$$I_6 = \int_0^m \frac{\omega_1\,\omega_2^3}{(2m-\omega_1(1-\bar{n}_1\cdot\bar{n}_2))\,\omega_3^2} f(\omega_1)\, f(\omega_2)\, d\omega_1,$$

$f(\omega)$ — вероятность регистрации отдельным детектором фотона с энергией ω, ω_2 и ω_3 в (7) определяются геометрией эксперимента и энергией первого γ-кванта:

$$\omega_2 = \frac{2m\,(m-\omega_1)}{2m-\omega_1\,(1-\bar{n}_1\cdot\bar{n}_2)},$$

$$\omega_3 = \frac{2m^2-2m\,\omega_1\,(1-\bar{n}_1\cdot\bar{n}_2)+\omega_1^2\,(1-\bar{n}_1\cdot\bar{n}_2)}{2m-\omega_1\,(1-\bar{n}_1\cdot\bar{n})}.$$

Приведем также вклад 3γ-аннигиляции в скорость счета при регистрации распадов одним детектором:

$$\sigma = \frac{|M|^2}{(2\pi)^5\, 192\, m^2\, v}\,\Delta\Omega,$$

где $|M|^2$ определено выражением (3), в котором $F(\bar{a},\bar{b})$ заменено на $F_3(\bar{a},\bar{b})$: $F_3(\bar{a},\bar{b}) = \int F_2(\bar{a},\bar{b})\, d^2n_2$.

Отметим, что экспериментальное наблюдение явления наиболее удобно проводить в полях от 0,02 до 2 Тл. В более слабых полях период биений меньше времени жизни ортопозитрония. Сильные поля требуют применения аппаратуры с высоким временным разрешением.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барышевский В. Г.— Докл. АН БССР, 1976, т. 20, с. 212.
2. Барышевский В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред.— Минск, 1976.
3. Барышевский В. Г., Турко А. Н.— Весці АН БССР. Сер. фіз. мат. навук, 1978, № 5, с. 128.
4. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика.— М., 1980.
5. Гольданский В. И. Физическая химия позитрона и позитрония.— М., 1968.
6. Drisco R. M.— Phys. Rev. 1956, v. 102, p. 1542.
7. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика.— М., 1969.

УДК 681.3

В. Е. ЯМНЫЙ, НГУЕН ДАНГ КУАНГ

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ АБСОРБЦИИ КОНДЕНСАТОРОВ

В аналоговых запоминающих устройствах, интеграторах, амплитудно-временных преобразователях возникает специфическая ошибка, связанная с абсорбцией диэлектрика конденсатора. В этих устройствах эквивалентную схему конденсатора следует представлять, как показано на рис. 1 [1]. Из схемы видно, что при малом времени заряда напряжение на конденсаторе C_0 установится полностью, а конденсаторы C_1, C_2 и C_3 зарядятся только частично, поэтому при отключении цепи заряда напряжение на конденсаторах C_1, C_2, C_3 будет увеличиваться, а на C_0 упадет. Напряжение на конденсаторе C_0 в зависимости от типа диэлектрика меняется в пределах от нуля до единиц процентов, что приводит к большим погрешностям работы указанных устройств.

Настоящая работа посвящена экспериментальному определению составляющих эквивалентной схемы рис. 1, для которой обычно выбирают [1]: $R_1C_1 = 0{,}1R_2C_2 = 0{,}01R_3C_3 = 10^{1-v} R_vC_v = \tau_1$. Величина τ_1 может быть произвольной. Как правило, диапазон времен (отношение времени хранения ко времени выборки), в которых работает аналоговая память, составляет 10—100, поэтому достаточно ограничиться $v=3$, чтобы учесть поведение реального конденсатора в электрической схеме. Возможности экспериментальной установки не позволили исследовать конденсаторы при $\tau < 45$ мкс. Следует отметить, что параметры эквивалентной схемы конденсатора при временах заряда/разряда менее 0,02 с в литературе отсутствуют.

Как показано ниже, при определенных условиях эксперимента удается непосредственно рассчитать любую составляющую эквивалентной схемы, используя лишь одно измерение.

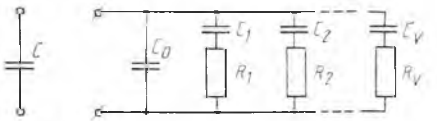

Рис. 1. Эквивалентная схема конденсатора с учетом диэлектрической абсорбции

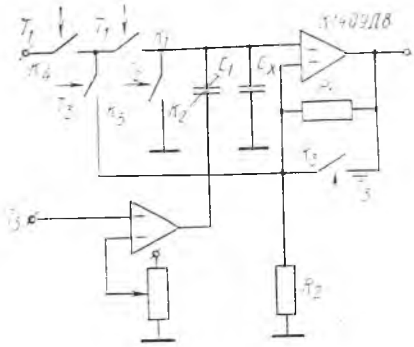

Рис. 2. Принципиальная схема экспериментальной установки

Допустим, что исследуемый конденсатор C заряжается до напряжения U_0 в течение времени T_{1n}, а затем разряжается за время T_{2n}. Так как внутреннее сопротивление ключа мало, в конце заряда напряжение на конденсаторе C_0 будет равно U_0, а в конце разряда — нулю. Напряжение на конденсаторе C_m за время T_{1n}:

$$U_m = U_0\left(1 - e^{-T_{1n}/\tau_m}\right),$$

где $\tau_m = C_m R_m$.

