladora está dispuesta para inyectar portadores de signo contra- rio en la citada región.

25 5.- Aparato repetidor según la reivindicación 1, caracterizado por medios que comprenden un par de conexio- nes extrínsecamente semiconductoras con las regiones del cuerpo dotadas de conductividad substancialmente intrínseca, a fin de desalojar de dicha región portadores producidos, 30 en ella; medios que comprenden una tercera conexión con dicha región para inyectar en ella portadores de un signo; medios que incluyen una de las conexiones del citado par con el fin de captar los portadores inyectados, y medios que incluyen la otra conexión del mismo par para regular el flujo de los



portadores inyectados al referido colector.

5 6.- Aparato repetidor según la reivindicación 1, caracterizado porque una región del cuerpo está dotada de conductividad substancialmente intrínseca, y presenta un desequilibrio entre densidades de donantes y receptores inferior a  $5,5 \times 10^{10}/x$ , y por existir conexiones del emisor, del colector y de regulación con dicho cuerpo.

10 7.- Aparato repetidor según la reivindicación 6, caracterizado porque en la citada región es mayor la densidad de donantes que la de receptores.

8.- Aparato repetidor según la reivindicación 6, caracterizado porque en la citada región la densidad de receptores es mayor que la de donantes.

15 9.- Aparato repetidor según la reivindicación 1, caracterizado porque la región del cuerpo dotada de conductividad substancialmente intrínseca tiene una densidad de impurezas inferior a  $1/10$  de la densidad de electrones en la banda de conducción del material intrínseco, y por existir además, contiguas a esa región, dos zonas de un tipo de conductividad y una tercera de conductividad opuesta, con conexiones eléctricas a la mencionada zona.

20

25 10.- Aparato repetidor según la reivindicación 1, cuyo cuerpo comprende, por ejemplo, germanio o silicio; caracterizado porque el cuerpo tiene una región en que la densidad de impurezas es menor que  $10^{13}/\text{cm}^3$ , y, contiguas a dicha región, dos zonas de un tipo de conductividad y una tercera de conductividad opuesta, con conexiones eléctricas a dichas zonas.

30 11.- Aparato repetidor según la reivindicación 2, caracterizado por una conexión de circuito de carga entre el par de zonas, con un foco de polarización de una de las



20 83 88

zonas del par con relación a la otra a un potencial de signo opuesto al de los portadores normalmente presentes en exceso en el par de zonas, y un circuito de entrada conectado entre la mencionada zona y la tercera.

5

12.- Aparato repetidor según la reivindicación 11, caracterizado porque el circuito de entrada comprende medios para polarizar la tercera zona a un potencial de signo opuesto al de los portadores normalmente en exceso en ella.

10

13.- Aparato repetidor según la reivindicación 2, caracterizado porque la región abarca dicha tercera zona.

14.- Aparato repetidor según la reivindicación 2 o la 13, caracterizado porque el par de zonas están en límites opuestos de dicha región, y la tercera zona comprende un montaje a modo de rejilla entre el par de zonas.

15

15.- Aparato repetidor según la reivindicación 1, caracterizado porque el cuerpo tiene una región de conductividad substancialmente intrínseca entre un par de zonas de conductividades de tipos contrarios y relativamente elevadas respecto a la región intrínseca, con medios que polarizan dichas zonas recíprocamente a polaridades respectivamente opuestas a los portadores normalmente presentes en exceso en ellas; un colector contiguo a dicha región; un circuito de salida conectado entre el colector y una de dichas zonas, que comprende un generador que polariza el colector con relación a la zona a un potencial de la polaridad de dicha zona debida al primer polarizador, y un circuito de entrada conectado entre el mencionado par de zonas.

20

25

30

16.- Aparato repetidor según la reivindicación 1, caracterizado por una región del cuerpo dotada de conductividad substancialmente intrínseca y de una resistividad apro-

10M

20 83 88



ximada de 50 ohm centímetros; estando el cuerpo provisto también, junto a dicha región, de un par de zonas de conductividades opuestas y elevadas en comparación con la conductividad de dicha región; un colector en contacto con dicha región; medios para polarizar el colector, respecto a una de dichas zonas, a un potencial de la polaridad apropiada para atraer a ella portadores del signo presente en exceso en tal zona; medios para polarizar la otra zona a una polaridad opuesta respecto a la primera zona, y medios para variar el potencial de la otra zona.

17.- Aparato repetidor según la reivindicación 1, caracterizado por un primer par de zonas de un tipo de conductividad, junto a una región dotada de conductividad substancialmente intrínseca y en puntos opuestos de dicha región; un segundo par de zonas de conductividad opuesta junto a dicha región y en dos puntos opuestos de ella; medios que polarizan cada una de dichas zonas con relación a las otras a un potencial de polaridad opuesta a la de los portadores normalmente presentes en exceso en ella; un circuito de carga conectado entre el primer par de zonas, y un circuito de entrada conectado entre una zona del primer par y el segundo par de zonas.

18.- Aparato repetidor según la reivindicación 17, caracterizado por un par de zonas de tipo N y un par de zonas de tipo P contiguas a una región del cuerpo dotada de conductividad intrínseca y dispuestas en cuadratura espacial; medios para polarizar positivamente las zonas N respecto a una de las zonas P; medios que polarizan la otra zona P negativamente respecto a la primera zona P; un circuito de salida conectado entre ambas zonas P, y un circuito de entrada conectado entre las zonas N y la primera zona P.

20 83 88

10 MAR 1956



5 19.- Aparato repetidor según la reivindicación 3 o la 4, caracterizado porque una de las conexiones eléctricas proporciona un circuito mediante el cual los portadores del signo indicado se inyectan en dicha región, y otra de las conexiones eléctricas proporciona un circuito para recoger los portadores inyectados.

10 20.- Aparato repetidor según las reivindicaciones 3 o 4, caracterizado por un par de zonas de los tipos de conductividad N o P, separadas por dicha región y contiguas a ella, y medios para neutralizar en forma regulable la carga espacial originada por los portadores.

