УДК 539.17

ПРЕДСТАВЛЕНИЯ СПЕКТРОВ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ВЫХОДЫ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

© 2019 г. С. С. Белышев¹, Л. З. Джилавян^{2, *}, К. А. Стопани³

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия ²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук. Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Натича иссодоственной университет имени П.В. Скоболи има. Москов России

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

**E-mail: dzhil@cpc.inr.ac.ru* Поступила в редакцию 01.10.2018 г. После доработки 15.10.2018 г. Принята к публикации 19.11.2018 г.

Сопоставляются наиболее употреблявшиеся при изучении фотоядерных реакций представления дифференциальных по энергии фотонов сечений образования электронами в радиаторах тормозных фотонов и полных (во все углы) спектров таких фотонов. Для характерных модельных сечений реакций 68 Zn(γ , p) (предлагаемой для получения 67 Cu в ядерной медицине) и 14 N(γ , 2n) 12 N с 14 N(γ , 2p) 12 B (предлагаемых для обнаружения скрытых взрывчатых веществ) сопоставляются выходы и сечения на эквивалентный квант, использующие свертки таких спектров фотонов с этими сечениями реакций.

DOI: 10.1134/S0367676519040069

введение

Наиболее доступным интенсивным источником реальных фотонов с энергиями, интересными для исследований фотоядерных реакций в области гигантских резонансов в атомных ядрах (ГР) и выше, является немеченое тормозное излучение электронов в аморфных мишенях-радиаторах. К сожалению, спектры таких фотонов далеки от монохроматических и являются сплошными и спадающими с ростом энергии фотонов. К тому же при расчетах таких спектров имеются серьезные проблемы, в особенности при энергиях фотонов вблизи их границ. Но от немеченых тормозных фотонов от электронов в исследованиях фотоядерных реакций трудно отказаться, в особенности в случаях реакций с малыми сечениями, для которых даже приходится размещать радиаторы и фотоядерные мишени близко друг к другу с практически полным охватом потока образуемых тормозных фотонов.

В данной работе проводится сопоставление наиболее употребляемых при фотоядерных исследованиях представлений полных (во все углы) дифференциальных по энергии фотонов сечений образования падающими электронами в мишенях-радиаторах тормозных фотонов и спектров их потоков. Кроме того, для характерных модельных сечений реакций 68 Zn(γ , p) 67 Cu, 14 N(γ , 2p) 12 N и ${}^{14}N(\gamma, 2n){}^{12}B$ сопоставляются функции, использующие свертки рассматриваемых спектров тормозных фотонов с сечениями этих реакций, а именно: выходов реакций и сечений на эквивалентный квант.

1. ПРЕДСТАВЛЕНИЯ СЕЧЕНИЙ И СПЕКТРОВ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

При падении неполяризованных электронов на аморфную неполяризованную мишень-радиатор основным процессом, дающим реальные фотоны высокой энергии. является некогерентное тормозное излучение падающих электронов в полях атомных ядер и электронов вещества радиатора. Тормозное излучение электронов можно рассматривать как процесс, в котором начальный электрон, имеющий полную энергию Е, сталкиваясь с неподвижным атомом радиатора, испытывает торможение в полях ядра атома и атомных электронов и излучает под неким углом θ фотон с энергией k, которая может принимать различные значения в диапазоне $0 \le k \le k_{\text{макс}}$. При этом конечный электрон, имеющий полную энергию Е', может вылетать под различными углами θ'. Здесь: θ и θ' – углы по отношению к направлению движения начального электрона; $k_{\text{макс}}$ – верхняя граница энергии испускаемых фотонов. Причем, когда тормозное излучение происходит в поле ядра атома, то, полагая это ядро бесконечно тяжелым, получаем k = E - E', $k_{\text{макс}} = T \equiv E - \mu$ (где: $T - \kappa u$ нетическая энергия падающего электрона; $\mu \cong$ $\cong 0.511$ МэВ – энергия покоя электрона). Если же тормозное излучение испускается в поле атомного электрона, то из-за отдачи последнего получаем $k_{\text{макс}} = \mu(E - \mu)/(E + \mu - \sqrt{E^2 - \mu^2}) \approx E - 1.5\mu$ [1]. Здесь рассматриваются сечения образования тормозного излучения, усредненные по направлениям спинов взаимодействующих заряженных частиц в начальных состояниях и просуммированные по всем направлениям их спинов и обоим направлениям поляризации испускаемого фотона в конечных состояниях.

