

(1-56)

20 Feb 76 - 9 hrs

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

DISTRIBUCIONES ANGULARES Y SECCIONES
TOTALES PARA LA FORMACION DE D^-
A PARTIR DE LA INTERACCION DE D_2^+ CON Cs

T E S I S

Que para obtener el grado de
DOCTOR EN CIENCIAS (FISICA)

p r e s e n t a

MARIA DEL CARMEN CISNERO GUDIÑO

1 9 7 6



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.

C O N T E N I D O

- I.- Introducción
 - A) Significado Práctico
 - B) Significado Teórico

- II.- Aparatos y Medidas
 - A) Descripción General
 - B) Celda de Cesio
 - C) Sistema de Detección
 - D) Procedimiento
 - E) Errores

- III.- Resultados Experimentales

- IV.- Teoría
 - A) Probabilidad de captura electrónica
 - B) Teoría de las Distribuciones Angulares

- V.- Resultados y Discusión

- VI.- Conclusiones

I.- INTRODUCCION

A. SIGNIFICADO PRACTICO.

La formación de haces² de iones negativos ha sido por mucho tiempo de gran interés en aceleradores electrostáticos tipo tandem. Sin embargo últimamente el interés se ha extendido a otros campos tales como las fabricas de mesones, la implantación de iones de alta energía, estudios de superficies, simulación de daño por neutrones en materiales de reactores y el calentamiento de plasmas en reactores de fusión. Un método propuesto recientemente para calentar un plasma toroidal magnéticamente confinado,¹ a temperaturas mayores que las que se obtienen por calentamiento ohmico es inyectar átomos de deuterio de 150-1000 keV. Esos átomos son ionizados y transfieren energía al plasma Maxwelliano, de baja energía, a través de colisiones Coulombianas, calentando de esta manera al plasma. Las secciones para la formación de D^0 en el rango de energía necesaria para el calentamiento del plasma son muy pequeñas tanto por captura electrónica como por colisiones disociativas. Con objeto de obtener suficiente cantidad de átomos de deuterio se ha sugerido obtener iones D^- a baja energía, acelerarlos a 150-1000 keV y pasar los iones negativos a través de una celda de gas para despojar a los iones de su electrón extra. La eficiencia para la conversión de D^- en D^0 en dicha celda es 70 a 80%.

Existen dos metodos para la producción de haces de D^- :

- (1) Extracción directa de una fuente de iones.
- (2) El paso de D^0 , D^+ , D_2^+ o D_3^+ a energías de 1 a 5 keV a través de celdas de vapores alcalinos que tienen una alta eficiencia para la formación de D^- . Hasta hace poco

la cantidad de iones D^- resultantes, usando este método han sido muy modestas.² Las secciones para la producción de D^- por captura electrónica han sido medidas por varios investigadores.³⁻⁶ Los iones formados de esta manera deben ser acelerados a energías mayores antes de llegar a la celda de neutralización. Luego parece que la forma más atractiva de obtener haces intensos de D^- es a través de colisiones de captura electrónica de iones de deuterio con vapores de Cs.

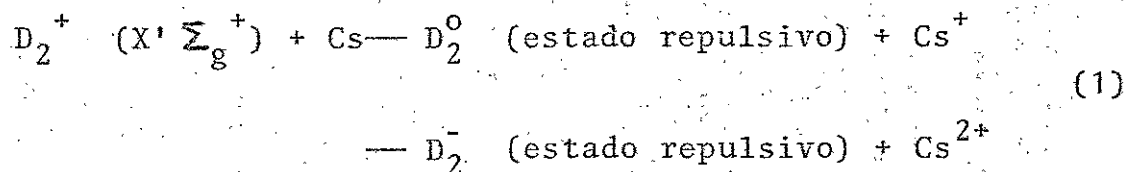
Si D^- debe ser acelerado eficientemente es necesario conocer la distribución angular de tales iones que emergen de la celda de vapor, con objeto de optimizar la geometría de dicha celda así como la óptica del haz.

Por las razones expuestas anteriormente las secciones para la producción de haces de iones negativos presentan un gran interés tanto práctico como académico.

B. SIGNIFICADO TEORICO

En este trabajo se presenta la medida de las secciones diferenciales y totales para la producción de iones negativos y átomos neutros que resultan de simple y doble captura electrónica a estados disociativos por átomos hidrogénicos en vapores de Cs. Ya que este estudio fue motivado por el interés en la producción de D^- para su uso en calentamiento de plasmas por inyección,^{7,8} los datos experimentales que se reportan son para D_2^+ , incidente en Cs. Sin embargo la descripción teórica indica que a las mismas velocidades incidentes no debe haber diferencia, entre H_2^+ y D_2^+ ni electrónica ni cinematográficamente. Esos dos son intercambiables, pero la teoría predice una diferencia en las distribuciones angulares que resultarían de HD^+ en Cs.

Específicamente, las secciones experimentales reportadas son para colisiones simples del tipo:



en el rango de energías de 1 a 5 keV. Los estados repulsivos involucrados, se espera, que sean el estado $b^3 \Sigma_u^+$ para D_2^0 y el $(b + e^-)^2 \Sigma_g^+$ para D_2^- (estos son los estados repulsivos de menor energía)⁹; los resultados experimentales son consistentes con dichas asignaciones.

La captura electrónica puede llevarse a cabo a separaciones relativamente grandes donde las fuerzas de dispersión entre los dos sistemas que coliden son débiles.

Por tanto el centro de masa del ion molecular incidente sufre una deflexión despreciable. Sin embargo si la captura electrónica tiene lugar a un estado repulsivo del sistema molecular los fragmentos de disociación se encontrarán a ángulos substanciales, (típicamente a algunos grados) de la dirección del haz incidente debido a la componente transversal de la velocidad proveniente del proceso de disociación.

Dicha velocidad es fuertemente dependiente de la separación internuclear en el ion molecular al tiempo de la captura electrónica. Luego la distribución angular de los fragmentos

de disociación pueden proporcionar una valiosa información de la dependencia de la sección de captura electrónica σ_c , respecto a la separación internuclear del ion molecular en el momento de la captura electrónica. Ya que sólo la componente transversa de la velocidad de disociación afecta las distribuciones angulares, se puede obtener también información sobre la dependencia de la sección de captura electrónica respecto a la orientación del ion molecular en el momento de la captura electrónica.

El aparato y las técnicas experimentales se describen en el capítulo II, los datos experimentales se presentan en el capítulo III. El capítulo IV da la teoría de la distribución angular de los fragmentos de disociación lo que proporciona una considerable cantidad de información concerniente a la sección de captura electrónica a estados disociativos. Dicha sección puede ser obtenida a partir de la distribución angular de los productos de disociación.

II.- EQUIPO Y MEDIDA

A) DESCRIPCION GENERAL

El aparato mostrado en la figura 1 es esencialmente el mismo utilizado en el estudio de las distribuciones angulares de D^- proveniente de D^0 y D^+ en vapores de Cs.⁷ Consiste básicamente en cuatro partes: fuente de iones, celda de neutralización, cámara de dispersión y cámara de detección.

Los iones se obtuvieron de una fuente de iones tipo Von - Ardene, se aceleraron a la energía deseada, enfocáronse y analizaronse magnéticamente, después de colimarse se hicieron entrar en la celda de colisión la cual estaba llena con C_s a suficientemente baja presión para asegurar colisión simple, ahí se disociaba el ion D_2^+ y se obtenían el D^- y D^0 deseados.

El sistema de detección rota alrededor del eje de la celda de Cs, dicho sistema es capaz de rotar $\pm 45^\circ$ de la dirección del haz incidente sin embargo la geometría de la celda sólo permite la detección de los fragmentos de disociación producidos hasta $\pm 7^\circ$ respecto a la dirección del haz incidente.

Entre la celda de Cs y el sistema de detección se encuentra una caja de Faraday retráctil con objeto de medir la corriente total del haz incidente. El sistema de detección está for-

mado por un analizador electrostático parabólico con dos detectores de dínodo continuo tipo chaneltron de embudo. Las trayectorias y abertura fueron escogidas de tal manera que la resolución angular del sistema fuera de 0.1° .

B. CELDA DE CESIO

La celda de Cs fue hecha de un block de acero inoxidable de 3.9 cm de ancho y 2.8 cm de largo. Montado por una conexión tipo tornillo a la celda de Cs estaba el depósito de Cs de 2.5 cm de largo por 2.5 cm de ancho, hecho también de acero inoxidable. La celda de Cs tiene una abertura de entrada circular de 1 mm de diámetro con bordes tipo filo de cuchillo con objeto de minimizar la dispersión por aberturas, la abertura de salida fué hecha en la misma forma que la de entrada pero sus dimensiones fueron 2 x 6 mm. La celda fue calentada por cuatro resistencias de tantalio enrolladas en barras de cuarzo y puestas en cuatro cavidades a lo largo del block de acero inoxidable. Con la conexión tipo tornillo la temperatura en la cámara de colisión fue siempre un poco mayor que la del depósito de Cs, de tal manera que la densidad de vapores de Cs fue determinada a partir de la temperatura del depósito.

La temperatura fue medida por medio de dos termopares de chromel-alumel, colocados uno en la celda y el otro en el de-

pósito de Cs. Los termopares fueron calibrados a 100 y a 0°C. La medida de la temperatura fue hecha con una exactitud de menos de 0.5°C. Los datos fueron tomados para temperaturas en el depósito de 75 a 150°C. La densidad del vapor de Cs fue calculada a partir de los datos disponibles sobre presiones de vapor ¹⁰⁻¹². Dichos datos fueron graficados y se les ajustó la mejor curva, figura 2, usándose esos valores para relacionar la temperatura con la densidad del vapor.

Sujetas a los lados de la celda de colisión estaban dos placas de cobre enfriadas por agua que reducían rápidamente la temperatura de la celda cuando se hacía correr agua a través de ellos. Con objeto de prevenir al sistema de vacío y detección de la contaminación por Cs la celda y el horno fueron puestos dentro de un cilindro enfriado por agua de 12 cm de diámetro. El sistema completo fue bombeado por una bomba de difusión enfriada por nitrógeno líquido. Para presiones de vapor de Cs de 10^{-3} Torr la presión en los alrededores de la celda fue menor que 5×10^{-7} Torr.

C. SISTEMA DE DETECCION

El sistema de detección está descrito ampliamente en 13,14 e incluye una caja de Faraday- detector de emisión secundaria. La cual puede medir tanto el flujo de D_2^+ como D^+ o D^0 , el flujo de D^0 es medido determinando primero el coeficiente de emisión secundaria para D^+ en el blanco de cobre y luego

suponiendo que el coeficiente de emisión secundaria fue el mismo para D^+ y D^0 en este rango de energías ¹⁵. El coeficiente de emisión secundaria fue medido frecuentemente y cuando se observaron cambios mayores del 10% en los valores promedio el detector fue limpiado completamente.

El analizador parabólico de 45° ha sido descrito por Harrower ¹⁶. Se hizo un corte en la placa posterior del analizador de tal manera que el haz neutro entrara por una abertura de 1mm de diámetro y fuera monitoreado. Tanto la componente neutra como la componente cargada fueron contadas por un detector tipo channeltron. Ya que el haz total fue medido por un detector de emisión secundaria se tomaron cuidadosas precauciones en convertir los iones D^- contados a flujo de corriente. Así mismo la eficiencia del channeltron para detectar D^- fue calibrada comparando un haz de D^- de intensidad conocida con el conteo del channeltron ¹⁷. La figura 3 muestra la eficiencia del channeltron como función de la energía para D^- y D^+ cuando el frente del detector está a tierra y el colector se mantiene a -3keV . Además el frente del multiplicador fue cubierto con una rejilla de transmisión 94% para asegurar una respuesta uniforme sobre toda la abertura del multiplicador. Los datos que se presentan han sido corregidos por este factor de transmisión.

D. PROCEDIMIENTO

La cantidad medida designada por $d\sigma_f/d\omega$ (donde f repre-

senta cualquier fragmento D^- , D^+ , o $D^0 + D_2^0$) está definida por

$$\frac{d\sigma_f}{d\omega} = \frac{I_f(\theta, \phi)}{I_0 n \ell} \quad (2)$$

donde $I_f(\theta, \phi)$ es el número de fragmentos del tipo f (i.e., D^+ , D^- , o $D^0 + D_2^0$) por unidad de ángulo sólido y por segundo detectados en la dirección θ, ϕ respecto a la dirección del haz incidente, I_0 es el número de iones D_2^+ incidente por unidad de área y por segundo n es el número de átomos de Cs por unidad de volumen y ℓ es la longitud efectiva de la cámara de dispersión. Aunque $d\sigma_f/d\omega$ formalmente parece una sección diferencial y se mide como tal no es estrictamente una sección diferencial de dispersión. Los fragmentos detectados a un ángulo θ dado no han sido dispersados. El centro de masa del ion molecular incidente es deflected solamente por una pequeña fracción de grado en colisiones de captura electrónica. El gran ángulo al cual los fragmentos son detectados es debido a la componente transversa de la velocidad que adquieren en el proceso de disociación. La cantidad definida por el lado derecho de (2) será denotada de todas maneras como $d\sigma_f/d\omega$ debido a la terminología en uso lo cual sin embargo puede dar lugar a confusiones notacionales posteriores.

La sección total para la producción de fragmentos del tipo f se obtiene por integración de $d\sigma_f/d\omega$ sobre todos los ángulos sólidos,

$$\sigma_f = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma_f}{d\omega} \sin\theta \, d\theta, \quad (3)$$

y esta es una sección total en el sentido estricto.

