

К РАСХОДИМОСТИ И ПРОФИЛЮ ПУЧКА ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ ЛУЭ-75 ННЛА (ЕрФИ)

А.С. АКОПЯН, Л.Р. ВАГРАДЯН*, Л.А. ПОГОСЯН,
Т.В. КОТАНДЖЯН, Г.О. МАРУКЯН

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

*e-mail: l.vahradyan@yerphi.am

(Поступила в редакцию 30 мая 2025 г.)

Представлены рассчитанные и измеренные угловые расходимости и профили электронного пучка линейного ускорителя электронов ЛУЭ-75, действующего в Национальной научной лаборатории им. А.И. Алиханяна. Результаты получены при различных энергиях и удаленностях мишени на выходе вакуумной камеры. Установка дистанционно управляемого сканера и сетевых камер обеспечивает визуальный компьютерный мониторинг и точное расположение облучаемого образца.

1. Введение

Линейный ускоритель ЛУЭ-75 является одним из основных инструментов научных групп Армении, ведущих исследования в области прикладных и фундаментальных задач ядерной физики низких энергий. Для планирования эксперимента пользователю необходимо наряду с такими параметрами как энергия, интенсивность, форма, длительность и устойчивость пучкового импульса, также знать расходимость и профиль пучка, иметь информацию о распределении электронов в поперечной плоскости пучка в месте установления изучаемого объекта. Такие данные важны в работах по энергетической калибровке детекторов элементарных частиц на пучках сверхнизкой интенсивности, исследованию излучения каналированных электронов в кристалле [1, 2] и для других, проводимых либо запланированных, экспериментов на электронных пучках ЛУЭ-75.

Энергетические потери электронов при прохождении разделительных окон ЛУЭ-75 были представлены в работе [3]. В настоящей работе приведены результаты расчетов и измерений расходимости и профиля электронного пучка за вакуумно-плотными окнами выходного пучкопровода. При измерениях использовался дистанционно управляемый сканер, позволяющий перемещение мишени в горизонтальной плоскости в поперечном и продольном относительно пучка направлениях (рис.1). При обработке изображений пучка использовалась программа ImageJ.

2. Угловая расходимость электронного пучка при прохождении через выводные окна

Электроны, проходя через слой вещества, наряду с потерей части своей кинетической энергии, претерпевают также угловое отклонение от первоначальных траекторий из-за многократного рассеяния при столкновениях с атомами среды, что приводит к расширению поперечных размеров пучка.

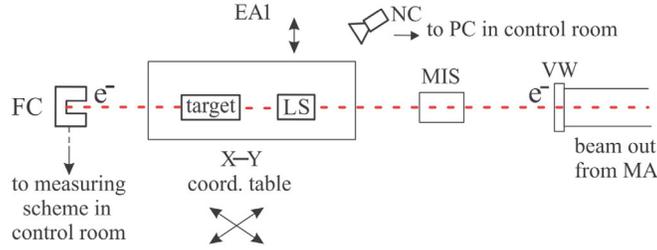


Рис.1. Схема экспериментальной установки облучения мишени и измерений, используемая на линейном ускорительном комплексе ЛУЭ-75. MIS – магнитноиндукционный датчик, LS – дистанционно управляемый люминофорный экран, FC – цилиндр Фарадея, от которого сигнал поступает на измерительную схему в пультовой комнате, NC – сетевая камера, VW – вакуумное окно, EA1 – экспериментальная зона 1, MA – магнитный анализатор.

Расходимость пучка важно знать для оценки эффективности воздействия пучка на облучаемый образец, правильного выбора места его расположения под пучком и, в случае необходимости, применить коллимацию. На ЛУЭ-75 в выводных окнах используются стальные фольги и каптоновая пленка ($C_{22}H_{10}N_2O_5$)_n.

