

## СПЕКТРОМЕТР ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ПОЗИТРОНОВ

Бордулёв Ю.С., Лаптев Р.С.

Научный руководитель: к.ф.-м.н. Лидер А.М.

Томский политехнический университет, 634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 30

E-mail: bordulev@gmail.com

Методы электрон-позитронной аннигиляции (ЭПА) зарекомендовали себя как эффективные лабораторные методики для прецизионных исследований электронной и дефектной структуры материалов в физике твердого тела и материаловедении [1].

В настоящее время спектрометрия времени жизни позитронов (СВЖП) является одним из самых чувствительных ( $10^{-7}$  вакансий/атом) инструментов дефектоскопии. Спектрометры времени жизни позитронов используются для определения размеров нанобъектов (вакансий, вакансионных кластеров), свободных объемов пор, полостей,

пустот, их концентраций в пористых системах и некоторых дефектных материалах, наноматериалах и полупроводниках [2].

Схема созданного в данной работе спектрометра представлена на рис. 1. Установка состоит из традиционной «быстрой» цепи [1], включающей в себя быстрый интегральный и дифференциальный дискриминаторы постоянной составляющей (ДПС) [3], время-амплитудный преобразователь (ВАП), блок многоканального анализатора импульсов (МАИ) и аналого-цифрового преобразователя для набора спектра.

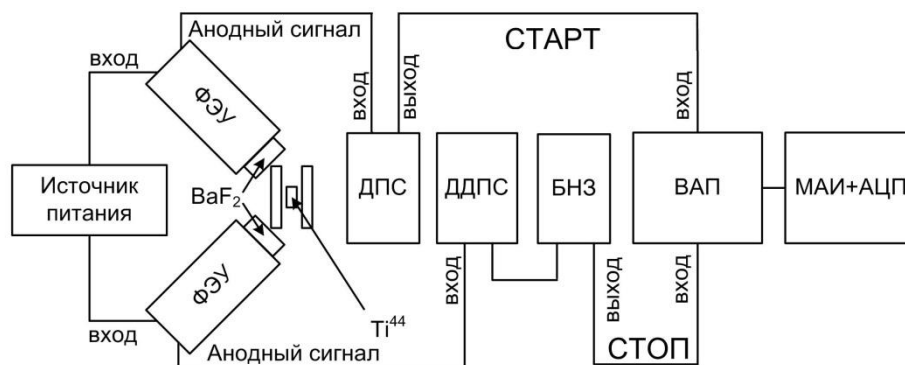


Рис. 1. Схема спектрометра для измерения времени жизни позитронов в материалах

В качестве источника позитронов применен радиоактивный изотоп  $^{44}\text{Ti}(\beta^+, \gamma)$  активностью 24,5 мкКи и максимальной энергией позитронов 1,467 МэВ [4]. В процессе  $\beta$ -распада  $^{44}\text{Ti}$ , практически одновременно с рождением позитрона испускается  $\gamma$ -квант с энергией 1,157 МэВ. Источник позитронов располагается между двумя образцами материала, образуя, так называемую, «сэндвич-геометрию». Основное преимущество этой геометрии в том, что позитроны эмитируемые источником непосредственно проникают в образец, что позволяет проводить измерения на воздухе. События, соответствующие появлению ядерного  $\gamma$ -кванта регистрируются детектором и являются сигналами «старт». После попадания в вещество, позитрон теряет кинетическую энергию в процессах упругого и неупругого рассеяния [5] и аннигилирует с электронным окружением вещества с образованием двух аннигиляционных  $\gamma$ -квантов с энергией 0,511 МэВ, один из которых регистрируется другим детектором и является сигналом «стоп». Регистрация  $\gamma$ -квантов осуществляется двумя сцинтилляционными детекторами на основе

сцинтилляторов  $\text{BaF}_2$  [6] и фотоэлектронных умножителей (ФЭУ).

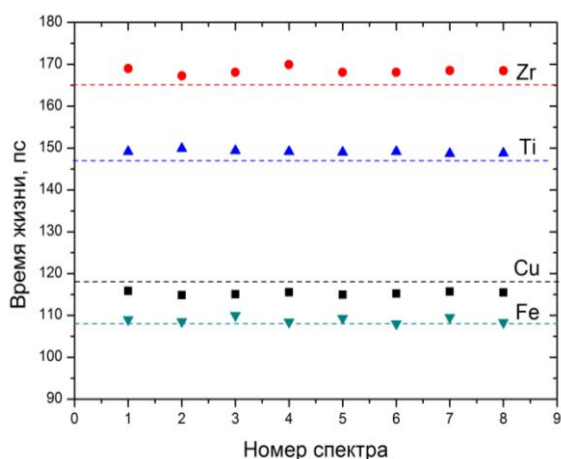
Питание детекторов, осуществляется двухканальным высоковольтным источником питания (ВИП). Импульсы с детекторов поступают на дискриминаторы, где осуществляется их амплитудная селекция и точная временная привязка к фронту. Сигнал с анода от детектора «старт» подается на ДПС, на котором установлен порог дискриминации таким образом, чтобы не захватывать область аннигиляционного пика 0,511 МэВ. С анода от детектора «стоп» импульсы передаются на дифференциальный дискриминатор. Пороги на нем устанавливаются так, чтобы произвести отбор импульсов, соответствующих аннигиляционным  $\gamma$ -квантам с энергией 0,511 МэВ.

