

Кроме того, исследовалась дифракционная картина поля для трехслойной модели биологического объекта, т. е. для случая, когда костная ткань однородна и полностью заполняет поперечное сечение волновода. Были проведены расчеты для различных размеров внутреннего слоя и различного расположения его относительно внешних слоев. На рис. 3 представлены картины линий уровня $|E_y|^2$ для трехслойной модели биологического объекта при симметричном и несимметричном расположении внутреннего слоя в образце. Влияние ширины внутреннего слоя на величину $|E_y|^2$ вблизи исследуемого биообъекта хорошо видно из рис. 4.

Полученные результаты показывают, что распределение электрического поля в волноводе определяет характер неоднородности биологического объекта. По величине квадрата модуля его амплитуды можно судить о геометрических и физических свойствах исследуемого объекта. Это позволяет сделать вывод о возможности решения обратных задач, например задачи о создании заданного распределения мощности СВЧ-излучения внутри биологической среды путем варьирования величины ее диэлектрической проницаемости или изменения ее геометрических характеристик. Кроме того, полученные результаты показывают, что возможно решение задач синтеза многослойных структур с целью создания необходимого распределения электромагнитного поля в волноводе.

Литература

1. Shizuo Mizuthina, Yong Xiang, Toshifumi Sugiura // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1986. МТТ-34, No. 5. P. 644.
2. Еремин Ю.А., Ивахненко В.И., Рязанов М.В. // Радиотехн. и электроника. 1998. 43, №2. С. 133.
3. Афромеев В.И., Яшин С.А. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 1998. 1, №4. С. 58.
4. Еремин Ю.А., Свешиников А.Г. // ЖВМ и МФ. 1992. 32, №10. С. 1594.
5. Лерер А.М. // Изв. вузов, Радиоэлектроника. 1990. № 5. С. 56.
6. Моденов В.П., Трошина И.К. // Вестн. новых медицинских технологий. 1998. 5. №3-4. С. 106.
7. Тихонов А.Н., Дмитриев В.И. // Вычислит. методы и программирование. Вып. X. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1968. С. 3.
8. Дмитриев В.И., Захаров Е.В. // Вычислит. методы и программирование. Вып. X. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1968. С. 49.
9. Моденов В.П. // Вестн. новых медицинских технологий. 1996. 3, №1. С. 17.
10. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1966.

Поступила в редакцию
24.03.00

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.172.3

ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ЭНЕРГИИ В ПРОЦЕССАХ ДЕЛЕНИЯ

Б. С. Ишханов, С. П. Лихачев, В. И. Мокеев

(НИИЯФ)

Для оценки возможности поджига ядерных цепных реакций деления в подкритических сборках под действием интенсивных электронных пучков рассчитан выход нейтронов из мишени ^{238}U в результате реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, f) при облучении пучками электронов с энергиями 10 и 30 МэВ и током 100 мА и отношение энергии, выделенной в результате реакции (γ, f) , к энергии начального пучка электронов. Показано, что в результате такого облучения мишени из ^{238}U формируются потоки нейтронов, интенсивность которых сравнима с интенсивностью потоков в ядерных реакторах.

В настоящее время ведутся обширные исследования, цель которых — определить возможности производства энергии в подкритических сборках, где цепные реакции деления инициируются потоками частиц, образующимися в ядерных реакциях [1, 2]. В работе [2] предложено для производства энергии в качестве средства поджига цепной реакции деления использовать нейтроны, образующиеся в фотоядерных реакциях (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, f) в результате облучения отработанного ядерного топлива пучком электронов с энергией 10 МэВ.

Если выбрать энергию налетающего электрона

достаточно большой, то фотоны, образующиеся в электромагнитных ливнях, будут вызывать (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, f) реакции. Помимо нейтронов, образующихся в реакциях (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, низкоэнергичные нейтроны ($T < 1,0$ МэВ) будут испускаться также осколками деления в реакциях (γ, f) . Поскольку энергия большей части (более 90%) образовавшихся в фотоядерных реакциях нейтронов не превышает нескольких МэВ, их использование предпочтительнее для поджига цепных реакций деления по сравнению с использованием нейтронов из реакций «spallation» [1], в которых больше 95% нейтронов

имеют энергию выше 1 МэВ. Для детального исследования возможностей поджига цепных реакций деления в подкритической сборке за счет фотоядерных процессов в настоящей работе выполнены оценки количества нейтронов в (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, f) реакциях, а также оценки выходов энергии в (γ, f) реакциях.

