

продуктов деления [2—5]. Это стекло считается также пригодным для фиксации ОРТ быстрых нейтронов. Для ОРТ с выдержкой от 3 мес до 30 лет при оптимальном содержании продуктов деления (~16 мас. %) γ -активность такого стекла составляет от 0,25 до 25 г.экв. Ра/см³. В этих пределах выдержки эффективные коэффициенты истинного поглощения γ -излучения смеси продуктов деления в водоэквивалентных средах и конструкционных материалах на основе железа практически постоянны. С учетом рекомендованной геометрии контейнеров для хранения остеклованных ОРТ (сплошной и полый цилиндры диаметром до 200 и 1200 мм соответственно) предложены следующие рабочие размеры γ -источников: диаметр сплошных цилиндров 60—200, полых — $600 \times (5 \div 10)$, высота 200—400 мм. КПД источников (в контейнерах из нержавеющей стали толщиной до 2 мм) — 0,75 — 0,5. При КПД аппаратов для γ -излучения ~0,2 ожидаемые мощности поглощенной дозы в зависимости от времени выдержки ОРТ составляют 5—500 рад/с. Излучение ОРТ с выдержкой менее 3 лет целесообразно использовать на месте их получения, а с большей выдержкой — в установках, расположенных вне радиохимического предприятия. Предложенные размеры источников позволяют обслуживать их с использованием недорогих по сравнению с разгрузочными машинами реакторов систем оборудования, разработанных для радионуклидных гамма-установок [6], при удельной γ -мощности одного порядка с выгружаемым из реакторов топливом.

При наличии в облучателях установок принудительного газового или водяного охлаждения ожидается безопасный для остеклованных ОРТ режим с перепадом температуры менее 600°С [7]. В аварийных ситуациях остеклованные ОРТ, как значительно более стойкие к выщелачиванию, представляют меньшую опасность радиоактивного заражения внешней среды, чем материалы источников ⁶⁰Со и ¹³⁷Cs. Стоимость источников γ -излучения на основе ОРТ может быть определена как доля расходов в ядерной

энергетике, приходящаяся на остекловывание и ампулирование ОРТ.

Приобретение ОРТ химической промышленностью даст ядерной энергетике экономию в сооружении и эксплуатации специализированных хранилищ высокоактивных отвержденных отходов.

Расширение производства мощностей γ -излучения ОРТ, оцениваемое пропорционально ожидаемому росту мощностей ядерной энергетике, делает целесообразным в ближайшем будущем создание опытно-промышленной установки γ -мощностью порядка нескольких десятков кВт, а в дальнейшем — сооружение ряда установок мощностью в сотни кВт в расчете на транспортабельные ОРТ с выдержкой только 2—3 года.

Приведенные данные позволяют рассматривать вопрос о необходимости комплексной проработки технологии остекловывания и применения в народном хозяйстве излучения отвержденных высокоактивных отходов регенерации топлива РБН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Радиационная химия. М., Атомиздат, 1972.
2. In: Proc. IAEA Symp. «Management of radioactive wastes from nuclear fuel cycle», 1976, Vienna.
3. Переработка топлива энергетических реакторов. Сб. статей. Пер. с англ. под ред. В. Б. Шевченко. М., Атомиздат, 1972.
4. Брежнева Н. Е. и др. [2], в. II, р. 85.
5. Полуэктова Г. Б. Современное состояние проблемы обработки и удаления высокоактивных отходов. М., изд. ЦНИИатоминформа, 1976.
6. Кулиш Е. Е. и др. Расчет и конструирование радиоизотопных радиационно-химических установок. Справочник. М., Атомиздат, 1975.
7. Mitsuishi N., Ishiguma K. «J. Nucl. Sci. Techn.», 1976, v. 13, N 4, p. 215.

Поступило в Редакцию 17.07.78

УДК 539.124.6

Использование кристаллической мишени синхротрона для получения пучка позитронов

ПОТЕМКИН В. Г., ВОРОБЬЕВ С. А.

Известно, что при достаточно большой энергии пучка электронов его взаимодействие с определенным образом ориентированным монокристаллом носит интерференционный характер. Использование этого явления представляет интерес для повышения интенсивности позитронного пучка с угловой расходимостью, меньшей, чем у критического угла каналирования. В этой связи были проведены экспериментальные исследования влияния формы энергетического спектра коллимированного пучка тормозных квантов синхротрона на дважды дифференциальный выход позитронов $d^2N^+ / dE^+ d\Omega e^+ / e^-$ (МэВ·ср)⁻¹ из аморфного конвертера.

