

личением дозы изменяется одинаково для всех исследуемых образцов. Эти результаты представлены на рисунке в виде зависимости $\frac{\Delta J}{J_0}$ от $\lg l$, где l — толщина слоя в ангстремах. Из рисунка следует, что изменение в широких пределах (100 нм — 5 мкм) толщины слоя люминесцирующего вещества, которое окружено гомогенным слоем, обеспечивающим электронное равновесие, а также контакт с металлической подложкой, имеющей низкий атомный номер, не влияют на степень тушения люминесценции антрацена.

По тушению люминесценции кристаллической пленки антрацена толщиной 0,1 мкм, облученной между металлическими пластинами одинаковой толщины, было

определено отношение дозы, поглощенной в гетерогенной системе такого состава, к дозе в монокристалле антрацена. Полученные данные (1,08 для алюминия, 1,3 для никеля и 1,65 для золота) находятся в хорошем согласии с литературными. Результаты проведенных исследований показывают, что метод деградации люминесценции может быть использован в качестве способа определения величины поглощенной дозы в органическом слое, находящемся в контакте с твердым телом, в диапазоне 0,2—3 Мрад.

(№ 548/6369. Поступила в Редакцию 28/IV 1971 г. Полный текст 0,35 а. л., 3 рис., 2 табл., 8 библиографических ссылок.)

Спектральный метод измерения толщины покрытий

П. Л. ГРУЗИН, А. М. РОДИН, Е. В. СКАЧКОВ

УДК 621.039.84

Исследуются вопросы, связанные с использованием моноэнергетических электронов в отражательных толщиномерах покрытий вместо обычно применяемых радиоизотопных бета-источников.

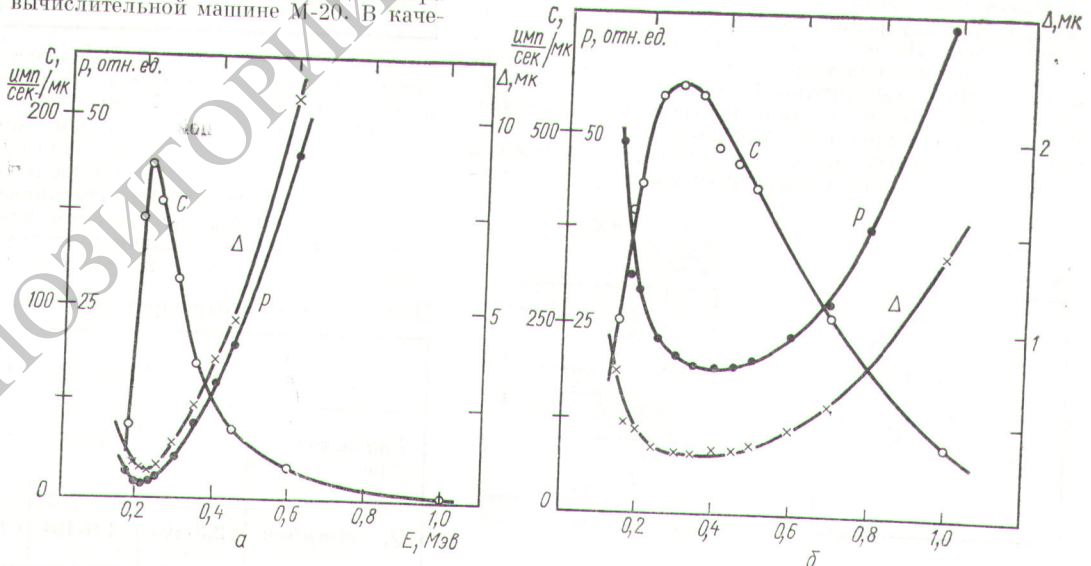
Для получения пучка моноэнергетических электронов использовался монохроматор на основе двухлинзового магнитного спектрометра и изотопного источника β -частиц $Sr^{90} + Y^{90}$ типа БИС-10 активностью 500 мк. Разрешение спектрометра по импульсу при диаметре источника 10 мм составляло 3,5%. Обратное рассеянные электроны регистрировались охлаждаемым кремниевым полупроводниковым детектором типа ДДС 18/2А. Измерялись интенсивность и спектральное распределение отраженных электронов. Обработка аппаратных спектров путем введения поправки на обратное рассеяние электронов от материала детектора проводилась на вычислительной машине М-20. В каче-

стве образцов были выбраны следующие сочетания материалов основания и покрытия:

1) Z основания $> Z$ покрытия (основание — медь, покрытие — органическое, толщина покрытия 165—205 мк);

2) Z основания $< Z$ покрытия (основание — медь, покрытие — тантал, толщина покрытия 9—12 мк).

Исследовалась зависимость средней чувствительности и средних абсолютной статистической и аппаратно-методической погрешностей измерения толщины покрытий обеих групп образцов от энергии падающих электронов. Результаты при нормальном падении пучка ($\gamma = 0^\circ$) для угла $\theta = 20^\circ$ (угол θ , под которым



Зависимость точностных характеристик от энергии падающих электронов:

a — органическое покрытие на медь; b — танталовое покрытие на медь; \circ — средняя чувствительность измерения толщины (C); \times — средняя статистическая погрешность измерения толщины (Δ); \bullet — величина, пропорциональная аппаратно-методической погрешности измерения толщины (p).

