ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Б.Н. Захарьев

Р - 1130

О ШИРИНАХ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Дубна 1962 г.

Б.Н. Захарьев

Р - 1130

О ШИРИНАХ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Дубна 1962 г.

А н н о т а ц и я

На основе модели двойного осциллятора /две частицы в поле осциллятора взаимодействуют между собой с помощью осцилляторного потенциала/ получается распределение по энергиям для отдельных частиц. Полученное распределение позволяет оценить ширину нейтронного резонанса в простой модели, когда налетающий нейтрон взаимодействует только с одинм нуклоном в ядре. Оказывается, что уже взаимодействия с одной частицей достаточно, чтобы объяснить тот факт, что нейтронные ширины могут быть уже радиационных Γ_γ /т.е. нейтоон даже в такой простой модели может надолго задержаться в ядре/.

B.N. Zakhariev

ON WIDTHS OF NEUTRON RESONANCES

Abstract

On the basis of a model of a double oscillator (two particles in the field of an oscillator interact by an oscillatory potential) there is obtained an energy distribution for individual particles. This distribution makes it possible to estimate the width of the neutron resonance in the simple model when the incident neutron interacts with only one nucleon in a nucleus. It turns out that the interactions with only one particle suffices to account for the fact that neutron widths Γ_n may be narrower than the radiation Γ_γ (i.e. the neutron even in such a simple model may be kept in a nucleus for a long while).

Двойной осциллятор

Рассмотрим систему из двух частиц, двигающихся в поле осциллятора и взаимодействующих между собой также с помощью осцилляторного потенциала. Гамильтониан такой системы имеет вид:

$$H = \frac{p_1^2}{2m} + \frac{p_2^2}{2m} + \frac{m\omega^2 x_1^2}{2} + \frac{m\omega^2 x_2^2}{2} + \frac{\mu\omega_1^2(x_1 - x_2)^2}{2}. \qquad /1/$$

Задачу о движении такой системы легко решить, переходя к координатам центра масс R и относительного движения ρ :

$$R = \frac{x_1 + x_2}{2} \; ; \quad \rho = x_1 - x_2 . \qquad /2/$$

В новых координатах гамильтониан имеет вид:

$$H = -\frac{h^2}{4m}\frac{\partial^2}{\partial R^2} - \frac{h^2}{m}\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + m\omega^2 R^2 + \frac{m\omega^2 + 2\mu\omega_1^2}{4}\rho^2 . \qquad /3/$$

Переменные разделились и решение Ψ уравнения Шредингера:

$$H\Psi(R,\rho) = E\Psi(R,\rho) \qquad /4/$$

мы получаем в виде произведения функций $\Psi(R)$ и $\Psi(\rho)$, описывающих отдельно движение центра масс и относительное движение:

$$\Psi(R,\rho) = \Psi(R)\,\Psi(\rho) . \qquad /5/$$

Рассмотрим основное состояние системы:

$$\Psi_0(R) = \sqrt[4]{\frac{2m\omega}{\pi h}}\, e^{-\frac{m\omega}{h}R^2} \; ; \quad \Psi_0(\rho) = \sqrt[4]{\frac{m\omega_\rho}{2\pi h}}\, e^{-\frac{m\omega_\rho}{4h}\rho^2} \qquad /6/$$

$$E = \tfrac{1}{2} h\omega + \tfrac{1}{2} h\omega_\rho \quad , \qquad /6a/$$

где $\omega_\rho = \omega\sqrt{1 + 2\frac{\mu}{m}\left(\frac{\omega_1}{\omega}\right)^2}$. В координатах x_1, x_2 функция системы имеет вид:

$$\Psi(x_1, x_2) = \sqrt[4]{\omega\,\omega_\rho}\;\sqrt{\frac{m}{h\pi}}\; e^{-\frac{m}{4h}\left[(\omega+\omega_\rho)(x_1^2 + x_2^2) + 2x_1x_2(\omega - \omega_\rho)\right]} . \qquad /7/$$

Если бы отсутствовало взаимодействие между частицами /последний член в /1//, то энергия каждой частицы была бы интегралом движения /сохранялась/. В рассматриваемом же случае частицы могут обмениваться энергией, так что для каждой частицы получается некоторое распределение по энергиям. При этом конечно, полная энергия системы /6а/ сохраняется. Частицы как бы раскачиваются на "энергетических качелях" вокруг некоторой средней энергии.

