

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 621.384.64

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ УСКОРЕНИЯ ПОЗИТРОНОВ В ЛУЭ НА БЕГУЩЕЙ ВОЛНЕ

© 2020 г. Л. З. Джилавян^{а, *}, А. И. Карев^{б, **}

^аФедеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований
Российской академии наук, Москва, 117312 Россия

^бФедеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П.Н. Лебедева
Российской академии наук, Москва, 119991 Россия

*E-mail: dzhil@inr.ru

**E-mail: darlingsasha@mail.ru

Поступила в редакцию 08.05.2020 г.

После доработки 19.05.2020 г.

Принята к публикации 25.05.2020 г.

Для многосекционных линейных ускорителей электронов на бегущей волне в сопоставлении с экспериментом модельно рассмотрено ускорение позитронов из бомбардируемой электронами межсекционной конвертерной мишени. Получены для ускоренных позитронов: спектры по их энергии; зависимости максимумов этих спектров от начального сдвига фазы ускоряющей позитроны СВЧ-волны и от энергии ускоренных позитронов; фазовые распределения ускоренных позитронов. Найдены спектры начальных энергий позитронов, существенных в получении ускоренных позитронов в максимуме их спектра. Сопоставлены эффективности получения позитронов с и без их ускорения на ЛУЭ для исследований гигантских резонансов в атомных ядрах.

Ключевые слова: линейные многосекционные ускорители электронов на бегущей волне (ЛУЭ), пучки электронов и позитронов в ЛУЭ, динамика ускорения позитронов в секциях ЛУЭ, гигантские резонансы в атомных ядрах

DOI: 10.1134/S2079562920010029

ВВЕДЕНИЕ

Пучки ультрарелятивистских позитронов (e^+) с малыми поперечными эмиттантами и энергетическими разбросами — важный и актуальный инструмент экспериментальной физики, нашедший применение в ряде направлений исследований:

- эксперименты на встречных электрон-позитронных пучках (e^-e^+), составляющие значительную часть всех экспериментов по физике высоких энергий (см., например, публикации из Новосибирска, упоминаемые ниже и многочисленные соответствующие ссылки, содержащиеся в этих публикациях);

- эксперименты по рассеянию e^- и e^+ при одинаковых переданных импульсах для выявления роли двухфотонного обмена [1];

- эксперименты по электродезинтеграции ядер с e^- и e^+ , использующие различия спектров виртуальных фотонов для расширения возможностей мультипольного анализа (см., например, [2, 3]);

- эксперименты по изучению фотоядерных реакций (см., например, [4–6]) и процессов фото-

рождения частиц (см., например, [7–9]) под действием реальных квазимонохроматических фотонов от аннигиляции e^+ на лету;

- эксперименты по изучению взаимодействий e^- и e^+ в кристаллах (см., например, [10, 11]), интересные и для понимания физики вовлеченных процессов (испускание тормозного излучения и рождение пар; каналирование и излучение γ -квантов при каналировании; поворот пучков, захваченных в режим каналирования в изогнутых кристаллах), и для изучения свойств кристаллов.

Для подтверждения вышеупомянутой актуальности укажем, например, на работающий в Новосибирске комплекс установок со встречными (e^-e^+)-пучками ВЭПП-4–ВЭПП-2000 [12, 13], а также на разработку там же “mega-science”-проекта “Ускорительный комплекс со встречными (e^-e^+)-пучками (Супер-чарм-тау фабрика)” [14, 15].

Основной способ получения первичных e^+ для рассматриваемой задачи — конверсия $e^- \rightarrow e^+$ при бомбардировке пучком ультрарелятивистских e^- толстых мишеней-конвертеров из материалов с

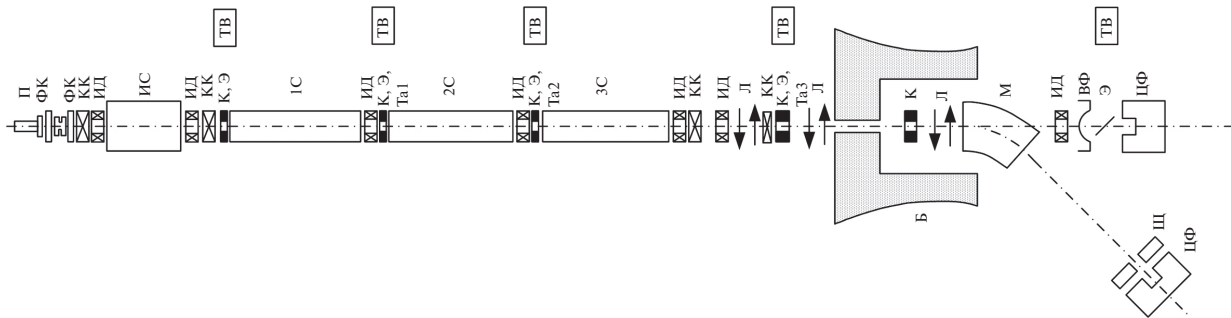


Рис. 1. Схема расположения оборудования на ЛУЭ-100 ИЯИ РАН: П — e^- -пушка; ФК — фокусирующие катушки; КК — корректирующие катушки; ИД — магнитно-индукционные датчики пучка; К — коллиматоры; Э — люминесцентные экраны; ТВ — телевизионные камеры; (ИС и (1–3)С) — (инжектерная и (1–3) основные) ускоряющие секции ЛУЭ; Та(1–3) — танталовые конвертерные мишени; Л — дублеты квадрупольных магнитных линз; М — дипольный магнит; Б — бетонные блоки; ВФ — выходная фольга; Щ — анализирующая щель; ЦФ — цилиндры Фарадея.

высокими величинами как атомного номера, так и плотности. При этом у e^+ -пучков из конвертеров широкие разбросы по энергиям и углам.

В одном варианте методики магнитная система выделяет из полного e^+ -пучка часть с малым поперечным эмиттансом и с требуемыми e^+ -энергиями без использования ускорения e^+ из конвертеров (см., например, [4, 16]).

В другом варианте исходные e^+ из конвертеров до такого выделения сначала ускоряются (см., например, [17, 18]). Особенно привлекательны в этом случае многосекционные резонансные линейные ускорители e^- (ЛУЭ), включая, ЛУЭ на бегущей СВЧ-волне (при этом конвертер $e^- \rightarrow e^+$ размещается между секциями ЛУЭ). В частности, рассматриваемый здесь нами пример [18], осуществленный на ЛУЭ-100 ИЯИ РАН.