Тормозное излучение электронов десятилетиями широко используется для экспериментов в области ГР (и выше). Казалось бы, сегодня при описании тормозного излучения электронов для таких задач не следовало бы ожидать нерешенных проблем, но, к сожалению, это неверно.

В подавляющем большинстве экспериментальных фотоядерных работ, выполненных к настоящему времени с помощью тормозных фотонов полных сечений и спектров от аморфных радиаторов, в обработке полученных экспериментальных данных использовались простые аналитические выражения для сечений образования тормозного излучения электронов в полях атомных ядер $(d\sigma_{T_{\rm S}}/dk)_{\rm III}$. Эти сечения удалось получить с некоторым учетом экранирования поля ядра Л.И. Шиффу [2] путем интегрирования сечений Х.А. Бете и В. Гайтлера (см. в [3]), выведенных в борновском приближении для неэкранированного ядра и пропорциональных Z^2 (здесь Z – атомный номер радиатора):

$$\left(\frac{d\sigma_{T_{2}}g}{dk}\right)_{III} = 2\alpha Z^{2} (r_{0})^{2} \frac{1}{k} B \equiv 2\alpha Z^{2} (r_{0})^{2} \frac{1}{k} \left\{ \left[1 + \left(\frac{E}{E}\right)^{2} - \frac{2}{3} \left(\frac{E}{E}\right)\right] \left[1 + \left(\ln\left(\left(\frac{C}{\sqrt[3]{Z}}\right)^{2} \frac{b^{2}}{1 + b^{2}}\right)\right) - \frac{2}{b} \operatorname{arctg} b\right] + \left(\frac{E}{E}\right) \left[\frac{2}{9} - \frac{8}{3b^{2}} + \left(\frac{2}{b^{2}} \ln(1 + b^{2})\right) + \frac{8 - 4b^{2}}{3b^{3}} \operatorname{arctg} b\right] \right\},$$
(1)

где: $\alpha \cong (1/137)$ – постоянная тонкой структуры; $r_0 \cong 2.818 \cdot 10^{-13}$ см – "классический радиус" электрона; $b = \frac{2EE\sqrt[3]{Z}}{C\mu k}$; $C = \frac{183}{\sqrt{e}} \cong 111$.

Кроме сечения образования тормозного излучения падающими на радиатор электронами в поле ядра атома, нужно учитывать сечение в полях каждого из атомных электронов, которое, согласно [3, 4], для интересующих нас энергий *E* близко к тормозному излучению электронов в полях ядер атомов, имеющих Z = 1. Имеет смысл выразить сечения образования тормозного излучения в расчете на атом $(d\sigma_r/dk)$ через сечения $(d\sigma_{r_s}/dk)$ путем замены множителя Z^2 на $Z(Z + \eta)$. Приближенно $\eta = 1$ для рассматриваемых сечений при всех значениях *E* и *k* [3, 4].

