

ОЦЕНКА ИНТЕНСИВНОСТИ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

А. В. Антонов, Б. И. Горячев, А. И. Исаков, Н. В. Линькова

УДК 539.125.5

Энергия спин-орбитального взаимодействия
ультраохлодного нейтрона с оптическим потенциа-
лом стенок ловушки оценивается на уровне $\sim 10^{21}$ эВ.

Энергия спин-орбитального взаимодействия E_{CO} нуклона с
оптическим потенциалом ядра V может быть выражена следующим
образом /1/

$$E_{CO} = \alpha \hbar [\vec{v} \cdot \text{grad } V], \quad (1)$$

где \vec{v} и \hbar - соответственно скорость и спин нуклона, а постоянная α определяется из эксперимента. Взаимодействие типа "спин-орбита" должны испытывать и холодные нейтроны при рассеянии макроскопическими образцами. Энергия ультраохлодных нейтронов (УХН), в частности, в согласии с (1) будет возмущаться

на величину $E_{CO}^{УХН}$ при отражении от стенок ловушки. Возмущенные $E_{CO}^{УХН}$ отличаются от нуля в области свачка оптического потенциала стенки и тем больше, чем больше тангенциальная составляющая $v_{||}$ скорости нейтрона. Знак $E_{CO}^{УХН}$ положителен, если вектора \vec{s} , $\vec{v}_{||}$ и $\text{grad } V$ образуют правую тройку, и отрицателен — если левую.

Спин-орбитальное взаимодействие дает релятивистскую поправку к энергии частицы /2/, и относительный вклад E_{CO} оценивается по порядку величины отношением v^2/c^2 . Однако такая оценка очевидна в случае, когда длина L , на которой происходит существенное изменение потенциала V , сравнима с дебройлевской длиной волны частицы λ . В случае отражения УХН от стенок ловушки соотношение $\lambda \sim L$ может не выполняться. Поэтому целесообразно провести более аккуратную оценку $E_{CO}^{УХН}$ и определить, можно ли спин-орбитальное взаимодействие УХН обнаружить средствами современного эксперимента.

Оценивая $E_{CO}^{УХН}$ по формуле (I), будем считать, что константа α примерно одинакова в случае взаимодействия нейтрона как с оптическим потенциалом ядра, так и с аналогичным потенциалом рассеивателя (стенки). Эта константа зависит от физических постоянных (\hbar и c) и массы нейтрона m . В известной степени α зависит также от конкретного вида оптического потенциала $V(r)$ как функции координат /3/. Однако для реалистических моделей $V(r)$ разброс в значениях α не превышает ~ 2 . отождествляя $V(r)$ с действительной частью оптического потенциала, для оценки α удобно использовать параметризацию нильсоновского потенциала /4/.

Согласно /4/ для фиксированных квантовых чисел l , Λ и Σ

$$|E_{CO}^{УХН}| = |\langle l \Lambda \Sigma | \epsilon(\vec{L} \vec{s}) | l \Lambda \Sigma \rangle| = \frac{1}{2} \epsilon l = \frac{1}{2} \epsilon l = \hbar \omega z l, \quad (2)$$

где l — орбитальный момент частицы, Λ — проекция l на ось симметрии ядра, $\Sigma = \pm 1/2$, ϵ и z — параметры нильсоновского гамильтониана. Для ядра с массовым номером A значение $\hbar \omega = 41 \cdot A^{-1/3}$, а параметр $z = 0,05 \div 0,06$ определяет величину спин-орбитального расщепления уровней ядра.

В то же время значение $|E_{CO}^{УХН}|$ может быть оценено по формуле (I), если величины v и $\text{grad } V$ заменить на их средние

значения при движении нейтрона в рассматриваемом потенциале, который грубо можно заменить потенциалом изотропного гармонического осциллятора $V(r) \approx m\omega^2 r^2/2$.

Применяя теорему вириала, получаем

$$\overline{|v|} \approx \overline{v} = (E/m)^{1/2}, \quad \overline{r} = (E/m)^{1/2}\omega^{-1},$$

$$\overline{|\text{grad } V|} \approx m\omega^2 \overline{r} = \omega(mE)^{1/2},$$

где черта обозначает среднеквадратичную величину, E — полная энергия нейтрона, движущегося в потенциале $V(r)$. В результате из (1) следует

$$\alpha = |E_{CO}| (E_B \omega)^{-1}. \quad (3)$$

Полагая $E = \hbar\omega(N + 3/2) \approx \hbar\omega N$ (N — число осцилляторных квантов), с учетом (2) получаем

$$|E_{CO}|/E \approx \alpha 1/N \approx \alpha.$$

Таким образом, для $\alpha = 0,06$, $\hbar\omega \approx 8$ МэВ и $s = 1/2$ в соответствии с (3)

$$\alpha = 8 \cdot 10^{-24} \text{ с}. \quad (4)$$

Для сферически-симметричного потенциала $V(r)$

$$|E_{CO}| = 2a(\hbar s) \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r}. \quad (5)$$

На основе анализа экспериментальных данных о поляризации нуклонов при рассеянии на ядрах и данных об одночастичных уровнях нечетных ядер в литературе получена оценка постоянной спин-орбитальной связи в (5). Значение этой постоянной $a \approx 3,5 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/5$. Используя связь $\alpha = 2a\hbar^{-1}$, получаем

$$\alpha = 1,2 \cdot 10^{-23} \text{ с}. \quad (5)$$

Эта величина хорошо согласуется с оценкой (4). Полагая $\alpha \approx 10^{-23} \text{ с}$, $v \approx v_{\text{ГР}} \approx (4,5 \div 6) \text{ м/с}$ и $V \approx V_{\text{ГР}} \approx (1 \div 2) \cdot 10^{-7} \text{ эВ}$,

оценим величину $|E_{CO}^{УХН}|$. При этом будем считать $\text{grad } V \approx V_{\text{гр}}/L$, где $L \sim 50 \text{ \AA}$ - типичная длина размытия скачка оптического потенциала стенок ловушки, связанного с их шероховатостью. В согласии с (1) получаем $|E_{CO}^{УХН}| \approx 10^{-21}$ эВ и $|E_{CO}^{УХН}|/V_{\text{гр}} \approx 5 \cdot 10^{-15}$. Эти оценки, по-видимому, свидетельствуют о том, что в настоящее время невозможно экспериментально обнаружить спин-орбитальное взаимодействие УХН и очень холодных нейтронов с оптическим потенциалом рассеивателей.

Авторы выражают благодарность В. К. Игнатовичу за полезное обсуждение.

Поступила в редакцию
6 декабря 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Гейзенберг. Теория атомного ядра, ИЦ, 1953 г.
2. А. С. Давыдов. Квантовая механика, Москва, 1963 г.
3. А. С. Давыдов. Теория атомного ядра, Москва, 1958 г.
4. S. G. Nilsson, Kgl. Danske Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd., 29, No 16, 1 (1955).
5. И. И. Левинтов. ЖЭТФ, 30, 987 (1956).