

ФОРМИРОВАНИЕ УПОРЯДОЧЕННОГО ПОТОКА ПОЗИТРОНОВ

*И. Н. Мешков*¹

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Предлагается метод формирования непрерывного потока монохроматических позитронов с контролируемым временем прихода на мишень, не зависящим от момента старта, в ограниченном интервале времени. Такой упорядоченный поток позитронов позволяет создать экспериментальную установку для исследования структуры твердого тела методом позитронной аннигиляционной спектроскопии (ПАС) в его наиболее эффективном варианте — измерении времени жизни позитрона в исследуемом веществе. Одновременно, варьируя ускоряющий потенциал мишени, можно менять энергию позитронов на мишени и контролируемо менять глубину их проникновения в исследуемый образец. Таким образом, можно измерять с высоким разрешением распределение дефектов по глубине.

A method for forming a continuous flux of monochromatic positrons with a controlled time of arrival at the target, independent of the start time in a limited start time interval. Such an ordered positron flux (OPF) allows one to construct an experimental setup for studies of solid matter structure by positron annihilation spectroscopy (PAS) in its most efficient version — the Positron Annihilation Lifetime Spectroscopy (PALS). Simultaneously, by varying the potential of the target, one can control the energy of the positrons on the target and, accordingly, the depth of their penetration into the sample under study, measuring the distribution of defects in depth with high resolution.

PACS: 29.27.Fh; 29.27.-h; 61.72.Ff

В позитронной аннигиляционной спектроскопии наиболее информативным, а поэтому и наиболее привлекательным для применения, считается метод, основанный на измерении времени жизни позитрона в мишени — образце исследуемого материала (Positron Annihilation Lifetime Spectroscopy — PALS). Чаще всего в PALS используется позитронно-активный изотоп ^{22}Na , имеющий широкий, до 545 кэВ, спектр позитронов, испускаемых при распаде ядра ^{22}Na . Значительно эффективнее использовать в методе PALS поток монохроматических позитронов, который формируется в источниках с изотопом ^{22}Na и замедлителем — монохроматизатором. Наибольший выход медленных позитронов, около 1 % от полного числа распадов, достигается при использовании в качестве замедлителя твердого неона, который намораживается из газообразной фазы на фольгу закрытого радиоактивного источника, охлаждаемого до температуры 7–8 К.

Такой криогенный источник медленных монохроматических позитронов (КРИММП) разработан и используется на комплексе LEPTA (Low Energy Positron Toroidal Accumulator) [1, 2] в ОИЯИ. Характерная ширина (FWHM) спектра энергии позитронов из

¹E-mail: meshkov@jinr.ru

КРИММП составляет 2 эВ. Меняя положительный потенциал, на который «подвешен» корпус источника, можно варьировать среднюю энергию и отрицательный потенциал мишени с исследуемым образцом. Таким способом можно контролировать глубину пробега позитронов в образце и, измеряя время жизни позитронов на заданной глубине, определять распределение концентрации дефектов по глубине образца. При этом, правда, возникает проблема триггера, так как разброс значений интервала времени между испусканием «распадного» гамма-кванта и аннигиляцией позитрона в образце значительно превышает характерное время жизни позитрона в вакансии (порядка 100 пс).

В данной работе предлагается метод формирования упорядоченного потока позитронов (ФУПП) и измерения их времени жизни в образце с точностью порядка 30 пс. Предлагаемый метод является развитием известного способа группировки потока медленных позитронов [3, 4].

Первым активным элементом канала ФУПП (рис. 1) является промежуток с ВЧ-напряжением U_{RF} специальной формы, при пересечении которого позитроны ускоряются. На вход этого промежутка позитроны из КРИММП поступают по каналу 1 в некоторый случайный момент t_{inj} (инжекция). Среднее значение интервала времени между позитронами в потоке на входе $T_0 = (\dot{N}_{e^+})^{-1} \sim 1$ мкс.