Для реализации варианта получения e^+ в многосекционных ЛУЭ с использованием их ускорения важно, исходя из характерных черт e^+ -генерации собственно в оптимальных конвертерных мишенях, прояснить особенности динамики движения e^+ в ЛУЭ. Эта задача была ранее рассмотрена нами в [19]. Однако недавнее исследование [20] величин K — дифференциальных коэффициентов конверсии $e^- \rightarrow e^+$ выявило существенные их отличия от использованных в [19], что привело к необходимости вернуться к рассмотрению задачи, которое и проводится в настоящей работе на основе новых данных из [20] для вышеуказанного примера [18].

1. ПАРАМЕТРЫ: СЕКЦИЙ ЛУЭ; e^- -ПУЧКА; МИШЕНИ-КОНВЕРТЕРА. КОЭФФИЦИЕНТ КОНВЕРСИИ $e^- \rightarrow e^+$

Изначально ЛУЭ ИЯИ РАН был сооружен как ЛУЭ-50 [21] на максимальную кинетическую энергию ускоренных электронов $(T^-)_{\max} \sim 50$ МэВ, но

проведенная реконструкция [22] позволила превратить его в ЛУЭ-100 (см. рис. 1) с $(T^-)_{\max} \sim 100$ МэВ.

Рабочая СВЧ-частота у ЛУЭ-100 $f \cong 2797$ МГц (длина волны $\lambda = (c/f) \cong 10.7$ см, где c — скорость света в вакууме). Ускоряющие секции ЛУЭ-100 — медные открытые для ускоряемых пучков e^- (e^+) круглые волноводы с круглыми же диафрагмами (магнитная фокусировка и на секциях (1–3)С, и между секцией 3С и конвертером Та2 отсутствует).

Ускоряющая e^+ секция ЛУЭ-100 (3С на рис. 1) — основная секция с постоянной структурой и постоянной фазовой скоростью $V_\phi = c$ для ускоряющей СВЧ-волны, имеющей электрическую составляющую вдоль продольной оси z секции. В согласии с [23, 24] параметры секции 3С сведены в Таблицу, где: a — радиус отверстий диафрагм; b — внутренний радиус стенки волновода секции; l_d — толщина диафрагм; d — расстояние между центрами соседних диафрагм; μ_v — выбранный вид колебаний, то есть сдвиг фазы СВЧ-волны на элементе периодичности волновода секции ($\mu_v = 2\pi d(c/v_\phi)/\lambda = 2\pi d/\lambda$, так как $v_\phi = c$); $l_{\text{зат}}$ — длина затухания СВЧ-волны; $v_{\text{гр}}$ — групповая скорость СВЧ-волны в секции; L — длина секции; $t_{\text{зап}}$ — время заполнения секции СВЧ-волной.

Основные секции ЛУЭ-100 (1–3)С запитываются импульсной СВЧ-мощностью до ~ 20 МВт в импульсе длительностью до (2.0–2.2) мкс (частота повторения импульсов 50 Гц, а средняя СВЧ-мощность до ~ 2 кВт). Секции (1–3)С дают для ультрарелятивистских e^- (со скоростями $v \approx v_\phi = c$) прирост энергии до ~ 40 МэВ, а напряженность электрической составляющей СВЧ-волны на оси z в начале секции E_0 до ~ 10 МэВ/м.

Измерения [18] на ЛУЭ-100 с e^+ -ускорением для Та-конвертера толщиной $D \cong 1.3X_0$ (где X_0 — радиационная длина тантала), размещенного между секциями 2С и 3С на расстоянии $s \approx 20$ см до начала эффективного СВЧ-поля в секции 3С,

Таблица 1. Параметры основных секций ЛУЭ-100

$\mu_{\text{в}}$	d/λ	a , мм	a/λ	b , мм	b/λ	$l_{\text{д}}$, мм	$l_{\text{д}}/\lambda$	$l_{\text{зат}}$, м	$v_{\text{гр}}/c$	L , м	$t_{\text{зап}}$, мкс
$\pi/2$	1/4	15	0.14	43.1	0.403	4	0.037	15.7	0.04	4.5	0.375

велись при следующих параметрах падающего на конвертер e^- -пучка: кинетическая e^- -энергия в максимуме спектра $T^- \cong 55$ МэВ при относительной полной ширине этого спектра на половине высоты $\delta T^- \sim (1-1.5)\%$; средний e^- -ток $I^- \cong 10$ мкА. В эксперименте [18] измерялись средние конечные e^+ -токи $I_{\text{к}}^+$ (после ускорения). Эти измерения проводились на выходе части системы транспортировки пучка e^+ и их анализа по конечной кинетической энергии ($T_{\text{к}}^+$) и ее разбросу ($\Delta T_{\text{к}}^+$) для щели, выделяющей ($\Delta T_{\text{к}}^+ / T_{\text{к}}^+$) $\cong \pm 0.5\%$. При этом брались различные значения на входе секции ЗС для: E_0 — амплитуды СВЧ-волны; $\Delta \Phi_{\text{н}}$ — начального фазового сдвига СВЧ-волны по отношению к случаю для центра тяжести сгустка ультрарелятивистских e^+ , ускоряемых на самом гребне СВЧ-волны.

Распределение e^- -пучка в ЛУЭ-100 по фазам ϕ СВЧ-волны было измерено в [25] и показано на рис. 2 при некотором фазовом сдвиге $\Delta \Phi$ центра тяжести e^- -сгустков. Полная ширина этого распределения на половине высоты составляет $(25-30)^\circ$.

Важнейшая характеристика e^+ -генерации в конвертерах — дифференциальный коэффициент K конверсии $e^- \rightarrow e^+$ при полярных углах e^+ -испускания $\theta_{\text{н}}^+ \sim 0$:

$$K \equiv K(T^-, T_{\text{н}}^+, D, Z) = \frac{I_{\text{н}}^+}{I^- \cdot \Delta \Omega_{\text{н}}^+ \cdot \Delta T_{\text{н}}^+}, \quad (1)$$

где T^- и $T_{\text{н}}^+$ — кинетические энергии падающих e^- и испускаемых (начальных) e^+ ; D — толщина конвертера; Z — атомный номер материала конвертера; I^- и $I_{\text{н}}^+$ — средние токи падающих e^- и испускаемых (начальных) e^+ ; $\Delta \Omega_{\text{н}}^+$ и $\Delta T_{\text{н}}^+$ — малые значения телесного угла и разброса энергии для испускаемых e^+ при этом. Величины $K(T^-, T_{\text{н}}^+, D, Z)$ оценены и рассчитаны в [20], а для существенного в настоящей работе случая значения $T^- = 55$ МэВ и оптимальной (при этом значении T^- , см. подробнее в [20]) толщины танталового конвертера $D \cong 1.3X_0$ приведены на рис. 3.

2. ИСПОЛЬЗОВАННАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЕТОВ

При исследовании динамики движения e^+ ; в ускоряющей секции используется следующая простая модель.