Несмотря на то, что сечения Л.И. Шиффа [2] явились важным шагом при проведении фотоядерных исследований в области ГР, к корректности этих сечений есть целый ряд весьма обоснованных претензий (см. подробнее об этом в [5], там же можно найти ссылки на соответствующие публикации других авторов). Эти претензии связаны с недостаточной точностью используемого борновского приближения, даже когда все величины $E, E, k \ge \mu$, но особенно для граничных по k областей, и прежде всего, вблизи $k_{\text{макс}}$. Кроме того, желателен более аккуратный учет экранирования поля ядра и образования тормозного излучения падающими электронами в полях атомных электронов радиатора. В работе [5] С.М. Селцер и М.Дж. Бергер предоставили для различных значений Z, E и k таблицы полученных ими значений сечений образования тормозного излучения в расчете на атом $(d\sigma_{\tau}/dk)_{C-b}$, которые на сегодня можно рассматривать как наиболее разработанные и признанные (см., например, [6]) и имеющие существенные отличия от $(d\sigma_{\tau}/dk)_{\text{Ш}}$. Ранее в [7] были рассмотрены отношения $\xi(E, k, Z)$ этих сечений (см. рис. 1) и было предложено их приближенное описание:

$$\varepsilon(k, E, Z) \equiv (d \sigma_{T}/dk)_{C-E}/(d\sigma_{T}/dk)_{III} \approx$$

$$\approx A_{0} + A_{1} \exp[-k/\mu a_{1}] +$$

$$+ A_{2} \exp[-(E - \mu - k)/\mu a_{2}] +$$

$$+ A_{3} \exp[-(E - \mu - k)/\mu a_{3}], \qquad (2)$$

где A_i (i = 0; 1; 2; 3) и a_j (j = 1; 2; 3) – плавные функции Z и ($E - \mu$)/ μ и, в частности, для Z = 74 (W) и ($E - \mu$) = 15 МэВ: $A_0 \cong 0.90; A_1 \cong 0.059; A_2 \cong 0.27;$ $A_3 \cong 1.362; a_1 \cong 3.77; a_2 \cong 2.97; a_3 \cong 0.19.$

Спектр по энергии фотонов k полного (во все углы) потока тормозных фотонов, образуемых в элементе толщины dx_p радиатора, материал которого имеет атомный номер Z и радиационную длину X_{0p} , и на который падает N_e электронов с энергией E, есть:

$$\frac{dN_{\gamma}(k, E, Z)}{dk}dkdx_{p} = N_{e}\frac{\rho_{p}dx_{p}}{M_{p}}N_{A}\frac{d\sigma_{\tau}(k, E, Z)}{dk}dk \equiv$$

$$\equiv N_{e}\frac{\rho_{p}dx_{p}}{X_{0p}}\frac{dn_{\gamma}(k, E, Z)}{dk}dk,$$
(3)



Рис. 1. зависимости отношении $\zeta = (d\sigma_{\rm T}/dk)_{\rm C-B}/(d\sigma_{\rm T}/dk)_{\rm III}$ от *k* для *Z* = 74 из [7]. Кривые *1, 2, 3* – для (*E*–µ) = 8, 15, 20 МэВ соответственно.

где: $\rho_{\rm p}$ и $M_{\rm p}$ – плотность и молекулярный вес материала радиатора; $N_{\rm A}$ – число Авогадро; $\frac{dn_{\gamma}(k, E, Z)}{dk} = \frac{N_{\rm A}X_{0\rm p}}{M_{\rm p}} \frac{d\sigma_{\rm T}(k, E, Z)}{dk}$ – число образуемых тормозных фотонов с энергиями от k до (k + + dk), приведенное к одному электрону, падаю-

щему на элемент радиатора, толщина которого измеряется в радиационных длинах для материала этого радиатора. Для случая представления $\left(\frac{d\sigma_{T}(k, E, Z)}{dk}\right)$ согласно Шиффу [2], имеем (см. (1) и [8]):

$$\left(\frac{dN_{\gamma}(k, E, Z)}{dk}\right)_{III} dk dx_{p} =$$

$$= N_{e} \frac{\rho_{p} dx_{p}}{M_{p}} N_{A} \left(\frac{d\sigma_{r}(k, E, Z)}{dk}\right)_{III} dk =$$

$$\equiv N_{e} \frac{\rho_{p} dx_{p}}{X_{0p}} \left(\frac{dn_{\gamma}(k, E, Z)}{dk}\right)_{III} dk =$$

$$= N_{e} \frac{\rho_{p} dx_{p}}{M_{p}} N_{A} 2\alpha Z (Z + \eta) (r_{0})^{2} \frac{1}{k} B dk \approx$$

$$\approx N_{e} \frac{\rho_{p} dx_{p}}{X_{0p}} \frac{1}{k} \frac{B}{2 \ln \left(\frac{183}{3/Z}\right)} dk,$$