15 21.- Aparato repetidor según la reivindicación 20, caracterizado porque los medios reguladores comprenden una zona de material de conductividad opuesta al par de zonas y contigua a dicha región.

22.- Aparato repetidor según la reivindicación 2, caracterizado porque cada una de las zonas posee conductividad extrínseca, y ambas están en la parte anterior del cuerpo.

20 23.- Aparato repetidor según la reivindicación 1, caracterizado por una zona de conductividad extrínseca y de un tipo determinado en una cara del cuerpo, mientras que la cara opuesta presenta una serie de zonas extrínsecas alternadas de tipos opuestos de conductividad, a las cuales se aplican las conexiones eléctricas.

25 24.- Aparato repetidor según la reivindicación 1, caracterizado por una zona de conductividad extrínseca delante del cuerpo, que en la cara opuesta presenta una hilera de zonas extrínsecas paralelas, de tipos de conductividad alternativamente opuestos, y a las cuales se aplican las conexiones eléctricas.

30

10 MAR 1953  
20 83 88



25.- Aparato repetidor según la reivindicación 1, caracterizado por comprender una primera zona extrínseca de un tipo de conductividad en una de sus caras, y en otra cara un par de zonas extrínsecas de tipos opuestos de conductividad; estando polarizadas por las conexiones, la primera zona y el par de zonas a la polaridad opuesta al signo de los portadores normalmente en exceso en ellas, y estando además la primera zona, a un potencial más elevado que la zona del par cuya conductividad coincide en tipo con la de la primera zona; en combinación con un circuito de salida conectado entre dichas zonas de igual signo de conductividad, y un circuito de entrada conectado entre el par de zonas.

26.- Aparato repetidor según la reivindicación 1, caracterizado porque el cuerpo tiene, junto a regiones separadas del mismo, un par de zonas de conductividad extrínseca y de tipo igual, y presenta además entre este par de zonas, dos zonas separadas de conductividad opuesta en signo a la del mencionado par de zonas.

27.- Aparato repetidor según la reivindicación 1, caracterizado por una primera zona semiconductoras extrínseca contigua a una cara del cuerpo; una segunda zona semiconductoras extrínseca contigua a otra cara del cuerpo; una primera rejilla compuesta de un grupo de zonas semiconductoras extrínsecas situadas en el cuerpo, entre las zonas primera y segunda; y una segunda rejilla compuesta de un grupo de zonas semiconductoras extrínsecas situadas en el cuerpo, entre la primera rejilla y la segunda zona, con conexiones eléctricas a las zonas respectivas.

28.- Aparato repetidor según la reivindicación 1, caracterizado por medios que comprenden una zona de material semiconductor extrínseco contigua al cuerpo, para inyectar

20 83 88

10M



5 portadores en dicho cuerpo; medios separados de dicha zona para recoger los portadores, y medios para regular el flujo de los mismos, compuestos de un par de zonas reguladoras de material extrínseco situadas en el cuerpo y separadas en sucesión entre los órganos de inyección y los de captación.

29.- Aparato repetidor según la reivindicación 22, caracterizado porque las zonas reguladoras comprenden rejillas.

10 30.- Aparato repetidor según la reivindicación 28 o la 29, caracterizado porque el órgano colector comprende una segunda zona extrínseca de material semiconductor.

31.- Aparato repetidor según la reivindicación 30, caracterizado porque las zonas extrínsecas están en diferentes caras del cuerpo.

15 32.- Aparato repetidor según la reivindicación 31, caracterizado porque las zonas extrínsecas y las regiones reguladoras se disponen paralelas entre sí.

20 33.- Aparato repetidor según cualquiera de las reivindicaciones 28 a 32, caracterizado por un circuito de salida conectado al colector, un circuito de entrada conectado a las zonas de inyección, una conexión de entrada entre la zona de inyección y una de las zonas reguladoras, y órganos de polarización conectados con la otra zona reguladora.

25 34.- Aparato repetidor según cualquiera de las reivindicaciones 28 a 33, caracterizado porque la zona de inyección y la de captación son del mismo tipo de conductividad (N o P).

30 35.- Aparato repetidor según la reivindicación 31, caracterizado porque la zona de inyección se halla opuesta a la de captación.

36.- Aparato repetidor según la reivindicación



20 83 88

l, caracterizado por una zona emisora de conductividad extrínseca, contigua a una región del cuerpo dotada de conductividad substancialmente intrínseca y un par de zonas colectoras separadas, de conductividad extrínseca, contiguas a dicha región y opuestas a la zona emisora, y medios para regular la corriente de portadores inyectados desde la zona emisora a las zonas colectoras.

5  
10  
37.- Aparato repetidor según la reivindicación 36, caracterizado porque los medios reguladores comprenden una zona de conductividad de tipo opuesto a la de las zonas colectoras.

15  
38.- Aparato repetidor según la reivindicación 37, caracterizado por medios para regular la introducción de portadores de signo opuesto en la región, desde la zona de conductividad opuesta.

39.- Aparato repetidor según la reivindicación 38, caracterizado por una zona auxiliar de la misma conductividad de las zonas colectoras, y adyacente a la tercera zona.

20  
40.- Aparato repetidor según la reivindicación 39, caracterizado porque los medios reguladores comprenden también una rejilla adyacente a la tercera zona y definida por una serie de zonas del tipo de conductividad de las colectoras.

25  
41.- Aparato repetidor según la reivindicación 36, caracterizado porque los medios reguladores comprenden un par de zonas de conductividad extrínseca situadas en dicho cuerpo y a lados opuestos del trayecto de los portadores desde la zona de emisión a la zona colectora.

30  
42.- Aparato repetidor según la reivindicación 41, caracterizado porque el cuerpo comprende una zona de barrera entre las zonas colectoras.

43.- Aparato repetidor según la reivindicación 41,

20 8388



caracterizado porque los medios reguladores están dispuestos para regular la división de los portadores inyectados entre las zonas colectoras.