2.1. Кулоновское рассеяние в стальной фольге

Формула дисперсии многократного рассеяния электронов в кулоновском поле ядер, выражающая статистический характер процесса, имеет вид: [4, 5]

$$\overline{\theta^2} = 0.157 \frac{Z(Z+1)}{A} \frac{L\rho}{(E+mc^2)^2} \ln \left(1.13 \times 10^4 \frac{Z^3 L\rho}{A\beta^2} \right), \quad (1)$$

где E – кинетическая энергия электрона в МэВ, m – его масса покоя, c – скорость света, β – относительная скорость падающих электронов, Z – заряд ядра атома, A – относительная атомная масса, ρ – плотность вещества среды в г/см³, L – толщина слоя, проходимого пучком в см. Выразим β через кинетическую энергию,

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\left(\frac{E}{E_0} + 1\right)^2}}. \quad (2)$$

Тогда формула (1) примет вид, удобный для расчета зависимости среднего квадрата угла рассеяния от кинетической энергии:

$$\overline{\theta^2} = 0.157 \frac{Z(Z+1)}{A} \frac{L\rho}{(E+E_0)^2} \ln \left(1.13 \times 10^4 \frac{Z^3 L\rho (E+E_0)^2}{AE(E+2E_0)} \right), \quad (3)$$

где $E_0 = mc^2$ – энергия покоя электрона. Среднеквадратичный угол многократного рассеяния равен

$$\theta = \sqrt{\overline{\theta^2}}. \quad (4)$$

На рис.2а (пунктирная кривая) показана зависимость среднего угла многократного кулоновского рассеяния электрона от кинетической энергии при пересечении стальной фольги толщиной 50 мкм, рассчитанная по формулам (3) и (4).

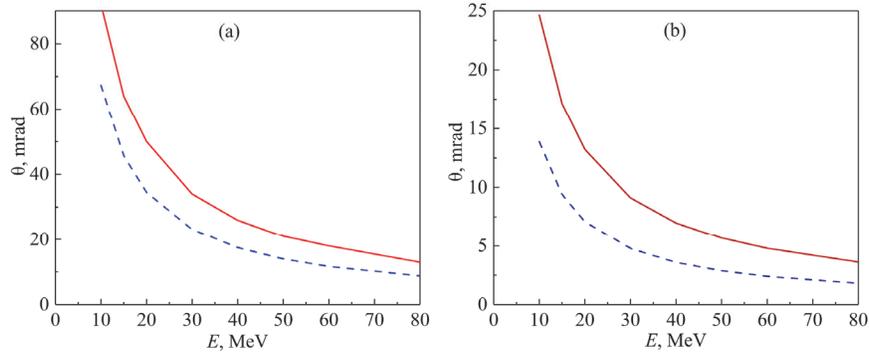


Рис.2. Зависимость среднего угла рассеяния электрона от кинетической энергии при прохождении через вакуумно-плотные окна. Пунктиром обозначены зависимости среднего угла многократного кулоновского рассеяния падающих электронов в (а) стальной фольге толщиной 50 мкм и (б) каптоновой плёнке толщиной 70 мкм от кинетической энергии. Сплошные кривые – зависимости среднего угла отклонения в (а) стальной фольге толщиной 50 мкм и (б) каптоновой плёнке толщиной 70 мкм от кинетической энергии, согласно работе [6].

2.2. Кулоновское рассеяние в каптоновой плёнке

Воспользуемся приведенным в работе [7] удобным для расчета выражением для аналитического определения угла многократного кулоновского рассеяния для каптоновой и других полимерных плёнок:

$$\theta = \frac{13.6}{\beta c p} \sqrt{\frac{L}{X_0}} \left(1 + 3.8 \times 10^{-2} \ln \left(\frac{L}{X_0} \right) \right), \quad (5)$$

где p – импульс электрона в единицах МэВ/с, X_0 – радиационная длина в см (для каптона 28.58).

Полная энергия и импульс частицы связаны известным соотношением:

$$(E+E_0)^2 = E_0^2 + p^2 c^2,$$

откуда

$$p = \frac{\sqrt{E(E+2E_0)}}{c}. \quad (6)$$

С учетом (2) и (6) получим зависимость среднего значения угла многократного кулоновского рассеяния в каптоне от кинетической энергии падающей частицы (рис.2б, пунктирная кривая):

$$\theta = \frac{13.6(E+E_0)}{E(E+2E_0)} \sqrt{\frac{L}{X_0}} \left(1 + 3.8 \times 10^{-2} \ln \left(\frac{L}{X_0} \right) \right). \quad (7)$$

Формулы (1) и (5) не учитывают степень экранирования ядра электронами атома на разном удалении налетающего электрона от ядра: с приближением к ядру экранирование уменьшается и, наоборот, на расстояниях больших радиуса атома вещества экранирование ядра считается полным [4, 8]. Приведенные выше формулы носят приближенный характер. В Докладе 35 Международного комитета по радиационным единицам и измерениям приведена формула на основании работ Rossi и Brahme [6, 9], учитывающая более строгую оценку эффектов экранирования. В обозначениях и с учетом рекомендаций ссылаемой

