

## Глава 7. Измерение параметров, мониторинг и дозиметрия НЭП

### 7.1. Общие положения

Обычно параметры наносекундного электронного пучка (НЭП) измеряются непосредственно электрическим способом - ускоряющее напряжение (энергию электронов при предположении мгновенной моноэнергетичности НЭП) емкостными или омическими делителями напряжения [7.1], а плотность тока на аноде - секционированным цилиндром Фарадея [7.2,7.3].

К недостаткам электрического способа можно отнести:

- 1) необходимость электрического контакта с катодом при использовании омического делителя напряжения и при измерениях в подводящих линиях, погрешность за счет  $Ldi/dt$  - составляющей;
- 2) нахождение датчика под воздействием НЭП, что приводит к неоднозначной интерпретации результатов при измерении плотности тока и напряжения в вакуумной линии из-за вторичных эффектов;
- 3) необходимость абсолютной калибровки делителей напряжения, что из-за их высокого коэффициента деления представляет собой нетривиальную задачу;
- 4) низкую помехозащищенность вследствие электрического контакта с генератором НЭП.

Кроме того, для измерения энергии электронов применяют спектрометры (магнитные с полукруговой фокусировкой [7.4] и зарядовые [7.5]), а геометрические размеры пучка оценивают по тепловому воздействию НЭП на материал анода и по распределению плотности поглощенной дозы в тонких полимерных пленках [7.3]. Заметим, что оба типа спектрометров конструктивно сложны, не позволяют производить оперативные измерения (так как устанавливаются вместо мишени) и времязависимые измерения очень трудоемки.

Главной целью данной работы была проверка возможностей существующих радиационных диагностик и создание новых, если имеющиеся не позволяют измерить требуемые значения параметров НЭП. При этом основное внимание уделялось методикам по технологическому контролю параметров НУЭ без прекращения выполнения основной задачи ускорителя. Поэтому еще одна задача состояла в поиске простого и дешевого в реализации способа измерения параметров НЭП для частотных ускорителей электронов с энергией 0,2-1 МэВ, позволяющей проверить показания электрических датчиков.

## 7.2. Рентгеновская диагностика наносекундного электронного пучка

Все описанные выше недостатки стимулировали развитие рентгеновской диагностики параметров НЭП. В работе [7.6] предложена методика восстановления ускоряющего напряжения посредством измерения мощности дозы тормозного излучения (ТИ) НЭП и расчета из эмпирической формулы, связывающей дозу  $D$  (или мощность дозы - при измерениях во времени) ТИ на оси на расстоянии 1 м от мишени с ускоряющим напряжением  $U$  и током  $I$  НЭП.

$$D = 1,2 \cdot 10^3 \cdot U \cdot I \cdot (z/74) t_{0,89}, \quad (7.1)$$

где  $z$  - атомный номер материала мишени,  $t_{0,89}$  - длительность импульса тока на уровне 0,89 (при измерениях во времени не требуется).

В работе [7.7] энергия электронов оценивалась способом фильтров по отношению показаний двух детекторов расположенных за фильтрами различной толщины, и затем расчетом по эмпирическим формулам.

К недостаткам описанных рентгеновских диагностик для измерения энергии электронов можно отнести:

- 1) необходимость абсолютных измерений мощности дозы ТИ и тока НЭП, падающего на мишень (правда, с минимальными требованиями по точности);
- 2) необходимость защиты детектора от рассеянного излучения и излучения от конструкции ускорителя;
- 3) зависимость показаний от толщины и материала фильтров, энергии электронов, поскольку измерения проводятся в области энергии квантов, где преобладает Комптон-эффект (0.2-3 МэВ).

Перечисленных недостатков можно во многом избежать, если напряжение измерять предложенным мной способом фильтров в геометрии узкого пучка [7.8].

Способ фильтров сводится к определению сечения ослабления ТИ в материале фильтров, а следовательно, к определению эффективной энергии ТИ, составляющей половину энергии электронов в диапазоне до 10 МэВ [7.9]. Проведение измерений в геометрии узкого пучка позволяет не учитывать рассеянное излучение даже при энергиях ТИ, где существен Комптон-эффект, и использовать уравнение:

$$D_0 / D_i = \exp(\mu(E_\gamma) \cdot X), \quad (7.2)$$

где  $D_i$  - поглощенная доза за фильтром толщиной  $X_i$ ;  $D_0$  - доза без фильтра;  $\mu(E_\gamma)$  - сечение ослабления ТИ в материале фильтра.

Геометрия узкого пучка создается специальными коллиматорами, которые устанавливаются до фильтров и после них перед детекторами и должны отвечать условиям.

$$K(E_\gamma, z, X) \geq 10, \quad d/X \leq 10, \quad (7.3)$$

где  $K(E_\gamma, z, X)$  - кратность ослабления коллиматором толщиной  $X$  из материала с атомным номером  $z$  квантов ТИ с энергией  $E_\gamma$  (эффективной энергией ТИ) в геометрии широкого пучка,  $d$  – диаметр отверстий в коллиматорах.

