

27/12

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS



ESTUDIO Y CONSTRUCCION DE SISTEMA DE
COLECCION DE LUZ CHERENKOV

T E S I S

que para obtener el titulo de:

F I S I C O

p r e s e n t a :

JOAQUIN ESCALONA SEGURA



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

INDICE.

	pag.
0 INTRODUCCION	1
1 EFECTO CHERENKOV	4
1.1 EFECTO CHERENKOV	5
1.2 DISTRIBUCION ESPECTRAL DE LA RADIACION CHERENKOV	11
1.3 SELECCION DE UN RADIADOR CHERENKOV	21
REFERENCIAS	24
2 DIMENSIONES GEOMETRICAS DEL SISTEMA COLECTOR	26
2.1 ESPEJO COLECTOR	26
2.2 DIMENSIONES GEOMETRICAS DE LOS CONOS RECOLECTORES	29
REFERENCIAS	34
3 ALUMINIZACION Y PROTECCION DE LAS SUPERFICIES REFLECTORAS	35
3.1 CONDICIONES DE EVAPORACION PARA LA CONSTRUCCION DE PELICULAS DE ALUMINIO Y DE FLUORURO DE MAGNESIO	35
3.2 DISCUSION SOBRE LAS NECESIDADES QUE DEBE CUBRIR UN SISTEMA DE EVAPORACION PARA RENDIR MAXIMA EFICIENCIA EN LA OBTENCION DE ESPEJOS REFLECTORES EN EL ULTRAVIOLETA	43
REFERENCIAS	45

	pag.
4 INCREMENTO EN LA EFICIENCIA DE LA DETECCION	47
4.1 SELECCIÓN DEL FOTOMULTIPLICADOR	
UTILIZADO EN EL CONTADOR CHERENKOV	47
REFERENCIAS	51
5 RESUMEN DE CONCLUSIONES	53

0

INTRODUCCION

El presente trabajo muestra las dificultades y soluciones que se presentan durante el diseño y la construcción de un sistema de colección de luz Cherenkov. El estudio se realizó en relación con el contador Cherenkov de umbral, que será utilizado por el grupo de Altas Energías del I.F.U.N.A.M., en el Experimento 766, en el Laboratorio Nacional de Brookhaven, Nueva York.

De las condiciones geométricas y estructurales que impone el contador citado, se determinan las características del sistema colector de luz Cherenkov, así como las condiciones que deben cumplir los materiales con los cuales se construye dicho sistema colector.

Esta tesis consta de las siguientes partes:

1) EFECTO CHERENKOV. En este capítulo se realiza el estudio del efecto Cherenkov con el fin de determinar el rango del espectro electromagnético al cual corresponde -- y poder identificar zonas del espectro mas apropiadas para su detección. Además se analizan las propiedades de -- algunos gases que pueden ser usados como radiadores.

2) DIMENSIONES GEOMETRICAS DEL SISTEMA COLECTOR. ---

Aquí se determinan las características geométricas que -- deben satisfacer los elementos del sistema colector y se calculan los parámetros geométricos involucrados para lograr una máxima eficiencia en la recolección de luz.

3) ALUMINIZACION Y PROTECCION DE LAS SUPERFICIES REFLECTORAS.

Se discuten los problemas que plantea la construcción de los colectores con vidrio y el recubrimiento de los elementos del colector con aluminio y fluoruro de magnesio evaporados. Se analizan las condiciones de evaporación en cada caso.

4) INCREMENTO EN LA EFICIENCIA DE LA DETECCION.

En esta parte se estudian las características que deben cumplir los fotomultiplicadores usados, para convertir la -- luz Cherenkov en pulsos eléctricos.

De las propiedades de los fotomultiplicadores disponibles a bajo costo en el mercado, se desprende la necesidad de utilizar materiales que siendo estimulados con -- energía luminosa, a cierta frecuencia, respondan emitiendo energía a mas baja frecuencia que la de estímulo, -- (corredores de longitud de onda).

5) RESUMEN DE CONCLUSIONES.

En este capítulo se presenta una discusión integrada del problema tratado en --

esta tesis y se generan varias proposiciones de carácter tecnológico que lleven a optimizar la eficiencia de detección.

J. Escalona

Primavera 1983.

EFEECTO CHERENKOV

En el presente capítulo se presenta una introducción de la física relacionada con la identificación de partículas relativistas, describiendo las características de la radiación que dichas partículas producen en un medio dieléctrico cuando la velocidad de la partícula es mayor que la de la luz en ese medio. Dicha radiación, llamada radiación Cherenkov, es función del medio en que viajan las partículas relativistas así como de la velocidad de estas.

Se inicia el capítulo realizando un análisis somero de las características físicas del efecto Cherenkov, que se ilustran obteniendo las correspondientes expresiones del momento umbral, para el cual las partículas en cuestión radian, así como el ángulo límite de emisión de la radiación. Proseguimos en la sección 1.2 con el desarrollo teórico para encontrar la expresión de la distribución espectral, i.e., la energía radiada como función de la longitud de onda. El capítulo finaliza con una discusión sobre el gas que debe ser usado en el contador Cherenkov.

1.1 EFECTO CHERENKOV.

Cuando una partícula cargada atraviesa un medio dieléctrico, con una velocidad βc mayor que la velocidad de fase de la luz en dicho medio, c/n , se produce una polarización transitoria, acusada por la emisión de luz.

Considérese una partícula cargada relativista, $\beta c > c/n$, como se muestra en la figura 1.1. En dicha figura se ha construido un frente de onda usando el principio de Huygens, a partir de la radiación producida en cada punto de la trayectoria seguida por la partícula.

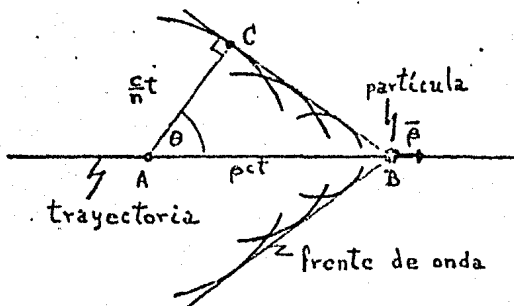


FIGURA 1.1

Si AB es la distancia recorrida por la partícula en el tiempo t y AC es la recorrida por un rayo de luz emitido en el punto A , durante ese mismo tiempo, tenemos entonces que

$$\cos \theta = \frac{\left(\frac{c}{n} t\right)}{\beta c t},$$

y simplificando

$$\cos\theta = \frac{1}{n\beta} \quad 1.1.1$$

Un dispositivo capaz de determinar el ángulo de emisión (θ) de la radiación Cherenkov, puede por tanto, ser utilizado para determinar la velocidad de la partícula radiante. A este tipo de sistemas se les conoce como Contadores Cherenkov Diferenciales.

Ahora bien, dado que se puede expresar el cociente - en términos del momento p y de la energía E de la partícula, de la forma*:

$$\beta = \frac{p}{E} = \frac{p}{(p^2 + m^2)^{1/2}} \quad 1.1.2$$

al sustituir la ecuación 1.1.2 en la 1.1.1 se tiene que

$$\cos\theta = \frac{(p^2 + m^2)^{1/2}}{np} \quad 1.1.3$$

Considerense ahora los siguientes dos casos:

1º CASO. El ángulo de emisión θ es igual a cero.

Cuando esto sucede nos encontramos físicamente en el umbral de emisión de la radiación Cherenkov. Haciendo ---

* Usamos aquí el sistema de unidades naturales ($c=1$).

$p = p_u$ y dado que $\cos\theta = 1$, la ecuación 1.1.3 se convierte en

$$1 = \frac{(p_u^2 + m^2)^{1/2}}{np_u},$$

con lo que se puede llegar a la expresión para la magnitud del momento umbral:

$$p_u = m(n^2 - 1)^{-1/2} \quad 1.1.4$$

En la tabla I se muestran los índices de refracción de algunos medios, que pueden ser usados como radiadores para los cuales se han calculado los momentos umbrales -- correspondientes a los muones, piones y kaones cargados, así como para los protones, (tabla II). Por otro lado en la gráfica A se muestra esquemáticamente la separación de los momentos umbrales de estas partículas, lo que se hace utilizando los datos de la tabla II.

Es de notar que si tenemos un haz de partículas de diferente masa, aquellas que tengan momento mayor que el umbral radian y las otras que esten por debajo del umbral no lo hacen. Esta característica es usada en los Contadores Cherenkov de Umbral, como es el presente caso, para la identificación de partículas.

TABLA I
INDICE DE REFRACCION DE ALGUNOS MEDIOS

MEDIO	n
AGUA	1.33 ⁽⁷⁾
ISOBUTANO	1.001270 ⁽⁷⁾
FREON 22	1.0008 ⁽⁸⁾
FREON 14	1.000461 ⁽⁹⁾
METANO	1.000441 ⁽¹⁰⁾
NITROGENO	1.000300 ⁽⁷⁾
AIRE	1.000273 ⁽⁷⁾
HELIO	1.000035 ⁽⁷⁾

TABLA II
MOMENTOS UMBRALES DE VARIAS PARTICULAS CARGADAS
PARA PRODUCIR EL EFECTO CHERENKOV EN DISTINTOS MEDIOS.