работы массовая рассеивающая способность имеет вид:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\bar{\theta}^2}{dl} = \pi \left(\frac{2r_e}{(\tau+1)\beta^2} \right)^2 \frac{Z(Z+1)N_A}{M_A} \left\{ \ln \left[1 + \left(\frac{\theta_m}{\theta_\mu} \right)^2 \right] - 1 + \left[1 + \left(\frac{\theta_m}{\theta_\mu} \right)^2 \right]^{-1} \right\}, \quad (8)$$

где $\theta_m = \frac{2A^{-1/3}}{\alpha\beta(\tau+1)}$, $\theta_\mu = 1.13 \frac{\alpha Z^{1/3}}{\beta(\tau+1)}$. При $\theta_m > 1$ следует брать $\theta_m = 1$.

Здесь M_A – молярная масса вещества, A – массовое число, N_A – число Авогадро, α – постоянная тонкой структуры, τ – отношение кинетической энергии падающего электрона к его энергии покоя, r_e – радиус электрона, θ_m – граничный угол для больших отклонений, θ_μ – угол экранировки для малых отклонений, l – путь электрона в веществе.

Для сложного вещества, каковым является каптон, массовую рассеивающую способность можно определить с учетом массовых долей, в качестве которых следует принять коэффициенты химической формулы звена полимера $(C_{22}H_{10}N_2O_5)_n$:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\bar{\theta}^2}{dl} = \frac{1}{M_A} \sum_i n_i A_i \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\bar{\theta}^2}{dl} \right)_i. \quad (9)$$

где n_i – массовая доля i – ого элемента в составе молекулы.

На рис.2b (сплошная кривая) приведена зависимость среднего угла рассеяния электрона от его кинетической энергии в диапазоне десятков МэВ, характерных для ЛУЭ-75, при прохождении каптоновой плёнки толщиной 70 мкм; на рис.2a (сплошная кривая) – стальной фольги толщиной 50 мкм. Результаты получены с помощью выражений (9) и (4) и данных, приведенных в [6], которые для сокращения объёма статьи здесь не приводятся.

Из рис.2 видно, что в результате многократного рассеяния в зависимости от энергии падающей частицы каптон вносит примерно в три–пять раз меньшее расхождение пучка по сравнению со сталью. Объясняется это низкой плотностью каптона и структурным различием этих веществ. Хотя каптон и вносит малое расхождение, но при больших пучковых токах и высокой поглощенной дозе металлические вакуумные окна надежнее [3, 7, 10]. Приведенные кривые показывают, что с увеличением энергии электронов расходимость пучка уменьшается: объясняется это тем, что ускоряется продольная составляющая скорости при практически неизменной поперечной.

2.3. Рассеяния пучка, проходящего сквозь оконные фольги и слои воздуха

Большинство экспериментов на ЛУЭ-75 проводятся вне вакуумного объема – в воздухе после вакуумно-плотного окна, когда нет возможности поместить мишень в вакуумную камеру. Поэтому следует учитывать также расходимость в воздушном промежутке между окном и мишенью. Расходимость электронов в средах носят статистический характер, поэтому результирующая расходимость определяется суммой квадратов средних углов рассеяния в фольге и воздухе – рассеяния в них представляют собой независимые случайные процессы:

$$\bar{\theta}^2 = \bar{\theta}_{Fe}^2 + \bar{\theta}_{air}^2. \quad (10)$$

Средний угол отклонения определяется по формуле (4). Табл.1 отображает зависимость среднего угла рассеяния электронов от первоначального

Табл.1. Суммарный средний угол отклонения электронов при прохождении стальной фольги толщиной 50 мкм и разных расстояний до мишени в воздухе в мрад (в скобках – в градусах) в зависимости от кинетической энергии

Расстояние, см	E, MeV							
	10	15	20	30	40	50	60	80
1	92.47 (5.3)	64.62 (3.7)	49.81 (2.85)	34.42 (1.97)	26.45 (1.52)	21.2 (1.21)	17.73 (1.06)	13.32 (0.76)
5	94.4 (5.4)	65.95 (3.77)	50.84 (2.91)	35.13 (2.01)	27 (1.55)	21.65 (1.24)	18.11 (1.04)	13.61 (0.78)
10	96.75 (5.54)	67.59 (3.87)	52.1 (3)	36 (2.1)	27.66 (1.58)	22.2 (1.27)	18.58 (1.06)	13.96 (0.8)
15	99.05 (5.68)	69.18 (3.96)	53.33 (3.06)	36.85 (2.11)	28.31 (1.62)	22.73 (1.3)	19.04 (1.09)	14.31 (0.82)
20	101.3 (5.8)	70.74 (4.05)	54.53 (3.12)	37.68 (2.16)	28.95 (1.66)	23.25 (1.33)	19.49 (1.12)	14.64 (0.84)
25	103.5 (5.9)	72.26 (4.14)	55.71 (3.19)	38.49 (2.21)	29.57 (1.69)	23.76 (1.36)	19.92 (1.14)	14.97 (0.86)