где X_{0p} — радиационная длина материала радиатора, причем в согласии с [8] имеем:

$$\frac{1}{X_{0p}} \approx 4\alpha \frac{N_{\rm A}}{M_{\rm p}} Z(Z+1) (r_0)^2 \ln\left(\frac{183}{\sqrt[3]{Z}}\right).$$
(5)

Для радиаторов с больши́ми *Z*, обычно используемыми при получения тормозных фотонов в экспериментальных исследованиях фотоядерных реакций, величины [*B*/2ln(183*Z*^{-1/3})] в середине каждого из интервалов доступных значений *k* близки к 1. Так, для *Z* = 74 (вольфрам) для *E* = = 40µ и (*k*/*E*) = 0.5 имеем *B*/2ln(183*Z*^{-1/3}) \approx 0.8 (см. также рис. 2, на котором представлены величины *k*(*dn*_γ(*k*,*E*,*Z*)/*dk*), для различных представлений сечений образования тормозных фотонов и соот-



Рис. 2. Величины $k(dn_{\gamma}(k,E,Z)/dk)$ в зависимости от k для Z = 74 (вольфрам). Пары кривых: 1, 2, 3, 4, 5 – для $(E-\mu) = 8, 15, 20, 30, 60$ МэВ соответственно. Использованы представления $(dn_{\gamma}(k,E,Z)/dk)$ согласно: Шиффу [2] (штриховые кривые); Селцеру и Бергеру [5] (сплошные кривые); приближению k^{-1} (штрихпунктир).

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 83 № 4 2019

ветствующих спектров потоков этих фотонов). Это позволяет для величины $(dn_{\gamma}(k,E,Z)/dk)$ использовать следующее грубое приближение (см., например, [8, 9]):

$$\frac{dn_{\gamma}(k, E, Z)}{dk} \approx \frac{1}{k}.$$
 (6)

2. СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ВЫШЕУКАЗАННЫМ ПРЕДСТАВЛЕНИЯМ СПЕКТРОВ ВЫХОДЫ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТОРМОЗНЫХ ФОТОНОВ

При работе с тормозными фотонами количество актов фотоядерной реакции определяется не прямо сечениями этой реакции, а интегральными зависимостями выхода реакции $Y(E-\mu)$ либо сечения на эквивалентный квант $\sigma_q(E-\mu)$, получаемых при свертке зависимости распределения сечений реакции $\sigma(k)$ с зависимостью, описывающей распределение тормозных фотонов по их энергиям *k* при различных энергиях падающих на радиатор электронов *E*.

Так, для мишени, практически полностью охватывающей поток тормозных фотонов, образуемых в элементе толщины радиатора $(\rho_p dx_p)/X_{0p}$, измеряемой в единицах радиационной длины материала радиатора, имеем для выхода реакции $Y(E-\mu)$:

$$Y(E-\mu)\frac{\rho_{\rm p}dx_{\rm p}}{X_{\rm 0p}} = \frac{\rho_{\rm p}dx_{\rm p}}{X_{\rm 0p}} \int_0^{E-\mu} \frac{dn_{\rm Y}(k,E,Z)}{dk} \sigma(k)dk.$$
(7)

Причем в рамках приближения (6) имеем:

$$Y(E-\mu)\frac{\rho_{\rm p}dx_{\rm p}}{X_{0\rm p}} \approx$$

$$\approx \frac{\rho_{\rm p}dx_{\rm p}}{X_{0\rm p}} \int_{0}^{E-\mu} \frac{1}{k} \sigma(k)dk \equiv \frac{\rho_{\rm p}dx_{\rm p}}{X_{0\rm p}} \sigma_{-1}(E-\mu).$$
(8)

