

ОБЛУЧЕНИЕ ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИИ ЯДРАМИ ^8He НА СЕПАРАТОРЕ ACCULINNA

*Д. А. Артеменков^а, А. А. Безбах^а, В. Браднава^а, М. С. Головков^а,
А. В. Горшков^а, П. И. Зарубин^а, И. Г. Зарубина^а, Г. Каминьски^{а,б},
Н. К. Корнегруца^а, С. А. Крупко^а, К. З. Маматкулов^а,
Р. Р. Каттабеков^а, В. В. Русакова^а, Р. С. Слепнев^а,
Р. Станоева^в, С. В. Степанцов^а, А. С. Фомичев^а, В. Чудоба^{а,г}*

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Институт ядерной физики ПАН, Краков, Польша

^в Юго-западный университет, Благоевград, Болгария

^г Институт физики, Университет Силезии, Опава, Чешская Республика

На сепараторе ACCULINNA ядерная эмульсия была облучена в пучке радиоактивных ядер ^8He с энергией 60 МэВ и обогащением около 80%. Измерения 278 распадов ядер ^8He , остановившихся в эмульсии, позволяют оценить возможности α -спектрометрии, а также впервые наблюдать дрейф атомов ^8He , термализованных в веществе.

At the ACCULINNA separator a nuclear track emulsion is exposed to a beam of radioactive ^8He nuclei with energy of 60 MeV and enrichment of about 80%. Measurements of 278 decays of ^8He nuclei stopped in the emulsion allow one to evaluate the possibility of α -spectrometry, as well as for the first time to observe a thermal drift of atoms ^8He in matter.

PACS: 25.25.-x

ВВЕДЕНИЕ

В диапазоне энергии ядер несколько МэВ на нуклон возникает возможность имплантации радиоактивных ядер в вещество детектора. В таком подходе могут исследоваться не сами имплантируемые ядра, а дочерние состояния, образующиеся в их распадах. В частности, в распадах легких радиоактивных ядер возможно заселение 2α - и 3α -частичных состояний. В этой связи заслуживают рассмотрения известные, хотя и несколько забытые, возможности детектирования медленных ядер в ядерной эмульсии. Достоинства этого метода составляют: наилучшее пространственное разрешение (около 0,5 мкм), возможность наблюдения следов в полном телесном угле и рекордный диапазон чувствительности, начинающийся с релятивистских однозарядных частиц с минимальной ионизацией. В ядерной эмульсии могут быть измерены направления и длины пробега пучковых ядер и продуктов их распада, что дает основу для спектрометрии.

Более полувека назад наблюдались «молоточковые» следы распадов $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ от β -распадов остановившихся фрагментов ^8Li и ^8B , рожденных, в свою очередь, частицами высоких энергий при расщеплении ядер из состава эмульсии [1]. Другой пример —

это первое наблюдение распада $2\alpha + p$ ядра ${}^9\text{C}$ через состояние 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$ [2]. Благодаря созданию установок по получению пучков радиоактивных ядер, ядерная эмульсия оказывается эффективным методом изучения распадов легких экзотических ядер как с избытком нейтронов, так и протонов.

В качестве первого шага в применении такого подхода в марте 2012 г. ядерная эмульсия была облучена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова (ЛЯР ОИЯИ) ядрами ${}^8\text{He}$ с энергией около 60 МэВ. Особенности распадов этого изотопа ${}^8\text{He}$ детально представлены на рис. 1, согласно обзору [3]. После остановки и нейтрализа-