PARTICULA	m^2 (GeV ²) [*]	MEDIO	P_u
MUON (μ^\pm)	0.01116392	AGUA	0.12
		ISOBUTANO	2.095817
		FREON 22	2.6409
		FREON 14	3.49306
		METANO	3.557344
		NITROGENO	4.313202
		AIRE	4.521497
		HELIO	12.628618

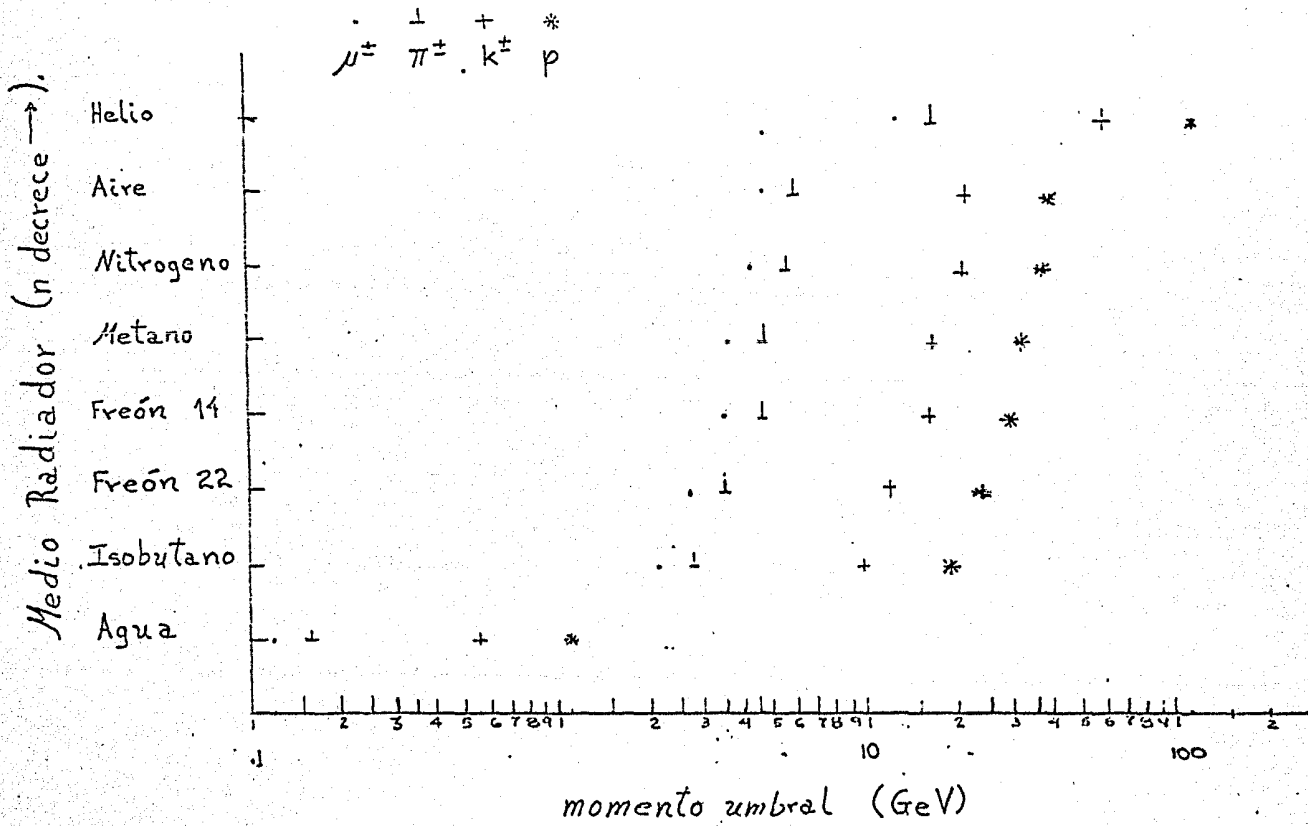
* Usamos la convención $c = 1$.

TABLA II
(CONTINUACION)

PARTICULA	m^2 (GeV ²)	MEDIO	P_u
PION (π^\pm)	0.019479	AGUA	0.16
		ISOBUTANO	2.768399
		FREON 22	3.4385
		FREON 14	4.595872
		METANO	4.698955
		NITROGENO	5.697379
		AIRE	5.972520
		HELIO	16.681350
KAON (k^\pm)	0.2437	AGUA	0.56
		ISOBUTANO	9.792039
		FREON 22	12.3390
		FREON 14	16.2560
		METANO	16.6206
		NITROGENO	20.1521
		AIRE	21.1252
		HELIO	59.0032
PROTON (p)	0.880369	AGUA	1.07
		ISOBUTANO	18.611344
		FREON 22	23.4523
		FREON 14	30.897048
		METANO	31.59005
		NITROGENO	38.30224
		AIRE	40.151948
		HELIO	112.14509

Gráfica A.

Momentos umbrales para producir radiación Cherenkov en diversos medios.



2º CASO. La velocidad de la partícula cargada es muy cercana a la velocidad de la luz en el vacío, ($\beta \approx 1$).

Introduciendo esta condición en la ecuación 1.1.1 se llega a que

$$\cos\theta \approx 1/n$$

y en el caso límite se obtiene el ángulo máximo de emisión, para el cual hacemos $\theta = \theta_c$, podemos calcular entonces

$$\theta_c = \arccos 1/n. \quad 1.1.5$$

De este resultado se ve que para partículas altamente energéticas el ángulo límite de emisión de la radiación Cherenkov depende sólo del índice de refracción del medio. En la tabla III se muestran algunos ángulos límite (θ_c) para diversos medios.

1.2 DISTRIBUCION ESPECTRAL DE LA RADIACION CHERENKOV.

Como se ha visto en la sección anterior, una partícula cargada radia cuando se encuentra en un medio dieléctrico, moviéndose con una velocidad mayor que la velocidad de fase de la luz en dicho medio. En esta sección se obtendrá la distribución espectral de la radiación produ-

TABLA III
 ANGULO CHERENKOV MAX. EN ALGUNOS MEDIOS

MEDIO	θ_c
Agua	41.2
Isobutano	2.9
Freón 22	2.3
Freón 14	1.7
Metano	1.7
Nitrógeno	1.4
Aire	1.3
Helio	0.4

cida, y para ello considerese la energía total radiada -- por ángulo sólido dada por la expresión⁽¹⁾:

$$\frac{dW}{d\Omega} = \int_{-\infty}^{\infty} (R^2 \vec{S} \cdot \hat{n}) dt, \quad 1.2.1$$

la cual se halla en términos del tiempo t de un observador localizado en el punto P , como puede notarse en la -- figura 1.2, y dónde R es la magnitud del vector que va de -- la partícula al observador. El producto escalar $\vec{S} \cdot \hat{n}$, entre el vector de Poynting y el vector unitario en la di--

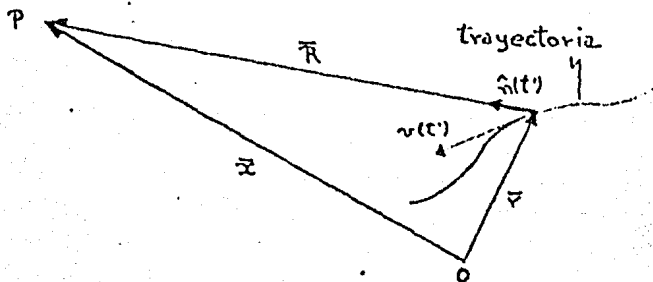


FIGURA 1.2

rección de propagación de la radiación, es la razón de la energía radiada por unidad de área por unidad de tiempo, que detecta un observador al tiempo t , pero que es emitida al tiempo retardado $t' = t - R(t')/c$.

Dado que

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} \vec{E} \times \vec{B},$$

y que \vec{B} puede ser escrito en términos de \vec{E} de la forma:

$$\vec{B} = \hat{n} \times \vec{E},$$

el integrando de la ecuación 1.2.1 se puede escribir de la siguiente manera:

$$R^2 \vec{S} \cdot \hat{n} = \frac{c}{4\pi} R^2 E^2. \quad 1.2.2$$

Al sustituir esta expresión en la ecuación 1.2.1, dicha ecuación se transforma en:

$$\frac{dW}{d\Omega} = \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R^2 E^2 dt.$$

El tratamiento realizado a continuación se lleva a cabo considerando el tiempo retardado t' y por ende trabajaremos con los llamados campos retardados. En estos términos escribimos:

$$\frac{dW}{d\Omega} = \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} (R^2 E^2)_{\text{ret}} dt, \quad 1.2.3$$

donde $()_{\text{ret}}$ significará que las cantidades dentro del -- paréntesis serán evaluadas en el tiempo t' .