направления в зависимости от расстояния до расположенной в воздухе мишени в зоне EA1 (рис.1), где проводится большинство экспериментов по активационному анализу.

В табл.2 приведена зависимость среднего угла рассеяния электрона при прохождении каптоновой плёнки и расстояния в воздухе до мишени в экспериментальной зоне, где ведутся исследования кристаллических детекторов [3]. На этом участке испытываемые образцы устанавливаются на расстоянии 130 см от выходного окна в воздухе, необходимом для монтажа элементов, используемых при измерениях. Сравнение данных рис.2b и табл.2 показывает, что основной вклад в расходимость пучка на этом участке вносит значительный слой воздуха. Расхождение получается существенным, что делает необходимым применение коллимации при получении и использовании тестовых пучков.

3. Измерения расходимости и профиля пучка

В приведенных выше формулах полагается, что падающие на поверхность материала электронные пучки являются мононаправленными нормально к поверхности материала и имеют гауссово поперечное распределение частиц. Ускорительные установки, даже одного и того же класса машин, могут иметь свои особенности как конструктивные, так и электрические – лишь измерения

Табл.2. Суммарный средний угол отклонения электрона при прохождении каптоновой плёнки толщиной 70 мкм и расстояния 130 см до мишени в воздухе в мрад (в скобках – в градусах) в зависимости от его кинетической энергии

Рассчитанная расходимость	E, МэВ							
	10	15	20	30	40	50	60	80
	111 (6.36)	77.21 (4.42)	59.54 (3.41)	41.09 (2.35)	31.51 (1.81)	25.61 (1.47)	21.7 (1.24)	16.32 (0.94)

могут дать нужные для экспериментаторов характеристики. В настоящее время применяется несколько методов определения расходимости и профиля пучков [11–14]. Нами использовался приближенный метод измерения: сравнение размеров следов, оставляемых проходящим пучком на экране на разном удалении от выходного коллиматора. Измерения проводились в зоне за поворотным магнитом анализатора и на участке работ по исследованию кристаллов [3]: в этих зонах проводится подавляющее большинство экспериментов на ЛУЭ-75. Из-за отсутствия возможности поместить мишень в вакуумный объем измерения проводились в воздухе, т. е. измерялась расходимость в зависимости от расстояния мишени от коллиматора при данной энергии.

На участке EA1 (рис.1) пучок после магнитного анализатора, пройдя дрейфом 0.5-метровый прямой участок пучкопровода, пересекает стальную фольгу выходного фланца и, пролетая коллимирующее отверстие, попадает на экран. Источником электронов в измерениях считалась коллимационная щель диаметром 14 мм. В качестве экрана использовалось либо стекло, либо тонкая пластинка с люминесцентным покрытием. По изображениям пучка (след на экране) можно определить расходимость пучка и его профиль в измеряемом месте. Рис.3 поясняет геометрию измерений угла расходимости, определяемого по формуле

$$\theta = \arctan \frac{d_2 - d_1}{2L}. \quad (11)$$

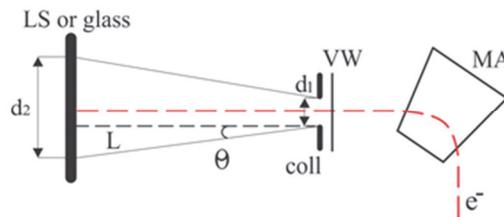


Рис.3. Геометрия измерения угла расходимости в экспериментальной зоне EA1: L – расстояние от выходного коллиматора до мишени; d_1 и d_2 – диаметры коллиматора и пучка на расстоянии L , соответственно.

