

C. de la	
FICHONES	
Nº	AÑO
1	1978

CNEA - NT 21/78

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DEPARTAMENTO DE FISICA

REUNION DE ESTUDIO BARILOCHE I

9 - 20 ENERO 1978

ACELERADOR DE 20 MV DE LA CNEA

Centro Atómico Bariloche
Provincia de Río Negro
República Argentina

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DEPARTAMENTO DE FISICA

REUNION DE ESTUDIO BARILOCHE I

9 - 20 ENERO 1978

ACELERADOR DE 20 MV DE LA CNEA

Centro Atómico Bariloche
Provincia de Río Negro
República Argentina

AGRADECIMIENTOS

El Comité Organizador agradece a:

- . Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET)
- . Comisión de Investigaciones Científicas de la Pcia. de Bs.As. (CIC)

la colaboración prestada a esta Reunión bajo la forma de subsidios para posibilitar la asistencia de invitados no pertenecientes a la CNEA.

INDICE

	Pag.
1. INTRODUCCION	1
2. PROGRAMA	3
3. TEMA (I): REACCIONES CON IONES LIVIANOS Coordinadores: A.Ceballos, O.Dragún	
Sesiones	5
Informe A. Ceballos	7
Tema especial: Resonancias Gigantes. E.Ventura	21
4. TEMA (II): ESTADOS DE ALTO MOMENTO ANGULAR Coordinadores: M.Mariscotti, R.Perazzo	
Informe M.Mariscotti	25
5. TEMA (III): IONES PESADOS (I) Coordinador: G.Dussel	
Sesiones	33
Informe G.Dussel	35
6. TEMA (IV): IONES PESADOS (II) Coordinadores: S.Reich, J.Rossi, M.Saraceno	
Sesiones	43
Informes	45
Tema especial: Espectrómetros Magnéticos. J.Rossi	57
7. TEMA (V): HACES IONICOS Coordinador: W.Meckbach	
Introducción	69
Electrones convoy. W.Meckbach, J.Miraglia	73
Corrimiento Lamb. I.B.Nemirovsky	77
Producción de vacancias en capas internas. R.Piacentini .	85
Informe W.Meckbach	99
8. CONCLUSIONES GENERALES. D.R.Bes	107
9. LISTA DE SEMINARIOS ESPECIALES	115
10. LISTA DE PARTICIPANTES	117

BARILOCHE I

La idea de un reequipamiento en Física Nuclear era ya vieja cuando dejó de ser una conjetura. Esta circunstancia prefigura para nosotros, a un tiempo responsables y destinatarios del futuro acelerador, un gran compromiso.

Desde un primer momento se abrieron dos caminos, ambos igualmente importantes, ambos de dificultad comparable. El uno es la implementación de la intrincada ingeniería del proyecto, el otro el del planeamiento de la investigación que se va a hacer. Si ambos no son transitados con éxito se habrá desperdiciado el infrecuente privilegio de contar con uno de cuatro equipamientos experimentales comparables en el mundo.

Separar ambas tareas no es cosa simple. Somos pocos y cada uno en su medida debe, de continuo, prever obstáculos, responder a futuras preguntas y dar cuenta de infinidad de externalidades. Por otra parte no debemos abandonar la física que hacemos y, además, incorporar a nuestra esfera de interés un dominio que hasta ayer nos era lejano.

Con este propósito se organizó una primera reunión de autoenseñanza-que no puede llamarse de otro modo- durante junio de 1977 coordinada por O. Dragún y E.E.Maqueda. Cabe a ella -que no se dejó llevar por la presuntuosidad de dejar nada escrito- haber dado inicio a una experiencia de la que "Bariloche I" es su segunda manifestación. De este modo nos acercábamos a lo que deberá ser moneda corriente en nuestro futuro mediano.

"Bariloche I" trató de concebirse, con ciertos aires de grandeza, para que conjugara una triple circunstancia. La activa colaboración de los escasos físicos nucleares en la Argentina ajenos a la CNEA, la participación de recién llegados a la especialidad y el estrecho contacto del viejo plantel de la CNEA con los nuevos temas de investigación.

Una semana antes de salir para el CAB, poseíamos la convicción de que la experiencia se transformaría en una costosa catástrofe. Quince días después no podíamos pedir éxito mayor y un mes más tarde pensábamos ya en futuras reuniones. El CAB, un perfecto anfitrión, nos brindó una hospitalidad difícil de describir y nos conquistó a fuerza de cocina, lago y bosques. El "I" tímidamente agregado a "Bariloche" había resultado a la postre un feliz golpe de intuición.

Cuadra un balance. El propósito expreso de la reunión fué el de procurar una definición tentativa de la instrumentación periférica necesaria para el acelerador. Este problema se acotó con todo el detalle que la etapa prelimi-

nar de implementación del proyecto lo hacía permisible. Este objetivo, alcanzado frecuentando reciente literatura agrupada en cinco grandes temas, aumentó de paso la familiaridad con aquello que podrá ser objeto de investigación con el acelerador. Quedó de lado sin embargo un aspecto que cobrará creciente importancia y no podrá menos que ser objeto de próximas reuniones. Esto es la formación de grupos de trabajo en torno de temas específicos, su modalidad y planes de investigación.

Toda la tarea hasta ahora empeñada en este proyecto adolece, a despecho de los esfuerzos puestos en él, de una enorme fragilidad. La historia de la investigación científica en la Argentina ha abundado en la repetición de errores y torpezas de los que, hasta el momento, no se ha extraído enseñanza alguna. En la medida en que con el acelerador de la CNEA se pueda montar un ambicioso proyecto de investigación el empeño puesto hasta ahora quedará justificado. Algo se habrá aprendido de las pasadas equivocaciones. Quizá, como una pequeña contribución, el haber realizado Bariloche I, habrá cumplido, en este contexto, un rol más importante que el que nos pudimos imaginar.

COMITE ORGANIZADOR

O. Dragún
R. Perazzo
J. Rossi

TEMA DIA	9/1	10/1	12/1	13/1	16/1	17/1	19/1	20/1	
REACCIONES CON IONES LIVIANOS CEBALLOS/ DRAGUN (I)	Sc. Elástico e Inelástico BERISSO/ ABRIOLA	Transf. de 1 y 2 partículas H. ACHTERBERG	Transf. de 3 y 4 part. A. PLASTINO	Núcleo Compuesto C.A. ARIAS/ H. HUCK	K. McVOY	Resonancias Gigantes E. VENTURA	INFORME Tema (I) CEBALLOS	<u>INFORME</u>	M A Ñ A N A
ESTADOS DE ALTO MOMENTO ANGULAR MARISCOTTI/ PERAZZO (II)	Excitación Coulombiana PASQUEVICH/ M. ZELIS	Reacciones (α , Xn) (HI, Xn) G. GARCIA BERMUDEZ	Multiplididad M. PEREZ	Medición de Momentos Estáticos g, u, Q E. VENTURA	A. TOLEDO PIZA	K. McVOY	INFORME Tema (II) MARISCOTTI	Prioridades Cronograma Presupuesto	
HACES IONICOS (V)		Captura al Continuo J. MIRAGLIA	Corrimientos Lambs I. NEMIROVSKY	Capas Internas R. PIACENTINI	J. BIRSACK	Espectrómetros Magnéticos J. ROSSI	INFORME Tema (V) MECKBACH	BES	A
IONES PESADOS (I) DUSSEL	Sc. Elástico e Inelástico G. GARCIA BERMUDEZ	Transferencias (Carac. Grales.) F. KRMPOTIC	Estados Cuasi Moleculares D. OTERO	Transferencia Elástica DUERING/ ETCHEGOYEN	Selectividad en Núcleo Comp. A. PROTO	H. MASSMANN	INFORME Tema (III) DUSSEL		T A R D E
IONES PESADOS (II) ROSSI/REICH/ SARACENO	Nuc. Exóticos LESZEK SZYBISZ	Sc. Profund. Inelástico (I) PACHECO/ F. NIELLO	Sc. Profund. Ineslático (II) H. ACHTERBERG	Fusión/Fisión (I) A. PROTO	Fusión/Fisión (II) D. OTERO	I. Alejados del Valle de Estabilidad M. PEREZ	INFORME Tema (IV) ROSSI		

I O N E S L I V I A N O S

SESION 1a.: SCATTERING ELASTICO E INELASTICO

Expositores: Cristina Berisso y Daniel Abriola (CNEA)

Trabajo expuesto:

"The (d, d) and (d, d') scattering on ^{24}Mg at energies between 60 and 90 MeV".

A. Kiss, O. Aspelund, G. Hrehuss, K. T. Knöpfle, M. Rogge, V. Schwim, Z. Seres, P. Turek and C. Mayer Börcke. (Jülich, W. Germany). Nucl. Phys. A262 (1976) 1.

SESION 2a.: TRANSFERENCIA DE UNO Y DOS NUCLEONES

Expositor: Erhard Achterberg (CNEA)

Trabajo expuesto:

a) - "States in ^{205}Pb excited via the ^{204}Pb (d, p) reaction". I.- "The hole states".

C. F. Maguire, W.D. Callender, D. G. Kovar and C. K. Bockelman. (Yale University). Phys. Rev. C15 (1977) 161.

b) - "States in ^{205}Pb via the ^{204}Pb (d, p) reaction". II.- "The particle states".

C. F. Maguire, W. D. Callender, D. G. Kovar and C. K. Bockelman. (Yale University). Phys. Rev. C15 (1977) 170.

SESION 3a.: TRANSFERENCIAS DE TRES Y CUATRO NUCLEONES

Expositor: Angel Plastino (UNLP).

Trabajo expuesto:

"A survey of the (^3He , ^7Be) reaction at 70 MeV".

W. F. Steele, P. A. Smith, J. E. Finck and G. M. Crawley. (Michigan State University). Nucl. Phys. A266 (1976) 424.

SESION 4a.: NUCLEO COMPUESTO

Expositores: Cecilia Alonso Arias y Hugo Huck (CNEA).

Trabajo expuesto:

"Compound and precompound processes in (p, p') and (α , p) reaction of even Zn isotopes".

C.R.Lux, and N. T. Porile (Purdue University). Nucl. Phys. A277 (1977) 413.

SESION 5a.: RESONANCIAS GIGANTES

Expositor: Edgardo Ventura (CNEA).

Trabajo expuesto:

"Survey de las resonancias gigantes dipolares y cuadrupolares basado en información reciente extraída de conferencias, trabajos publicados y preimpresos".

SCATTERING ELASTICO CON IONES LIVIANOS

En el caso de proyectiles livianos (p , d , ${}^3\text{He}$, t , α) interactuando con núcleos, el scattering elástico tiene la mayor de las secciones eficaces parciales. Hemos visto que cuando la energía de la partícula incidente está suficientemente por arriba de la barrera coulombiana, la distribución angular de la sección eficaz está dominada por una estructura de difracción y que para interpretarla introducimos un potencial óptico, modelo que consiste en reemplazar el problema de muchos cuerpos por un potencial complejo efectivo en una ecuación de Schrödinger de un solo cuerpo.

Podemos distinguir dos líneas de trabajo en este sentido: la primera tiene una naturaleza teórica y trata de computar este potencial efectivo partiendo de consideraciones del problema de muchos cuerpos; la segunda es puramente fenomenológica y trata la determinación empírica del potencial óptico por un proceso de ajuste de los datos experimentales de dispersión elástica. Aparte de su interés intrínseco, el estudio del modelo óptico y su parametrización reviste particular importancia por el papel que tiene en la interpretación de muchas reacciones nucleares. No ha estado en la intención de esta reunión dar una justificación formal del modelo óptico y como se recordará el trabajo sobre reacciones (d, d) en ${}^{24}\text{Mg}$ a energías comprendidas entre 60 y 90 MeV (Nuc. Phys. A262 (1976) 1-18) tenía como primer objetivo decidir si el método DWBA en ese rango de energías representaba un instrumento confiable y consistente para el análisis de los datos experimentales. Se trata en general de ajustar el comportamiento suave de las secciones eficaces como una función de la energía y se requiere que este potencial promedio no varíe apreciablemente para describirlas. En esta suposición de potenciales que representan para un determina-

do proyectil un comportamiento promedio se espera también que ellos varíen de una manera regular y sistemática de núcleo a núcleo y es justamente este requerimiento el que hace que el análisis del scattering elástico con iones livianos sea más complicado.

Prácticamente todos los análisis son realizados utilizando programas de cálculo que automáticamente ajustan algunos de los parámetros minimizando un χ^2 definido en función de la sección eficaz de reacción. Utilizando estos códigos es relativamente fácil ajustar cualquier distribución angular; sin embargo el conjunto de parámetros es, a menudo, no único y habiendo obtenido un mínimo para χ^2 en el espacio de los parámetros es posible variar ligeramente uno de ellos y obtener un reajuste de los restantes con un resultado equivalente al primero. Este hecho está asociado con conocidas ambigüedades mencionadas por el Prof. McVoy y acerca de las cuales, en el estado presente, no es posible establecer un criterio objetivo para reducirlas. Ellas se deben quizá a las aproximaciones del modelo; también es posible atribuir las a las calidades de los datos experimentales.

Básicamente existen dos tipos de análisis: en uno de ellos se ajusta un solo conjunto de datos experimentales para un elemento y una energía; en el otro se busca un conjunto promedio de parámetros para ajustar un cierto número de distribuciones angulares en función de la masa y/o de la energía. El problema asociado con estos dos tipos de análisis es diferente y su tratamiento afectará los resultados finales en distinto grado.

Debido a las fluctuaciones en el ajuste óptimo para cada distribución angular separada, el éxito en obtener un potencial suavemente variable para ajustar sistemáticamente muchas distribuciones reposa precisamente en las ambigüedades anteriormente referidas.

Los resultados de estudios sistemáticos son usados a menudo para generar funciones de onda o coeficientes de transmisión necesarios para el análisis de reacciones nucleares. Por varias razones es probablemente mejor en tales casos usar parámetros determinados sistemáticamente en un pequeño rango de masa y energía de la región de interés, antes que usar parámetros óptimos obtenidos en una sola distribución angular o en sistemáticas que cubran un amplio rango de estas variables. Esto es porque los resultados de una sola distribución pueden estar afectados fuertemente por errores experimentales sistemáticos o mecanismos de reacción particulares de ese núcleo a esa energía. En el caso de sistemáticas establecidas en un amplio rango de masa y energías, la parametrización elegida puede no ser la adecuada en alguna región de masa y/o energía. Por ejemplo, en estudios sistemáticos, el punto más débil es el potencial imaginario que exhibe para diferentes proyectiles el mayor rango de variación de distribución en distribución y es el peor representado para una variación suave en función de la masa y energía. En estas condiciones, cualquier conjunto de parámetros óptimos encontrados en la literatura debe ser utilizado con cuidado tratando de determinar su aplicabilidad para cada situación particular.

Para neutrones, la más reciente sistemática es la de Becchetti y Greenless (1969) aplicable para $A > 40$ y basada en datos hasta $E = 24$ MeV. Abajo de 5 MeV la mayoría de las distribuciones angulares contienen contribuciones de "Shape elastic scattering" y "compound elastic" que deben ser estimadas para análisis con modelo óptico. Existe un análisis sistemático para $E = 8$ MeV de Holmquist y Wiedling (1972) que es similar al obtenido anteriormente para 4.7 y 14 MeV por Bjorklund y Fernbach (1958).

Para protones la sistemática de Becchetti y Greenless (1969) ajusta un gran número de secciones eficaces para $A > 40$ y $E < 50$ MeV. Un

análisis similar entre 30-60 MeV de Menett et al (1971) usa un gran número de datos para determinar el potencial imaginario. Es interesante comparar los resultados obtenidos esencialmente con los mismos datos experimentales.

Deuterones: no hay un análisis sistemático que cubra secciones eficaces de dispersión y polarización en un amplio rango de masas y energías. Existen análisis para algunos núcleos en función de la energía (Borschall y Haeberli, 1971) pero es difícil obtener un potencial promedio que varíe suavemente en función de masa y energía. El análisis de Perey y Perey (1965) es aplicable para $E < 25$ MeV pero no usa spin-órbita o potenciales tensoriales necesarios para ajustar datos de polarización.

En ^3He , t , α la situación es menos satisfactoria ya que no hay estudios sistemáticos comparables a los hechos para otras partículas livianas.

El trabajo de Perey y Perey (1972) aparentemente es la última compilación de parámetros ópticos.

En nuestro caso es imposible predecir cual será la situación dentro de cinco años; queda sí delineado cuales son los caminos a seguir en caso de tener necesidad de un conjunto de parámetros para ajustar un determinado problema de reacciones con iones livianos. La instrumentación necesaria es altamente convencional y será presentada al final de la parte de transferencia de partículas.

SCATTERING INELASTICO

Después del scattering elástico, normalmente es el scattering

inelástico en los niveles excitados bajos, el que presenta la mayor de las secciones eficaces de reacción. Estos estados tienen generalmente características colectivas y son debidos a oscilaciones alrededor de una forma esférica promedio (vibraciones) o rotaciones de una esfera estáticamente deformada. Dada la dependencia radial del potencial es natural extender el modelo óptico en esa dirección para dar cuenta del scattering inelástico. El trabajo presentado, mostraba un cálculo donde los estados excitados del ^{24}Mg eran parametrizados haciendo uso del formalismo de canales acoplados y suponiendo un estado fundamental axialmente deformado. En este caso las distribuciones angulares fueron bien ajustadas hasta aproximadamente 6 MeV de excitación para energías del proyectil comprendidas entre 60 y 90 MeV y dando valores muy razonables de los parámetros de deformación, hecho que mostraba la corrección del modelo utilizado. Debe mencionarse aquí que en lo referente a los parámetros de deformación no es esperable que sean idénticos con los determinados por otros métodos ya que no siempre se refieren exactamente a la misma magnitud: por ejemplo en excitación Coulombiana, lo que se mide es la deformación de la distribución de carga, no el potencial de modelo óptico. Sin embargo es razonable que los valores obtenidos por ambos métodos no sean muy diferentes y que las conclusiones que se deducen -spines, paridades- presenten una razonable coherencia.

Si bien es cierto que el modelo colectivo proporciona un excelente ajuste de los datos experimentales, el gran interés del scattering inelástico está centrado en los últimos años en el desarrollo de un modelo microscópico que en el caso de iones livianos parece constituir la descripción más satisfactoria.

En lo referente al equipo experimental necesario si bien, en general, puede realizarse con técnicas convencionales al igual que en scatter-

ring elástico, debe hacerse notar que en muchas ocasiones es necesario separar niveles muy próximos en energías. Los niveles no resueltos en el trabajo presentado, obligaron a separarlos haciendo consideraciones teóricas que podrían haberse evitado de haber contado con equipos experimentales más poderosos (léase algún tipo de espectrómetro magnético).

REACCIONES CON TRANSFERENCIA DE NUCLEONES

En un estudio de reacciones nucleares debe distinguirse el análisis del mecanismo de reacción en el que las reacciones eficaces son consideradas en función de la energía y el momento angular para determinar si la reacción se realiza mediante un proceso directo, a través de la formación de un estado intermedio compuesto de vida media larga o en una situación de compromiso entre estos dos extremos. En una segunda etapa el estudio de la reacción necesita la aplicación de una teoría que de cuenta de las propiedades de los estados nucleares medidos. El interés en las reacciones de transferencia directas, aparte de su utilidad como herramienta espectroscópica, reside en su habilidad para inducir selectivamente modos simples de excitación nuclear. A pesar del gran énfasis dado en los últimos años a las reacciones nucleares inducidas por iones pesados, las reacciones con iones livianos han mantenido su importancia central en la investigación de la estructura nuclear. Las reacciones de transferencia de un nucleón dan información sobre la estructura de partícula independiente de los estados nucleares. Como ejemplo se consideró una reacción (d, p) en ^{204}Pb (Phys. Rev. C15 (1977) 170) en la que se muestra el interés reciente en los estudios que involucran el pick-up o transferencia de una partí-

cula en niveles profundos. El objeto de estos trabajos es obtener información de estructura nuclear a altas energías de excitación haciendo uso de la selectividad de las reacciones de transferencia. En esas energías el espectro mostraba típicamente el carácter de un "back ground" continuo; el resultado interesante e inesperado de recientes estudios es que la región del continuo exhibe a menudo una estructura pronunciada y sistemática hasta energías de excitación bastante elevadas y consecuentemente contiene mucha más información de estructura que lo supuesto anteriormente. Por ejemplo en el trabajo mencionado se ven niveles discretos hasta una energía de excitación de 5.6 MeV donde 110 de ellos fueron identificados obteniéndose los correspondientes factores espectroscópicos. Esto fue posible de observar dado la resolución entre 5-8 KeV obtenida con espectrómetro multigap de la Universidad de Yale.

Las reacciones con transferencia de varios nucleones y en particular aquellas que muestran un refuerzo de propiedades colectivas siguen siendo un centro de interés para teóricos y experimentalistas. Así, por ejemplo, los datos recientes extraídos de reacciones (^3He , n) dan información sobre correlaciones y excitaciones del apareamiento de dos protones; en el caso de transferencia de más de dos nucleones se están aplicando descripciones semi-microscópicas que posibilitan factorizar la amplitud de estructura en términos que contienen las componentes naturales colectivas y de ese modo poder relacionar entre sí las reacciones que transfieren dos, tres y cuatro nucleones.