Условия (7.3) позволяют проводить измерение так, что вклад в показания детекторов за счет рассеянного излучения и от квантов, падающих на фильтры не перпендикулярно, меньше погрешности измерений (~15%). Для учета неравномерности поля ТИ детекторы необходимо устанавливать как после фильтров, так и до них, причем до фильтров можно, для упрощения, устанавливать дозиметры.

Эффективная энергия квантов находится решением уравнения (7.2) относительно сечения ослабления  $\mu(E_\gamma)$  для каждого момента времени, а табличные значения сечения ослабления от энергии квантов [7.9] можно для медных фильтров аппроксимировать (для энергий более 0,2 МэВ):

$$\mu(E_\gamma) = 0,249 E_\gamma^{-2,15}. \quad (7.4)$$

Таким образом, ускоряющее напряжение определяется по формуле

$$U = 2 * (0,249 * X_i / (\ln(D_0 / D_i))). \quad (7.5)$$

Относительные погрешности функций приближенных аргументов по [7.10] можно представить для выражений (7.5) и (7.1) в виде, соответственно:

$$\delta_1 = 0,354 (\delta_D + \delta_I); \quad (7.6)$$

$$\delta_2 = 0,465 (\delta_x + (\delta_{D_i} + \delta_{D_0}) / \ln(D_0 / D_i)); \quad (7.7)$$

где  $\delta_x, \delta_{D_i}, \delta_I$  - относительные погрешности измерения дозы (обычно 25%), толщины фильтра (0,1%) и тока НЭП (15%) соответственно.

Расчеты по формулам (7.6) и (7.7) показывают, что погрешности расчета составят 16 и 20% соответственно. Следовательно, оба способа близки по точности и могут использоваться для взаимопроверки.

Описанные рентгеновские диагностики параметров НЭП впервые проверялись на генераторе ВИРА-1,5М [7.8]. На рис. 7.1 приведены напряжения с емкостного делителя и найденное по формуле (7.1), на рис.7.1б – напряжения с емкостного делителя и найденное способом фильтров в геометрии узкого пучка.

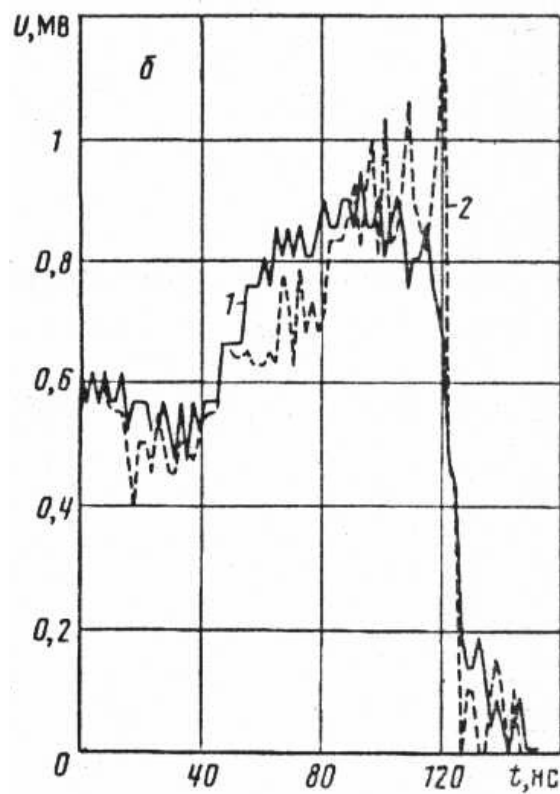
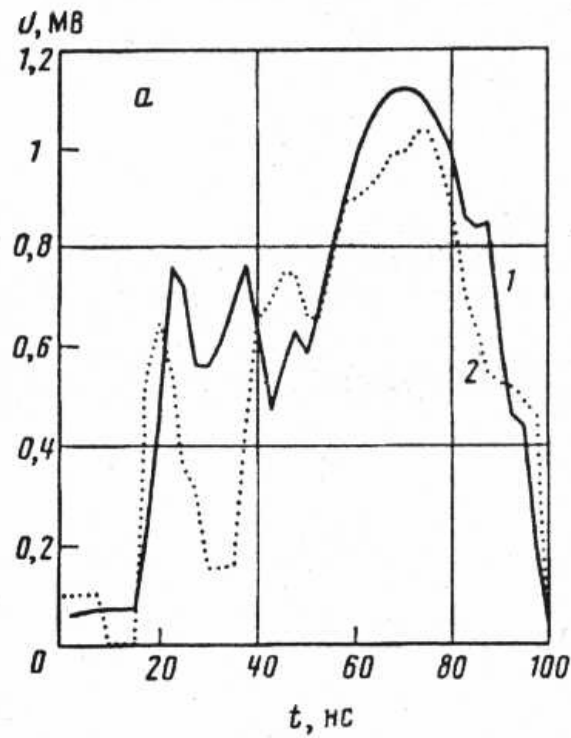


Рис. 7.1 Осциллограмма напряжения с емкостного делителя -1 и напряжение, найденное по формуле (7.1) – 2 (а), и напряжения с емкостного делителя -1 и напряжение, найденное способом фильтров в геометрии узкого пучка -2 (б)

Для измерений методом фильтров изготовлена двухканальная ячейка, состоящая из двух свинцовых коллиматоров толщиной 50 мм каждый с отверстиями диаметром 5 мм и медного фильтра толщиной 10 мм (рис. 7.3).