С дискриминатора «старт» импульсы непосредственно подаются на стартовый вход ВАП. А с дискриминатора «стоп» импульсы через блок наносекундной задержки (БНЗ) подаются на стоповый вход ВАП. Таким образом осуществляется измерение промежутка времени между реперным (1,157 МэВ) и аннигиляционным (0,511 МэВ)  $\gamma$ -квантами.

Для апробации спектрометра была подготовлена серия калибровочных образцов железа, титана, циркония и меди. Скорость счета спектрометра составила примерно 220 отсчетов/сек. Для набора необходимой статистики (3-5 млн. событий) потребовалось около 6 часов на один спектр. Было набрано по 8 спектров для каждого материала.

Обработка и разложение спектров осуществлялась с помощью бесплатного программного обеспечения LT 9 [8].

При обработке, экспериментальный спектр раскладывался на 4 компоненты, имеющие различные значения времени жизни, соответствующие процессам аннигиляции позитронов: в мате-



**Рис. 2.** Результаты обработки экспериментальных спектров аннигиляции позитронов в железе, меди, титане и цирконии. Расчет теоретических значений (пунктирные линии) производился с использованием модели LDA (the local density approximation) описанной в [7]

риале ( $\tau_1$ ), в соли источника позитронов ( $\tau_2$ ), в титановой капсуле источника ( $\tau_3$ ), и аннигиляции долгоживущего ортопозитрония ( $\tau_4$ ). Экспериментальный спектр образцов титана ВТ1-0 раскладывался на 3 компоненты:  $\tau_1 + \tau_2$  (данные компоненты имеют одно значение времени жизни),  $\tau_3$  и  $\tau_4$ .

Экспериментальные и расчётные значения времени жизни позитронов в объеме материалов для калибровочных образцов (Fe, Ti, Zr, Cu) представлены на Рис.2.

Среднее рабочее разрешение спектрометра для данного источника позитронов составило 240 пс. Вклад источника составил 33-34 %. К компонентам источника были отнесены  $\tau_2$ ,  $\tau_3$  и  $\tau_4$ . В случае с титановыми образцами, вклад источника уменьшается до значения 6 %. Это можно объяснить тем, что материал капсулы источника, вносящей значительный вклад спектр времени жизни (>25%) в данном случае совпадает с материалом исследуемого образца, и разделить их во время обработки не представляется возможным. В остальном,

основные параметры коррелируют с результатами обработки образцов железа, циркония и меди.

#### Основные выводы

Разработанный в данной работе спектрометр времени жизни позитронов предназначен для исследования электронной и дефектной структуры материалов. Разрешение спектрометра составляет 240 пс. Данный спектрометр отличается от существующих аналогов простотой схемы спектрометрического тракта, что отражается в относительной простоте настройки спектрометра и низкой стоимости. Используемый в данной работе источник позитронов  $^{44}\text{Ti}$  имеет также ряд преимуществ по сравнению со стандартным  $^{22}\text{Na}$  [9]:

- высокий выход позитронов (около 98 %);
- большой срок службы источника, за счет большего периода полураспада (47,4 лет);
- большая энергия позитронов позволяет исследовать вещество на глубинах в 3 раза превышающих глубины проникновения позитронов  $^{22}\text{Na}$ ;
- повышенная механическая прочность источника за счет наличия защитной титановой капсулы.

Работа была выполнена по гос. заданию «Наука», тема No. 0.1146.2013.

#### Список литературы

1. R. Krause-Rehberg, H. S. Leipner, Positron Annihilation in Semiconductors, Springer, Heidelberg, 1999;
2. V.I. Grafutin, E. P. Prokop'ev, Positron annihilation spectroscopy in materials structure studies. Phys. Usp. 45 59–74, 2002;
3. D. A. Gedcke, W. J. McDonald, Design of the constant fraction of pulse height trigger for optimum time resolution. Nuclear Research Center, Physics Department, University of Alberta, Edmonton, Alberta, Canada. Nucl. Instr. and Meth. 58(2): 253, 1968;
4. R.A. Sharp, R.M. Diamond, A new titanium nuclide:  $\text{Ti}^{44}$ , Phys. Rev. 93, 358, 1954;
5. В.И. Беспалов, Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом. -изд.2-е, перераб. и доп. - Томск. - 368 с. - 2006;
6. M. Laval, M. Moszyński, R. Allemand, E. Cormoreche, P. Guinet, R. Odru, J. Vacher, Barium fluoride – Inorganic scintillator for subnanosecond timing. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 206, 1983;
7. R.M. Nieminen, Proceedings of the International School of Physics “Enrico Fermi”, Course CXXV, Ed. A. Dupasquier, A. P. Mills, IOS Press, Varenna, p. 4434
8. J.Kansy, Microcomputer program for analysis of positron annihilation lifetime spectra. Nucl. Instrum. Methods A, 374, 235-244, 1996;
9. O.R. Frisch, Induced radioactivity of fluorine and calcium, Nature 136, 220, Copenhagen Denmark, 1935.