5 44.- Aparato repetidor según la reivindicación 1, caracterizado por medios para inyectar electrones en una región del cuerpo dotada de conductividad intrínseca, los cuales comprenden una zona N contigua a dicha región, un par de elementos colectores separados frente a dicha zona y contiguos a la citada región, y medios para regular el flujo  
10 de los electrones inyectados hasta los elementos colectores, que comprenden, un par de zonas P contiguas a dicha región y en lados opuestos del trayecto que siguen los electrones desde la zona N hasta los mencionados elementos colectores.

15 45.- Aparato repetidor según la reivindicación 1, caracterizado porque el cuerpo comprende un par de zonas separadas de material fuertemente extrínseco de una conductividad, (N o P), una rejilla de material extrínseco de conductividad opuesta, situada entre dichas zonas separadas, una  
20 región de conductividad substancialmente intrínseca entre la rejilla y una de dichas zonas, y una región de material ligeramente extrínseco del primer tipo entre la rejilla y la segunda de dichas zonas.

25 46.- Aparato repetidor según la reivindicación 1, caracterizado por comprender porciones extrínsecas emisora y colectora contiguas a una porción intrínseca del cuerpo, y una región extrínseca reguladora en la mencionada porción extrínseca, entre las porciones emisora y colectora; presentando la región de la porción intrínseca contigua a la porción emisora, una durabilidad de portadores inferior a la del  
30 resto de la citada porción intrínseca.

47.- Aparato repetidor según la reivindicación 1,



20 83 88

10 M

5 caracterizado por comprender porciones emisora y colectoras de tipo N contiguas a una región intrínseca del cuerpo, y una rejilla de tipo P en esa región y entre ambas porciones, presentando la parte de dicha región adyacente a la porción emisora, una durabilidad de portadores más baja que el resto de la citada región.

10 48.- Aparato repetidor según la reivindicación 1, caracterizado por una primera zona cilíndrica de un tipo de conductividad, una segunda zona circular del mismo tipo de conductividad y que abraza a distancia y concéntricamente en lo esencial, las zonas primera y segunda, y una rejilla cilíndrica de conductividad de tipo opuesto en dicha región, rodeando la primera zona.

15 49.- Aparato repetidor según la reivindicación 1, caracterizado por medios para inyectar portadores de un signo en una región del cuerpo dotada de conductividad intrínseca, órganos colectores dispuestos para recibir los portadores inyectados procedentes de esa región, y medios para regular la inyección de tales portadores, que comprenden medios para inyectar portadores del signo opuesto en la citada región.

20

50.- Aparato repetidor de señales.

Esta memoria consta de ochenta y ocho páginas, escritas por una sola cara.

BARCELONA, 10 MAR. 1953

P.A.

JOSE M<sup>a</sup> ESCOBAR  
F.P.

20 83 88<sup>10 MA</sup>



A N E X O

Indicaciones complementarias referentes a los planos.

- 5 .000.
- Figura 2A - FE - Fermi
- Figura 2B - IM - Imref para electrones
- Figura 3 - Ordenadas - Energia potencial para un electrón
- 10 Figura 5 - Ordenadas - Densidad de carga ( $\rho_r$ ) coulomb/cm<sup>3</sup>  
Abcisas p Densidad de corriente (J) en amp/cm<sup>2</sup>  
SV - Silicio, vacancias  
SE - Silicio, electrones  
GV - Germanio, vacancias  
15 GE - Germanio, electrones  
IG -  $\rho$  intrinseco para germanio  
IS -  $\rho$  intrinseco para silicio
- Figura 6 - Ordenadas - Longitud ( $L_r$ ) en cm.  
Abcisas - Densidad de corriente (J) en amp/cm<sup>2</sup>
- 20 GV - Germanio, vacancias  
GE - Germanio, electrones  
SV - Silicio vacancias  
SE - Silicio, electrones
- Figura 7 - Ordenadas - Carga ( $Q_r$ ) en coulomb/cm<sup>2</sup>
- 25 Abcisas - Densidad de corriente (J) en amp/cm<sup>2</sup>  
SV - Silicio, vacancias  
SE - Silicio, electrones  
GV - Germanio, vacancias  
GE - Germanio, electrones
- 30 Figura 8 - Ordenadas - Tiempo de tránsito ( $\tau_r$ ) en segundos  
Abcisas - Densidad de corriente (J) en amp/cm<sup>2</sup>



10 MAR  
208388

- SV - Silicio, vacancias
- SE - Silicio, electrones
- GV - Germanio, vacancias
- GE - Germanio, electrones

- 5      Figura 9 - Ordenadas - Potencial en volts, V.  
          Abcisas - Densidad de corriente (J) en amp/cm<sup>2</sup>
- Figura 10- Ordenadas - Potencial de polarización invertida,  
          en volts, V.  
          Abcisas - Capacitancia en mmf/cm<sup>2</sup>
- 10     Escala superior - Ancho de la barrera en cm  
          Las líneas llenas son líneas de concentración cons-  
          tante en cm<sup>-3</sup>  
          Las líneas de trazos son líneas de campo máximo cons-  
          tante en volts cm<sup>-1</sup>
- 15     Figura 11B FE - Fermi  
          Figura 11C ES - Estancada  
                  CE - Carga espacial
- Figura 12B Ordenadas - Energía potencial de los electrones  
                  (p=n) - Solución p=n
- 20     Figura 15 AR - Aleta de refrigeración  
          Figura 16 GSI - Germanio substancialmente intrinseco  
                  E - Entrada  
                  S - Salida
- Figuras 17A, 17B y 17C - Ordenadas - Potencial  
                  Z - Zona
- 25     Figura 18 PG - Germanio P  
                  NG - Germanio N  
                  GSI - Germanio substancialmente intrinseco  
                  E - Entrada
- 30     S - Salida
- Figuras 19B, 19C y 19D - Ordenadas - Energía potencial de los  
                  electrones

10MA



20 83 88

Figura 21B - Ordenadas - Energia potencial de los electrones

Abcisas - Distancia (x)

Figuras 22, 25, 26 y 27 - SI - Substancialmente intrínseco.