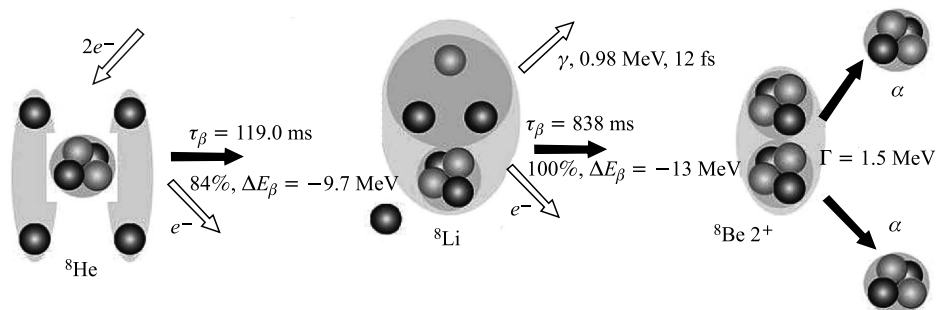


Рис. 1. Схема основного канала каскадного распада изотопа ${}^8\text{He}$; светлые кружки соответствуют протонам, темные — нейтронам; кластеры выделены темным фоном

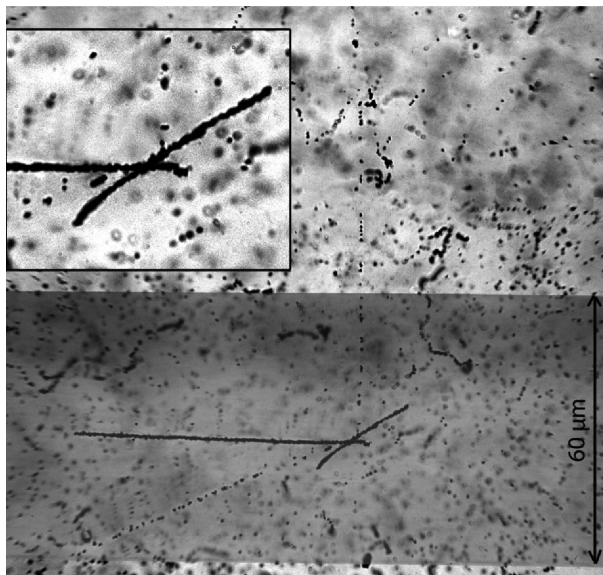


Рис. 2. Мозаичная макрофотография «молоточкового» распада ядра ${}^8\text{He}$, остановившегося в ядерной эмульсии (горизонтальный след). В распаде образовались пара релятивистских электронов (точечные следы) и пара α -частиц (короткие противоположно направленные следы). На вставке сверху представлена увеличенная вершина распада. Для иллюстрации пространственного разрешения образ распада совмещен с макрофотографией человеческого волоса толщиной 60 мкм

ции ядра ^8He в веществе, образовавшийся атом ^8He остается несвязанным (благородный газ) и в результате термализации может испытывать дрейф в среде до β -распада. Период полураспада ядра ^8He составляет $\tau_\beta = (119,0 \pm 1,5) \cdot 10^{-3}$ с. С вероятностью 84 % и энергией $\Delta E = 9,7$ МэВ β -распад этого ядра происходит на связанный уровень 0,98 МэВ ядра ^8Li . Затем ядро ^8Li с периодом полураспада $\tau_\beta = (838 \pm 6) \cdot 10^{-3}$ с и со 100 %-й вероятностью и энергией $\Delta E = 13$ МэВ испытывает β -распад на уровень 2^+ ядра ^8Be (3,03 МэВ). И наконец, ядро ^8Be из состояния 2^+ , имеющее ширину 1,5 МэВ, распадается на пару α -частиц.

На рис. 2 представлена мозаичная макрофотография распада остановившегося в ядерной эмульсии ядра ^8He — одного из нескольких тысяч, наблюдавшихся в данном исследовании. На сайте проекта BECQUEREL [4] собраны видеозаписи таких распадов, сделанные с помощью микроскопа и фотоаппарата. Настоящая работа посвящена анализу этого облучения на основе измерения 278 распадов такого типа.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Облучение ядерной эмульсии ядрами ^8He с энергией 60 МэВ выполнено в ЛЯР ОИЯИ на фрагмент-сепараторе ACCULINNA [5, 6] (рис. 3). Для получения ^8He использовался пучок тяжелых ионов ^{18}O с энергией 35 МэВ/нуклон и интенсивностью порядка 0,3 рмкА, выведенный из циклотрона У-400М [7]. Ионы ^{18}O бомбардировали мишень из пиролитического графита толщиной 175 мг/см², установленную в плоскости F_1 . Мишень представляла собой диск диаметром 20 мм и толщиной 1 мм, закрепленный между двух медных пластин, охлаждаемых водой. Размер пучка на мишени формировался при помощи одной из пластин, используемой как коллиматор диаметром 8 мм.

