

Так как $\beta^2 > \alpha^2$, то t_2 всегда конечно. В случае нелинейных уравнений t_1 и t_2 будут связаны с постоянными λ и c .

Из рассмотренного можно сделать вывод, что только комплексные нелинейные поля (в пределах исследуемых уравнений) имеют нестационарные частицелоподобные решения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гласко В. Б., Лерюст Ф., Терлецкий Я. П., Щущурин С. Ф. ЖЭТФ, 35, 452, 1958.
2. Иваненко Д. Д., Соколов А. А. Классическая теория поля. М.—Л., ГИТТЛ, 1951.
3. Synge J. L. Proc. Roy. Soc., A283, 14, 1965.

Поступила в редакцию
6. 6 1966 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 539.17.01 : 539.172.2

Д. В. МЕБОНИЯ

ЭФФЕКТ ИСКАЖЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ ТИПА $(e, e' p)$

1. Квазиупругие реакции дают ценную информацию о разных характеристиках ядер, поэтому они исследуются довольно интенсивно [1—4]. В реакциях типа $(e, e' p)$ в отличие от квазиупругих (например $(p, 2p)$) электроны не «чувствуют» искажающегося ядерного потенциала и в хорошем приближении описываются плоскими волнами. В результате этого сечение процесса всегда можно факторизовать на сечение свободного рассеяния электрона на протоне и искаженное импульсное распределение протонов в ядре ρ'_l

$$\rho'_l = \frac{1}{2l+1} \sum_m \left| (2\pi)^{-3/2} \int \psi_{\vec{k}}^{(-)*}(\vec{r}) e^{i\vec{p}\vec{r}} \chi_{lm}(\vec{r}) d\vec{r} \right|^2, \quad (1)$$

где $\chi_{lm}(\vec{r})$ и $\psi_{\vec{k}}^{(-)}(\vec{r})$ — волновые функции протона в начальном и конечном состоянии, \vec{p} — передаваемый импульс.

Если пренебречь искажением, то $\psi_{\vec{k}}^{(-)}(\vec{r})$ переходит в плоскую волну $\psi_{\vec{k}}^{(-)}(\vec{r}) \rightarrow e^{i\vec{k}\vec{r}}$, а ρ'_l в импульсное распределение протонов в ядре $\rho_l(q)$

$$\rho_l(q) = \frac{1}{2l+1} \sum_m \left| (2\pi)^{-3/2} \int e^{i\vec{q}\vec{r}} \chi_{lm}(\vec{r}) d\vec{r} \right|^2. \quad (2)$$

Следовательно, устанавливается прямая связь между эффектом искажения и искаженным импульсным распределением ρ_l .

2. Якобом и Марисом [2] было показано, что учет искажения уменьшает вероятность выхода реакции, но практически не меняет форму функции угловой корреляции. Поэтому влияние искажения на дифференциальное сечение можно характеризовать одним параметром, фактором подавления R_l , который определяется отношением

$$R_l = \rho'_{l\max} / \rho_{l\max}. \quad (3)$$

Фактор подавления в основном определяется глубиной мнимой части оптического потенциала и слабо зависит от других параметров [9]. В работах [2, 9], во-первых, искажение учитывалось в квазиклассическом приближении, во-вторых, радиальное распределение искажающего ядерного потенциала бралось в виде функции Гауса. Кроме того, такой метод не позволяет учесть кулоновское искажение.

3. В данной работе теоретически исследуется эффект искажения в реакциях ($e, e'p$) по методу фазового анализа (метод парциальных волн) [5]. Искажающий ядерный потенциал описывается как функцией Гаусса, так и функцией Вудса—Саксона. Это нам даст возможность проверить справедливость квазиклассического приближения для учета искажения в реакциях типа ($e, e'p$), а также изучить задачу при помощи более распространенного оптического потенциала Вудса—Саксона.