En el trabajo contado en esta reunión, se utilizaba la reacción (^3He , ^7Be)(Nucl. Phys. A266 (1976) 424) sobre diferentes blancos que iban desde el ^{12}C hasta el ^{206}Pb para investigar el fenómeno de " α -clustering" en la superficie nuclear. Se sabe que la reacción (^3He , ^7Be) procede prin-

principalmente vía directa, mientras que en la (d, ^6Li) los procesos por pasos múltiples son importantes, probablemente a cualquier energía. Las dificultades experimentales del trabajo mencionado fueron muchas: secciones eficaces muy pequeñas ($1\mu\text{b/sr}$ para los blancos pesados) aun a ángulos delanteros, ensanchamiento cinemático importante y, principalmente, la energía perdida por los iones de ^7Be , lo que implicaba la necesidad del uso de blancos muy delgados.

El espectógrafo de Enge usado para medir la reacción representó, entonces, un sistema apropiado ya que permitió el uso de ángulos sólidos razonablemente grandes (1.2 msr), a la vez que compensó el ensanchamiento cinemático; la limitación de la resolución en energías se debió, en general, a los espesores de los blancos.

La descripción de la instrumentación experimental básica necesaria para realizar experiencias de reacciones con transferencias de nucleones inducidos por proyectiles livianos, se hará más adelante.

Para concluir, querríamos señalar que, a pesar de que es difícil predecir cuales experiencias debieran realizarse dentro de cinco años, a nuestro juicio las reacciones directas elásticas, inelásticas y de transferencias de uno a varios nucleones inducidas por iones livianos, seguirán manteniendo el interés, debido principalmente a que han demostrado ser hasta ahora la herramienta más simple y poderosa en el estudio de la estructura nuclear.

NUCLEO COMPUESTO

Las propiedades de las reacciones nucleares con formación de nú-

cleo compuesto son claramente comprendidas y su descripción por la teoría estadística ha sido objeto de numerosos tests experimentales. Mientras que esta teoría ha tenido gran éxito en la descripción de muchas propiedades nucleares ha sido generalmente incapaz de explicar el número relativamente grande de partículas energéticas emitidas en el curso de una reacción. Para dar cuenta de este comportamiento en reacciones (p, n) , Griffin sugirió en el año 1966, que la formación del núcleo compuesto se establecía a través de interacciones simples de dos cuerpos y durante este proceso, llamado de "pre-equilibrio" podían ser emitidos neutrones cuya energía, en general, es mayor que la de los neutrones emitidos una vez formado el núcleo compuesto.

Posteriormente este mecanismo de reacción fué observado también en experimentos (p, p') , (p, α) , (n, α) , (α, p) , (α, α') , etc.. El modelo de Griffin fué evolucionando, dando lugar entre otros, al modelo de excitones y quasi free scattering comentados en el trabajo presentado. Como se vio en este último, la interpretación de los resultados experimentales no concuerda con la propuesta por otros autores y el conocimiento del mecanismo de reacción es aún un problema abierto que puede ser estudiado. Cabe señalar que en la Conferencia de Varenna (1977) fué presentado por el Prof. Feschbach una teoría estadística cuántica formal, que describe los procesos de preequilibrio y de núcleo compuesto, cuyas implicancias todavía no han sido investigadas.

En lo referente al equipo experimental para estudiar este tipo de reacciones, los requerimientos, en el caso de detección de partículas cargadas son simples y convencionales teniendo como única exigencia la identificación de partículas en un amplio rango de energías a partir de la barrera coulombiana y sin mayores requerimientos de resolución. El caso

detección de neutrones, implica la existencia de un sistema T O F adecuado.

IMPLEMENTACION EXPERIMENTAL PARA REACCIONES NUCLEARES CON IONES LIVIANOS

En el curso de esta reunión se discutieron las reacciones de scattering elástico e inelástico y de transferencia de uno, dos, tres y cuatro nucleones en procesos inducidos por iones livianos. Las necesidades experimentales para realizar este tipo de trabajos pueden ser consideradas en conjunto dadas las características comunes que en estos casos tienen la identificación de partículas y determinación de energías.

Esencialmente todos los experimentos, salvo aquellos que por sus exigencias en la separación de niveles de energía muy próximos - 5-10 KeV - no pueden ser realizados con métodos convencionales, deben ser hechos en una cámara de scattering.

Existen experimentos sencillos que tienen una gran sección eficaz de reacción - scattering elástico - y otros más complicados, con secciones eficaces bajas, por ejem. (d, ^6Li). Para estos últimos y para estar de acuerdo con todas las ventajas de un acelerador electrostático como el propuesto, es casi imprescindible contar con una de las denominadas "all purpose scattering chamber" (o "general purpose s. c") por ejemplo la ORTEC 2800 de 30". Actualmente comercializada por General Ionex Corp., en la que están contempladas o pueden implementarse con accesorios, todas las necesidades para la realización de estos experimentos. Entre ellas pueden mencionarse: posibilidad de ubicar varios detectores o telescopios de detectores a diferentes distancias del blanco y en posiciones angulares preci-

sas, controlados con movimiento automático exterior a la cámara; torre de blancos con varias posiciones e intercambio de los mismos independiente del vacío de la cámara; posibilidad de blancos gaseosos a alta presión; platina enfriada en nitrógeno líquido para mejorar la resolución de los detectores; posibilidad de colocar detectores en distintos planos de reacción; cajas de Faraday refrigeradas; diferentes tipos de colimadores y visores para centrado del haz; facilidades para implementación de correlaciones angulares además de numerosos mecanismos que simplifican los experimentos. Esta cámara es actualmente de uso común en muchos Laboratorios; su costo totalmente equipada puede estimarse en 200 KU\$S; no existe en stock permanente y su fabricación demanda ~12-18 meses. Su utilidad no está limitado al uso para reacciones con iones livianos y en otros informes ciertamente será mencionada. Existe un modelo de cámara de scattering diseñada en Rehovot (Israel) con características comentadas como "de avanzada" y que actualmente se provee en forma comercial por una firma de Israel; no tenemos detalles técnicos ni de precio. Se considera que la fabricación de una de estas cámaras en talleres propios de la CNEA o privados, sin experiencia, es desaconsejable.

Para experimentos con menores exigencias técnicas o de precisión se necesitaría una segunda cámara de scattering pequeña, por ejemplo ORTEC 600 de 17" o la ORTEC 3704 de 30" más simple que la 2800 pero que puede aceptar algunos de sus accesorios. Esta cámara podría compartirse para la implementación de otros experimentos: resonancias, distribuciones angulares, etc.. En un principio, en discusiones de Laboratorio se pensó en la instalación de dos cámaras similares a la primera, con accesorios compartidos; esta idea ha sido posteriormente modificada pero queda sujeta a discusión. En general se piensa que dos líneas deberían estar destinadas a

este tipo de trabajos en reacciones nucleares; la definición de sus características debería ser hecha una vez que se conozcan los precios actuales y el presupuesto disponible.

El sistema de detección, dentro de la cámara, estará constituido por detectores semiconductores y telescopios semiconductores o gaseosos combinados con semiconductores. La resolución de los sistemas puede alcanzar ~ 15 KeV en los casos más favorables; para identificar partículas livianas se necesitan espesores de hasta $\sim 20 \mu$ (para el experimento (d, ^6Li) se utilizaron $40-50 \mu$); en el caso de iones pesados se ha hablado de 10μ y es necesario poseer todo un stock de difentes espesores para poder identificar y analizar todas las partículas livianas que salen de una reacción o las energías correspondientes a una variación de 3-20 MV en el terminal. La medición simultánea en varios ángulos, que implica un mayor número de detectores iguales o semejantes, deber ser el resultado de un análisis de equilibrio entre rapidez de medición dado por las características del acelerador y costo de detectores y equipo electrónico asociado. No debe dejarse de observar que los detectores semiconductores delgados son extremadamente frágiles, que su resolución se deteriora con el tiempo por razones no muy conocidas, aún sin usarlos y que su precio aumenta con la mayor área, mejor resolución y menor espesor, llegando a los 800-900 U\$S por detector; los detectores anulares, necesarios para mediciones a 0° (o ángulos muy pequeños) llegan a valores de 1500-2000 U\$S dependiendo de sus características. En estas condiciones se debe considerar la posibilidad de fabricación en Laboratorios propios.

Para la identificación con pequeñas cámaras de ionización como detector ΔE , se necesitaría el desarrollo de técnicas conocidas pero de implementación delicada. Estos detectores son especialmente útiles para

iones pesados; en los talleres del Laboratorio se desarrolló un prototipo pero sus resultados no fueron comprobados totalmente.

Cuando la resolución en energías debe llevarse al orden de los 8-10 KeV como se vió en los dos trabajos presentados para resolver niveles que actualmente puede dar valiosa información sobre estructura nuclear, ninguno de los sistemas nombrados es apto para realizarlo y es necesario recurrir a algún tipo de espectrómetro que ocuparía una tercer línea de salida de haz.

Los problemas directamente relacionados con la instalación o no de un espectrómetro no serán considerados aquí y solo se mencionarán los correspondientes a la etapa de detección y a los provenientes del blanco utilizado.

En un espectrómetro magnético y dependiendo de sus características, la obtención del espectro de energías puede realizarse de diversas maneras entre las que mencionaremos como más corriente a) con detectores semiconductores sensibles a la posición; b) con cámaras de ionización o detectores proporcionales; c) con placas nucleares. En los experimentos discutidos aquí, se utilizaron placas nucleares para la reacción $^{204}\text{Pb} (d, p) ^{205}\text{Pb}$ y un contador proporcional para la transferencia de cuatro partículas en la reacción (^3He , ^7Be). El método de placas nucleares trae aparejado consigo el problema de extracción de la información con todo el equipo experimental y técnicos expertos en el tema. La CNEA desarrolló todo este sistema para ser utilizado en altas energías, pero ese grupo no existe en la actualidad. El método de detectores proporcionales o de cámaras de ionización debe ser implementado; en este sistema existe un gran desarrollo tecnológico no trivial en el que no se tiene experiencia; los detectores semiconductores sensibles a la posición existen comercial-

mente, tienen un precio elevado y se necesita un cierto número de ellos (~ 10) para realizar una medición; presentan el mismo inconveniente de los otros detectores semiconductores (fácil deterioro, gran fragilidad, pérdida de resolución). Tanto las cámaras de ionización, detectores semiconductores o proporcionales deberían ser desarrollados en Laboratorios del Dpto. de Física; su implementación y puesta a punto tiene evidentemente igual importancia que la existencia de un espectrómetro magnético ya que la falla de cualquier etapa de esta línea inutiliza las ventajas encontradas en todo el sistema. Deberían investigarse cuales son los desarrollos comerciales existentes.

En el trabajo de transferencia de cuatro partículas se vió la necesidad de instalación de un sistema de tiempo de vuelo para identificación de productos de reacción. Estos sistemas son convencionales y su implementación puede hacerse como desarrollo de Laboratorio sin requerimientos especiales.

Referente a la etapa "blancos", es imprescindible la instalación de un laboratorio capacitado para la fabricación de blancos delgados. Como se dijo en la exposición referente al espectrómetro magnético, éste es otro punto crítico que reviste igual importancia que la etapa de detección. El laboratorio está previsto - como lugar - en el proyecto del acelerador y deberá también dedicarse a la fabricación de las folias de carbono necesarias para los strippers de la máquina. Debería contar con dos personas: un profesional y un técnico o dos técnicos capacitados; el equipamiento necesario es un problema a estudiar y resolver.

No se ha previsto en el proyecto del acelerador la instalación de una fuente de iones polarizados que entre otras ventajas permitiría resolver problemas referentes a potenciales ópticos; en esta etapa del estu-

dío no se la considera imprescindible pero es dable mencionarla en vista a previsiones de espacio en el recinto de las fuentes de iones del edificio. Igualmente se dan por descartados los experimentos de transferencia de uno y dos neutrones en reacciones (t, d) y (t, p) dada la decisión de no instalar una fuente de tritio.

En lo referente a reacciones con procesos de formación de núcleo pre-compuesto y compuesto, los requerimientos experimentales no presentan características críticas dado que en general se miden secciones eficaces promedio en donde la resolución no es un factor de importancia. En estas condiciones los equipos son altamente convencionales y están comprendidos en las necesidades expuestas más arriba.

RESONANCIAS GIGANTES

El estudio de resonancias gigantes ha recibido en los últimos años un nuevo y gran impulso. Esto se debe principalmente a: 1) la localización de nuevas resonancias gigantes con diversas multipolaridades y 2) al uso de nuevos métodos para su excitación y estudio.

Los métodos clásicos para estudiar estas resonancias son los siguientes:

- a) Scattering de electrones
- b) Scattering y absorción gamma
- c) Reacciones de captura inversa

A éstos se han agregado los siguientes métodos más novedosos:

- d) Reacciones de captura inversa con iones polarizados
- e) Scattering inelástico de hadrones

De estas técnicas sólo las c), d) y e) son realizables en principio con un acelerador electrostático.

Reacciones de Captura Inversa

Hasta el presente este tipo de reacciones ha sido estudiado exclusivamente con aceleradores electrostáticos. El alto valor Q de estas reacciones hace que con energías de pocos MeV (5-15) se excite el núcleo compuesto en la región de las resonancias gigantes (15-25 MeV). En algunos casos, sin embargo, se requieren energías más altas, principalmente en núcleos livianos.

Estas reacciones presentan la ventaja de tener gran selectividad en la excitación de los diferentes multipolos. Su principal desventaja es la débil excitación de los multipolos ($L \geq 2$).

Es indispensable para el estudio de estas reacciones contar con un espectrómetro de NaI de dimensiones grandes. Los cristales de NaI típicamente usados son de 25 cm x 25 cm. Su eficiencia es alta y su resolución en energía alcanza al 3 %, lo cual permite separar los niveles de interés en la mayoría de los casos.

El uso de iones polarizados, principalmente protones, ha incrementado enormemente el potencial de este método, pudiéndose medir ahora todos los parámetros relevantes en la descripción de estas resonancias⁽¹⁾.

Scattering Inelástico de Hadrones

El scattering inelástico de hadrones ha demostrado ser una herramienta muy útil en la excitación de resonancias gigantes, principalmente aquellas con multipolaridad $L = 2$ (resonancias cuadrupolares gigantes). Estas reacciones ofrecen menor selectividad pero tienen la ventaja de excitar

los diferentes multipolos por igual.

Hasta el presente se han estudiado con iones livianos, principalmente reacciones del tipo (p, p') , $(^3\text{He}, ^3\text{He}')$ y (α, α') . Las energías requeridas en estos casos superan las ofrecidas por aceleradores electrostáticos, razón por la cual se han usado diversos tipos de ciclotrones. Con un acelerador de 20 MV todavía se está por debajo de la energía óptima para realizar este tipo de experiencias.

Recientemente⁽²⁾ han habido algunos intentos exitosos de estudiar resonancias gigantes usando iones pesados. Para la excitación de resonancias gigantes con multipolaridad $L = 2$ ofrecen la ventaja de 1) acarrear mayor momento angular a la entrada y 2) menor fondo proveniente de evaporación u otras reacciones de tres cuerpos en el continuo. Lógicamente la sección eficaz es menor. Los experimentos realizados hasta el momento han usado proyectiles de ^6Li a energías entre 70 y 85 MeV. En este caso, como también en el caso de proyectiles más pesados aún, el acelerador electrostático de 20 MV es ideal.

(1) Stanley S. Hanna, preprint, 1975.

(2) R. Pardo, R. G. Markham, W. Benenson, A. I. Galonsky and E. Kashy. Phys. Lett. 71B (1977) 301.

ESTADOS DE ALTO MOMENTO ANGULAR

1.- Introducción

En estas últimas dos semanas hemos escuchado charlas sobre el tema de estados de momento angular alto.

En todos los casos los expositores se refirieron a experimentos en donde la técnica experimental predominante era la de espectroscopía γ y este informe por lo tanto estará limitado a las perspectivas y necesidades que debemos plantearnos para un óptimo uso del futuro Acelerador de 20 MV conducentes a obtener más y mejor información sobre los estados de alto l mediante la observación de las transiciones electromagnéticas que pueblen o desexciten tales estados.

En primer lugar puede señalarse que el Tandem de 20 MV brinda excelentes posibilidades para la investigación en este tema, requiriendo un relativamente simple equipamiento.

Esta circunstancia se verifica en la gran actividad existente en este campo en otros laboratorios del mundo que cuentan con máquinas aceleradoras de iones pesados. Las ventajas experimentales que hacen a la simplicidad señalada se derivan fundamentalmente de a) la excelente resolución obtenible con los detectores de Ge(Li); b) la posibilidad de combinar diferentes blancos y proyectiles para estudiar un mismo núcleo; c) la no existencia de limitaciones serias en cuanto a espesores de blanco; d) la alta sección eficaz con que las reacciones (HI , xn γ) y de excitación coulombiana se producen y, finalmente, e) la naturaleza misma de los estados de alto l que se prestan a investigaciones sistemáticas de los diversos fenómenos relativos a ellos.

Es de hacer notar por otra parte que los estudios a los que hacemos referencia no requieren una precisión y estabilidad de energía de proyectil tan grande como un acelerador electrostático moderno puede brindar aunque sí es importante la facilidad con que un cambio de energía puede realizarse en estas máquinas.

2.- Líneas de trabajo

Como resultado de lo discutido en este simposio aparecen promisorias las siguientes líneas de trabajo:

1.- Estados de muy alto spin

a) M. Zelis nos informó sobre los alcances y posibilidades del uso de la excitación coulombiana para medir vidas medias de estados excitados. Para el caso de estados de muy alto spin, a diferencia de la reacción $(H^1, xn \gamma)$ en donde los tiempos de alimentación de los estados yrast es del mismo orden que las vidas medias de éstos (unos pocos ps), los tiempos de alimentación en la excitación coulombiana múltiple pueden ser mejor controlados puesto que la alimentación y de los estados de interés proviene sólo de estados rotacionales más altos y esto puede ser hecho pequeño en comparación a la alimentación directa eligiendo apropiadamente el proyectil y su energía. Hasta el momento estados con $I = 18$ han sido alcanzados⁽¹⁾ y las vidas medias han sido medidas observando la atenuación de la línea y debida al corrimiento Doppler causado por la energía de retroceso de los núcleos residuales.

Actualmente existe interés en la determinación de vidas medias de estados en la región del backbending, fenómeno cuya naturaleza no ha sido aún totalmente esclarecida.

b) Determinación de factores giromagnéticos de niveles de muy alto spin.- Una medición de factores g requiere que el producto ωr sea mayor que

5 mrad (donde ω es la precesión de Larmor del núcleo en el estado cuyo factor g desea ser medido bajo la influencia de un campo magnético y τ es el tiempo de vida de dicho estado). Para τ del orden de unos pocos ps los campos requeridos son de ~ 10 MG. Estos campos son obtenibles cuando los núcleos residuales retroceden en vacío o utilizando campos transientes (aquellos que se verifican durante el frenado de un ión en un "plunger"). Nuevamente la reacción de excitación coulombiana múltiple es la más indicada por los motivos mencionados en el párrafo anterior. Actualmente no ha sido resuelto el problema de determinar adecuadamente el valor de los campos tanto en el caso del retroceso en el vacío como en el de los campos transientes. La charla de E. Ventura nos mostró las interesantes diferencias observadas recientemente ⁽²⁾ en mediciones de factores g utilizando campos magnéticos convencionales y campos transientes. Hasta el momento no hay valores de g en la región del "backbending". Una estimación de los valores g de estados pre-yrast ha sido obtenida por Skaali et al ⁽³⁾ utilizando la reacción ($^{16}O, 4n$) para excitar estados de ^{168}Hf y ^{172}Hf retrocediendo en Gd. El resultado obtenido es $\bar{g} \approx 0.1$. Factores g de estados $I = 10^+$ e $I = 8^+$ han sido también determinados en Dy e isótopos de Er.

c) Uso de la técnica de multiplicidad.- M. Pérez nos mostró a través de su exposición como es posible sacar conclusiones sobre momentos de inercia para estados cercanos al "entry state" mediante la determinación de la multiplicidad de las cascadas que desexcitan el núcleo residual. Mediante esta técnica es posible también extraer información sobre la distribución de ℓ (momento angular de entrada). En los casos donde tanto el proyectil como el blanco tienen spin 0, el spin I del núcleo compuesto es igual al momento angular ℓ . Si la pequeña cantidad de momento angular removida o agregada por los neutrones evaporados es ignorada y solo un canal de salida es dominante, entonces la distribución de ℓ 's y su distribución de momentos angulares de los estados de entrada ("entry states") son iguales. Es habitual suponer que en la expre-

si3n de la secci3n eficaz total $\sigma_{\text{tot}} = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) T_{\ell}$ se tome $T_{\ell} = 0$ para $\ell > \ell_{\text{max}}$ y $T_{\ell} = 1$ para $\ell < \ell_{\text{max}}$. Esto corresponde a una distribuci3n "triangular" para ℓ . El estudio de las multiplicidades permitir3 poner a prueba esta hip3tesis⁽⁴⁾.