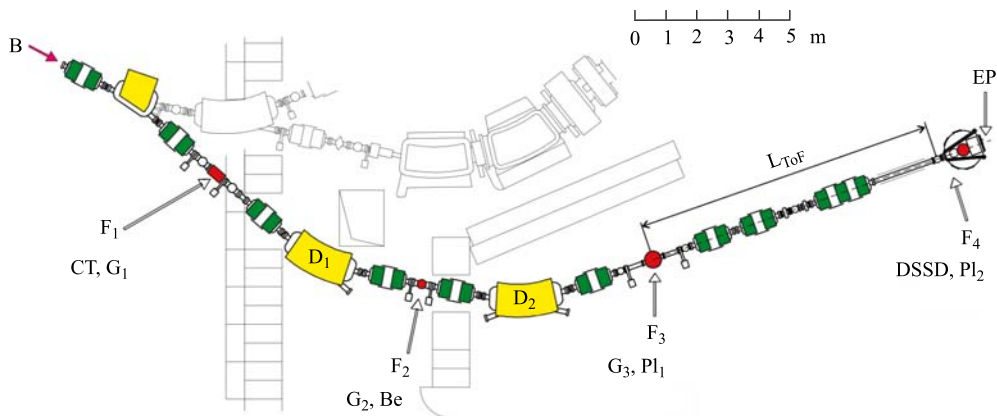


Рис. 3. Схема получения пучка ^8He с энергией 60 МэВ на сепараторе ACCULINNA и места постановки слоев ядерной эмульсии в фокусе F_4 при облучении ядрами ^8He . В — направление первичного пучка, выведенного из ускорителя У-400М; СТ — углеродная мишень; $F_{1,2,3,4}$ — фокальные плоскости; $G_{1,2,3}$ — щели коллиматоров; Ве — бериллиевый клин; $P_{1,2}$ — пластиковые сцинтилляционные детекторы; DSSD — стриповый кремниевый детектор; L_{ToF} — база измерения времени пролета; EP — место облучения эмульсионных слоев

Настройка канала первичного пучка осуществлялась через этот коллиматор до максимальной трансмиссии пучка ^{18}O , достигавшей, как правило, 90 %.

Интенсивность первичного пучка измерялась при помощи двух цилиндров Фарадея, установленных в плоскости F_1 до и после коллиматора. Во время облучения интенсивность пучка контролировалась по измерению тока на танталовой фольге толщиной 4 мкм, стационарно установленной перед вторым цилиндром Фарадея.

Параметры настройки сепаратора для получения и формирования вторичного пучка ^8He в ахроматическом фокусе F_3 и конечном фокусе F_4 определялись согласно расчетам полей дипольных и квадрупольных элементов по программе TRANSPORT [8, 9]. Состав пучка в конечной фокальной плоскости F_4 задавался и контролировался следующими средствами: а) в промежуточной плоскости F_2 устанавливалась щель размерами $X = \pm 5$ мм, $Y = \pm 10$ мм и бериллиевый клин толщиной 1000 мкм; б) в ахроматическом фокусе F_3 — щель, размер которой в X - и Y -плоскостях составлял ± 5 , ± 10 мм; в) для идентификации частиц по времени пролета и измерения их энергии в F_3 и F_4 устанавливались два идентичных сцинтилляционных детектора на основе тонких пластинок BC418 размерами 60×40 мм и толщиной 127 мкм, просматриваемых слева и справа двумя ФЭУ. Эти детекторы с временным разрешением около 0,5 нс (полуширина на полувысоте), установленные на прямолинейном участке длиной 8,5 м, обеспечивали определение энергии частиц с точностью не хуже 1 %.