Haciendo

$$\bar{A}(t) = \left(\frac{c}{4\pi}\right)^{1/2} (RE)_{\text{ret}}, \quad 1.2.4$$

la energía radiada por ángulo sólido unitario es entonces simplemente:

$$\frac{dW}{d\Omega} = \int_{-\infty}^{\infty} |\bar{A}(t)|^2 dt.$$

LLamando a $\bar{A}(\omega)$ la transformada de Fourier de $\bar{A}(t)$, es decir,

$$\bar{A}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{A}(t) e^{i\omega t} dt, \quad 1.2.5a$$

$$y \quad \bar{A}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{A}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega. \quad 1.2.5b$$

Bajo adecuadas condiciones matemáticas sobre $\bar{A}(t)$ y $\bar{A}(\omega)$, se puede utilizar la identidad de Parserval de tal forma que

$$\frac{dW}{d\Omega} = \int_{-\infty}^{\infty} |\bar{A}(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} |\bar{A}(\omega)|^2 d\omega.$$

Dado que el signo de la frecuencia no tiene significado en la física clásica, se acostumbra integrar únicamente sobre las frecuencias positivas.

Se puede escribir:

$$\frac{dW}{d\Omega} = \int_0^{\infty} \frac{dI(\omega)}{d\Omega} d\omega,$$

para definir a la razón $\frac{dI(\omega)}{d\Omega}$ como la energía radiada por ángulo sólido por intervalo de frecuencia, de esta forma se deduce que

$$\frac{dI}{d\Omega} = |\bar{A}(\omega)|^2 + |\bar{A}(-\omega)|^2.$$

Como $\bar{A}(t)$ es real entonces $\bar{A}^*(\omega) = \bar{A}(-\omega)$, por tanto:

$$\frac{dI}{d\Omega} = 2|\bar{A}(\omega)|^2. \quad 1.2.6$$

Por otro lado, a partir de los potenciales retardados de Liénard-Wiechert se puede deducir el campo eléctrico producido por una carga en movimiento, el cual está dado por:

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = e \left(\frac{(\hat{n} - \vec{\beta})(1 - \beta^2)}{K^3 R^2} \right)_{\text{ret}} + \frac{e}{c} \left[\frac{\hat{n}}{K^3 R} \times ((\hat{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}) \right]_{\text{ret}},$$

$$\text{con } K = 1 - \hat{n} \cdot \vec{\beta},$$

y sustituyendo esta expresión en la ecuación 1.2.4 tenemos que:

$$\bar{A}(t) = \left(\frac{c}{4\pi r}\right)^{1/2} eR \left[\frac{(\hat{n} - \hat{\beta})}{K^3 R^2} (1 - \beta^2) \right]_{\text{ret}} + \left(\frac{c}{4\pi r}\right)^{1/2} \frac{eR}{c} \left[\frac{\hat{n}}{K^3 R} \times ((\hat{n} - \hat{\beta}) \times \dot{\hat{\beta}}) \right]_{\text{ret}}, \quad 1.2.7$$

Considerando al observador muy alejado de la región de emisión, el primer término de $\bar{A}(t)$ se puede despreciar por estar en función de R^{-1} . Usando la ecuación 1.2.5a en la 1.2.7 obtenemos:

$$\bar{A}(\omega) = \left(\frac{e^2}{8\pi^2 c}\right)^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\hat{n} \times ((\hat{n} - \hat{\beta}) \times \dot{\hat{\beta}})}{K^2} \exp(i\omega(t' + R(t')/c)) dt', \quad 1.2.8$$

además como $|\bar{R}| \gg |\bar{r}|$ y $|\bar{x}| \gg |\bar{r}|$, que son las suposiciones mencionadas, ver figura 1.2 entonces podemos hacer la aproximación $\bar{R} \cong x - \hat{n} \cdot \bar{r}(t')$, y olvidando factores de fase, la ecuación 1.2.8 se puede escribir como:

$$\bar{A}(\omega) = \left(\frac{e^2}{8\pi^2 c}\right)^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \frac{\hat{n} \times ((\hat{n} - \hat{\beta}) \times \dot{\hat{\beta}})}{K^2} \exp(i\omega(t' - \hat{n} \cdot \bar{r}(t')/c)),$$

sustituyendo esta ecuación en la 1.2.6 se obtiene:

$$\frac{dI(\omega)}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{4\pi^2 c}\right) \left| \int_{-\infty}^{\infty} dt' \frac{\hat{n} \times ((\hat{n} - \hat{\beta}) \times \dot{\hat{\beta}})}{K^2} \exp(i\omega(t' - \hat{n} \cdot \bar{r}(t')/c)) \right|^2 \quad 1.2.9$$

y como

$$\frac{\hat{n} \times ((\hat{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}})}{k^2} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\hat{n} \times (\hat{n} \times \vec{\beta})}{k} \right),$$

se puede integrar por partes en 1.2.9 y de esta forma obtener:

$$\frac{dI(\omega)}{d\Omega} = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c^3} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \hat{n} \times (\hat{n} \times \vec{v}) \exp(i\omega(t - \hat{n} \cdot \vec{r}(t)/c)) dt \right|^2.$$

Se han omitido las primas por conveniencia de notación.

Para una partícula que se mueve en un medio impermeable y dieléctrico se deben hacer las sustituciones

$$c \rightarrow c\epsilon^{-1/2} \quad \text{y} \quad e \rightarrow e\epsilon^{-1/2},$$

con lo que

$$\frac{dI(\omega)}{d\Omega} = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c^3} \epsilon^{1/2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \hat{n} \times (\hat{n} \times \vec{v}) \exp(i\omega(t - \frac{\epsilon^{1/2} \hat{n} \cdot \vec{r}(t)}{c})) dt \right|^2$$

y para un movimiento uniforme en línea recta $\vec{r}(t) = \vec{v}t$.--
Sustituyendo esto en la última expresión se encuentra que

$$\frac{dI(\omega)}{d\Omega} = \frac{e^2 \epsilon^{1/2}}{c^3} \left| \hat{n} \times \vec{v} \right|^2 \left| \frac{\omega}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\omega(1 - \frac{\epsilon^{1/2}}{c} \hat{n} \cdot \vec{v})t) dt \right|^2. \quad 1.2.10$$

Como la energía radiada, por unidad de ángulo sólido por intervalo unitario de frecuencia, al realizar la integración será infinita dado que la partícula siempre estará en movimiento: Considérese que la partícula viaja por el medio durante un intervalo de tiempo $(-T, T)$. Entonces la ecuación 1.2.10 se transforma en:

$$\begin{aligned} \frac{dI(\omega)}{d\Omega} &= \frac{e^2 \epsilon^{1/2}}{c^3} |\hat{n} \times \vec{v}|^2 \left| \int_{-T}^T \exp(i\omega t (1 - \frac{\epsilon^{1/2} \hat{n} \cdot \vec{v}}{c})) dt \right|^2 \\ &= \frac{e^2 \epsilon^{1/2}}{c^3} |\hat{n} \times \vec{v}|^2 \left| \frac{\omega T}{\pi} \frac{\text{sen}^2 (T(1 - \frac{\epsilon^{1/2} \hat{n} \cdot \vec{v}}{c} \cos \theta))}{(T(1 - \frac{\epsilon^{1/2} \hat{n} \cdot \vec{v}}{c} \cos \theta))^2} \right|^2, \end{aligned}$$

e integrando con respecto al ángulo sólido se obtiene la energía radiada por intervalo unitario de frecuencia:

$$I(\omega) = \frac{e^2 \omega}{c^2} \text{sen}^2 \theta (2c\beta T).$$

Donde θ es el ángulo formado por los vectores \hat{n} y \vec{v} , el cual corresponde al ángulo de emisión Cherenkov.

Ahora dado que $\omega = \frac{2\pi}{\lambda}$,

$$I(\lambda) = \frac{2\pi e^2}{\lambda c^2} \text{sen}^2 \theta_c (2c\beta T).$$

De lo que se ve inmediatamente que la energía radiada por intervalo unitario de frecuencia es inversamente pro--

proporcional a la longitud de onda. En la gráfica B se muestra la función $f(\lambda) = \lambda^{-1}$ contra λ . $f(\lambda)$ es proporcional, por un factor dependiente tanto de las características de la partícula así como de las del medio, a $I(\lambda)$. Podemos notar que los valores más grandes de $I(\lambda)$ se encuentran en la región espectral correspondiente al ultravioleta. Por ejemplo calculando:

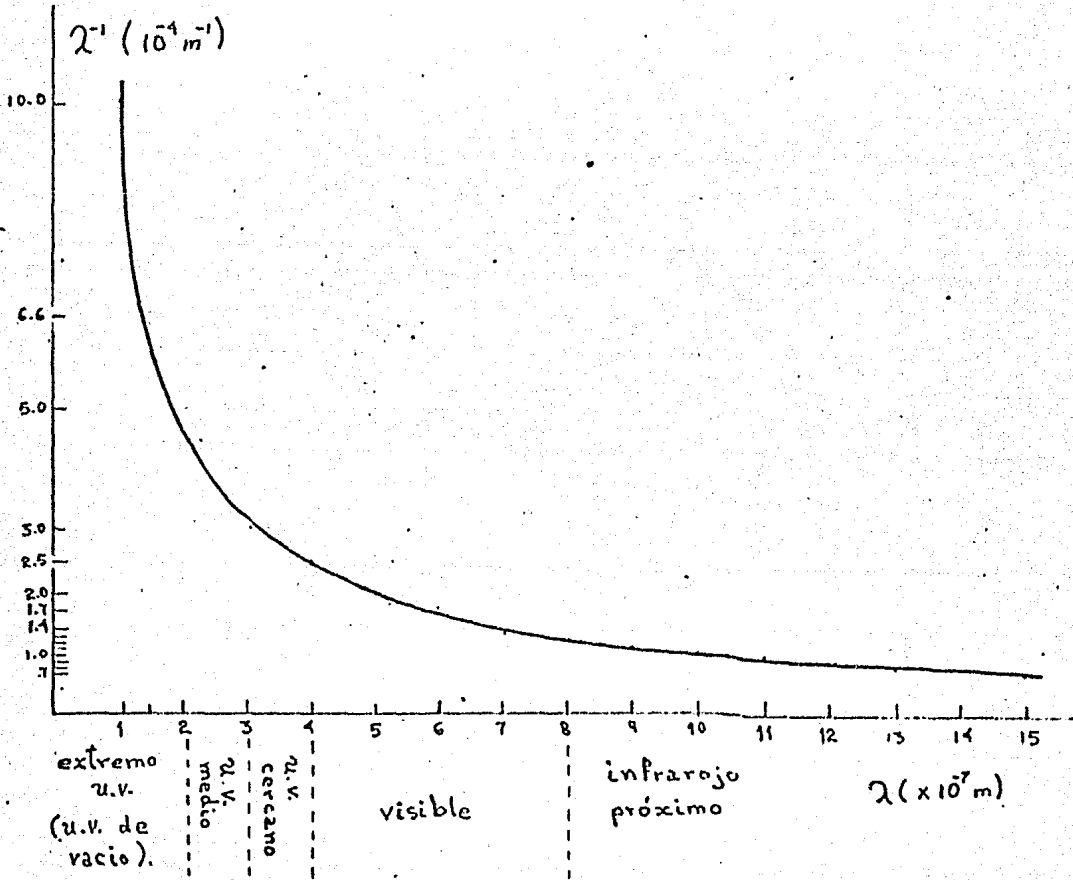
$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\lambda} d\lambda = \ln\left(\frac{4}{1}\right) = \ln\left(\frac{16}{4}\right) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\lambda} d\lambda,$$

de aquí que la energía radiada que sea colectada por un sistema en el ultravioleta, a partir de los 1000 Å hasta los 4000 Å, sería la misma cantidad que la recolectada en el rango más grande de longitudes de onda que va de los 4000 Å hasta los 16000 Å.

Como se requiere hacer mediciones de la energía radiada colectada, por medio de fotomultiplicadores, se presenta el problema de que no existe uno cuya sensibilidad se extienda en un rango de longitud de onda tan grande como el comprendido entre 1000 a 16000 Å. Entonces se requiere escoger un intervalo, de tal forma, que además de ser comprendido íntegramente por la sensibilidad del fotomultiplicador usado, también se cumpla que en ese intervalo la energía radiada detectada sea lo más intensa posible. Esta es la razón por la que es conveniente realizar medi-

Gráfica B

Distribución Espectral de la Radiación Cherenkov



ciones requeridas en la región ultravioleta dentro del rango que va desde los 1000 hasta los 4000 Å.

1.3 SELECCION DE UN RADIADOR CHERENKOV.

En la primera sección de este capítulo hicimos mención de los contadores Cherenkov, los cuales son usados en la identificación de partículas. Los contadores Cherenkov constan esencialmente de tres partes.

- a) Medio radiador. Puede ser un sólido, un líquido o un gas, según sean los requerimientos para su utilización. En este material se lleva cabo la emisión de la radiación Cherenkov y las características de esta última (θ_c y p_u) dependerán de las propiedades físicas de la sustancia usada.
- b) Sistema óptico. En esta parte del sistema se lleva a cabo la recolección, la corrección de los defectos ópticos y, o la reorientación de los haces de luz hacia los sistemas de medición existentes. La complejidad del sistema óptico depende de las necesidades impuestas durante el experimento.
- c) Sistema de medición. Aquí la luz que es recogida en la ventana de un fotomultiplicador, es convertida a pulsos eléctricos para su análisis.

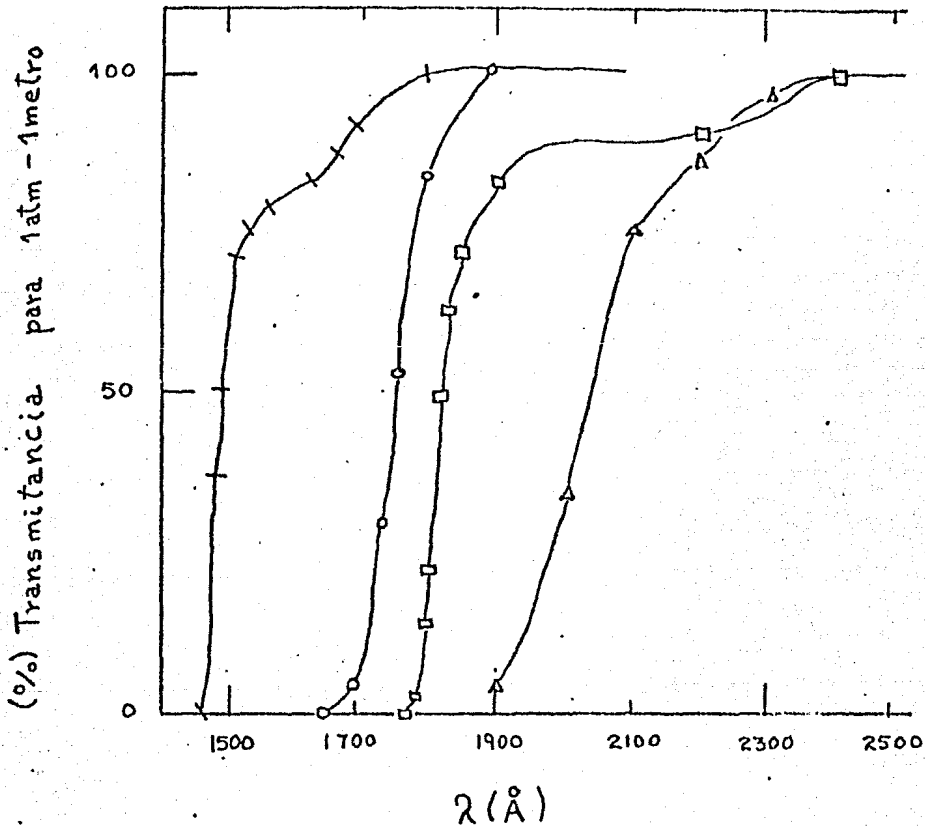
En esta sección se considera el medio radiador que se utilizará en el contador Cherenkov, y dejaremos para los capítulos siguientes el tratamiento detallado del sistema óptico y sus relaciones con el de medición.

En 1973, Y. Tomkiewicks y E. L. Garwin⁽¹¹⁾, estudiaron las propiedades ópticas de diversos gases que pueden ser usados como radiadores Cherenkov. Los estudios correspondientes fueron llevados a cabo para un camino óptico de un metro a una atmósfera de presión. No interesan presiones mayores, debido a los problemas técnicos que se presentan en la construcción del tanque contenedor del gas.

Para este trabajo interesa distinguir partículas con momento lineal de 9 GeV, lo que nos lleva a escoger entre posibles gases utilizables al freón 14, al freón 22, al isobutano y al metano, debido a que su índice de refracción es adecuado a nuestros fines, esto puede ser notado en la gráfica A (pág. 10).

De los estudios de Tomkiewicks y Garwin, ver gráfica C, se puede apreciar que el metano transmite el 100% de radiación a mas baja longitud de onda que los demás gases que se hallan en dicha gráfica, esto puede dar un buen criterio para escogerlo como radiador, sin embargo la decisión final estará dada tanto por el umbral requerido en el experimento, así como de acuerdo a las características

Gráfica C
Espectro Óptico de Absorción
de Algunos Gases utilizables para
Contadores Cherenkov



- metano químicamente puro.
- o freón 14 (pureza mínima 99.7%)
- isobutano
- △ freón 22.

físicas que se deseen investigar.

REFERENCIAS.

- 1) Jackson, John David.
"Classical electrodynamics."
John Wiley and Sons, Inc., 1962, Cap. 14.
- 2) Grandy, Walter T.
"Introduction to electrodynamics and radiation."
Academic Press, N.Y., 1970, Cap. V.
- 3) H. Perkins, Donald.
"Introduction to high energy physics."
Adison-Wesley Publishing Co. 1972.
- 4) J. Litt and R. Meunier.
"Cerenkov counter technique in high-energy physics."
Annual Review of Nuclear Science. Vol. 23, 1973.
- 5) M. Benot, J. Litt and R. Meunier.
"Cherenkov counters for particle identification at
high energies."
Nuclear Instruments and Methods 105(1972), 431-444.
- 6) P. Bailon, Y. Declais, M. Ferro-Luzzi, B. French,
P. Jenni, J. M. Perreu, J. Seguiot and T. Ypsilantis.
"Ultraviolet Cherenkov Light detector."
Nuclear Instruments and Methods 126(1975) 13-23.
- 7) Review of Particle Propierties.
Phys. Lett. 111B (April 1982).

