



## УЧЕТ СПЛОШНОГО СПЕКТРА В ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОМ РАСЧЕТЕ ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ В НАГРЕТЫХ ЯДРАХ

С.Р.Оффенгенден

Проведены расчеты параметра ядерной плотности уровней в зависимости от температуры  $T$  —  $a(T)$  и сравнение с результатами недавних экспериментов [1]. Из этих экспериментальных данных видно, что величина  $a$  уменьшается от величины  $A/8$  при  $T \approx 0$  до величины  $A/13$  при  $T \approx 5 \text{ МэВ}$ , где  $A$  — массовое число. В ряде теоретических работ были выполнены расчеты по программе, использующей метод Хартри-Фока с учетом температурной зависимости, с использованием различных типов эффективного взаимодействия. Эти расчеты не привели к объяснению поведения функции  $a(T)$ . Правильное описание поведения этой функции удается получить, принимая во внимание эффекты корреляций, т. е. учет конечности размеров атомных ядер, учет состояний сплошного спектра, зависимость эффективной массы и параметров одночастичного потенциала от температуры. Наиболее сложным в этих расчетах является вычисление гладкой плотности одночастичных состояний как функции энергии  $g(\epsilon)$ .

Для вычисления  $g(\epsilon)$  необходимо вначале получить одночастичный спектр с учетом квазидискретных состояний [2], а затем провести процедуру численного усреднения, например по методу Струтинского [3]. Квазидискретные состояния вычислялись двумя способами: квантовомеханически [3] и квазиклассически. Используя стандартные квазиклассические выражения для коэффициентов отражения и прохождения через потенциальный барьер, можно просуммировать амплитуды для процессов с произвольным числом отражений и прохождений, получить аналитическое выражение для матрицы рассеяния и условие для вычисления энергии квазидискретного состояния.

Для ядер с массовым числом  $A \geq 100$  все явления, которые связаны с вращением, малы по сравнению с эффектами, связанными с температурой. Поэтому мы можем использовать параметры среднего поля сферических ядер в зависимости от температуры для вычисления параметра ядерной плотности уровней в нагретых ядрах. Поскольку экспериментально удается разделить статистические и динамические явления при распаде нагретого ядра, можно утверждать, что величина  $a$  уменьшается от величины  $A/8$  при  $T \approx 0$  до величины  $A/13$  при  $T = 4-5 \text{ МэВ}$  в ядрах с  $A \approx 160$  [1].

Рассмотрим кратко схему термодинамического вычисления параметра ядерной плотности уровней. С этой целью рассмотрим термодинамический потенциал

$$\Omega = -T \int_{-\infty}^{\infty} d\epsilon g(\epsilon) \ln(1 + \exp((\lambda - \epsilon)/T)), \quad (1)$$

где  $g(\epsilon)$  — плотность одночастичных уровней

$$g(\epsilon) = \sum_{\alpha} \delta(\epsilon - \epsilon_{\alpha}), \quad (2)$$

$\epsilon_\alpha$  — одночастичные энергии,  $\lambda$  — химический потенциал, определяемый из условия сохранения числа нуклонов  $A_\Pi$

$$A_\Pi = - \left( \frac{\partial \Omega}{\partial \lambda} \right)_T \quad (3)$$

В случае сферически-симметричного потенциала конечной глубины плотность одночастичных уровней  $g(\epsilon)$  (2) можно продолжить в сплошной спектр с помощью выражения [4]

$$g(\epsilon) = \frac{1}{\pi} \sum_J (2J+1) \sum_{l=J-1/2}^{J+1/2} \frac{\partial \delta_{lj}(\epsilon)}{\partial \epsilon}, \quad (4)$$

которое представляет собой одночастичную плотность квазидискретных состояний сплошного спектра. В этом выражении  $\delta_{lj}(\epsilon)$  — фаза потенциального рассеяния нуклона с энергией  $\epsilon$ , орбитальным моментом  $l$  и полным моментом  $J$ , средним потенциалом ядра  $V$ . Производная фазы  $\partial \delta_{lj} / \partial \epsilon$  имеет максимум вблизи квазидискретного уровня, ширина которого  $\Gamma$  есть ширина резонанса.