В ряде фотоядерных исследований с тормозными фотонами полного спектра (см., например, [10]) вместо выходов $Y(E-\mu)$ брались сечения на эквивалентный квант $\sigma_q(E-\mu)$:

$$\sigma_q(E-\mu) = \frac{\int_0^{E-\mu} \frac{dn_\gamma(k, E, Z)}{dk} \sigma(k)dk}{\frac{1}{E-\mu} \int_0^{E-\mu} \frac{dn_\gamma(k, E, Z)}{dk} kdk}.$$
(9)

Как неоднократно отмечалось (см., например, [9]), для многих парциальных фотоядерных реакций величины $\sigma_{-1}(E-\mu)$ монотонно нарастают с ростом *E* вплоть до некоторой области насыщения, где $\sigma_{-1}(E-\mu) \approx \text{const} \equiv (\sigma_{-1})_{\text{насыщ}}$ (см., например, [11]).

Представляет интерес (особенно для прикладных работ) рассмотреть насколько поведение зависимостей от *E* величин $Y(E-\mu)$ и $\sigma_q(E-\mu)$ для представлений сечений образования тормозного излучения согласно как Шиффу, так и Селцеру с Бергером отличаются от зависимости $\sigma_{-1}(E-\mu)$. Такое рассмотрение мы провели в двух характерных случаях (по форме сечений выбранных реакций $\sigma(k)$, связанных с существенными как фундаментальными, так и прикладными задачами). Причем из-за недостаточности экспериментальной информации рассмотрение проведено с использованием модельных сечений реакций, рассчитанных в обоих случаях на базе, прежде всего, программы TALYS [12].

В первом случае рассматривалась реакция 68 Zn(γ , *p*), предлагаемая для получения 67 Cu для ядерной медицины и имеющая сравнительно компактное энергетическое распределение своего сечения $\sigma(k)$. Кроме указанного прикладного применения, изучение этой реакции интересно для проверки корректности представлений об изотопическом расшеплении электрического дипольного (Е1) ГР. Результаты наших модельных расчетов сечения $\sigma(k)$ реакции ⁶⁸Zn(γ , p)⁶⁷Cu по-казаны на рис. За (штрихи). Поскольку программа TALYS не учитывает изотопическое расшепление Е1 ГР, для лучшего согласия с экспериментальными данными [13] о сечении этой реакции (сплошная кривая и точки с ошибками на рис. 3а) и о соответствующем его полном интегральном значении вместо модельного сечения, полученного в [14] по программе TALYS (штрихпунктир на рис. 3а), в настоящей работе (аналогично тому, как это было сделано в работе [15] для моделирования сечений фотоядерных реакций на изотопах титана) в добавление к программе TALYS была использована разработанная в НИИЯФ МГУ комбинированная модель фотонуклонных реакций (КМФР) [16]. На рис. Зб и Зв показаны соответственно выход Y(T) и сечение на эквивалентный квант $\sigma_a(T)$ для различных представлений $(dn_{\gamma}(k, E, Z)/dk)$ согласно: Шиффу [2] $(dn_{\gamma}/dk)_{\text{Ш}}$ (штрихи); Селцеру и Бергеру [5] (*dn*_v/*dk*)_{С-Б} (сплошная кривая); приближению k^{-1} (штрихпунктир). Укажем важные особенности поведения интегральных функций Y(T) и $\sigma_a(T)$ в случае компактных распределений сечений σ(k). Для приближения $(dn_{\gamma}(k, E, Z)/dk) = k^{-1}$ имеем $Y(T) = \sigma_{q}(T)$, которые круто растут в области, где сосредоточено сечение реакции, а затем выходят на плато, соответствующее значению интегральной характеристики сечения рассматриваемой реакции (σ_{-1})_{насыщ}. Для представлений $(dn_{\gamma}(k, E, Z)/dk)_{III}$ и $(dn_{\gamma}(k, E, Z)/dk)_{C-E}$ зависимости величин Y(T) и $\sigma_a(T)$ (то есть изохроматы) тоже идут с ростом Т к своим значениям при насыщениях, но ход этих зависимостей значительно более затянут, а значения отношений $Y(T)_{C-b}/Y(T)_{III}$ в области насыщений определяется величиной $A_0 \approx 0.9$ в приближении (2). Тогда как между значениями $\sigma_q(T)_{C-b}$ и $\sigma_q(T)_{III}$ различия практически не наблюдаются.