На ускорителе УРТ-0,5 описанные рентгеновские диагностики применялись для контроля электрических датчиков. Для измерения формы импульса ТИ использовался полупроводниковый детектор СКД1-02 (см. раздел 7.4), устанавливавшийся на расстоянии 30 мм от анода. Анод состоял из танталовой фольги и алюминиевого листа, толщиной 0,1 и 1 мм соответственно. Результаты расчета по формуле (7.1) показывают хорошее соответствие формы и амплитуды с измеренным с помощью емкостного делителя напряжением (рис. 7.2). Отличия в формах импульсов напряжений связаны тем, что рентгеновская диагностика реализуется только при наличии пучка электронов (и соответственно ТИ), что приводит к погрешности на переднем фронте импульса. Экспериментальная проверка показала конкурентоспособность предлагаемых способов определения энергии электронов НЭП и возможность их применения для проверки электрических датчиков. Разработанного метода измерения энергии электронов в геометрии узкого пучка можно отнести полную независимость, высокую помехозащищенность и то, что энергия электронов получается в абсолютных единицах, а к недостаткам некоторую сложность реализации.

Преимуществом рентгеновских диагностик является то, что они позволяют независимо контролировать появление тока пучка НЭП, что важно при исследовании эмиссии электронов (см. главы 2 и 3) по тормозному излучению.

Недостатки их состоят в необходимости изготовления специальных приспособлений и преобразования электронного пучка в ТИ, что исключает возможность мониторинга параметров НУЭ в рабочем режиме.

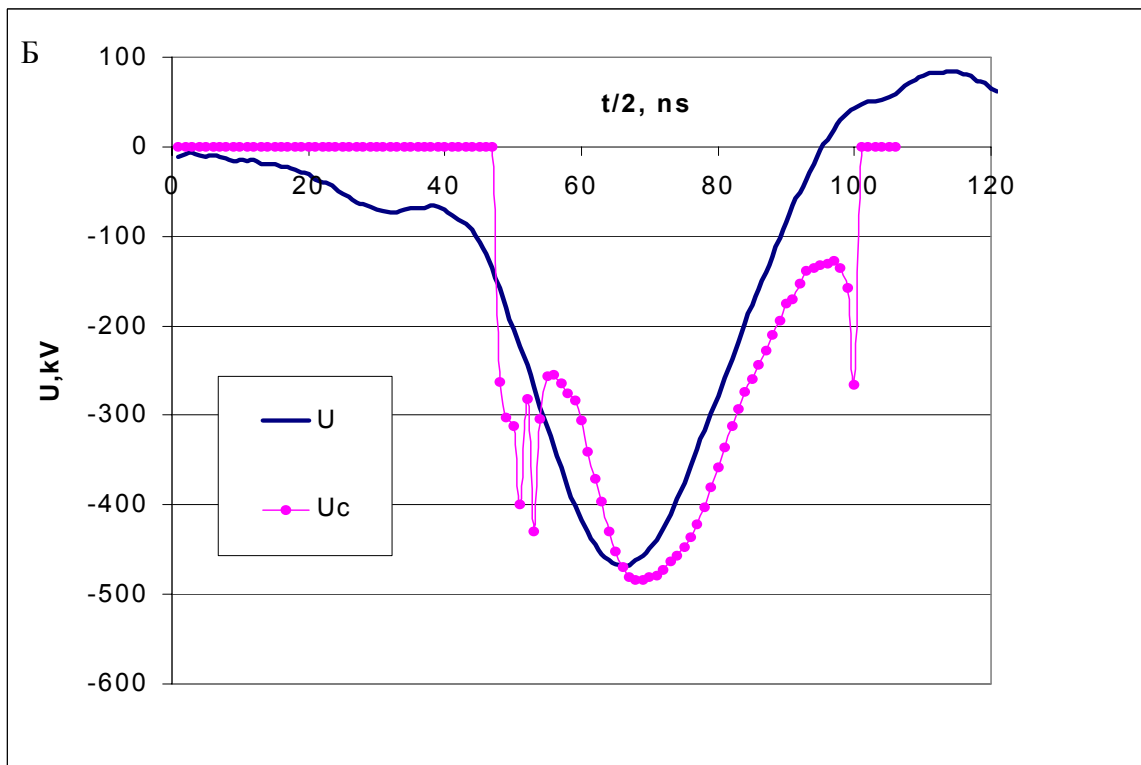
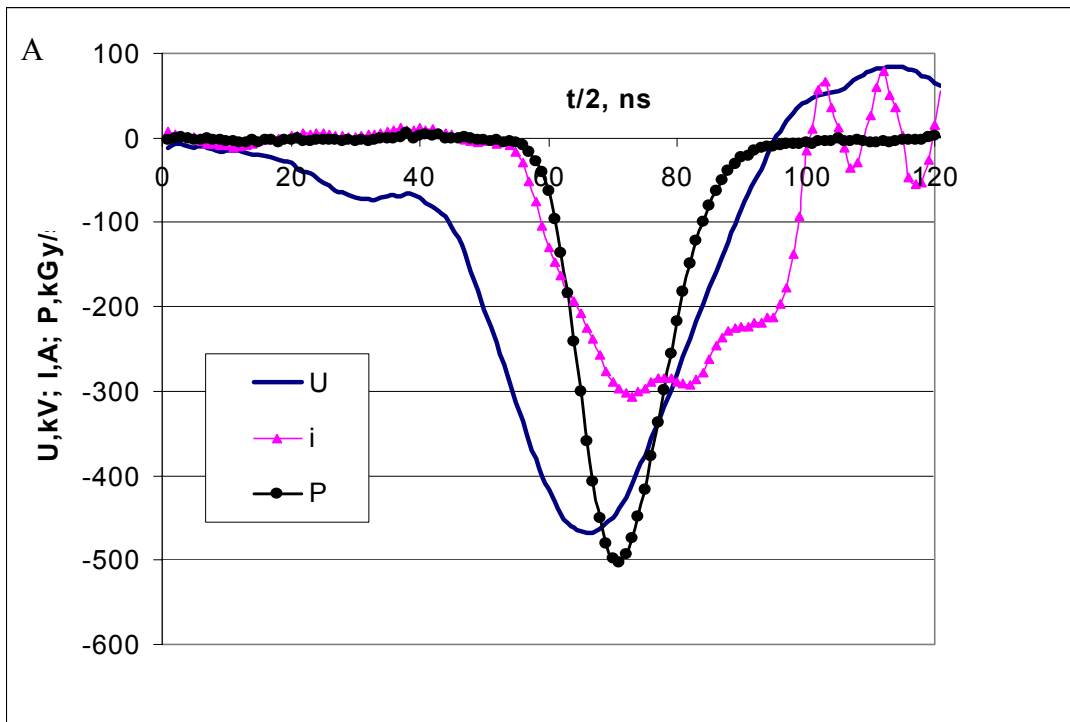