Se llevaron a cabo diferentes medidas a diferentes presiones de vapor bajas y se determinó $d\sigma_f/d\omega$ para cada una de ellas, a partir de la ecuación (2). Los resultados fueron comparados con objeto de estimar la reproducibilidad de los resultados experimentales así como para determinar la región de colisión simple, la figura 4 muestra los resultados para una energía dada y tres conjuntos de datos completamente diferentes (se cambiaron tanto l_0 como n). Se observa que los resultados experimentales se encuentran dentro del error experimental del 27%, debido a errores sistemáticos que se describen a continuación.

E. ERRORES

Existen varias fuentes de error. Se han considerado las siguientes como posibles causas de error sistemático: (1) la longitud efectiva de la celda de interacción, (2) la determinación de la densidad (3) la medida del haz total (4) los límites de integración (5) la dispersión en energía del haz dispersado (6) la calibración de los detectores. Debido al flujo de Cs por

Las aberturas de la celda de interacción de trayectoria geométrica del haz dentro de dicha celda debe ser aumentada. Esta longitud se ha corregido tradicionalmente por la suma del diámetro de la abertura de entrada y un diámetro efectivo de la abertura de salida, el cual es definido como el diámetro de un círculo cuya área es igual al área de la abertura. Con esta corrección la longitud efectiva fue de 3.03 cm, lo cual significa un 19% de corrección en la longitud. Con esta corrección el error en la longitud de la celda se estima que no es mayor del $\pm 4\%$. La mayor fuente de error en las presentes medidas proviene de la determinación de la densidad del Cs la cuantificación de dicho error es muy difícil probablemente la mejor estimación puede provenir de la dispersión de los datos presentados en la figura 2. A 105°C la dispersión en los datos de presión de vapor es de $\pm 23\%$. La incertidumbre en la temperatura aumentó un $\pm 2\%$ a dicho error dando una incertidumbre total de $\pm 25\%$. Al determinar la intensidad de D_2^+ incidente se hizo la suposición de que el coeficiente de emisión secundaria de D^+ y D^0 era el mismo a la misma energía medidas previas ¹¹ indican que el coeficiente de emisión secundaria para H^0 es mayor que para H^+ para energías mayores de 20 keV. Extrapolando esos datos a las energías a las que se han realizado estos experimentos indican que se ha subestimado el flujo de D^0 por un 5%. Al integrar la sección diferencial, ecuación 3, se ha tomado como límite superior

el ángulo máximo que permite la geometría utilizada y no π , sin embargo la contribución de ángulos mayores es muy pequeña y por tanto no se ha hecho ninguna corrección por este hecho.

Las secciones pudieron ser subestimadas si la ventana de energía del detector era menor que la dispersión en energías del haz. Sin embargo se hicieron varias pruebas que mostraron que todas las partículas estaban siendo medidas por el detector. La calibración del detector está probablemente dentro de un 3% de ^{error}. Por tanto el error total se ha estimado como del 26%.

III. RESULTADOS EXPERIMENTALES

Los datos fueron tomados para D^- producido en colisiones simples de D_2^+ a 1, 2, 3, 4 y 5 keV en Cs. El D^- detectado en cada uno de los casos fue de la mitad de la energía del ion molecular incidente. Las diferencias de energía debidas a las energías de disociación no son observables dada la resolución del analizador. La figura 5 muestra las "secciones diferenciales" absolutas que se obtuvieron a cada una de las energías estudiadas. A 2 keV de energía del ion molecular incidente se midieron también las distribuciones angulares de D^+ y $D^0 + D_2^0$ además de la de D^- . Los resultados se muestran en la figura 6. En el caso de la componente neutra no fué posible separar D^0 de D_2^0 dadas las características del analizador. Sin embargo se espera que la componente D_2^0 sólo contribuya a la distribución angular a ángulos pequeños (1°) dado que dicha componente proviene sólo de la dispersión propiamente dicha. Se ha mostrado que en las colisiones de captura electrónica ⁷ la dispersión es menor de un grado.

La figura 7 muestra los ángulos dentro de los cuales el 50% y el 90% de las partículas, D^- , son dispersadas como función de la energía. Dichas cantidades son de gran utilidad en el diseño de dispositivos para producir haces de iones negativos ya que proporcionan un criterio para la dispo

sición geométrica de las celdas de colisión.

Los resultados mostrados en la figura 7 se determinan a partir de las curvas $I(\theta)$ sen θ vs. θ . Un ejemplo de la forma que dichas curvas adoptan se muestra en la figura 8 para una energía incidente de 2keV.

Las secciones totales para la formación de D^- a partir de D_2^+ , se obtuvieron integrando las secciones diferenciales usando la ecuación (3). La figura 9 muestra los valores de dichas secciones junto con lo que se obtuvieron para D^- producido a partir de D^+ y D^0 a la misma energía por deuterón. La sección para la formación de $D^0 + D_2^0$ a 2 keV fue $9.8 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$.

IV. T E O R I A

A) PROBABILIDAD DE CAPTURA ELECTRONICA

Antes de que cualquier proceso de transferencia de carga pueda ser considerado seriamente en colisiones a baja energía un cruzamiento o un cruzamiento cercano de los niveles de los estados moleculares involucrados debe ser demostrado. En el presente caso existen estados moleculares del ion molecular triatómico $(Cs H_2)^+$, en conexión con esto, en vez de H podemos tener cualquier isótopo, hidrógeno o deuterio ya que ambos son electrónicamente indistinguibles. Los estados del ion molecular triatómico que consideraremos se separan adiabáticamente en: (a) $Cs^0 + H_2^+$ (el estado inicial); (b) $Cs^+ + H_2$ y (c) $Cs^{2+} + H_2^-$. Debido a que H^0 y H^- se han medido en el experimento se considerarán los estados repulsivos H_2 y H_2^- para los niveles $Cs^+ + H_2$ y $Cs^{2+} + H_2^-$. La figura 10 muestra un conjunto de niveles aproximado en donde se incluyen dichos estados. Nótese que a causa de que el ion molecular es triatómico se tiene una superficie de energía la cual es función de tres variables: r , la separación entre Cs- H_2 ; R la separación entre los dos protones de H_2 y el ángulo de orientación α , ilustrado en la figura 11. La dependencia de la energía con α es pequeña comparada con los otros dos variables, particularmente para r grande, y por tan

to será despreciada.

Tomando la energía del sistema completamente disociado $\text{Cs}^0 + \text{H}^0 + \text{H}^+$ (i.e., $R = r = \infty$) como el cero de energía la energía para diferentes estados se ha graficado y se muestra en la figura 10, como función de r , para diferentes valores de R . Las curvas se obtuvieron empezando por los valores para $r = \infty$. La energía para el estado $\text{Cs}^0 + \text{H}_2^+$ con $r = \infty$ y R finita es justamente el negativo de la energía de disociación de H_2^+ para un valor dado de R . Por otra parte la energía del sistema $\text{Cs}^{2+} + \text{H}_2^-$ a $r = \infty$ es igual a la suma de las dos primeras energías de ionización del Cs ($3.9 + 25.1 = 29$ eV) menos la energía de disociación y menos las dos primeras energías de ionización del estado $(b + e^-)^2 \Sigma_g^+$ del H_2^- . Similarmen-
te la energía del nivel $\text{Cs}^+ + \text{H}_2^0$ ($b^3 \Sigma_u^+$) a $r = \infty$ es igual a la primera energía de ionización del Cs, menos la energía de disociación y la primera energía de disociación del estado $b^3 \Sigma_u^+$ del H_2 . Como puede observarse en la figura 12, quien muestra energías relevantes de H_2^+ , H_2^0 y H_2^- , las energías de ionización de esos estados a $r = \infty$ no son valores únicos, son funciones muy sensibles de la separación interpro-
tónica R , en el ion molecular hidrogénico. Para un valor da-
do de R , la energía de ionización es la diferencia entre la curva $\text{H}_2^+ 1s \sigma_g$ y la curva apropiada H_2^- o H_2^0 . En la fi-
gura 10 se muestran las curvas de energía graficadas como fun-
ciones de r para $R = 0.7, 0.8, 1.0, 1.2$ y 1.4 \AA . Procedien-

do hacia adentro, de $r = \infty$, las curvas $\text{Cs}^0 + \text{H}_2^+$ y $\text{Cs}^+ + \text{H}_2^0$ permanecen practicamente constante exhibiendo una pequeña dependencia en la polarización $-\alpha/2r^4$, hasta que el ~~transla~~pe de cargas comienza a ocurrir ¹⁸. Por otra parte la curva $\text{Cs}^{2+} + \text{H}_2^-$ cae rápidamente como $-2e^2/r$ debido a la atracción coulombiana. Cabe hacerse notar que dichas curvas no son cálculos muy exactos y que pueden ocurrir desviaciones cuando el ~~transla~~pe de cargas comienza a ocurrir. Sin embargo son suficientemente adecuadas para indicar los cruzamientos de niveles (o pseudocruzamientos) de tal manera que la captura electrónica doble o simple a estados disociativos de H_2^0 y H_2^- sea posible. Se debe hacer notar que los cruzamientos que tienen realmente sentido son aquellos para los cuales las curvas tienen las mismas R y r . Para propósitos de comparación se ha incluido en la figura 10 una curva para el estado $\text{Cs}^{2+} + \text{H}_2^- (X + e^-)^2 \Sigma_u^+$ para $R = 0.8 \text{ \AA}$. El estado $(X+e^-)^2 \Sigma_u^+$ se muestra en la figura 12 para el estado atractivo H_2^- .

Para captura electrónica simple los estados principales del ion molecular $(\text{CsH}_2)^+$ son el estado inicial $\text{Cs}^0 + \text{H}_2^+$ y el estado final $\text{Cs}^+ + \text{H}_2^0$, los cuales están ilustrados en la figura 10. En este caso la molécula H_2^0 está en el estado repulsivo $b^3 \Sigma_u^+ ((1s\sigma, 2p\sigma))$, mostrado en la figura 12. Las curvas de energía para el estado base atractivo del H_2^0 caen muy abajo del estado repulsivo y por tanto no se muestran en

la figura 10. La variación de la energía del estado $Cs^+ + H_2^0$ con r es del tipo $-\alpha/2r^4$, la energía de polarización; pero ya que la polarizabilidad de H_2^0 es pequeña la variación en energía es también muy pequeña.

Se observa que el estado $Cs^+ + H_2^0$ ($b^3 \Sigma_u^+$) exhibe cruzamiento de niveles con el estado inicial pero solamente cuando la distancia interprotón es pequeña al momento de la colisión. Luego se espera que la captura de un solo electrón ocurra para valores de $R \lesssim 0.8 \text{ \AA}$.

También se puede ver de la figura 10 que las curvas de energía para el estado inicial $Cs^0 + H_2^+$ cruzan las curvas correspondientes al estado $Cs^{2+} + H_2^-$ de tal manera que es posible la doble captura electrónica en un solo proceso. Sin embargo como veremos más tarde los datos sugieren que el mecanismo de doble captura electrónica es proceso de dos pasos. Primero de un cruzamiento del estado $Cs^0 + H_2^+$ con un estado $Cs^+ + H_2$ se transfiere un electrón del Cs al ion molecular. A medida que r decrece, durante el encuentro, el nivel $Cs^+ + H_2$ cruza el nivel $Cs^{2+} + H_2^-$ y se transfiere un segundo electrón ocurriendo todo el proceso de dos pasos en una sola colisión.

B. TEORIA DE LAS DISTRIBUCIONES ANGULARES

En esta sección se trata la distribución angular de los productos de disociación cuando la captura electrónica lleva a un estado repulsivo de H_2^- o H_2^0 (o D_2^- o D_2^0).

Se intenta presentar en esta sección una interpretación de los datos observados partiendo de las siguientes suposiciones generales:

1.- El proceso de captura es rápido comparado con el movimiento vibracional y rotacional. Esta suposición se basa en el hecho de que para la menor energía incidente usada en este experimento el tiempo de interacción es aproximadamente de 10^{-15} seg, mientras que los periodos vibracionales son del orden de 10^{-14} seg. y los periodos rotacionales son del orden de 10^{-12} seg. Por tanto se puede considerar que el ion molecular incidente tiene orientación y separación R fijas durante el proceso de captura electrónica.

2.- Las energías de disociación (que dan lugar a los componentes de la velocidad a lo largo del eje interprotónico), son grandes comparadas con las energías rotacionales por tanto éstas pueden ser despreciadas y los productos de disociación serán emitidos en la dirección de la línea que une los dos protones al momento de la captura.

3.- Todas las orientaciones de H_2^+ son igualmente probables.

4.- Las velocidades de disociación son pequeñas comparadas con las velocidades de haz incidente. Ya que las energías

de disociación son del orden de 5eV y las energías del haz incidente son de 1 keV esta aproximación es adecuada.

5.- El centro de masa del ion molecular incidente sufre una deflexión despreciable debido al proceso de la colisión.