Экспериментаторы находят параметр  $a$  из величины энергии возбуждения  $E_{ex}$  следующим образом:

$$a = E_{ex} / T^2 = (E(T) - E(0)) / T^2,$$

где

$$E(T) = \int_{-\infty}^{\infty} d\epsilon g(\epsilon) (1 + \exp((\lambda - \epsilon) / T))^{-1}, \quad (5)$$

$a = a_n + a_p$ , где  $n$  обозначает, что величина  $A_\Pi$  в (3) равна числу нейтронов, а  $p$  обозначает, что  $A_\Pi$  в (3) равна числу протонов.

Рассмотрим квазиклассическое вычисление одночастичных состояний в одномерном случае. Вероятность туннелирования через барьер определяется формулой [5]

$$T = e^{-2\theta} / (1 + e^{-2\theta}), \quad (6)$$

где  $\theta$  есть интеграл прохождения через барьер

$$\theta = \int_{r_2}^{r_3} dr \left\{ 2m[V(r) - E] / \hbar^2 \right\}^{1/2},$$

где  $r_1$ ,  $r_2$  и  $r_3$  — точки пересечения прямой  $V=E$  с потенциалом  $V(r)$ , пронумерованные слева направо. Здесь  $E$  — энергия относительного движения двух частиц,  $m$  — приведенная масса.  $R=1-T$ , вероятность

отражения от барьера, равна

$$R = \left( 1 + e^{-2\theta} \right)^{-1}$$

Одномерная S-матрица является суммой амплитуд, каждая из которых соответствует одной траектории (имеется больше, чем одна траектория, потому что учитывается туннелирование). Простейшая возможная траектория есть траектория, которая начинается при большом  $\Gamma$  и отражается в точке  $\Gamma = \Gamma_3$ , связанная с этим амплитуда равна

$$R^{1/2} e^{-i(\pi/2)} e^{2i\eta_0}$$

где

$$\eta_0 = \lim_{\Gamma \rightarrow \infty} \left[ -k\Gamma + \int_{\Gamma_3}^{\Gamma} dr' k(r') \right], \quad k(r) = \left\{ 2m(E - V(r)) / \hbar^2 \right\}^{1/2}, \quad k = k(\infty)$$

Предэкспоненциальный коэффициент есть квадратный корень вероятности для этой траектории (отражение от барьера), фаза  $-\pi/2$  получается всегда, когда происходит отражение, и фаза  $\eta_0$  есть обычный полуклассический фазовый сдвиг для движения от  $\Gamma = \infty$  до  $\Gamma_3$  и обратно к  $\Gamma = \infty$ .

Другая возможная траектория является траектория, которая идет из бесконечности, проходит сквозь потенциальную яму и обратно, а затем туннелирует обратно через барьер. Амплитуда, связанная с этой траекторией, есть

$$(T^{1/2})^2 e^{-i(\pi/2)} e^{2i\phi} e^{2i\eta_0}$$

где  $\phi$  - фазовый интеграл через потенциальную яму

$$\phi = \int_{\Gamma_1}^{\Gamma_2} dr k(r)$$

коэффициент вероятности равен 2 для этого случая, т.к. происходит два туннелирования.

Третья возможная траектория похожа на предыдущие траектории, за исключением того, что вместо туннелирования обратно из потенциальной ямы она отражается от левого барьера и делает дополнительное прохождение туда и обратно через яму перед туннелированием из потенциальной ямы. Эта траектория включает два туннелирования, одно отражение от барьера и два отражения в точке  $\Gamma = \Gamma_1$ , так что амплитуда, связанная с такой траекторией, равна

$$(T^{1/2})^2 R^{1/2} (e^{-i(\pi/2)})^3 e^{4i\phi} e^{2i\eta_0}$$

Очевидно, что имеется бесконечное число возможных траекторий, вызываемых различным числом осцилляций частицы в яме перед туннелированием через барьер. Амплитуда для траектории, которая делает  $N$  циклов поперек ямы, равна

$$(T^{1/2})^2 (R^{1/2})^{n-1} (e^{-i(\pi/2)})^{n-1} e^{i(n-1)\phi} e^{2i\eta_0}$$