10 MAR.



208380

FIG. 1



FIG. 2A

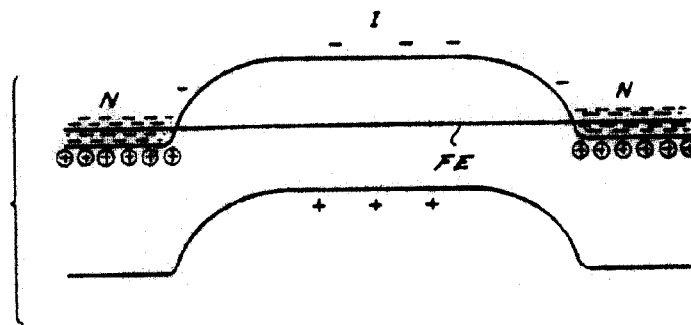
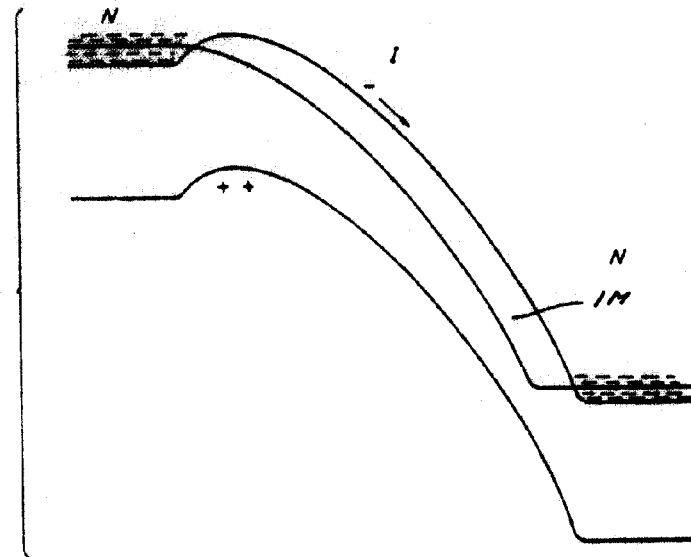


FIG. 2B



P.A.  
*[Handwritten signature]*



10 MAR

20 83

FIG. 3

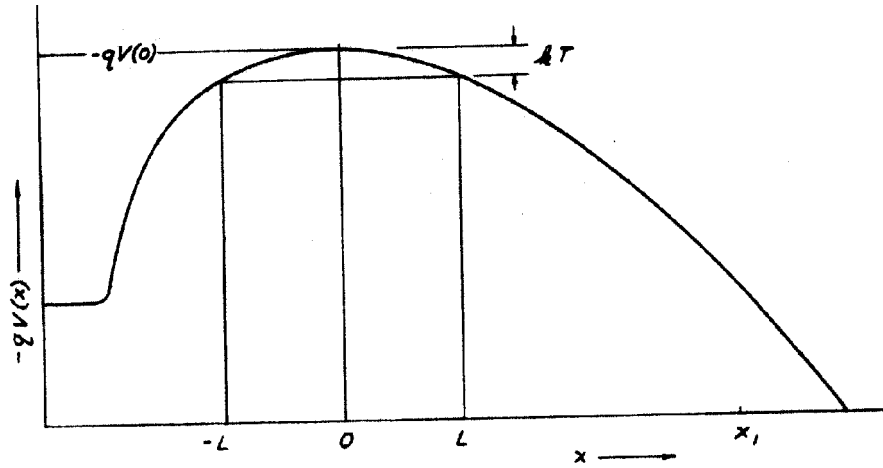
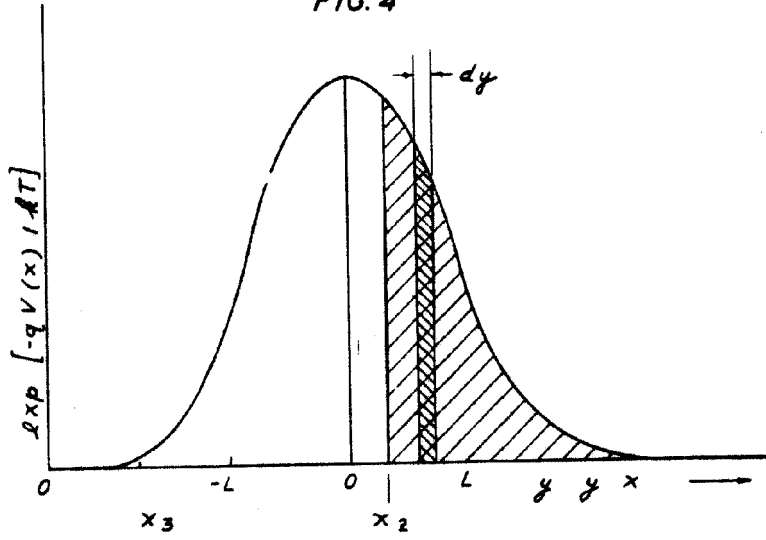