En un trabajo reciente Liotta y Sorensen⁽⁵⁾ discuten la competencia entre transiciones E1 y E2 provenientes del "entry state". Hasta ahora en general se ha aceptado como hip3tesis de trabajo que el n3cleo residual se desexcita primero mediante una serie de transiciones dipolares hasta llegar a la banda yrast o a otra banda de car3cter an3logo (i.e. $\Delta I = 2$) cercana a ella. El trabajo mencionado sugiere que esta hip3tesis es d3bil y que el camino seguido en la desexcitaci3n del n3cleo residual es materia abierta a la investigaci3n.

Pocos meses atr3s el grupo de Berkeley⁽⁶⁾ observ3 transiciones discretas provenientes de estados de spin hasta $I = 32$. Este resultado fue obtenido merced al uso del "filtro" para multiplicidades consistente en un "erizo" de detectores de NaI. La reacci3n utilizada fue $^{122}\text{Sn} (^{40}\text{Ar}, 4n)$ a 166 MeV. La energ3a fue seleccionada de modo de favorecer la m3xima multiplicidad para la reacci3n $4n$.

Otro tema de sumo inter3s se refiere a las trampas "yrast". Estos son estados isom3ricos de alto momento angular cuya existencia tendr3a su origen en el hecho de que a altos momentos angulares el n3cleo adquirir3a forma oblada y su momento angular dejar3a de ser una propiedad colectiva. En este caso no se observar3an bandas rotacionales sino un espectro de tipo part3cula independiente dando lugar entonces a la existencia de is3meros. Muy recientemente un estudio de estas trampas yrast fue llevado a cabo en Copenhague⁽⁷⁾ y un buen n3mero de is3meros fueron descubiertos. El hecho de que estos is3meros son miembros superiores de la banda yrast queda esta-

blecido por la determinación de la multiplicidad de la cascada y que los desexcita. La existencia de estos isómeros brinda un amplio y atractivo campo de investigación de la estructura nuclear a muy altos momentos angulares para la próxima década.

11.- Posibilidades en el estudio de estados de spin intermedio

a) García Bermúdez discutió los últimos resultados obtenidos de las reacciones (HI, xny) con especial referencia al fenómeno de "backbending" y a las hipótesis propuestas para su explicación. El caso del ^{156}Dy (ver referencia 8) por él mostrado ilustra la dificultad de aplicar el modelo de cruce de bandas y la necesidad de obtener información más detallada sobre las bandas $\Delta I = 2$ cercanas a la banda yrast. En este sentido es interesante mencionar los recientes resultados obtenidos en Brookhaven⁽⁹⁾ sobre la estructura de banda múltiple en ^{164}Er . Los estados excitados de este núcleo fueron estudiados mediante la reacción $^{160}Gd (^9Be, 5n)$ a 59 MeV. Se encuentran 3 nuevas bandas rotacionales además de niveles adicionales de más alto spin de la banda y previamente conocida. En total la información actualmente disponible sobre ^{164}Er incluye 5 bandas excitadas (i.e. además de la banda del estado fundamental) con momentos angulares hasta valores $I = 24$ y diferentes momentos de inercia. Este tipo de información debiera permitir una buena prueba de nuestras actuales ideas sobre cruce de bandas.

b) Estudios de núcleos cercanos a capa cerrada.- Los primeros estados yrast en núcleos par-par cercanos a capa cerrada tienen generalmente una configuración predominante del tipo $(\lambda_j)^2_1$. Esta configuración da lugar a una banda que se corta para $I_{m\acute{a}x} = 2j-1$. Es interesante investigar la naturaleza de los estados yrast superiores con $I > I_{m\acute{a}x}$. El estudio de los núcleos impares vecinos puede aportar valiosa información en este sentido. Por ejemplo, estados de alto spin observados⁽¹⁰⁾ en ^{89}Y fueron interpretados como estados

$\{ \pi_{g_{9/2}} \otimes J_{\text{core}} \}_1$, donde J_{core} indica los niveles del ^{88}Sr , interpretación que se verifica al comprobar un marcado paralelismo entre dichos estados y aquellos observados⁽¹¹⁾ en el ^{87}Sr . Sin embargo se advierten ciertas diferencias que podrían ser debidas al principio de Pauli. De confirmarse esta hipótesis se obtendría información sobre los estados J_{core} .

c) Núcleos impar-impar.- Estos núcleos han sido los menos estudiados hasta el momento. La razón es que la estructura de los mismos es complicada por la interacción p-n que generalmente predomina y no se han encontrado hasta ahora propiedades con comportamientos que admitan una descripción sencilla capaz de estimular la investigación experimental sistemática. Como fuera mencionado al principio los estados de alto momento angular, por su propia naturaleza, se prestan favorablemente a una exploración de propiedades que presenten un comportamiento regular a través de la tabla periódica pasibles de sistematización.

Un resultado interesante obtenido recientemente de estudios de los núcleos ^{76}Br y ^{78}Rb ⁽¹²⁾⁽¹³⁾, en donde se observan bandas muy similares, las cuales a la vez muestran un sugestivo paralelismo con la banda del estado fundamental del ^{77}Kr , apunta a la posibilidad mencionada más arriba. Este es un amplio campo, inexplorado aún, que está al alcance mediante la espectroscopía y en línea con reacciones (Hl, xn) .

III.- Búsqueda de nuevos isótopos alejados de la línea de estabilidad

Regiones alejadas de la línea de estabilidad hacia la zona de los núcleos deficientes de neutrones pueden ser alcanzados con iones pesados de alta energía. Sin embargo a medida que el núcleo compuesto es más deficiente de neutrones, canales de salida en donde protones y partículas α son emitidos, compiten con la evaporación de neutrones. Esta situación se hace más crítica para valores de A más pequeños. Con el aumento del número de canales de salida la sección eficaz para la producción de un cierto núcleo residual se hace

naturalmente menor y por consiguiente la identificación se complica. En general las funciones de excitación correspondientes a distinto número de partículas emitidas siguen siendo distinguibles. Es necesario la determinación de un parámetro adicional para completar la identificación. Una posibilidad es realizar la espectroscopia y en coincidencia con un detector de rayos X que permita establecer el Z del núcleo producto.

3. Instrumentación

Como fuera mencionado en la introducción la instrumentación requerida para trabajos de espectroscopia y en línea es relativamente convencional y de costo relativamente reducido, a excepción del "erizo" de contadores centelladores para determinar multiplicidades, el cual tal como surge de las conclusiones obtenidas de este simposio, constituye un equipamiento aconsejable. La instrumentación básica debiera consistir en:

- a) Un goniómetro para determinación de distribuciones angulares y polarización de rayos γ .
- b) Detectores de estado sólido.
- c) Cámaras para blancos adecuadas para $\gamma(\theta)$, γ - γ , medición de momentos magnéticos.
- d) "Plunger" para mediciones de retroceso en función de distancia.

Además debiera considerarse la posibilidad de acoplar el espectrómetro β doble foco a la facilidad en línea para medición de conversión interna, la adquisición o construcción de un imán superconductor y la disponibilidad del ya mencionado "erizo". La electrónica es convencional y común a las otras líneas de trabajo.

REFERENCIAS

- 1.- D.Ward et al. Nucl. Phys. A266 (1976) 194.
- 2.- E.Recknagel. Nuclear Spectroscopy and Reactions, Ed. J.Cerny Academic Press 1974, Parte C, pag. 83.
- 3.- Shaali et al. Nucl. Phys. A238 (1975) 159.
- 4.- G.B.Hagemann et al. Nucl. Phys. A245 (1975) 166.
- 5.- R.J.Liotta y R.A.Sorensen. Preprint (1977).
- 6.- Lee et al. Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1454.
- 7.- Pedersen et al. Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 990.
- 8.- R.M.Lieder et al. Phys. Lett. 49B (1974) 161.
- 9.- O.C.Kistner, A.W.Sunyar y E. de Matosian. BNL-23555 (1977).
- 10.- M.Davidson, J.Davidson, M.Behar, G.García Bermúdez y M.A.J.Mariscotti. Nucl. Phys. (en imprenta).
- 11.- S.G.Arnell, A.Nilsson y O.Stankiewicz. Nucl. Phys. A241 (1975) 109.
- 12.- M.Behar, A.Filevich, G.García Bermúdez y M.A.J.Mariscotti. Nucl. Phys. A282 (1977) 331.
- 13.- G.García Bermúdez, M.A.J.Mariscotti, J.C.Quacchia, A.Lepine, M.N.Rao, N. Seale y M.A.Hernández. Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure. Tokio, Sep. 5, 1977.

REACCIONES PERIFERICAS CON IONES PESADOS

SESION 1: DESCRIPCION CUALITATIVA DE SCATTERING ELASTICO

Expositor: Gerardo García Bermúdez

Referencias: W.Norenberg y H.A. Weidenmuller, Int. to the Theory of Heavy-ion Collision. Springer Verlag 1976. Capítulos 1 y 5.
C. E. Thorn et al. Phys.Rev.Letters 38 (1977) 384.

SESION 2: REACCIONES PERIFERICAS CON TRANSFERENCIA DE PARTICULAS

Expositor: Francisco Krmpotic

Referencias: W.Norenberg y H.A.Weidenmuller, Cap. 7.
N.Anyas-Weiss et al. Phys. Rep. 12C (1974) 203
M.C.Lemaire, Phys. Rep. 7C (1973) 281

SESION 3: ESTADOS QUASIMOLECULARES

Expositor: Dino Otero

Referencias: A.Connier et al. Phys. Rev. Letters 38 (1977) 940
B.Munzinger et al. Phys. Rev. Letters 38 (1977) 944

SESION 4: TRANSFERENCIA ELASTICA

Expositores: Edgardo Duering y Alberto Etchegoyen

Referencias: W. von Dertzen y H.G. Bohlen, Phys. Rep. 19C (1975) 1

SESION 5: SELECTIVIDAD EN NUCLEO COMPUESTO

Expositor: Araceli Proto

Referencias: R. Stokstad, Proceedings of the Int. Conf. on Reactions between Complex Nuclei, Nashville, 1974, North Holland, pag. 327
A. Gómez del Campo et al, Phys. Rev. C9 (1974) 1258
L.K. Fifield et al, Phys. Rev. C8 (1973) 2203 y 2217

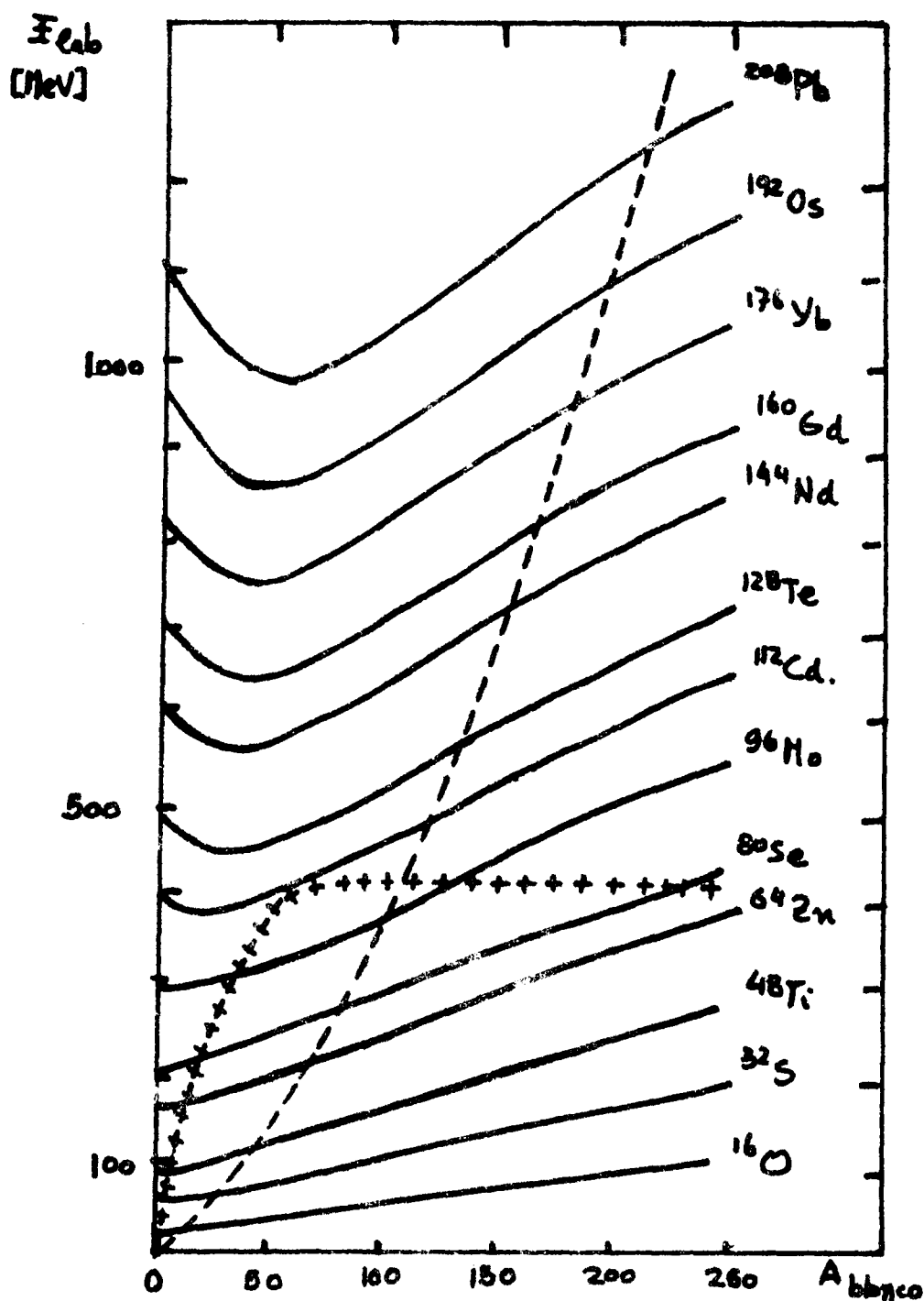
REACCIONES PERIFERICAS CON IONES PESADOS

1.- Descripción cualitativa de las reacciones periféricas con iones pesados

Para obtener un entendimiento cualitativo de este tipo de reacciones es suficiente con una imagen semiclásica: los iones se mueven en órbitas clásicas y las transiciones entre distintos estados se consideran cuánticamente. Se supone por otro lado que cuando hay colisiones en las que la distancia de mínima aproximación es menor que la suma de los dos radios (R_T) existe una fuerte absorción i.e. se pierde memoria del estado inicial.

A partir de esta imagen, si el parámetro de impacto es considerablemente mayor que R_T la sección eficaz va a ser dominada por el potencial coulombiano y se obtiene scattering de Rutheford. Para parámetros de impacto del orden de R_T se obtiene la zona de interés que posee un pequeño ancho también en momentos angulares. Para parámetros de impactos menores dominan otro tipo de reacciones que se esquematizan a través de la absorción. Por lo tanto la sección eficaz va a ser predominantemente determinada por la periferia del núcleo cuando la energía relativa de los iones sea un poco mayor que la barrera coulombiana.

En la fig. 1 está mostrada la altura de la barrera coulombiana para distintos proyectiles y blancos, así como la posible energía máxima que se puede obtener con un acelerador de 20 MV.



Barreras Coulombianas para distintos proyectiles como función del A del blanco.

----- Proy. igual al blanco.

++++ Energía máxima aproximada como función del A del proyectil para el Tandem CNEA

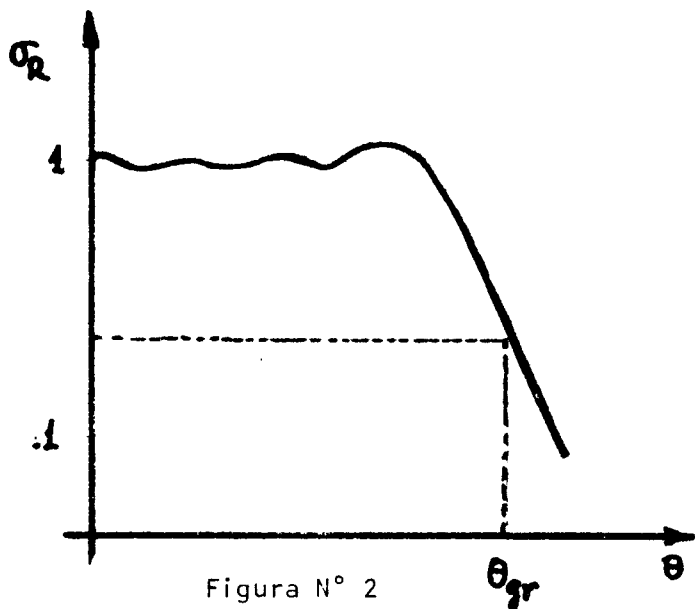


Figura N° 2

Los espectros típicos que se obtienen en scattering elástico tienen una estructura similar a la difracción de Fresnel como se muestra en la fig. 2, para las energías de nuestro interés con blancos y proyectiles que no sean livianos (si fuesen livianos poseerían una estructura similar a la de la difracción

de Frannhofer) θ_{gr} es el ángulo en el que salen los iones que han pasado a una distancia R_T . Para el scattering con transferencias de partículas se observan dos estructuras típicas dependiendo del ancho de la ventana de momentos angulares que corresponde a la periferia del núcleo (Δl).

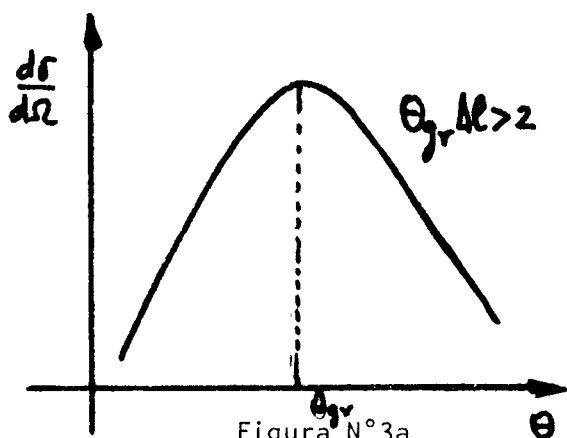


Figura N° 3a

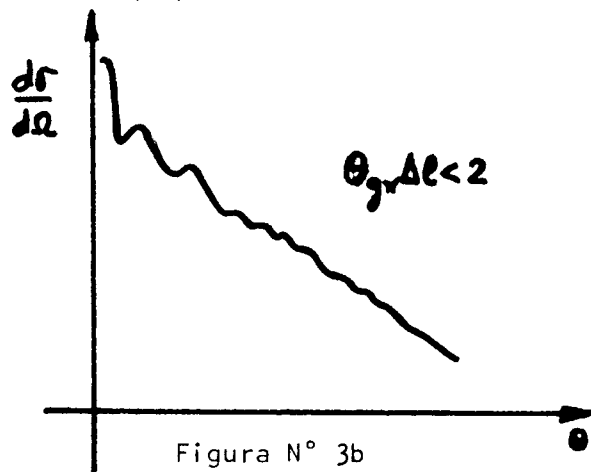


Figura N° 3b

Generalmente a medida que aumenta la energía se pasa de la estructura de campana a la estructura con interferencias. Los proyectiles que pasan

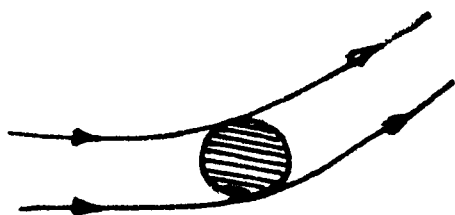


Figura N° 4

a ambos lados del núcleo dan una amplitud de dispersión

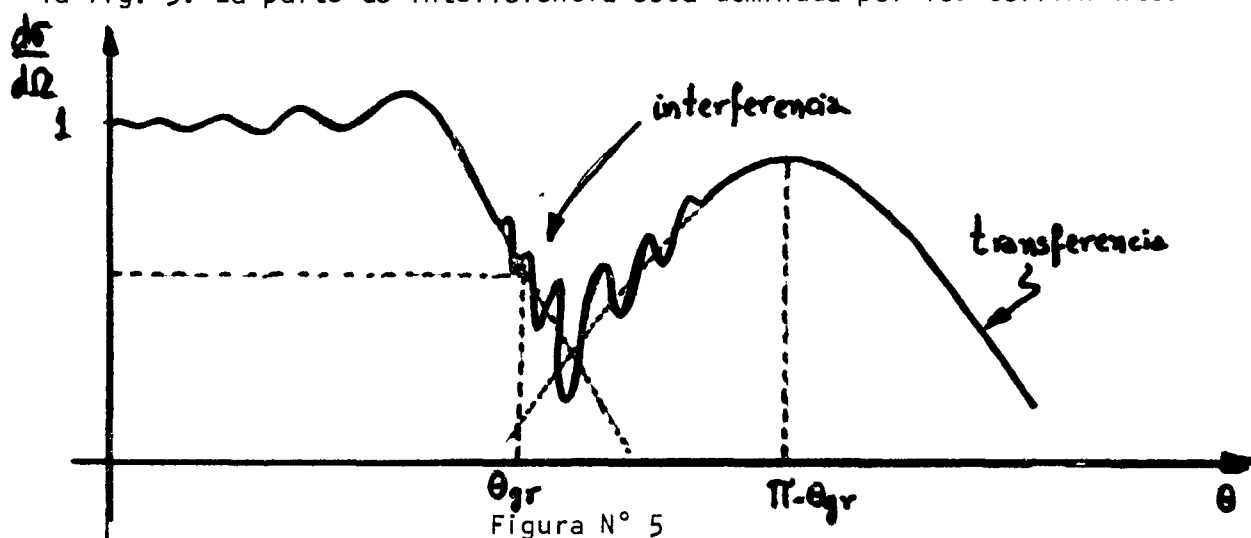
$$f(\theta) = |g(\theta)| e^{i\delta_+} + |g(-\theta)| e^{i\delta_-}$$

$$\text{Donde } \delta_+ - \delta_- \approx 2 \ell_{gr} \theta$$

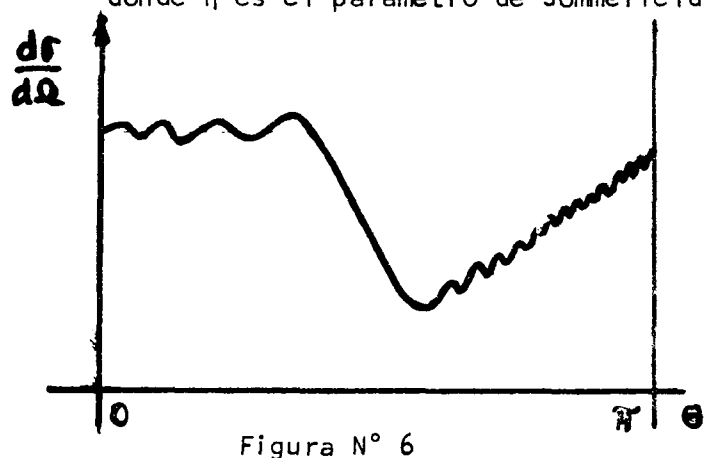
y por lo tanto la distancia entre máximos en la sección eficaz es del orden de

$$\Delta\theta \approx \frac{\pi}{\lambda_{gr}}$$

Existen también procesos llamados de transferencia elástica en el que una vez que transfiere algunos nucleones el proyectil es idéntico al núcleo blanco de tal forma que no se puede distinguir entre el scattering elástico y el de transferencia. En estos casos la sección eficaz es del tipo de la fig. 5. La parte de interferencia está dominada por los corrimientos de



fase coulombianos y la distancia angular entre máximos es del orden de $\Delta\theta \approx \pi/\eta$ donde η es el parámetro de Sommerfeld.