За время разряда T_{2n} напряжение на конденсаторе C_m уменьшится до величины

$$U_m' = U_m e^{-T_{2n}/\tau_m},$$

что соответствует остаточному заряду на конденсаторе C_m:

$$q_m = C_m U_m'.$$

После отключения от конденсатора C ключей заряда и разряда на нем установится напряжение

$$U_n = \frac{\sum\limits_m q_m}{C} = \frac{U_0}{C}\sum_{m=1}^{v} C_m\left(1 - e^{-T_{1n}/\tau_m}\right)e^{-T_{2n}/\tau_m}. \qquad (1)$$

Измеряя напряжение U_n для различных T_{1n}, T_{2n} $(n=\overline{1,\,v})$, по (1) можно составить v уравнений с v неизвестными $C_1, C_2 \ldots C_v$:

$$\begin{cases} C\dfrac{U_1}{U_0} = \sum\limits_{m=1}^{v} C_m\left(1 - e^{-T_{11}/\tau_m}\right)e^{-T_{21}/\tau_m}, \\ C\dfrac{U_2}{U_0} = \sum\limits_{m=1}^{v} C_m\left(1 - e^{-T_{12}/\tau_m}\right)e^{-T_{22}/\tau_m}, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ C\dfrac{U_v}{U_0} = \sum\limits_{m=1}^{v} C_m\left(1 - e^{-T_{1v}/\tau_m}\right)e^{-T_{2v}/\tau_m}. \end{cases} \qquad (2)$$

Полученная система уравнений позволяет рассчитать параметры эквивалентной схемы (см. рис. 1) по экспериментальным данным с любым v, однако, как указано выше, можно ограничиться $n=v=3$. Если выбрать $T_{1n}=T_{2n}=t_n$, а $t_{n+1}=10t_n$, то система уравнений (2) упрощается:

$$\frac{U_1}{U_0}C = C_1(1-e^{-k})\,e^{-k} + C_2(1-e^{-k/10})\,e^{-k/10} + C_3(1-e^{-k/100})\,e^{-k/100}, \quad (3а)$$

$$\frac{U_2}{U_0}C = C_1(1-e^{-10k})\,e^{-10k} + C_2(1-e^{-k})\,e^{-k} + C_3(1-e^{-k/10})\,e^{-k/10}, \quad (3б)$$

$$\frac{U_3}{U_0}C = C_1(1-e^{-100k})\,e^{-100k} + C_2(1-e^{-10k})\,e^{-10k} + C_3(1-e^{-k})\,e^{-k}, \quad (3в)$$

где $k = t_m/\tau_m$, $m = 1, 2, 3$.

Как известно, функция $f(x) = (1-e^x)e^x$ при $x<0$ достигает максимума в точке $x = -ln2$ или $e^x = 0{,}5$, тогда $f(-\ln 2) = 0{,}25$.

Выберем t_m и τ_m такими, чтобы $k = \ln 2$, тогда в (3а) можно пренебречь составляющими, содержащими C_2, C_3, в (3б) — составляющими, содержащими C_1 и C_3, а в (3в) пренебрегаем составляющими, содержащими C_1 и C_2. Тогда получим:

$$C_1 \approx 4\frac{U_1}{U_0}C, \quad C_2 \approx 4\frac{U_2}{U_0}C, \quad C_3 \approx 4\frac{U_3}{U_0}C.$$

Для измерения U_1, U_2, U_3 была собрана схема (рис. 2). Ключи управлялись от электронного таймера, который позволял формировать последовательность периодических сигналов для заряда / разряда конденсатора и паузы (T_{1i} — заряд, T_{2i} — разряд, T_{3i} — пауза). В конце паузы T_{3i} осциллографом С1-70 измерялось напряжение U_i. Повышение чувствительности достигалось компенсацией заряда переключения ключей с помощью конденсатора C_1. Для уменьшения перегрузки усилителя резистор обратной связи во время заряда/разряда шунтировался ключом K_3. Применение T-образного ключа K_1, K_4, K_5 (микросхема 590КН2) позволило уменьшить влияние источника U_0 на величину U_i во время паузы.

Результаты экспериментальных исследований и расчетов сведены в таблицу, причем $t_1 = 30$ мкс, $t_2 = 300$ мкс, $t_3 = 3$ мс, $\tau_1 = 45$ мкс, $\tau_2 = 450$ мкс, $\tau_3 = 4{,}5$ мс, $U_0 = 5$ В. Приведенные в таблице параметры средние по серии для 10 конденсаторов.