На рис.4 и 5 приведены изображения пучков электронов с энергиями 22 и 40 МэВ и их профили, полученные во время осенних сеансов 2024 г. (масштабы фотоснимков неодинаковы). Горизонтальный и вертикальный профили 22 МэВ-го пучка (рис.4б, с) имеют приемлемо симметричную форму. Горизонтальный профиль на рис.5б показывает, что центр тяжести 40-МэВ-го пучка («голова» пучка) смещен влево относительно направления движения пучка, что свидетельствует о недостройке пучка; профиль показывает не только форму выходного пучка, но содержит важную информацию об относительной плотности потока частиц.

Из табл.3 следует, что углы расходимости, рассчитанные по формуле (11), превышают рассчитанные для тех же энергий и расстояний в воздухе, согласно данным работы [6], в среднем до (20–58)%. На рис.4а и рис.5а видно, что вокруг пучка имеется гало. Оно образуется в основном из-за вторичных излучений, создаваемых первичным релятивистским пучком. Увеличение слоя воздуха, а также само стекло, служащее в данном случае мишенью, увеличивает область

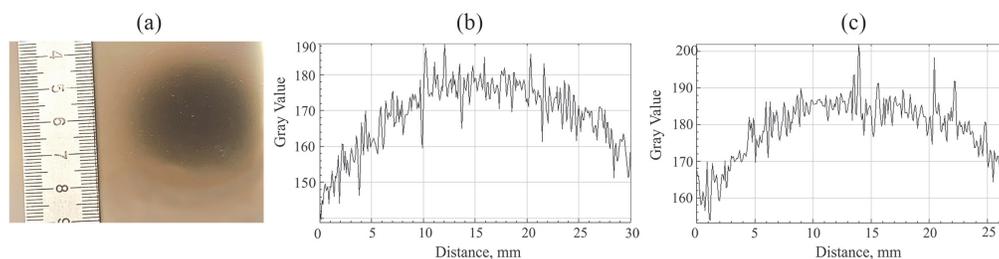


Рис.4. (а) След пучка с энергией 22 МэВ на стекле на расстоянии 21 см от коллиматора Ø14 мм в воздухе: средний ток пучка 0.65 мкА, время экспозиции 12 мин.; (b) и (с) – горизонтальный и вертикальный профили, соответственно.

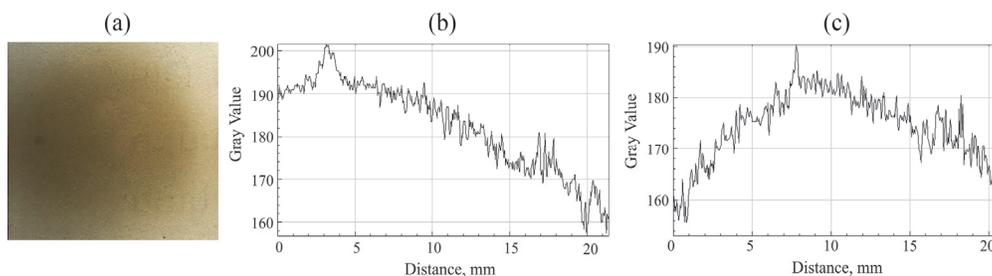


Рис.5. (а) След пучка с энергией 40 МэВ на стекле на расстоянии 21 см от коллиматора Ø14 мм в воздухе; средний ток пучка 0.6 мкА, время экспозиции 10 мин.; (b) и (с) – горизонтальный и вертикальный профили, соответственно.

Табл.3. Сравнение измеренных углов рассеяния в воздухе и рассчитанных по данным работы [6] в мрад (в скобках – в градусах).

Энергия, МэВ	Углы отклонения в мрад (градусы)	
	измеренные	рассчитанные по ICRU
22	гориз.34 (1.95); верт.31 (1.78)	22 (1.26)
40	гориз.19 (1.08); верт.14.4 (0.83)	12 (0.69)

гало вокруг пучка. Любые нестабильности пучка приводят к расширению гало: флуктуации в продольном и поперечном плоскостях (отметим, что флуктуации пучка в поперечной плоскости приводят к нестабильности в продольной), нестабильность энергии и др.; проходя через слой воздуха, пучок ионизирует молекулы последнего – взаимодействие пучка с плазмой также вносит вклад в размеры, форму и неоднородность гало. Это явление «загрязняет» пучок, размывая его границы, что вносит свой вклад в приближенность измерений.