Рис. 7.2. Осциллограммы тока пучка, напряжения на вакуумном диоде и тормозного излучения при  $d=47$  мм (МК катод № П1-1) (А) и измеренное и рассчитанное по формуле (7.1) напряжения (Б) для режима, представленного рис. 7.2.А

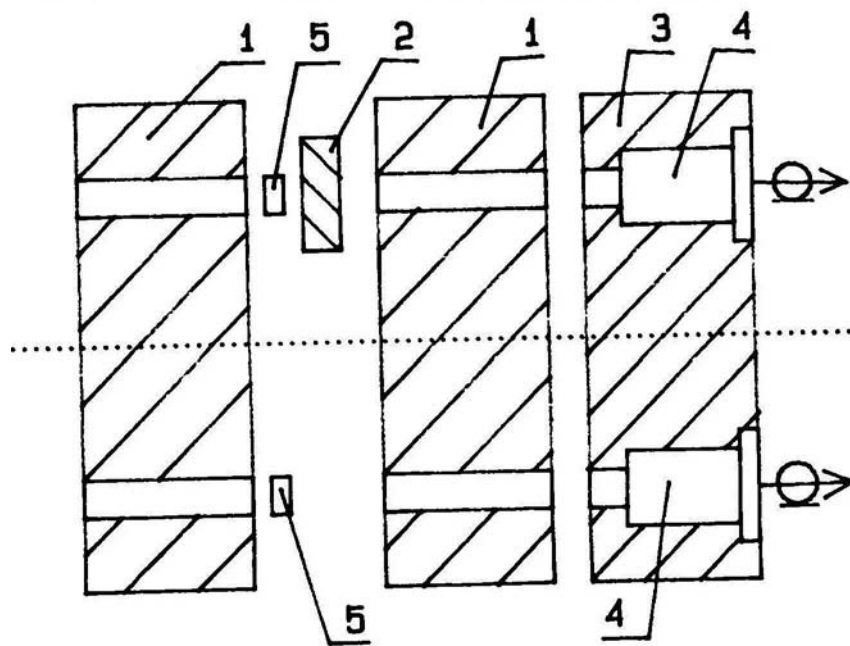


Рис. 7.3. Схема двухканальной ячейки со свинцовыми коллиматорами:  
 1 - коллиматоры, 2 - фильтр, 3 - защита, 4 - pin-диоды, 5 -  
 детекторы

### 7.3. Измерение энергии электронов методом фильтров

За основу было принято измерение эффективной энергии электронов  $E_e$  способом фильтров (рис. 7.4.). В качестве детекторов применяли тонкие полимерные пленки, так как плотность тока на аноде частотных ускорителей обычно невелика ( $0,1-10 \text{ A/cm}^2$ ), что позволяет избежать разрушения детектора НЭП и ограничить влияние на оптическую плотность пленок объемного заряда, создаваемого НЭП в диэлектрике, погрешностью измерений. Пленочными дозиметрами можно одновременно измерять не только энергию, но и распределение НЭП по поверхности (отпечаток пучка).