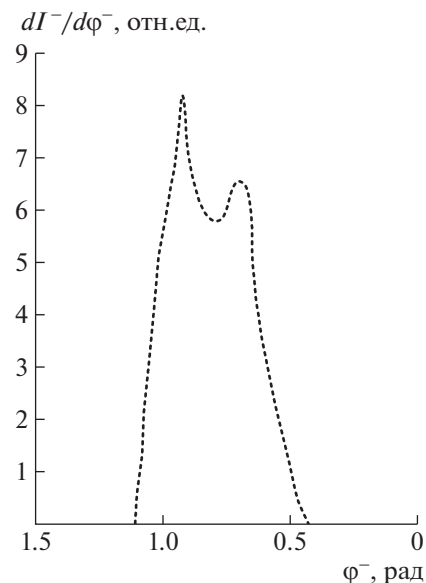
Считается что: при e^+ -ускорении поперечные силы отсутствуют; продольная электрическая составляющая СВЧ-волны E не зависит от расстояния от оси z и задается выражением:

$$E = E_0 f(z) \cos \phi, \quad (2)$$

где: $\phi = (2\pi f t - k_z z)$; t — время; ($k_z = 2\pi/\lambda$) — модуль продольной составляющей волнового вектора в секции; функция $f(z) = \exp(-z/l_{\text{зат}})$ учитывает затухание СВЧ-волны вдоль оси z . Отметим, что наряду с фазами СВЧ-волн в секциях ЛУЭ удобно рассматривать сгруппированные по фазам продольные сгустки ускоряемых пучков e^- и/или e^+ и отсчитывать фазу по отношению к фазе ультрарелятивистских $e^-(e^+)$, которые практически не имеют движения по фазам и ускоряются на самом гребне СВЧ-волны.

При моделировании динамики продольного e^+ -движения в секции ЗС проводилось методом Рунге—Кутты четвертого порядка точности интегрирование уравнений:

$$\begin{cases} \frac{d\phi^+}{dz} = 2\pi f \left(\frac{1}{v^+} - \frac{1}{v_{\text{ф}}} \right), \\ \frac{dW^+}{dz} = e \cdot E_0 \cdot f(z) \cdot \cos \phi^+, \end{cases} \quad (3)$$

**Рис. 2.** Распределение e^- -пучка в ЛУЭ-100 ИЯИ РАН по фазам ϕ^- СВЧ-волны [25].

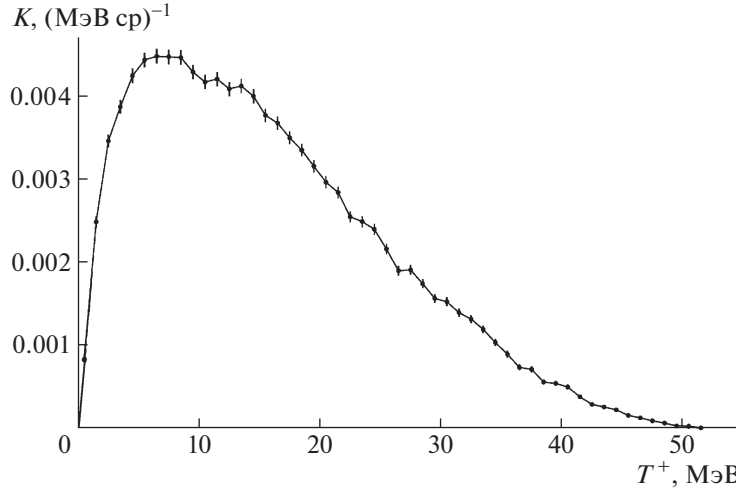


Рис. 3. Зависимость $K(T^- = 55 \text{ МэВ}, T^+)$ для Та-конвертера толщиной $\cong 1.3 X_0$ из [20].

где: v^+ и v_ϕ — z -составляющие скорости ускоряемого e^+ и фазовой скорости СВЧ-волны соответственно; e — элементарный электрический заряд; W_n^+ и W_k^+ — полные энергии ускоряемого e^+ в начале и конце секции ЗС ($W^+ = T^+ + \mu$, здесь μ — энергия покоя $e^-(e^+)$).

В модели для e^+ брались попарно начальные (на выходе из конвертера) значения: фазы $(\phi_n^+)_j \pm \pm 0.5\Delta(\phi_n^+)$ (из всей совокупности их значений в приближенном равномерном распределении шириной $\Phi = 30^\circ$ с шагом $\Delta(\phi_n^+)$ до 1°); полной энергии $(W_n^+)_l \pm \pm 0.5\Delta(W_n^+)$ (в общем случае использовалась вся совокупность их значений с шагом ΔW_n^+ до 0.1 МэВ из приближенного представления показанной на рис. 3 зависимости $K(T^- = 55 \text{ МэВ}, T^+)$ для $0.1 \leq T^+ \leq 52 \text{ МэВ}$, найденного методом наименьших квадратов с применением функций-полиномов). Определялись на выходе секции ЗС конечные значения фазы $(\phi_k^+)_j \pm 0.5\Delta(\phi_k^+)$ и полной энергии $(W_k^+)_l \pm 0.5\Delta(W_k^+)$, а также максимальные начальные $(\theta_n^+)_{j,l}$ и конечные $(\theta_k^+)_{j,l}$ полярные углы.

Для e^+ , прошедших секцию-«доускоритель» ЗС, θ_n^+ находились из соотношения (см., например, [26]), полученного для $f(z) = \text{const}$, но при таком эффективном значении E , для которого при заданных W_n^+ достигаются те же значения W_k^+ , что и в [18]:

$$(\theta_n^+)_{j,l} = \frac{a}{s + \frac{(W_n^+)_l}{(W_k^+)_j - (W_n^+)_l} \cdot L \cdot \ln \left[\frac{(W_k^+)_j}{(W_n^+)_l} \right]}. \quad (4)$$

При этом θ_k^+ вычислялись на основе сохранения поперечной составляющей импульса e^+ , исходя из соотношения:

$$(\theta_k^+)_{j,l} = (\theta_n^+)_{j,l} \left[\frac{(W_n^+)_l^2 - \mu^2}{(W_k^+)_j^2 - \mu^2} \right]^{0.5}. \quad (5)$$

Полученным e^+ для каждой пары $(\phi_n^+)_j$ и $(W_n^+)_l$ при таких расчетах приписывались значения тока (при I^- — среднем токе падающих на конвертер e^-):

$$(i^+)_{j,l}((W_k^+)_j \pm 0.5\Delta(W_k^+)) = I^- \cdot A_1 \cdot A_2 \cdot A_3, \quad (6)$$