Число актов некоторой реакций $N_{\text{реакц}}$, приводящих к получению определенных ядер-продуктов в фотоядерной мишени, имеющей плотность $\rho_{\text{м}}$, химический η_{x} и изотопный $\eta_{\text{и}}$ составы, толщину $X_{\text{м}}$ и молекулярный вес $M_{\text{м}}$ и практически полностью перекрывающей полный поток тормозных фотонов, образуемых падающими N_e электронами в радиаторе, имеющем толщину X_{p} при радиационной длине $X_{0\text{p}}$, под действием этих тормозных фотонов, когда можно пренебречь ослаблениями их потоков в радиаторе и мишени, составляет:

$$N_{\text{peaku}} \approx \frac{\rho_{\text{M}} \eta_{\text{x}} \eta_{\text{u}} X_{\text{M}}}{M_{\text{M}}} N_{\text{A}} N_{e} \int_{0}^{X_{p}} \frac{\rho_{\text{p}} dx_{\text{p}}}{X_{0p}} Y \left(E - \varepsilon x_{\text{p}} - \mu \right) =$$

$$= \frac{\rho_{\text{M}} \eta_{\text{x}} \eta_{\text{u}} X_{\text{M}}}{M_{\text{M}}} N_{\text{A}} N_{e} \times \qquad (10)$$

$$\times \int_{0}^{X_{p}} \frac{\rho_{\text{p}} dx_{\text{p}}}{X_{0p}} \int_{0}^{(E - \varepsilon x_{\text{p}} - \mu)} \frac{dn_{\gamma}(k, E - \varepsilon x_{\text{p}}, Z)}{dk} \sigma(k) dk.$$

В рамках приближения (6) для реакции ${}^{68}Zn(\gamma, p){}^{67}Cu$ при 40 МэВ $\leq (E - \varepsilon x_p - \mu) \leq 55$ МэВ для оценок и в прямой, и в обратной задачах фотоядерных экспериментов даже при одной фиксированной кинетической энергии падающих электронов $T \cong 55$ МэВ (как на разрезном микротроне [19]) и соответствующей X_p пригодно следующее соотношение:

$$N_{\text{peaku}} \approx \frac{\rho_{\text{M}} \eta_{\text{x}} \eta_{\text{u}} X_{\text{m}}}{M_{\text{m}}} N_{\text{A}} N_{e} \frac{\rho_{\text{p}} X_{\text{p}}}{X_{0\text{p}}} (\sigma_{-1})_{\text{насыш}}.$$
(10')

Если учесть, что на сегодня для тормозного излучения электронов считается более реалистическим представление их спектра согласно Селцеру и Бергеру, то соотношение (10') можно "подправить", взяв вместо (σ_{-1})_{насыщ} меньшую величину, скажем, с использованием линейного приближения сплошной кривой на рис. *Зб* для интервала 40 МэВ $\leq T \leq 55$ МэВ.