Устройство детектора времени пролета показано на рис. 4. В качестве отражателя использовалась фольга из алюминизированного майлара толщиной 2 мкм. Диффузное отражение обеспечивалось световодом из материала «Тувес». Сцинтилляторы просматривались слева и справа по ходу пучка двумя быстродействующими фотоэлектронными умножителями марки XP2020, что позволяло вносить поправку в амплитудную и временную зависимость сигнала от места попадания частиц в детектор. Позиционное разрешение детектора по горизонтальной координате, определенное по взаимному соотношению амплитуд сигналов слева и справа, составляло около 10 мм. Эта зависимость была особенно заметна и важна для детектора в фокусе F_4 , в котором размеры сходящегося вторичного пучка определялись эллипсом 40×30 мм.

На расстоянии 130 см от пластика в F_4 по ходу пучка непосредственно перед выходным окном из вакуумной камеры устанавливался позиционно-чувствительный кремниевый детектор толщиной 1 мм с активной площадью 58×58 мм и шириной чувствительных полос (стрипов) 1,8 мм. Кремниевый детектор позволял определять профиль пучка

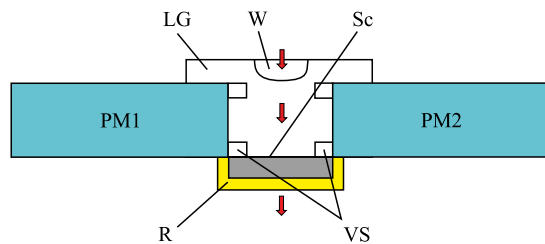


Рис. 4. Схема сцинтилляционного детектора для измерения времени пролета фрагментов на прямолинейном участке F_3 – F_4 сепаратора ACCULINNA. W — входное окно для пучка, закрытое отражателем; LG — полый диффузный световод; Sc — сцинтиллятор; PM1,2 — фотоумножители; R — отражатель; VS — вакуумные уплотнители

по двум координатам с точностью 1,8 мм и обеспечивать однозначную идентификацию частиц посредством измерения потерь энергии частиц более точно, чем позволяет пластиковый детектор. Размеры профиля пучка ^8He в X - и Y -плоскостях, измеренные этим детектором, составляли около 26 мм (полуширина на полувысоте). На рис. 5, *a* показана идентификационная картина пучка радиоактивных ядер, полученная путем измерения потерь энергии частиц в кремниевом детекторе в зависимости от их времени пролета на базе 8,5 м при настройке сепаратора на максимальное прохождение пучка ^8He .

Магнитная жесткость дипольных магнитов D_1 и D_2 , установленная как $B\rho_1/B\rho_2 = 2,8903/2,829$ Тл·м, в сочетании с бериллиевым поглотителем клиновидной формы толщиной 1 мм и щелями ± 5 мм в плоскости максимальной дисперсии F_2 задавали следующие характеристики вторичного пучка ^8He в плоскости F_4 : энергия — $(23,8 \pm 0,9)$ МэВ/нуклон, интенсивность — около 50 частиц/с при интенсивности первичного пучка около 0,3 $\mu\text{мкА}$, обогащение ядрами ^8He — около 80 % (рис. 5, *b*, *в*).