Использовали пучки тормозного излучения с угловой расходимостью $0,8 \cdot 10^{-3}$ рад, получаемые торможением ускоренных электронов на внутренних мишенях синхротрона «Сириус» [1]: на танталовой толщиной $0,4 \cdot 10^{-3}$ м ($0,1 X_0$) и на алмазной толщиной $(10 \times 6 \times 2) \cdot 10^{-3}$ м ($1,52 \cdot 10^{-2} X_0$).

Алмазная мишень была установлена так, что угол между кристаллографической осью [110] и импульсом пучка электронов P_0 составлял $\beta = 1^\circ 59'$, а угол между кристаллографической плотностью (001) и P_0 был $\alpha = 76^\circ 50'$. Пучок тормозного излучения от этой мишени имел линейную поляризацию ~40% в горизонтальной плоскости для 1-го интерференционного максимума, что

соответствовало энергии фотонов $K = E_\gamma / E_0 = 0,33$ при $E_0 = 800$ МэВ. На рис. 1 представлены спектры пучков тормозного излучения от алмазной и танталовой мишеней, измеренные парным магнитным спектрометром с энергетическим разрешением ~3% для описанных условий [2]. Полная энергия пучка тормозного излучения от танталовой мишени в 1,4 раза больше, чем от алмазной, однако в интервале энергии фотонов, соответствующем 1-му максимуму, интенсивность квантов от алмазной мишени в 1,3 раза больше, чем от танталовой толщиной $0,4 \cdot 10^{-3}$ м.

Позитроны генерировались пучком тормозных квантов в медных конвертерах толщиной $0,22 X_0$; $0,44 X_0$. Фотонный пучок достигал конвертера после прохождения дюралевой пластины патрубком вакуумной камеры ускорителя толщиной $3 \cdot 10^{-3}$ м и слоя воздуха, что в целом составляло $0,095 X_0$.

В эксперименте непосредственно измеряли выход позитронов под углом $\theta \approx 0^\circ$, где θ — угол между направлением фотонного пучка и импульсом позитрона P_+ (МэВ/с). Позитроны регистрировали телескопом из 2-х сцинтилляционных детекторов. Разрешающее время системы регистрации — $0,7 \cdot 10^{-6}$ с, погрешность составляла ~1,3% при нагрузках $\leq 10^4$ позитрон/имп., длительности импульса излучения синхротрона 20 мс и токе ускоренных электронов $(20-30) \cdot 10^{-3}$ А. Анализ энергии позитронов произво-

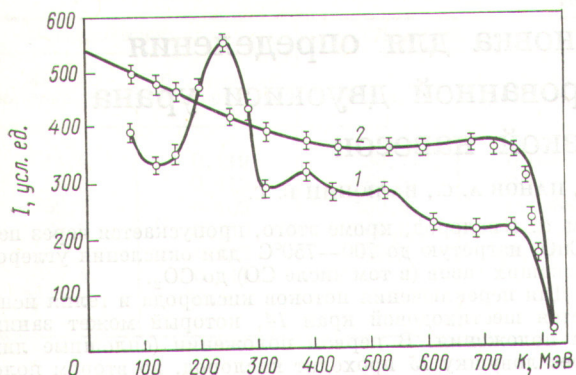


Рис. 1. Спектры тормозного излучения от кристаллической (1) и аморфной (2) мишени, нормированные на одно и то же число сбрасываемых электронов

дили магнитным спектрометром на базе СП-57-1-А с углом раствора полюсных наконечников 38° и разрешением 5,8% [3]. Результаты измерений нормировали на единицу отсчета тонкостенной ионизационной камеры-монитора [4]. Суммарная погрешность измерений не превышала $\pm 20\%$. Результаты измерений $d^2N^+/dE_+ d\Omega$ от пучков тормозных квантов с различными энергетическими спектрами представлены на рис. 2.

