Introducción

El concepto de temperatura nuclear, fue usado por Bethe[1] en el año 1936 para describir, en forma estadística, el gran número de niveles de energía accesibles para un núcleo pesado excitado, observados a través de reacciones con captura de neutrones lentos (la densidad de estos niveles es 10^6 veces mas grande que la que corresponde a un problema de partícula independiente, para un núcleo con aproximadamente 100 nucleones [2]).

Para calcular la densidad de niveles, alrededor de una cierta energía de excitación E, Bethe aproximó el problema al de un gas de Fermi con un número finito de partículas A, correspondiente al número de nucleones en el núcleo. En este modelo, el núcleo compuesto corresponde a una amplia mezcla de estados estacionarios, entre los cuales el neutrón puede repartir su energía. El aspecto más interesante de este cálculo es el crecimiento exponencial de la densidad de niveles, $\rho(E)$, con la energía de excitación[3]:

$$\rho\,(N,Z,E) = \frac{6^{1/4}}{12}\,\frac{g}{(gE)^{5/4}}\,\exp\left[\,2(\pi^2 gE/6)^{1/2}\right] \qquad (1)$$

$$g = \frac{3}{2}\,\frac{A}{\varepsilon_F} \qquad [\mathrm{MeV}^{-1}]$$

En la actualidad, la información experimental relacionada con la densidad de niveles, puede extraerse a partir de los datos provenientes del estudio de colisiones con iones pesados[4].En este tipo de colisiones la energía del sistema se distribuye entre los nucleones del núcleo compuesto, a diferencia de lo que ocurre con el bombardeo con protones o neutrones que excitan sólo algunos nucleones del blanco. El núcleo excitado , producido de esta manera, alcanza el equilibrio estadístico en un tiempo del orden de 10^{-21} seg, mucho menor que el tiempo de de-excitación [5], que es del orden de 10^{-19} seg., lo que justifica un tratamiento estadístico del problema.

Como la cantidad de niveles de energía aumenta exponencialmente con la energía de excitación del sistema, conviene definir la temperatura nuclear como:

$$T^{-1} = \frac{\partial \ln(\rho(E))}{\partial E} \tag{2}$$

donde T tiene unidades de energía.

Esta temperatura nuclear microscópica, es comparable a la obtenida experimentalmente a partir de la observación de la distribución de energía de los productos de evaporación, producidos cuando el núcleo altamente excitado decae por emisión de partículas[2], ya que de esta distribución uno puede obtener la densidad de estados del núcleo residual, y de ésta la temperatura de este último.

Trataremos al núcleo pesado altamente excitado como un sistema cuántico, descripto a través de la mecánica estadística en el conjunto gran canónico. De esta manera, la energía media y el número de partículas, serán los que fijen la temperatura así como el potencial químico en la condición de equilibrio.

El objeto de este trabajo es describir la estructura de un núcleo a energías de excitación que van desde la decena de MeV a alrededor de 100 MeV, donde aún podemos hablar de núcleo sin tener en cuenta la estructura de los nucleones; estas energías corresponden a temperaturas nucleares de 0 a 3 MeV aproximadamente.

Como sabemos, el espectro de baja energía del núcleo está dominado por los efectos de correlación que dan lugar a la interacción de apareamiento y a la aparición de grados de libertad colectivos, de manera que el comportamiento del sistema se aleja del descripto por un gas de Fermi con un número de partículas fijo. En relación a esto nos interesará calcular el parámetro de densidad de niveles, debido a que este observable mostrará más claramente la desviación del sistema nuclear respecto del gas de Fermi. A energías más altas son los grados de partícula independiente los que predominan, siendo aplicable una estadística de Fermi para el sistema[6]. La conexión entre la Mecánica Estadística y la Termodinámica nos permitirá el estudio de las entropías y los calores específicos nucleares; y a partir de las discontinuidades en las funciones termodinámicas, podemos estudiar las posibles transiciones de fase del sistema.