- 8) Freon Technical Bulletin B-32, Du Pont.
- 9) A. S. Vovenko, B. A. Kulokov, M. F. Likhachev,
Lu. A. Matulienko, J. A. Savin and V. S. Stavinski.
Soviet Physics Uspekki 6, 794(1964)
- 10) J. V. Jelley.
"Cherenkov radiation and its applications."
Pergamon Press, London (1958) p. 239.
- 11) Y. Tomkiewicks and E. L. Garwin.
"Optical absorption spectra of some potentially
interesting gases for Cherenkov counters."
Nuclear Instruments and Methods (Netherlands)
vol. 114, No. 3, p. 413-16.

DIMENSIONES GEOMETRICAS DEL SISTEMA COLECTOR

La luz producida por el efecto Cherenkov en el medio radiador, debe ser recogida por el sistema óptico para reorientar los haces de luz hacia el sistema de medición como se mencionó en la sección 3 del capítulo anterior. El motivo de este capítulo es el de discutir las características que cumplen las componentes del sistema óptico.

2.1 ESPEJO COLECTOR.

El primer elemento del sistema óptico del contador Cherenkov que se considera es un espejo que tiene como función el enfocar los haces de luz producidos por las partículas cargadas, sobre la ventana de un fotomultiplicador.

En el contador Cherenkov que interesa, las partículas cargadas se dirigen hacia el espejo, de tal forma que se consideran dos casos en la incidencia de la partícula sobre dicho espejo.

El primer caso es el de la incidencia de la partícula en el centro del espejo, esto impone un límite inferior en el tamaño de abertura del espejo, para una máxima co-

lección de luz, de la siguiente manera: Sea d la distancia del centro del espejo al punto donde la partícula cargada comienza a radiar, vease la figura 2.1, θ_c es el ángulo Cherenkov y s la mitad de la abertura del espejo, entonces:

$$\tan\theta_c = \frac{s}{d}$$

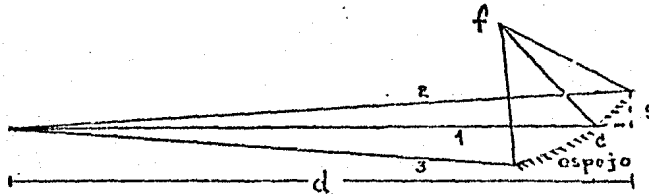


FIGURA 2.1

como θ_c es muy pequeño podemos escribir: $s \approx d\theta_c$ 2.1.1

En el segundo caso consideramos la incidencia de la partícula en un extremo del espejo, como se muestra en la figura 2.1, si $d \gg s$ (lo que implica $\theta_c = 0$ de la relación 2.1.1) se puede considerar que las trayectorias 2 y 3 son prácticamente paralelas por lo que si las partículas se reflejasen en el espejo, las trayectorias se cortarían en el punto f . Considerando el caso límite cuando la partícula cargada emite al incidir en el espejo, los conos de luz formados por dicha emisión y reflexión en el espejo se representan en la figura 2.2 con líneas punteadas, esta construcción se lleva a cabo usando la ley de Snell, para la reflexión, en la frontera del espejo.

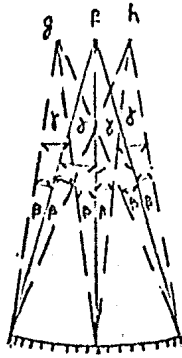


FIGURA 2.2

El ángulo γ es un parámetro apropiado para dar referencia de las dimensiones del espejo.

Como se puede ver en la figura 2.2, se generan puntos (g y h) que dan lugar a la formación de un anillo alrededor de f. El punto f define el centro del fotomultiplicador y los puntos g y h definen la abertura del sistema recolector. El problema de la recolección de luz se resuelve colocando un cono circular recto truncado, reflector en su parte interna, como se muestra en la figura 2.3

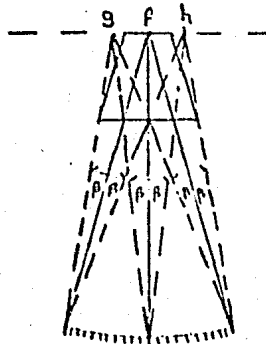


FIGURA 2.3

A continuación se evalúa la altura (L) y el ángulo de inclinación (α) de las paredes del cono. En la figura --- 2.4b se representa un corte transversal del cono y con el fin de estudiar la estructura geométrica del mismo, se -- analiza la reflexión de un rayo luminoso que incide en su interior con un ángulo de $\frac{\pi}{2} - \theta$, con respecto a la normal de la pared del cono, dicho rayo proviene del centro del espejo, figura 2.4a.

De esa construcción se deducen inmediatamente las --- ecuaciones siguientes:

$$\delta - 0.9 = L \tan \beta + L \tan \alpha, \quad 2.2.1a$$

$$\delta - 0.9 + 1_1 = L \tan \beta + L \tan(2\alpha + \beta). \quad 2.2.1b$$

Despejando en ambas a L:

$$L = (\delta - 0.9) / (\tan \beta + \tan \alpha), \text{ y} \quad 2.2.2a$$

$$L = (\delta - 0.9 + 1_1) / (\tan \beta + \tan(2\alpha + \beta)). \quad 2.2.2b$$

Se ha obtenido así dos expresiones en las cuales se -- supone que todos los valores están dados excepto la altura (L) y el ángulo de inclinación (α) del cono. Estas --- ecuaciones se tratan como ecuaciones simultáneas para --- hallar los valores L y α , pero dado que involucran funcio

nes trigonométricas, la forma más sencilla de resolverlas es graficando, para ambas ecuaciones, L vs. α y localizar los puntos de intersección. En la práctica, para valores de los parámetros α y L de la ecuación 2.2.2a, se tabulan los valores de l_1 y de L de la ecuación 2.2.2b, y se determina una solución tan precisa como se desee. Las soluciones obtenidas, sin embargo, son funciones de l_1 ; -- observando la figura 2.4b y las ecuaciones 2.2.2, se encuentra que para valores de l_1 menores a $0.9''^*$, L resulta relativamente grande y α pequeña, mientras que por otro lado para l_1 mayor que $0.9''$, L decrece y el ángulo α se incrementa. Es aquí donde se requiere de una segunda restricción y esta será que el ángulo de incidencia $2\alpha + \beta$, ver figura 2.4b, del haz de luz al incidir en la ventana del fotomultiplicador sea pequeño.

Como se conoce que la amplitud de la onda reflejada es mayor entre mayor sea el ángulo de incidencia $2\alpha + \beta$, por lo que al hacer que este ángulo de incidencia sea lo más pequeño posible se obtiene una amplitud de la onda transmitida adecuada a los requerimientos del experimento. Hasta aquí el análisis se ha realizado para un rayo de luz que parte del centro del espejo y que forma un ángulo β (ángulo Cherenkov), con respecto a la trayectoria imagi

*

En el dibujo 3.4b $l_1 = 0.9''$ corresponde al centro del fotomultiplicador.

naria de la partícula que incidió en el centro de dicho espejo, ver figura 2.1, 2.4a y 2.4b. Se tiene que considerar en realidad los casos extremos representados en la figura 2.2 por líneas punteadas tomando en cuenta las dimensiones del espejo, para ello observese las figuras 2.5a, 2.5b y 2.5c.

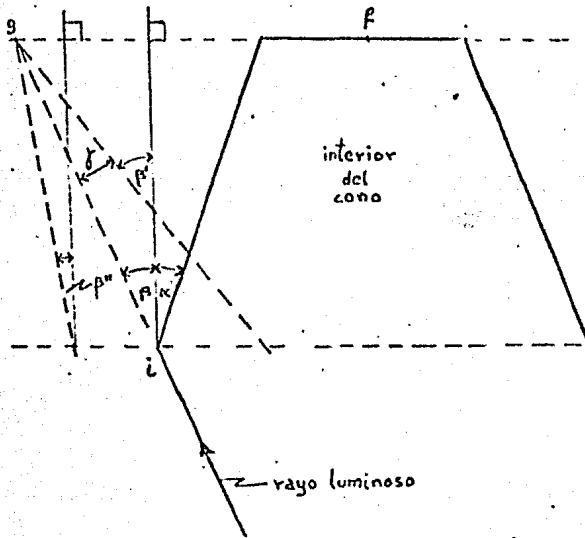


FIGURA 2.5a

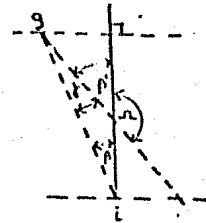


FIGURA 2.5b

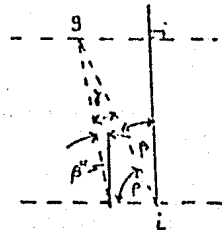


FIGURA 2.5c

De la figura 2.5b se tiene que como β , γ y ω son ángulos internos de un triángulo se cumple que:

$$\beta + \gamma + \omega = \pi, \quad 2.2.3$$

pero como $\omega + \beta' = \pi$, entonces $\omega = \pi - \beta'$, de donde sustituyendo esto último en la ecuación 2.2.3 y despejando β'

se tiene que $\beta' = \beta + \gamma$.