Максимум полного сечения поглощения γ -квантов на ядре ^{238}U соответствует энергии $E^m = 12\text{--}14$ МэВ, поэтому предложенный в работе [2] выбор энергии налетающих фотонов $E_e = 12\text{--}14$ МэВ неудачен. Поскольку большая часть (90%) сечения фотоядерных реакций на ^{238}U соответствует энергиям ниже 30 МэВ, в настоящей работе выполнены оценки характеристик ядерных процессов, идущих в мишени ^{238}U при облучении ее пучком электронов с энергией $E_e = 30$ МэВ. Аналогичные расчеты выполнены и для пучка электронов с энергией $E_e = 10$ МэВ, чтобы сравнить их с результатами работы [2].

Описание метода

Для решения поставленной выше задачи — количественной оценки энергетического и нейтронного выхода из мишени ^{238}U под действием электронных пучков с энергиями $E_e = 30$ и 10 МэВ проведены следующие расчеты. Рассчитаны спектры фотонов и электронов на разных глубинах в мишени из ^{238}U . Определены распределения энергии, поглощенной в мишени. На основе сечений фотоядерных реакций [3], взятых из базы данных ЦДФЭ (Центр данных фотоядерных экспериментов отдела электромагнитных процессов в атомных ядрах НИИЯФ МГУ), рассчитан количественный выход нейтронов в реакциях (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, f) . Определено число актов деления ядер ^{238}U на один электрон, вызванного вторичным потоком нейтронов, которые образуются в мишени под действием пучка γ -излучения. Определены выходы энергии в реакциях деления.

Моделировалось облучение мишени ^{238}U пучками электронов с энергиями $E_e = 10$ и 30 МэВ. Толщина мишени была выбрана равной 4 см, что составляет примерно 11 радиационных длин. Подобная толщина обеспечивает поглощение всей энергии электромагнитного ливня в облучаемой мишени.

Для определения выхода энергии в реакции фотоделения (γ, f) мишень разбивалась на слои, перпендикулярные направлению пучка, плоскостями, расположенными на расстояниях 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,9; 1,2; 1,5; 1,8; 2,4; 3,0 и 3,6 см от передней поверхности мишени. Энергетический выход для каждого слоя определялся в результате свертки сечения реакции $(\gamma, f) — \sigma_{(\gamma, f)}(E)$ [3, 4] со спектром фотонов $W_i(E)$, сформированным в каждом i -м сечении. Отношение суммарного выхода энергии из всех слоев мишени в реакции (γ, f) к энергии падающего пучка электронов, которое равно отношению мощности, извлекаемой в реакции (γ, f) , P_{out} , к мощности пуч-

ка ускорителя P_{in} , определялось из соотношения

$$\alpha = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} = \frac{E_0 n \sum_i^{N_L} \langle n_{\gamma} \rangle_i l_i \int_5^{30(10)} W_i(E) \sigma_{(\gamma, f)}(E) dE}{E_e}, \quad (1)$$

где E_e — энергия падающего на мишень пучка электронов (30 или 10 МэВ); N_L — число слоев мишени на разных глубинах; $\langle n_{\gamma} \rangle_i$ — выход фотонов на один электрон в i -м поперечном сечении мишени; n — число ядер в 1 см³ мишени (для ^{238}U $n = 5 \cdot 10^{22}$ ядер на 1 см³); l_i — толщина i -го слоя мишени; E_0 — энергия, выделяющаяся в одном акте деления ядра ^{238}U .