Тип диэлектрика конденсатора	C_0	C_1, пФ	C_2, пФ	C_3, пФ	$\eta = \frac{\bar{C}_i}{C_0}\cdot 10^2$
Н90	10н	88	108	124	1
	6н8	62	42	48	0,3
	15н	140	120	120	0,8
Н30	6н8	100	100	112	1,5
	4н7	24	76	80	1,7
К40У-9	15н	48	68	68	0,4
	47н	363	292	256	0,6
	150н	$11\cdot10^3$	1200	1100	2,9
5Н90	33н	180	308	360	0,9
6Н90	150н	$10\cdot10^3$	3800	4800	4,2
М47	1н2	4	4	4	0,3
ПМ-1	2н	6	8	6	0,3
К40 П-2Б	10н	80	72	60	0,7
ФТ-1	3н9	0	0	0	0

Как и следовало ожидать, диэлектрическая абсорбция отсутствовала для конденсаторов с фторопластовой изоляцией. Однако из-за большой стоимости последних при погрешностях 0,3—0,5 % можно применять конденсаторы типа К4ОУ-9, М47, ПМ-1. Увеличение номинального значения конденсаторов практически не изменяло соотношений C_1/C_0, C_2/C_0, C_3/C_0. В первом приближении можно считать величину конденсатора C_i постоянной, независимо от i, что отражено в последней колонке таблицы коэффициентом η. Этот коэффициент позволяет оценить достижимую погрешность работы аналогового запоминающего устройства для различных типов применяемых конденсаторов.

Следует отметить резкое увеличение диэлектрической абсорбции для больших номиналов конденсаторов 6Н90, К40У-9 при малых временах заряда/разряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kalevi Hyyppa — IEEE Transactions of instrumentation and measurement, 1972, № 2.

УДК 539.186

А. Ф. КОМАРОВ

ДЕКАНАЛИРОВАНИЕ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОЛСТЫХ КРИСТАЛЛАХ ПРИ АКСИАЛЬНОМ КАНАЛИРОВАНИИ

В связи с обнаружением интенсивного квазимонохроматического спонтанного γ-излучения, предсказанного ранее [1], которое генерируется каналированными релятивистскими лептонами, возникла необходимость выполнить детальное рассмотрение деканалирования частиц по глубине кристалла.

Это объясняется тем, что интенсивность спонтанного излучения при каналировании [1] пропорциональна $z^2\chi_{1/2}$, где z — порядковый номер элемента мишени, а $\chi_{1/2}$ — длина деканалирования.

Данное излучение является весьма интересным с точки зрения его спектрально-угловых характеристик и возможности перестройки частотного распределения за счет изменения энергии частиц, сорта кристалла, начального угла влета пучка частиц в канал, типа канала, а также температуры кристалла.

Практический интерес представляет знание функции деканалирования, т. е. доли частиц, оставшихся в данном канале на данной глубине.

Для расчета функции деканалирования численно решается полученное в работе [2] кинетическое уравнение типа Фоккера-Планка для функции распределения ультрарелятивистских электронов в аксиальных каналах $f(\varepsilon, \mu, z)$, где ε — поперечная энергия частиц, μ — их угловой момент относительно атомной цепочки, z — глубина проникновения частиц в кристалл.

Для случая аксиального каналирования электронов уравнение имеет вид:

$$\frac{\partial f}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial \varepsilon}\left(\left\langle \frac{\overline{\Delta\varepsilon^2}}{2\Delta z}\right\rangle T \frac{\partial}{\partial \varepsilon}\frac{f}{T}\right) + \frac{\partial}{\partial \varepsilon}\left(\left\langle \frac{\overline{\Delta\varepsilon\,\Delta\mu}}{2\Delta z}\right\rangle T \frac{\partial}{\partial \mu}\frac{f}{T}\right) + \frac{\partial}{\partial \mu}\left(\left\langle \frac{\overline{\Delta\mu\,\Delta\varepsilon}}{2\Delta z}\right\rangle T \frac{\partial}{\partial \varepsilon}\frac{f}{T}\right) + \frac{\partial}{\partial \mu}\left(\left\langle \frac{\overline{\Delta\mu^2}}{2\Delta z}\right\rangle T \frac{\partial}{\partial \mu}\frac{f}{T}\right), \qquad (1)$$

где T — период поперечного движения электрона в поле атомной цепочки, а угловые скобки $<\ldots>$ означают усреднение по периоду T.

Диффузионные коэффициенты в (1) выражаются через среднеквадратичный угол многократного рассеяния $\overline{\Delta\theta^2}$. При численном решении уравнения (1) учитывалось многократное рассеяние на электронах и тепловых колебаниях ядер кристалла.

Электронное рассеяние полагалось пропорциональным электронной плотности в канале $(\overline{\Delta\theta^2})_e \sim n(r)$. Для ядерного коэффициента исполь-