FIG. 4



P.A.  
JOSE M. EDILIBAR  
E.P.  
*[Handwritten signature]*



10 MAR 1918  
2083

FIG. 5

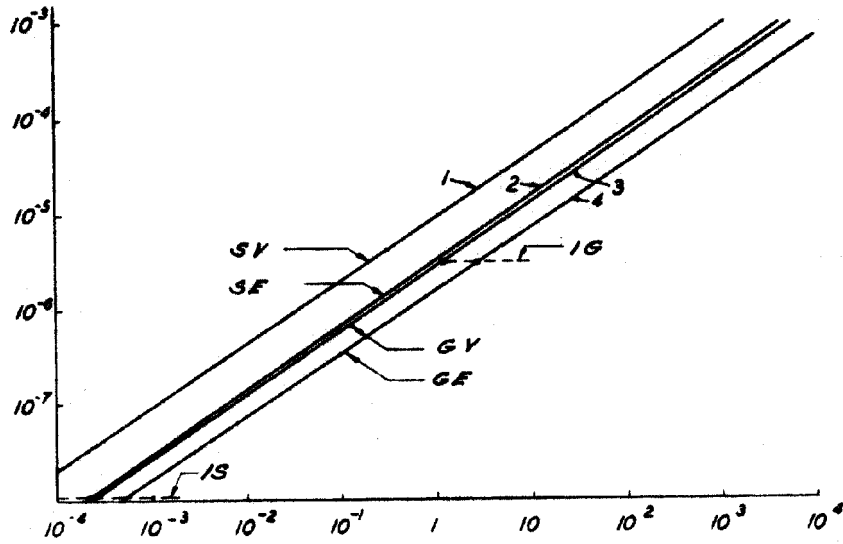
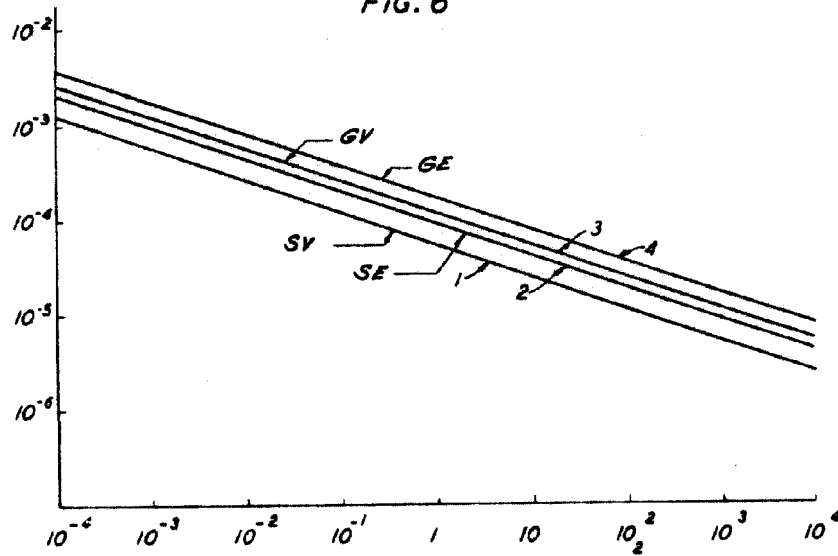


FIG. 6



P.H.  
*[Handwritten signature]*



208300

FIG. 7

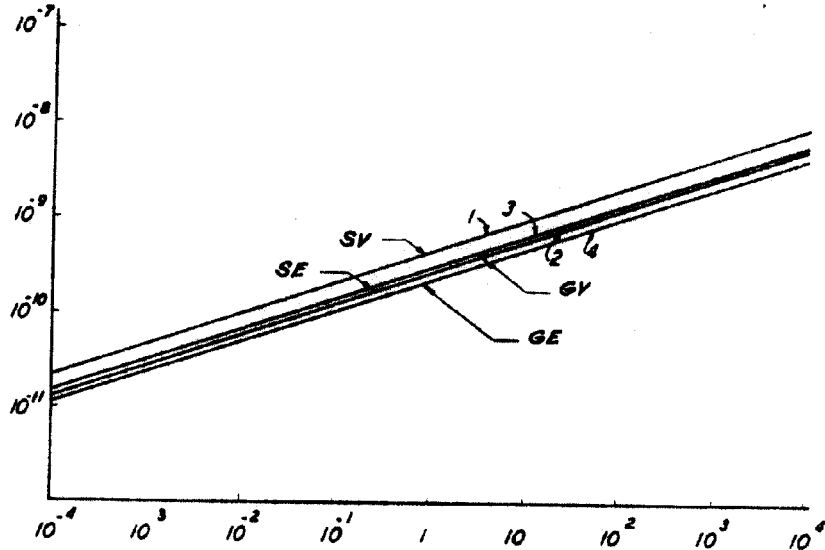
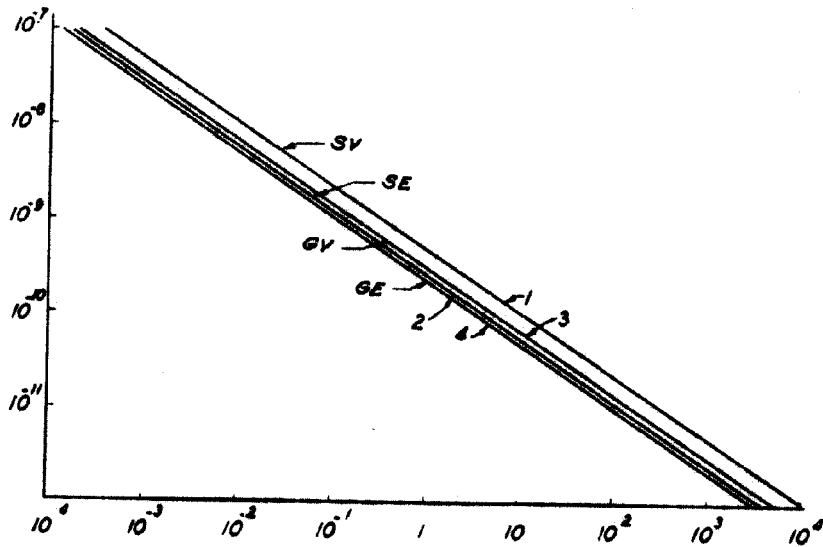


FIG. 8



P.A.  
JOSE M. LOPEZ  
E.P.



