

CAVIDAD ACELERADORA TIPO SERPIENTE

A. Antillón y B. Hoeneisen
 Instituto de Física, Universidad de Guanajuato,
 Apdo. Postal E-143, León, Guanajuato, México.

RESUMEN

Proponemos una nueva estructura aceleradora de partículas. Esta estructura se obtiene "doblado" en forma de serpiente una cavidad rectangular larga. La cavidad oscila en el modo $TE_{1,0,n}$.

La ventaja de la cavidad tipo serpiente frente a otras estructuras aceleradoras es su facilidad de fabricación: no requiere tolerancias extremas y tiene geometría simple. La desventaja es que tiene una impedancia por unidad de longitud menor que otras estructuras aceleradoras.

INTRODUCCION

Ejemplos de estructuras aceleradoras de partículas son la estructura Sloan-Lawrence⁽¹⁾, la cavidad Alvarez⁽²⁾, las guías con discos de onda viajera⁽³⁻⁶⁾ y estacionaria⁽⁷⁾, las estructuras con acoplamiento lateral^(8,9), Varian⁽¹⁰⁾, y la guía con discos y argollas⁽¹¹⁾.

Consideremos la guía con discos de onda viajera de SLAC⁽⁶⁾. Cada tramo de 3m tiene 86 cavidades resonantes débilmente acopladas entre si que deben ser ajustadas independientemente a tolerancias relativas del orden de 10^{-4} ⁽⁶⁾. En comparación las estructuras más complicadas con acoplamiento lateral, Varian, y la guía con discos y argollas, tienen mayores coeficientes de acoplamiento entre cavidades. Por lo tanto estas estructuras admiten tolerancias algo mayores que 10^{-4} .

En la Universidad de Guanajuato estamos desarrollando un acelerador de electrones para uso médico. Para poder fabricar la cavidad aceleradora con la tecnología existente se requiere una estructura sencilla que admita tolerancias mayores. La cavidad que hemos propuesto se indica en la figura 1. Esta estructura puede obtenerse "doblan-

do" en forma de serpiente una cavidad rectangular larga. La cavidad oscila en el modo $TE_{1,0,n}$.