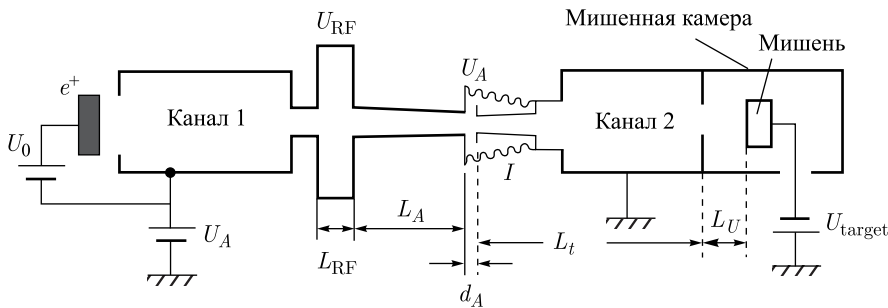


Рис. 1. Схема установки генерации упорядоченного потока позитронов: e^+ — криогенный источник медленных позитронов на основе изотопа ^{22}Na , каналы 1, 2 — участки канала транспортировки позитронов; $U_0 > 0$ — разность потенциалов между источником и каналом 1; $U_A > 0$ — разность потенциалов между каналами 1 и 2; L_{RF} — промежуток с ВЧ-напряжением U_{RF} специальной формы; L_A — 1-й дрейфовый промежуток канала ПАС; d_A — ускоряющий промежуток со статическим электрическим полем U_A ; $k \rightarrow I$ — проходной изолятор; L_t — 2-й дрейфовый промежуток канала ПАС; L_U — промежуток между входом в мишенную камеру и мишенью с исследуемым образцом; U_{target} — отрицательный потенциал мишени

После пролета ВЧ-промежутка позитрон ускоряется в статическом электрическом поле с разностью потенциалов U_A и затем пролетает участок канала длиной L_t до входа в камеру с исследуемым образцом, помещенным под отрицательный потенциал U_{target} . Временем пролета позитрона через промежуток $d_A \ll L_t$ можно пренебречь. Позитрон, входящий в промежуток U_{RF} в момент $t_{inj}^{(n)} = nT_0$, достигает мишени в максимальный по длительности из всех возможных промежутков времени Δt_{target} . Поэтому все остальные позитроны в интервале времени $\Delta t = T_0$ будут «догоняющими», а напряжение на ВЧ-промежутке должно быть ускоряющим, $eU_{RF} \geq 0$. Это справедливо для любых пози-

тронов любого n -интервала длительностью T_0 . С равным успехом можно выбрать начало отсчета t_{inj} , например, от середины интервала T_0 .

Для упрощения изложения ограничимся выбором отсчета времени инъекции позитрона $nT_0 \leq t_{\text{inj}} \leq (n+1)T_0$. Функцию $U_{\text{RF}}(t)$ находим из условия равенства значений Δt_{target} для позитронов с энергией E_0 ($\delta E = 0$) при любом значении t_{inj} из указанного выше интервала. Из условия независимости времени пролета позитрона от t_{inj} находим (методом последовательных приближений) функцию $U_{\text{RF}}(t_{\text{inj}})$:

$$U_{\text{RF}}(t_{\text{inj}}) = \left[\frac{1}{\left(1 - \sqrt{\frac{2E_0}{m} \frac{t_{\text{inj}} + \delta t_2}{L_A}}\right)} - 1 \right] \frac{E_0}{e},$$

$$\delta t_2 = L_t \left(\frac{1}{v_A(0, t_{\text{inj}})} - \frac{1}{v_A(0, 0)} \right),$$
(1)

где v_A — скорость позитрона на выходе ускоряющего промежутка U_A (см. рис. 1), $E_0 = eU_0$.

Пример функции $U_{\text{RF}}(t_{\text{inj}})$ для характерных параметров установки LEPTA приведен на рис. 2. Время пролета частицы с энергией $E_0 + \delta E$ до мишени найдем методом последовательных приближений из равенства

$$t_{\text{target}}(\delta E, t_{\text{inj}}) = t_{\text{inj}} + \frac{L_t}{v_A(\delta E, t_{\text{inj}})} + \frac{L_A}{v_{\text{RF}}^{(2)}(\delta E, t_{\text{inj}})},$$

$$v_{\text{RF}}^{(2)} = \sqrt{\frac{2}{m} \left(E_0 + \delta E + eU_{\text{RF}}^{(2)} \right)}.$$
(2)

Детали этих и ниже приведенных расчетов можно найти в работе [5].

Главной характеристикой упорядочивания потока позитронов является разность времени прихода на мишень позитронов, имеющих среднюю энергию E_0 при инъекции и

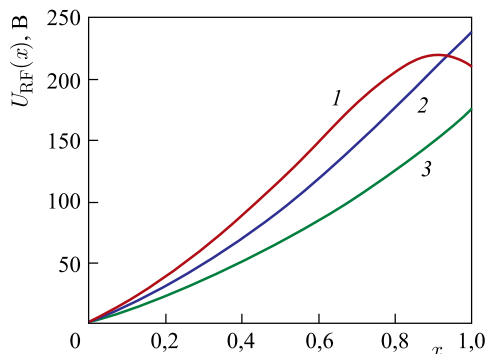


Рис. 2. Функция $U_{\text{RF}}(x)$ [В]: $T_0 = 10$ нс (частота 100 МГц), энергия позитронов $E_0 = 150$ эВ и $L_A = 20$ (1), 15 (2), 12 (3) см; здесь и далее $0 \leq x = t_{\text{inj}}/T_0 - n \leq 1$

Таблица параметров фурье-разложения функции $F_U(x)$ для первых пяти гармоник ($E_0 = 150$ эВ, $L_A = 12$ см, $A_0 = 213,76$ В)

n	A_n , В	φ_n , рад
1	85,44	$\pi + 0,265$
2	36,54	$\pi + 0,667$
3	21,43	$\pi + 0,978$
4	13,93	$\pi + 1,281$
5	9,23	$\pi + 1,556$

отличную от нее на некоторую величину δE : $\delta t_{\text{target}} = t_{\text{target}}(E_0, \delta E) - t_{\text{target}}(E_0, 0)$. Для КРИММП $\delta E = \pm 1$ эВ. Результаты оптимизации параметров (минимизация δt_{target}) дают $E_0 > 150$ эВ и $12 \leq L_A \leq 20$ см, $T_0 = 10$ нс [5].