208500

FIG. 9

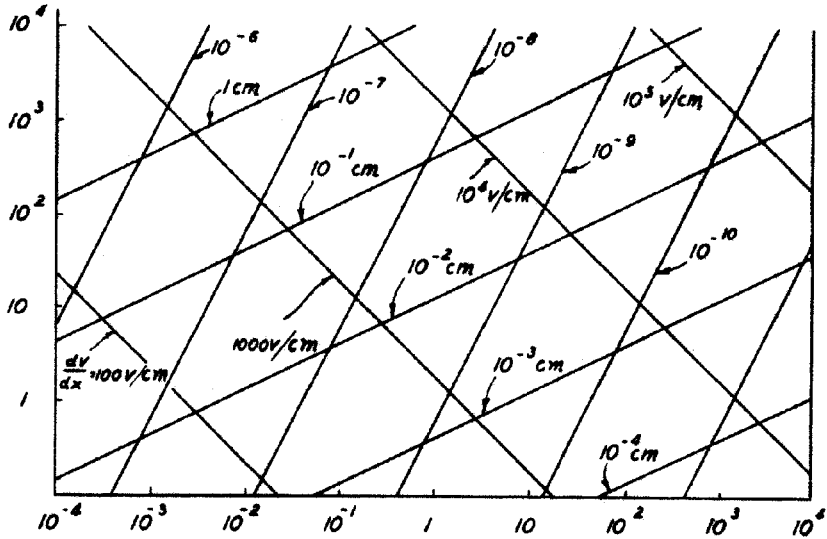
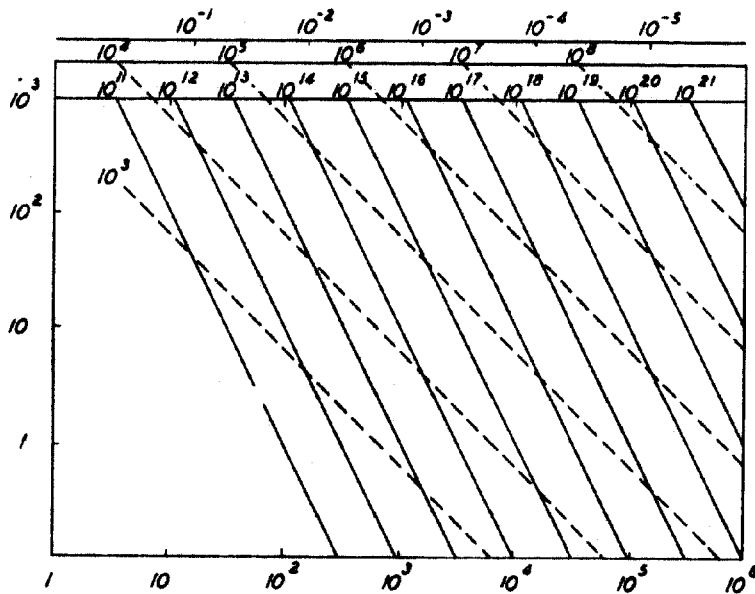


FIG. 10



*[Handwritten scribbles]*

10 MAR



208388

FIG. 11A

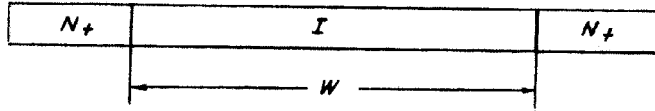


FIG. 11B

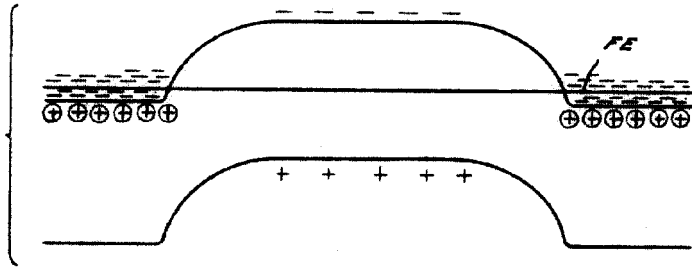
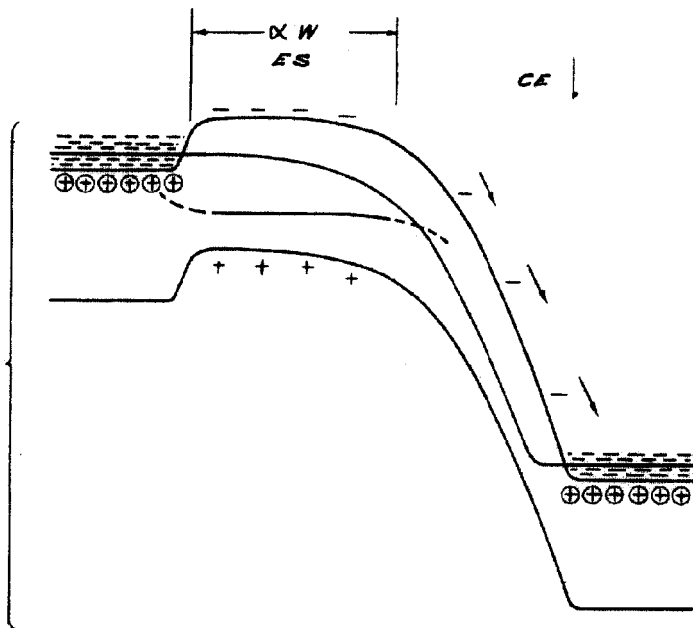