С учетом вещества детекторов внутри вакуумной камеры, выходного окна из каптона толщиной 125 $\mu\text{м}$ и алюминиевой пластины толщиной 3900 $\mu\text{м}$, установленной в воздухе за окном на расстоянии около 2 см, расчетная энергия ядер ^8He перед попаданием

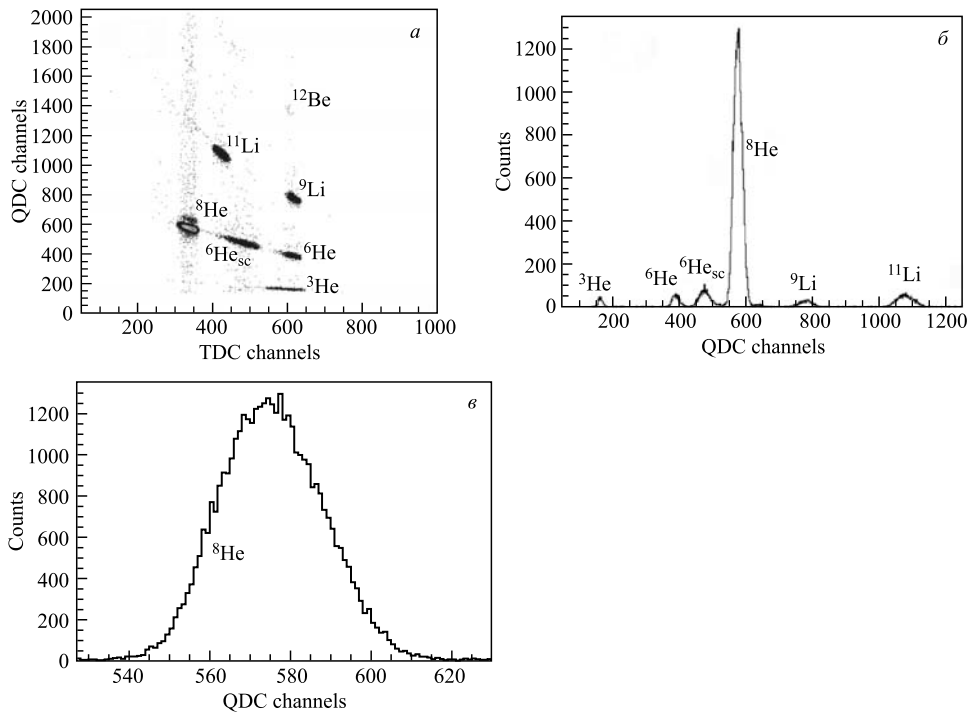


Рис. 5. Состав пучка, сформированного на сепараторе ACCULINNA при настройке на изотоп ^8He из реакции фрагментации ядер ^{18}O с энергией 35 МэВ/нуклон на мишени ^{12}C : идентификация частиц при помощи кремниевого детектора и времени пролета (*a*); спектры энергетических потерь всех частиц пучка в кремниевом детекторе толщиной 1 мм (*b*); энергетические потери только для ядер ^8He (*в*). По соотношению сумм отсчетов на рис. *b* и *в* определялось обогащение пучка ядрами ^8He

в эмульсионную сборку составляла около $(59,2 \pm 4,5)$ МэВ. Пучком с такими характеристиками происходило облучение нескольких эмульсионных слоев. Периоды облучения каждого слоя составляли около 10 мин, что соответствовало интегральному потоку около $4 \cdot 10^4$ ядер ^8He .

Использованная в облучении ядерная эмульсия (условное наименование, серия №21) была воспроизведена недавно предприятием «Микрон» компании «Славич» [10] как аналог известной эмульсии БР-2 с чувствительностью вплоть до релятивистских частиц с минимальной ионизацией. Настоящее исследование может рассматриваться как калибровка эмульсии в условиях физического эксперимента.

Для выбора оптимального наблюдения остановок ядер ^8He эмульсионные слои размерами 9×12 см, толщиной 107 мкм, созданные производителем путем полива на стеклянную подложку толщиной 2 мм, устанавливались как поперек пучка, так и под углом наклона к оси пучка ($10-20^\circ$). В результате последующего просмотра наилучшим для анализа был признан слой, ориентированный под углом 10° . Наклон пластины обеспечил увеличение слоя торможения в эмульсии. Именно этот слой использовался для анализа в данной работе. Облучаемые слои были завернуты в два слоя черной бумаги толщиной по 100 мкм. Таким образом, в пробеге ядер пучка вносилось дополнительное торможение, особенно чувствительное при угле 10° .