La figura 13 ilustra el procedo de disociación. El ion H_2^+ tiene una velocidad v_i y una energía E_i . Al disociarse cada uno de los fragmentos de disociación adquiere una velocidad \vec{v}_d y $-\vec{v}_d$ respectivamente en el sistema del centro de masa de H_2 , donde \vec{v}_d es paralela al vector de separación interprotónica \vec{R} , al tiempo del proceso de captura. El vector \vec{R} hace un ángulo Θ respecto al eje z positivo, que coincide con la dirección del haz incidente, mientras que Φ es el ángulo azimutal en el plano x-y. Las medidas se hicieron en sistema de laboratorio de tal manera que es necesario obtener las velocidades v_1 y v_2 y las direcciones θ, ϕ , en el sistema de laboratorio en términos de Θ, Φ en sistema de centro de masa

Dado que la velocidad relativa de los dos sistemas de referencia es enteramente en dirección del eje z se sigue que:

$$\phi_1 = \Phi, \quad \phi_2 = \pi + \Phi \quad (4)$$

Ya que $v_d \ll v_i$, se tiene de la ley de los senos:

$$\frac{\text{sen } \theta_1}{v_d} = \frac{\text{sen } \Theta}{v_1}, \quad \frac{\text{sen } \theta_2}{v_d} = \frac{\text{sen } \Theta}{v_2}, \quad (5)$$

Y de la ley de los cosenos:

$$v_1 = (v_i^2 + v_d^2 - 2v_i v_d \cos \Theta)^{\frac{1}{2}} \approx v_i - v_d \cos \Theta \approx v_i, \\ v_2 = (v_i^2 + v_d^2 + 2v_i v_d \cos \Theta)^{\frac{1}{2}} \approx v_i + v_d \cos \Theta \approx v_i, \quad (6)$$

Usando (5) con la aproximación (6)

$$\text{sen } \theta_1 = \text{sen } \theta_2 = \frac{v_d}{v_1} \text{sen } \Theta = \left(\frac{E_d}{E_i} \right)^{\frac{1}{2}} \text{sen } \Theta, \quad (7)$$

Donde E_d es la energía de disociación y E_i es la energía del haz incidente. Cada uno de los fragmentos resultará con la mitad de la masa y la mitad de la energía de tal manera que:

$$\frac{v_d}{v_i} = \frac{\left(\frac{2E_d}{2M} \right)^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{2E_i}{2M} \right)^{\frac{1}{2}}} = \left(\frac{E_d}{E_i} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (8)$$

(22)

Un resultado que es independiente del proyectil que se trate,

$$H_2^+ \quad \text{o} \quad D_2^+$$

Como consecuencia de (4) y (7), se sigue que la relación entre ángulos infinitesimales está dada por:

$$d\phi_1 = d\phi_2 = d\Theta;$$

$$d\Theta = (E_i/E_d)^{\frac{1}{2}} \frac{\cos \theta_1 d\theta_1}{\cos \Theta} = (E_i/E_d)^{\frac{1}{2}} \frac{\cos \theta_2 d\theta_2}{\cos \Theta}. \quad (9)$$

Ahora como θ_1 y θ_2 son pequeñas, las aproximaciones:

$$\begin{aligned} \sin \theta_1 &\approx \theta_1, & \sin \theta_2 &\approx \theta_2, \\ \cos \theta_1 &\approx 1, & \cos \theta_2 &\approx 1, \end{aligned} \quad (10)$$

son válidas.

Nótese que Θ no es pequeña, puede tomar cualquier valor de 0 a π , es el cociente $(E_d/E_i)^{\frac{1}{2}}$ lo que hace a θ_1 y θ_2 pequeñas).

De las ecuaciones (7)-(9) se sigue que:

$$\sin \Theta d\Theta d\phi \approx \left(\frac{E_i}{E_d}\right) \frac{\sin \theta_1 d\theta_1 d\phi_1}{\cos \Theta} \approx \left(\frac{E_i}{E_d}\right) \frac{\sin \theta_2 d\theta_2 d\phi_2}{\cos \Theta}. \quad (11)$$

Ahora:

$$\begin{aligned} \cos \Theta &= (1 - \text{sen}^2 \Theta)^{\frac{1}{2}} \sim (1 - \frac{E_i}{E_d} \Theta_1^2)^{\frac{1}{2}} \\ &\sim (1 - \frac{E_i}{E_d} \Theta_2^2)^{\frac{1}{2}}, \end{aligned} \quad (12)$$

De tal manera que:

$$\begin{aligned} \text{sen} \Theta d\Theta d\Phi &\sim \frac{(E_i/E_d) \text{sen} \Theta_1 d\Theta_1 d\Phi_1}{(1 - \Theta_1^2 E_i/E_d)^{\frac{1}{2}}} \\ &\sim \frac{(E_i/E_d) \text{sen} \Theta_2 d\Theta_2 d\Phi_2}{(1 - \Theta_2^2 E_i/E_d)^{\frac{1}{2}}}, \end{aligned} \quad (13)$$

lo cual da las relaciones necesarias entre los ángulos sólidos diferenciales en los dos sistemas. La distribución direccional de los fragmentos de disociación en el sistema de H_2^0 o H_2^- está dada por:

$$\begin{aligned} dN &= \sigma_c (R, \Theta, \Phi) \frac{NN_t}{4\pi} \text{sen} \Theta d\Theta d\Phi \\ &= \sigma_c (R, \Theta, \Phi) \frac{NN_t}{4\pi} d\Omega, \end{aligned}$$

donde N y N_t son respectivamente el número de moléculas incidentes y el número de átomos en el blanco por unidad de área $d\Omega/4\pi$ es la fracción orientada dentro de $d\Omega$; σ_c es la sección di-

ferencial de doble captura. Este último término depende de la orientación, Θ , $\Phi - \Phi_0$, del ion H_2^+ cuando pasa por el átomo de Cs localizado en la posición azimutal Φ_0 . Más aún, la separación interprotónica R en el momento de la captura determina la velocidad de separación v_d , de cada fragmento, del centro de masa de la molécula ya que la energía de cinética de disociación es función de R . Por tanto

$$\frac{d^2N}{dE_d d\Omega} = \frac{NN_t}{4\pi} \rho(R) \frac{dR}{dE_d} \sigma_c(R, \Theta, \Phi) \quad (14)$$

$$= \frac{NN_t}{4\pi} \frac{\rho(R)}{dE_d/dR} \sigma_c(R, \Theta, \Phi).$$

Aquí $\rho(R) dR$ da la probabilidad de que la molécula tenga una separación entre R y $R + dR$ donde $\rho(R)$ es precisamente el cuadrado del valor absoluto de la función de onda vibracional. La dependencia de E_d en R se puede observar en la figura 12. Para obtener la distribución angular de los fragmentos en el sistema de laboratorio basta utilizar la expresión (13) en la (14) la cual da:

$$\frac{d^2N}{dE_d d\Omega} = \frac{NN_t}{4\pi} \frac{\rho(R)}{dE_d/dR} \frac{(E_i/E_d) \sigma_c(R, \Theta, \Phi)}{(1 - \Theta^2 E_i/E_d)^{\frac{1}{2}}}, \quad (15)$$

donde $d\omega = \sin\theta \, d\theta \, d\phi$, es el ángulo sólido en sistema de laboratorio. El subíndice 1 ó 2 que identifica al fragmento ha sido omitido. La expresión (15) para el número de fragmentos es una diferencial doble, en energía de disociación y en ángulo. Ya que sólo fue medida la distribución angular este resultado debe ser integrado sobre todas las E_d , de un valor mínimo $E_i \theta^2$, que indicará que el fragmento puede verse a un ángulo θ a infinito. Equivalentemente la integración puede llevarse a cabo sobre la distancia interprotón R , ya que $dE_d = (dE_d/dR) \, dR$,

$$\frac{1}{E_i} \frac{dN}{d\omega} = \frac{NN_t}{4\pi} \int_0^{R_d} \frac{\sigma_c(R, \Theta, \Phi) \rho(R) \, dR}{E_d^{1/2} (E_d - E_i \theta^2)^{1/2}}, \quad (16)$$

donde R_d es el valor de R para el cual $E_d = E_i \theta^2$. ($E_d = \infty$ para $R = 0$) El resultado final (16) debe ser promediado sobre todos los valores de Φ ya que éste tampoco fue observado en el experimento.

La dependencia funcional de la sección de captura σ_c de R, Θ, Φ es el punto en donde la teoría y el experimento coinciden. Los datos experimentales de $dN/d\omega$ sugerirán la dependencia funcional de σ_c en R, Θ, Φ . Esto a su vez debe dar información sobre el ion molecular triatómico $(\text{Cs H}_2)^+$, tal como cruzamiento de niveles.

V RESULTADOS Y DISCUSION

La teoría de la sección anterior ha considerado la distribución angular observada en el laboratorio cuando el proceso de disociación es causado por la captura electrónica a un estado repulsivo. El resultado de la ecuación (16) da las distribuciones angulares de cualquier fragmento en términos de la orientación (Θ, Φ) y la dependencia en R de la sección de captura a un estado repulsivo en particular. Este resultado irá aplicado en esta sección a las distribuciones angulares observadas en este experimento.

Sea $\sigma_{+-}(R, \Theta)$ la sección de doble captura de D_2^- , y sea $d\sigma_-/d\omega$ la sección diferencial para la producción de D^- ; entonces (16) puede escribirse en la forma:

$$\frac{1}{E_i} \frac{d\sigma_-}{d\omega} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{R_d} \frac{\sigma_{+-}(R, \Theta) \rho(R) dR}{[E_d^- (E_d^- - E_i \theta^2)]^{\frac{1}{2}}} \quad (17)$$

La integración de (17) es sobre R, y ρ y E_d son funciones solamente de R. Además de la ecuación (12) se puede observar que cualquier función de Θ es una función de:

$$[(E_d^- - E_i \theta^2)/E_d^-]^{\frac{1}{2}}, \text{ lo que hace a } \sigma_{+-} \text{ función de } E_i \theta^2 \text{ y R.}$$

Finalmente ya que R_d es sólo función de $E_i \theta^2$ se ve que la dependencia angular de la sección diferencial puede ser expresada en términos de las variables reducidas $E_i^{-1} \frac{d\sigma_-}{d\omega}$ y $E_i \theta^2$ como una sola curva universal para todas las energías:

$$\frac{1}{E_i} \frac{d\sigma_-}{d\omega} = f(E_i \theta^2). \quad (18)$$

La figura 14 muestra los datos de la figura 5 regraficados en términos de las variables reducidas. Es claro entonces que las cinco suposiciones hechas en la sección IV son válidas. Adicionalmente la figura 12 testifica la consistencia y hasta cierto punto la exactitud de los datos experimentales.

Las distribuciones angulares presentan un pico muy interesante a aproximadamente 23.5 keV-grado^2 el cual merece atención especial. En conexión con esto debemos recordar que la captura electrónica a un estado repulsivo no es el único mecanismo para la disociación. Existen otros cuatro procesos que pueden ser responsables de la disociación:

- 1.- Disociación directa por colisión violenta. Uno de los deuterones de D_2^+ colisiona fuertemente con el cesio de tal manera que es lanzado fuera de la molécula.
- 2.- Disociación por polarización. El cambio rápido en la

polarización inducida produce una fuerza en D_2^+ y debido al ajuste adiabático de los electrones con la separación cambiante r puede haber disociación.¹⁹

3.- Captura electrónica a un estado atractivo. El rápido cambio en la fuerza molecular puede causar excitaciones vibracionales en el continuo así como en estados vibracionales ligados.

4.- Excitación de iones moleculares a un estado repulsivo sin captura electrónica (Este proceso por supuesto sólo puede producir fragmentos neutros y positivamente cargados)

5.- Captura electrónica a un estado repulsivo.

Los primeros tres procesos tienen una característica común que los distingue de los dos últimos. La distribución de los fragmentos de disociación de los tres primeros es grande alrededor de cero grados y decrece monotónicamente a medida que aumenta el ángulo^{20,21}. Por otra parte el cuarto y quinto proceso dan lugar a distribuciones con máximo a ángulos relativamente grandes y para el caso de D^- sólo el último proceso presenta dicho comportamiento. Los datos experimentales claramente muestran ambas características. Por tanto con objeto de estar seguros que se está tratando con el proceso de captura

electrónica a un estado repulsivo sin ambigüedad alguna el pico que se estudió es el que aparece en la distribución angular entre 15 y 35 keV-grado². Se debe tener en cuenta sin embargo que no obstante que otros procesos pueden contribuir a la sección diferencial en la región de θ a 15 keV-grado² es aún posible que esto sea debido también a captura electrónica a un estado repulsivo.

La figura 15 muestra el pico alrededor de 15 y 35 keV-grado² de la figura 14 de la cual se ha substraído el "fondo", en la misma figura se ha graficado la distribución angular que se sigue de la ecuación (17) con una dependencia en la sección de captura.

$$\sigma_{+-}(R, \Theta) = \begin{cases} \text{sen}^8 \theta, & \text{para } R \leq 0.71 \text{ \AA}, \\ 0, & \text{para } R > 0.71 \text{ \AA}, \end{cases} \quad (19)$$

y normalizada para hacer $d\sigma_-/d\omega = 2.5 \times 10^{-15}$ a 22.5 keV-grado². Esto se ajusta a los datos experimentales razonablemente bien. Cualquier otra dependencia haría correr el pico hacia la derecha o izquierda. La dependencia angular en 19 tiene un máximo muy pronunciado en $\theta = 90^\circ$, lo que indica que la configuración fuertemente preferida para la captura es el de una molécula lineal triatómica como se indica en la figura 16. Los picos teóricos y experimentales no se ajustan exacta-

mente debido a que los intervalos a los que están tabuladas las funciones de onda vibracionales son muy grandes. Se esperaba que un corte a $R = 0.70 \text{ \AA}$ en la ecuación (19) haría que los datos coincidieran exactamente.

Luego se observa que la forma y localización del pico en la "sección diferencial" $d\sigma^-/d\omega$ da esencialmente la dependencia de la sección de doble captura electrónica en R y θ en el momento en que ion molecular hidrogenoide interactúa con el átomo de cesio.