Конкретные расчеты проведены для компланарного ($e, e'p$) рассеяния на ядре Ca^{40} с выбиванием протонов из оболочек ($1s$), ($1p$), ($1d$) и ($2s$). В качестве одночастичных волновых функций $\chi_{em}(\vec{r})$ использовались функции гармонического осциллятора. Более правильно было бы провести расчеты с волновыми функциями конечной ямы (см. [1]), имеющими нужную асимптотику при больших r . Глубина ямы обычно берется равной 40—50 Мэв. Однако с такой ямой невозможно описать связанное состояние протонов в оболочках ($1s$) и ($1p$) с энергией связи свыше 60 Мэв [4]. С другой стороны, главный вклад в интеграл (1) вносит внутренняя область ядра. Поэтому можно ожидать, что основные качественные сведения об эффекте искажения в реакциях типа ($e, e'p$) можно получить и с осцилляторными волновыми функциями. Для кинематических параметров были выбраны следующие значения: энергия бомбардирующих электронов $E_0 = (520-600)$ Мэв, передаваемая энергия — 110 Мэв, угол рассеяния электрона $\theta_e = -51^\circ$ и угол вылета протона $\theta_p = 49^\circ$ при $q = 0$. Эта приблизительно соответствует кинематическим условиям первых экспериментальных работ по ($e, e'p$) реакции [4].

4. Для параметров осцилляторной волновой функции r_0 и оптического потенциала Гаусса были выбраны такие оптимальные значения [2, 6]:

$$r_0 = 2,04f, \quad b = 3,24f, \quad v = 0, \quad \omega = 28\text{Мэв}. \quad (2)$$

На рис. 1 показаны типичные кривые искаженного (сплошные кривые) и неискаженного (пунктирные кривые) импульсных распределений для протонов ($1s$) и ($1p$) оболочек при искажающем потенциале Гаусса. При этом каждая из кривых умножена на число протонов в соответствующей оболочке. Для факторов подавления получены следующие значения: $R_{1s} = 0,448$, $R_{1p} = 0,545$, $R_{2s} = 0,702$, $R_{1d} = 0,636$. При квазиклассическом учете искажения для тех же самых параметров (2) факторы подавления имели такие значения [9]: $R_{1s} = 0,440$, $R_{1p} = 0,560$, $R_{2s} = 0,690$, $R_{1d} = 0,660$.

В табл. 1 показана зависимость факторов подавления от параметров оптического потенциала v , ω и b и от осцилляторного параметра r_0 . Проведение таких расчетов кажется целесообразным по двум соображениям. Во-первых, параметры оптического потенциала для рассеяния протонов (дейтронов и α -частиц) однозначно не определены [7]. Во-вторых, как показало более детальное изучение легких ядер (см., например, [7]), параметры r_{0s} и r_{0p} , характеризующие движение протонов в ядре в ($1s$) и ($1p$) оболочках, отличаются друг от друга.

Чтобы качественно оценить влияние кулоновского искажения, расчеты были повторены с кулоновским потенциалом при том же наборе оптических параметров (2). В результате для факторов подавления получаем: $R_{1s} = 0,415$, $R_{1p} = 0,519$, $R_{2s} = 0,643$ и $R_{1d} = 0,580$. Такое уменьшение факторов подавления в результате кулоновского иска-

Таблица 1

Зависимость факторов подавления от параметров оптического потенциала Гаусса v , ω , b и от осцилляторного параметра r_0

$v, \text{Мэв}$	$\omega, \text{Мэв}$	$b, \text{ф}$	$r_0 \text{ ф}$	R_{1s}	R_{1p}	R_{1d}	R_{2s}
0	28	3,24	2,04	0,448	0,545	0,636	0,702
10	28	3,24	2,04	0,435	0,530	0,610	0,690
20	28	3,24	2,04	0,420	0,510	0,590	0,680
30	28	3,24	2,04	0,410	0,495	0,565	0,665
40	28	3,24	2,04	0,400	0,480	0,545	0,650
0	0	3,24	2,04	1,00	1,00	1,00	1,00
0	10	3,24	2,04	0,715	0,780	0,810	0,845
0	20	3,24	2,04	0,560	0,645	0,705	0,760
0	40	3,24	2,04	0,345	0,460	0,580	0,660
0	28	2,80	2,04	0,545	0,650	0,728	0,800
0	28	3,00	2,04	0,500	0,600	0,690	0,760
0	28	3,40	2,04	0,418	0,510	0,600	0,667
0	28	3,24	1,70	0,384	0,490		
0	28	3,24	1,80	0,400	0,504		
0	28	3,24	1,90	0,420	0,518		