Por último existen también procesos en los que el proyectil "orbita" alrededor del blanco y en que se observa un aumento considerable de la sección eficaz a 180° . En estos casos el aspecto de la sección eficaz es como se muestra en la fig. 6.

II.- Tipo de información que se obtiene

A grandes rasgos hay tres tipos de informaciones que se pueden obtener de las reacciones periféricas:

- a) - Información sobre el detalle de los mecanismos de reacción.
- b) - Se puede saber cual es la estructura de los potenciales efectivos de interacción en la zona donde los núcleos se rozan.
- c) - Se puede obtener información sobre los llamados factores espectroscópicos que están asociados con la estructura de los núcleos intervinientes, por ejemplo, si uno realiza una descripción tipo DWBA de la reacción $A + a \rightarrow B + b$ se obtiene para la sección eficaz

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{l_1 l_2 l} S_a^{l_1} S_B^{l_2} \sigma_{l_1 l_2 l}^{DWBA}(\theta) \quad (1)$$

donde l_1 y l_2 son los momentos angulares del fragmento transferido respecto del centro de masa de los sistemas a y B respectivamente, mientras que l es el momento angular transferido. $S_a^{l_1}$ y $S_B^{l_2}$ son los factores espectroscópicos dependientes de la estructura nuclear de los sistemas proyectil-eyectil y blanco-residual respectivamente.

III.- ¿Porqué iones pesados?

Uno puede preguntarse cuales son las ventajas de usar iones pesados en lugar de iones livianos. Las más notables son las siguientes:

- a) - Los nucleones transferidos no se encuentran generalmente en órbitas S (dentro del sistema llamado a en la fórmula (1)) por lo cual las reglas de selección son diferentes a las de iones livianos y posibilita población de nive-

les distintos.

- b) - Se pueden realizar transferencias de 2 protones con una mejor posición que en el caso de los iones livianos y sin necesidad de tener sistemas de detección de neutrones de alta energía.
- c) - Se posibilitan chequeos adicionales de las funciones de onda nucleares.
- d) - En reacciones de transferencias elásticas los factores S_a y S_B son los mismos, por lo que se pueden realizar determinaciones más precisas de dichos factores.

IV.- Requerimientos experimentales

En este tipo de reacciones uno debe detectar "esencialmente" lo mismo que lo que acelera, es decir, se pueden haber transferido unos pocos nucleones y haber excitado en forma inelástica en unos pocos MeV el blanco. Por lo tanto habrá dos tipos de requerimientos:

- a) - Requerimientos sobre el reconocimiento del proyectil después de la interacción:

Es necesario poder distinguir entre dos fragmentos que difieran en una unidad de carga y masa. Si el proyectil tenía $A \lesssim 16$ es suficiente con un telescopio de $E + \Delta E$. Si tenía $16 \lesssim A \lesssim 40$ es necesario agregar un equipo de tiempo de vuelo. Si $A > 40$ parece necesario utilizar un espectrómetro magnético.

- b) - Requerimientos sobre la resolución en energía:

Es necesario que la resolución en energía sea menor que la distancia entre niveles de los proyectiles y de los blancos lo cual hace que en cada reacción particular los requerimientos sean realmente distintos pero para fijar ideas se puede decir que con proyectiles de $A \lesssim 16$ con un $\Delta E \approx 1.5$ MeV es su-

ficiente; para $A < 40$ es suficiente con $\Delta E \approx .5$ a 1 MeV; un núcleo par-par esférico $\Delta E \approx .5$ MeV y deformados $\Delta E \approx 50$ KeV. En núcleos impares el ΔE debe ser en general del orden o menor que $.1$ MeV y si se quiere estudiar estados por arriba de 2 MeV se necesita un ΔE del orden o menor que 50 KeV.

V.- Posibles equipamientos para el estudio de reacciones periféricas con iones pesados y sus posibilidades

Existen en forma global dos posibilidades de equipamiento: uno sin espectrómetro magnético (E.M.) y otro con E.M.. Vamos a ver cuales son los límites que se tienen en cada caso.

a) Equipamiento sin E.M.: Sería un equipo de T.O.F. con un telescopio $E + \Delta E$ y tendría las siguientes limitaciones:

- . Habría que usar proyectiles con $A \lesssim 40$ y la energía del proyectil sería del orden de 230 MeV para esa masa. A energías mayores se van a presentar reacciones periféricas pero van a haber otros procesos dominantes. No se pueden usar masas mayores por cuanto la técnica de T.O.F. no permite separar una unidad de masa. (Es de hacer notar que el número 40 es simplemente estimado y surge de las charlas que hubo en el Simposio).
- . La resolución en energías para iones con $16 \lesssim A_p \lesssim 40$ sería entre 300 y 800 KeV., lo cual limitaría seriamente las experiencias realizables.

Es de hacer notar que debido a la limitación para poder reconocer el A del proyectil se estaría utilizando el Tandem como si éste tuviese 13 o 14 MeV.

b) Equipamiento con E.M.: Para proyectil del orden de 100 sería $\Delta E \approx 140$ KeV y para $A \approx 40$ sería $\Delta E \approx 60$ KeV.

Con ambos tipos de equipamientos el problema de la fabricación de blancos delgados es crucial.

IONES PESADOS II

Sesión 1: NUCLEOS EXOTICOS

Leszek Szybisz

Sesión 2: DISPERSION ALTAMENTE INELASTICA I

A. Pacheco y J. Fernández Niello

Sesión 3: DISPERSION ALTAMENTE INELASTICA II

E. Achterberg

Sesión 4: FUSION-FISION I

A. Proto

Sesión 5: FUSION-FISION II

D. Otero

Sesión 6: ISOTOPOS ALEJADOS DEL VALLE DE ESTABILIDAD β

M. Pérez

COORDINADORES: Silvia Reich, Marcos Saraceno y Julio Rossi

RESUMEN DE LOS TEMAS: Julio Rossi

Sesión 1

NUCLEOS EXOTICOS

En la zona de núcleos livianos ($A \lesssim 30$) se alcanzan rápidamente sistemas de nucleones muy alejados del valle de estabilidad. Se producen por medio de reacciones de transferencia (en general) de varias partículas o grupos de ellas. Las fórmulas de masa predicen qué sistemas serán ligados y formarán un núcleo que decae β^+ .

La medición de los Q de las reacciones o de las masas resultantes someten a estas fórmulas a duras pruebas. Medir probabilidades de formación de estos núcleos exóticos dá información sobre los mecanismos de transferencia, en general de varios nucleones. Probada la existencia de uno de estos "núcleos exóticos", el paso siguiente es medir alguna de sus propiedades, por ejemplo sus niveles excitados, sus formas de decaimiento, etc. Estos niveles, en general responden a estructura de capas bien conocida y se puede predecir bien.

Los iones pesados transfieren muchos nucleones fácilmente. Una mayor energía es conveniente para pasar la barrera coulombiana y hacer energéticamente posibles reacciones con Q muy negativos (pick-up de muchos nucleones). Los núcleos formados se identifican determinando su masa y su Z . Con un sistema E , ΔE (telescopio) se abordan hasta $A \leq 20$. Agregando tiempo de vuelo se puede llegar a $A \sim 40$. Se mide entonces E proyectil, E productos y con las masas respectivas se calcula el defecto de masa que predice la fórmula correspondiente.

El paso siguiente (niveles excitados) solo es abordable con un espectrómetro magnético por problemas de resolución. Ejemplo: niveles del ^{21}O y del ^{25}Ne medidos y calculados. Se ve que una mejor resolución es necesaria.

De todas maneras si el error en la medición de las energías de los productos de reacción es grande, al valor de Q y por ende el defecto de masa (energías de ligadura) que se calculan tampoco sirve de mucho para controlar

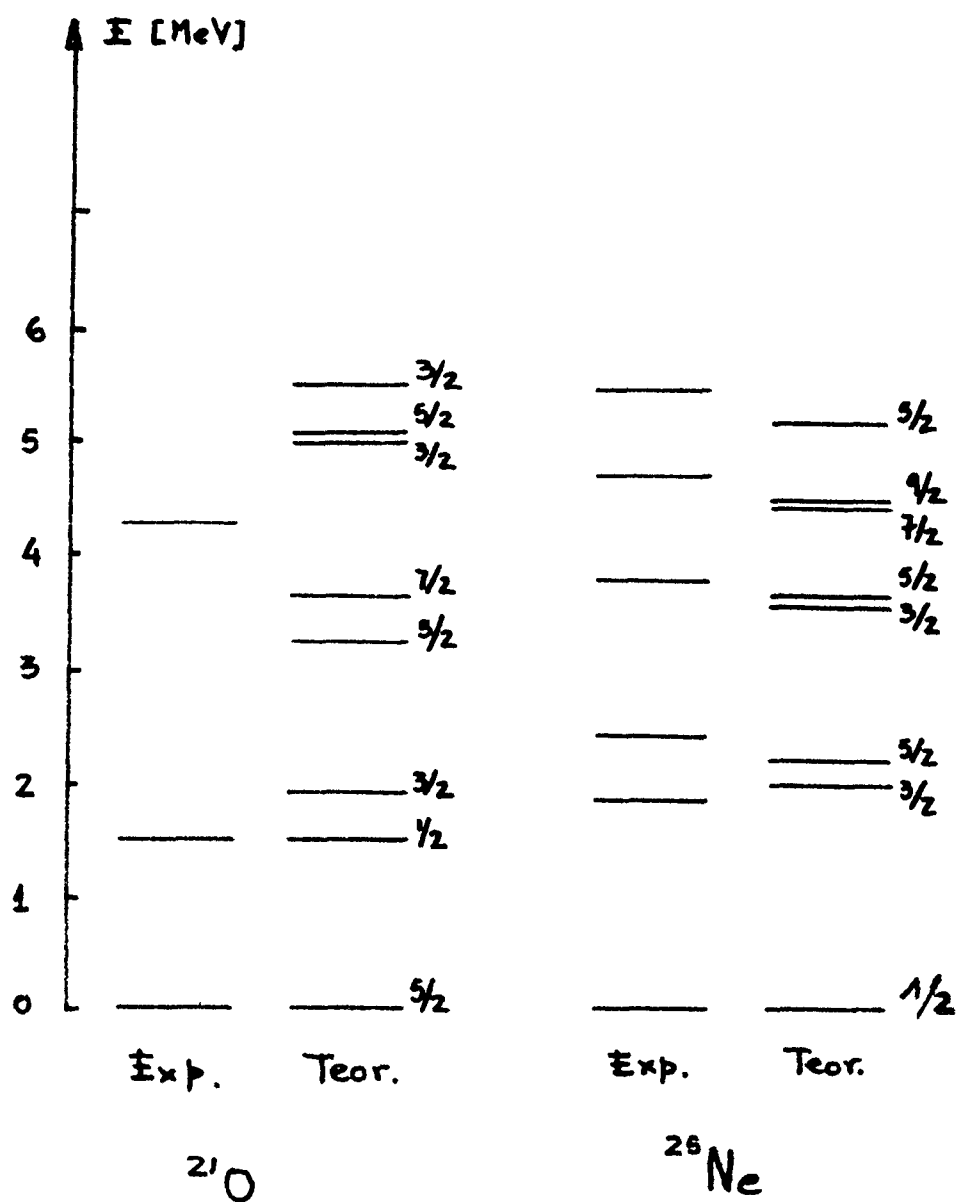
distintas fórmulas de masa.

Con la nueva máquina de la CNEA deberíamos hacer lo que no pueden hacer los tandem de 13 MeV por no ser suficiente la energía para alcanzar el Q o la barrera coulombiana.

Los núcleos ligados más livianos ya están hechos ("descubiertos" por lo menos) ($A < 20$). ¿Quedarán por ver cosas hasta $A < 40$?

Habría que dotarse de detectores E, ΔE , T. de Vuelo y (no ó) de un espectrómetro magnético. Desarrollar blancos que no arruinen la resolución en energía. Una estimación del equipo necesario y su costo aproximado:

Cámara de dispersión	200.000 dólares	
Telescopios E, ΔE (x 2)	50.000	"
T. de Vuelo (electrónica)	50.000	"
Espectrómetro magnético	1.000.000	"



Ref. B.J. Cole, A. Watt and R.R. Whitehead.
 J. Phys A7, 1399 (1974).

Sesiones 2 y 3

DISPERSION ALTAMENTE INELASTICA

Se encuentra que en reacciones con iones pesados, bien por arriba de la barrera coulombiana (1.2 a 1.6 veces) se produce una dispersión que absorbe una gran cantidad (toda ?) de la E cinética del proyectil. Básicamente se ven productos con masas y Z cercanas a las del proyectil y del blanco y con la energía que corresponde aproximadamente a la repulsión coulombiana. También hay evaporación de partículas más livianas (p,n, α).

Numerosas interpretaciones teóricas se han propuesto para entender el mecanismo con el cual el proyectil disipa su energía. Existen descripciones fenomenológicas sencillas y clásicas que hacen uso de distintas hipótesis como ser el rozamiento superficial, el rodamiento o la adherencia del proyectil sobre el núcleo blanco. Ninguna es completamente satisfactoria para explicar los evidentemente aun pobres resultados experimentales.

El problema es muy complejo pues debe afrontar el estudio de la dinámica de gotas de materia nuclear en estados muy alejados del equilibrio pero promete aportar información sobre los procesos de equilibramiento de energía, carga, masa y momento angular.

Los primeros experimentos hechos en Dubna y Orsay aportan muy poco. Hechos con ciclotrones isócronos y muy pobre detección (E, ΔE , tiempo de vuelo, radioquímica) casi siempre en sistemas muy pesados (Kr sobre Bi, etc). El resultado de experimentos así no es claro. Aparecen ahora experiencias más finas ($^{35}\text{Cl} + ^{27}\text{Al}$ en el tandem de B.N.L.) midiendo con ΔE , E, distribuciones angulares, función excitación, M y Z resultantes. La energía transferida podría tener estructura fina y se espera aclarar mejor los aspectos experimentales del fenómeno. Se debería en un futuro próximo medir otros sistemas livianos (A ~ 30-40) con tandems y con aceptable detección (E, ΔE , tiempo de Vuelo).

El experimento del $^{35}\text{Cl} + ^{27}\text{Al}$ tenía $\Delta Z/Z \sim 1/20$ y $\Delta E \sim 1$ MeV la energía de los ^{35}Cl : 140, 150, 160, 170 MeV ($\theta = 15, 20, 25, 30^\circ$).

Mientras los problemas giren sobre masas livianas ($A < 40$) y la transferencia de energía a explicar sea de cientos de MeV deberían alcanzar técnicas de detección simples E, ΔE y tiempo de vuelo.

Los tandem grandes podrían volver a tocar sistemas blanco-proyectil cercanos a masas 100. Para estos núcleos este mecanismo de dispersión es más probable respecto a otros canales que en los sistemas más livianos. Es de prever complicaciones en la detección y en la identificación de los fragmentos.

Quizás un sistema (erizo) para medir multiplicidad de los fragmentos o aun mejor medir multiplicidad en coincidencia con el otro fragmento, buscar detalle en las partículas livianas evaporadas, etc, sería conveniente. Necesitaríamos:

Cámara de dispersión buena		200 K u\$a
Telescopios		50 K "
Tiempo de vuelo		30 K "
Erizo		150 K "

BIBLIOGRAFIA

- . A.G.Artukh, G.F.Gridnev, V.L.Mikheev, V.V.Volkov, J.Wilczynski. Nucl. Phys. A215 (1973) 91.
- . J.Wilczynski. Phys. Lett. 47B (1973) 484
- . J.P.Bondorf. Proc. Conf. Reactions Between Complex Nuclei (Oak Ridge, 1974), p. 383
- . K.L.Wolf, J.P.Unik, J.R.Huizenga, J.Birkelund, H.Freiesleben, V.E.Viola. Phys Rev. Lett. 33 (1974) 1105
- . W.Norenberg. Phys. Lett. 52B (1974) 289
- . J.Peter, C.Ngo, B.Tamain. J. de Physique Lett. 36 (1975) L-23

- . J.P.Bondorf, J.R.Huizenga, M.I.Sobel, D.Sperber. Phys. Rev. C11 (1975) 1265
- . R.Albrecht, W.Dunnweber, G.Graw, H.Ho, S.G.Steadman, J.P.Wurm. Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1400
- . J.V.Kratz, J.O.Liljenzin, A.E.Norris, G.T.Seaborg. Phys. Rev C13 (1976) 2347
- . W.U.Schroder, J.R.Birkelund, J.R.Huizenga, K.L.Wolf, J.P.Unik, V.E.Viola. Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 514
- . J.R.Huizenga, J.R.Birkelund, W.U.Schroder, K.L.Wolf, V.E.Viola. Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 885
- . W.U.Schroder, R.J.Birkelund, J.R.Huizenga, K.L.Wolf, V.E.Viola. Phys. Rev. C16 (1977) 623
- . P.Glassel, R.S.Simon, R.M.Diamond, R.C.Jared, I.Y.Lee, L.G.Moretto, J.O.Newton, R.Schitt, F.S.Stephens. Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 331
- . K.Van Bibber, R.Ledoux, S.G.Steadman, F.Videbaek, G.Young. Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 334
- . P.Dyer, R.J.Puigh, R.Vandenbosch, T.D.Thomas, M.S.Zisman. Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 392
- . W.Trautmann, J. de Boer, W.Dunnweber, G.Graw, R.Kopp, C.Lauterbach, H.Puchta, U.Lynen. Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1062

Sesiones 4 y 5

FUSION-FISION

En el proceso de colisión entre dos iones pesados es posible obtener un estado intermedio del sistema que se encuentre en equilibrio, durante un tiempo grande comparado con la duración de la reacción directa.

Este estado altamente excitado decaerá posteriormente emitiendo partículas y radiación γ . Se habla entonces de la formación de un núcleo compuesto o de la fusión de los dos iones pesados (con preferencia marcada a llamarlo fusión) y es posible aplicar la hipótesis de la independencia de Bohr que desacopla la probabilidad de formación del núcleo compuesto de la probabilidad de que decaiga de alguna manera.