располагался детектор, отсчитывался от нормали к образцу) представлены на рисунке. Видно, что средняя чувствительность имеет максимум при E_{opt}^C , а средние абсолютная статистическая и аппаратно-методическая погрешности минимальны при энергиях E_{opt}^A и E_{opt}^D соответственно. Проведено сравнение в одной и той же геометрии ($\gamma = 0^\circ$, $\theta = 20^\circ$) указанных погрешностей измерения толщины покрытия при использовании моноэнергетических электронов соответствующей оптимальной энергии и в случае применения радиоизотопного источника β -частиц, причем потоки моноэнергетических электронов и β -частиц на образцы принимались равными. Если для сравнения выбирался изотоп, наиболее вероятная энергия β -спектра которого близка

к оптимальной, то для сочетания медь — органическое покрытие в случае моноэнергетических электронов аппаратно-методическая погрешность была меньше в ~ 4 раза, а статистическая в ~ 3 раза. Для сочетания медь — тантал соответствующие погрешности были в $\sim 1,5$ и $\sim 1,7$ раза меньше. Если же для сравнения брался изотоп $Sr^{90} + Y^{90}$, широко применяемый в отражательных толщиномерах, то для сочетания медь — органическое покрытие выигрыш в погрешностях был в ~ 12 и ~ 8 раз, для сочетания медь — тантал — в $\sim 1,9$ и ~ 2 раза соответственно.

(№ 549/6371. Поступила в Редакцию 22/IV 1971 г. Полный текст 0,5 а. л., 5 рис.)

Направленный излучатель тепловых нейтронов

В. И. ФОМИНЫХ, О. А. МИГУНЬКОВ

УДК 621.039.555

Для создания потока тепловых нейтронов используется парафиновая сфера диаметром 15 см с Po — Be-источником. Такой источник тепловых нейтронов имеет два недостатка: во-первых, он имеет сложный спектр, в тепловые нейтроны преобразуется только небольшая часть спектра, поэтому наряду с тепловыми нейтронами имеется значительное количество быстрых нейтронов; во-вторых, при работе с таким источником используются нейтроны, вылетающие только в некотором телесном угле.

В предлагаемом направленном излучателе тепловых нейтронов «Прожектор» увеличение и улучшение качества потока тепловых нейтронов достигнута в результате применения источников моноэнергетических нейтронов небольшой энергии и использования водород-содержащего отражателя.

Излучатель представляет собой блок парафинового замедлителя, внутренняя поверхность которого служит отражателем. По оси отражателя проходит сквозная труба. В нее вставляются нейтронный источник и цилиндрический замедлитель. В излучателе могут быть использованы различные типы нейтронных источников. Размеры цилиндрического замедлителя определяются толщиной x , необходимой для замедления нейтронов источника до тепловых энергий, и слоем y , необходи-

мым для замедления нейтронов до энергий ~ 1 кэВ (см. рисунок). Излучатель сравнивался с парафиновой сферой диаметром 15 см с помощью всеволнового счетчика (табл. 1). Миниатюрным пропорциональным борным

Состав нейтронного потока, % Таблица 1

Нейтронный источник	Сфера		Излучатель «Прожектор»	
	тепловые нейтроны	надтепловые нейтроны	тепловые нейтроны	надтепловые нейтроны
Po — Be (α, n)	11	89	46	54
Po — B (α, n)	11	89	51	49
Cf ²⁵²	—	—	51	49
Sb — Be (γ, n)	—	—	69	31

счетчиком было исследовано распределение плотности потока тепловых нейтронов излучателя вдоль оси и в поперечном направлении.

Поток тепловых нейтронов измеряли в точке на оси (50 см от центра источника) марганцево-никелевыми фольгами. Зная плотность потока тепловых нейтронов и полный поток нейтронного источника, можно определить полный поток нейтронного источника Q , нужный для создания единичного потока тепловых нейтронов в данной точке на оси излучателя (табл. 2).

Полные потоки нейтронных источников Таблица 2

Тип излучателя	Излучатель «Прожектор»			Сфера
	Po — B (α, n)	Cf ²⁵²	Sb — Be (γ, n)	
Тип источника	Po — B (α, n)	Cf ²⁵²	Sb — Be (γ, n)	Po — Be (α, n)
Q , нейтр/сек	$2,3 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^4$	$1,7 \cdot 10^4$	$2,6 \cdot 10^5$

(№ 550/6275. Статья поступила в Редакцию 29/I 1971 г., аннотация 27/V 1971 г. Полный текст 0,35 а. л., 3 рис., 2 табл., 6 библиографических ссылок.)

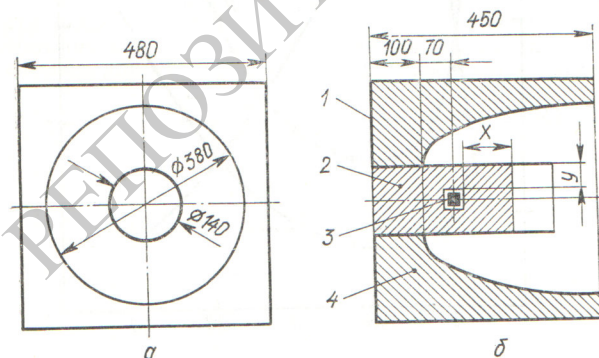


Схема излучателя и сечение пучка тепловых нейтронов на расстоянии 50 см (а) и 100 см (б) от источника нейтронов:

1 — корпус; 2 — парафиновый блок; 3 — источник нейтронов; 4 — отражатель.