2. АНАЛИЗ «МОЛОТОЧКОВЫХ» РАСПАДОВ

Первичный поиск β -распадов ядер ^8He при сканировании слоя на микроскопе МБИ-9 с 20-кратным увеличением объектива был ориентирован на «молоточковые» события (рис. 2). Отсутствие следов в найденном событии одного из электронов распада интерпретировалось как следствие неполной эффективности наблюдения всех следов распада в эмульсионном слое. Наиболее проблематичным фоном для отбора согласно этому критерию могли бы стать распады ядер ^8Li . Однако, согласно рис. 5, а, присутствие этого изотопа не отмечено. Такому же критерию мог бы соответствовать β -распад остановившихся ядер ^9Li с образованием ^8Be и эмиссией запаздывающего нейтрона (вероятность около 50%). Примесь этих ядер невелика (рис. 5, а). Кроме того, для «молоточкового» распада от состояния 2^+ ядра ^8Be требуется заселение уровня ^9Be не ниже 4,7 МэВ. В противном случае распад идет через основное состояние 0^+ ядра ^8Be и, следовательно, вряд ли является наблюдаемым даже в эмульсии. Тем самым, можно было пренебречь фоном от распадов ядер ^8Li и ^9Li .

Зачастую между местом остановки и самим «молоточковым» распадом наблюдался разрыв. Такие «разорванные» события были отнесены к дрейфу термализованных атомов ^8He , которые возникали в результате нейтрализации ядер ^8He . Этот эффект определяется природой ^8He , и они идентифицируются особенно надежно. Благодаря доминированию в пучке ядер ^8He (около 80%) распределение «молоточковых» распадов по площади эмульсии можно представить совместно для всех найденных событий, в том числе 1413 «целых» и 1123 «разорванных» (рис. 6). Наблюдается равномерное распределение вершин по вертикальной координате и характерное рассеяние по горизонтальной координате как результат сепарации.

Дальнейшие измерения событий, в которых присутствовал хотя бы один электрон, выполнялись на микроскопе KSM с 90-кратным увеличением. Средняя длина пучковых

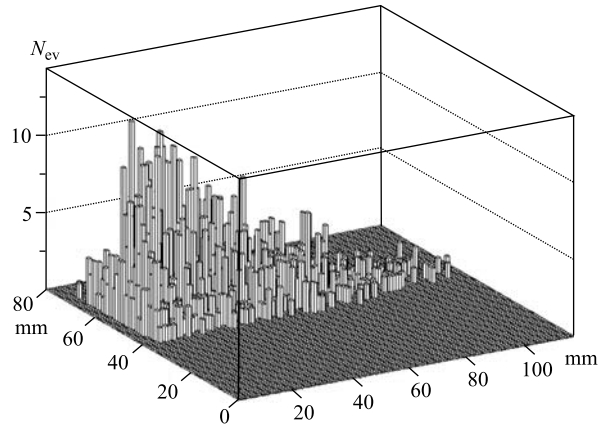


Рис. 6. Профиль пучка по «молотчковым» распадам; размер ячейки 1×1 мм

следов для 136 «целых» событий составила $\langle L(^8\text{He}) \rangle = (263 \pm 11)$ мкм при среднеквадратичном рассеянии (RMS) 113 мкм, а в случае 142 «разорванных» событий — (296 ± 10) мкм при RMS 118 мкм. Поскольку различия параметров незначительны, распределения пробегов в этих событиях представлены совместно на рис. 7. На основе измерения длин следов программа моделирования SRIM [11] позволяет дать оценку кинетической энергии ядер ^8He , проникших в эмульсионный слой. Их среднее значение составило $\langle E(^8\text{He}) \rangle = (29 \pm 1)$ МэВ при RMS 10 МэВ.

