О ЗАКОНЕ ДИСПЕРСИИ В ВЕЩЕСТВЕ, ДВИЖУЩЕМСЯ С УСКОРЕНИЕМ

М. А. Захаров

Объединённый институт ядреных исследований, Дубна, Россия
*E-mail: zakharovmax@jinr.ru

Потенциальный закон дисперсии медленных нейтронов в веществе известен уже более 80 лет [1]. Он описывается соотношением:

$$k^2 = k_0^2 - 4\pi\rho b, \tag{1}$$

здесь k – волновое число в среде, k_0 – волновое число падающих нейтронов, ρ – атомарная плотность вещества, b – длина когерентного рассеяния ядрами вещества. Такой закон дисперсии эквивалентен наличию внутри среды потенциала:

$$U = \frac{2\pi\hbar^2}{m}\rho b. \tag{2}$$

Вместе с тем изначально было ясно, что построенная теория должна иметь область применимости и поправки. Поправки к теории дисперсии связаны в первую очередь с учётом многократного рассеяния нейтронной волны в веществе [2]. Подробный анализ этой проблемы приведён в работах [3, 4]. Носов и Франк обратились к проблеме применимости теории дисперсии [5, 6]. В работах авторы показали, что при уменьшении длины волны падающих нейтронов меньше некоторой, амплитуда суммарной рассеянной волны приобретает неконтролируемый рост и выходит за пределы применимости Борновского приближения.

Весьма интересен вопрос видоизменения известного закона дисперсии для вещества в экзотических условиях. Например, в случае, когда среда движется с ускорением. Здесь известны два явления, которые должны влиять на взаимодействие нейтронов с ускоряющимся веществом. В работе [7] предсказывается существование интерференционных эффектов, связанных с неинерциальностью системы. Второе явление связано непосредственно с однократным рассеянием на отдельном ядре и называется эффектом ускорения.

Эффект заключается в изменении энергии и импульса частицы при взаимодействии с объектом, движущимся с ускорением

$$\Delta E \sim \hbar k a \tau, \tag{3}$$

здесь k – волновое число, – ускорение объекта, τ – время взаимодействия частицы с объектом.

Эффект наблюдался при прохождении нейтронов через ускоряющийся преломляющий образец в эксперименте [8]. Результаты эксперимента достаточно хорошо совпадают с теоретическими оценками, однако оценки основаны на предположении о справедливости теории дисперсии в случае ускоренного вещества, что не является очевидным. Одновременно с этим результаты работ [10, 11] позволяют предположить, что изменение энергии частицы должно иметь место уже при однократном рассеянии на ускоренном ядре.

В связи с вышесказанным расчёт поправок к закону дисперсии нейтронов на случай ускоренного движения вещества и анализ возможности их экспериментального наблюдения становится актуальным.

Доклад посвящён обсуждению проблемы взаимодействия медленных нейтронов с веществом, движущимся с ускорением. Рассматривается возможная трансформация известного закона дисперсии нейтронов из-за влияния эффекта ускорения. В докладе представлены последние результаты теоретического исследования проблемы рассеяния нейтронной волны на атомном ядре, движущемся с ускорением.

Рассматривается нерелятивистский случай в неинерциальной системе координат покоя ядра. Волновая функция рассеянного состояния представляется в виде решения интегрального уравнения Липпмана-Швингера в первом Борновском приближении:

$$\Psi(\vec{r},t)=\int_{-\infty}^{t}\int_{0}^{+\infty}U(\vec{r}')\Psi(\vec{r}',t)G(\vec{r}',t;\vec{r},t)d\vec{r}'t'. \tag{4}$$

Здесь в качестве потенциала U выбран псевдо-потенциал Ферми:

$$U(\vec{r}')=b\frac{2\pi\hbar^2}{m}\delta(\vec{r}'-\vec{r}_0). \tag{5}$$

Вместо волновой функции в рамках Борновского приближения взята падающая плоская волна в неинерциальной системе отсчёта:

$$\Psi(z',t')=e^{-\frac{i}{\hbar}mat'z'-\frac{i}{\hbar}\frac{ma^2t'^3}{6}}e^{ikzik\frac{at'^2}{2}-ik\omega t'}. \tag{6}$$

Функция Грина рассматриваемой задачи выглядит следующим образом:

$$G(\vec{r},t;\vec{r}',t')=-\theta(t-t')(t-t')^(-3/2)\sqrt{\frac{1}{2\pi i}\frac{m^3}{\hbar^5}}e^{i\frac{m}{2\hbar}\frac{(x-x')^2+(y-y')^2+\left(z-z'-\frac{a}{2}(t^2-t'^2)\right)^2}{t-t'}}. \tag{7}$$

В предположении малости ускорения ядра, на промежутке времени, когда скоростью ядра по сравнению со скоростью налетающего нейтрона можно пренебречь, для области в окрестности ядра, достаточно малом, чтобы фиктивные силы неинерциальной системы координат незначительно влияли на волновую функцию, вычисление интеграла (4) становится возможным. Итоговая волновая функция расеянного состояния представляется следующим выражением:

$$\Psi(x,y,z,t)=-e^{ik\left(z_0+\frac{at^2}{2}\right)-i\omega t}\left(1+\frac{5}{4}\frac{maR}{\hbar^2k^2/2m}\right)^{-1/2}\frac{b}{R}e^{ikR+i\frac{1}{4}\frac{maR}{\hbar^2k^2/2m}kR}. \tag{8}$$

Здесь

$$R=\sqrt{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2+(z-at^2/2-z_0)^2}, \tag{9}$$

Выражение (8) допускает ясную интерпретацию. Волновая функция имеет вид сферической волны с искажённым волновым фронтом, в амплитуде и фазе волнового состояния имеются квантовые поправки, связанные с неинерциальностью системы.

1. L. Foldy, Phys. Rev. **67**, 107 (1945).
2. M. Lax, Rev. Mod. Phys. **85**, 287 (1952).
3. V. F. Sears, Physics Reports **82**, 1 (1982).
4. M. Warner, J. E. Gubernatis, Phys. Rev. B **32**, 6347 (1985).
5. A. I. Frank and V. G. Nosov, Phys. Atom. Nucl. **58**, 402 (1995).
6. V. G. Nosov, A. I. Frank, Phys. Rev. A **55**, 1129 (1997).
7. А. И. Франк, Письма в ЖЭТФ **100**, 696 (2014).
8. A. I. Frank, P. Geltenbort, M. Jentschel,et al. Phys. of At. Nuc. **71**, 1656 (2008).
9. A. I. Frank, Phys. Part. Nuclei **47**, 647–666 (2016).
10. A. I. Frank, Physics-Uspeckhi **63**, 500–502 (2020).
11. M. A. Zakharov, G. V. Kulin and A. I.Frank, Eur. Phys. J. D **75**, 47 (2021).