La sección diferencial para la producción de D^0 es algo más complicada que la de la producción de D^- ya que D^0 puede provenir de la disociación de D_2^- y D_2^0 .

Luego:

$$\frac{1}{E_i} \frac{d\sigma_0}{d\omega} = \frac{1}{E_i} \frac{d\sigma^-}{d\omega} + \frac{1}{4\pi} \int_0^{\pi} d\theta \frac{2\sigma_{+0}(R, \theta) \rho(R)}{[E_d^0 (E_d^0 - E_i \theta^2)]^{\frac{1}{2}}} dR \quad (21)$$

El primer término del lado derecho de (21) toma en cuenta el hecho de que producirán un D^0 por cada D^- en la disociación de D_2^- . El segundo término proviene de la disociación de D_2^0 que produce dos fragmentos D^0 . Si la disociación excitacional de D_2^+ (proceso 4) es significativa se tiene que agregar un tercer término a la parte derecha de (21) este término es similar

a (17), pero σ_{+-} debe ser reemplazada por σ_{ex} , la sección de excitación, y E_d por la apropiada energía de disociación E_d^+ , arriba del límite de disociación del estado $2p\sigma_u$ de D_2^+ . Este último término es pequeño y puede ser despreciado en la ecuación (21). Por el mismo argumento dado para llegar a la ecuación (18) se sigue que

$$\frac{1}{E_i} \frac{d\sigma_o}{d\omega} = g(E_i \theta^2). \quad (22)$$

La sección reducida por la formación de D^0 a partir de D_2^+ muestra el mismo comportamiento que la sección reducida para la formación de D^- mostrada en la figura 15.

VI CONCLUSIONES

Dos de los hechos observados sugieren un mecanismo para los procesos de captura observados:

A) Las distribuciones angulares de D^0 y D^- como las que se muestran en la figura 6 tienen máximos que sólo pueden ser explicados por una sección de captura de la forma:

$$\sigma_c = \begin{cases} 1, & \text{para } R \leq 0.71 \text{ \AA} \\ 0, & \text{para } R > 0.71 \text{ \AA} \end{cases}$$

La diferencia en las localizaciones de los picos en las distribuciones de D^0 y D^- es debida sólo a la diferencia en energías de disociación de los estados repulsivos D_2^0 y D_2^- . Luego se debe notar que el pico de D^0 no proviene de la disociación de D_2^- en cuyo caso ambas distribuciones serían iguales. De hecho la estructura de la distribución de D^0 que cae arriba de la estructura con doble máximo de D^- (para θ entre 3.5 y 5°), en la figura 6 incuestionablemente contiene fragmentos de D^0 que son complementos de D^- de la disociación de D_2^- . El pico de D^0 a 3.31° es debido a captura electrónica simple de D_2^+ a un estado repulsivo de D_2^0 y se encontró que esta sección tiene la misma dependencia en R que la sección de doble captura electrónica a un estado repulsivo de D_2^- .

B) Sólo los niveles de los estado $Cs^0 + D_2^+$ y $Cs^+ + D_2^0$ tienen cruzamientos de niveles, cuando R es menor que una cantidad dada. La figura 10, que no es muy exacta muestra que dichos cruzamientos de niveles ocurren solamente cuando $R \leq 0,8 \text{ \AA}$. Los datos indican que para las curvas de energía correctos esto debe ocurrir para $R \leq 0,71 \text{ \AA}$.

Este segundo hecho explica fácilmente la distribución angular de D^0 en términos de cruzamiento de niveles. Ahora bien ¿Qué ocurre con D^- , puede provenir sólo de D_2^- ? Este muestra con comportamiento similar para $R \leq 0,71 \text{ \AA}$, no obstante el hecho de que todas las curvas de $Cs^{2+} + D_2^-$ cruzan las curvas de $Cs^0 + D_2^+$, independientemente del valor de R. Sin embargo se sugiere que estos últimos cruces no son críticos.

El mecanismo que se sugiere para doble captura electrónica es un proceso de dos pasos en una sola colisión.

Primero un cruzamiento del nivel $Cs^0 + D_2^+$ con $Cs^+ + D_2^0$ produce un estado repulsivo de D_2^0 para $R \leq 0,71 \text{ \AA}$ y segundo a medida que la colisión continúa el estado $Cs^+ + D_2^0$ que ha sido poblado en el primer paso hace un segundo cruce con un estado $Cs^{2+} + D_2^-$ produciendo D_2^- . La figura 12 muestra dichos cruces e indica que éstos pueden ser muy sensitivos a R.

El segundo pico pequeño a ángulos grandes que se observa en la figura 6 es interesante pero al parecer no involucra ningún nuevo fenómeno. La suposición de que la sección de captura es constante para $R \leq 0.71 \text{ \AA}$ es por supuesto una aproximación burda. Es más probable que dicha sección aumente a medida que R disminuye. Ya que una disminución en los valores de R hacen que los cruces ocurran para valores más pequeños de r donde el elemento de matriz de acoplamiento que causa la transición es grande²¹.

Las colisiones átomo-átomo, ion-átomo a alta y baja energía han contribuido grandemente a la explicación de los niveles de energía de sistemas moleculares diatómicos y de las limitaciones de la aproximación adiabática en el comportamiento molecular²²⁻²⁵. Las colisiones que involucran moléculas o iones diatómicos o poliatómicos en átomos pueden proporcionar información sobre superficies de energía de estructuras moleculares triatómicas o más complejas y de las transiciones cuasadiabáticas en esas estructuras. Los datos experimentales mostrados aquí representan sólo un punto de partida. Se necesitan de inmediato más datos experimentales sobre el sistema $D_2^+ + Cs$ para obtener una información más exacta sobre la sección de doble captura. Desde el punto de vista teórico se deben obtener tanto las superficies de energía del ion molecu

lar triatómico $(D_2 Cs)^+$ como de los elementos de la matriz de interacción en los cruzamientos con objeto de dar una mejor interpretación a los datos.

Se espera que la comparación de la teoría con el experimento mostrará que la explicación teórica actual de los procesos deba revisarse ²¹.

Ciertamente otros sistemas de gran interés en fisicoquímica además de $(D_2 Cs)^+$ deben ser estudiados, sistemas como H_3^+ , $(H_2 He)^+$, etc. y claramente es necesaria la elaboración de un programa que incluya tanto investigación teórica como experimental en cada sistema de interés dicho programa fácilmente podría abarcar varios años de interesante investigación.

REFERENCIAS

- 1.- Physics News in 1975. American Institute of Physics. Public. R-275,41 (1975).
- 2.- Yu I. Bel'chenko, G. I. Dimov and V. G. Dudnikov, Sov. Phys. Tech. Phys. 20, 40 (1975).
- 3.- H. Bohen, G. Clausnitzer and H. Wilson Z. Physik 208, 1959 (1968).
- 4.- A. S. Schlachter, P. J. Borkholm, D. H. Loyd, C. W. Anderson and W. Haeberli Phys. Rev. 177, 184 (1969).
- 5.- W. Grubler, P. A. Schmelgback, V. Koning and P. Marmier, Helv. Phys. Acta 43, 254 (1970).
- 6.- F. W. Meyer and L. W. Anderson, Phys Rev. A 11, 589 (1975).
- 7.- C. Cisneros, I. Alvarez, C. F. Barnett and J. A. Ray. Angular distributions and total cross sections for D^- formation from interaction of D^+ and D^0 , próxima publicación.

- 8.- "Atomic, Molecular and Nuclear Data Needs for C.T.R." ERDA Report: ERDA-39
- 9.- T. E. Sharp, Atomic Data 2, 119 (1971)
- 10.- A. N. Nesmeianov, "Vapor Pressures of the Elements" traducida y editada por J. I. Carasso (Academic Press, New York, 1961)
- 11.- L. L. Marino, A.C.H. Smit and E. Caplinger Phys. Rev. 128, 2243 (1962).
- 12.- R. H. Hultgren; R.L. Orr, P.D. Anderson and K.K. Kelley, "Selected Values of thermodynamic Properties of Metals and Alloys (John Wiley and Sons, N. Y., 1963), p. 68. Los datos que se presentan fueron tomados del suplemento de 1970.
- 13.- H. H. Fleishmann, C. F. Barnett and J.A. Ray Php Rev 10 569 (1974).
- 14.- C. Cisneros, I. Alvarez, C.F. Barnett and J. A. Ray. "Differential and total cross sections for stripping of H^0 and D^0 in N_2 ", próxima publicación.

- 15.- P.M. Stier, C.F. Barnett and G.E. Evans Phys. Rev. 96, 973 (1954)
- 16.- G.A. Harrower, Rev. Sci. Instr. 26 850 (1955)
- 17.- D.H. Crandall, J.A. Ray and C. Cisneros. Rev. Sci. Instr. 46 562 (1975).
- 18.- La curva $Cs^0 + H_2^+$ que se muestra en la figura 10, ha sido tomada de la figura 2 de J. C. Crow and A. Russek Phys. Rev. 138 A 669 (1965). Dicha curva es para un punto carga que interactúa con Cs neutro, a la cual se le ha sumado la energía de disociación de H_2^+ .
- 19.- A. Russek, Physica 48, 165 (1970).
- 20.- I. Alvarez, C. Cisneros, C.F. Barnett, J.A. Ray. próxima publicación.
- 21.- A. Russek comunicación privada.
- 22.- W. Lichten, Phys. Rev. 164, 131 (1963).

23.- U. Fano and W. Lichten Phys. Rev. Letters.
14, 627 (1965).

24.- A. Russek Phys. Rev. A4, 1918 (1971).

25.- M. Barat and W. Lichten Phys. Rev.
A 6, 211 (1972).