FIG. 11C



J. R.  
JOSE MALQUIAN  
E. P.



10 MAR

20 83 88

FIG. 19A

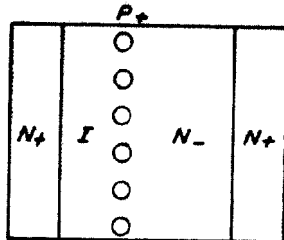


FIG. 19B

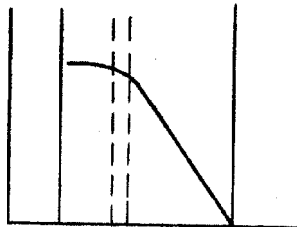


FIG. 19C

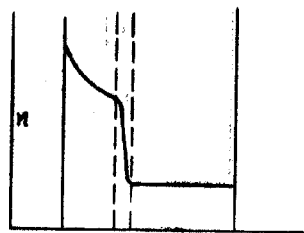


FIG. 19D

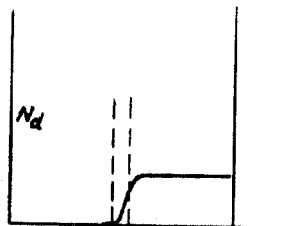


FIG. 12A

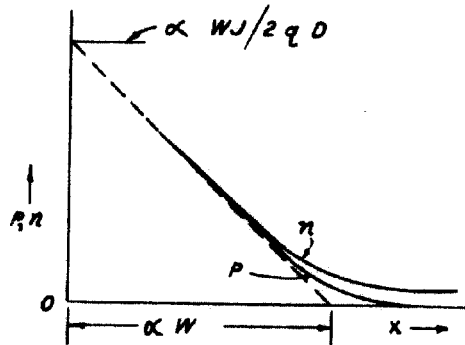
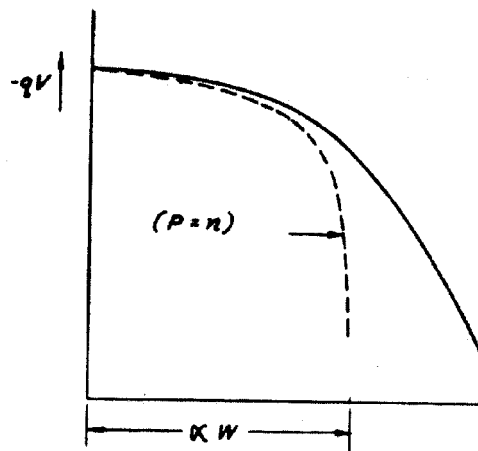


FIG. 12B



Handwritten signature and scribbles at the bottom of the page.



10 MAR 1935

208388

FIG. 13

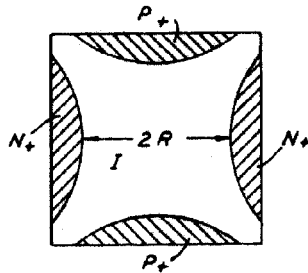


FIG. 14

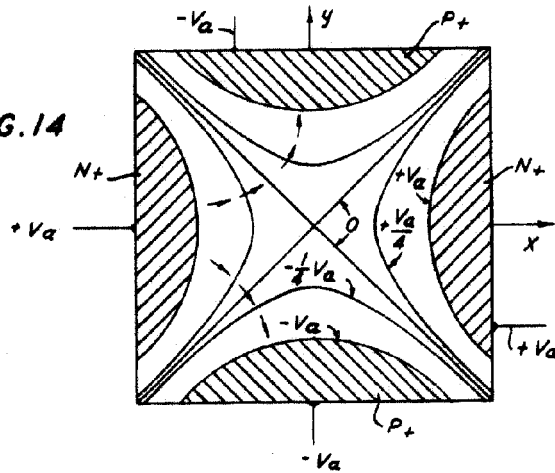
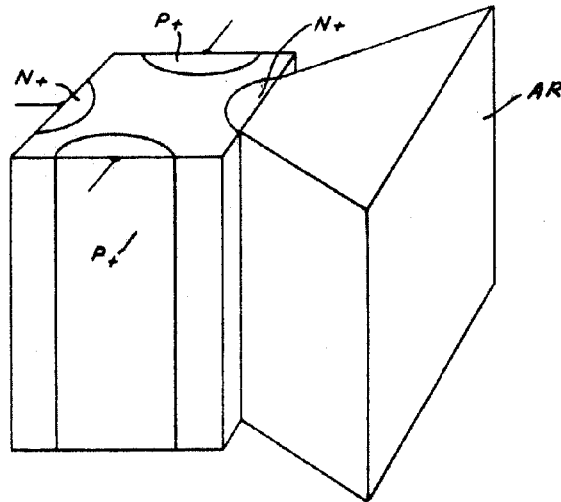


FIG. 15



J. A.  
JOSE M. BOLIBAN  
E. P.

10 MA



20 83 88

FIG. 16

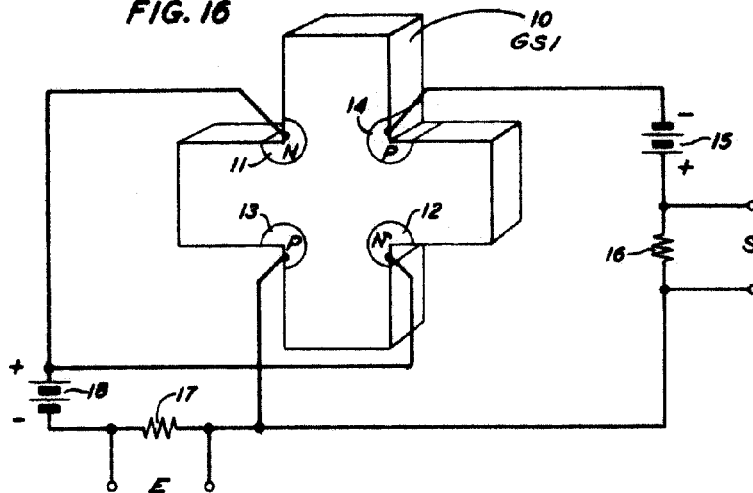


FIG. 17A

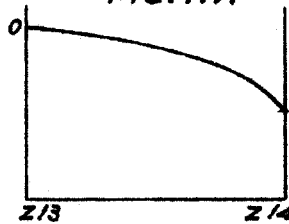


FIG. 17B

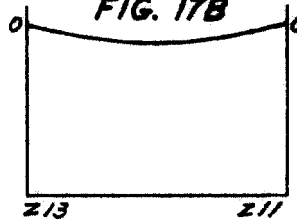


FIG. 17C

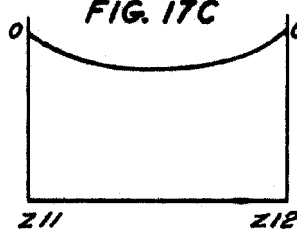
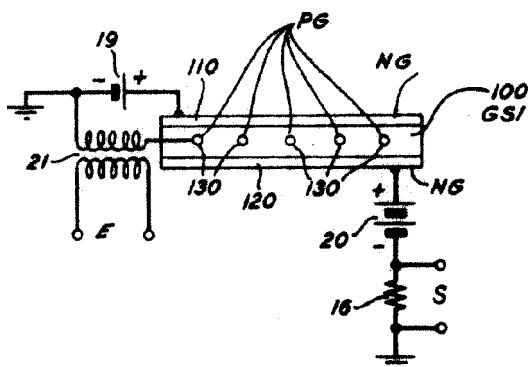


FIG. 18



Handwritten signature or scribble at the bottom right of the page.