Во втором случае рассматривались реакции $^{14}N(\gamma, 2p)^{12}B$ и $^{14}N(\gamma, 2n)^{12}N$, предлагаемые в фотоядерном способе обнаружения скрытых взрывчатых веществ, использующем регистрацию активности образуемых короткоживущих радиоизотопов ^{12}B (период полураспада $T_{1/2} \cong 20.2$ мс) и ^{12}N ($T_{1/2} \cong 11.0$ мс), и имеющие, согласно расчетам по моделям ядерных реакций (см. об этом в [17]), сравнительно широкие энергетические распределения своих сечений $\sigma(k)$. Кроме указанного прикладного применения, изучение этих реакций интересно для развития количественных теоретических представлений о девозбуждении атомных



Рис. 3. Характеристики реакции ⁶⁸Zn(γ , p)⁶⁷Cu: a – сечение $\sigma(k)$; сплошная кривая – эксперимент [13]; штрихпунктир – модельный расчет по TALYS [14]; штрихи – модельный расчет по (TALYS [12] + KMФР [16]); δ – выход Y(T); e – сечение на эквивалентный квант $\sigma_q(T)$. На рис. δ и e величины Y(T) и $\sigma_q(T)$ даны для представлений ($dn_\gamma(k, E, Z)/dk$) согласно: Шиффу [2] (штриховые кривые); Селцеру и Бергеру [5] (сплошные кривые); приближению k^{-1} (штрихпунктир).



Рис. 4. Характеристики реакции ¹⁴N(γ , 2*p*)¹²B: *a* – сечения $\sigma(k)$, рассчитанные в [17] по модели TALYS [12]; δ – выходы Y(T); *e* – сечения на эквивалентный квант $\sigma_q(T)$. Y(T) и $\sigma_q(T)$ даны для представлений $(dn_{\gamma}(k, E, Z)/dk)$ согласно: Шиффу [2] (штриховые кривые); Селцеру и Бергеру [5] (сплошные кривые); приближению k^{-1} (штрихпунктирные кривые).

ядер в усиленно разрабатываемых в настоящее время моделях ядерных реакций (прежде всего, TALYS [12] и EMPIRE [18]). Результаты из [17] модельных расчетов сечений $\sigma(k)$ реакций



Рис. 5. Характеристики реакции ¹⁴N(γ , 2*n*)¹²B: *a* – сечения $\sigma(k)$, рассчитанные в [17] по модели TALYS [12]; δ – выходы Y(T); *в* – сечения на эквивалентный квант $\sigma_q(T)$. Y(T) и $\sigma_q(T)$ даны для представлений $(dn_{\gamma}(k, E, Z)/dk)$ согласно: Шиффу [2] (штриховые кривые); Селцеру и Бергеру [5] (сплошные кривые); приближению k^{-1} (штрихпунктирные кривые).

¹⁴N(γ , 2*p*)¹²В и ¹⁴N(γ , 2*n*)¹²N с использованием программы TALYS [12] показаны соответственно на рис. 4*a* и 5*a*. На рис. 4*б* и 4*b* и на рис. 5*б* и 5*b* показаны выходы *Y*(*T*) и сечения на эквивалентный

514

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 83 № 4 2019

ПРЕДСТАВЛЕНИЯ СПЕКТРОВ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

(сплошные кривые); приближению k^{-1} [5] (штрихпунктир). Поведение функций Y(T) и $\sigma_a(T)$ для этого случая существенно отличается от того, что имеется в предыдущем случае. Для приближения $(dn_{y}(k, E, Z)/dk) = k^{-1}$ имеем $Y(T) = \sigma_{a}(T)$, которые растут менее круто к своему примерному насыщению для реакции ${}^{14}N(\gamma, 2p){}^{12}B$, а для реакции ¹⁴N(γ , 2*n*)¹²N даже почти не демонстрируют четко выход в область насыщения, что объясняется уменьшенным спадом сечения реакции после его максимума по мере роста Т. Существенное уменьшение крутизны хода к насыщениям Y(T) и $\sigma_{a}(T)$ наблюдается для реакции ¹⁴N(γ , 2*p*)¹²B и, тем более, реакции ${}^{14}N(\gamma, 2n){}^{12}N$. Здесь также между значениями $\sigma_a(T)_{C-E}$ и $\sigma_a(T)_{III}$ различия не видны.