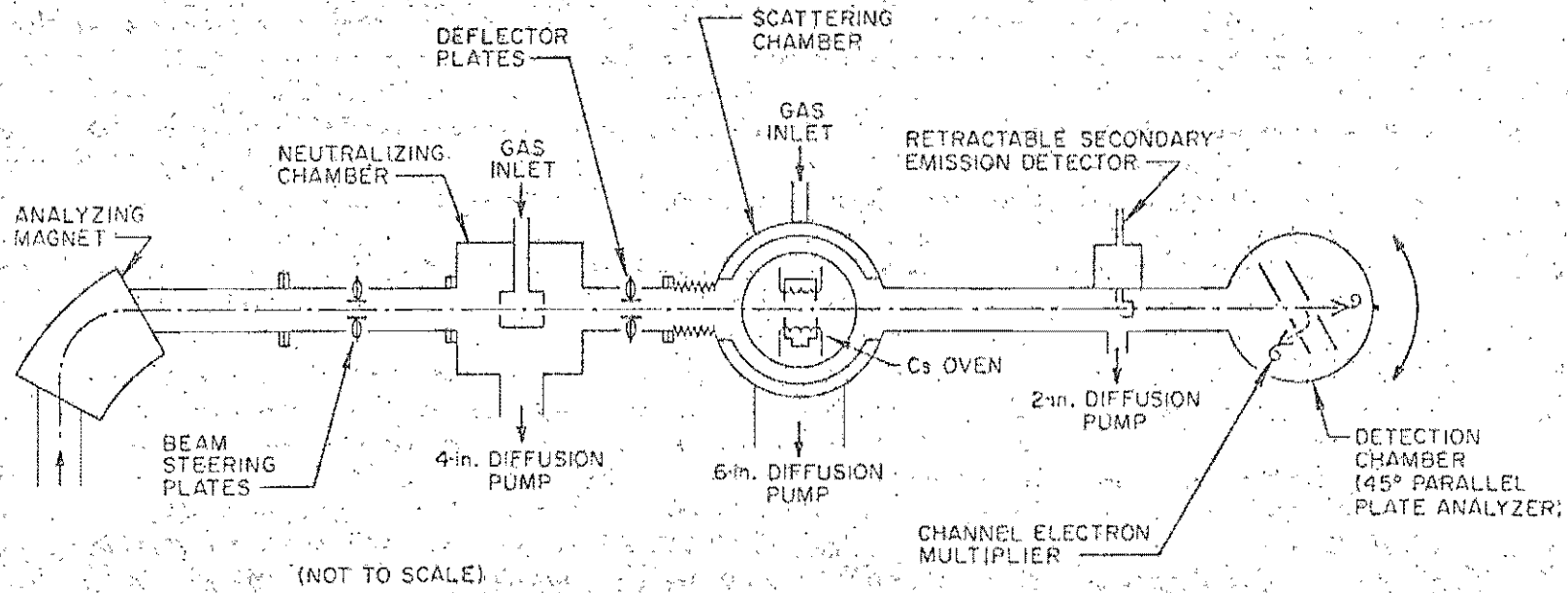


FIGURA 1

Diagrama del aparato

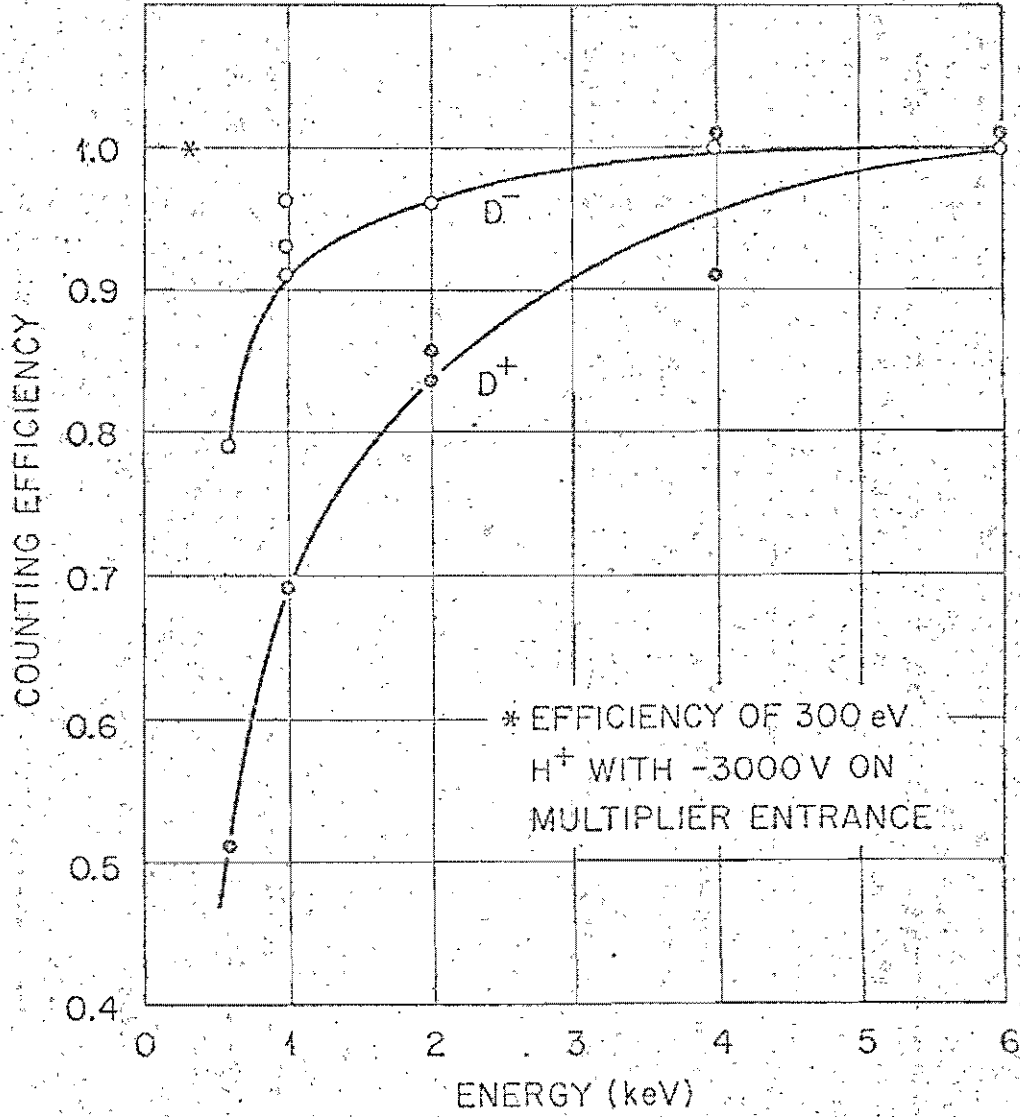


FIGURA 3

Eficiencia del detector tipo Channeltron con embudo para iones D^- y D^+ .

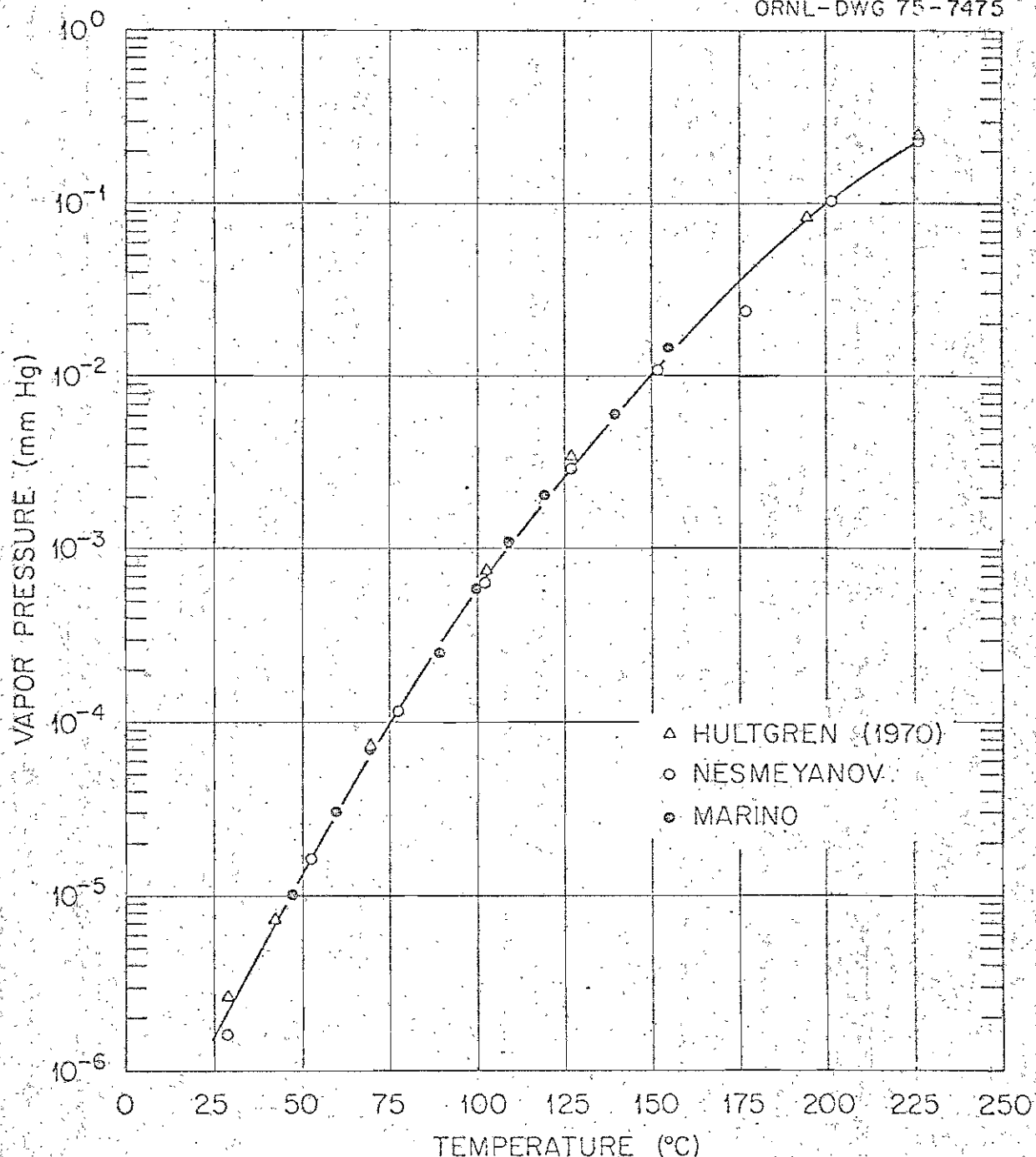


FIGURA 2

Presión de vapor del Cs como función de la temperatura del horno. Los datos fueron tomados del conjunto de presiones de vapor de Cs publicadas por Hultgren et al (12), valores publicados por Nesmeyanov (10) y medidas por Marino et al (11).

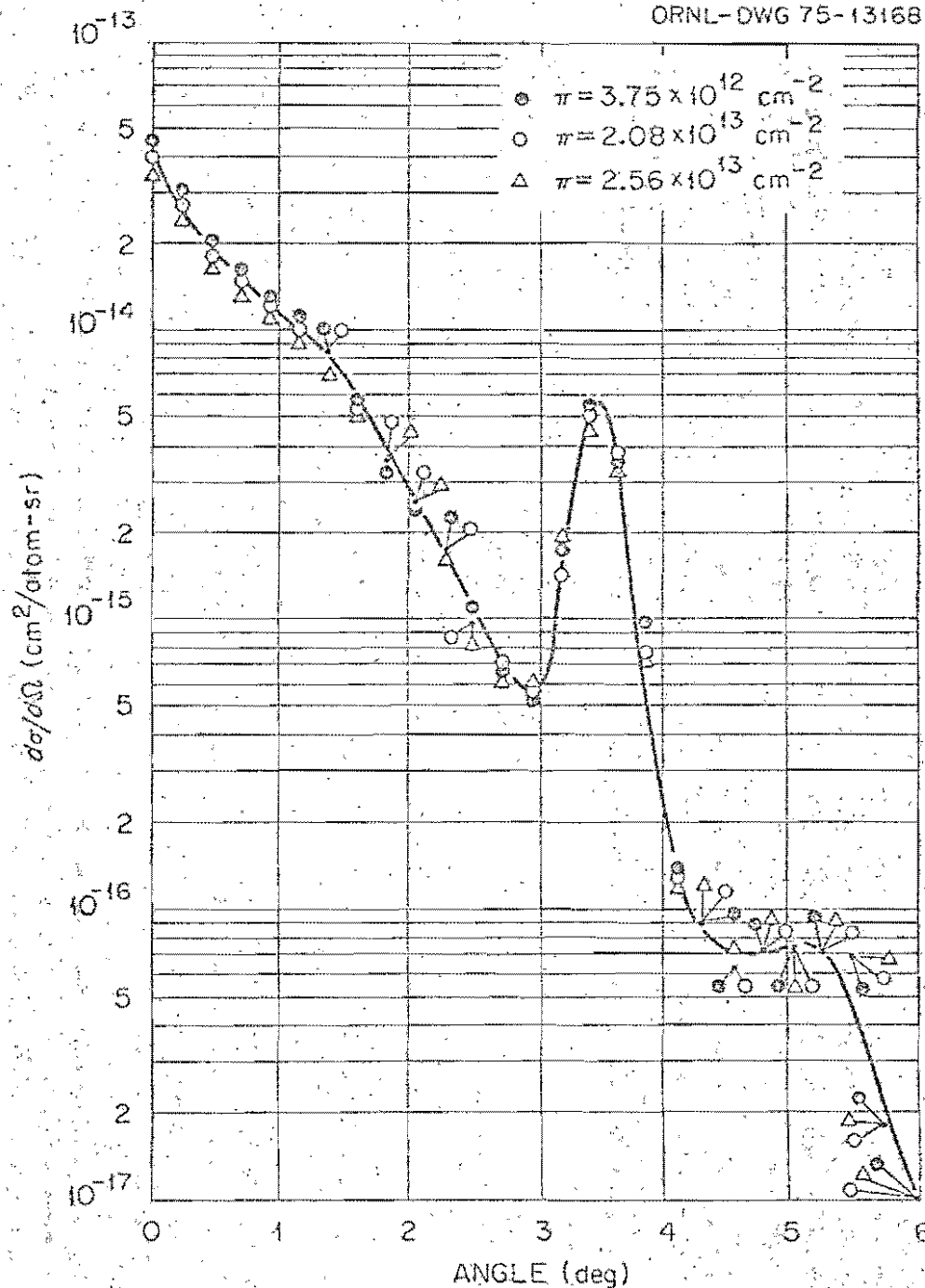


FIGURA 4

Sección diferencial para la formación de D^- a partir de D_2^+ a 2 keV, como función del ángulo de dispersión, para diferentes parámetros experimentales.

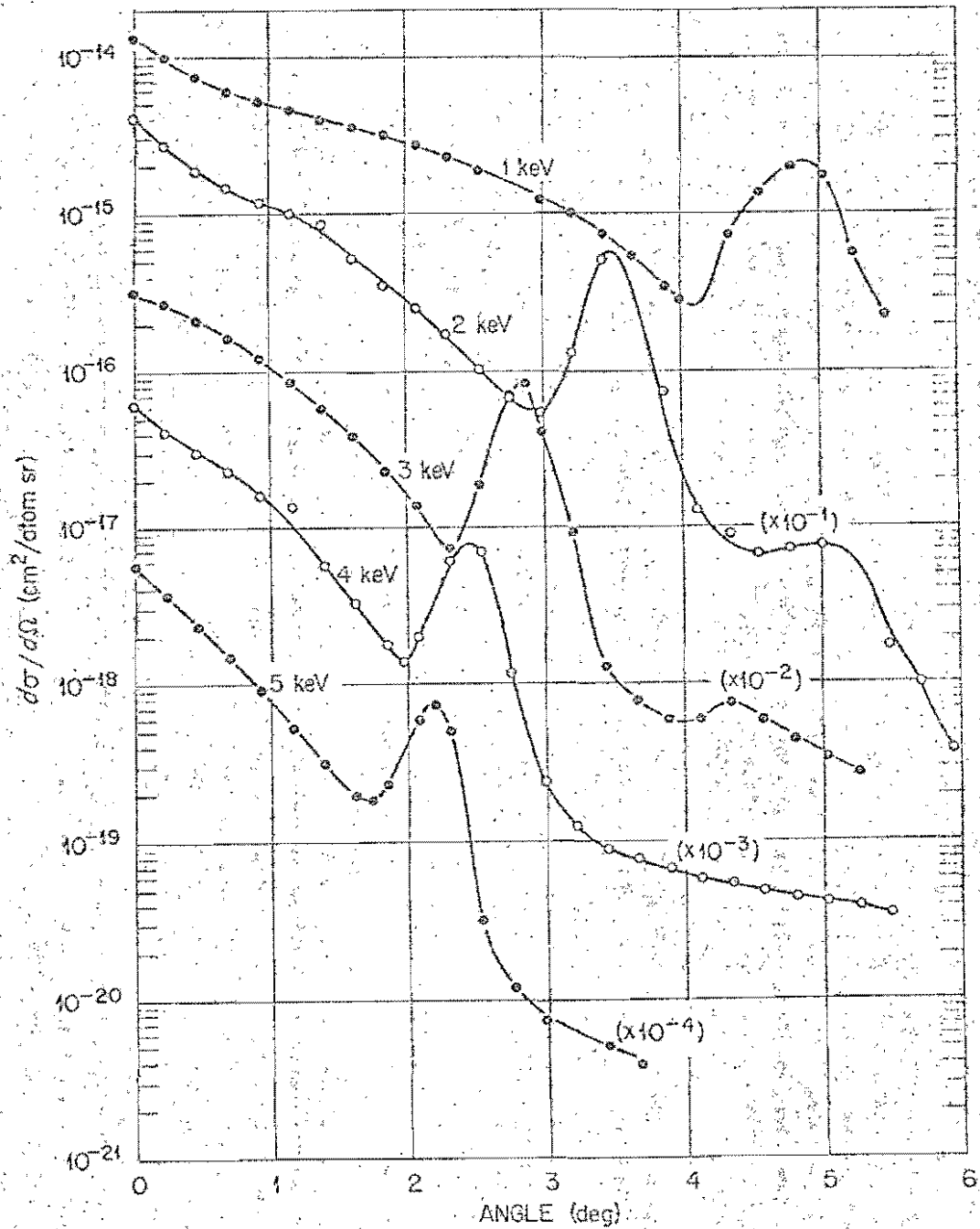


FIGURA. 5

Secciones diferenciales para la formación de D^- a partir de D_2^+ a energías de 1.0, 2.0, 3.0, 4.0 y 5.0 keV en vapores de Cs.