где факторы A_1, A_2, A_3 имеют следующие значения:

$$A_1 = [\Delta(\phi_n^+)]/\Phi; \quad (7)$$

$$A_2 = K((W_n^+)_l - \mu) \cdot \Delta(W_n^+); \quad (8)$$

$$A_3 = \Delta(\Omega_n^+) \approx \pi(\theta_n^+)_{j,l}^2. \quad (9)$$

При этом средний e^+ -ток при $(W_k^+) \pm 0.5\Delta(W_k^+)$ на выходе секции ЗС есть:

$$I_k^+(W_k^+ \pm 0.5\Delta W_k^+) = \sum_{j,l} (i^+)_{j,l}(W_k^+ \pm 0.5\Delta W_k^+). \quad (10)$$

Оказалось, что каждое распределение $I_k^+(W_k^+) \equiv I_k^+$ (по крайней мере, при фазовых сдвигах $\Delta\Phi_n$, близких к своим оптимальным значениям $\Delta\Phi_{n \text{ опт}}$) имеет пик со своим максимумом $I_{k \text{ макс}}^+(W_{k \text{ макс}}^+) \equiv I_{k \text{ макс}}^+$. Влияние различных факторов на форму

зависимости $I_K/I_{K \text{ макс}}$ от W_K^+ показано на рис. 4, где: $a - A_1$ взято из (7), $A_2 = \text{const}(W_H^+)$, $A_3 \equiv \text{const}$, сплошная тонкая кривая дана для полного интервала $0 < W_H^+ \leq 52$ МэВ, для двух же его составляющих (более толстая сплошная кривая дана для $0 < W_H^+ \leq 5$ МэВ, а штриховая кривая дана для $5 \text{ МэВ} < W_H^+ \leq 52$ МэВ); $b - A_1$ и A_2 взяты соответственно из (7) и (8), $A_3 \equiv \text{const}$; $c - A_1, A_2$ и A_3 взяты соответственно из (7), (8) и (9).

Наряду с описанной в этом разделе “прямой” задачей получения I_K^+ в зависимости от W_K^+ решалась путем соответствующей выборки и “обратная” задача для выделенного диапазона ($W_{K \text{ макс}}^+ \pm \Delta W_{K \text{ макс}}^+$) получения спектра для e^+ с конвертера $I_H^+(T_H^+)$, приведших к $I_{K \text{ макс}}^+$ в указанном диапазоне W_K^+ .

На выходе “доускорителя” образуется пучок e^+ со сравнительно широким спектром их полных конечных энергий W_K^+ . Обычно с помощью некой системы транспортировки, формирования и анализа (СТФА) из такого e^+ -пучка выделяется требуемая часть, содержащая только малый интервал ΔW_K^+ . В то же время выделяемый СТФА e^+ -пучок по сравнению с тем, который имеется на выходе “доускорителя”, может быть “урезанным” и по своему поперечному четырехмерному эмиттансу с его объемом $V_{\text{эмитт}}$, формой и расположением, не позволяющими области эмиттанса уместиться полностью внутри поперечного аксептанса удовлетворяющей требованиям проводимых экспериментов СТФА с соответствующими объемом $V_{\text{акс}}$, формой и расположением. Для краткости такое положение обозначим здесь условно неравенством $V_{\text{эмитт}} > V_{\text{акс}}$. Если же такого “урезания” нет, обозначим это здесь условно неравенством $V_{\text{эмитт}} < V_{\text{акс}}$. В последнем случае для нахождения A_3 остается пригодным соотношение (9).

Для случаев $V_{\text{эмитт}} > V_{\text{акс}}$ в нашей модели используется довольно грубое приближение, согласно которому для аксептанса можно ввести некоторое эффективное предельное значение величины $\theta_{\text{эфф}}^2$, которому должно соответствовать значение $\theta_{K \text{ эфф}}^2$ для e^+ -пучка на выходе e^+ -“доускорителя”. Отсюда появляется предельное значение для $\theta_{\text{н эфф}}^2$, которое согласно соотношению (5) есть:

$$(\theta_{\text{н эфф}}^2)_{j,l} = \theta_{\text{эфф}}^2 \frac{(W_K^+)_{j,l}^2 - \mu^2}{(W_H^+)_{l,l}^2 - \mu^2}. \quad (11)$$

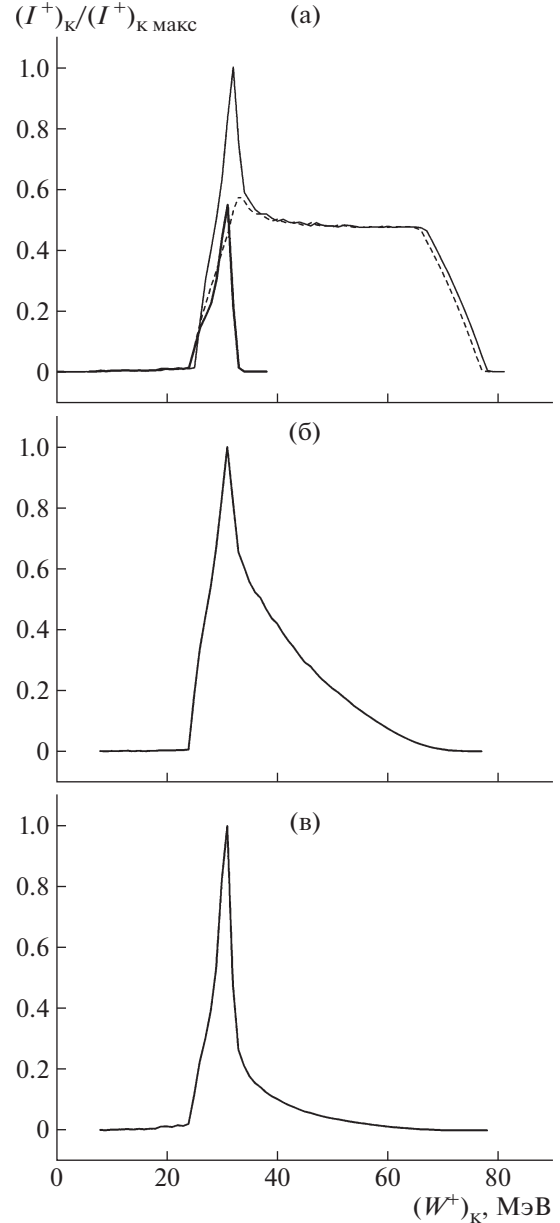


Рис. 4. Иллюстрация роли различных факторов в получении формы зависимости $I_K/I_{K \text{ макс}}$ от $(W_K^+)_K$ (см. подробности в тексте).