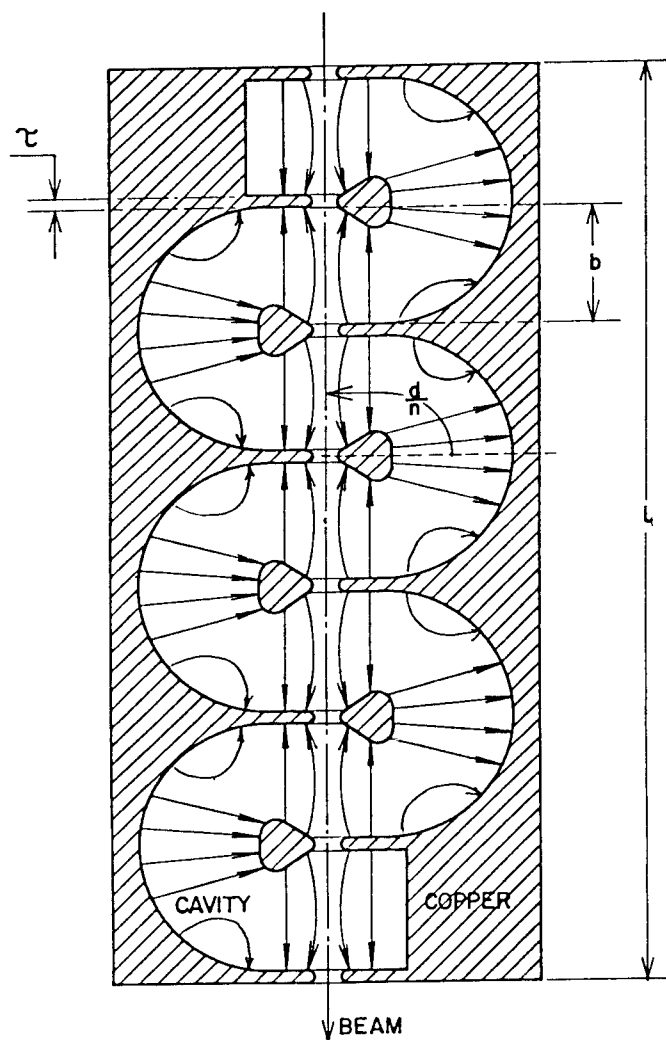


Figura 1. Campo eléctrico del modo $TE_{1,0,13}$ de la cavidad aceleradora tipo serpiente. El acoplamiento a la cavidad no se indica.

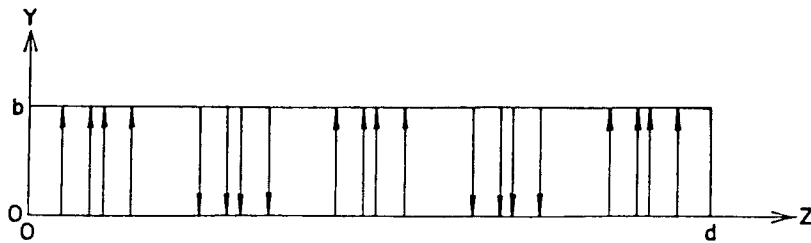


Figura 2. Campo eléctrico del modo TE_{1,0,s} en una cavidad rectangular.

DISEÑO DE PRIMER ORDEN

Consideremos una cavidad rectangular de microondas de dimensiones a*b*d oscilando en el modo TE_{10n} como se indica en la figura 2. La frecuencia de resonancia es^(1,2)

$$f = \frac{c}{2} \left[\left(\frac{1}{a} \right)^2 + \left(\frac{n}{d} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (1)$$

donde c es la velocidad de la luz. El campo eléctrico es

$$\vec{E} = \hat{e}_y E_p \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{d} z\right) \cos(2\pi ft). \quad (2)$$

La energía del campo electromagnético en la cavidad es

$$U = \frac{\pi^2}{32} \epsilon_0 E_m^2 V \quad (3)$$

donde V = abd es el volumen de la cavidad y E_m ≡ 2 E_p/π. El factor de calidad del modo TE_{10n} es^(1,2)

$$Q = 2\pi f \frac{U}{W} = \frac{b}{\delta} \dots$$

$$\frac{1 + (na/d)^2}{1 + (na/d)^2 + 2b/a + 2(b/d)(na/d)^2} \quad (4)$$

donde W es la potencia media disipada en las paredes de la cavidad (de conductividad σ) y

$$\delta = (\pi f \mu_0 \sigma)^{-1/2} \quad (5)$$

es la "profundidad de penetración". La energía de oscilaciones libres en la cavidad decae en forma exponencial:

$$U = U_0 \exp(-2\pi ft/Q) \quad (6)$$

Para obtener una estructura aceleradora "doble" la cavidad rectangular como se indica en la figura 1. Un agujero a lo largo del eje de la estructura permite el paso del haz de partículas. Partículas de velocidad v permanecen en fase con el campo eléctrico si

$$b + \tau = \frac{v}{2f} \quad (7)$$

donde τ es el espesor de la pared como se indica en la figura 1. Consideramos partículas ultrarelativistas con v ≈ c. El campo eléctrico medio de aceleración es aproximadamente E_m.