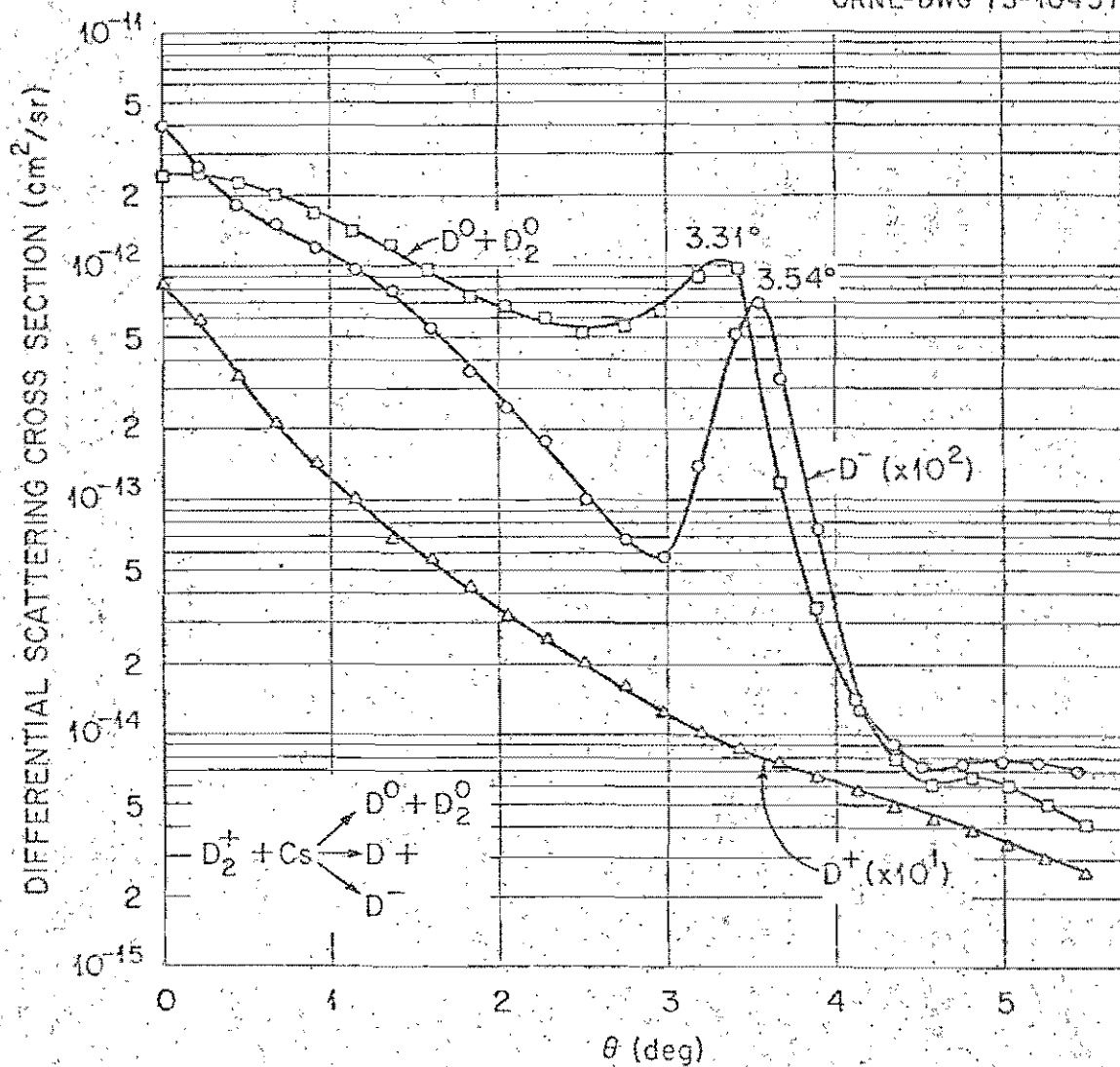


FIGURA 6

Sección diferencial para la formación de D^- , D^+ y $D^0 + D_2^+$, como función del ángulo de dispersión, obtenidos a partir de D_2^+ a 2 keV.

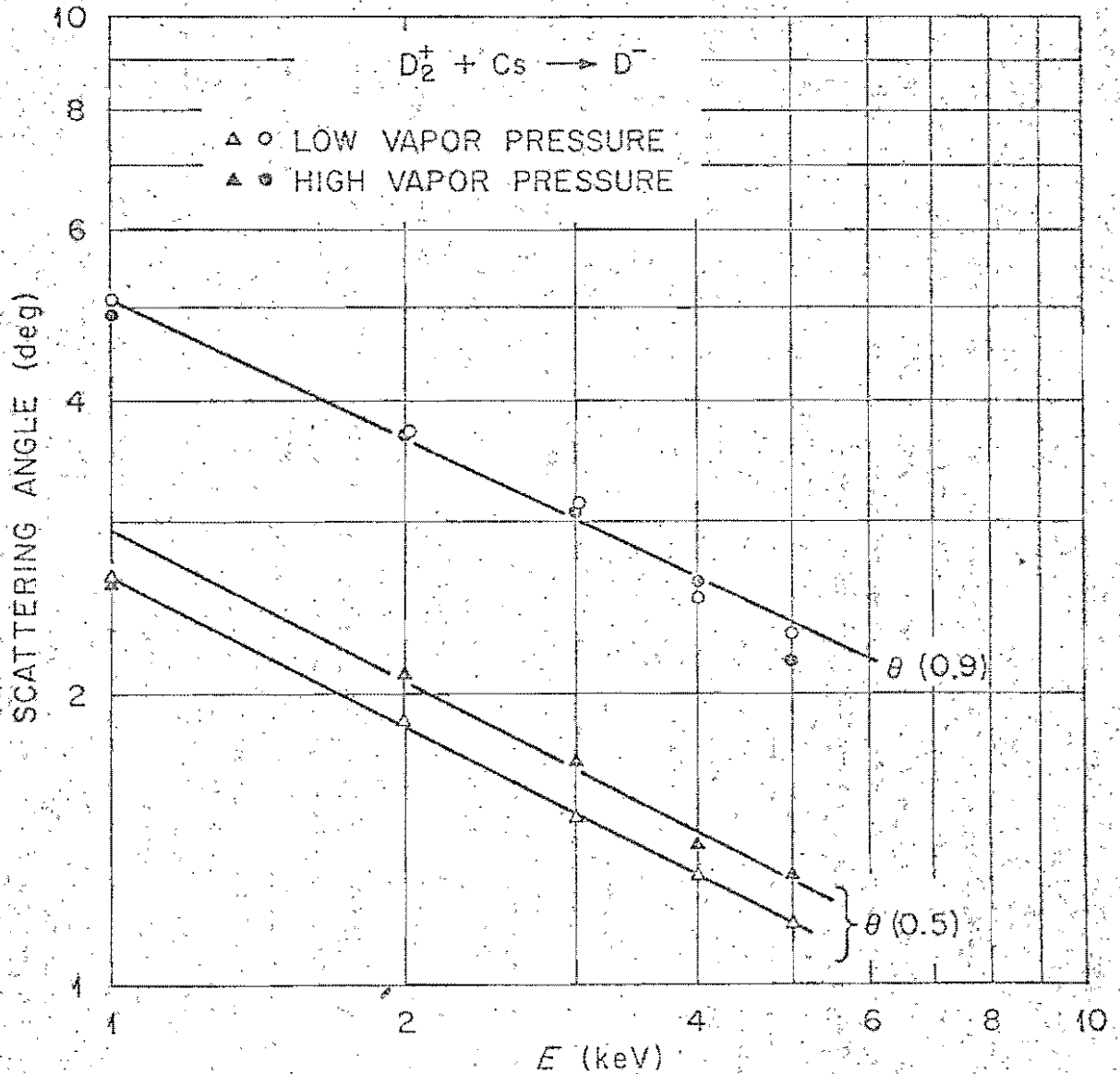


FIGURA 7

Angulos a los que el 90% y el 50% del D^- producido se encuentra, como función de la energía incidente. Los datos se muestran para colisiones simples y multiples.

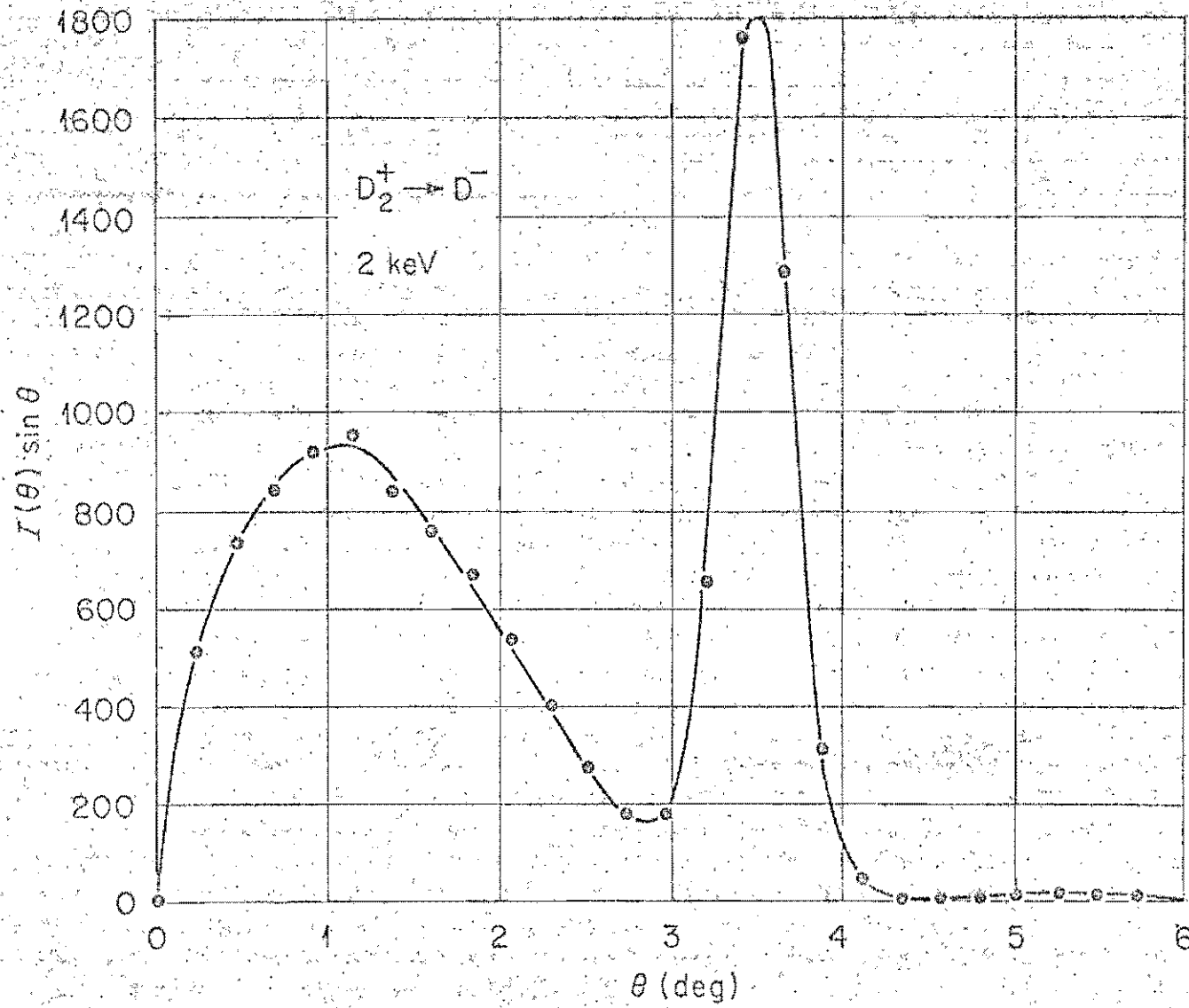


FIGURA 8

$I(\theta) \sin \theta$ como función del ángulo de dispersión para D^- a 1 keV.