El proceso por el cual efectivamente se forma el núcleo compuesto es complicado y no demasiado bien entendido, pero es posible discutir y analizar teóricamente cuales son las condiciones en principio necesarias (y ciertamente no suficientes) para que la fusión o el núcleo compuesto efectivamente se establezca.

Condiciones necesarias:

- i) que exista una barrera que impida la fisión instantánea (diferente a la fisión retardada que sigue a la fusión). Este punto está conectado con el momento angular.
- ii) que energéticamente sea posible alcanzar estados del núcleo compuesto.

i) Limitaciones en ℓ : La barrera de potencial para altos ℓ da lugar a una inestabilidad instantánea del núcleo compuesto a la fisión. El mínimo ℓ para el cual ocurre se llama ℓ crítico = ℓ_{crit} y se puede estimar teóricamente usando un modelo extendido de la gota líquida. Puede ser que ℓ_{crit} sea mayor, menor o igual que el ℓ grazing = ℓ_{gr} . Entonces la relación entre la $\sigma_{Reacción total}$

y la σ_{CN} está dada y usando una aproximación clásica válida en esta zona y con sharp-cut off model

$$\sigma_{CN} = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\text{mínimo } (l_{gr}, l_{crit})} (2l+1) = \begin{cases} \sigma_{\text{Reacción total}} & \text{para } l_{gr} < l_{crit} \\ \pi \lambda^2 (l_{crit} + 1)^2 & \text{para } l_{gr} > l_{crit}^f \end{cases}$$

La suposición básica es que el núcleo compuesto se forma dondequiera que sea posible.

ii) Consideraciones energéticas: La energía de excitación del núcleo compuesto o núcleo fusionado es E^* donde

$$E^* = E_{CM} - V_{CB} + \tilde{E}$$

E_{CM} = energía del movimiento relativo o energía del centro de masa

V_{CB} = barrera coulombiana

$\tilde{E}$ = es la energía liberada para la formación del núcleo compuesto

Experiencias: Se puede intentar analizarlas dividiéndolas en cuatro categorías:

- a) colisiones entre iones pesados "livianos" ($A \sim 20-30$) con $E_{CM} > V_{CB}$
- b) colisiones a mayor energía y/o entre iones más pesados ($A \sim 40-60$)
donde se observa el efecto de l_{crit}
- c) colisiones que muestran dependencia con el canal de entrada
- d) colisiones donde no se observó fusión o núcleo compuesto

a) Entre iones pesados "livianos" todas las colisiones dan lugar a la formación de CN si la energía está cercana a V_{CB} (barrera coulombiana) o sea

$$\sigma_{CN} \approx \sigma_{\text{Reacción}} \approx \sigma_{\text{Evaporation residues}} \quad (\text{porque la fisión aquí no pesa})$$

Ejemplos: ^{32}S (energías cercanas a la barrera coulombiana) contra ^{24}Mg , ^{27}Al ,

^{40}Ca , ^{58}Ni , ...etc. La medición de σ permite determinar V_{CB} y R .

b) En esos casos ℓ_{gr} es $\geq \ell_{crit}$ y entonces

$$\sigma_{fus} = \sigma_{ER} < \sigma_{CN} < \sigma_R$$

Donde:

σ_{ER} no incluye decaimiento por fisión posterior

σ_{CN} incluye decaimiento por fisión posterior

Ejemplo: ^{20}Ne sobre ^{27}Al a 200-300 MeV

c) Dependencia con el canal de entrada.

Si formamos un mismo núcleo compuesto, a la misma energía de excitación, una vez que se formó (acordarse que se supone que siempre se forma si es posible) la σ_{CN} o la σ_{ER} (evaporación de residuos) está limitada por el mismo valor de ℓ_{crit} independiente de la manera de formarlo, y $\sigma_{CN} \propto \frac{1}{mE_{Cm}}$. Sin embargo existen evidencias de que la formación del núcleo compuesto depende de la dinámica de la colisión. Este punto es un poco extenso para discutir, pero cabe decir que la explicación no reside en que falle totalmente la hipótesis de independencia de Bohr en el sentido de que lo que uno mide, que es la consecuencia de haberse formado un núcleo compuesto (o sea uno mide σ_{ER} o σ_{CN} si hay fisión posterior) guarde memoria de la manera en que se formó el estado cuya desexcitación efectivamente medimos. Lefort et al. introdujeron el concepto de una distancia crítica R_{crit} , tal que los núcleos deben aproximarse a una distancia menor que el R_{crit} para que la formación del núcleo compuesto sea posible y este R_{crit} sí está relacionado con los núcleos que colisionan, y entonces σ_{CN} no está limitado por la barrera coulombiana sino por un $V_{crit} = V(R_{crit})$, pero para energías cercanas a la barrera coulombiana este efecto no es notable.

d) En colisiones entre HI muy pesados como Kr o Xe sobre Pb o U no se observó fusión o formación de núcleo compuesto. Se lo adjudica a que casi toda la σ

observada corresponde a dispersiones altamente inelásticas, habría que estudiar el problema partiendo de fuerzas de fricción, etc, etc. (ver sesiones 2 y 3).

Lo que se mide es qué masas uno obtiene a la salida de la reacción con $A \approx A_1 + A_2$ y $Z \approx Z_1 + Z_2$ y entonces obtener σ_{ER} (sumando todos los procesos posibles). Si $A \sim A_1 + A_2/2$ y $Z \sim Z_1 + Z_2/2$ se habla de fisión. Lo que hay que conocer antes que nada es la carga y masa de los núcleos residuales y su población relativa.

Se lo puede hacer con esencialmente dos métodos:

- a) $E - \Delta E$ (telescopios)
- b) identificando por la radiación y posteriormente emitida

También se miden distribuciones angulares de los productos si uno usa telescopios $E - \Delta E$. Sería interesante conocer también que partícula(s) livianas se emitieron para poder llegar a la masa efectivamente medida y su distribución angular, pero eso se estima difícil experimentalmente.

Los nuevos aceleradores tandem podrán observar núcleos compuestos por sistemas más pesados pues les será más fácil alcanzar la barrera coulombiana.

El equipamiento aparenta ser sencillo y similar al requerido en el estudio de la dispersión altamente inelástica. Quizá sea oportuno recordar que la identificación de los fragmentos será difícil para $A > 50$ sin un espectrómetro magnético.

Bibliografía

- . Nuclear fusion between heavy ions. Rep. Prog. Phys. 39 (1976) 129.
- . Mass systematics of evaporation residues from ^{35}Cl and ^{32}S induced fusion on light targets. Cormier et al. P.R. C15 N° 2 (1977) 654.
- . Absolute cross sections for the $^{58,60}\text{Ni}$ ($^{16}\text{O}, x$) reactions. R.L. Robinson et al. P.P. C9 N° 4 (1977) 1402.

Sesión 6

ISOTOPOS ALEJADOS DEL VALLE DE ESTABILIDAD β

El problema es hacer espectroscopía nuclear en nucleidos de vida media corta, al estilo del IALE. En muchos casos los datos del decaimiento β son complementarios de los de reacciones nucleares.

Actualmente trabajan bien: a) el CERN (ISOLDE II) con p de 600 MeV haciendo reacciones de fragmentación y (p,xn) obteniendo núcleos deficientes de neutrones; b) en Orsay (ISOCELE II) haciendo lo mismo!!; c) en Oak Ridge (UNISOR) usando los iones pesados del ciclotrón.

Numerosos temas de trabajo aparte de la Espectroscopía Nuclear; física atómica, masas, g, Q, etc.... figuran en sus planes.

Con la máquina nueva de Bs.As. se podría:

a) Hacer neutrones con proyectiles livianos (p ó d de 40 MeV) y max corriente (10 μ A?) e inducir fisión en Uranio, Pu, etc. Podría ensayarse fisión con n rápidos y directamente con p. Se estiman rendimientos varios órdenes (10^3 - 10^4) superiores al IALE actual para la fisión con n térmicos.

b) Hacer reacciones del tipo X (HI,xnypz α) Y que cuando los HI son pesados y de mucha energía producen una gran variedad de productos Y y la falta de selectividad de la reacción hace imposible el estudio "in beam" (extrapolación del (α ,xn) actual). Límites: pasar la barrera coulombiana con 20 MV de terminal o sea $\sim A = 100$ sobre $A = 100$.

Habría que desarrollar el sistema fuente de iones del separado + blanco del tandem y usar el mismo imán + óptica actual.

Haría falta reforzar la detección y las herramientas de Esp. nuclear para no desperdiciar las posibilidades. Implementar ~ 3 ó 4 líneas. Espectroscopía magnética de e^- y β (doble foco).

La mudanza del separador, el refuerzo en la detección, las reformas y desarrollos se estima costarían ~ 200.000 dólares 1 a 2 años y la dotación completa de físicos (2-3), ingenieros (1-2) y técnicos (4-5).

El separador debería formar parte de un programa de fabricación de blancos especiales para el Tandem entre los cuales se contarían los radiactivos. Esto último creo que será muy importante en el futuro.

Bibliografía

- . Proceedings of the 3^{ed} International Conference on Nuclei far from Stability. 19-26/V/76. Cargise, Corsiga, France. CERN 76-13
- . Proceedings of the IX International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and related ion accelerators. 10-13/V/76. Kiryat Anavin, Israel. N.I.M 139 (1976).

ESPECTROMETROS MAGNETICOS

1.- Introducción

En la hipótesis de que el programa de investigación con la máquina 20 UD estará centrado en obtener información sobre propiedades del núcleo por medio de reacciones nucleares, la espectroscopía de partículas cargadas aparece como una herramienta insustituible.

La experiencia en muchos otros laboratorios muestra que el instrumento más importante para hacer ésto es un espectrómetro magnético (ver Adenda).

La razón que normalmente ha llevado a un laboratorio a equiparse con un acelerador electrostático ha sido, entre otras, la muy buena resolución en energía del haz de proyectiles que provee ($1/10.000$) que torna accesibles estudios de la estructura nuclear. Esta definición de la energía del proyectil debe acompañarse con una adecuada resolución en energía del sistema de detección de los productos de la reacción so pena de perder la ventaja citada.

Un espectrómetro magnético es un instrumento que aprovecha de las características que tienen las trayectorias de las partículas cargadas dentro de un campo magnético obteniéndose información sobre la energía, la masa y la carga de éstas. También se aprovechan los efectos de enfoque que ciertas configuraciones del campo producen, para reunir en el punto de detección todas las partículas de igual energía, masa y carga que emergen del blanco en un cierto ángulo sólido. Esta última propiedad define una superficie sobre la cual se enfocan los distintos grupos de partículas que por poseer distinta energía, masa o carga, han seguido distintas trayectorias en el instrumento. Se la llama superficie focal o plano focal ya que en la mayoría de los casos es plana. En él se coloca el sistema de detección, que, además de detectar la llegada de la partícula, debe definir al lugar del plano focal en que lo hizo, para

así definir la trayectoria que ha seguido. Ya que pueden encontrarse casos en los cuales distintas combinaciones de energía, masa y carga tornen ambigua la solución, se utilizan detectores que miden la energía (E) y la pérdida específica de energía ($\frac{dE}{dx}$) además de la posición (X) en el plano focal de la partícula en cuestión.

En resumen se obtienen valores de X , $\frac{dE}{dx}$ y E que están ligados a $\frac{(ME)^{1/2}}{Z}$, $\frac{MZ^2}{E}$ y E respectivamente con lo cual todos los parámetros resultan conocidos.

Para definir un instrumento de esta clase es necesario especificar algunas de sus características más salientes. Una de ellas es el producto masa-energía para la trayectoria media, $\frac{EM}{Z^2}$, ligado estrechamente con el máximo campo magnético alcanzable y el radio de curvatura de la citada trayectoria media.

Instrumentos para aceleradores del tipo del nuestro utilizan valores de $\frac{EM}{Z^2}$ de 100 a 200.

Otra, es el rango de energías que "cabe" en su plano focal, que depende de la dispersión D del instrumento. Es decir la distancia que hay entre las posiciones de dos partículas por unidad de energía de diferencia. Y por supuesto del plano focal.

Dispersiones D típicas son de 10 a 20 cm/% de impulso.

Planos focales de 1 a 2 m llevan el rango de energías a valores de $\pm 10\%$ a $\pm 30\%$ de la energía media.

También es necesario definir la resolución con que se separarán dos grupos de partículas de distinta energía. Esta depende de la dispersión del instrumento, del tamaño de la imagen sobre el plano focal y de la resolución espacial del detector que informa de la posición (X). Las imágenes típicas son, al igual que las resoluciones espaciales para detectores semiconductores, del

orden de 1-2 mm y se obtienen resoluciones en impulso de las partículas del orden de 1/10.000. Los valores alcanzables en resolución en energías son la característica más saliente de estos instrumentos.

Finalmente es necesario definir cual será el máximo ángulo sólido dentro del que aceptará partículas sin desmejorar su resolución. Típicamente es del orden de 10 a 20 msr.

Muchos espectrómetros magnéticos son capaces de tener en cuenta que, por razones de cinemática de la reacción (movimiento del centro de masa), la energía de las partículas dependen del ángulo y corrigen este efecto con desplazamientos del plano focal o ajustes de elementos magnéticos multipolares.

Se han desarrollado varios tipos de espectrómetros magnéticos entre los que son de destacar los tipo "split pole" de baja dispersión, amplio rango de energías y corrección cinemática sencilla y los del tipo Q3D con mejor resolución, mayor ángulo sólido, menor rango de energía, mayor número de elementos magnéticos distintos y más complicada corrección cinemática.

Como se afirma en las conclusiones el instrumento más adecuado a nuestra máquina y a nuestro programa de investigación no es posible definirlo sin un estudio serio y que necesariamente lleva tiempo.

2 Ventajas respecto a instrumental más sencillo y económico (detectores semiconductores, etc.)

2a) Resolución en energía

En la tabla I se pueden ver las resoluciones calculadas para un detector de Si de 50 K Ω .cm y para un espectrómetro magnético con $E/\Delta E = 3000$ (valores típicos en ambos casos). (Ref. 1).

T A B L A I

Energía MeV	ΔE (KeV) para Si								Imán $E/\Delta E = 3000$ (KeV)
	P	α	${}^7\text{Li}$	${}^{12}\text{C}$	${}^{19}\text{F}$	${}^{35}\text{Cl}$	${}^{58}\text{Ni}$	${}^{127}\text{I}$	
3	3.6	9.4							1
10	4.1	8.5							3.3
30	6.0	8.5	37	93					10.0
60		10.7	41	98	254	849			20.0
120			46	106	269	778	1360	3880	40.0
180			51	113	282	767	1410	4060	60.0
210			52	116	287	766	1430	4140	70.0
240					290	766	1456	4190	80.0

Los casos de iones livianos (p, α) de alta energía dan lugar, en el caso de detectores de Si, a problemas extra ya que el espesor necesario para ellos es muy grande (~ 5 mm). Las resoluciones para iones pesados (Ni, I) son tan grandes que harían imposible todo trabajo de estructura nuclear.

2b) Gran ángulo sólido y corrección del ensanchamiento cinemático

Actualmente se construyen espectrómetros magnéticos con ángulos sólidos tan importantes como 20 msr lo que permite abordar con ellos reacciones de baja sección eficaz. Sin embargo esto no sería útil salvo que la variación de

la energía de la partícula saliente con el ángulo por razones cinemáticas sea pequeña (pequeño movimiento del centro de masa) o pueda ser corregida, de otra manera se perdería la buena resolución.

La tabla II ilustra los órdenes de magnitud de este efecto, (Ref. 1)

Los espectrómetros magnéticos modernos pueden corregir hasta valores de $K \sim 0.3$ sin perder resolución.

T A B L A I I

Ensanchamiento cinemático a 90°

Reacción	E incidente (MeV)	$dE/d\theta$ (KeV . grado ⁻¹)	$K = \frac{1}{2E} \frac{dE}{d\theta}$
$^{16}\text{O} (^{12}\text{C}, \alpha) ^{24}\text{Mg}$	80 210	490 1220	0.09 0.23
$^{24}\text{Mg} (^7\text{Li}, t) ^{28}\text{Si}$	40 120	190 534	0.17 0.15
$^{54}\text{Fe} (d, p) ^{57}\text{Co}$	30	34	0.04
$^{58}\text{Ni} (^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O}) ^{62}\text{Zn}$	60 300	345 1930	0.28 0.32
$^{107}\text{Ag} (^{16}\text{O}, ^{15}\text{N}) ^{108}\text{Cd}$	60 270	220 1020	0.15 0.15
$^{239}\text{Pu} (d, p) ^{24}\text{Pu}$	10	2,5	0.006

2c) Identificación de partículas

En reacciones con iones pesados se produce una gran variedad de productos de reacción y es absolutamente necesario la identificación en M y Z de

ellos.

La combinación de detectores semiconductores en forma de telescopio E, ΔE permite hacerlo en forma aceptable hasta $M \sim 20-30$. Si a ésto se le suma un sistema de tiempo de vuelo puede alcanzarse $\frac{\Delta M}{M} \sim 2\%$. Fundamentalmente la limitación está en la determinación de E con el detector semiconductor (ver tabla I; para $A > 40-50$. $\frac{\Delta E}{E} \sim 2\%$).

Con un espectrómetro magnético se puede agregar una medición más, que, con las anteriores, forma un sistema de identificación muy eficaz ya que mediremos la E en el detector del plano focal, el $\frac{dE}{dx}$ en el detector que le precede en el mismo plano focal, el tiempo de vuelo dentro del instrumento y la posición en el plano focal. Recordemos que la posición (BP) $\rightarrow \frac{(ME)^{1/2}}{Z}$, $\frac{dE}{dx} \rightarrow \frac{MZ^2}{E}$, $\Delta t \rightarrow \left(\frac{M}{E}\right)^{1/2}$ y tenemos E.

2d) Capacidad de contaje, mediciones a ángulos pequeños, reducción del daño por radiación, etc.

Un problema de los detectores semiconductores (E, ΔE) es que detectan todas las partículas que salen de la reacción (la selección se hace después, con sistemas electrónicos) lo que limita seriamente su capacidad de contaje, torna imposibles mediciones a ángulos cercanos a 0° (intenso pico elástico) y sufren rápidos deterioros por la intensa radiación a que son sometidos. Problemas resueltos con un espectrómetro magnético ya que filtra antes del detector y en muchos casos aún puede retener la capacidad de recoger distintos tipos de partículas simultáneamente pero en otra zona de su plano focal (quizás otro detector o interponer absorbentes) dependiendo de su dispersión en energías.

3.- Factores que intervienen en la resolución obtenible en una experiencia con iones pesados

Trabajando con iones livianos es normal que la resolución final de

un experimento esté solo limitada por la definición en energía del proyectil y por la resolución del sistema de detección. En iones pesados surge un factor más, que es la calidad del blanco.

Veamos algunos de los mecanismos que influyen fuertemente:

- a) - No todos los iones de una misma energía sufren la misma pérdida de energía al pasar por la misma folia (straggling) o sea que tanto el haz incidente como los productos de la reacción perderán algo de su monoenergicidad al entrar y salir del blanco.
- b) - Uniformidad en el blanco es imperativa en estas experiencias ya que partículas que atraviesen espesores diferentes tendrán pérdidas de energía diferentes.
- c) - Puesto que la energía con que emerge un producto de reacción depende del ángulo de dispersión (movimiento del centro de masa, cinemática) las pequeñas dispersiones elásticas (coulombianas) que sufre al pasar por el blanco ocasionarán una indefinición en el ángulo que se refleja en una incerteza en la energía.
- d) - La energía con que llega un proyectil al núcleo blanco y la energía con que sale el correspondiente producto dependen del espesor de blanco que deban atravesar. Así reacciones producidas en el frente del blanco o en su fondo producen una adicional pérdida de monoenergicidad.
- e) - Una folia bombardeada por iones pesados sufre importantes daños por radiación que resultan en una migración de átomos y la consecuente pérdida de uniformidad, fenómeno conocido en las folias del stripper.

A estos efectos del blanco, se debe agregar los debidos a la emitancia finita del haz incidente, no solo en el aspecto del tamaño de la imagen sino también en lo que hace a su dimensión angular.

En la tabla III se ejemplifican estos efectos para algunas reacciones típicas observadas a 20° con una emitancia del haz de $2\text{mm}\cdot\text{mrad}$.

T A B L A I I I

Reacción	Energía MeV	Espesor del blanco µg/cm ²	Dispersión en energía causada por el blanco					Debida al esp. magnético por la emitancia del haz 2 mm . mrad (*)	TOTAL
			Stragling	Falta de uniformidad	Trayectorias diferentes	Múltiple dispersión	Total del blanco		
			KeV	KeV	KeV	KeV	KeV	KeV	KeV
¹² C (¹² C, ¹² C) ¹² C	100	10	20	4	2	16	26	100	103
²⁴ Mg (¹² C, α)	100	10 + 10	30	5	13	17	36	47	60
⁵⁸ Ni (²⁸ Si, ²⁸ Si)	225	50	104	27	-	73	130	150	205
¹²⁰ Sn (¹² C, α)	175	50	42	8	40	4	58	40	70
¹⁰⁷ Ag (⁴⁰ Ca, ⁴⁰ Ca)	180 360	50 50	138 138	32 35	- -	27 55	145 152	90 180	170 235

(*) En muchos casos puede reducirse con adecuada diafragmación, pero con la consecuente pérdida de intensidad.