Es conveniente expresar la energía ganada por unidad de carga en la forma

$$\Phi \equiv (WR)^{1/2} \approx E_m l \quad (8)$$

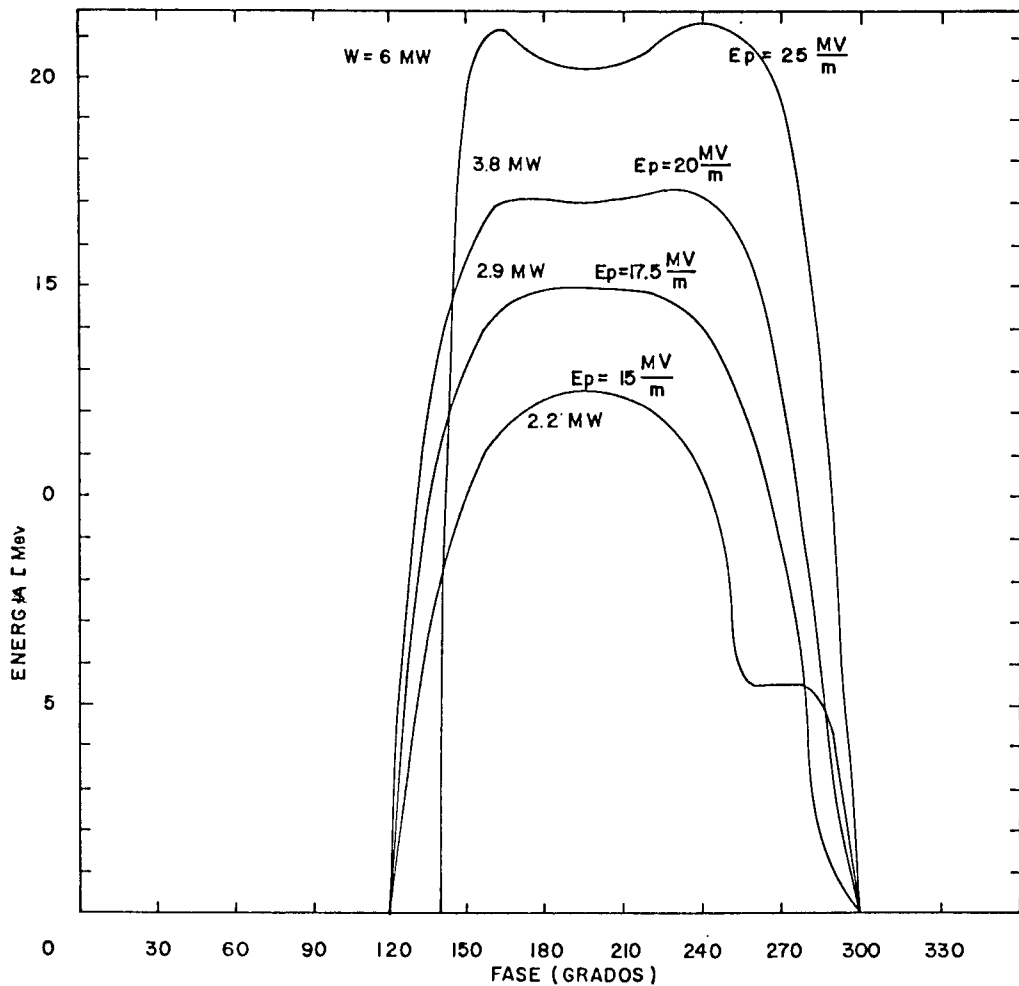


Figura 3. Energía de los electrones salientes en función de la fase de los electrones entrantes para la cavidad descrita en el texto.

donde l es la longitud de la estructura como se indica en la figura 1. La "impedancia por unidad de longitud" R/l es una figura de mérito de la cavidad como acelerador. De (8'), (3) y (4) se obtiene

$$\frac{R}{l} = \frac{16}{\pi^3} \frac{Q}{\epsilon_0 v f} \quad (9)$$

El último término en el denominador de (4) se debe a las pérdidas en los "cortocircuitos" de la cavidad en $z = 0$ y $z = d$ (ver figura 2). Como $d \ll b$ despreciamos este término. También aproximamos $l \approx n(b + \tau)$ para $n \gg 1$. Entonces de (9) se obtiene

$$\frac{R}{l} = \frac{\eta_0}{\delta} \frac{16}{\pi^3} \frac{x \sqrt{4 - x^2}}{4 + x^3 b/(b + \tau)} \quad (10)$$