Таким образом, в выбранной модели при $V_{\text{эмитт}} > V_{\text{акс}}$ вместо A_3 согласно (9) надо брать $A_{3 \text{ эфф}}$:

$$\begin{aligned} A_{3 \text{ эфф}} &= \Delta(\Omega_{\text{н эфф } j,l}^+) = \pi(\theta_{\text{н эфф } j,l}^+)^2 = \\ &= \pi\theta_{\text{эфф}}^2 \frac{(W_{K,j,l}^+)^2 - \mu^2}{(W_{H,l}^+)^2 - \mu^2}. \end{aligned} \quad (12)$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для пучков ускоренных e^+ на рис. 5 представлены примеры формы измеренного на ЛУЭ-100

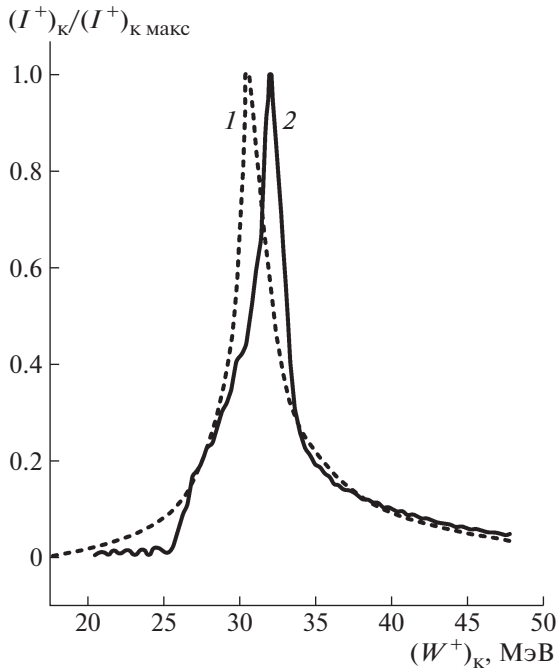


Рис. 5. Сопоставление зависимостей от W_{κ}^{+} для $I_{\kappa}^{+}(W_{\kappa}^{+} \pm 0.5\Delta W_{\kappa}^{+})/I_{\kappa \text{ макс}}^{+}(W_{\kappa \text{ макс}}^{+} \pm 0.5\Delta W_{\kappa}^{+})$ – относительных энергетических распределений e^{+} на выходе секции ЗС при $\Delta\Phi_{\text{н}} = -45^{\circ}$ и $\Delta W_{\kappa}^{+}/W_{\kappa}^{+} \cong 1\%$. Кривая 1 – эксперимент [18], кривая 2 – настоящий расчет.

(кривая 1 из [18]) и рассчитанного (при $E_0 \cong \cong 7.9 \text{ МэВ м}^{-1}$) в настоящей работе по описанной выше модели (кривая 2) энергетических распределений $I_{\kappa}^{+}(W_{\kappa}^{+} \pm 0.5\Delta W_{\kappa}^{+})$, когда $\Delta\Phi_{\text{н опт}} \approx -45^{\circ}$ (см. ниже), $W_{\kappa}^{+} \cong 32 \text{ МэВ}$, а $\Delta W_{\kappa}^{+}/W_{\kappa}^{+} = 1\%$. Наблюдается приемлемое согласие формы расчетной и экспериментальной кривых. Небольшой сдвиг расположения максимумов кривых 1 и 2 по энергии их расположения, как представляется, объясняется небольшим различием значений E_0 в эксперименте и расчете. Согласие указывает на определенную адекватность используемой модели.

Дополнительным подтверждением адекватности модели служит согласие между экспериментальной [18] (на ЛУЭ-100) и расчетной (при $E_0 \cong \cong 7.9 \text{ МэВ м}^{-1}$) зависимостями $I_{\kappa \text{ макс}}^{+}$ от сдвига фазы СВЧ-волны в секции ЗС $\Delta\Phi_{\text{н}}$, приведенными на рис. 6. На рис. 6 можно видеть, что максимум зависимости $I_{\kappa \text{ макс}}^{+}(\Delta\Phi_{\text{н}})$ достигается при оптимальном сдвиге фазы $\Delta\Phi_{\text{н опт}} \approx -(40-45)^{\circ}$, причем $I_{\kappa \text{ макс}}^{+}(\Delta\Phi_{\text{н}} = 0^{\circ}) \approx (0.25-0.40) \times I_{\kappa \text{ макс}}^{+}(\Delta\Phi_{\text{н опт}} \approx -45^{\circ})$. Надо отметить, что в ран-

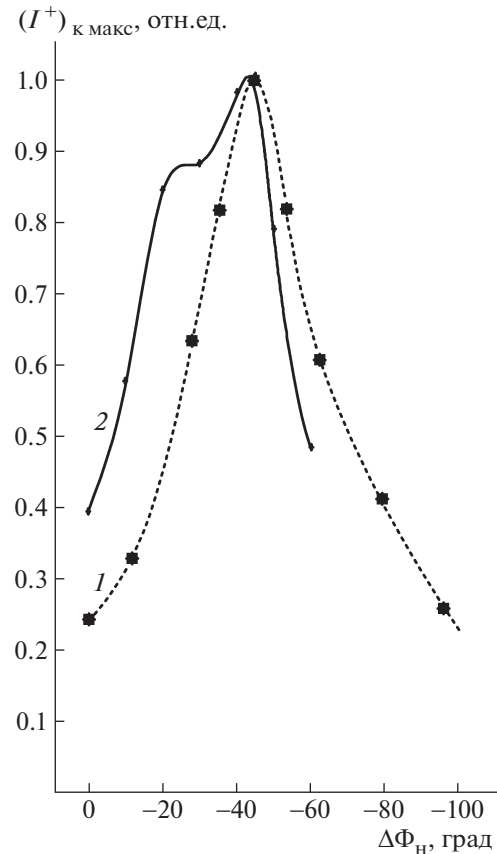


Рис. 6. Зависимость $I_{\kappa \text{ макс}}^{+}$ от $\Delta\Phi_{\text{н}}$. Кривая 1 – эксперимент [18], кривая 2 – данный расчет.

них работах по получению e^{+} с использованием их ускорения в последующей секции ЛУЭ обычно указывалось, что сдвиг фазы СВЧ-волны в этой секции по сравнению с оптимальным режимом ускорения в ней ультрарелятивистских e^{-} равен 180° , то есть, что $\Delta\Phi_{\text{н опт}} = 0^{\circ}$ (см., например, [27]). Хотя в работах [18, 28] указывалось, что $\Delta\Phi_{\text{н опт}} \neq 0^{\circ}$, представляется, что этому обстоятельству следует уделить особое внимание, поскольку и позже продолжали появляться работы (см., например, [29]), в которых снова говорилось, что $\Delta\Phi_{\text{н опт}} = 0^{\circ}$.