В качестве оператора энергии первой частицы естественно выбрать

$$\hat{E}_1 = -\frac{h^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{m\omega^2}{2}x_1^2 + \frac{\mu\omega_1^2}{4}(x_1 - x_2)^2 . \qquad /8/$$

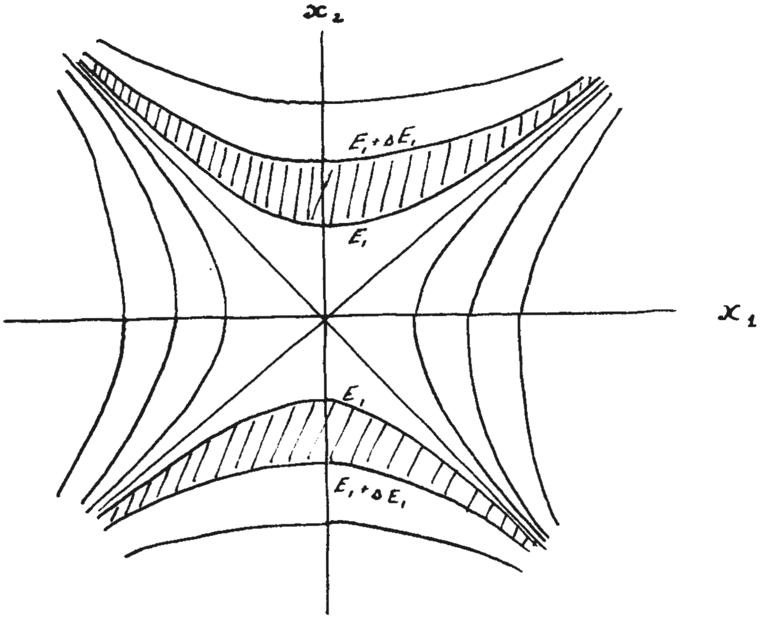
Значение энергии первой частицы $E\,/x_1, x_2/$ /оно является функцией от x_1, x_2/ получим, умножив /справа/ и разделив /8/ на $\Psi\,/x_1, x_2/$:

$$E_1(x_1 x_2) = -\frac{h^2}{2m}\frac{\Psi''_{11}(x_1 x_2)}{\Psi(x_1 x_2)} + \frac{m\omega^2 x_1^2}{2} + \frac{\mu\omega_1^2(x_1 - x_2)^2}{4} \qquad /9/$$

Здесь Ψ''_{11} –частная производная второго порядка от Ψ по x_1. Подставляя $\Psi/x_1x_2/$ из /7/ в /9/ получаем:

$$E(x_1 x_2) = \frac{h}{4}(\omega + \omega_\rho) - \frac{m}{8}[x_1(\omega + \omega_\rho) + x_2(\omega + \omega_\rho)]^2 + \frac{m\omega x_1^2}{2} + \frac{\mu\omega_1^2(x_1-x_2)^2}{4} \quad /10/$$

Уравнение /10/ определяет семейство эквипотенциальных кривых, изображенных на рис.1



Р и с. 1.

Интегрируя квадрат волновой функции $\Psi^2(x_1x_2)$ по области между кривыми, соответствующими энергии первой частицы E_1, и $E_1+\Delta E_1$, мы получаем вероятность $P/E_1/$ того, что первая частица имеет энергию между E_1 и $E_1+\Delta E_1$ x/ :