donde $x \equiv c/af$ y $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \approx 377 \Omega$. R/l es cero en $x = 0$ y en $x = 2$ y, tomando $b/(b + \tau) \approx 0.9$, tiene un máximo

$$\left(\frac{R}{l} \right)_{\max} \approx 0.18 \frac{\eta_0}{\delta} \quad (11)$$

en

$$a \approx c/f \quad (12)$$

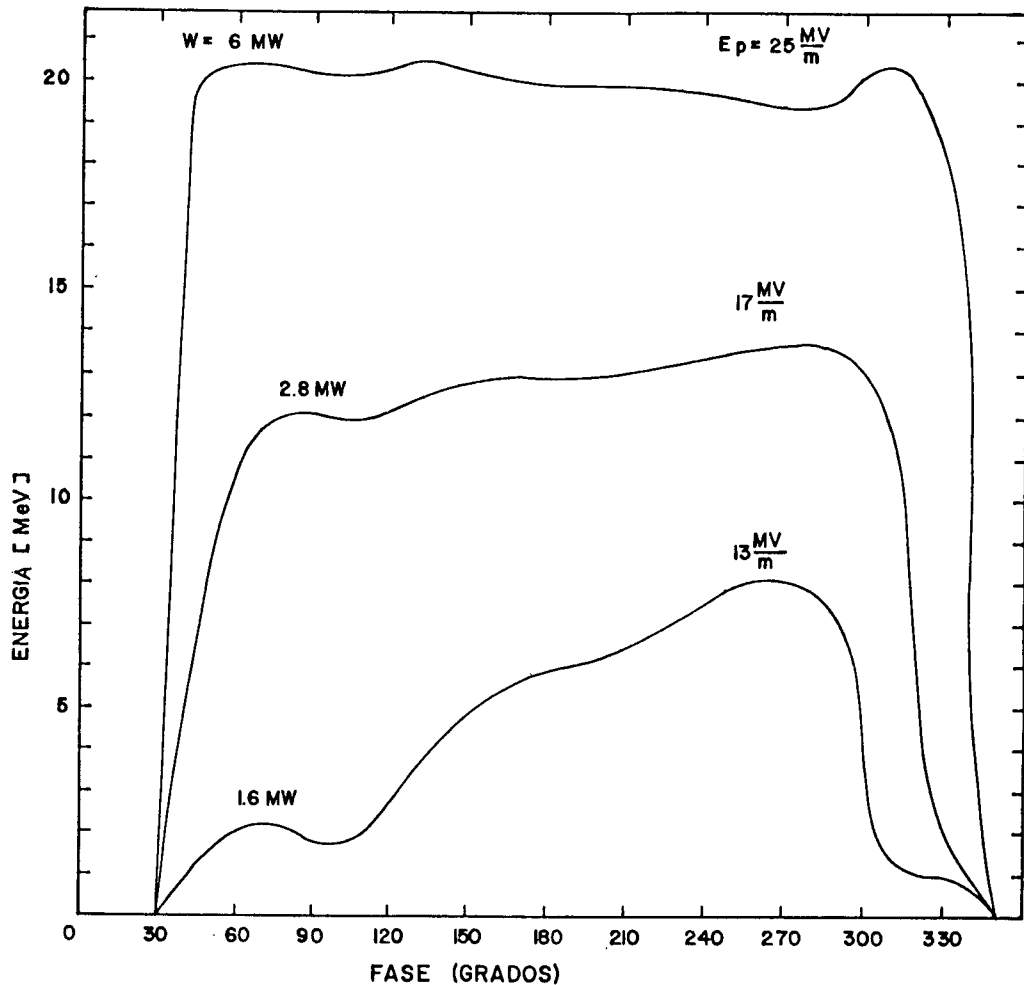


Figura 4. Energía de los electrones salientes en función de la fase de los electrones entrantes para la cavidad descrita en el texto con un pre-empaquetador con $b = 2.5\text{cm}$ y $l = 7.5\text{cm}$.