Для прояснения полученного оптимального фазового сдвига $\Delta\Phi_{\text{н опт}} \approx -45^{\circ}$ при $E_0 \cong 7.9 \text{ МэВ м}^{-1}$ был рассчитан спектр кинетических энергий e^{+} на выходе из конвертера, которые далее ускорялись в секции ЗС и привели на выходе из секции ЗС к $I_{\kappa \text{ макс}}^{+}(W_{\kappa \text{ макс}}^{+} \pm \Delta W_{\kappa \text{ макс}}^{+})$, где $W_{\kappa \text{ макс}}^{+} = 32 \text{ МэВ}$ и $\Delta W_{\kappa \text{ макс}}^{+} = 0.16 \text{ МэВ}$. Рассчитанный для указанных условий спектр $I_{\text{н}}^{+}(T_{\text{н}}^{+})$ приведен на рис. 7. Можно видеть, что существенный вклад в формирование пика $I_{\kappa \text{ макс}}^{+}$ приходит от e^{+} с полными энергиями $W_{\kappa}^{+} \approx 2 \text{ МэВ}$. Так как скорость таких e^{+}

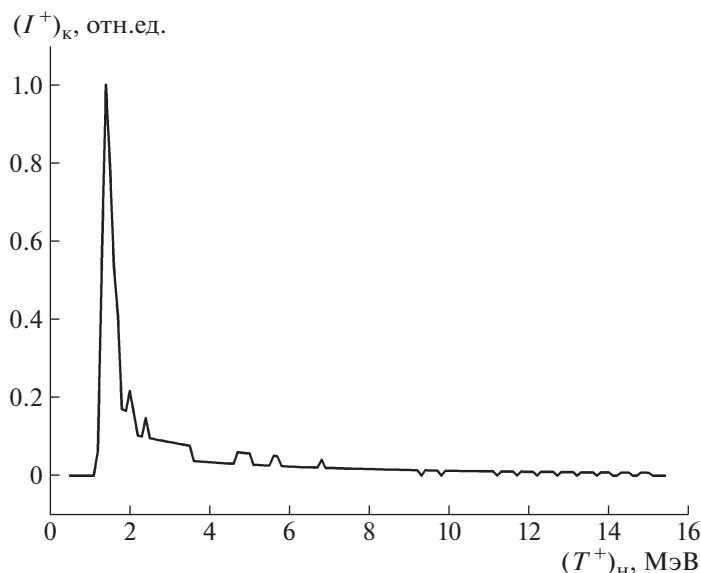


Рис. 7. $I^+_{\text{н}}(T^+_{\text{н}})$ из данных расчетов для e^+ с конвертера, приведших на выходе из секции ЗС к $I^+_{\text{к макс}}(W^+_{\text{к макс}} \pm \Delta W^+_{\text{к макс}})$ с $W^+_{\text{к макс}} = 32$ МэВ и $\Delta W^+_{\text{к макс}} = 0.16$ МэВ.

существенно меньше c , то для эффективного их захвата в “доускоритель” с $V_{\phi} = c$ надо учесть их фазовое скольжение как по пути через свободный промежуток длиной s перед эффективным началом СВЧ-поля в секции ЗС, так и на начальном этапе их ускорения в этой секции. Необходимо, чтобы такие e^+ из конвертера инжектировались перед гребнем эффективной СВЧ-волны, как бы “протянутой” в межсекционный промежуток ЛУЭ и ускоряющей ультрарелятивистские e^+ при $\Delta\Phi_{\text{н}} = 0$ на самом своем гребне (см. выше). Знание спектра $I^+_{\text{н}}(T^+_{\text{н}})$ должно (по крайней мере, в принципе) позволить проводить выбор и расчеты согласующей и фокусирующей магнитной системы для e^+ -пучка после конвертера и в самом “доускорителе”.

Интересно рассмотреть распределение конечных фаз $\phi^+_{\text{к}}$ для e^+ -пучка на выходе из секции ЗС $I^+_{\text{к}}(\phi^+_{\text{к}})$. Ширина такого распределения позволяет оценить перспективность использования устройств типа монохроматоров-дегруппирователей (см., например, проект [30]) для увеличения энергетической плотности полученного на ЛУЭ ускоренного e^+ -пучка. Используемая модель позволяет рассчитать это распределение, что тем более важно, так как измерения этого распределения затруднительны. На рис. 8 представлены результаты расчета $I^+_{\text{к}}(\phi^+_{\text{к}})$ при: $E_0 \cong 7.9$ МэВ м^{-1} ; $\Delta\Phi_{\text{н опт}} \approx -45^\circ$; $W^+_{\text{к}} = (32 \pm 2.5)$ МэВ. Из-за фазового скольжения части ускоряемых e^+ полная ширина фазового распределения при указанных условиях возраста-

ет до $\approx 80^\circ$, а максимум распределения смещен относительно гребня СВЧ-волны на $\approx 20^\circ$. Поэтому для оптимальной перенастройки многосекционного ЛУЭ на e^+ -режим целесообразно использование не одного общего для всего “доускорителя” фазовращателя, как, например, в [27], а двух (один — для первой секции “доускорителя”, другой — для остальных его секций).

Для оптимизации возможностей решения задач экспериментальных ядернофизических исследований в области гигантских резонансов (ГР) в атомных ядрах важны измерения и расчеты e^+ -токов при: малых поперечных эмиттансах e^+ -пучков; интересующих e^+ -энергиях (скажем, $10 \leq W^+_{\text{к}} \leq 35$ МэВ в условиях соответствующих им E_0 и $\Delta\Phi_{\text{н опт}}$); разбросах этих энергий (скажем, $(\Delta W^+_{\text{к}}/W^+_{\text{к}}) = 1\%$). Такие измерения на ЛУЭ-100 были проведены в [18], соответствующие расчеты выполнены в данной работе, а их результаты сопоставляются друг с другом на рис. 9. Можно считать, что расчеты в рамках использованной простой модели вполне удовлетворительно объясняют результаты эксперимента (особенно с учетом весьма приближенного учета соотношений поперечных эмиттансов e^+ -пучков $V_{\text{эмтт}}$ и поперечного акцептанса выбранной СТФА $V_{\text{акс}}$).