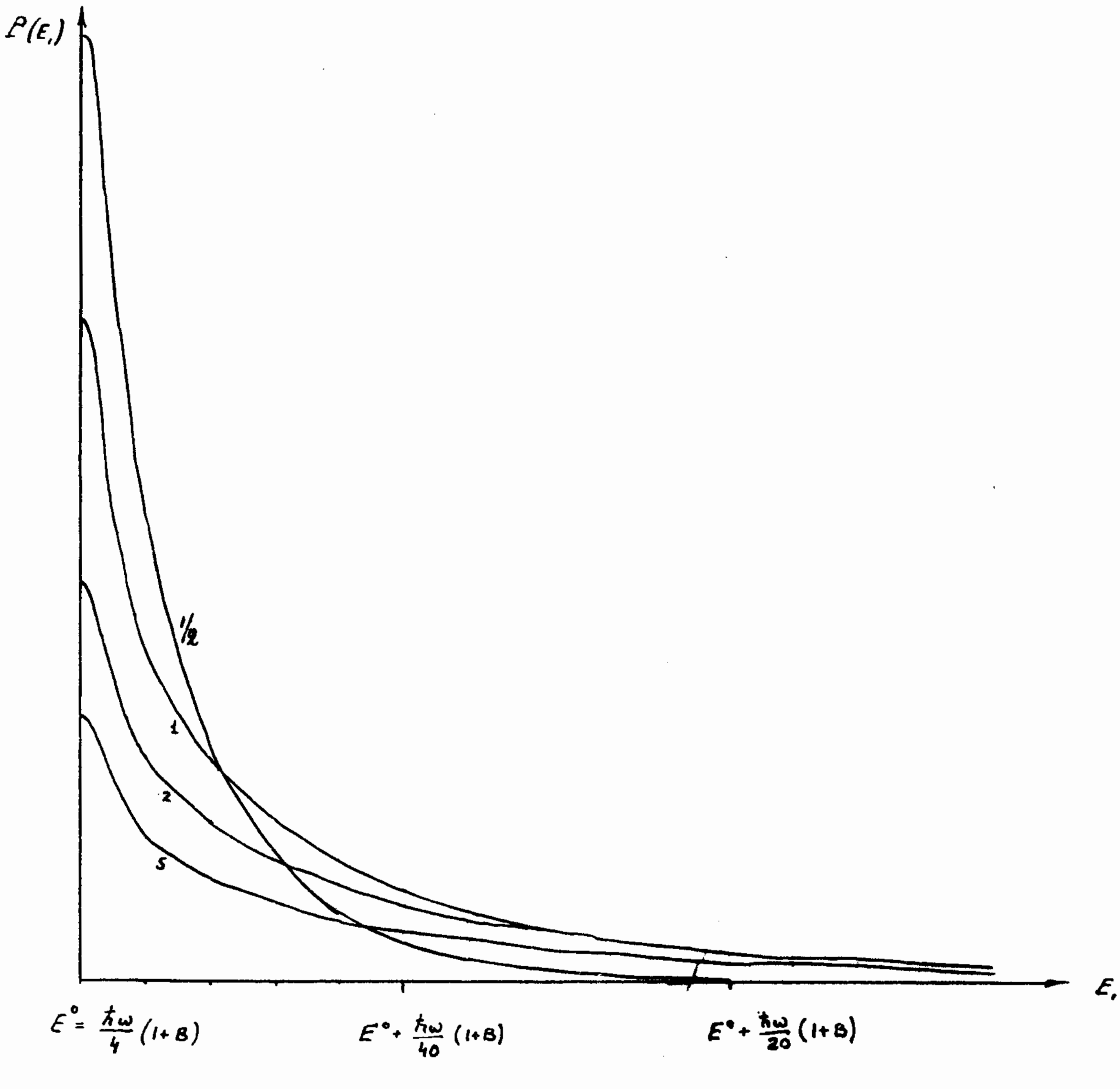
$$P(E_1) = N\int_{-\infty}^{\infty} dx_2 \int_{\sqrt{x_2^2+\frac{h\omega(1+B)-4E_1}{(B-1)m\omega^2}}}^{\sqrt{x_2+\frac{h\omega(1+B)-4(E_1-\Delta E_1)}{(B-1)m\omega^2}}} dx_1 \exp\left\{-\frac{m}{2h}[(1+B)(x_1^2+x_2^2)+2x_1x_2(1-B)]\right\}. \quad /11/$$

Здесь $B=\sqrt{1+2(\frac{\omega_1}{\omega})^2}$, и мы воспользовались симметрией $P/E_1/$ относительно изменения знака у x_2. Вычисляя % /11/ на электронной счетной машине для различных значений E_1 мы можем построить распределение по энергиям для отдельной частицы. /Это распределение симметрично относительно точки $E_1=\frac{h\omega}{4}$ / 1 + B/ /. На рис. 2 приведены кривые распределений для $\omega_1=\omega$; $½\omega$; 2ω ; 5ω . Обращает на себя внимание удивительно малое размытие по энергии кривой распределения: ширина ее примерно на порядок меньше абсолютного значения E в максимуме.