квант $\sigma_q(T)$ для реакций ¹⁴N(γ , 2*p*)¹²B и ¹⁴N(γ , 2*n*)¹²N для различных представлений ($dn_k(k,E,Z)/dk$) со-

гласно: Шиффу [2] (штрихи); Селцеру и Бергеру

Как следует из результатов, представленных на рис. 46 и 56, в рассмотренном втором случае связь величины N_{реаки} с интегральными характеристиками реакций менее определенная, однако в предположении, что рассчитываемое модельное сечение реакции примерно правильно передает форму реального сечения и требуется только согласование абсолютных значений модельного и реального сечений, измерения N_{реакц} только при одной фиксированной энергии Т для падающих электронов имеют более общий смысл.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выявлены важные как для исследований гигантских резонансов в атомных ядрах и разработки моделей ядерных реакций, так и для прикладных ядернофизических исследований (получение радиоизотопов для ядерной медицины и разработка методики обнаружения скрытых взрывчатых веществ) особенности имеющихся широко используемых представлений сечений и спектров тормозного излучения электронов, а также соответствуюших этим представлениям интегральных функций для фотоядерных реакций: выходов реакций Y(T) и сечений на эквивалентный квант $\sigma_a(T)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Берестецкий В.Б. и др. Релятивистская квантовая теория. М.: Наука, 1968. 480 с.
- 2. Schiff L.I. // Phys. Rev. 1951. V. 83. P. 252.
- 3. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М.: Изд-во "Иностр. лит.", 1956. 492 с.
- 4. Koch H.W., Motz J.W. // Rev. Mod. Phys. 1959. V. 31. P. 920.
- 5. Seltzer S.M., Berger M.J. // Nucl. Instr. and Meth. B. 1985. V. 12. P. 95.
- 6. GEANT 4. Version: geant4 9.5.0 (2nd December, 2011) // Phys. Reference Manual.
- 7. Джилавян Л.З. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. C. 581; Dzhilavyan L.Z. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. P. 537.
- 8. Rossi B., Greizen K. // Rev. Mod. Phys. 1941. V. 13. P. 240.
- 9. Джилавян Л.З. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. C. 846; Dzhilavyan L.Z. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2009. V. 73. P. 799.
- 10. Fuller E.G. // Phys. Rep. 1985. V. 127. P. 185.
- 11. Dietrich S.S., Berman B.L. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1988. V. 38. P. 199.
- 12. Koning A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C., in Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Sci. and Technol. - ND2007 (2007. Nice. France. ed. O. Bersillon, et al.): EDP Sciences, 2008. P. 211; TALYS 1.6. http://www.talys.eu/.
- 13. von Sioufi A. El., Erdös P., Stoll P. // Phys. Acta 1958. V. 30. P. 264.
- 14. Алиев Р.А., Белышев С.С., Джилавян Л.З. и др. Экспериментальное исследование возможностей наработки ¹⁸F, ⁶⁷Cu, ¹⁷⁷Lu для ядерной медицины на ускорителях электронов. 1340 / 2013, М.: ИЯИ РАН, 2013. 52 c.
- 15. Белышев С.С., Джилавян Л.З., Ишханов Б.С. и др. // ЯФ 2015. Т. 78. С. 246.
- 16. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЯФ 2011. Т. 74. С. 21; Ishkhanov B. S., Orlin V. N. // Phys. Atom. Nucl. 2011. V. 74. P. 19.
- 17. Ачаковский О.И., Белышев С.С., Джилавян Л.З., Покотиловский Ю.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. C. 633; Achakovskiy O.I., Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Pokotilovski Yu.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. P. 572.
- 18. Herman M. et al. // EMPIRE-3.1 Rivoli. User's Manual. February 8. 2012.
- Karev A.I., Lebedev A.N., Raevsky V.G. et al. // Proc. RuPAC-2010. IHEP Protvino. P. 316. http:// www.ihep.su/rupac2010/.