В качестве E_0 в формуле (1) была выбрана величина 180 МэВ. Это значение нуждается в комментарии. Дело в том, что полная энергия, выделяющаяся в одном акте деления ядра ^{238}U , составляет ~ 206 МэВ. Однако необходимо учесть, что часть выделяющейся энергии (~ 10 МэВ) уносят антинейтрино продуктов реакции, образующиеся в процессе деления, ~ 15 МэВ уносят мгновенные γ -кванты и γ -кванты продуктов деления и около 5 МэВ — нейтроны. В результате часть выделяющейся в процессе деления энергии будет уходить из эффективного объема реакции. Поэтому для оценки эффективности энерговыделения была выбрана величина 180 МэВ.

Остальные обозначения в формуле (1): $W_i(E)$ — фотонный спектр в i -м сечении мишени, нормированный на единицу:

$$W_i(E) = \frac{N_i(E_j)}{\Delta E \sum_j^{N_s} N_i(E_j)}, \quad (2)$$

$N_i(E_j)$ — число фотонов с энергией E_j , пересекающих i -ю плоскость; N_s — число энергетических интервалов в спектре фотонов; ΔE — шаг по энергии в спектре фотонов; $\sigma_{(\gamma, f)}(E)$ — сечение реакции (γ, f) .

Прохождение электронов через вещество и соответственно фотонные, электронные спектры и потери энергии частицами моделировались с помощью программного кода на основе пакета GEANT 3.21 [5], который позволяет моделировать методом Монте-Карло основные процессы взаимодействия падающих и вторичных частиц с мишенью. Исползованные в (1) и (2) спектры фотонов $W_i(E)$ и количество фотонов на один падающий электрон $\langle n_{\gamma} \rangle_i$ рассчитаны кодом GEANT 3.21 для 10 000 сгенерированных событий.

Число нейтронов Y_n (отнесенное к одному падающему электрону), образующихся в результате реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, f) , рассчитывалось по формуле

$$Y_n = n \sum_i^{N_L} \langle n_{\gamma} \rangle_i l_i \left(\int_5^{30(10)} W_i(E) \sigma_{(\gamma, n)}(E) dE + \right. \quad (3) \\ \left. + 2 \int_5^{30(10)} W_i(E) \sigma_{(\gamma, 2n)}(E) dE + 2 \int_5^{30(10)} W_i(E) \sigma_{(\gamma, f)}(E) dE \right).$$

Коэффициент 2 во втором и третьем слагаемых отвечает выходу двух нейтронов в реакциях $(\gamma, 2n)$, (γ, f) , образующихся на один акт реакции. Все остальные обозначения такие же, как в формуле (1).

Средствами, имеющимися в пакете GEANT 3.21, были вычислены распределения потерь энергии частицами во всей толще мишени и в отдельных слоях мишени, расположенных на различной глубине.

Обсуждение результатов

Полные числа фотонов в спектре, отнесенные к одному падающему электрону, которые образуются на различной глубине l мишени, при энергии падающих на мишень электронов $E_e = 30$ МэВ приведены на рис. 1. Сплошная линия отвечает числу фотонов с энергиями выше 0,3 МэВ. Пунктиром показано число фотонов с энергиями более 5,0 МэВ, вызывающих реакцию деления. Порог реакции (γ, n) на ядре ^{238}U равен 6 МэВ [3]. Сравнение данных, приведенных на рис. 1, показывает, что реакции фоторасщепления вызываются небольшой долей (менее 20%) полного числа фотонов с энергиями $E_\gamma > 0,3$ МэВ. Как следует из рис. 1, на глубинах $l < 0,4$ см, слегка превышающих одну радиационную длину, доминируют процессы формирования фотонов в электромагнитных ливнях, приводящие к возрастанию числа фотонов