Существенно более низкое значение средней энергии ^8He и ее больший разброс на входе в эмульсию по сравнению со значением, заданным фрагмент-сепаратором, объясняется торможением в упаковке слоя. Расчетное значение среднего пробега в эмульсии $\langle L(^8\text{He}) \rangle$ после учета торможения в 1 мм бумаги равно около 280 мкм [11]. Кроме того, материал бумаги является неоднородной структурой, что сказывается на значительном разбросе пробегов $L(^8\text{He})$ (рис. 7), который не описывается расчетами. Тем самым,

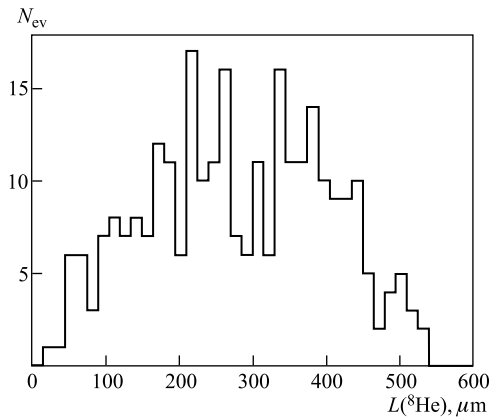


Рис. 7. Распределение следов ^8He по длине пробега в эмульсии

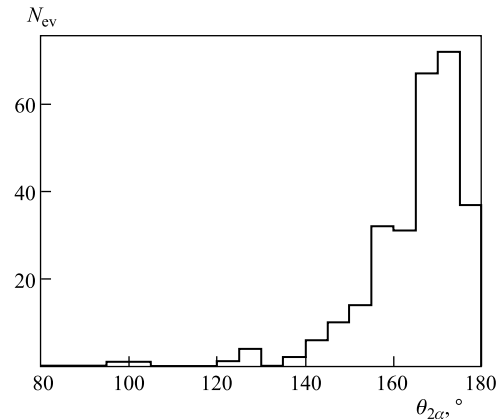


Рис. 8. Распределение по углу $\theta_{2\alpha}$ в парах α -частиц

неоднородность светоизолирующей бумаги оказывается фактором, которым нельзя пренебречь и который в то же время сложно учесть точным образом. Приводимая оценка эффективной толщины бумаги может служить репером при планировании облучений другими ядрами.

Координаты вершин распадов и остановок распадных α -частиц были определены для «молоточковых» распадов из 136 «целых» и 142 «разорванных» событий. В случае «разорванных» событий определение координаты распада делалось на основе экстраполяции следа электрона на «молоточковый» след. Таким образом, были получены углы эмиссии и пробеги α -частиц.

На рис. 8 представлено распределение углов разлета пар α -частиц, имеющее среднее значение $\langle \theta_{2\alpha} \rangle = (164,9 \pm 0,7)^\circ$ при RMS $(11,6 \pm 0,5)^\circ$. Небольшой излом «молоточковых» распадов определяется импульсами, уносимыми $e\nu$ -парами. На рис. 9 представлена