4.- Problemas adicionales que no se deben olvidar

Un espectrómetro magnético como hemos visto, requiere un sistema de detección (E , ΔE , t de vuelo) no convencional por sus características y que probablemente sea necesario desarrollar por no ser comercial.

La operación y la recolección de datos impondrán una tarea no pequeña al sistema de computación así como quizás el desarrollo de "interfaces" adecuadas.

Su instalación requiere una parte del área experimental importante y mecánicamente y eléctricamente no sería sencilla.

5.- Problemas de física que necesitarían un espectrómetro magnético

De las distintas sesiones se ha visto que numerosos problemas no serían solubles sin un sistema con la capacidad de un espectrómetro magnético.

En las Ref. 1, 2 y 3 está tratado extensamente este tema.

6.- Conclusiones y factibilidad

La conclusión obvia es que un espectrómetro magnético sería necesario si se quiere abordar un programa de física nuclear serio que aproveche al máximo la óptima definición energética del haz del tandem (ventaja sobre las máquinas magnéticas) y que a la vez provee iones pesados con 20 MV de terminal (ventaja para alcanzar la barrera coulombiana entre sistemas más pesados que los accesibles a las actuales máquinas de 13 MV).

Un espectrómetro magnético no resuelve todo solo, ya que habría que abordar el problema de blancos y detectores extensos con la mira de obtener soluciones tecnológicamente nuevas.

El primer problema a encarar, una vez definidos los grandes rasgos del programa científico, sería definir los parámetros del instrumento que mejor se adapte a nuestras necesidades.

Luego se encargaría su construcción. Habría que supervisarla, montarlo y ajustarlo en Bs. As. Se estima como cronograma aproximado lo siguiente:

6 a 12 meses (2 x 3 meses al exterior)...: para definir el instrumento
12 meses: gestiones y órdenes de compra
24 meses (1 x 24 meses al exterior)...: construcción en el exterior
12 meses: montaje y ajuste en Bs.As.

Aproximadamente 5 años!!

En las primeras 3 etapas convendría contar con 2 físicos (1 senior y 1 junior) e incorporar al grupo otros 2 físicos jóvenes y los ingenieros-técnicos necesarios durante la última etapa.

Se estima que el costo de un instrumento razonable sería ~ 1 M U\$S.

Estimación grosera pues no se tiene idea exacta de qué espectrómetro mejor se adaptaría a nuestras necesidades.

Adenda

Algunos de los laboratorios que tienen instalados espectrómetros Q3D (probablemente parecido al que necesitaríamos y que cuesta 1 M U\$S):

- . Max Planck Institut für Kernphysik. Heidelberg. Tandem MP 13 MV
- . Physik Department, Technische Hochschule. München. Tandem MP 13 MV

- . Palmer Physical Laboratory, Princeton University. Princeton. Cyclotron.
- . Physics Dep., Chalk River Nuclear Lab.. Chalk River. Tandem 13 MV.
- . Tandem Van de Graaff Lab., Brookhaven Nat. Lab.. Brookhaven. 2 x Tandem 13 MV.
- . Van de Graaff Lab., Los Alamos Sc. Lab.. Los Alamos. Tandem
- . Centre d'Etudes Nucléaire de Saclay. Saclay. Tandem 8 MV.
- . Kernfysisch Versneller Instituut. Groningen. Cyclotron.
- . Centre de Recherches Nucléaires. Strasbourg. Tandem 13 MV.

Bibliografía

- 1) Proposal for a Magnetic Spectrometer.
Technical memorandum. Daresbury Laboratory.
DL/NSF/TM 30. May 1977.
- 2) Vorschlag für ein Magnetspektrometer für VICKSI.
Hahn-Meitner Institut. Berlin.
HMI-B 171- BP 31. Mai 1975.
- 3) A Magnetic Spectrograph for the Holifield Heavy Ion Research Facility.
Oak Ridge National Laboratory.
ORNL/TM 5687. January 1977.
- 4) Q3D Magnetic Spectrometers.
According to H.A.Enge, Scanditronix.
- 5) Spectrométrie Magnétique à Haute Résolution pour le Tandem Empereur d'Orsay.
M. Vergnes.
Institut de Physique Nucleaire. Orsay.
Ph.N. 70.03. Avril 1970.

Colisiones Atómicas con Iones Pesados

Introducción:

El objetivo de este informe es el de dar una visión de las investigaciones en curso en colisiones atómicas con iones pesados y/o blancos pesados, haciendo uso de la generación actual de aceleradores tipo Van de Graaff Tandem. Ello implica que se acentuarán posibilidades obvias brindadas por la mayor tensión de terminal de la máquina a instalarse en la CNEA.

El campo de la investigación de colisiones atómicas con colisionantes de alto número atómico es muy amplio y abarca diferentes temas, de los cuáles algunos han dado lugar a conferencias y reuniones de trabajo internacionales. Por lo tanto el presente informe es muy resumido y no pretende ser completo. Además, dado el rápido e intenso progreso de la investigación en dicho campo, y considerando que a consecuencia de esto en 1981-82 el panorama será diferente, se juzga que, en el momento actual, no es procedente establecer un programa específico y detallado.

A continuación se da una lista de los temas de investigación actuales; procediéndose luego a la explicación más detallada de algunos de ellos.

Finalmente se discutirán formas posibles en que se podría encami-

nar investigación en Física Atómica, usando facilidades del Acelerador van de Graaff Tandem ,y haciéndose una primera estimación de las necesidades que ello implicaría.

Colisiones Atómicas con Iones v/o
Blancos Pesados en Gases y Sólidos.

- 1) Estados hidrogenoides; el Corrimiento de Lamb.
- 2) Colisiones de cambio de carga. Equilibrio de carga en gases y sólidos; efectos de superficie.
- 3) Frenamiento en gases y sólidos; carga efectiva. Frenamiento en cristales. Channelling.
- 4) Emisión electrónica. Ionización inducida por colisiones. Emisión secundaria de electrones desde superficies sólidas. Electrones convoy.
- 5) Producción colisional de vacancias en capas electrónicas internas. Emisión de rayos X y electrones Auger. Promoción de niveles electrónicos.
- 6) Radiación continua de rayos X por transiciones casi moleculares y captura radiativa de electrones.

El tema 1) representa un tema muy particular y cerrado en si mismo.

Por lo contrario, los temas 2-6 tienen una fuerte intercorrelación: los efectos y propiedades estudiados se influyen mutuamente. En particular, el estudio de colisiones atómicas en sólidos implica interacciones colectivas debidas a su alta densidad atómica y electrónica y eventualmente el orden representado por su estructura.

En la reunión de trabajo "Bariloche I" del 9 al 20 de enero de 1978 se trataron los siguientes temas sobre colisiones atómicas en gases y sólidos:

FECHA	A CARGO DE:	TEMA
10	Jorge Esteban MIRAGLIA becario del CONICET	Captura e Ionización al Estado del Continuo.
12	Ignacio Benito NEMIROVSKY, CAB- IB	El Corrimiento de Lamb; una prueba de la Electrodinámica Cuántica.
13	Rubén D. PIACENTINI, Uni- versidad de Ro- sario.	Excitación de capas internas por Colisiones entre Partículas Atómicas de Z similares.
16	J. BIERSACK, Hahn- Meitner Institut Berlin	Channeling of Fast Heavy Ions, its implications on Electronic Stopping and Repulsive Potentials.
19	Wolfgang MECHBACH, CAB- I B	Informe; Estados de carga en gases y sólidos, carga efectiva, frenamientos parciales, Electrones Convoy.

Los informes de esta reunión no abarcaron todos los temas de la lista en página 2. Los temas faltantes podrán ser objetivos de informes a dar en futuras reuniones.

ELECTRONES CONVOY W. Meckbach - J.E. Miraglia

Cada vez más atención ha sido volcada recientemente al estudio detallado de la eyección de electrones producida en colisiones de haces iónicos con átomos individuales en blancos gaseosos (Rudd, 1975) y observada desde láminas atravesadas por el haz (Meckbach, 1976). Midiendo distribuciones doblemente diferenciales en energía y ángulo de los electrones eyectados, se observó la aparición de un pico característico ubicado en forma tal que en su máximo la velocidad de los electrones emitidos $\vec{v}_c$ concuerda en magnitud y dirección con la de los iones, $\vec{v}_i$, del haz. Este pico ha sido observado tanto con blancos gaseosos (Crooks y Rudd, 1970; Cranage y Lucas, Lucas, 1976; Menendez y Duncan 1976), como detrás de láminas atravesadas por el haz iónico (Harrison y Lucas, 1970; Duncan y Menendez, 1976; Dettmann et al., 1974; Meckbach et al., 1977).

Son dos los mecanismos posibles que han dado lugar a interpretaciones teóricas de la aparición de estos electrones con " $\vec{v}_c \approx \vec{v}_i$ ", o "electrones convoy":

a) Durante e inmediatamente después de la colisión que ha dado lugar a una ionización del átomo "blanco", el electrón emitido está sujeto a la atracción del proyectil que tiende a arrastrarlo en un estado del continuo (Macec 1970, Salin 1969 1972, Dettmann et al. 1974, Band 1975). Si el proyectil trae electrones, un proceso de ionización del mismo también puede conducir a electrones arrastrados en un estado del continuo (Drepper y Briggs, 1976). Tenemos procesos de "captura" o de "pérdida al continuo" respectivamente, denominados conjuntamente de "transferencia de carga al continuo; TCC".

b) En un sólido los electrones de valencia son atraídos por el ion, dando lugar a una fluctuación de la densidad electrónica, que, si $v_i > v_F$, (velocidad de Fermi) adquiere una forma oscilatoria y origina un potencial, también oscilatorio, que acompaña al ion como la estela atrás de un barco. Se presenta la posibilidad de captura de electrones en los mínimos de este potencial; dichos electrones acompañarían al ion con una distribución de velocidades centrada en $\vec{v}_i$ (Neelavahi, Ritchie y Brandt, 1974).

Esta interpretación del pico de electrones convoy observado detrás de láminas sólidas se enfrenta con un modelado por Dettmann et al. (1974) que adjudica su aparición a transferencia de carga al continuo, producida según a), en la última capa del sólido.

La información existente sobre la producción de electrones convoy en blancos gaseosos y sólidos ha sido resumida críticamente por Meckbach y Baragiola (1977) y Meckbach, Arista y Brandt (1978), poniéndose en evidencia que el origen del pico de electrones con $\vec{v}_e \approx \vec{v}_i$ emergentes de sólidos sigue siendo incierto. Más aún, acaban de realizarse mediciones pro Sellin et al. (1978), con iones de C^{4+} a C^{6+} y O^{4+} a O^{8+} en blancos gaseosos, a energías entre 1.6 y 2.8 MeV/UAM que demuestran discrepancias con el mecanismo de TCC. Este estudio fué hecho en el Laboratorio de v.d. Graaf Tandem de Oak Ridge.

Una extensión de la investigación de electrones convoy a mayores energías usando iones pesados, abre importantes perspectivas. En particular las energías de unión de electrones en el potencial oscilatorio, predicho por Brandt, Ritchie y colaboradores, crecen

espectacularmente con el número atómico del ión, alcanzando ≈ 150 eV en el caso de iones S^{16+} de entre 50 y 100 MeV, en Al (Neelavathi y Ritchie, 1975).

En el grupo de colisiones atómicas del CAB se está investigando la producción de electrones convoy tanto teórica-como experimentalmente. En la discusión del mecanismo de TCC se está usando la segunda aproximación de Born con correctas autofunciones del estado del continuo y una aproximación semiclásica que incluye estados ligados en el proyectil. Se predicen asimetrías en el pico de electrones convoy sobre las cuales hay indicios de evidencia experimental.

Se diseñó un espectrómetro cilíndrico coaxil con el cuál se harán estudios de distribuciones en ángulo y energía de electrones emitidos desde blancos gaseosos (haces moleculares) y láminas sólidas.

Este equipo permitirá controlar y estudiar muy especialmente la influencia de la resolución experimental en ángulo y energía en la forma de los picos medidos, lo cual facilitará una mejor discriminación entre los mecanismos de producción de electrones convoy.

Dado que la energía de los electrones convoy se determina por la velocidad del ion; en el caso de iones pesados obtenidos con aceleradores Tandem, es posible usar los mismos espectrómetros que se usan con iones más livianos y a energías más bajas.

BIBLIOGRAFIA

- Band J.B., J.Phys. B7 2557 (1975)
- Cranage R.W. and Lucas M.W., J.Phys. B9 445 (1976)
- Crooks G.B. and Rudd M.E., Phys.Rev. 25 1599 (1970)
- Dettmann, Harrison K.G. and Lucas M.W., J.Phys. B7 264 (1974)
- Drepper F. and Briggs J.S., J.Phys. B9 2063 (1976)
- Duncan M.M. and Menendez M.G., Phys. Lett. 56A 177 (1976)
- Duncan M.M. and Menendez M.G. , Phys.Rev. A13 566 (1976)
- Harrison K.G. and Lucas M.W., Phys. Lett. 33A 142 (1970)
- Macek J., Phys. Rev. A1 325 (1970)
- Meckbach W. "Beam Foil Spectroscopy" Vol. 2, 577
- Meckbach W., Chiu K.C.R., Brongersma H. and Mc Gowan J.Wm., J.Phys. B10 3255 (1977)
- Meckbach W. and Baragiola R.A., "Inelastic Ion Surface Collisions". Academic Press Inc. 283 (1977).
- Meckbach W., Arista N. and Brandt W. to appear in Phys. Lett.
- Neelavathie V.N., Ritchie R.H. and Brandt W., Phys.Rev.Lett. 33 302 (1974)
- Neelavathie V.N. and Ritchie R.H. "Atomic Collisions in Solids" Vol.1, 579, Pergamon Press Inc. (1958)
- Rudd M.E., Rad. Research 64 153 (1975)
- Salin A., J.Phys. B2 631 and 1255 (1969)
J.Phys. B5 979 (1972)
- Sellin I.A. et al. Comunicación privada; a ser publicado.

Iones Hidrogenoides. El Corrimiento de Lamb

I.B. Nemirovsky

La determinación experimental del valor del corrimiento de Lamb provee un medio idóneo para probar la validez de los cálculos teóricos realizados en el marco de la Electrodinámica Cuántica.

Recordemos que según la teoría de Dirac del movimiento de un electrón en un campo puramente Coulombiano, dos niveles de igual número cuántico principal n y momento angular total j pero diferente momento angular l son degenerados. Las históricas mediciones de Lamb en 1947 mostraron, sin embargo, que los niveles $2n_{1/2}$ y $2s_{1/2}$ en hidrógeno se hallaban separados, estando el nivel s ubicado a mayor energía y distante $1050 \text{ MHz} \approx 4 \times 10^{-6} \text{ eV}$. Esta observación se convirtió en el primer desafío importante a la teoría de la Electrodinámica Cuántica.

Nos referiremos en particular a los progresos recientes en los estudios del corrimiento de Lamb por medios experimentales dando énfasis a las técnicas que utilizan aceleradores de iones pesados.

Se ha establecido que el corrimiento depende aproximadamente de Z^4 por cuánto se logra "hacer resaltar" los efectos de Electrodinámica Cuántica al tratar con Z altos.

El ión hidrogénico (Fig.1)

La separación de estructura fina ($2p_{3/2} - 2p_{1/2}$) por acoplamiento spin-órbita es aproximadamente: $\Delta E = 1.097 \times 10^3 Z^4$ MHz (Taylor 1969). El corrimiento S varía en primer orden como $\alpha(Z^4 \alpha) n^{-3}$. La diferencia en energía entre los niveles $2p_{3/2}$ y $2s_{1/2}$ resulta igual a $\Delta E - S$. La energía Lyman α corresponde a la diferencia $2p_{1/2} - 1s_{1/2}$ y resulta:

$$L\alpha = 10,20 Z^2 \text{ eV.}$$

El estado $2s_{1/2}$ es metaestable. Una transición E1 desde aquel estado al nivel fundamental es prohibida por regla de selección de paridad, mientras la transición E1 al estado $2p_{1/2}$ tiene muy baja la probabilidad por estar los estados a muy pequeña diferencia de energía. La velocidad de transición espontánea γ_{2s} desde el estado $2s$ al fundamental está dada por dos modos de decaimiento: (2E1) por dos fotones y un decaimiento (M1) generado por efectos relativísticos (Klarsfeld 1969). Resulta aproximadamente:

$$\gamma_{2s} (\text{seg}^{-1}) = 8,2293 Z^6 (2E_1) + 2,50 \times 10^{-6} Z^{10} (M1).$$

Obsérvese que la transición ($2E_1$) predomina para Z bajos, mientras que para $Z \geq 45$ la transición M1 llega a ser predominante.

Los estudios del corrimiento de Lamb han resultado en una expresión de S en forma de desarrollo en serie, perturbativo (Erickson y Yennie 1965, Taylor 1969) o bien en una expresión cerrada (Erickson 1971, Mohr 1975). Ambos métodos obtienen resultados que no concuerdan entre sí.

En el aspecto experimental se distinguen los siguientes enfoques:

a) Experimentos clásicos de resonancia:

Se induce la transición $2s_{1/2} \rightarrow 2p_{1/2}$ (ó la $2s_{1/2} \rightarrow 2p_{3/2}$) por radiación electromagnética. Este método, que posibilita alta precisión, ha sido aplicado en los trabajos clásicos de Lamb (1950-53) con H y extensiones posteriores a He^+ y Li^{++} . Para sintonizar la transición a la frecuencia aplicada se usó el efecto Zeeman. Una extensión a elementos de mayor Z resulta prohibitiva por la dificultad de obtener iones hidrogenoides y la necesidad de campos magnéticos demasiado altos.

b) Experimentos utilizando aceleradores de partículas.

b.1) Efecto Stark.

En todos los experimentos realizados con haces rápidos de iones hidrogenoides se ha utilizado el estado metaestable $2s_{1/2}$. Aplicando un campo eléctrico se rompe la metaestabilidad decayendo el ión al estado fundamental con la emisión de un fotón Lyman α . Del registro de estos fotones a lo largo del trayecto del haz se obtiene la vida media del estado 2s dentro del campo eléctrico y de aquí se obtendrá el valor del corrimiento (Teoría de Bethe-Lamb). Los primeros trabajos utilizando este sistema se deben a Fan et al. (1967) en Li^{2+} . Posteriormente el método ha sido empleado para determinar el corrimiento de Lamb en los iones C^{5+} , O^{7+} , F^{8+} y Ar^{17+} . La extensión de la aplicación del método del "quenching" del estado 2s por efecto Stark, a iones de mayor Z tropieza con el problema de campos eléctricos E ó magnéticos ($v \wedge B$) excesivamente altos.

b.2) Transiciones inducidas por radiación "laser".

El haz de iones hidrogenoides interactúa con un haz laser. La sintonía con S, o bien con $\Delta E - S$ (ver figura 1) del ión se logra usando un laser de frecuencia variable o variando el ángulo del haz laser con respecto al haz iónico. En este último caso se utiliza el efecto Doppler, ya que en el sistema del ión se "ve" una frecuencia

$$\nu^1 = \nu_0 \frac{1 - \beta \cos \theta}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

donde ν_0 es la frecuencia del laser y $\beta = \frac{v}{c}$, siendo v la velocidad del ion respecto al laboratorio.

Con éste método se ha medido el valor de S en F^{8+} , hallándose en preparación mediciones en S^{15+} y Cl^{16+} (Wood 1977).

b.3) Anisotropía de la radiación.

La radiación tipo Lyman medida al deactivar el estado iónico metaestable $2s_{1/2}$ por acción de un campo eléctrico aplicado al haz mediante un par de placas paralelas resulta anisotrópica. Drake y Grimley (1973) han propuesto un método para determinar el valor de S a partir de la radiación medida en direcciones paralela y perpendicular al campo aplicado: $I_{||}$ e $I_{\perp}$. La anisotropía

$$R = \frac{I_{||} - I_{\perp}}{I_{||} + I_{\perp}}$$

se halla relacionada con la polarización de la radiación mediante la expresión

$$R = \frac{P}{P - 2}$$

Midiendo la anisotropía o la polarización es posible establecer el valor del corrimiento de Lamb (Drake y Chien-Ping 1976):

$$S = S_0 \{1 + b (R - R_0)/R\}$$

donde S_0 es el valor teórico del corrimiento tabulado por Mohr (1975), R_0 es la anisotropía que corresponde al valor teórico S_0 y b una constante.

Mediante este método se están llevando a cabo experiencias con el ion F^{8+} (Drake y Chien-Ping 1976).

c) Posibilidades futuras

La tabla I muestra una comparación de los resultados experimentales obtenidos hasta 1976 con los métodos enunciados en sección b) y resultados teóricos correspondientes a Mohr(1976), Ericsson (1971) y Appelquist et al. (1970), en este orden.