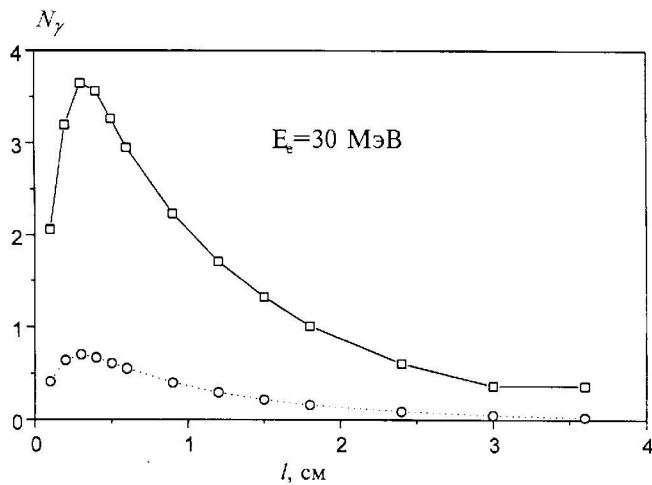


Рис. 1

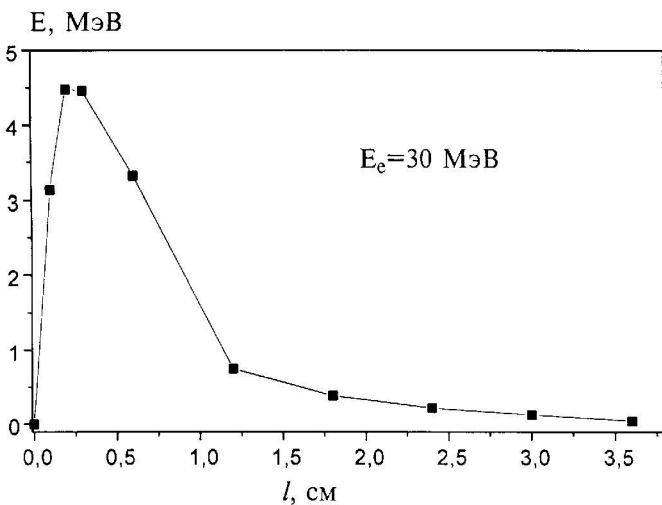


Рис. 2

в спектрах с ростом глубины. По мере дальнейшего увеличения глубины мишени ($l > 0,4$ см) превалируют процессы поглощения фотонов, приводящие к уменьшению числа фотонов в спектре.

Расчеты, выполненные для энергии падающих электронов $E_e = 10$ МэВ, показали, что уменьшение энергии падающих электронов приводит к значительному падению доли фотонов, вызывающих реакцию деления ($E_\gamma > 5$ МэВ). Отношения числа фотонов с энергией выше 5 МэВ к полному числу фотонов в спектре на глубине 0,3 см, соответствующей максимальному выходу фотонов, составляют 0,2 для $E_e = 30$ МэВ и 0,06 для $E_e = 10$ МэВ.

Распределение поглощенной энергии электромагнитных ливней по глубине l мишени ^{238}U при облучении электронами с энергией 30 МэВ (рис. 2) показывает, что при толщинах более 11 радиационных длин происходит полное поглощение энергии электронного пучка. Энергия, выделяемая в мишени, может быть снята, и эффективность ее съема во многом будет определять КПД установки.

Выходы нейтронов, отнесенные к одному падающему электрону, в зависимости от глубины расположения l слоя в мишени ^{238}U представлены на рис. 3. Показаны вклады основных каналов (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, f) в выход нейтронов для энергии падающих электронов $E_e = 30$ МэВ.

Как следует из рис. 3, реакции (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, f) дают сравнимые вклады в суммарный выход нейтронов. Максимуму нейтронного выхода отвечает толщина приблизительно в одну радиационную длину, для которой выход фотонов максимален (см. рис. 1). На расстояниях, равных примерно 11 радиационным длинам, нейтронный выход уменьшается почти на порядок величины по отношению к максимальному, и дальнейшее увеличение толщины мишени практически не оказывает влияния на выход нейтронов. При снижении энергии падающих на мишень электронов от 30 до 10 МэВ происходит уменьшение выхода нейтронов более чем на два порядка величины, что делает проблематичным использование пучков электронов с энергиями менее 30 МэВ для