Для задач исследований ГР при указанных выше условиях для одних и тех же или практически одинаковых как ЛУЭ, так и удовлетворяющих требованиям экспериментов СТФА проведено сопоставление при номинальных для выбранных

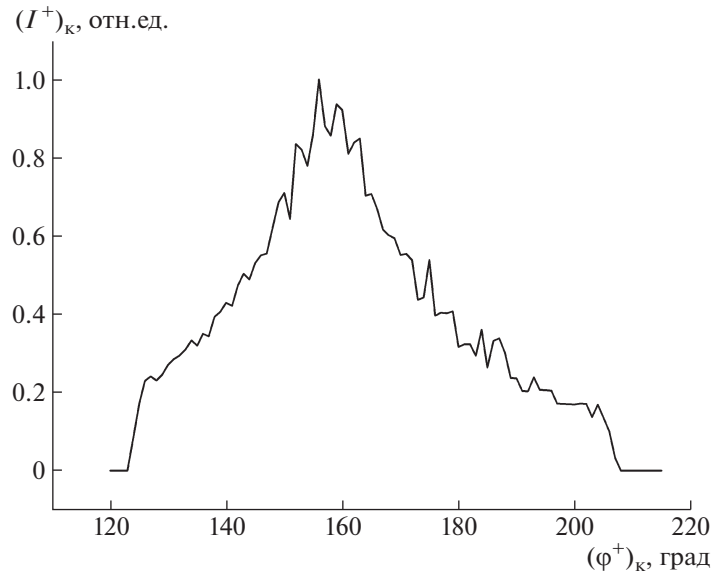


Рис. 8. $I^+_{к}(\phi^+_{к})$ из данных расчетов при: $W^+_{к макс} = 32$ МэВ; $\Delta\Phi_{н опт} \approx -45^\circ$; $W^+_{к} = (32 \pm 2.5)$ МэВ.

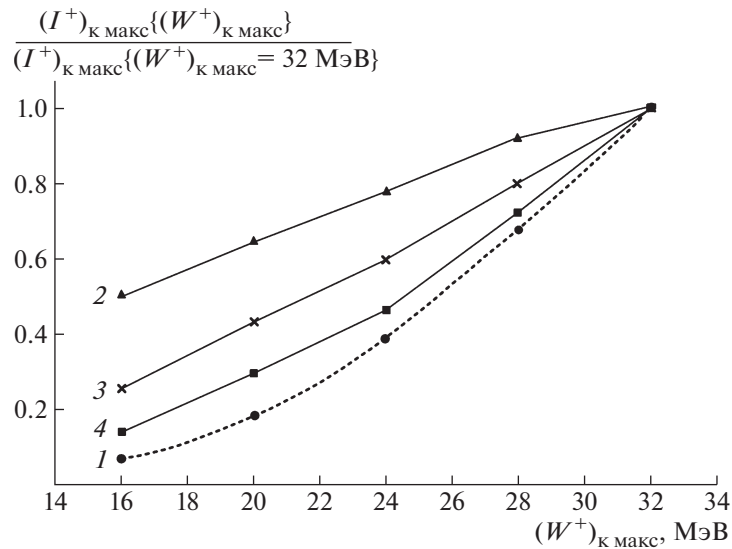


Рис. 9. $I^+_{к макс}(W^+_{к макс})/I^+_{к макс}(W^+_{к макс} \approx 32 \text{ МэВ})$ из эксперимента [18] и данных расчетов при различных значениях E_0 и соответствующих им $W^+_{к макс}$. 1 – эксперимент [18] при $\Delta W^+_{к макс}/W^+_{к макс} \approx \pm 0.5\%$ и $V_{эмтт} > V_{акс}$; 2 – расчет при $\Delta W^+_{к макс} = \text{const} = \pm 0.16$ МэВ и $V_{эмтт} < V_{акс}$; 3 – расчет при $\Delta W^+_{к макс}/W^+_{к макс} \approx \pm 0.5\%$ и $V_{эмтт} < V_{акс}$; 4 – расчет при $\Delta W^+_{к макс}/W^+_{к макс} \approx \pm 0.5\%$ и $V_{эмтт} > V_{акс}$.

ЛУЭ энергиях и одинаковых токах e^- , падающих на конвертеры, методов получения “усваиваемых” СТФА средних токов $I^+_{к}(W^+_{к})$ e^+ -пучков с и без e^+ -ускорения. Результаты из [18] для такого сопоставления $I^+_{к}(W^+_{к})$ для ЛУЭ-100 показаны на рис. 10а (см. также рис. 1), где: кривые 2 и 2' полу-

чены с конвертером Та2 с e^+ -ускорением без магнитной e^+ -фокусировки в областях после конвертера и на e^+ -“доускорителе”, причем кривая 2' (совпадающая с кривой 1 на рис. 9) дана для максимумов кривых типа 2; кривая 3 получена с внешним конвертером Та3 без e^+ -ускорения. Ре-

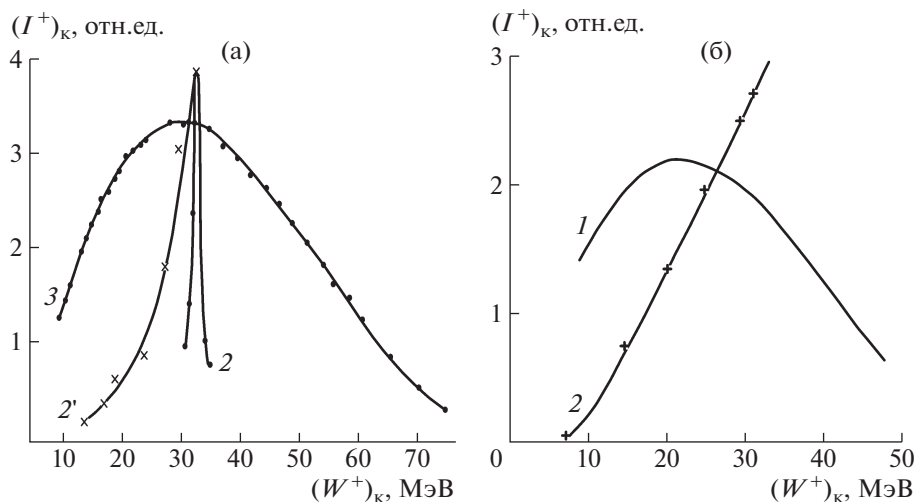


Рис. 10. Сопоставление эффективности e^+ -ускорения при получении $I_k^+(W_k^+)$: а — из [18] с e^+ -ускорением (кривые 2 и 2') и без e^+ -ускорения (кривая 3); б — из [28] с e^+ -ускорением (кривая 2) и из [31] без e^+ -ускорения (кривая 1).