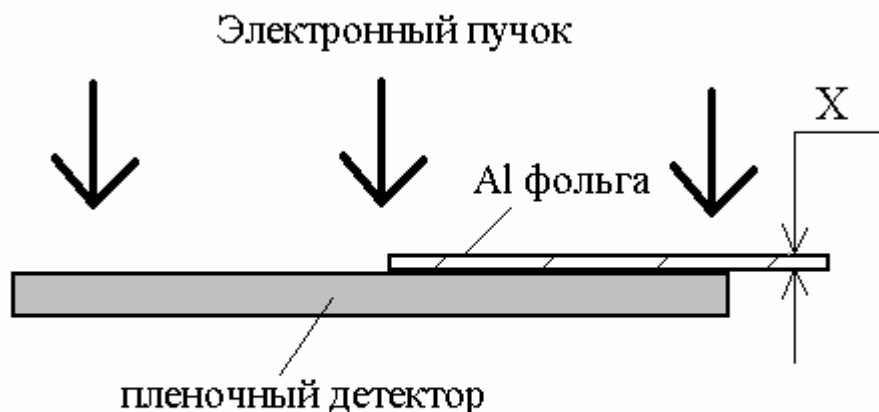


Рис. 7.4. Геометрия облучения при методе фильтров

При использовании в качестве фильтра алюминиевой фольги ослабление быстрых электронов в материале мишени толщиной  $x$  ( $\text{г/см}^2$ ) можно описать выражением [7.11]:

$$N_x / N_0 = \exp(-a \cdot x), \quad (7.8)$$

где  $N_0$ ,  $N_x$  - потоки электронов до мишени и на глубине  $x$  ( $\text{г/см}^2$ ),  $a = 15,5 E_e^{-1,41}$ , при допущении, что  $E_e$  - граничная энергия  $\beta$ -спектра (МэВ). Допущение, что вместо моноэнергетичных электронов берется  $\beta$ -спектр, вполне обоснованно, так как, во-первых, из-за формы ускоряющего напряжения, близкой к “колокольчику”, спектр электронов будет содержать существенную низкоэнергетическую компоненту, а во-вторых, он еще более размоется при прохождении фольги. Тогда эффективную энергию электронов можно найти из соотношения

$$E_e = \exp \left\{ \ln \left[ \left( \ln (D_0/D_1) / x \right) / 15,5 \right] / -1,41 \right\}, \quad (7.9)$$

где  $D_0$ ,  $D_1$  - поглощенные дозы до мишени и после нее.

Среднюю плотность тока электронов ( $j$ ,  $\text{А/см}^2$ ) за фольгой можно найти из измеренной поглощенной дозы  $D_0$  (Мрад) с учетом найденной  $E_e$  по формуле, полученной из соотношения для расчета дозы от электронов [7.11]:



$$j = 10^{-11} * D_0 / t_{\text{имп}} * (-dE/dx)_{\text{ион}}, \quad (7.10)$$

где  $t_{\text{имп}}$  - длительность импульса на полувысоте (сек);  $(-dE/dx)_{\text{ион}}$  - линейные ионизационные потери (МэВ\*см<sup>2</sup>/(г\*частицу)).

Исходя из найденной плотности тока (рис. 7.5) и площади отпечатка пучка на детекторе можно оценить полный ток пучка  $I_{\text{по}}$ , выведенного в атмосферу, а также с помощью (7.2), зная толщину выходной фольги вакуумного диода, ток внутри вакуумного диода  $I_{\text{п1}}$ .

Способ проверялся на частотном наносекундном ускорителе электронов УРТ-0,2 [7.12]. Поглощенную дозу электронного пучка на выходе ускорителя измеряли с помощью дозиметрических пленок типа ЦДП -2-Ф2 [7.13]. Детекторы устанавливались в 40 мм от выходной фольги, геометрия измерений показана на рис.7.5. Для одного из измерений использовался детектор с размером, позволяющим получить полный отпечаток пучка. Для каждого измерения подавалось 1500 импульсов с частотой  $f=50$  Гц. Результаты измерений для катода с размерами  $200*20$  мм<sup>2</sup> и расчета по формулам (7.9), (7.10), а также измеренные значения напряжения на вакуумном диоде  $U_2$  с помощью омического делителя напряжения приведены в табл. 1.1 (см. главу 1, [7]). Полный ток пучка  $I_{\text{по}}$ , выведенный в атмосферу, и ток внутри вакуумного диода  $I_{\text{п1}}$  (при толщине выходной фольги  $x=50$  мкм и площади автографа пучка на детекторе  $30*220$  мм<sup>2</sup>)  $I_{\text{по}} = 20,5$  А,  $I_{\text{п1}} = 236$ А соответственно.