Разница измеренных после магнитного анализатора и рассчитанных по данным работы [6] углов рассеяния объясняется не только приближенностью применяемого метода из-за наличия гало. В аналитических формулах, по которым рассчитывается расходимость, полагается, что пучок моноэнергетичен и нерасходящийся и падает на поверхность строго перпендикулярно; пучок ЛУЭ-75 имеет спектр (полная ширина на полувысоте) порядка от 4 на низких энергиях

до 1.7% на высоких энергиях, контролируемый с помощью магнитного анализатора. Измерения магнитного поля в зазоре в связи с профилактикой и проверкой калибровки магнитного анализатора, проведенные осенью 2024 г., показали высокую однородность поля в зазоре в диапазоне энергий 10–75 МэВ; калибровочная кривая с большой точностью соответствовала известному соотношению

$$E = \frac{ec}{\beta} BR - E_0, \quad (12)$$

где B – индукция магнитного поля в зазоре, R – радиус поворота частицы. На рис.6 приведена зависимость индукции в гауссах от энергии в МэВ влетающей в зазор электромагнита заряженной частицы при радиусе поворота действующего анализатора, равном 50 см, с помощью которой определяется калибровочная кривая магнитного анализатора $E = f[B(I)]$, где I – ток через обмотку электромагнита анализатора. Несмотря на хорошую укомплектованность электромагнита и анализатора в целом на выходе за зазором были обнаружены слабые рассеянные поля. Эти поля, а также выше приведенные замечания, обуславливают разницу рассчитанных и измеренных углов расходимости. Также было обнаружено незначительное отклонение оси пучка от нормали к плоскости поперечного сечения.

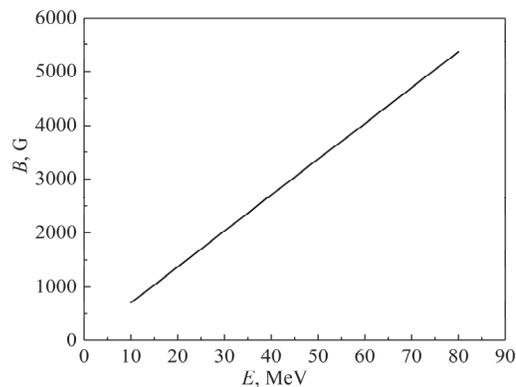


Рис.6. Зависимость индукции магнитного поля от энергии электрона при радиусе поворота 0.5 м.

Для точного определения оптимального места установления мишени был изготовлен и смонтирован сканер дистанционного управления с пульта ЛУЭ-75. Сетевая камера наблюдения обеспечивает визуальный компьютерный мониторинг рабочего места, подвижная пластинка с сцинтилляционным покрытием позволяет оптимально настроить пучок. Создана возможность дистанционным передвижением последовательно облучать несколько образцов, не прерывая сеанс, что сокращает времязатратность.

На другом электронном выводе, где проводятся испытания кристаллических детекторов [3], образцы устанавливаются на расстоянии 130 см от каптонового окна, поэтому облучаемые стекла устанавливались там же.

На этом участке тракта нет анализирующего магнита. Пучок после каптоновой пленки до мишени пролетает в воздухе. Измеренные углы расходимости (в настоящей работе не приведены с целью сокращения ее объема) отличаются от приведенных в табл.4, рассчитанных с учетом данных работы [6],

Табл.4. Зависимость среднего угла рассеяния электрона в мрад (в скобках – в градусах) при прохождении различных расстояний в воздухе от его кинетической энергии

Расстояние, см	<i>E</i> , MeV						
	10	20	30	40	50	60	80
10	30.01 (1.72)	16.1 (0.92)	11.1 (0.64)	8.52 (0.49)	6.93 (0.4)	5.87 (0.34)	4.41 (0.25)
20	42.44 (2.43)	22.77 (1.3)	15.71 (0.9)	12.05 (0.69)	9.8 (0.56)	8.3 (0.48)	6.24 (0.36)
30	51.97 (2.98)	27.89 (1.6)	19.24 (1.1)	14.76 (0.85)	12 (0.69)	10.17 (0.58)	7.64 (0.44)
70	79.39 (4.55)	42.6 (2.44)	29.4 (1.68)	22.55 (1.29)	18.33 (1.05)	15.53 (0.89)	11.68 (0.67)
130	108.19 (6.2)	58.06 (3.33)	40.06 (2.3)	30.73 (1.76)	24.98 (1.43)	21.16 (1.21)	15.91 (0.91)

не более (10–15)%, что приемлемо для большинства проводимых опытов. Естественная расходимость пучка в воздухе на таком удалении значительна, поэтому использование коллиматора необходимо. В настоящее время используются коллиматоры разных диаметров в зависимости от условий эксперимента.