2.2.4

por otro lado de la figura 2.5c se tiene, por el mismo argumento anterior:

$$(\beta'' + \frac{\pi}{2}) + \gamma + \rho = \pi,$$

2.2.5

cumpliéndose además que $\beta + \rho = \frac{\pi}{2}$, i.e. $\rho = \frac{\pi}{2} - \beta$, y sustituyendo en la ecuación 2.2.5, despejando posteriormente a β'' , se llega fácilmente a que $\beta'' = \beta - \gamma$.

2.2.6

Entonces el tratamiento realizado para la partícula incidente en el centro del espejo, se extiende, para las partículas que inciden en los extremos del mismo, fácilmente con el simple hecho de sustituir el valor de β , en las ecuaciones 2.2.2, por β' o por β'' según el caso considerado.

Se escogen los valores de κ y L con los mismos requisitos que se impusieron anteriormente; sólo una incidencia en el cono y en el ángulo de incidencia en la ventana del fotomultiplicador pequeño, agregando la condición de que el valor escogido de L sea el valor máximo entre el valor de L obtenido en función de β' y el obtenido en función de β'' .

Las dimensiones finales del cono se muestran en la figura 2.6.

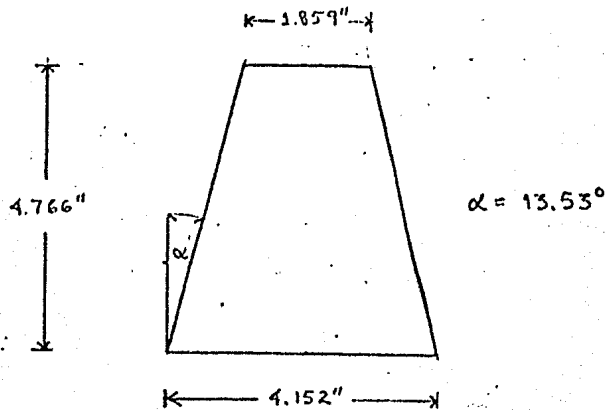


FIGURA 2.6.

REFERENCIAS.

1) Rossi, Bruno.

"Fundamentos de Optica".

Ed. Reverté S.A., 1973.

2) Hecht-Zajac.

"Optica".

Fondo Educativo Interamericano S.A., 1977.

ALUMINIZACION Y PROTECCION DE LAS SUPERFICIES REFLECTORAS

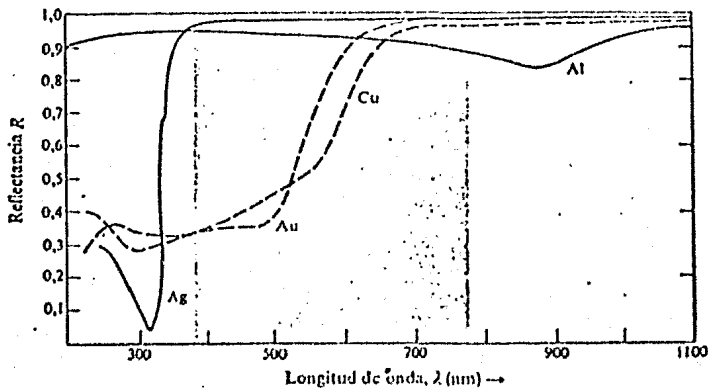
En el capítulo anterior se discutieron las dimensiones geométricas de los conos recolectores de luz. En este capítulo se discuten las propiedades de los materiales usados para la construcción de los conos, así como los factores involucrados en la construcción para obtener espejos con alta reflectancia en la región ultravioleta, dado que es esta región con mayor intensidad de los rayos emitidos por el efecto Cherenkov, como se vió en la sección 1.2.

En la sección 3.2, de este capítulo, se describen las características de un aparato de evaporación que cubra las necesidades que aparecen al trabajar con los factores de los cuales depende la reflectancia de un espejo aluminizado.

3.1 CONDICIONES DE EVAPORACION PARA LA CONSTRUCCION DE PELICULAS DE ALUMINIO Y DE FLUORURO DE MAGNESIO.

Para los conos recolectores, se necesita de un material que posea alta reflectancia en la región ultravioleta. Es sabido que los metales tienen los coeficientes de reflexión más altos, y en particular el aluminio es el

mejor reflector tanto en la región del cercano, así como del lejano ultravioleta^(1,5), ver figura 3.1.



Reflectancia típica para un haz de luz linealmente polarizado incidente.

FIGURA 3.1 (GRAFICA D)

Al escoger el aluminio como el material del cual estarán hechos los conos, el siguiente problema a resolver es la forma en que se trabajará. La solución consiste en la construcción de conos de vidrio con las dimensiones -- requeridas, sobre los que se puede realizar la deposición de aluminio evaporándolo dentro de una cámara de vacío.

De los requisitos que deben cumplir los materiales -- usados para lograr una alta reflectancia en la región ultravioleta, los cuáles se tratarán de manera amplia subsecuentemente, y de las posibilidades técnicas con que se cuenta, se desprenden dificultades, en lo referente a la construcción de películas delgadas, debidas a la geometría del sustrato (material donde se realiza la deposición). Dichas dificultades se hacen patentes al construir

los conos de vidrio (por el método del soplado) antes de realizar la deposición del aluminio evaporado, imposibilitando este último proceso por las razones que mas adelante serán detalladas. Sin embargo, este problema puede ser satisfactoriamente resuelto⁽²⁾ al depositar vidrio evaporado sobre una plantilla de mylar. La película de vidrio formada por este procedimiento, además de poder ser usada como sustrato, para otras evaporaciones, presenta menos dificultades técnicas dado que muestra la importantísima propiedad de flexibilidad, lo que nos permite obtener fácilmente diversos cuerpos geométricos.

La obtención de espejos que reflejen adecuadamente la luz ultravioleta, por medio de la evaporación de aluminio, requiere de mucho cuidado durante su procesamiento dado que la reflectancia de los espejos así obtenidos, depende de muchos factores como se indica a continuación:

- i) Condiciones químicas y físicas en que se halle el sustrato durante la evaporación.
- ii) Pureza del aluminio.
- iii) Presión a la que se encuentra la cámara de vacío durante el proceso.
- iv) Velocidad de deposición del aluminio.
- v) Angulo de incidencia del vapor de aluminio, sobre el sustrato dentro de la cámara de evaporación.
- vi) Espesor de la película de aluminio.

vii) Grosor de la película de óxido formada durante la exposición del aluminio a la intemperie.

Ahora se discute en forma detallada cada uno de estos factores.

i) Condiciones químicas y físicas del sustrato. Es necesario que la estructura de vidrio, que va a ser usada para depositar el aluminio (sustrato), sea lavada inicialmente con acetona y agua químicamente pura. Después se lava nuevamente, pero ahora conalconox⁽³⁾ y agua químicamente pura. Por último, antes de producirse la evaporación deberá ser limpiado el sustrato, ya al vacío, por medio de una descarga incandescente de alto voltaje*, --- usando una corriente cercana a los 90 mA con aproximadamente 5 Kv, durante un período de 1 a 5 minutos.⁽⁴⁾

Por otro lado, la adhesividad de las películas de aluminio, como encontraron Hass y Waylonis,⁽⁴⁾ se incrementa cuando la deposición del aluminio se lleva a cabo sobre un sustrato caliente, pero, existe el inconveniente de que aumentando la temperatura del sustrato, aumenta el tamaño de grano de la película depositada y por consiguiente también la rugosidad de la superficie. Se recomienda que la temperatura del sustrato no exceda los 50 °C, para obtener resultados adecuados.

ii) Pureza del aluminio. G. Hass reportó, en 1955,

* Los datos que aquí manejamos están dados para cámaras de evaporación con diámetro de 18".

que se obtiene una mayor reflectancia y una mayor resistencia a la corrosión en una película de aluminio con --- 99.99% de pureza, que con una del 99.5%.