Способ применялся для контроля электрических датчиков на НУЭ УРТ-0,5 [7.14]. Эффективная энергия электронов  $E_e$  измерена методом фильтров, и получено хорошее совпадение  $E_e=486$  кэВ с напряжением на вакуумном диоде  $U=452$  кВ (см. главу 1). Результаты экспериментальной проверки показали эффективность предлагаемого способа диагностики параметров НЭП.

Главная особенность способа - одновременное определение не только эффективной энергии электронов, но и плотности тока и тока пучка как на выходе ускорителя, так и внутри вакуумного диода. К достоинствам способа можно отнести простоту реализации, надежность и возможность использования для проверки электрических датчиков ускоряющего напряжения и тока пучка.

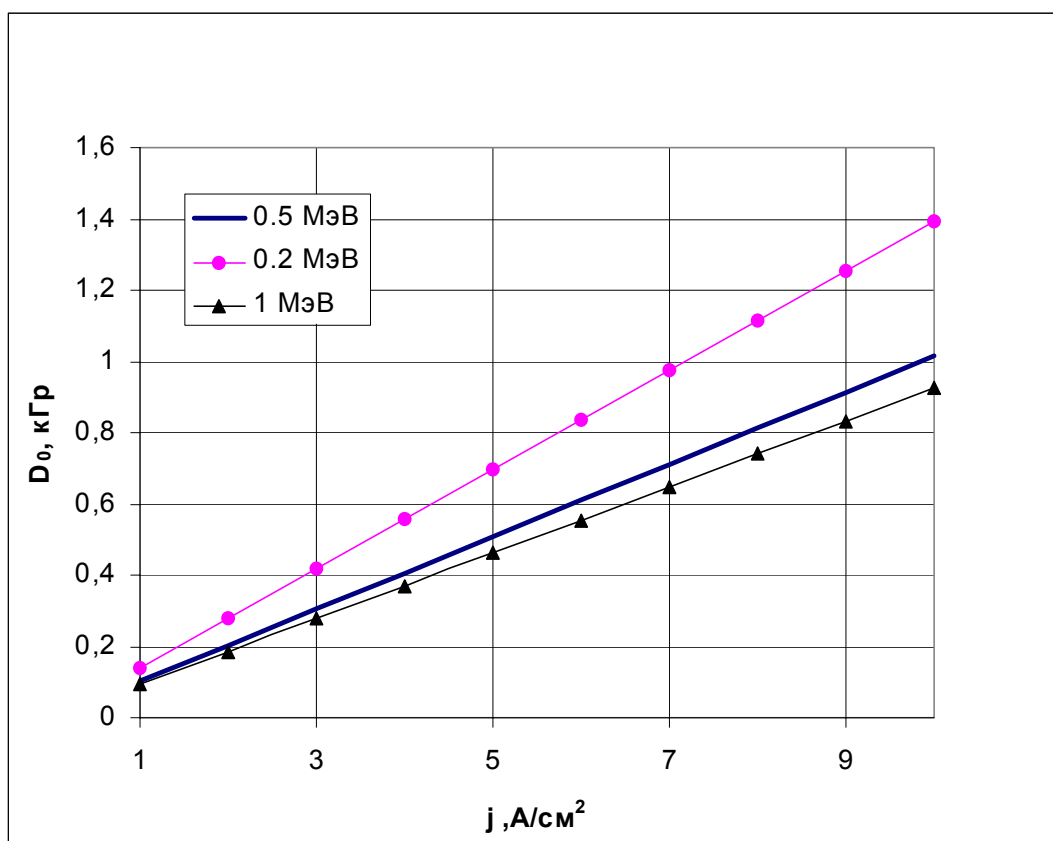


Рис. 7.5. Расчетное значение поглощенной дозы  $D$  при различной плотности электронного тока  $j$  для указанных значений энергий электронов  $E_e$  ( $t_{\text{имп}} = 50$  нс)

#### 7.4. Применение твердотельных детекторов для мониторинга НЭП

Мониторинг наносекундных ускорителей электронов и генераторов тормозного излучения на их основе имеет ряд особенностей. Они связаны с высокой интенсивностью ( $10^7$ - $10^9$  Гр/с) и малой длительностью излучения (20-100 нс), что не позволяет вообще, либо очень ограниченно, использовать существующие способы дозиметрии. Кроме того, спектры тормозного излучения таких генераторов содержат большую долю низкоэнергетичных квантов из-за того, что фронты составляют существенную часть импульса и электроны нельзя считать моноэнергетичными. Импульсно-периодический режим работы данных ускорителей усложняет требования к способам дозиметрии за счет необходимости измерения больших средних доз и обеспечения непрерывности измерений. Поэтому было важно изучить возможность и целесообразность применения различных типов твердотельных детекторов для мониторинга и решения вопросов безопасности использования НУЭ и генераторов тормозного излучения на их основе.

Для дозиметрии ускорителя УРТ-0,5 [7.14] применялись термолюминесцентные детекторы четырех типов, входящих в комплект дозиметра «Аист-5»:

- 1) детекторы ДТГ-4 (LF) диаметром 5 и толщиной 1 мм;
- 2) детекторы  $\text{CaF}_2\text{-Mn}$  диаметром 4,6 и толщиной 1 мм;
- 3) детекторы ТЛД-500К ( $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ) диаметром 5 и толщиной 1 мм;
- 4) детекторы ИС-7 (алюмофосфатное стекло) диаметром 8 и толщиной 1 мм.