Se observa que las discrepancias entre mediciones hechas por diferentes autores superan las discrepancias entre teorías.

Se distinguen dos caminos diferentes a seguir: por un lado se trata de mejorar la precisión de las mediciones a Z medianos (hasta $Z \approx 17$) procurando obtener resultados con 0,1% de error (la medición actual más precisa es la de O^{7+} con 0,5% de error); por otro existe la posibilidad de extender las experiencias a la zona de Z alto ($Z \gg 20$) donde los efectos radiativos son más importantes.

Con un acelerador Tandem de 20 MV en terminal sería posible obtener corrientes de iones hidrogenoides suficientemente intensas para la realización de experiencias hasta valores de $Z \approx 25$.

Para $Z > 25$ la población de iones con carga $Z-1$ en el haz sería muy baja y además la vida media del estado metaestable $2s$ se torna muy corta, lo cual también dificultaría la obtención de un haz de proyectiles metaestables de suficiente intensidad en la zona de interacción.

Finalmente se menciona como ejemplo el del $^{40}_{20}\text{Ca}$. Según Middleton (1977) una fuente de iones por erosión iónica rendiría ≈ 600 nA de (CaII) . La máxima cantidad de iones hidrogenoides (carga 19) se obtendría a una energía de 400 MeV.

Las discrepancias entre diferentes aproximaciones teóricas serían del orden de 2%, una precisión alcanzable con el método de interacción Laser.

De acuerdo con Kugel y Murnick (1977) la frecuencia $S \approx 56990$ GHz correspondiente al Ca es accesible con un Laser de CO usando la sintonización por el efecto Doppler.

Referencias

- 1) Andrews D.A. and Newton G. 1976 Phys.Rev.Lett. 37 1254-7
- 2) Appelquist T. and Brodsky S.J. 1970 Phys.Rev.Lett. 24 562-5
- 3) Dietrich D.D. et al. 1976 Bull.Am.Phys Soc 21, 625
- 4) Drake G.W.F and Grimley R.B. 1973 Phys.Rev. A 8, 157-60
- 5) Drake G.W.F. and Ghien Ping Lin 1976 Phys.Rev. A 14 1296-8
- 6) Erickson G.W. and Yennie D.R. 1965 Ann.Phys. N.Y. 35 271-73, 447-5
- 7) Erickson G.W. 1971 Phys.Rev.Lett. 27, 780-3
- 8) Fan C.Y., García-Muñoz M. and Sellin I.A. 1967 Phys.Rev. 161, 6-1
- 9) Gould H. and Marrus R. 1976 Proc. 5th. Int.Conf.on Atomic Phys.
(Berkeley, U. of California) Abst. p. 207.
- 10) Klarsfeld S. 1969 Phys.Lett 30A, 382-3
- 11) Kugel H.W. et al. 1972 Phys.Rev. A6, 1306-21
- 12) Kugel H.W. et al. 1975 Phys.Rev.Lett. 35, 647-50
- 13) Kugel H.W. and Murnick D.E. 1977 Rep.Prog. Phys. 40, 297-343
- 14) Lamb W.E. and Retherford R.C. 1950 Phys.Rev. 79, 549
- 15) Lamb W.E. and Retherford R.C. 1951 Phys.Rev. 81, 222
- 16) Lamb W.E. and Retherford R.C. 1953 Phys.Rev. 96, 1014
- 17) Lawrence G.P., Fan C.Y. and Bashkin S. 1972-Phys.Rev. 28, 1612-5
- 18) Leventhal M. et al. 1972 Phys.Rev.Lett 28, 1609-12
- 19) Leventhal M. 1975 Phys. Rev. A 11, 427-41.
- 20) Lipworth E. and Novick R. 1957 Phys.Rev. 108, 1434-8
- 21) Lundeen S.R. and Pinkin F.M. 1975 Phys.Rev.Lett. 34, 1368-70
- 22) Middleton R. (1977) Nucl.Inst. and Meth. 144, 373.
- 23) Mohr P.J. 1975 Phys.Rev.Lett. 34, 1050-2

- 24) Mohr P.J. 1976 Beam Foil Spectr.ed. I.A. Sellin and D.T. Pegg
(N.Y. Plenum) 815.
- 25) Murnick et al. 1972 Proc.3rd. Int.Conf. on Beam Foil Spectr.
Boulder, Colorado.
- 26) Narasimhan M. and Strombotne R. 1971 Phys.Rev. A 4, 14
- 27) Taylor B.N. et al. 1969 Rev.Mod.Phys. 41, 375-496
- 28) Triebwasser S. et al. 1953 Phys.Rev. 89, 98
- 29) Wood O.R. II et al. 1977 (a publicarse).

PRODUCCION DE VACANCIAS EN CAPAS INTERNAS R. Piacentini

El estudio de la producción de vacancias en capas internas por colisiones entre partículas atómicas, ha merecido gran atención en los últimos años, tanto desde el punto de vista teórico como experimental. Merece destacarse en particular, la extensión del rango energético hacia las decenas y centenas de MeV, mediante el empleo de aceleradores originalmente destinados sólo a experiencias de Física Nuclear.

Mientras que con proyectiles livianos (H y He) se encuentra una buena concordancia de las secciones eficaces totales de ionización de capas internas con una descripción teórica basada en la interacción coulombiana entre proyectil y blanco, con proyectiles pesados estas secciones eficaces resultan mayores en varios órdenes de magnitud (García 1973). Tales discrepancias han dado origen al modelo de promoción (Fano, Lichten 1965; Lichten 1967) de electrones a orbitales moleculares repulsivos que tiene su origen en la fuerte interpenetración entre las capas electrónicas proyectil-blanco y está regido por el principio de exclusión de Pauli.

Se dan a continuación algunos de los resultados más significativos:

1) Producción de vacancias en la capa K, en función del Z del blanco, por diferentes partículas incidentes:

- | | |
|----------------------|-----------------------------|
| a) I con E= 47 MeV |] (Meyerhof y Anholt, 1977) |
| b) Br con E= 43 MeV | |
| c) Kr con E= 202 MeV | |

2. Radiación X quasimolecular continua y corrimiento Doppler:

a) Ni+Ni con E entre 18 y 91.5 MeV

b) Xe+Sn con E= 326 MeV

c) Kr+Zr con E= 200 MeV

Meyerhof
y
Taubjerg
(1977)

3. Producción de positrones en colisiones atómicas:

a) $^{136}\text{Xe} + \text{Th}$ con E= 624 MeV

b) $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$

c) $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$

(ICPEAC, 1977)

4. Espectros Auger inducidos por colisiones atómicas:

a) $\text{Xe}^{31+} + \text{Ne}$ con E=200 MeV (ICPEAC 1977)

5. Espectros de radiación X:

a) $\text{S}^{n+} + \text{Ar}$ con n= 5,8,10,12,13, y 14 y E= 22 MeV (ICPEAC 1977)

6. Dependencia angular de la probabilidad de producción de vacancias en la capa K:

a) $\text{O} + \text{Cu}$ con E=25,35 y 43 MeV

b) $\text{C}^{n+} + \text{Ar}$ con n=4,6 y E=19 MeV

c) $\text{F}^{n+} + \text{Ar}$ con n=5,9 y E= 30 MeV

Randall et al., 1976

TRANSFERENCIA DE CARGA ENTRE IONES MULTICARGADOS Y ATOMOS

La transferencia de carga electrónica entre iones simple o doblemente cargados con átomos neutros ha sido objeto de amplio análisis. Si bien los mecanismos básicos que gobiernan éstas reacciones son comprendidos al presente, existen aún serias divergencias entre la teoría y la experiencia, aún en los casos más elementales de las colisiones $H^+ + H$ (Chidichimo et al., 1974) y $He^{++} + H$ (Piacentini y Salin, 1977).

En lo que respecta al rango de las altas energías, han comenzado a estudiarse las siguientes:

$Fe^{n+} + H \rightarrow Fe^{(n-1)+} + H^+$ con $n=4,5,\dots,12$; y E entre 1.5 y 16.3 MeV (Gardener et al. 1977).

POSIBILIDADES FUTURAS

El estudio sistemático de las reacciones entre iones multicargados y átomos neutros en función de la carga, de la energía y del ángulo de dispersión permitirá lograr una mejor comprensión de las interacciones dinámicas entre partículas atómicas. Pondrá además a prueba a las diferentes teorías que se aplican para la interpretación de dichas reacciones, incitando a la reformación o generalización de las mismas.

Algunas posibles líneas a desarrollar son las siguientes:

1. Producción de vacancias en capas internas: análisis de las radiaciones X o electrones Auger, efectos relativistas. Influencia de las reacciones nucleares sobre las transiciones electrónicas.

2. Transferencia de carga electrónica, excitación e ionización en colisiones entre iones pesados y átomos (o moléculas) neutros.
3. Interrelación entre transiciones en capas internas y externas (verificación de los modelos teóricos: molecular y estadístico).

BIBLIOGRAFIA

- 1) Abstracts X International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, (1977).
(Commissariat a L'Energie Atomique-Paris).
- 2) Chidichimo-Frank M.C. and Piacentini R.D., Journal of Physics B, 15, 548 (1974).
- 3) Gardner L.D., Bayfield J.E., Koch P.M., Kim H.J. and Stelson P.H. Phys.Rev., 16 1415 (1977).
- 4) García J.D.; Rev. Mod. Phys. 45 111 (1973).
- 5) Fano V. and Lichten W.; Phys. Lett. 14 627 (1965).
- 6) Lichten W.; Phys. Rev. 164 131 (1967).
- 7) Meyerhof W.E. and Anholt R., 4th. Conference on the Application of Small Accelerators (1977).

- 8) Meyerhof W.E. and Taulbjerg K., 1977, Annual Review of Nuclear Science, 27 (1979).
- 9) Piacentini R.D. and Salin A., Journal of Physics B., 10, 1515 (1977).
- 10) (4) Randall R.R., Bednar J.A., Curnutte B. and Cocke C.L., Phys.Rev. A., 13, 204 (1976).

Distribuciones de carga en haces iónicos
atravesando gases y sólidos. W. Meckbach

En gases de baja densidad atómica las colisiones entre proyectiles de un haz iónico y los átomos del blanco, específicamente las colisiones de captura y pérdida de electrones, pueden considerarse como independientes entre sí. Las distribuciones de carga se determinan por un equilibrio dinámico entre estas colisiones. En sólidos, la densidad atómica $\approx 10^6$ veces mayor, el orden (en cristales) y la existencia de una superficie definida, imponen efectos colectivos en el ajuste de las distribuciones de carga en haces emergentes de ellos.

Lassen (1951) observó que las distribuciones de carga medidas con fragmentos de fisión emergentes de sólidos están desplazadas hacia cargas notablemente mayores comparadas con las que se obtienen con los mismos fragmentos emergentes de gases. Hasta el presente este efecto, que luego fué confirmado por mediciones con iones pesados, acelerados con aceleradores v.d. Graaff Tandem, no ha encontrado interpretación satisfactoria.

La información pertinente ha sido resumida por Betz (1972). En este resumen se describe el enfrentamiento de dos modelos: De acuerdo con Bohr y Lindhard (1954), debido a la rápida secuencia de las colisiones, las distribuciones de mayores cargas se ajustan en el seno del sólido. Según Betz y Grodzins (1970) una excitación colectiva de las capas electrónicas de los iones da lugar a una autoionización que se produce después de haber emergido el haz de la superficie del sólido.

Más recientemente Brandt y Sitzman (1971) y Brandt (1975) introdujeron el concepto del apantallamiento de los proyectiles por el mar de electrones de valencia del blanco. A consecuencia de esto, en el seno del material, un protón no puede mantener a un electrón en un estado ligado. En el caso de iones pesados el apantallamiento no permite que, a partir de una cierta capa para afuera, haya electrones en orbitales ligados.

De nuevo, el reajuste de las distribuciones de carga observadas en el haz emergente, se produciría en las proximidades de la superficie del sólido, donde la densidad de electrones libres decrece.

Las tentativas de dilucidar el problema experimentalmente son varias:

1) Tratar de localizar el ajuste de la distribución de carga medida experimentalmente cerca de la superficie por análisis de energía de iones retrodispersados combinado con análisis de carga (Buck et al. 1973, 1975; Lurio 1976).

2) Medir el crecimiento de estados de carga, alejados de los iones incidentes, en haces que atravesaron láminas finas, en función del espesor de las mismas (Gaillard et al. 1978).

Es prometedora la extensión de estos estudios a haces de iones más pesados de energías de algunos MeV/nucleón.

3) Se ha intentado (Datz, 1976) de obtener información sobre estados de carga en haces de iones pesados adentro de sólidos por observación de su influencia en las secciones eficaces de la producción colisional

de vacancias en capas internas, midiendo la emisión de la radiación X correspondiente.

4) A través de mediciones del frenamiento se determinaron cargas efectivas en haces que atraviesan blancos gaseosos y sólidos (Meckbach y Allison, 1963, Pierce y Blann 1968, ver Betz, 1972) que resultan muy similares.

Dado que el frenamiento se produce en el seno del blanco, esta evidencia parece dar apoyo a los modelos (Betz y Goodzins 1970; Brandt 1975) que adjudican las mayores cargas, medidas en haces emergentes de sólidos, a efectos de superficie.

Se hace énfasis en que la información sobre estados o distribuciones de carga en haces de iones pesados que atraviesan gases y sólidos es todavía escasa y necesita ser ampliada y completada.

BIBLIOGRAFIA

- 1) Betz H.D. Rev.Mod.Phys. 44 465 (1972)
- 2) Betz H.D. and Grodzins L.Phys.Rev.Lett. 25 211 (1970)
- 3) Bohr, N. and Lindhard J. Kgl. Danske Vienskab Selskab 28 N°7 (1954)
- 4) Brandt, W. "Atomic Collisions in Solids" Vol.1, 261 Plenum Press Inc. (1975)
- 5) Brandt W. and Sizmann R.Phys.Lett. 37A 115 (1971)
- 6) Buck, T.W. Wheatly G.H. and Feldman, L.C. Surface Science 35 345 (1973)
- 7) Datz S. Nucl.Instr.Meth. 132 7 (1976)
- 8) Gaillard M.J., Poizat J.C., Ratowski A. Remillieux J., and Auzas M. Phys.Rev.
- 9) Lassen N.D. Kgl. Danske Viedenskabs Selskab 28 N°7 (1954)
- 10) Lurio, A. "Beam-Foil Spectroscopy Vol. 2, Plenum Press, (1976)

11) Meckbach, W. and Allison S.K. Phys.Rev. 132 294 (1963)

12) Pierce T.E. and Blann M., Phys.Rev. 173 390 (1968)

Frenamiento y carga efectiva W. Meckbach

Según la teoría de Bethe-Bloch (1930, 1933) y un formalismo semi empírico de Lindhard y Scharff (1953), a velocidades v suficientemente altas el poder de frenamiento atómico puede expresarse por

$$\epsilon = Z_1^2 \epsilon_p(Z_2, v) \quad (1)$$

Aquí $\epsilon_p(Z_2, v)$ es el poder de frenamiento de un protón en el medio de número atómico Z_2 .

La expresión (1) supone proyectiles desnudos, de carga Z_1 . A velocidades menores colisiones de cambio de carga conducen a una distribución de cargas $i < Z_1$, expresándose el frenamiento a través de una "carga efectiva" $Z_{ef} < Z_1$:

$$\epsilon = Z_{ef}^2 \epsilon_p(Z_2, v). \quad (2)$$

Resulta que la carga efectiva está definida y puede determinarse experimentalmente por la relación de frenamiento de los iones en estudio y protones, en el mismo medio (Knipp y Teller 1941; Northcliffe 1963).

Es sugestivo expresar Z_{ef}^2 por una suma pesada (Northcliffe 1963)

$$Z_{ef}^2 = \sum_i F_i \omega_i^2 \quad (3)$$

donde $F_{i\infty}$ son las fracciones de carga en el haz. De aquí resultaría

$$\epsilon = \sum_i F_{i\infty} \epsilon_i . \quad (4)$$

Con poderes de frenamiento parciales

$$\epsilon_i = i^2 \epsilon_p(Z_2, v) . \quad (5)$$

Esta forma de proceder es problemática en dos aspectos. Las ecuaciones (3) y (4) no dan cuenta de que el equilibrio de carga en un haz es el resultado de un proceso colisional dinámico. La ecuación (4) es incompleta, porque no incluye las pérdidas de energía debidas a este proceso.

Según Allison (1962) el frenamiento completo se expresa por

$$\epsilon = \sum_i F_{i\infty} \epsilon_i + \sum_{f \neq i} F_{i\infty} \sigma_{if} W_{if} ,$$

dónde el segundo término da cuenta del frenamiento causado por pérdidas de energía W_{if} debidas a colisiones de cambio de carga con secciones eficaces σ_{if} . Midiendo frenamientos parciales ϵ_i y total ϵ , se demostró (Cuevas et al. 1965) que para haces de He en un blanco de He la contribución de las colisiones de cambio de carga al frenamiento alcanza hasta el 50%.

Es de hacer notar, que la ecuación (5), que caracteriza el frenamiento "parcial" de iones de carga i , que atravesaron el blanco sin

sufrir colisiones de cambio de carga, subestima este frenamiento parcial, ya que en la pérdida de energía colisional actúa el potencial apantallado de un núcleo de carga $Z_1 > i$. En efecto proyectiles neutros, con $i=0$, también sufren frenamiento.

Mediciones de frenamiento parciales se limitaron al estudio de iones livianos (H; He) con energías de hasta 600 keV (Allison et al. 1962); (Huberman 1962; Cuevas et al. 1964, 1965).

Es importante reanudar los estudios de frenamiento parciales y extenderlos a iones pesados, de mayor Z_1 . A excepción de trabajos realizados en Oak Ridge (Datz 1976) que tratan el caso de iones atravesando "canales" en estructuras cristalinas en que las colisiones de cambio de carga se encuentran altamente innibidas, no se registran estudios en este tema.

Literatura:

Allison S.K. Cuevas J. and García Muñoz M, Phys.Rev. 127 792 (1962)

Bethe H.A., Ann Physik 5 325 (1930)

Bloch F., Ann. Physik 16 285 (1933)

Cuevas J., García Muñoz M., Torres P. and Allison S.K. Phys.Rev. 135
A 335 (1964)

Cuevas J., Torres P. and Allison S.K. IV Int.Cong.on Phys. of El.
and At.Coll., Quebec (1965).

Datz S., Nucl.Instr.Meth. 132 7 (1976)

Huberman M.N., Phys.Rev. 127 799 (1962)

Northcliffe L.C., Ann.Rev.Nucl.Sci. 13 67 (1963)

Conclusiones

La investigación en colisiones atómicas con proyectiles livianos y especialmente con proyectiles pesados a energías obtenibles con aceleradores electrostáticos tipo v.d. Graaf Tandem está pasando actualmente por un auge espectacular. Los temas son múltiples y muchos de ellos intercorrelacionados.

A continuación se da una lista de Laboratorios Tandem activos en el campo, que no pretende ser completa (ver anexo).

Se desprende la conveniencia, y tal vez necesidad, impuesta por el buen uso de la máquina, de introducir investigación en colisiones atómicas en el Laboratorio del v.d. Graaf Tandem de la CNEA.

Se propone como forma más conveniente y eficiente la creación de un grupo de colisiones atómicas en dicho Laboratorio. Como factor importante que facilitaría ésta meta se considera la existencia de grupos activos en el tema, tanto experimentales como teóricos, en el Centro Atómico Bariloche y la Universidad de Rosario, que han adquirido un reconocimiento internacional establecido.

Se propone la siguiente forma de proceder:

a) Personal:

Puesta a disposición de hasta dos becas tipo A1 por año para tra-

bajos a realizar en colisiones atómicas en la División Haces Iónicos del CAB y la Universidad de Rosario. Estas becas deberán tener una duración de hasta tres años y facilitar la posibilidad de realización de una tesis doctoral.

A continuación: Envío de los becarios mejor formados a un laboratorio y grupo de investigación , activo en colisiones atómicas usando un acelerador electrostático tipo Tandem.

Envío de uno o dos investigadores formados, preferiblemente experimentales, a un laboratorio activo en colisiones atómicas usando un acelerador Tandem, por un tiempo suficiente para la realización de, o participación efectiva en un trabajo científico y visitas posteriores a otros laboratorios.

Organización de una reunión de trabajo que incluye la invitación de expertos de categoría internacional en el campo de colisiones atómicas con iones pesados, en la cuál se discutirá la investigación más actual en dicho campo y se fijarán temas a tocar.

Previsión de visitas de expertos para la planificación detallada de proyectos a atacar y para participar en la investigación a realizarse.

b) Equipamiento:

Se mencionan necesidades que en el momento pueden preverse para la realización de proyectos de investigación en el campo de colisiones con iones pesados elegidos basándose en la experiencia actual de investigadores activos en el tema.

Se mencionan sólo los equipos más específicos necesarios para la realización de los respectivos proyectos, sin detallar equipos del tipo más general.