На рис.7 приведены профили пучков на участке, где тестировались кристаллы; измерения проводились при энергиях 50 и 60 МэВ. На рис.7а видно, что центр пучка несколько смещен. Это может быть следствием неоптимальной

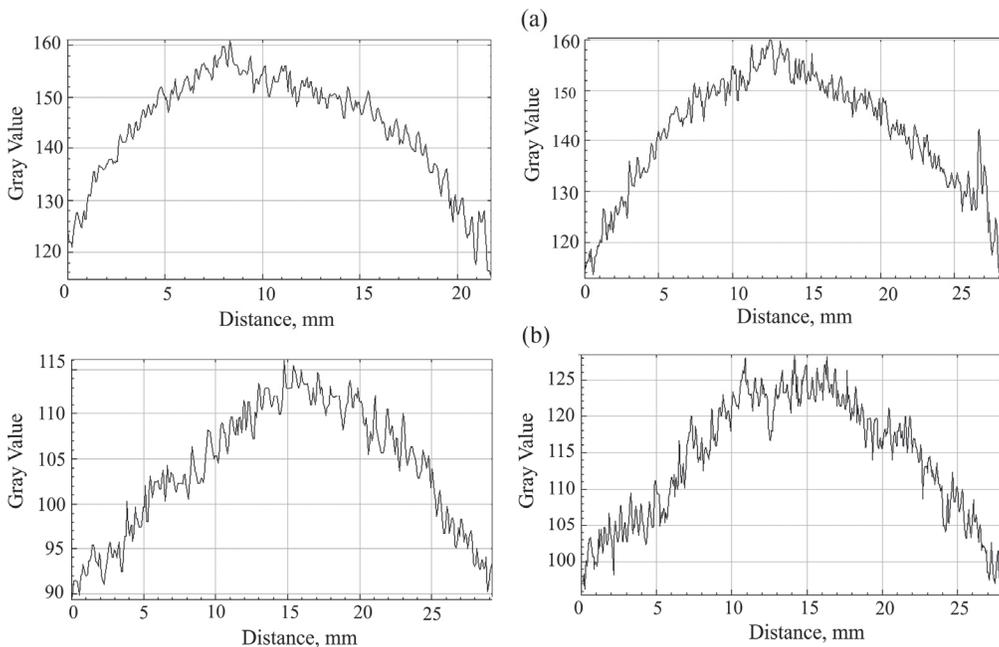


Рис.7. Горизонтальные и вертикальные профили пучков с энергиями (а) 50 и (b) 60 МэВ.

настройки. В дальнейшем планируется применение визуального компьютерного мониторинга и соответствующих программ, что позволит контролировать и корректировать профиль пучка в режиме онлайн. При пролете пучка через вакуумно-плотное окно, прохождении воздушного слоя и столкновении с мишенью образуется широкий спектр гамма-излучения. Под действием этого излучения возникала желтизна на стеклах, приводящая к появлению «пьедесталов» различной высоты в зависимости от интенсивности пучка и времени экспозиции. При обработке изображений пьедесталы срезались, чем и определялся «нулевой» уровень на профилях, приведенных на рис.7, – нас интересовали формы профилей.

На рис.8 показан горизонтальный профиль 40 МэВ-го низкоинтенсивного пучка на участке тестирования сцинтилляционных кристаллов с использованием пальчикового (finger counters) пластикового счетчика; перемещение счетчика поперек пучка осуществлялось дискретно с шагом 5 мм с помощью дистанционно управляемого компьютером сканера; максимум соответствует интенсивности 60–70 e^-/c [3].

Как указывалось выше при внедрении контроля профиля пучка в режиме реального времени с использованием соответствующих программ, позволит получить профили с хорошей симметрией и формой, близкой к гауссовой.

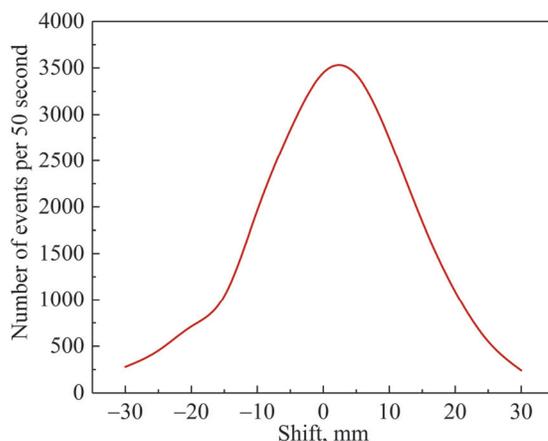


Рис.8. Горизонтальный профиль пучка экстремально низкой интенсивности со средней энергией 40 МэВ на выходе тракта в зоне тестирования кристаллов.