iii) Presión durante la evaporación. Al aumentar la presión en un orden de magnitud es muy posible, dependiendo de la longitud de onda, que la reflectancia se vea disminuida notablemente. Como ejemplo tenemos que -- para $\lambda = 2\ 200\ \text{Å}$, a una presión de $1-2 \times 10^{-5}\ \text{mm Hg}$ el -- aluminio tiene un porcentaje de reflectancia del 62%. - La velocidad de deposición en este caso era (el grosor de la película d , entre el tiempo de deposición t) $v = d/180\ \text{seg}$, d en el rango de 600 a $700\ \text{Å}$, mientras que a una presión de $1-2 \times 10^{-4}\ \text{mm Hg}$ dicho porcentaje ha disminuido hasta un valor del 41%.⁽⁴⁾ Este efecto es más -- pronunciado para longitudes de onda mas cortas y puede ser grandemente compensado si al aumentar la presión se aumenta la velocidad de evaporación, como lo mostraron Hass y Waylonis.⁽⁴⁾

iv) Velocidad de deposición del aluminio. Los resultados obtenidos por G. Hass y J. E. Waylonis,⁽⁴⁾ en 1961, llevan a la conclusión de que para longitudes de onda por debajo de los $3000\ \text{Å}$ (a $1-2 \times 10^{-5}\ \text{mm Hg}$), las diferencias causadas sobre el porcentaje de reflectancia, debidas a diferentes velocidades de evaporación -- son muy notorias. Por ejemplo, para una longitud de onda de $2200\ \text{Å}$ a una presión de $1-2 \times 10^{-5}\ \text{mm Hg}$ y con una

velocidad de evaporación de $d/180$ seg, (d de 600 a 700 \AA), el porcentaje de reflectancia es del 61% en tanto --- que, para una velocidad de $d/120$ seg es del 75% y al aumentar la velocidad hasta $d/7$ seg se alcanza un 92%, con lo que tenemos una máxima diferencia igual a 31%. Dicha diferencia aumenta al disminuir más la longitud de onda.

v) Angulo de incidencia del vapor de aluminio, sobre el sustrato dentro de la cámara de evaporación. Entre más grande sea este ángulo, aumenta la facilidad con la que se provocan rugosidades en la superficie de la película, provocando con ello que las superficies obtenidas reflejen difusamente,⁽⁶⁾ con lo que dada una dirección, la intensidad del haz de luz reflejado es altamente disminuida. Este efecto es más marcado, entre menor sea la longitud de onda del haz incidente, mayor sea el espesor de la película y, ó aumente la presión.

vi) Espesor de la película de aluminio. Al realizar la construcción de algún espejo por medio de la aluminización es necesario determinar el grosor de la película deseada, de tal manera que la transmitancia, en las longitudes de onda que interesen, sea minimizada adecuadamente.

Un espesor adecuado a las necesidades experimentales se halla a partir de los 700 \AA hacia espesores más grandes (para incidencia normal del vapor de aluminio), según Berning, Mass y Madden,⁽⁷⁾ con lo que se elimina la transmitancia de la radiación con longitud de onda mayor que -

los 1200 Å. Sin embargo, si el espesor de la película es aumentado demasiado, se corre el riesgo de provocar rugosidades.

vii) Grosor de la película de óxido. El porcentaje de reflectancia del aluminio, para la radiación con longitud de onda menor que 1700 Å, se ve fuertemente disminuido si la película de aluminio se expone al aire. En tanto que para longitudes mayores a 1700 Å, el porcentaje de reflectancia se halla disminuido en menos de un 14% del valor en el vacío, al ser expuesta la película a oxidación durante un mes.⁽⁷⁾ Además la producción de óxido, sobre la superficie de aluminio, se ve favorecida cuando dicha película ha sido expuesta a radiación con luz ultravioleta.^(8,9)

La oxidación de las películas de aluminio puede ser evitada por medio de recubrimientos con películas de protección. Sin embargo, hay pocos materiales transparentes utilizables como películas de protección en la región del ultravioleta del vacío y sus índices de refracción cubren una pequeña gama de valores. Un incremento en la reflectancia puede ser obtenida, en la región del ultravioleta del vacío, recubriendo el aluminio con una película transparente. Este efecto es posible gracias al hecho de que el aluminio tiene en el extremo ultravioleta, un índice de reflexión (n) menor que la unidad y un coeficiente de

absorción (k) muy bajo (a 1200 \AA $n = 0.2$ y $k = 0.85$). Si un material con estas características ópticas es recubierto con una película no absorbente, su reflectancia se ve fuertemente incrementada sobre una amplia región espectral.⁽⁷⁾

Berning, Hass y Madden encontraron⁽⁷⁾ que por debajo de los 1200 \AA , las películas de fluoruro de magnesio (MgF_2) no son absorbentes y tienen un coeficiente de refracción entre 1.6 y 1.7 (mayor que la del aluminio), en los 1216 \AA , por lo que son bastante adecuadas para usarse como películas de protección.

El aluminio posee propiedades ópticas muy especiales debidas a sus particulares valores de sus constantes ópticas. Esta es la razón por la que el aluminio recubierto con MgF_2 , produzca un bajo valor de cambio de fase de la radiación incidente en la interfase aluminio-dieléctrico, y por ende exista una amplia región espectral de intensificación del rayo reflejado.

Se puede mejorar, mas aún, el coeficiente de reflexión del aluminio usando una doble capa protectora. Cada capa debe tener un espesor $d = \lambda/4$ y el índice de refracción de la segunda película depositada debe ser mayor al de la primera, sin embargo la mejora no excede en un 2% mas al porcentaje de reflexión que se tiene con una sola película.

3.2 DISCUSION SOBRE LAS NECESIDADES QUE DEBE CUBRIR UN -- SISTEMA DE EVAPORACION PARA RENDIR MAXIMA EFICIENCIA EN -- LA OBTENCION DE ESPEJOS REFLECTORES EN EL ULTRAVIOLETA.

En el I.F.U.N.A.M., se cuenta con una cámara de alto vacío, de forma cilíndrica, con un diámetro de 1.10 m y una longitud de 2 m. En esta cámara se pueden lograr vacíos hasta del orden de 10^{-5} mm Hg y sus dimensiones son muy apropiadas para realizar recubrimientos con películas delgadas de espesor homogéneo, dado que las dimensiones del sustrato, usado en este caso, son mucho menores que la distancia a la fuente de evaporación.

Entre los dispositivos que se necesitan implimentar a esta cámara, se encuentran los sistemas de medición del espesor de las películas y la velocidad de deposición, -- así como también construir las estructuras apropiadas para la fijación de sustratos según requerimientos de cada caso.

Por otro lado el Instituto Nacional de Astrofísica -- Electrónica y Óptica, cuenta con una cámara de evapora---ción, en Tonantzintla, Puebla, en la que también se pueden lograr presiones en el orden de 10^{-5} mm Hg, además de que se cuenta con el sistema óptico de medición de espesores de películas por medio del monitoreo óptico, utilizando ya sea la medición del porcentaje de transmitancia o la correspondiente al porcentaje de reflectancia de un sustrato monitor de vidrio.

El problema que se presenta con ésta cámara es su reducido tamaño, dado que la campana tiene un diámetro ---- aproximado de 50 cm y una altura de la misma magnitud. -- Los dispositivos pueden quedar obstruidos dependiendo de la forma y dimensiones del sustrato.

Hemos mencionado tan solo estos dos sistemas ya que son representativos de los existentes en otras institu-- ciones. Una combinación de ambos sistemas sería lo ideal si se quisiese realizar aluminizaciones a gran escala. Si además se equipase al sistema de evaporación con un mecanismo diseñado para medir reflectancia, a distintos ángulos de incidencia del haz de luz proveniente de la fuente utilizada para monitoreo, y con varios electrodos, para - evaporaciones sucesivas, podemos controlar eficientemente todas las variables involucradas en la aluminización y -- protección de espejos utilizables en un amplio rango de - la región de luz ultravioleta, sin la necesidad de ex---- traer el sustrato de la cámara de vacío.

Dado que es de interés realizar mediciones de la reflectancia para longitudes de onda en la región ultravioleta, para ello se puede usar como fuente de luz una lámpara de mercurio calentado.⁽¹⁰⁾

Es imposible aquí, por las razones expuestas, aluminizar y depositar la película de protección cuidando de - todos los factores involucrados y realizar esto a gran es- cala, de aquí que mientras no existan los medios se han -

de enviar a realizar este tipo de trabajos al extranjero donde se cuente con el suficiente desarrollo tecnológico en esta área.

REFERENCIAS.

- 1) G. Hass, J. Opt. Soc. Am. 46, 1009(1956).
- 2) David Christian, Physics Dept., Fermilab, comunicación privada.
- 3) Made by Alconox, Inc. N.Y., N.Y. 10003 U.S.A., existen otros detergentes que pueden ser usados como son el DECON ó el EXTRAN, este último tiene la propiedad de desprender una pequeña película de material.
- 4) G. Hass and J. E. Waylonis, J. Opt. Soc. Am., 43, 376(1953).
- 5) G. Hass, J. Opt. Soc. Am., 45, 945(1955).
- 6) L. Holland, J. Opt. Soc. Am., 43, 376(1953).
- 7) P. H. Berning, G. Hass and R. P. Maden, J. Opt. Soc. Am., 50, 586(1960).
- 8) W. Walkenhorst, Z. Techn. Physik 22, 14(1941).
- 9) N. Cabrera, J. Terrien and J. Haman, Comp. Rend. 224, 1558(1917).
N. Cabrera, Phil. Mag. 40, 175(1949).
- 10) "Quartz Mercury Burner", por ejemplo puede usarse la lámpara: "Hanovia Analytical Model, Quartz Lamp, Type: 7420, 435 W.