Полученное распределение $P/E_1/$ для двойного осциллятора может послужить для одной интересной физической оценки.

---

x/ Мы положили здесь $m=\mu$.



$P(E_1)$
$1/2$
1
2
5
E_1
$E^0 = \frac{\hbar\omega}{4}(1+B)$
$E^0 + \frac{\hbar\omega}{40}(1+B)$
$E^0 + \frac{\hbar\omega}{20}(1+B)$

Рис. 2.

2. Оценка ширины резонансов

Давно /с 1935 г./ известно о существовании резких резонансов в сечениях рассеяния медленных нейтронов на ядрах. Сначала их попытались объяснить на основе модели, в которой ядро заменялось потенциальной ямой. При этом метастабильным /резонансным/ состояниям соответствовали такие энергии налетающего нейтрона, при которых нейтрон задерживается в яме благодаря нескольким внутренним отражениям /это чисто квантовый эффект, т.к. энергия нейтрона $>$ 0/. Однако расчеты дали слишком малые времена τ для таких состояний при разумных допущениях о параметрах ямы, - ширины резонансов $\Gamma = \frac{h}{\tau}$ оказались на много порядков больше экспериментальных / $\approx$ Мэв/. Модель независимых частиц не смогла объяснить того факта, что после захвата нейтрона ядром, радиационный распад / $\Gamma_\gamma \approx 1-0{,}1\ ev$ / оказывается часто более вероятным, чем вылет частицы, несмотря на относительную слабость электромагнитного взаимодействия. Чтобы объяснить, как может нуклон "надолго" / $\approx 10^{-15}$сек./ задержаться в ядре, Бор предложил модель компаунд-ядра. По этой модели нейтрон, попадая в ядро, благодаря сильным взаимодействиям с другими нуклонами ядра быстро раздает свою энергию по многим степеням свободы движения A нуклонов. При этом вероятность события, что энергия, достаточная для вылета нуклона, снова соберется на одной частице, оказывается малой.

Дальнейшее развитие ядерной физики показало, что такая модель не описывает целый ряд наблюдаемых явлений. Оказалось, что большой класс реакций /прямые процессы/ проходит вообще без образования компаунд-состояния /правда это нерезонансные реакции/. Экспериментально не нашел подтверждения и тот факт, что сечения реакций, проходящих через стадию компаунд-ядра, должны падать с энергией из-за конкуренции других процессов /Коэн /1955/ не обнаружил такого спадания выше 5 Мэв/. Наши представления о ядре сейчас таковы, что возможность взаимодействия налетающего нуклона со всеми A частицами ядра кажется очень маловероятной. Такому взаимодействию должно сильно мешать действие принципа Паули. В основном взаимодействие происходит с самыми "верхними" нуклонами. Поэтому естественно рассмотреть модель, когда налетающий нуклон взаимодействует только с одним нуклоном ядра /при этом остальные нуклоны ядра создают лишь среднее поле - потенциальную яму. См. рис. 3а/.