4. Заключение

Рассмотрены расходимости и профили пучка методом измерения следов, оставленных на стеклах и люминофорном экране. Влияние рассеянных полей магнитного анализатора значительно увеличивает расходимость, полученные профили обладают симметрией, приемлемой для проводимых в настоящее время экспериментов. Примененный метод приближенный. Для более точного измерения расходимости целесообразно использование переходного излучения. В дальнейшем предполагается изготовление либо приобретение датчиков переходного излучения, которые также могут быть использованы для неразрушающего контроля энергии пучка. Применение визуального компьютерного мониторинга и программ контроля пучка в режиме реального времени существенно сократит времязатратность и повысит качество проводимых опытов.

Авторы выражают благодарность сотруднику ННЛА К. Мадунцу за изготовление устройства дистанционного сканирования мишени.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.R. Mkrтчyan, A.H. Mkrтчyan, L.Sh. Grigoryan, A.A. Saharian, H.A. Aslanyan, E.M. Harutunyan, V.R. Kocharyan, G.A. Aivazyan, V.V. Nalbandyan, T.G. Dovlatyan, A.E. Movsisyan, E.A. Mkrтчyan, H.R. Muradyan, S.A. Mirakyan, A.H. Aslanyan.** *J. Contemp. Phys.*, **48**, 154 (2013).
2. **A.R. Mkrтчyan, E.A. Mkrтчyan.** *J. Contemp. Phys.*, **48**, 158 (2013).
3. **L.R. Vahradyan, A.S. Hakobyan, L.A. Poghosyan, G.D. Movsesyan, H.H. Marukyan.** *J. Contemp. Phys.*, **59**, 450 (2024).
4. **К.Н. Мухин.** Экспериментальная ядерная физика, кн.1. Москва, Энергоатомиздат, 1993.
5. **Б.А. Алексеев, А.В. Вуколов, А.П. Потылицын, М.В. Шевелев.** Письма в ЭЧАЯ. **17**, № 1(226), 18 (2020).
6. Radiation Dosimetry. Electron Beams with Energies Between 1 and 50 MeV. ICRU REPORT, 35, (1984).
7. **J. Engel, M. Gross, G. Koss, O. Lishilin, G. Loisch, S. Philipp, D. Richter, F. Stephan.** *AIP Advances*, **10**, 025224 (2020).
8. Е.А. Мурзина, Взаимодействие излучения высокой энергии с веществом. Ядерная физика в интернете. <http://nuclphys.sinp.msu.ru>.
9. **I. Lax, A. Brahme.** *Acta Radiologica Oncology*, **19**, 3 (1980).
10. **D. Kapton.** Summary of Properties <https://ru.scribd.com/document/387357734/advances>.
11. **T. Mukoyama, Y. Watanabe.** *Bull. Inst. Chem. Res., Kyoto Univ.*, **55**, no. 1, 46 (1977).
12. **A.G. Shkvarunets, R.B. Fiorito, P.G. O'Shea, J.G. Power, M.E. Conde, Wei Gai.** TUPTPF048 Proceedings of BIW08, Tahoe City, California (2008).
13. **В.В. Полянский, А.В. Кольцов, А.В. Серов.** *ЖЭТФ*, **146**, 240 (2014).
14. **А.В. Серов, И.А. Мамонов, А.В. Кольцов.** *ЖЭТФ*, **148**, 658 (2015).

ON THE DIVERGENCE AND PROFILE OF THE BEAM OF THE LUE-75 LINEAR ELECTRON ACCELERATOR OPERATING AT THE AANL (YerPhI)

A.S. HAKOBYAN, L.R. VAHRADYAN, L.A. POGHOSYAN,
T.V. KOTANJYAN, H.H. MARUKYAN

The calculated and measured angular divergences and profiles of the electron beam of the LUE-75 linear electron accelerator, operating at the A.I. Alikhanyan National Science Laboratory, are presented. The results were obtained at various energies and target distances at the exit of the vacuum chamber. The installation of a remotely controlled scanner and network cameras enables visual computer monitoring and precise positioning of the irradiated sample.