Para una cavidad de cobre $\sigma = 5.8 \cdot 10^7$ mhos/m y

$$W_{RF} = \frac{\Phi^2}{R} + \Phi I \quad (14)$$

$$\left(\frac{R}{l} \right)_{\max} \approx 57 \frac{M\Omega}{m} \left(\frac{f}{3\text{GHz}} \right)^{1/2} \quad (13)$$

Sea W_{RF} la potencia entregada por la fuente de microondas. ΦI es la potencia entregada al haz de partículas de corriente I . En régimen permanente

Esta ecuación nos da el voltaje de aceleración Φ en régimen permanente en función de la corriente I del haz de partículas.

Estimamos la tolerancia mecánica requerida. Consideremos un error Δb en la dimensión b . Una partícula que entra a la cavidad en fase con el campo eléctrico, sale de la cavidad con un error de fase

$$\Delta\phi \approx 1 \frac{\Delta b}{b} \frac{2\pi f}{c} \quad (15)$$

Si requerimos $\Delta\phi < \pi/8$ obtenemos una tolerancia mecánica

$$\frac{\Delta b}{b} < \frac{c}{16lf} \quad (16)$$

Un segundo requisito es que la frecuencia del modo $TE_{1,0,n}$ esté dentro del ancho de banda de la fuente de microondas (típicamente 0.15 a 2% para un klystron pulsado de alta potencia). Suponemos que el oscilador maestro está enclavado a la frecuencia de la cavidad.

EJEMPLO

Consideramos una cavidad de cobre con $f = 3\text{GHz}$, $n = 53$ y un espesor de pared $\tau = 0.5\text{cm}$. De (7) $b = 4.5\text{cm}$ si $v \approx c$. De (12) $a = 10\text{cm}$. De (1) $d/n = 5.77\text{cm}$. La longitud de la estructura es $l = 133.3\text{cm}$ como se explicará mas adelante. De (5) $\delta = 1.2 \mu\text{m}$, y de (4) $Q = 30000$. De (9) $R/l \approx 56 \text{M}\Omega/\text{m}$. El tiempo de llenado de la cavidad (a 86% de su energía en régimen permanente) es $Q/\pi f = 3.2 \mu\text{s}$. Para una fuente de microondas de $W_{RF} = 5\text{MW}$ se obtiene de (14) $\Phi = 19\text{MV}$ con cero corriente del haz.

En régimen permanente Φ cae a 16 MV a $I = 100 \text{mA}$. El campo eléctrico pico en la cavidad es algo mayor que 23 MV/m. De (16) la tolerancia mecánica requerida es

$$\frac{\Delta b}{b} < 0.47\%$$

Los modos indeseados mas cercanos son $TE_{1,0,54}$ en 3.044 GHz y $TE_{1,0,52}$ en 2.959 GHz.

Los resultados de un cálculo numérico del transporte de electrones se presenta en la figura 3. La energía de los electrones inyectados es 80KeV. Las primeras cuatro "cavidades" tienen $b = 3.1, 4.1, 4.3$ y 4.4cm . Las 23 "cavidades" restantes tienen $b = 4.5\text{cm}$. La longitud total de la estructura es entonces $l = 133.3 \text{cm}$ como afir-

mamos anteriormente. Un pre-empaquetador de electrones mejora el ángulo de aceptación como se indica en la figura 4.

PELICULA DIELECTRICA

Estamos considerando la conveniencia potencial de cubrir las paredes de cavidades con una película delgada de dióxido de silicio amorfo. Medidas en transistores MOS indican que películas de dióxido de silicio amorfo de espesor $\approx .1 \mu\text{m}$ tienen un campo eléctrico de ruptura de $\approx 600 \text{MV/m}^{(13,14)}$. Este campo eléctrico corresponde a $3.78.600 \text{MV/m} \approx 2300 \text{MV/m}$ en el vacío en el interfase $\text{SiO}_2 - \text{vacío}$. En comparación, en una cavidad de cobre a 3GHz el rompimiento debido a emisión de electrones y iones ocurre a un campo eléctrico pico de $80 \text{MV/m}^{(15)}$ a $240 \text{MV/m}^{(16)}$. Como consecuencia de nuestra propuesta se están realizando experimentos para determinar la conveniencia potencial de recubrir cavidades aceleradoras y cavidades de klystron pulsados con una película delgada de dieléctrico.