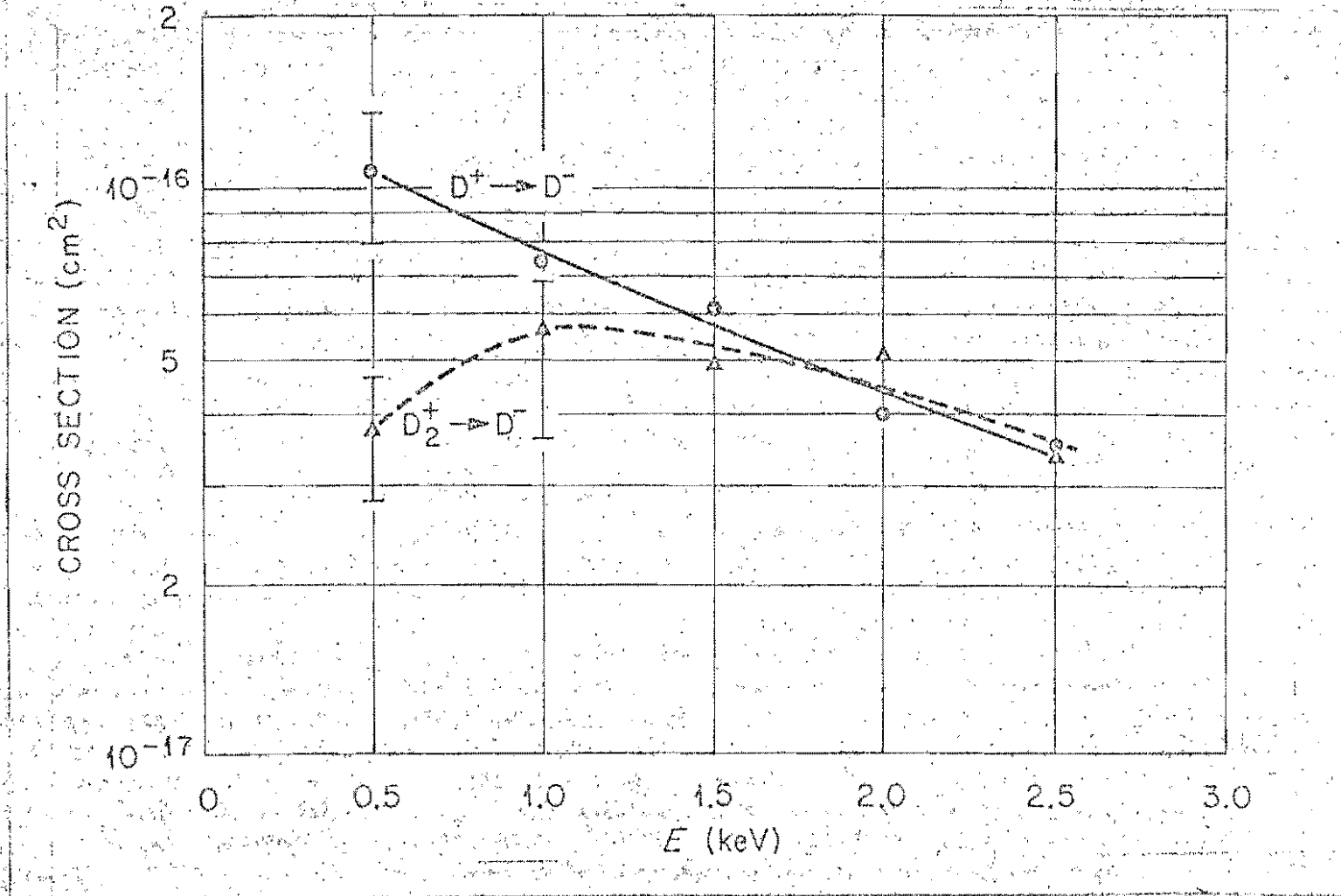


FIGURA 9

Secciones totales para la formación de D^- como función de la energía de D^+ . Los resultados de D^- a partir de D^+ fueron tomados de la referencia 7. Las secciones para la producción de D^- a partir de D_2^+ fueron graficados a la mitad de su energía del ion molecular incidente.

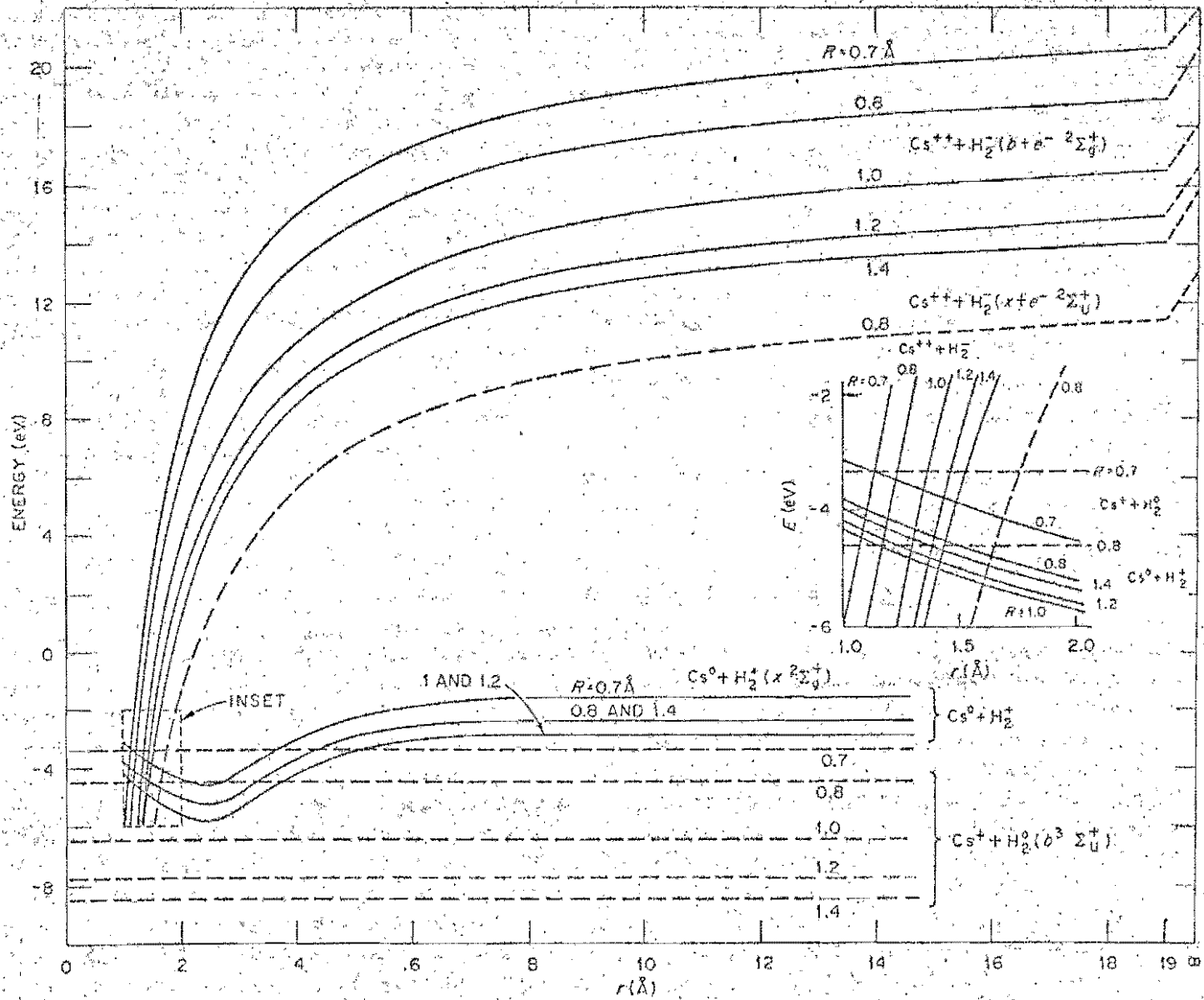


FIGURA 10
 Curvas de energía potencial para los iones moleculares triatómicos $\text{Cs}^{2+}\text{H}_2^-$, CsH_2^+ y Cs^+H_2