Зависимость факторов подавления R_{1s} и R_{2s} от параметров оптического потенциала Вудса—Саксона

$v, \text{ Мэв}$	$\omega, \text{ Мэв}$	R_0, ϕ	a, ϕ	R_{1s}	R_{2s}
20	15	1,3	0,55	0,398	0,585
0	15	1,3	0,55	0,430	0,615
10	15	1,3	0,55	0,420	0,604
30	15	1,3	0,55	0,367	0,548
40	15	1,3	0,55	0,330	0,510
20	0	1,3	0,55	0,895	0,966
20	10	1,3	0,55	0,535	0,658
20	20	1,3	0,55	0,304	0,531
20	30	1,3	0,55	0,192	0,435
20	15	1,1	0,55	0,490	0,691
20	15	1,2	0,55	0,445	0,637
20	15	1,4	0,55	0,358	0,530
20	15	1,5	0,55	0,315	0,476
20	15	1,3	0,35	0,400	0,595
20	15	1,3	0,45	0,398	0,590
20	15	1,3	0,65	0,395	0,573
20	15	1,3	0,75	0,392	0,569

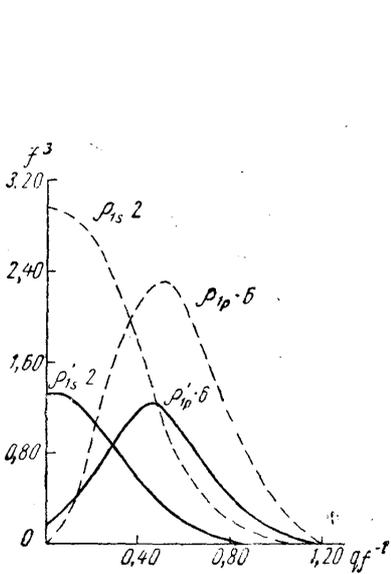


Рис. 1. Искаженные (сплошные кривые) и неискаженные (пунктирные) импульсные распределения для протонов (1s) и (1p) оболочек при искажающем потенциале Гаусса

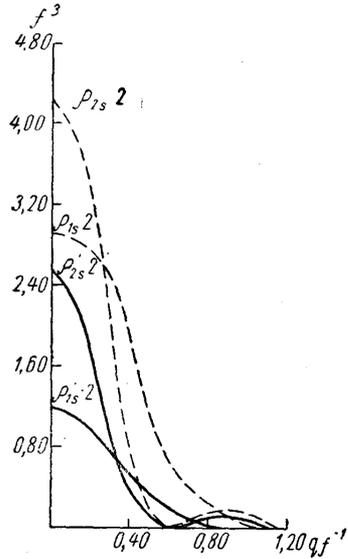


Рис. 2. Искаженные (сплошные кривые) и неискаженные (пунктирные) импульсные распределения для протонов (1s) и (2s) оболочек при искажающем потенциале Вудса—Саксона

жения имеет систематический характер и не зависит от наборов оптических параметров.

5. Для параметров оптического потенциала Вудса—Саксона выбраны такие оптимальные значения [7]: $v=20 \text{ Мэв}$, $\omega=15 \text{ Мэв}$, $R_0=1,3 f$, $a=0,55 f$. Расчеты проведены с учетом кулоновского искажения.

Факторы подавления имеют следующие значения: $R_{1s}=0,398$, $R_{1p}=0,456$, $R_{2s}=0,585$ и $R_{1d}=0,507$. Предыдущие вычисления показывают, что эффект искажения примерно одинаково влияет на все оболочки. Поэтому дальнейшие расчеты с потенциалом Вудса—Саксона проведены лишь для протонов (1s) и (2s) оболочек.

На рис. 2 показаны типичные кривые искаженного (сплошные кривые) и неиска-

женного (пунктирные кривые) импульсных распределений для (1s) и (2s) оболочек при искажающем потенциале Вудса—Саксона. В табл. 2 показана зависимость факторов подавления R_{1s} и R_{2s} от параметров оптического потенциала.