Algunos resultados que merecen ser discutidos surgen de la comparación con la termodinámica de sistemas extendidos, cuyo comportamiento es bien conocido. Ejemplo de ello es la comparación de la transición de fase de un núcleo superconductor al estado normal, con la de un metal que a baja temperatura es superconductor, transición que puede ser descripta por la teoría fenomenológica de Landau-Ginzburg[7]. Las diferencias que discutiremos surgen del hecho de hacer una estadística con un número finito de configuraciones para un número finito de partículas. En este sentido es importante tener en cuenta lo que sucede con las fluctuaciones alrededor de los valores de equilibrio del sistema. Estas serán considerablemente grandes en la zona de la transición de fase, sin embargo cálculos exactos para sistemas de dos niveles muestran la existencia de transiciones de fase, en coincidencia con el comportamiento señalado por las teorías de campo medio[8].

La existencia de resonancias gigantes multipolares, constituídas sobre el estado fundamental del núcleo, es bien conocida desde hace varias décadas. La investigación de estas excitaciones colectivas asociadas al estado fundamental del núcleo ha posibilitado una mejor comprensión de la estructura y la dinámica de éste a baja energía. Los centroides de energía [9] y los anchos[10] característicos de estas resonancias han sido descriptos en forma precisa , a través de teorías microscópicas como el formalismo de la Aproximación de Fases al Azar (RPA)[11] o el formalismo de la Función de Respuesta Nuclear [11]. Los nuevos experimentos de fusión con iones pesados [12] y reacciones altamente inelásticas [4], revelan un comportamiento semejante en núcleos muy excitados; deduciéndose la existencia de estos modos colectivos a partir del espectro de rayos gama producido en el decaimiento del núcleo compuesto y de los fragmentos producidos en la reacción. Nuestro interés será la formulación de una teoría microscópica que permita la descripción de resonancias gigantes en núcleos altamente excitados, de manera de describir la interdependencia entre los grados de libertad de partícula independiente, la interacción de apareamiento nuclear y las vibraciones colectivas del sistema. Comenzaremos describiendo los grados de libertad de partícula independiente en el formalismo de Hartree-Fock térmico[18], a partir de ello trataremos las excitaciones colectivas a través del formalismo de RPA extendido a Temperatura Finita (FTRPA). Sabemos que a temperatura cero y en sistemas normales, como el ^{208}Pb, al considerar excitaciones multipolares, las configuraciones que entran en juego son sólo aquellas que tienen en cuenta estados de una partícula y de un agujero (p-h), no pudiendo excitarse configuraciones de partícula-partícula (p-p) o de agujero-agujero (h-h); a temperatura distinta de cero, sin embargo, aumentará el número de configuraciones[1] debido al hecho que el nivel de Fermi se difunde, lo que implica tener en cuenta el canal p-p y h-h, como se observa en la Figura 1. Una buena medida del número de configuraciones a incluir lo proporciona el cálculo de la regla de suma, pues como es conocido su valor se conserva a temperatura distinta de cero [14]. Tomaremos en cuenta la aproximación cuasibosónica, de manera que los pares a considerar, aclopados a una dada multipolaridad, respetarán una estadística de Bose-Einstein. Es decir que trataremos a las excitaciones colectivas como fonones, de esta forma las cantidades termodinámicas serán las derivadas de una estadística de Planck. Obviamente, el parámetro de densidad de niveles tomará en cuenta el aumento de las configuraciones al aumentar la temperatura, y las desviaciones del comportamiento de un núcleo respecto de un sistema de fermiones libres[15].Es evidente que al aumentar la temperatura, el espectro se fragmentará, dando lugar al corrimiento de los centroides de energía, y a un aumento en el ancho de las resonancias gigantes dado que se abrirán nuevos canales de decaimiento. Conocer los centroides de energía y las probabilidades de transición electromagnéticas del sistema resulta imprescindible como paso previo al cálculo de los parámetros de restitución y de masa de los modos vibracionales [16] y la comparación con el ya conocido modelo de la gota líquida, posibilitando una extensión de este último a temperatura finita[17]. Los resultados del formalismo FTRPA son comparables a los obtenidos a partir del formalismo de la Función de Respuesta Lineal a Temperatura Finita [18,19] en combinación con la ecuación de Bethe-Salpeter[11]. A partir de este formalismo se puede obtener la función de distribución de intensidad:

$$S(E)= -\frac{\hbar}{\pi}\int_0^{\infty} d\omega \; w \; \mathrm{Im}\, R(\omega) \qquad (3)$$

donde $R(\omega)$ es la función de respuesta del sistema en la aproximación de Bethe-Salpeter.

La función de distribución así obtenida, tiene información tanto de los centroides, como de los anchos de las resonancias gigantes, constituyéndose así en un método alternativo al formalismo FTRPA, en especial cuando el cálculo numérico se dificulta debido a la inclusión de un gran número de configuraciones.

Para completar el estudio de los puntos anteriores resulta importante el análisis del comportamiento del parámetro de densidad de niveles[2]. Como ya mencionamos, a temperaturas altas las propiedades del núcleo se describen mediante el bien conocido modelo del gas de Fermi con un número finito de partículas. Un aspecto interesante de esa aproximación, es el hecho de obtener un valor constante para el parámetro de densidad de niveles, este efecto es el resultado de considerar un sistema sin interacciones[15]. Esta descripción, sin embargo, no es aplicable a un amplio rango de energías de excitación, que se corresponden con temperaturas que varían entre 0 y 2 MeV. En este dominio de temperaturas son importantes los efectos de estructura debidos tanto a la interacción de apareamiento (en núcleos superconductores), como a los grados de libertad colectivos del sistema. En este sentido estamos interesados en estudiar la contribución bosónica al parámetro de densidad de niveles, y en relación a ella la competencia entre los canales de partícula-partícula y agujero-agujero con los canales de partícula-agujero como función de la temperatura[20].

La respuesta a estos problemas resulta importante en conexión con la gran disponibilidad de resultados experimentales en colisiones altamente inelásticas y en experiencias de fusión con iones pesados. Otro campo de aplicación importante en este momento, es el de la Astrofísica Nuclear, en este sentido una fórmula de masas dependiente de la temperatura, contribuiría a mejorar las predicciones dentro del marco de los formalismos en curso (por ejemplo, para el caso de ecuaciones de estado en el cálculo de las etapas de la evolución estelar).

El trabajo está organizado de la siguiente manera: en el capítulo I trataremos la interacción de apareamiento a temperatura distinta de cero, utilizando el formalismo de Bardeen, Cooper y Shrieffer a temperatura finita (FTBCS) para describir los grados de libertad fermiónicos, y el formalismo FTRPA para describir las contribuciones bosónicas del sistema, describiremos la termodinámica del problema, y en relación a ella, la transición de fase del estado superfluido del núcleo al estado normal, en analogía con lo que sucede en un sistema extendido. Analizaremos los resultados para una fuerza de apareamiento separable en ^{116}Sn. En el capítulo II estudiaremos una interacción multipolar. Haremos una descripción de las resonancias gigantes montadas sobre estados distintos del fundamental, para ello usaremos el formalismo de la FTRPA, comparando los resultados con los que provienen del formalismo de la función de respuesta lineal a temperatura finita. En el Capítulo III nos ocuparemos del parámetro de densidad de niveles, teniendo en cuenta tanto grados de libertad fermiónicos como bosónicos; en relación a estos últimos analizaremos la competencia entre los canales de partícula-partícula y agujero-agujero con los canales de partícula-agujero como función de la temperatura. Analizaremos las distintas contribuciones, para un núcleo superconductor como el ^{60}Zn,y para un núcleo normal como el ^{208}Pb.

El material presentado en el Capítulo I ha sido consignado en la referencia 31, los resultados del Capítulo II se basan en las referencias 17 y 19, y los del Capítulo III forman parte de la referencia 53.