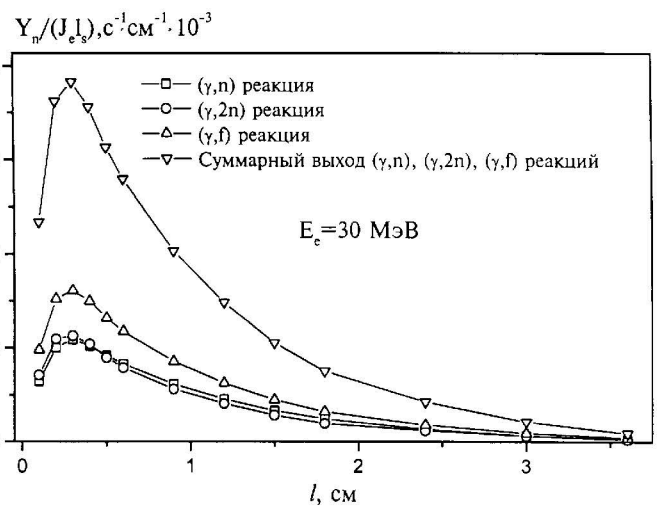


Рис. 3

поджига цепных реакций деления в подкритических сборках.

Интегральные характеристики выхода энергии и выхода нейтронов, полученные в результате моделирования, приведены в таблице. Как следует из представленных данных, увеличение энергии пучка электронов от 10 до 30 МэВ приводит к росту выхода энергии и числа нейтронов почти на три порядка величины. Следовательно, предлагаемый в работе [2] выбор энергии налетающих электронов $E_e = 10$ МэВ является недостаточно обоснованным. Выход энергии в реакциях фотоделения не превышает 1% энергии падающего пучка. Таким образом, задача производства энергии в реакции под действием фотонных пучков может быть решена лишь путем поджига цепной реакции деления в сборках из отработанного ядерного топлива.

Характеристики выхода энергии и нейтронные выходы в фотоядерных реакциях

Рассчитанные параметры фотоядерных реакций	E_e , МэВ	
	30	10
$\alpha = \frac{P_{out}}{P_{in}}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$3,0 \cdot 10^{-5}$
Y_n	$7,9 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$
$N_{(\gamma, f)}$ *)	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-6}$

*) $N_{(\gamma, f)}$ — число актов реакции (γ, f) , отнесенное к одному падающему электрону.

Согласно представленным в таблице данным, при облучении мишени ^{238}U электронным пучком с энергией 30 МэВ и током 100 мА формируются нейтронные потоки с плотностью 10^{15} нейтрон/(с · см²), что сравнимо с характерными потоками нейтронов в ядерном реакторе.

Таким образом, использование пучков электронов с энергиями 30 МэВ — это возможный метод для поджига цепных реакций в подкритических сборках.

Заключение

Результаты численного моделирования процесса фоторасщепления в толстой мишени (11 радиационных длин) из ^{238}U под действием электронных пучков с энергиями 10 и 30 МэВ можно резюмировать следующим образом.

1. Производство энергии при облучении отработанного ядерного топлива электронными пучками может осуществляться лишь посредством поджига цепных реакций деления, поскольку выход энергии в прямых реакциях фотоделения не превышает 1% энергии падающего пучка.

2. Пучки электронов с энергией 30 МэВ и током 100 мА формируют нейтронные потоки, сравнимые с потоками в ядерном реакторе. При этом энергия нейтронов, образующихся в фотоядерных реакциях, меньше 1 МэВ, и это делает возможным использование сильноточных электронных пучков для поджига цепных реакций деления в реакторах, работающих на подкритических сборках.

Работа выполнена при поддержке Центра по грантам в области энергетики и электротехники Министерства общего и профессионального образования РФ (грант 821р-98).

Литература

1. *Rubbia C. et al.* Preprint CERN/AT/95-44(ET), 1995.
2. *Brown P.M.* // Global 99' Intern. Conf. on Future Nuclear Systems, August 29 — September 3. P. 1.
3. *Varlamov A.V., Varlamov V.V., Rudenko D.S., Stepanov M.E.* Atlas of Giant Dipole Resonances (Parameters and Graphs of Photonuclear Reaction Cross Section). IAEA Nuclear Data Section. Austria, Vienna, 1999.
4. *Dietrich S., Berman B.* // Atomic and Nuclear Data Tables. 1998. **38**. P. 199.
5. *Brun R., Bruyant F., Maine M.* GEANT 3.21 Detector Description and Simulation Tool (User Guide), Data Handling. CERN, Geneva, Switzerland, 1994.

Поступила в редакцию
06.10.99