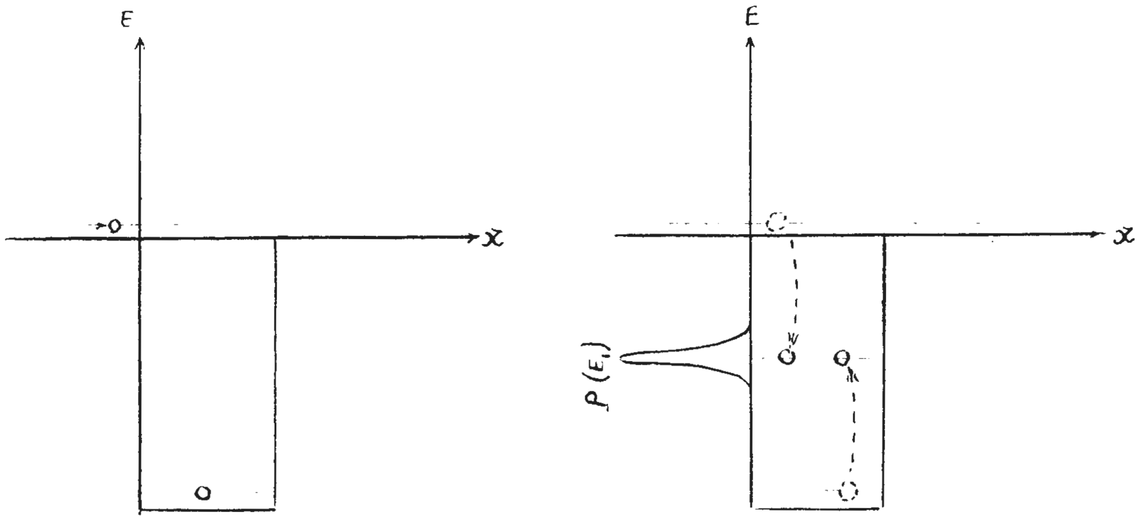


Рис. 3.

Когда налетающий нуклон /имеющий резонансную энергию/ входит в зону действия сил второй частицы, между ними начинается обмен энергией /энергетические качели/. Приближенно распределение по энергиям для отдельных частиц будет таким же, как в примере двойного осциллятора /см. рис. 3б/. Естественно, что после захвата вероятность того, что нейтрон покинет яму, будет пропорциональна той вероятности, что отдельный нейтрон имеет энергию выше края потенциальной ямы, т.е. площади "хвоста" в распределении выше $E = \frac{h\omega}{4}(1+B)+4_{Mev}$ (см.рис.2).Вероятность же захвата нейтрона пропорциональна статистическому весу всех возможных состояний для захваченной частицы, т.е. площади под всей кривой распределения. Согласно принципу детального равновесия для процессов захвата и вылета нейтрона имеем:

$$\frac{W_{\text{захв}}}{W_{\text{расп}}} = \frac{\int \rho_{\text{захв}}(E_1)\,dE_1}{\int \rho_{\text{расп}}(E_1)\,dE_1} \qquad /12/$$

Это отношение мы можем получить и из экспериментальных данных и вычислить по модели двойного осциллятора. Если посчитать W расп. исходя из ширины нейтронного резонанса Γ_n порядка $\Gamma_\gamma \approx 1-0{,}1$эв, то получим W расп. $\approx 10^{15} - 10^{14}$ 4 сек. Вероятность захвата нейтрона можно оценить по сечению захвата в точке резонанса:

$$W_{\text{захв}} = \frac{\sigma_{\text{захв}}\, v}{V_{\text{ядра}}} \;. \qquad /13/$$

Здесь v –скорость падающего нейтрона, $V_{\text{ядра}}$– объем ядра. Сечение $\sigma_{\text{захв.}}$ выберем порядка 10^{-19} см^2. Т.о. получаем для отношения /12/ для нейтрона с энергией 1 эв значение $10^{-7} - 10^{-8}$. Соответствующее отношение, вычисленное в модели двойного осциллятора, оказывается / $\omega \approx \omega_1$ / порядка 10^{-8}. Т.о. уже наличия одной частицы в яме достаточно для того, чтобы задержать падающий нейтрон в ядре так долго, что вероятность электромагнитного перехода может превысить вероятность вылета нуклона. Картины компаунд–ядра и простой модели /качели/ радикально отличаются друг от друга. Следствия этих двух моделей должны также очень сильно отличаться. В данной работе показана лишь возможность существования более простого механизма ядерных реакций. Дальнейшие более строгие рассмотрения позволят исследовать уже конкретные следствия, которые позволили бы более уверенно судить о происходящих в ядре явлениях.

Автор благодарен В. Ефимову и В.Фурману за обсуждение работы, а также П.Полубояровой за численные расчеты на электронной машине задачи о двойном осцилляторе.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 ноября 1962 года.