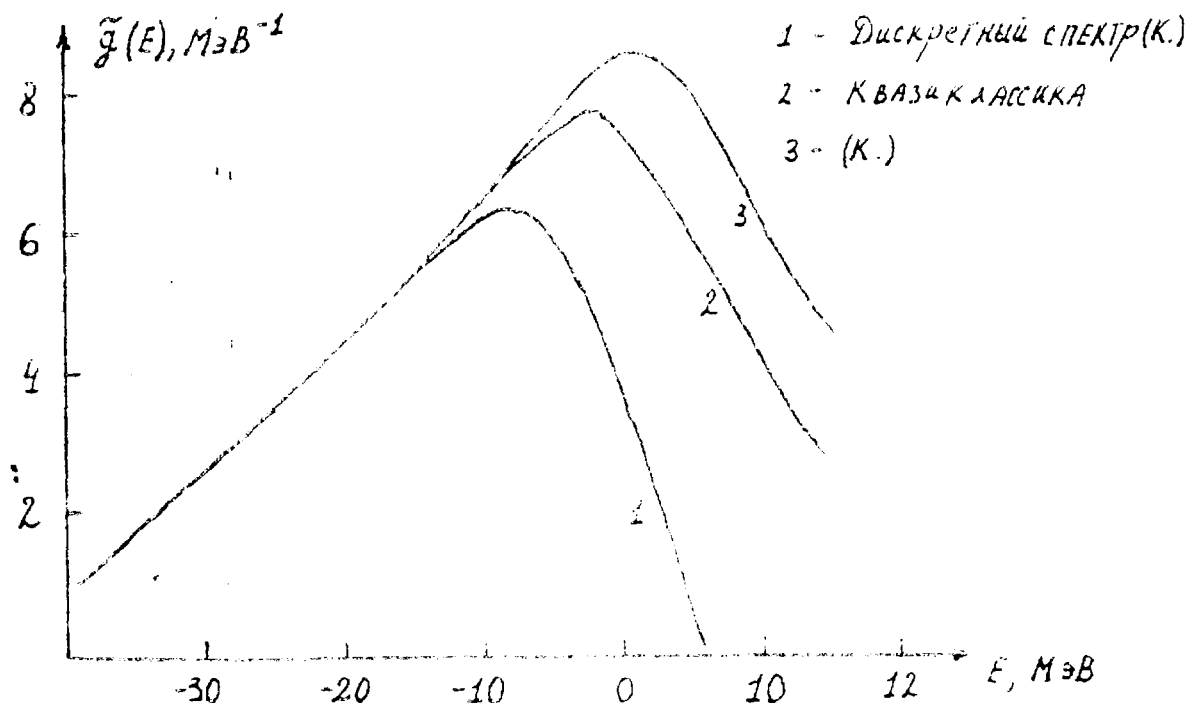
Таким образом, так как S-матрица равна сумме амплитуд для всех возможных траекторий, найдем

$$S = R^{1/2} e^{-i\pi/2} e^{2i\eta_0} + (T^{1/2})^2 e^{2i\eta_0} \sum_{n=1}^{\infty} (R^{1/2})^{n-1} (e^{-i(\pi/2)})^{n-1} e^{i(n-1)\phi}$$

и после суммирования ряда получим

$$S = -ie^{2i\eta_0} \left[ R^{1/2} + \frac{Te^{2i\phi}}{1 + R^{1/2}e^{2i\phi}} \right] = -ie^{2i\eta_0} \left[ \frac{R^{1/2} + e^{2i\phi}}{1 + R^{1/2}e^{2i\phi}} \right]$$

Из условия обращения в нуль знаменателя последнего выражения находим величину энергии одночастичного резонанса. Для сравнения квантовомеханического (К.) [3] и квазиклассического расчетов состояний в сплошном спектре построим графики гладкой плотности уровней для нейтронной компоненты ядра  $^{208}\text{Pb}$ .



1. Nagel K. et al. Nucl. Phys. A 1988. V.486. P.429.  
Gonin M. et al. Phys. Lett. B. 1989. V.217. P.406; Phys. Rev. C. 1990. V.42. P.2125.
2. Офенгенден С.Р. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 5-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев. 1980. М.: ЦИИАтоминформ. 1980. Т.1. С.256-260.
3. Ofengenden S.R., Zavarzin V.F., Kolomieta V.M. Phys. Lett. B. 1977. V.69. P.264-266; ЯФ. 1978. Т.27. С.93-97.
4. Beth E., Uhlenbeck G.E. Physika. 1937. V.4. P.915-924.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М. Наука. 1989.