1) Mediciones de fracciones de carga en haces emergentes de blancos gaseosos y sólidos:

Equipos periféricos de uso común	Equipos a adquirir	Equipos a construir
Sistema de adquisición y procesamiento de datos, tipo multicanal.	Detectores de estado sólido, sensibles a la posición.	Celda de gas con vacío diferencial. Equipo portaláminas, en ultravacío. Deflector electrostático.

2) Estudio de electrones Convoy:

Sistema de adquisición y procesamiento de datos, tipo multiescalímetro.	Fuentes de alta tensión, programables. Sistema programable de transporte en ángulo, en pasos.	Analizador electrostático para análisis de alta resolución de electrones, en energía y ángulo.
---	---	--

3) Frenamientos parciales y total:

Sistema de adquisición y procesamiento, tipo multicanal.	Imán de dimensiones de entrehierro de $\approx 70 \times 40 \text{ cm}^2$; campos hasta 10 k Gauss. Detectores de estado sólido de alta resolución.	Celda de intercambio con definición de trayectorias iónicas.
--	--	--

4) Excitación colisional de capas internas

Sistema de adquisición de datos tipo multicanal y/o multi-escalímetro.	Detectores de Si, dopados con Li. Fuente de alta tensión, programable. Detectores tipo "Channel plate" perforados.	Celda de interacción y observación de radiación X. Espectrómetro de electrones tipo coaxial cilíndrico.
--	--	---

La realización de estos, u otros proyectos a determinarse, estará sujeta a un previo estudio detallado. su factibilidad dependerá substancialmente de la disponibilidad de personal y equipamientos.

Se recalca, sin entrar en detalles, el relativo bajo costo de los equipos necesarios además de los que podrán ser de uso común con el programa de Física Nuclear.

Anexo:

Laboratorios Tandem v.d. Graaff,
activos en Colisiones Atómicas

1) Oak Ridge National Laboratory.

D.C. Moak; S. Datz, B.R. Appleton et al.

Equilibrio de carga. Capas internas.

Frenamiento. Channeling.

I.Sellin, D. Pegg et al.

Capas internas. Espectroscopia Auger y X.

Espectroscopía Haz-Lámina. Electrones "Convoy".

2) Heidelberg, Max Planck Institut für Kernphysik.

H.Schmidt-Böcking, K.Bethge et al.

Estados de carga en gases y sólidos.

Channeling. Capas internas, radiación molecular.

3) Burlington, H.V Engeneering

Estados de carga en gases y sólidos. Frenamiento.

4) Universidad de Aarhus, Dinamarca.

J.V. Anderson, E. Lesgaard et al.

Capas internas. Channeling.

5) Universidad de Colonia, Alemania.

P.Armbruster (huesped) P.H. Mokler

F. Folkmann et al.

Capas internas; radiación casi molecular captura radioactiva.

6) Universidad de Notre Dame, Indiana, U.S.A.

Berkowitz et al. Capas internas.

7) Laboratorios Nacionales de Brookhaven, U.S.A.

Captura radiactiva de electrones, capas internas.

W.E.Mayerhof et al.

8) Laboratorios Saclay, Francia

A.Chateaux Thierry, A.Gladieux et al.

Estados de carga.

9) Universidad de Munich, Alemania

H.D. Betz et al.

Estados de carga en gases y sólidos.

Excitación colisional; Rayos X.

10) Laboratorios Chalk-River, Canadá

J.A. Davies et al. Channelling.

11) Universidad de Stanford, California, U.S.A.

Excitación de capas internas en gases y sólidos.

W.E.Mayerhof, R.Anhott et al.

Observación final

La implementación de investigación en colisiones atómicas e interacción de haces iónicos con sólidos facilitaría un uso más eficiente y completo del Laboratorio del van de Graaff Tandem de la CNEA. Para ello será necesaria la creación de un pequeño grupo estable de física atómica en dicho laboratorio.

La planificación y realización de los proyectos de investigación se llevarían a cabo en estrecha cooperación con la División Haces Iónicos del CAB. Se ampliarían de esta manera las posibilidades para investigación en colisiones atómicas, la cual es actual y puede dar información original en un rango de energías total que se extiende desde unos pocos eV hasta centenares de MeV. Un apoyo fuerte al grupo de colisiones atómicas del CAB deberá ser simultáneo con la iniciación de investigación en este tema en el Laboratorio del van de Graaff Tandem de la CNEA.

CONCLUSIONES GENERALES

La primera parte del proyecto acelerador consiste en la instalación de una máquina hasta obtener un haz de características especificadas en cada una de las 6 bocas de salida; la segunda, en la operación desde la salida del haz en adelante. La Dra. Pérez Ferreira (quien hubiera debido dar este informe) les hubiera contado muchas cosas interesantes sobre la primera parte. Yo me detendré poco en ella, puesto que no he estado directamente involucrado y sus líneas generales están resueltas. No me cabe duda de que esta etapa será realizada aproximadamente en los plazos fijados. El cronograma de las obras aparece en la fig. 1. El retraso probable de unos 2 meses debido a la indefinición del lugar de instalación aparentemente podrá ser compensado por un tiempo amplio asignado a la construcción del edificio, teniendo en cuenta que sólo la torre y la sala de experiencias son necesarias para iniciar el montaje.

En la segunda parte del proyecto, aparecerán seguramente las 2 dificultades habituales: limitaciones humanas y limitaciones presupuestarias. Recordemos la historia del sincrociclotrón (y tratemos de que no se repita): en una primera etapa fué una máquina moderna, dotada de sencillo equipo periférico adecuado para el año 1953, pero no había profesionales formados para hacer uso de la misma; en una segunda etapa existía una buena máquina y personal entrenado pero sin equipo periférico adecuado (durante mucho tiempo se siguieron usando, por ejemplo, los selectores a un canal de la primera etapa); en la presente tercera etapa existe personal y equipo periférico adecuado pero la máquina está obsoleta.

Las limitaciones humanas se deben a que: 1) somos pocos y 2) nos falta experiencia con la física más adecuada a ser realizada mediante este tipo de máquinas.

Para incrementar el número de profesionales, una parte importante

del proyecto consiste en la incorporación y entrenamiento de un grupo de licenciados jóvenes. Los 8 licenciados incorporados en 1977 resultaron excelentes. Si bien sería deseable que prosiguieran su formación en Buenos Aires hasta el nivel de tesis y después viajaran al exterior por un par de años, las condiciones de contorno temporales requieren que el número mayor posible salga cuanto antes y vuelva con la formación que da una tesis (o equivalente) en el exterior. La responsabilidad de ellos es grande pues la formación experimental con que salen es insuficiente. Este déficit solo podrá ser llenado por ellos mediante un esfuerzo personal intenso.

Otra fuente importante de profesionales está constituida por usuarios no pertenecientes a la CNEA. En esta reunión participan físicos experimentales de la Universidad de La Plata. Será muy necesario el aporte de éste y otros grupos en materia de ideas, trabajos, subsidios, etc.

El motivo principal de esta reunión fué el de discutir los programas de física a desarrollar con el nuevo acelerador. En otros proyectos de parecida importancia, tanto la máquina como los equipos periféricos se eligen en función de un objetivo principal establecido de antemano. Por ejemplo, en Copenhagen se harán ciertamente otras investigaciones, pero el objetivo principal será el estudio de los estados con alto momento angular, objetivo lógico teniendo en cuenta el aporte al tema hecho por la escuela de Bohr y Mottelson. Este no es nuestro caso. Nuestros antecedentes constan de buenos trabajos experimentales sobre temas relativamente inconexos entre sí, como son la transferencia de partículas α , decaimiento de la línea γ y β e isótopos alejados de la línea de estabilidad. Por eso nos hemos reunido para discutir experiencias recientemente hechas con máquinas similares a la adquirida, y en base a esta discusión, decidir que equipo periférico es necesario construir o adquirir. El método elegido puede ser absurdo, porque las experiencias hechas durante el año pasado no son las que se van a realizar dentro de 4 años. Sin embargo, existe un con-

junto de equipos comunes a las distintas líneas de trabajo que es razonable desarrollar antes de que la máquina entre en funcionamiento. Estos equipos están indicados en la tabla 1, junto con el importe en divisas y los requerimientos humanos que implican. La tabla debe completarse con un cronograma adecuado (por ejemplo, la "all purpose scattering chamber" (APSC)) requiere 1) tramitación de compra en el exterior; 2) 1 1/2 año de fabricación y 3) 8 meses de montaje en casa.

Los equipos imprescindibles para iniciar trabajos están acompañados por la letra I. Se observa que el número de profesionales y técnicos del departamento es suficiente para construir estos equipos antes de 1982.

A estos equipos periféricos debe añadirse una computadora en línea para la cual se han reservado 400 K u\$s pero que requerirá 550 K u\$s. Se necesitará además el concurso de 3 físicos más computadores.

Tenemos que agradecer a D. Scott (por intermedio de K. McVoy) algunas ideas generales que tratan de explotar al máximo los rasgos que distinguirán nuestra máquina: 1) la posibilidad de cambiar rápidamente la energía del haz; 2) la excelente resolución en energía; 3) el tiempo largo durante el cual la máquina estará disponible para cada experiencia; 4) el hecho de que no se espera de nosotros la experiencia más original y brillante. Sin embargo, respecto de este criterio, el Dr. Toledo Piza me hizo ver que era peligroso iniciar un programa de esta envergadura con el convencimiento de que solo pueden hacerse trabajos de segunda línea. En consecuencia, deberemos dedicar parte de nuestro tiempo a pensar en la experiencia revolucionaria, sin perjuicio de repetir (tal vez mejorando) experiencias hechas en núcleos vecinos. Personalmente añado también como recomendación general la de continuar con los temas en los cuales tenemos experiencia experimental.

Entre la útil lista de sugerencias enviada por D. Scott, hay 2 que satisfacen varios puntos mencionados anteriormente, y que me resultan particu-

larmente atractivas. Una es la transferencia de 4 ó más neutrones que permite combinar técnicas usadas hasta ahora por el IALE con trabajos teóricos sobre superfluidez molecular (efecto Josephson). La segunda, consiste en el estudio de la línea γ rast ya sea mediante excitación coulombiana o por formación de núcleo compuesto.

Las limitaciones presupuestarias son las menos graves porque a) son rápidamente reducibles y b) porque existe un presupuesto de mantenimiento adecuado y un cierto presupuesto de inversión anual (≈ 100 K u\$s). Sin embargo, éste resultará insuficiente dado que todos los periféricos siempre crecen, por una ley fundamental de la naturaleza (recordar la evolución de un cristal de INa a un erizo). De acá a 4 años, la mayoría de las experiencias gruesas con iones pesados habrá sido hecha como hoy en día lo están las experiencias con iones livianos. Quedarán muchas experiencias delicadas, que requerirán equipos cada vez más sofisticados. Creo necesaria una inversión anual del orden del triple de la anterior (≈ 300 K u\$s) para poder incorporar equipos a un ritmo que permita competir con otros laboratorios.

Además de la inversión anual, otra fuente de recursos posibles está constituida por sumas previstas en el contrato para periféricos o computadora, o sumas que por distintos ahorros pueden no ser usadas (tabla 2).

Como conclusión de la tabla 2, vemos que el déficit es del orden del millón de dólares, y corresponde al monto del espectrómetro magnético. Es posible comenzar a medir sin tener este equipo. Sin embargo el espectrómetro es necesario para obtener una resolución en energía de los eyectiles comparable a la de los proyectiles (una de las características más importantes de la máquina). Es imprescindible, además, para una identificación segura de las masas. Por su magnitud, el espectrómetro magnético constituye un proyecto en sí, que requiere un estudio especial a ser hecho por un comité ad-hoc. Vale lo dicho en el párrafo anterior: la tendencia experimental irá en el sentido de aumentar

la precisión.

Es obvio que la máquina no estará suficientemente aprovechada sino se usa también en otras ramas de la física. En este sentido el grupo de usuarios más importantes parece ser el grupo de haces iónicos de Bariloche. El Dr. Meckbach estimó sus necesidades de equipamiento para uso del peletón en 50 KU\$S.

Es necesario destacar que las cifras en personal y en presupuesto que figuran en este informe no han sido objeto de la evaluación crítica que requieren. Este estudio exhaustivo, así como también el del cronograma y el modo de obtener los periféricos necesarios para poder comenzar a medir en enero de 1982, deberían ser realizadas cuanto antes a nuestro regreso a Buenos Aires.

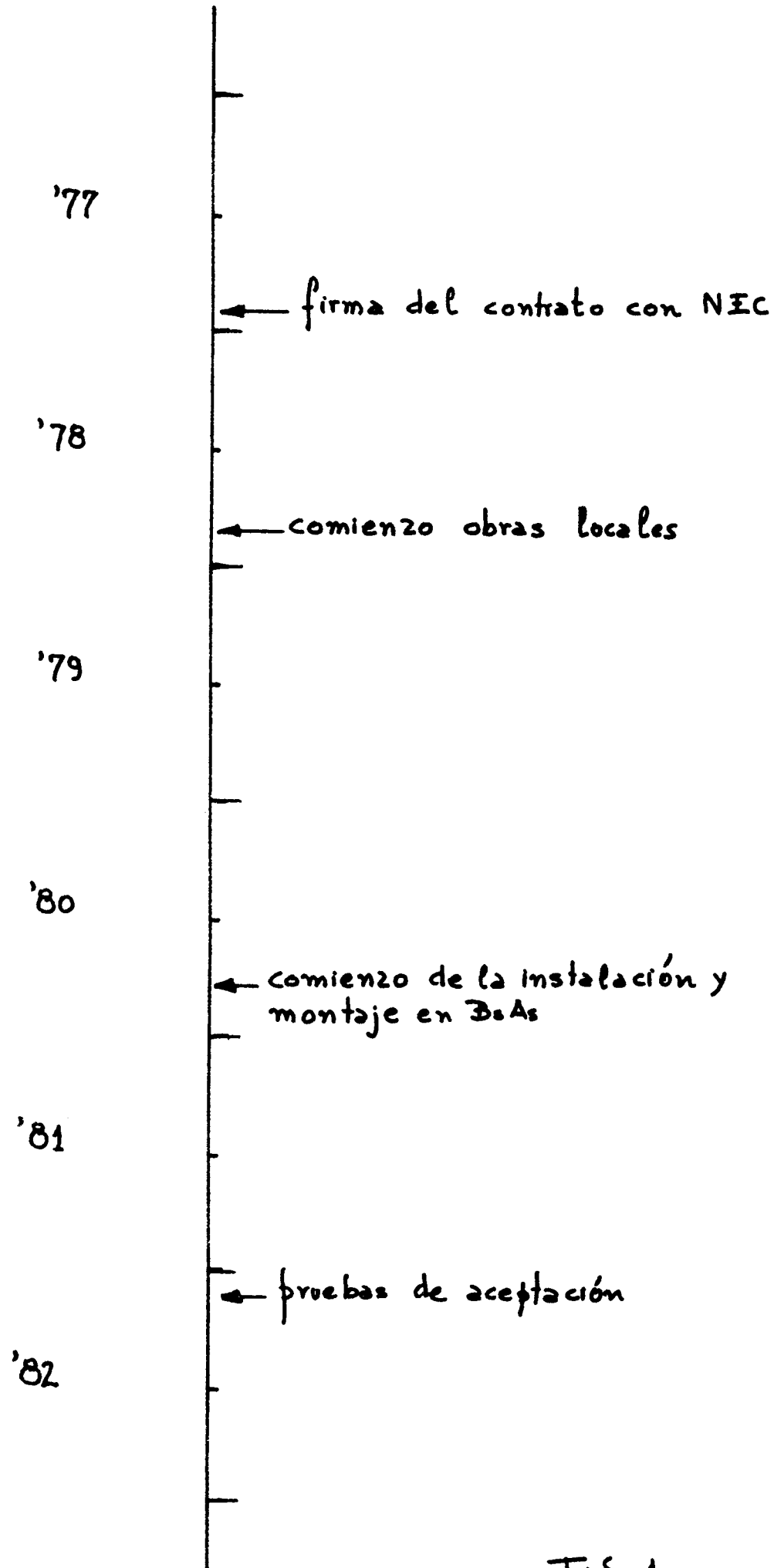


Fig. 1

T A B L A I

Proyectiles livianos (Informe Ceballos)	Excitación y rast (Informe Mariscotti)	Scattering elástico y quasi-elástico (Informe Dussel)	Núcleo compuesto Scatt. profund. inelást. Precio IAE (Informe Rossi)	A hacer en la CNEA	Físicos	Ingenieros Técnicos
Blancos	Blancos	Blancos	Blancos	X	1	2 I
All purpose scatt. chamber		APSC	APSC	200	1/4	1/4 I
Scatt. chamber simple	Target chamber			X		I
	Goniómetro			X	1	I
	Plunger			X		
E + ΔE		E + ΔE	E + ΔE	50	2	3 I
Time of flight		TOF	TOF	50	3	I
Detectores semiconduc. planos	Ge(Li) y Si(Li)	Detectores	Detectores	X		I
" " anulares						
			Separador en línea	20	1/2	2
	Doble foco en línea		DFL	50	1	
	Erizo		Erizo	100	1	1/2
Espectrómetro magnético		EM	¿EM?	1200	2	1/4 2 ?
Electrónica	Electrónica	Electrónica	Electrónica	100		I
I Na grande				60	1/2	
	Imán superconductor o imán			?		

TABLA 2

	Previsto en Contrato	Estimado	Diferencia
Computadora	400	550	-150
Periféricos	200	1890	-1690
SF ₆	550	600	-50
Sistema de manejo de gas	379		379
Imán selector	150	25	125
Presupuesto inversión 4 años			400
DEFICIT			-986 KU\$S

LISTA DE SEMINARIOS ESPECIALES

A.F.R. de Toledo Piza
Universidad de Sao Paulo
Instituto de Física

"Interpretación teórica de experimentos de dispersión profundamente inelástica"

H.Massmann
Universidad de Chile
Facultad de Ciencias

"Descripción semi-clásica de la excitación coulombiana entre iones pesados"

K.Mc Voy
University of Wisconsin
Department of Physics

"Algunas líneas de trabajo posibles en el Tandem de la CNEA"
"La técnica de polos de Regge para la descripción de reacciones de transferencia inducidas por iones pesados"

R.Piacentini
Universidad de Rosario
Facultad de Ingeniería

"Técnicas de canales acoplados y descripción semi-clásica de reacciones atómicas"

J.Biersack
Hahn-Meitner Institut
Berlín

"Channeling of Fast Heavy Ions, its implications on Electronic Stopping and Repulsive Potentials"

LISTA DE PARTICIPANTES

ABRIOLA, Daniel	CNEA/DF
ACHTERBERG, Erhard	CNEA/DF
ALONSO ARIAS, Cecilia	CNEA/DF
BERISSO, Cristina	CNEA/DF
BES, Daniel	CNEA/CONICET
BIERSACK, J.	HMI/B
CEBALLOS, Alberto	CNEA/DF
DRAGUN, Olga	CNEA/DF
DUERING, Edgardo	CNEA/DF
DUSSEL, Guillermo	CNEA/CONICET
ETCHEGOYEN, Alberto	CNEA/DF
FERNANDEZ NIELLO, Jorge	CNEA/DF
FERRERO, Armando	CNEA/DF
GARCIA BERMUDEZ, Gerardo	CNEA/CONICET
HUCK, Hugo	CNEA/DF
KRMPOTIC, Francisco	UNLP/USP/CONICET
LENTINO, José	CNEA/DF
MARISCOTTI, Mario	CNEA/DF
MASSMANN, Herbert	UCH
Mc VOY, Kirk	UW
MECKBACH, Wolfgang	CNEA/CAB
MENDOZA ZELIS, Luis	UNLP/CIC
MIRAGLIA, Jorge	CNEA/CAB
NEMIROVSKY, Ignacio	CNEA/CAB
OTERO, Dino	CNEA/DF
PACHECO, Alberto	CNEA/DF
PASQUEVICH, Alberto	UNLP/CIC
PERAZZO, Roberto	CNEA/CONICET
PEREZ, Martha	CNEA/CONICET
PIACENTINI, Ruben	UNR
PLASTINO, Angel	UNLP/CONICET
PROTO, Araceli	CNEA/DF
REICH, Silvia	CNEA/DF
ROSSI, Julio	CNEA/DF
SARACENO, Marcos	CNEA/DF
SZYBISZ, Leszek	CONICET/UNLP
TOLEDO PIZA, Antonio R.F.de	USP
VENTURA, Edgardo	CNEA/DF

CODIGO DE ABREVIATURAS

CNEA:	Comisión Nacional de Energía Atómica
DF:	Departamento de Física
CAB:	Centro Atómico Bariloche
CONICET:	Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas
CIC:	Comisión de Investigaciones Científicas de la Pcia. de Bs. As.
UNLP:	Universidad Nacional de La Plata
UCH:	Universidad de Chile
UW:	University of Wisconsin
UNR:	Universidad Nacional de Rosario
HMI/B:	Hahn Meitner Institut/Berlín