ORNL - DWG 75 - 9446

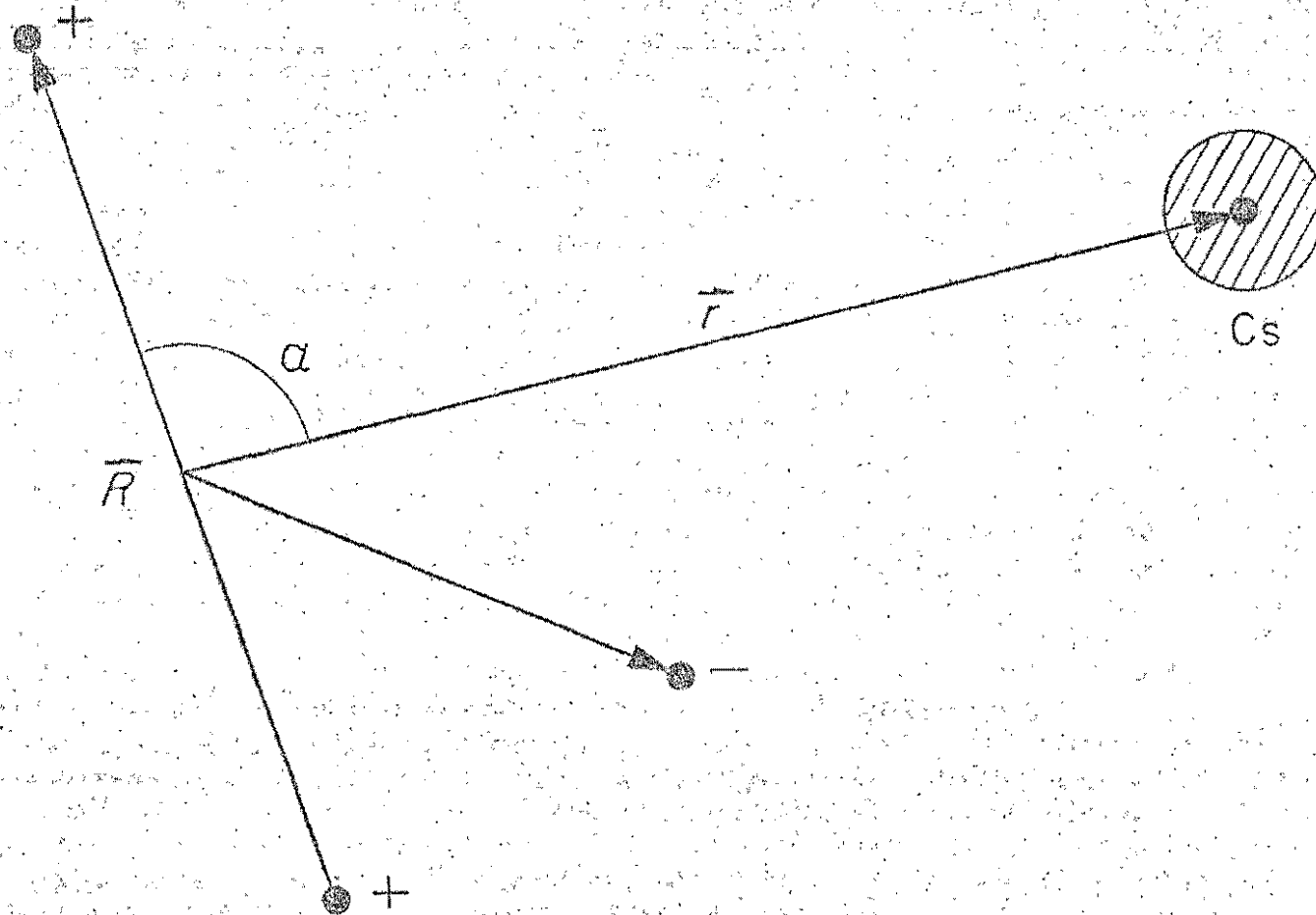


FIGURA 11

Diagrama esquemático del sistema molecular Cs - H₂

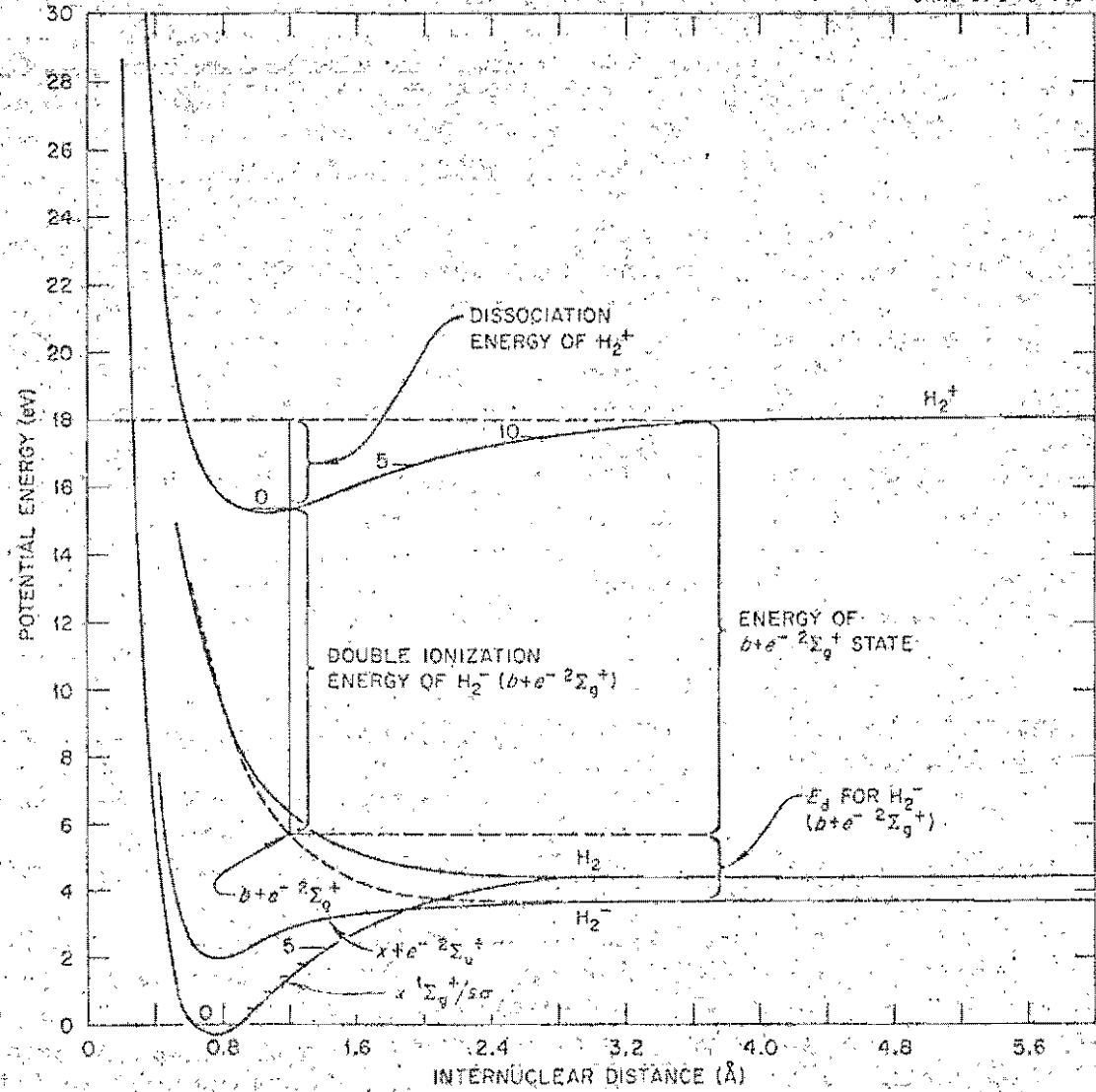


FIGURA 12

Curvas de energia potencial de H₂⁺, H₂⁻ y H₂.

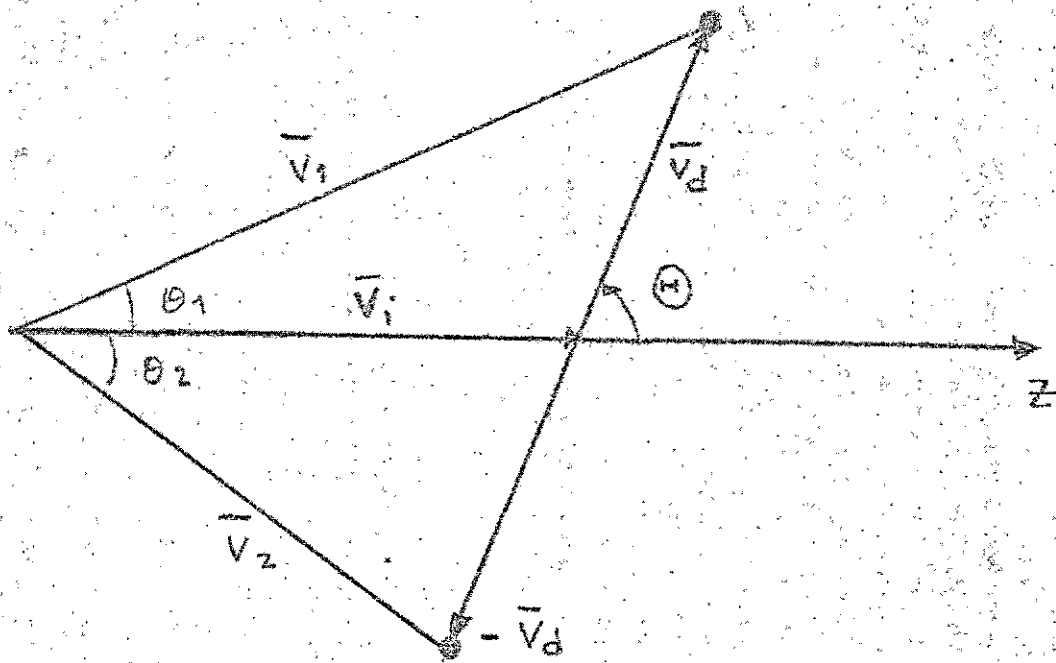


FIGURA 13

Geometría de la colisión por la cual un ion molecular H_2^+ es disociado por un átomo de Cs.

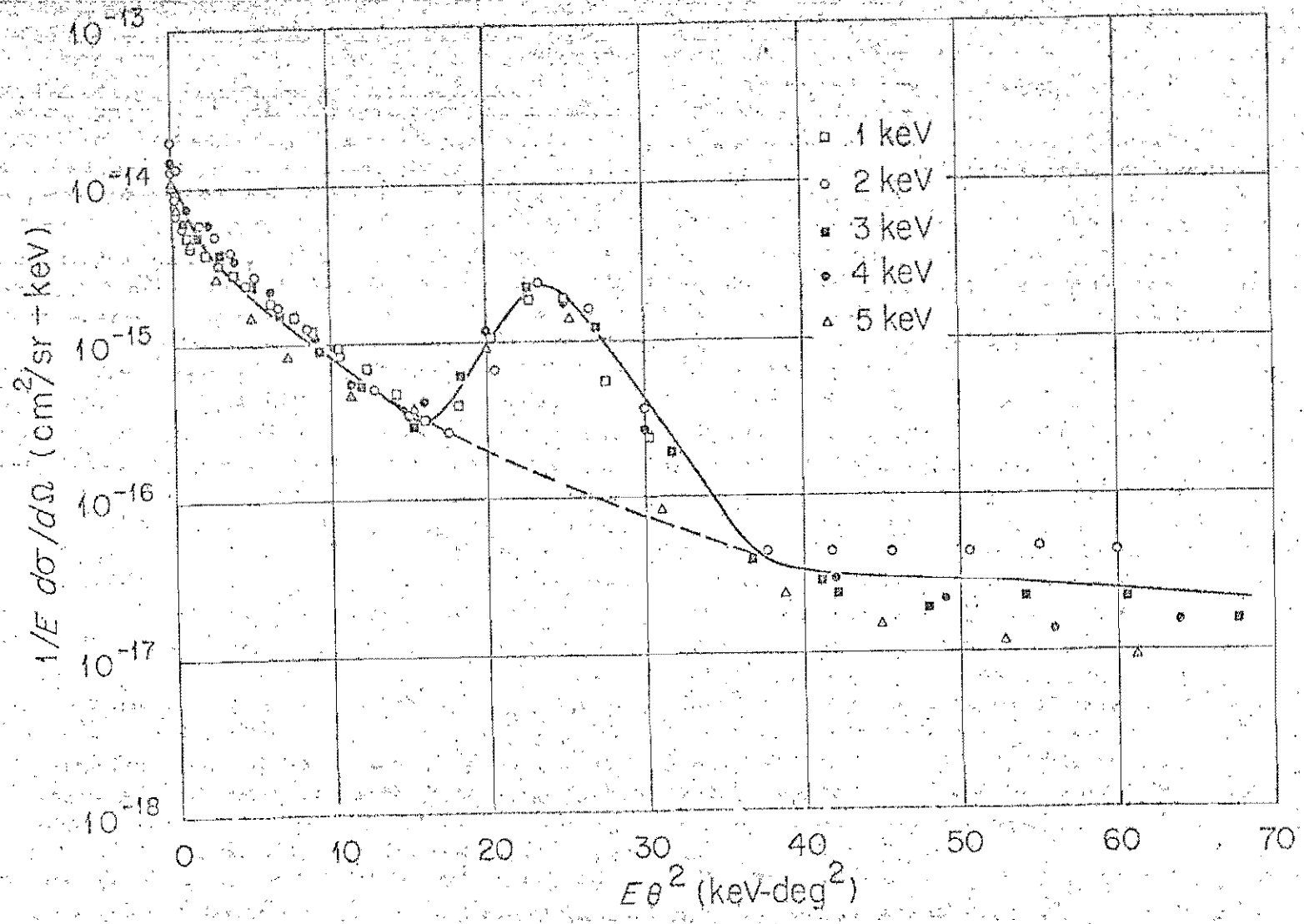


FIGURA 14

Figura 5 regraficada en términos de los variables reducidas $1/E \frac{d\sigma}{d\Omega}$ y $E\theta^2$. La línea punteada es el "fondo".

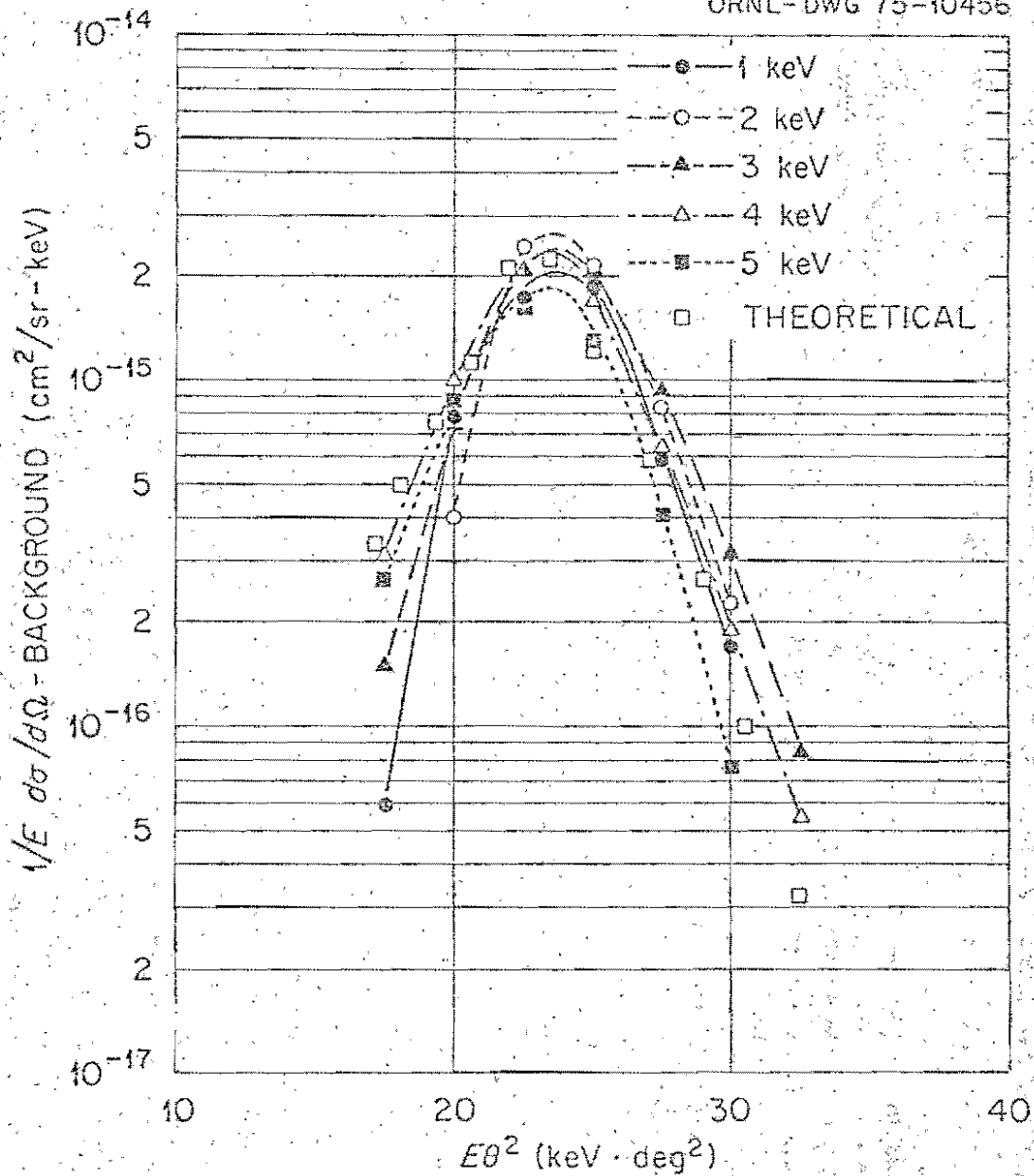


FIGURA 15

Sección diferencial reducida $1/E \frac{d\sigma}{d\Omega}$,
 misma de la figura 14 en la que se ha substraído el
 fondo.

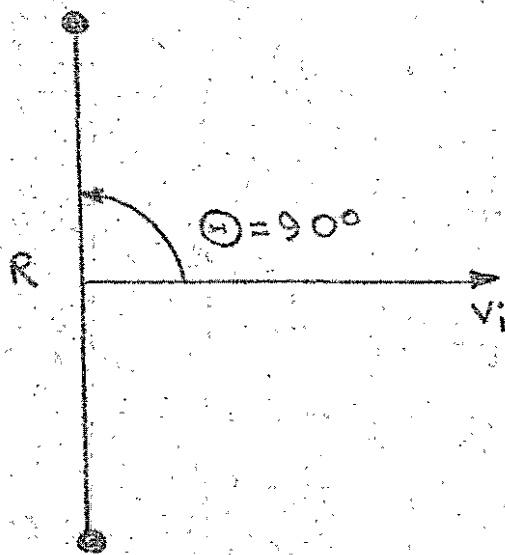


FIGURA 16

Configuración de molécula lineal triatómica.