10 MAR

20 83 88

FIG. 20

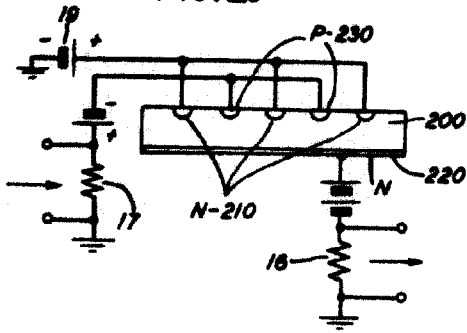


FIG. 22

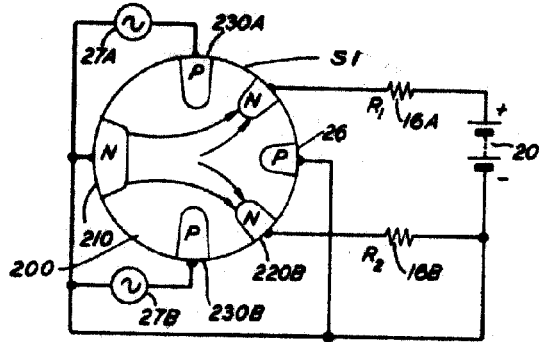


FIG. 21A

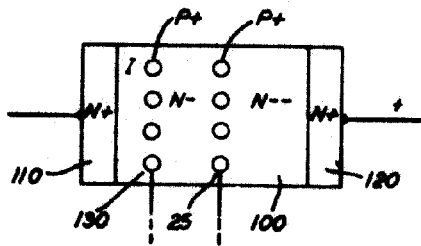


FIG. 23

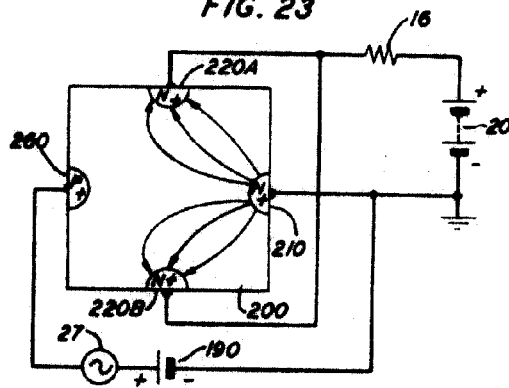


FIG. 21B

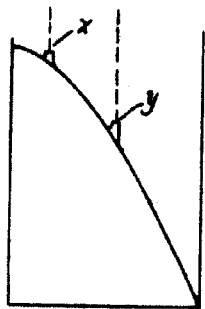
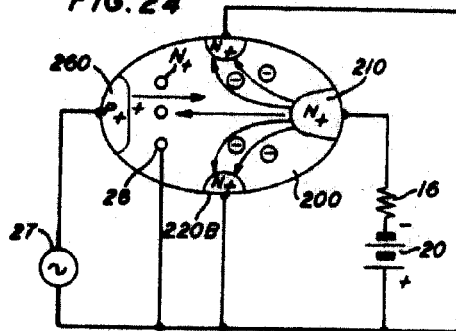


FIG. 24



P. R.   
 JOHN MANUCLER   
 [Handwritten signature]



10 MAR

208388

FIG. 25

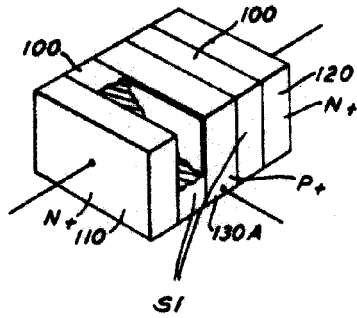


FIG. 26

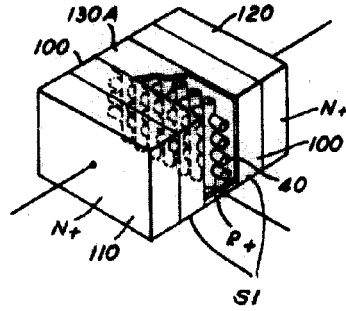


FIG. 27

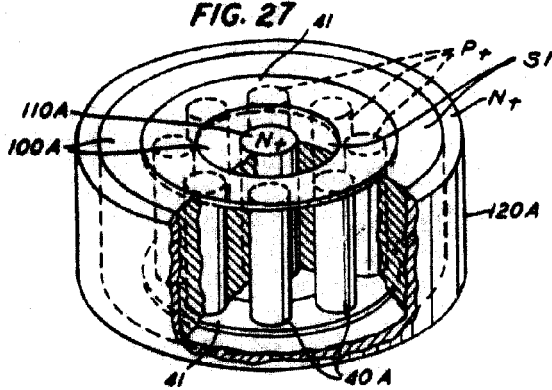


FIG. 28

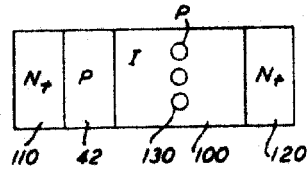


FIG. 29

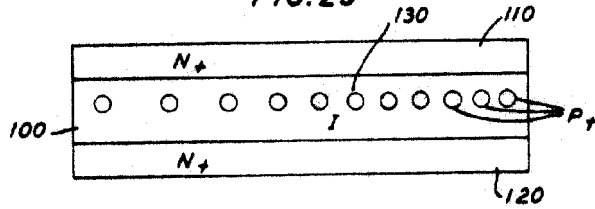
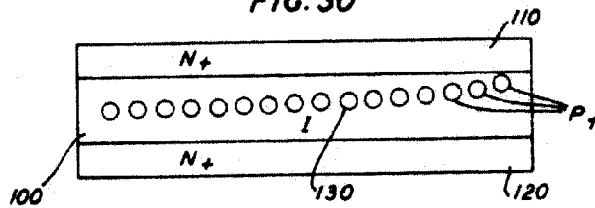


FIG. 30



P.A.