результаты для такого сопоставления $I_k^+(W_k^+)$ также показаны на рис. 10б: кривая 1 — из Saclay [31] без e^+ -ускорения; кривая 2 — из Giessen [28] с e^+ -ускорением и магнитной e^+ -фокусировкой в областях после конвертера и на e^+ -“доускорителе”. Отметим, что полученные без e^+ -ускорения зависимости $I_k^+(W_k^+)$ являются приведенными к W_k^+ и $(\Delta W_k^+/W_k^+) = \text{const}$ зависимостями величин $K(T^-, T_n^+)$ (см., например, рис. 3 и работу [20]). При этом результаты без e^+ -ускорения можно с привлечением данных из [20] использовать в качестве референтных для сопоставления полученных на различных ЛУЭ полных коэффициентов конверсии $e^- \rightarrow e^+$ и для случаев использования e^+ -ускорения. Исходя из приведенного на рис. 10а и 10б, можно понять, что метод с e^+ -ускорением почти во всем интересующем для исследований ГР диапазоне энергий W_k^+ уступает методу без e^+ -ускорения и только примерно при $W_k^+ \geq 30$ МэВ имеет преимущество. Формы кривых $I_k^+(W_k^+)$ с и без e^+ -ускорения на рис. 10а близки к соответствующим на рис. 10б, а некоторые различия, видимо, связаны с различиями номинальных e^- -энергий на внешних по отношению к ЛУЭ конвертерах (≈ 83 МэВ на ЛУЭ-100 [4, 18] и ≈ 70 МэВ на ЛУЭ в Giessen [28] и в Saclay [31]). Несмотря на отличия, возможно важное заключение о малой эффективности использования магнитной e^+ -фокусировки в областях после конвертера и на e^+ -“доускорителе” в случае, если СТФА по необходимости выделяет только центральные малые доли эмиттансов ускоренных e^+ -пучков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальным и расчетным путем выявлены важные особенности метода получения e^+ -пучков от межсекционных конвертерных мишеней ЛУЭ с использованием e^+ -ускорения в последующих секциях ЛУЭ, которые обусловлены как начальными параметрами e^+ -пучка из конвертера, так и динамикой процесса e^+ -ускорения в ЛУЭ.

Хотя результаты получены при отсутствии магнитной фокусировки для e^+ в ЛУЭ, они носят достаточно общий характер, что следует из сравнения с данными работ, где такая фокусировка имеется.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Rachek I.A. et al.* // Proc. Int. Sem. “EMIN-2012”. INR RAS, Moscow, 2013. P. 108.
2. *Dzhilavyan L.Z.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2014. V. 78. P. 445.
3. *Dzhilavyan L.Z., et al.* // Phys. Part. Nucl. 2017. V. 48. No. 1. P. 139.
4. *Dzhilavyan L.Z., Kucher N.P.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1979. V. 30. P. 151.
5. *Dietrich S.S., Berman B.L.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1988. V. 38. P. 199.
6. *Varlamov V.V. et al.* // Report INDC(NDS)-394. 1999. Vienna: IAEA.
7. *Ballam J. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. 1969. V. 73. P. 53.
8. *Blum D. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. 1974. V. 115. P. 553.
9. *Argan P. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1984. V. 228. P. 20.

10. *Miroshnichenko I.I. et al.* // JETP Lett. 1979. V. 29. No. 12. P. 722.
11. *Alguard M.J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 1148.
12. *Astrelina K.V. et al.* // J. Exp. Theor. Phys. 2008. V. 106. P. 77.
13. <http://www.inp.nsk.su/nauka/issledovatel'skaya-infrastruktura/nauchnye-ustanovki/kompleks-vepp-4-vepp-2000/>
14. *Bondar A.E.* // Phys. At. Nucl. 2013. V. 76. P. 1072.
15. <https://ctd.inp.nsk.su/c-tau/>
16. *Miller J. et al.* // J. Phys. Rad. 1960. V. 21. P. 755.
17. *Jupiter C.P. et al.* // Phys. Rev. 1961. V. 121. P. 866.
18. *Dzhilavyan L.Z.* // Proc. 6th All-Union Conf. Accelerators of Charge Particles. 1979. Dubna: JINR. V. 2. P. 182; Preprint INR P-0099. 1978. Moscow: INR (in Russian).
19. *Dzhilavyan L.Z., Karev A.I.* // Proc. 7th All-Union Conf. Accelerators of Charge Particles. 1981. Dubna: JINR. V. 1. P. 209 (in Russian).
20. *Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Polonski A.L.* // Phys. At. Nucl. 2020. V. 83. P. 530.
21. *Elektrofizicheskaya apparatura promyshlennogo izgotovleniya. Spravochnik [Industrial Electrophysical Equipment. The Handbook].* 1963. Moscow: Gosatomizdat P. 26 (in Russian).
22. *Grushetzkii V.F., Zharenov M.A., Lazareva L.E., Makarov A.V., Petrenko V.V., Ponomarev V.N., Skorik V.A.* // Vopr. At. Nauki Tekh., Ser.: Tekh. Fiz. Eksp. 1979. No. 1 (3). P. 44 (in Russian).
23. *Valter A.K. et al.* // Proc. Int. Conf. Accelerators. Dubna, 1963. 1964. Moscow: Gosatomizdat. P. 420–424; 435–439 (in Russian).
24. *Valdner O.A. et al.* Spravochnik po diafragmirovannym volnovodam [Diaphragm Waveguide Handbook]. 1969. Moscow: Gosatomizdat (in Russian).
25. *Dzhilavyan L.Z., Obozny V.A., Ponomarev V.N.* // Vopr. At. Nauki Tekh. Ser.: Lineyn. Uskor. 1976. No. 1(2). P. 59 (in Russian).
26. *Smith L.* Handbuch der Physik. Band XLIV. Instrumentelle Hilfsmittel der Kernphysik. 1959. Springer-Verlag: Berlin-Göttingen-Heidelberg.
27. *Grishaev I.A. et al.* // Proc. All-Union Conf. Accelerators of Charge Particles. 1970. Moscow: VINITI. V. 1. P. 574 (in Russian).
28. *Kneissl U. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1975. V. 127. P. 1.
29. *Hayward E. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1979. V. 159. P. 289.
30. *Basargin Yu.G. et al.* // Vopr. At. Nauki Tekh. Ser.: Lineyn. Uskor. 1976. No. 1(2). P. 7 (in Russian).
31. *Carlos P.* Thesis. 1972. A l'Université de Paris-SUD. Centre d'Orsay. Orsay, Série A, N° d'ordre 902.

Specific Features of the Positron Acceleration Dynamics in Traveling-Wave Electron LINACs

L. Z. Dzhilavyan^{1, *} and A. I. Karev^{2, **}

¹ *Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia*

² *Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia*

*e-mail: dzhil@inr.ru

**e-mail: darlingsasha@mail.ru

Received May 8, 2020; revised May 19, 2020; accepted May 25, 2020

Abstract—For multisectional traveling wave linear electron accelerators, the acceleration of positrons from an electron-bombarded intersectional converter target is considered by comparison of the model with an experiment. For the accelerated positrons and their energy spectra, the dependence of maxima of these spectra on the initial phase shift of a microwave (which accelerates the positrons) and on the energy of accelerated positrons and the phase distributions of these positrons are obtained. The spectra of the initial positron energies are found, which are essential in obtaining the accelerated positron current at the maximum of their spectrum. To study giant resonances in atomic nuclei, the efficiencies of obtaining positrons with and without their acceleration at electron LINACs are compared.

Keywords: multisectional linear accelerator of electrons on a traveling wave (LINAC), beams of electrons and positrons in LINAC, dynamics of positron acceleration in LINAC sections, giant resonances in atomic nuclei