

Поступило в Редакцию
15 декабря 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 16 26 августа 1989 г.
05.1

ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В ТОНКИХ МИШЕНЯХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПРОТОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

С.Г. Л е б е д е в

Радиационные нарушения структуры твердых тел, облучаемых протонами высоких энергий $T > 100$ МэВ, определяются вкладами как упругих (электромагнитных и ядерных), так и неупругих взаимодействий первичных протонов с атомами мишени. Ядра отдачи, приобретающие энергию за счет ядерных взаимодействий протонов, создают более протяженные каскады атом-атомных столкновений по сравнению с каскадами от первично выбитых атомов (ПВА) в кулоновских взаимодействиях и вносят основной вклад в образование дефектов [1].

Известно, что часть энергии $\gamma(T)$ ядра отдачи расходуется на электронное возбуждение, а другая часть $\nu(T)$ на образование точечных радиационных дефектов в упругих взаимодействиях ядра отдачи с атомами мишени. В настоящее время для вычисления каскадной функции $\nu(T)$ широко используется NRT-стандарт [2]. Для оценки скорости генерации точечных радиационных дефектов необходимо знать эффективное сечение образования дефектов σ_d и число дефектов $n_d = \nu(T)/(2E_d)$, созданных ПВА в каскаде последующих атом-атомных столкновений (E_d - минимальная энергия, необходимая для образования устойчивой пары дефектов Френкеля). Тогда скорость генерации дефектов в мишени выражается в виде:

$$K_d = [(\sigma_d n_d)_{el} + (\sigma_d n_d)_{inel}] \bar{\varphi}, \quad (1)$$

где $(\sigma_d n_d)_{el}$ ($inel$) - число смещений, создаваемое в упругих (неупругих) взаимодействиях соответственно, $\bar{\varphi}$ - средняя плотность тока протонов на мишени.

Толщина мишени может быть меньше среднего пробега ядер отдачи R . Например, при облучении протонами с энергией в интервале 0.3-6 ГэВ углеродной мишени образуются ядра отдачи C^{11} со средней энергией $\bar{T}_я = 0.5$ МэВ [3]. Их пробег в углероде составляет $R \approx 1.3$ мкм, поэтому при толщине мишени $L < R$ следует ожидать, что некоторая доля ядер отдачи может вылетать из мишени

Это приведет к снижению дефектообразования по сравнению с толстым образцом, поскольку ядра отдачи могут вылетать из мишени, не потеряв в ней всей энергии. При этом эффективная каскадная функция \bar{V} будет определяться разностью каскадной функции для начальной энергии и каскадной функции для конечной энергии, усредненной по толщине мишени.

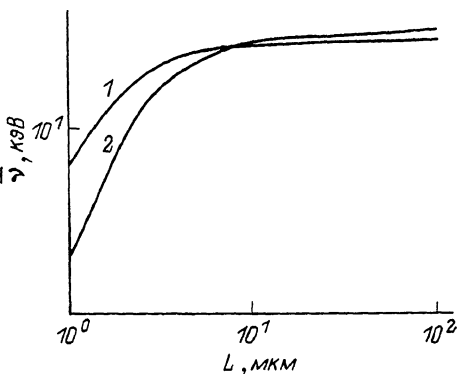
В ряде работ [4-6] высказано предположение, что разрушение углеродных мишеней в пучках ионов обусловлено накоплением точечных дефектов, которые вызывают искажение кристаллической решетки и, соответственно, макроскопические напряжения. Возрастая с течением времени облучения, напряжения достигают предела прочности материала фольги, вызывая ее механическое разрушение [5].