Результаты вычислений и их сравнение с соответствующими вычислениями, проведенными в [9], показывают, что квазиклассический метод учета искажения в реакциях типа ($e, e'p$) при высоких энергиях является довольно хорошим. Все выводы, следующие из работы [9], полностью подтверждаются в настоящих вычислениях, главный из них заключается в том, что искажение в основном определяется глубиной мнимой части оптического потенциала и мало чувствительно к другим параметрам, особенно к глубине реальной части. Учет кулоновского искажения приводит к дополнительно уменьшению факторов подавления примерно на 5—9%.

Автор благодарен В. В. Балашову за постановку задачи и систематическое внимание к работе. Он признателен также А. Н. Бояркиной и В. Л. Коротких за обсуждение и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lim. L., Mc Certhy E. I. Phys. Rev., **133**, B1006, 1964.
2. Jacob G., Th. Maris. Nucl. Phys., **31**, 139, 1962.
3. Balaslov V. V., Boyarkina A. N. Nucl. Phys., **38**, 629, 1962.
4. Amaldi U. et. al. Phys. Rev. Lett., **13**, 341, 1964; C. Cempes, Venuti G. C., Salvadori P. Rapporto dei Laboratori di Fisice dell'Istituto Superiore di Sanite. ISS, 65/3, 1965.
5. Давыдов А. С. Теория атомного ядра. М., Физматгиз, 1958.
6. Hofstadter R. Ann. Rev. of Nucl. Sci., **7**, 231, 1957.
7. Hodgson P. E. The optical model of elastic scattering. Oxford, 1963.
8. Garron J. P. et. al. J. Phys. Rad., **22**, 622, 1961.
9. Мелбон Д. В., Чифофи К. А. «Ядерная физика» **6**, 1207, 1966.

Поступила в редакцию
25. 6. 1966 г.

Кафедра
теории атомного ядра

УДК 539.1.074.2

А. А. САНИН, А. В. ЖАРКО, А. И. КУЗЬМИЦКИЙ

ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЙ СЧЕТЧИК С БОЛЬШИМ ОКНОМ

В ряде исследований необходим счетчик с окном порядка десятков квадратных сантиметров, позволяющий регистрировать широкий поток квантов. Однако в литературе [1, 2, 3 и др.] описаны только счетчики с окнами, на порядок меньшими.

Мы разработали счетчик с широким окном, отличающийся также более простой конструкцией, малой емкостью и малыми габаритами.

Счетчик является двухоконным [4], что позволяет регистрировать потоки, идущие с двух сторон, либо использовать второе окно для выпуска наружу жесткого компонента с последующей регистрацией сцинтилляционным счетчиком. Двухоконная конструкция позволяет также экспериментально измерять эффективность счетчика.

Счетчик устроен следующим образом (рис. 1). Рамка (рис. 1) из дюралюминия имеет пропилен в виде «ласточкина хвоста», в который вставляется нитедержатель 2 из фторопласта. В нитедержателе просверлен канал для нити 3 и сделан пропилен для удобства помещения нити. Чтобы нить не выскакивала, пропилен несколько смещают относительно канала.

Один конец нити прикрепляется к шайбе 4, опирающейся на пружину 5. Стеклоянная трубка 6 имеет суженный конец, являющийся опорой для пружины. Эта же трубка служит для откачки и наполнения счетчика. Как показала практика, при применении вольфрамовой нити толщиной 25—50 мк пружинку можно исключить, так как нить обеспечивает достаточно хорошее натяжение за счет собственной упругости. Другой конец нити приваривается или завальцовывается в медную или никелевую проволоку 7, выходящую из высоковольтного ввода 8. Для подключения в цепь рамки 1, служащей катодом, предусмотрен лепесток 9.

Натяжение нити осуществляется следующим образом. Вначале вклеивается трубка 6. После того как нить необходимой длины соединена с шайбой 4 и проволокой 7 и уложена в канал нитедержателя 2, нить натягивают, держа за наружный конец высоковольтного ввода 8. По достижении нужной степени натяжения, ввод временно закрепляют зажимом и вклеивают. После того как клейное соединение достигнет необходимой прочности, временный зажим удаляют.

Для вклеивания стеклянной трубки и высоковольтного ввода применяется эпоксидная смола. С целью получения высокой механической прочности склеенного соединения вокруг трубки и ввода наносятся круговые фаски 10 из той же смолы. Рекомендуется поверх смолы нанести еще слой глифталевого лака для обеспечения вакуумплотности.