Формирование импульсов U_{RF} возможно, вообще говоря, с помощью цифрового генератора. Однако при использовании импульсов высокой частоты (порядка 100 МГц в рассматриваемом случае) возникают существенные технические трудности. Поэтому проще выбрать задний фронт функции $U_{\text{RF}}(x)$ в виде линейного спада в интервале $0,9 \leq x \leq 1$ и сформировать такое «сглаженное» периодическое ВЧ-напряжение $F_U(x)$ с помощью суммы гармоник $A_n \sin(n\omega_0 t + \phi_n)$ напряжения частоты $\omega_0 = 2\pi/T_0$ (см. таблицу и рис. 3 и 4).

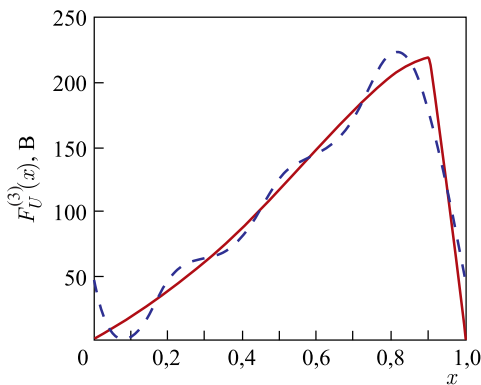


Рис. 3. Импульс напряжения на ускоряющем зазоре ВЧ-системы — исходный (сплошная кривая) и восстановленный по трем первым гармоникам (штриховая)

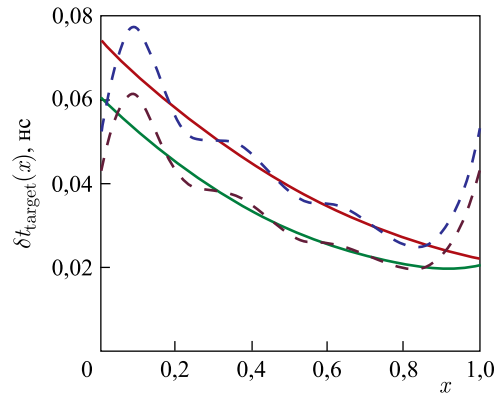


Рис. 4. Функции $\delta t_{\text{target}}(x)$, вычисленные по формуле (2) для функции (1) (сплошные кривые) и для функции $F_U(x)$ (штриховые); $E_0 = 150$ эВ, $L_A = 15$ (верхняя пара кривых) и 12 см (нижняя пара)

Детали конструкции ВЧ-системы и организации сигналов «старт» и «стоп» обсуждаются в работе [6].

Автор выражает благодарность А. Г. Кобецу, В. В. Кобецу и П. Хородеку за полезные обсуждения, позволившие уточнить существенные детали предлагаемого метода, и Т. А. Степановой за подготовку рукописи к публикации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Horodek P., Kobets A. G., Meshkov I. N., Sidorin A. A., Orlov O. S. Slow Positron Beam at JINR, Dubna // *Nucleonica*. 2015. V. 60, No. 4. P. 725.
2. Horodek P., Bugdol M., Kobets A. G., Meshkov I. N., Orlov O. S., Rudakov A. Yu., Sidorin A. A., Yakovenko S. L. Development of Positron Annihilation Spectroscopy at the LEPTA Facility // *Phys. Part. Nucl.* 2014. V. 11. P. 708.
3. Suzuki R. et al. An Intense Pulsed Positron Beam // *Hyperfine Interact.* 1994. V. 84. P. 345.

4. *O'Rourke B. E.* Production and Applications of Intense Pulsed, Slow Positron Beams // Proc. of Defects and Diffusion Forum, Switzerland, 2012. V. 331. P. 75; www.scientific.net.
5. *Мешков И. Н.* Формирование упорядоченного потока позитронов. Препринт ОИЯИ Р13-2017-49. Дубна, 2017. 11 с.
6. *Кобец А. Г., Кобец В. В., Мешков И. Н., Орлов О. С., Сидорин А. А., Семек К., Хородек П.* Измерение времени жизни позитрона в веществе // Тр. XII Междунар. науч. семинара памяти В. П. Саранцева, Алушта, Крым, Россия, 2017.