- 11) Bowmeister and G. Pincus. "Optical interference Coatings." Sci. Amer. 223, 59(1970).
- 12) J. A. R. Samson.
"Techniques of vacuum ultraviolet spectroscopy."
Wiley, 1967.
- 13) J. Strong. The Astrophysical Journal 83, 401(1936).
- 14) J. Strong.
"Procedures in experimental physics."
Prentice Hall, 1952.

INCREMENTO EN LA EFICIENCIA DE LA DETECCION

En los capítulos 2 y 3 se presentaron los aspectos relacionados con el sistema colector en si. En el presente capítulo se aborda el problema de la detección de luz por medio de fotomultiplicadores.

Se vió en el capítulo 1 que el espectro de radiación producido por el efecto Cherenkov se extiende a todo lo largo del rango de longitudes de onda. Además se expusieron las razones por las cuales es muy adecuado realizar mediciones de la intensidad de la radiación dentro del intervalo desde los 100 hasta los 400 nm en la longitud de onda. El hacer esto introduce nuevos problemas técnicos que se tratan en la siguiente sección.

4.1 SELECCION DEL FOTOMULTIPLICADOR USADO EN EL CONTADOR CHERENKOV.

Se ha mencionado anteriormente que la medición de la intensidad de la luz Cherenkov se realiza por medio de fotomultiplicadores, los cuales son dispositivos electrónicos, que por medio del aprovechamiento del efecto fotoeléctrico y la emisión secundaria, al ser accionados por radiación luminosa producen una corriente proporcional a la in-

tensidad de la radiación incidente.

Existen en el mercado diversos tipos de fotomultiplicadores; se presentan ahora las características requeridas para realizar una elección adecuada acerca del fotomultiplicador utilizado en el contador Cherenkov.

Las características que deben tomarse en cuenta al escoger el fotomultiplicador son:

1) La ganancia o factor de multiplicación del fotomultiplicador. Esta depende del número de etapas (dinodos) por las cuales se obtiene emisión secundaria. Entre mayor es el número de dinodos la ganancia será mayor, con lo cual aumentará también la corriente de salida. Esta corriente es limitada debido a que se evita sobrecalentar las etapas finales del fotomultiplicador, para no causar una elevación de temperatura que provoque detrimento en la emisión de los dinodos por la aparición de emisión termiónica que aumentaría el ruido en la señal obtenida.

2) Corriente producida en la oscuridad. Esta corriente aparece en el fotomultiplicador cuando se halla sometido a una diferencia de potencial y el fotocátodo no es excitado. La corriente producida es debida a emisión termoiónica, al efecto de campo eléctrico al desalojar un electrón del cátodo e incorporarlo al primer dinodo, a las imperfecciones de las propiedades aislantes de la envoltura de vidrio o a los efectos de regeneración que ocurren en los dinodos con mas alto poten-

cial.

Como esta corriente afecta la medición de intensidad de radiación incidente en el fotocátodo, deberá ser de una magnitud pequeña.

3) Tiempo de respuesta. Deberá ser lo más pequeño posible, en el caso de que se requiera detectar muchos pulsos durante periodos pequeños de tiempo, como es el presente caso.

4) La sensibilidad y rango de trabajo del fotocátodo. En parte estas son las características más importantes que en este caso deben ser consideradas. Para este caso se necesita que el intervalo de trabajo del fotomultiplicador sea amplio, de tal forma que abarque la zona ultravioleta dentro de los 100 a los 400 nm, y además se requiere que el fotocátodo sea muy sensible, i.e., posea alta eficiencia cuántica.

Es precisamente en este último punto que se presenta el problema de que los intervalos de trabajo de los fotomultiplicadores comerciales, en general, no cubren longitudes de onda sino a partir de los 160 nm aproximadamente hacia longitudes de onda mayores.

Normalmente la respuesta en longitudes de onda corta, de los fotomultiplicadores no está en función de la sensibilidad de los fotocátodos en sí, sino más bien, de las características ópticas de la ventana que atraviesa la luz antes de llegar al fotocátodo. El vidrio normal

con el cual estan construidas las ventanas de los fotomultiplicadores absorbe radiación con longitud de onda en la región por debajo de los 350 nm.⁽¹⁾

Para aplicaciones en el cercano ultravioleta, existen fotomultiplicadores con ventanas de silica fundida o de cuarzo, que extienden la sensibilidad del fotomultiplicador hasta cerca de los 160 nm, pero existe el inconveniente de ser muy caros y resulta incosteable construir un contador con muchos de ellos.

Finalmente se seleccionó un fotomultiplicador con fotocátodo de K_2CsSb dado que es este el que presenta mas eficiencia en el azul, trabaja en un amplio intervalo de longitudes de onda (aproximadamente el ancho es de 400 nm), y además la emisión termoiónica de estos fotocátodos tiende a ser significativamente baja, conduciendo a niveles de ruido pequeñas. Sin embargo, la sensibilidad de los fotomultiplicadores con este tipo de fotocátodos es nula por debajo de los 250 nm. Es necesario entonces implementar una ventana especial que extienda el intervalo a longitudes de onda mas pequeñas.

Tradicionalmente el problema ha sido resuelto depositando películas orgánicas delgadas ⁽³⁾ sobre la ventana del fotomultiplicador. Un inconveniente serio de este método es que la película queda adherida a la ventana del fotomultiplicador no pudiendo ser removida fácilmente.

Recientemente en el I.F.U.N.A.M., se ha investigado

sobre las propiedades fluorescentes de cristales dopados con impurezas de tierras raras, que pueden absorber en el ultravioleta y emitir en el visible.⁽⁴⁾ Es necesario investigar sobre los tiempos de respuesta en el fenómeno de luminiscencia que se presenta en dichos cristales, de --- ello depende que puedan ser usados como ventanas del foto multiplicador, con la ventaja de poder ser cambiadas fácilmente y que su costo puede resultar relativamente bajo.

REFERENCIAS.

- 1) RCA Photomultiplier manual. 1974.
- 2) Cordon R . Kerns.
"Fotomultipliers tubes."
Academic Lectures Series,
Fermilab, Batavia, Illinois, Mayo 18, 1977.
- 3) E. L. Garwin, Y. Tomkiewickz and D. Trines.
Nucl. Inst. and Methods 107, 365-370(1973).
- 4) Por ejemplo vease:
 - a) J. Hernández, W. K. Cory and J. Rubio.
"Optical investigations of divalent europium in the alkali chlorides and bromides."
J. Chem. Physics 72(1), 1 Jan 1980.
 - b) F. J. López, H. Murrieta S., J. Hernández A.
"Optical absorption and luminiscence investigations of the precipitated phases of Eu^{2+} in NaCl and KCl single crystals."

Physical Review B, 22, 6428(1980).

- c) J. Rubio O., H. Murrieta S. and J. Hernández A.
"Adendum to 'Optical absorption and luminiscence
investigations ...' "
Phy. Review B, 24, 4887(1981).

RESUMEN DE CONCLUSIONES

A continuación se presenta un resumen de los factores que deben tomarse en cuenta al diseñar y construir el sistema recolector de luz para un contador Cherenkov. Finalizando el capítulo con las características del sistema óptico perteneciente al contador Cherenkov utilizado en este caso.

RESUMEN.

1. La máxima intensidad de la energía emitida en el efecto Cherenkov se halla en la región ultravioleta.
2. Los criterios más importantes que se toman en cuenta -- para la selección de un radiador Cherenkov son:
 - a) El índice de refracción debe ser adecuado para separar los momentos umbrales de las partículas con las que se trabaje.
 - b) El coeficiente de absorción de radiación luminosa debe ser mínimo en la región espectral analizada.

Por ejemplo entre los posibles gases que se pueden usar como radiadores Cherenkov, para distinguir partículas con momentos entre 0 y 50 GeV, se hallan: el freón 14,

el freón 22, el isobutano y el metano.

3. Se pueden construir sistemas colectores de luz usando espejos flexibles, logrados con vidrio evaporado y depositado en plástico. Esta técnica ha sido desarrollada en los Estados Unidos y en este momento se intenta introducirla en el I.F.U.N.A.M.
4. Para lograr una reflectancia adecuada en la región ultravioleta se pueden usar espejos aluminizados por evaporación, cuidando de los factores que se listan en la página 37. Dichos espejos deben ser protegidos con una película de MgF_2 , que además incrementa la reflectancia del aluminio.
5. Para incrementar el intervalo de funcionamiento, en el espectro de radiación Cherenkov, de los fotomultiplicadores es posible usar películas de material orgánico ---- (corredores de longitud de onda), o en su lugar usar ventanas construidas con cristales dopados con tierras raras.

Para el contador Cherenkov se ha decidido utilizar como radiador al freón 14, a una atmósfera de presión. El sistema recolector consta de estructuras de aluminio dentro de las cuales se introducen espejos flexibles, obteniéndose de esta forma conos rectos truncados reflectores.

Los fotomultiplicadores tendrán recubierta la ventana con material orgánico, el recubrimiento será llevado a cabo por una compañía americana.