Появление пика на кривой выхода позитронов при $\theta \approx 0^\circ$ $d^2N^+/dE_+ d\Omega = f(E_+)$ может быть объяснено вкладом в интенсивность тормозного излучения когерентных тормозных квантов 1-го интерференционного максимума. Последние излучаются в малом угловом конусе, существенно меньшем, чем сформированный системой коллиматоров. Интенсивность и монохроматичность позитронного пика, создаваемого когерентными фотонами 1-го интерференционного максимума, согласно настоящим исследованиям, зависят от этих же параметров пучка тормозных квантов с квазимонохроматическим спектром. При более глубокой коллимации, когда угол $\theta_{\text{кол}} < m_0c^2/E_0$ естественного угла испускания тормозных квантов, интенсивность некогерентного тормозного излучения уменьшается и обсуждаемый эффект проявляется сильнее. Выход позитронов при $\theta \approx 0^\circ$, таким образом, зависит не только от толщины аморфного конвертера при $E_{\text{макс}} \approx E_0 = \text{const}$, но и от толщины и ориентации монокристалла относительно P_0 . Полученные экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с результатами теоретических расчетов $d^2N^+/dE_+ d\Omega$, проведенных методом Монте-Карло с использованием программы [5] для фотонного пучка с квазимонохроматическим спектром (см. рис. 1), но без учета поляризации фотонов. Влияние линейной поляризации тормозных квантов на выход позитронов не исследовалось.

Согласно нашим данным, можно получить пучок позитронов в заданном интервале углов и энергии, степень монохроматичности и интенсивность которого определяется соответствующими параметрами 1-го интерференционного максимума. Положение позитронного пика и его интенсивность можно изменять варьированием углов ориентации и толщины монокристалла при неизменных параметрах пучка ускоренных электронов, генерирующих когерентное тормозное излучение. Использованный монокристалл оптимален с точки зрения амплитуды интерференционных максимумов, так как обладает наиболее плотной упакованной структурой с ГЦК-решеткой. Ориентация

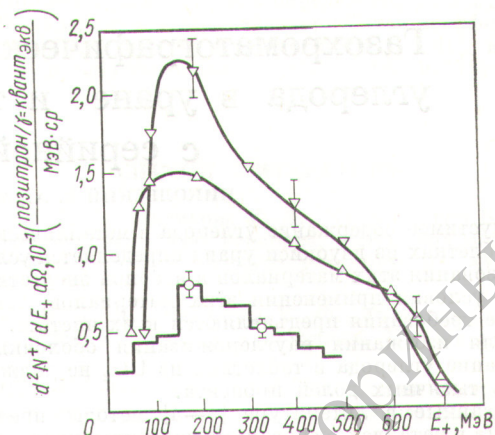


Рис. 2. Зависимость выхода позитронов $d^2N^+/dE_+ d\Omega$ от пучков тормозных квантов с различными энергетическими спектрами при толщине медной мишени $0,22 X_0$: Δ — выход позитронов, генерированных тормозными квантами от аморфной мишени; ∇ — выход позитронов, генерированных квантами от кристаллической мишени; \circ — расчет методом Монте-Карло по программе [7]. Данные расчетов и измерений нормированы на эквивалентный γ -квант

кристалла была выбрана таким образом, чтобы достичь максимальной поляризации для проведения экспериментов по фоторождению мезонов. Класс ориентации, в котором вклады в интерференционный максимум дают несколько точек обратной решетке монокристалла и фотонный пучок имеет меньшую поляризацию, но большую интенсивность является для этой цели наиболее предпочтительным. С этой точки зрения целесообразна ориентация монокристалла алмаза при $\beta \neq 0$ и $\alpha = 0$. Значительно большего увеличения выхода позитронов для толщины конвертера, близкой к оптимальной $\sim 0,5 X_0$, можно достичь при энергии $E_+ < 0,33 E_{\text{макс}}$. При этом угол коллимации фотонного пучка и расходимость пучка позитронов остаются такими же, что и в опытах с пучком фотонов от аморфной мишени. Система, сочетающая внутреннюю кристаллическую мишень с аморфным конвертером, представляет практический интерес для экспериментов наложением ограничения на размеры или угловую расходимость пучка позитронов.

В заключение авторы выражают признательность профессору А. Н. Диденко и старшему научному сотруднику В. М. Кузнецову за представленную возможность проведения измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воробьев А. А. и др. Синхротрон ТПИ на 1,5 ГэВ. Атомиздат, 1968.
2. Кузнецов В. М. и др. «Приборы и техника эксперимента», 1973, № 3, с. 24.
3. Кузьмин В. Н. и др. В кн.: Труды VI межвузовской конференции по электронным ускорителям. М., «Энергия», 1968, с. 37.
4. Потемкин Г. В. Деп. статья № 747-75, М., изд. ВИНТИ, 1975.
5. Таурский В. А. «Атомная энергия», 1977, т. 42, с. 317; Ф. М. Израйлев и др. Препринт ИЯФ 63-73. Новосибирск, 1973.

Поступило в Редакцию 31.07.78
В окончательной редакции 06.02.79