CONCLUSIONES

Hemos propuesto una nueva estructura aceleradora de partículas y hemos presentado un diseño analítico aproximado del mismo. Un análisis numérico tridimensional de esta estructura está en curso. Por simplicidad hemos considerado una cavidad con sección transversal rectangular, aún que una sección elíptica tiene mayor Q. La ventaja de la estructura propuesta es su tolerancia mecánica global $\Delta b/b \approx 0.5\%$, en comparación con la tolerancia individual para cada cavidad de $\approx 0.1\%$ a 0.01% que requieren otras estructuras aceleradoras. La desventaja de la estructura propuesta es una impedancia por unidad de longitud máxima de $57 \text{M}\Omega/\text{m}$ a 3 GHz, en comparación con 60 a $100 \text{M}\Omega/\text{m}$ de otras estructuras aceleradoras.

AGRADECIMIENTO

Agradecemos a E.A. Knapp, B.C. Knapp y R. Husson por valiosas discusiones sobre estructuras aceleradoras.

REFERENCIAS

1. P.H. Sloan and E.O. Lawrence, Phys. Rev. 38, 2021 (1931).
2. L.W. Alvarez, Phys. Rev. 70, 799 (1946).
3. E.L. Chu and W.W. Hansen, J. of Appl. Phys., 996 (1947).
4. E.L. Chu and W.W. Hansen, J. of Appl. Phys., 280 (1948).
5. R.F. Post and N.S. Shiren, Rev. Sci. Instrum. 26, No. 2, 205 (1955).
6. R.B. Neal, "The Stanford two-mile Accelerator", W.A. Benjamin Inc. (1968).
7. P.T. Demos, A.F. Kip and J.C. Slater, J. of Appl. Phys., 23 No. 1, 53 (1952).
8. E.A. Knapp, B.C. Knapp and J.M. Potter, Rev. Sci. Instrum. 39, No. 7, 979 (1968).
9. D.E. Nagle, E.A. Knapp and B.C. Knapp, Rev. Sci., Instrum. 38, No. 11, 1583 (1967).
10. V.A. Vaguine, Rev. Sci., Instrum., 48, No.12, 1658 (1977).
11. J.M. Potter, S.O. Schriber and F.J. Humpry, IEEE trans., Nucl., Sci., NS-26, No. 3, 3763 (1979).
12. J. Ramo, J.R. Whimery and T. Van Duzer, "Fields and Waves in Communication Electronics". Second edition, John Wiley and Sons, Inc. (1984).
13. M. Lenzlinger and E.H. Snow, J. Appl. Phys. 40, 278 (1969).
14. N. Klein, IEEE Trans. Electron Devices ED-13, 788 (1966).
15. R.A. Jameson, "Proceeding of the 12th International Conference on High-Energy Accelerators", 497 (1983).
16. E. Tanabe, "Proceeding of the 1984 Linear Accelerator Conference", 403 (1984).



HOENEISEN, BRUCE. Ingeniero Civil Electricista de la Universidad de Chile, "Master of Science", y "Doctor of Philosophy" en Ingeniería Eléctrica y Física del "California Institute of Technology". Ha hecho contribuciones a la Física y Tecnología de semiconductores, a la física de semiconductores y a la física de partículas. Su experiencia profesional incluye telecomunicaciones y control industrial.

Ha diseñado más de 100 transmisores de televisión y de radio AM y FM que se encuentran operando en toda la República. En Enero de 1987 realizó investigaciones en el Instituto de Física de la Universidad de Guanajuato - México.