Детекторы были упакованы в полиэтиленовую пленку (50 мкм), причем ТЛД-500К – в черную, кроме ИС-7, которые помещали в специальные кассеты для компенсации «хода с жесткостью». Детекторы размещались на воздухе на расстоянии 50 см от анода. Облучение всех типов детекторов (по 5 шт.) выполнялось одновременно в течение 1 мин при частоте работы ускорителя 50 Гц (3000 импульсов). Результаты измерений приведены в табл. 7.2 [7.15].

Для измерения формы импульса тормозного излучения использовались сцинтилляционный блок детектирования и полупроводниковый детектор (ППД) СКД1-02 [7.16]. Последний включался по стандартной схеме с помощью разделительных конденсаторов СБР-21. Напряжение смещения на детектор (800 В) подавалось с высоковольтного источника - блока КАМАК 1904.

Сцинтилляционный блок детектирования (СБД) состоял из фотоэлемента коаксиального ФК-19 и пластмассового сцинтиллятора СПС-Б10 (диаметром 40 и высотой 10 мм). Напряжение смещения на ФК-19 (500 В) подавалось с блока КАМАК 1904. Сигналы с СБД и ППД измерялись на осциллографах С1-122 (в режиме мониторинга) и Tektronix TDS-620В (в режиме калибровки). Осциллограммы приведены на рис. 7.6.

Полученные с разных типов детекторов результаты измерения формы импульса тормозного излучения находятся в неплохом соответствии и взаимно дополняют друг друга. Некоторое затягивание переднего фронта ППД связано с тем, что его временное разрешение составляет 5 нс. Временное разрешение СБД меньше - около 2,5 нс и определяется быстрой компонентой сцинтиллятора, так как временное разрешение ФК-19 лучше 0,5 нс. Поэтому форма сигнала с СБД определялась временным разрешением канала регистрации 3 нс. Задний же фронт сигнала с СБД связан с медленной компонентой высвечивания сцинтиллятора.

Результаты измерения поглощенной дозы различными типами детекторов можно объяснить тем, что спектр тормозного излучения НУЭ содержит большое

количество низкоэнергетичных квантов. Поэтому воздухоэквивалентный детектор (LiF) и детектор, имеющий специальную кассету для компенсации зависимости показаний от энергии излучения (ИС-7), хорошо согласуются как между собой, так и с результатами, полученными при интегрировании показаний ППД, который имеет калибровку в абсолютных значениях. Завышение дозы детекторами с большим атомным номером ( $\text{CaF}_2$ ) и детектором ТЛД-500К, имеющим небольшой атомный номер, вполне объяснимо из-за большого «хода с жесткостью» данных детекторов в диапазоне энергий до 100 кэВ. Поэтому использование этих типов детекторов для дозиметрии НУЭ возможно только при компенсации «хода с жесткостью».

Таблица 7.2. Результаты измерений термолуминесцентными детекторами

№ п.п.	Детектор	$D_1$	$D_2$	$D_3$	$D_4$	$D_5$	$D_{\text{ср}}$
1	ДРГ-4	8,82	11,1	10,43	10,52	11,38	10,45
2	ТЛД-500К	19,79	22,54	19,31	16,52	21,48	19,928
3	$\text{CaF}_2$	27,96	29,92	26,58	28,23	26,89	27,916
4	ИС-7	10,6	10,8	11	11,2	10,1	10,74

Примечание:  $D_i$ - поглощенная доза от  $i$ - детектора;  $D_{\text{ср}}$ - средняя доза для данного типа детектора.

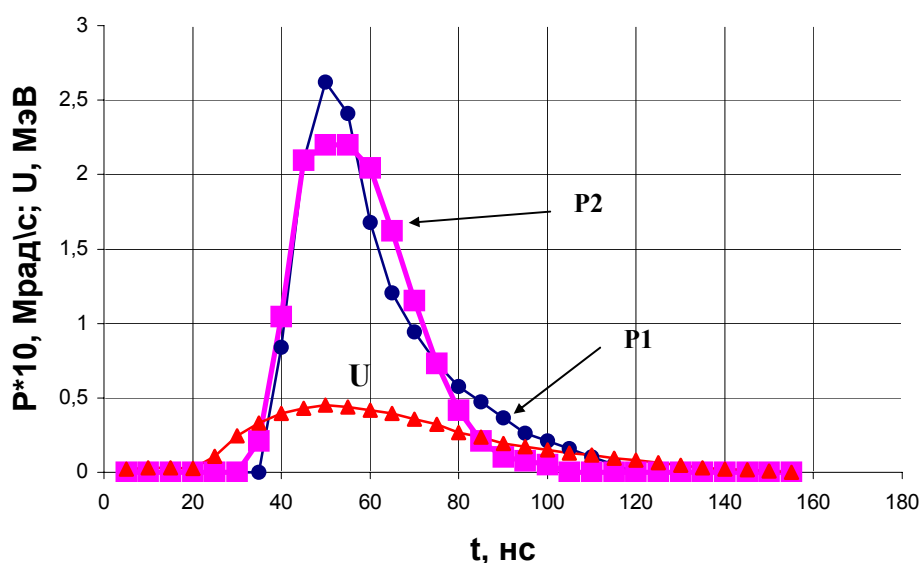


Рис. 7.6. Оциллограммы напряжения (U) и импульса тормозного излучения с СБД (P1) и ППД (P2)