До недавнего времени считалось, что срок службы перезарядной мишени может существенно ограничить работоспособность накопителя протонов. Однако последние экспериментальные данные, полученные на мезонной фабрике в Лос-Аламосе (*LAMPF*) [7] колебали эту уверенность. Углеродная перезарядная мишень толщиной $L_H = 1$ мкм использовалась в течение 2 месяцев без видимых повреждений, что соответствует 5 суткам работы при номинальной интенсивности пучка протонов 10^{-4} А. Указанный срок службы существенно превышает оцененный, исходя из накопления точечных радиационных дефектов в мишени без учета вылета ядер отдачи [6]. В то же время экспериментальные данные по срокам службы углеродных мишеней в пучках ионов хорошо согласуются с представлениями о радиационных повреждениях [4]. Толщины мишеней, используемых для перезарядки тяжелых ионов, обычно не превышают среднего пробега ядер отдачи R . В случае перезарядной мишени накопителя протонов *LAMPF* $L_H < R$ и можно ожидать, что значительная доля ядер отдачи вылетает из мишени. Ниже показано, что при учете конечности толщины перезарядной мишени *LAMPF* срок ее службы, оцененный исходя из радиационных повреждений, не противоречит имеющимся экспериментальным данным.

Расчет \bar{V} для перезарядной мишени накопителя протонов с энергией 800 МэВ производился численно на ЭВМ. Зависимости \bar{V}_{el} и \bar{V}_{incl} от толщины L мишени по направлению пучка представлены на рисунке. Вклад упругого ядерного взаимодействия определялся по методике, изложенной в работе [8], дифференциальные сечения упругого рассеяния взяты из работ [3, 9].

Из рисунка видно, что вклад упругого взаимодействия в дефектообразование, малый при малых L , возрастает с увеличением L и при $L = 5$ мкм сравнивается с \bar{V}_{incl} .

Расчет для углеродной перезарядной мишени *LAMPF* толщиной 1 мкм дает $(\sigma_d n_d)_{el} = 7 \cdot 10^{-24}$ см², $(\sigma_d n_d)_{incl} = 4 \cdot 10^{-23}$ см². Данные, приведенные в работе [6], позволяют оценить среднюю плотность тока протонов на мишени величиной $\bar{\varphi} \sim 10^{17}$ см⁻² с⁻¹, тогда скорость генерации дефектов в перезарядной мишени накопителя протонов составит $K_d = 5 \cdot 10^{-6}$ с⁻¹. Срок службы, оцененный по методике, изложенной в работе [5], составит 500 суток. Это не противоречит экспериментальным данным, полученным до сих пор.



Зависимость эффективной каскадной функции \bar{Y} от толщины L мишени по направлению пучка. 1 - \bar{Y}_{incl} , 2 - \bar{Y}_{el} .

Оценки распыления материала углеродной фольги протонами с энергией 800 МэВ дают в 4 раза больший срок службы.

С ростом энергии \bar{Y} уменьшается, причем основной вклад в дефектообразование при $T > 200$ МэВ вносят

неупругие взаимодействия. Оценка соотношения дефектообразования при энергиях протонов 0.8 и 70 ГэВ дает величину $\bar{Y}(0.8 \text{ ГэВ}) / \bar{Y}(70 \text{ ГэВ}) = 80$. Таким образом, облучение высокоэнергетичными частицами мишеней, толщины которых меньше среднего пробега ядер отдачи, вызывает меньшее дефектообразование по сравнению с толстыми мишенями.

Автор весьма признателен Э.А. Коптелову, Ю.Я. Стависскому и В.В. Королеву за обсуждение рассмотренных вопросов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Coultter C.A., Parkin D.M., Green W.V. // J. Nucl. Mater., 1977. V. 61. P. 140-158.
- [2] Norgett M.J., Robison M.T., Torrens I.M. // Nucl. Eng. and Des. 1975. V. 33. P. 50-61.
- [3] Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972. 648 с.
- [4] Nickel F. // Nucl. Instr. and Meth. 1982. V. 195. P. 457-460.
- [5] Koptelov E.A., Lebedev S.G., Panchenko V.N. // Ibid. V. A256. 1987. P. 247-250.
- [6] Hudgins D.W., Jason A.J. Proc. 11th Intern. Conf on the high Energy Accelerators, Basel, Boston, Stuttgart, 1980. P. 277-282.
- [7] Lawrence G.P. Preprint LA-UR-87-873, 1987.
- [8] Коптелов Э.А., Королев В.В., Стависский Ю.Я. Препринт ИЯИ АН СССР. П-0288, 1983. 12 с.
- [9] McManigal et al. // Phys. Rev. V. B 137. P. 620-632.

Институт ядерных исследований
АН СССР

Поступило в Редакцию
9 февраля 1989 г.
В окончательной редакции
28 июня 1989 г.