### 7.5. Выводы по главе 7

Экспериментальная проверка рентгеновской диагностики НЭП показала эффективность и достоверность предлагаемых способов определения энергии электронов НЭП, а также возможность их применения для проверки электрических датчиков. Однако использование данных диагностик для технологического мониторинга параметров НУЭ нецелесообразно, в силу усложнения измерительной системы и отсутствия существенных преимуществ перед электрическими датчиками. Результаты экспериментальной проверки метода фильтров указывают на высокую эффективность предлагаемого способа диагностики параметров НЭП.

Главная особенность способа – возможность одновременного определения путем несложных вычислений не только эффективной энергии электронов, но и плотности тока и тока пучка как на выходе ускорителя, так и внутри вакуумного диода, особенно в тех случаях, когда прямое измерение энергии электронов невозможно [7.17]. Периодическое использование данного метода позволяет отказаться от непрерывного измерения электрических параметров НУЭ, и, в тоже время, надежно контролировать стабильность параметров НЭП и гарантировать соблюдение технологического процесса. Это позволит применять измерение электрических параметров только в процессе настройки ускорителя при изготовлении или после ремонта и существенно упростить и удешевить измерительную систему технологического НУЭ.

## Список литературы к главе 7

- 7.1 Федущак В.Ф. Омический делитель напряжения // Тезисы VII Всесоюз. симпозиум по сильноточ. Электронике. Томск, 1988. Ч 3, С. 103-104.
- 7.2 Ремнев Г.Е., Усов Ю.П. Секционированный цилиндр Фарадея // ПТЭ. 1976. Т 3, С. 37-38.
- 7.3 Диденко А.И., В.П.Григорьев, Ю.П.Усов. Мощные электронные пучки и их применение. М.:Атомиздат,1977.
- 7.4 Герасимов А.И., Дубинов Е.Г. Кадасов Б.Г. Спектрометр импульсного пуска электронов // ПТЭ. 1971. №3. С.31-34.
- 7.5 Дергобузов К.А., Евдокимов О.Б., Кононов Б.А., Ягушкин Н.И. Спектрометр интенсивных пучков электронов // ПТЭ. 1975. №1. С.29-30.
- 7.6 Forster D.W., Goodman M., Herbert G., et al. Electron beam diagnostics using x-rays// Radiation Production Notes. 1971. Note 10. P. 2-26.
- 7.7 Федоров В.М. Измерение энергии электронов сильноточных мегавольтных пучков по жесткости рентгеновского излучения из толстой мишени// Новосибирск, 1986. 28С.
- 7.8 Соковнин С.Ю. Рентгеновская диагностика параметров сильноточного электронного пучка // ПТЭ. 1992. № 4. С.125-130.
- 7.9 Защита от ионизирующих излучений. Т.1. / Под. ред. Н.Г. Гусева М.: Энергоатомиздат, 1989. 512 с.
- 7.10 Щиголев Б.М. Математическая обработка наблюдений. М.:Наука, 1969. С.35.
- 7.11 Защита от ионизирующих излучений. Т.2. / Под. ред. Н.Г. Гусева. М.: Энергоатомиздат, 1989. С.237.
- 7.12 Котов Ю.А., Соковнин С.Ю. Частотный наносекундный ускоритель электронов УРТ-0,2, ПТЭ. 1997. № 4. С.84-86.
- 7.13 Генералова В.В., Гурский М.Н. Дозиметрия в радиационной технологии. М.: Изд-во стандартов, 1981.184 С.
- 7.14 Котов Ю.А., Соковнин С.Ю., Балезин М.Е. Частотный наносекундный ускоритель электронов УРТ-0,5// ПТЭ. 2000. №1. С. 112-115.
- 7.15 Котов Ю.А., Соковнин С.Ю., Балезин М.Е. Применение твердотельных детекторов для мониторинга параметров импульсно-периодических генераторов тормозного излучения// Первый Всероссийский симпозиум по твердотел. детекторам иониз. излуч., 28 ноября - 2 декабря 1997 г. Екатеринбург, 1997. С. 99-100.
- 7.16 <http://www.niiit.ru/catalog//skd.htm>

7.17 Shpak V.G., Sokovnin S.Yu. , Shynailov S.A. et. al. Experimental study of the space-energetic structure and dynamics of a subnanosecond, dense, subrelativistic electron bunch // Abstracts 11-th IEEE Inter. Pulsed Power Conf., June 29-July 2, 1997. Baltimore, USA, P3-62, P. 468.