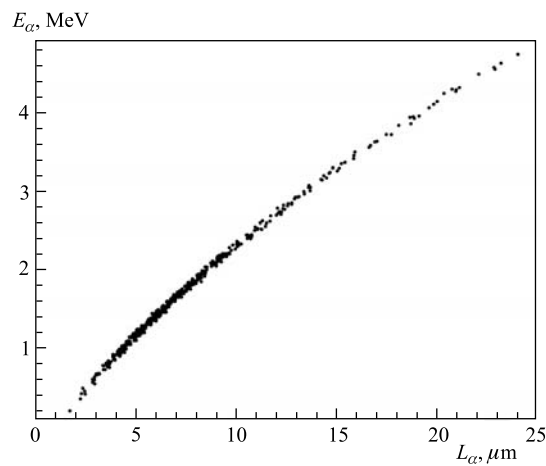


Рис. 9. Определение энергии α -частиц по измеренным пробегам

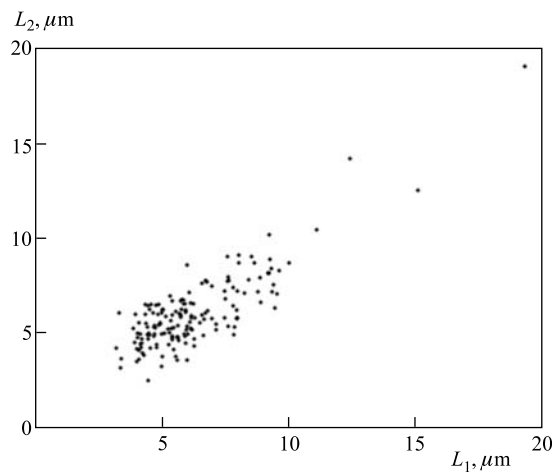


Рис. 10. Распределение пробегов L_1 и L_2 в парах α -частиц

связь пробегов α -частиц L_α из «молоточковых» распадов и значений энергии E_α , определяемых по сплайн-интерполяции расчета пробег-энергия по модели SRIM. Среднее значение пробегов α -частиц имеет величину $(7,4 \pm 0,2)$ мкм при RMS $(3,8 \pm 0,2)$ мкм, которая соответствует среднему значению кинетической энергии $\langle E(^4\text{He}) \rangle = (1,70 \pm 0,03)$ МэВ при RMS = 0,8 МэВ. В пробегах α -частиц в парах L_1 и L_2 отчетливо проявляется корреляция (рис. 10). Распределение разностей пробегов $L_1 - L_2$ (рис. 11) имеет значение RMS 2,0 мкм.

Знание энергии и углов эмиссии α -частиц позволяет получить распределение энергии α -распадов $Q_{2\alpha}$. Релятивистски-инвариантная переменная Q определяется как разница между инвариантной массой системы M^* и массой первичного ядра M , т. е. $Q = M^* - M$.

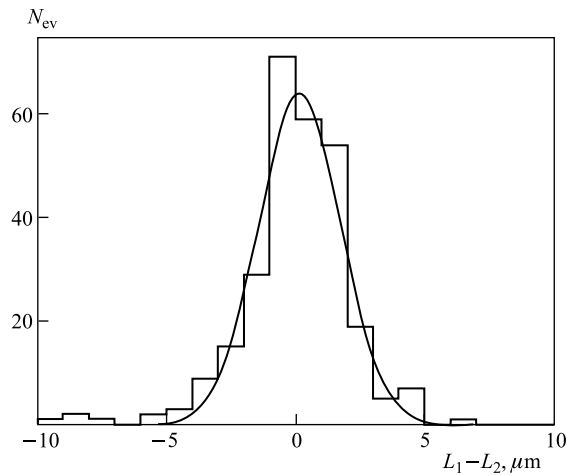


Рис. 11. Распределение разностей пробегов в парах α -частиц $L_1 - L_2$; линия — функция Гаусса

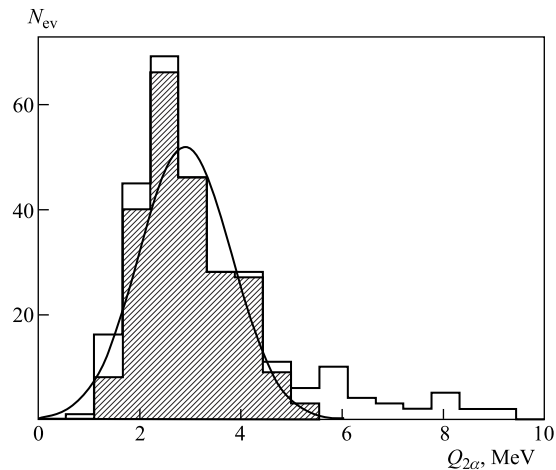


Рис. 12. Распределение по энергии $Q_{2\alpha}$ пар α -частиц; заштрихованная гистограмма отвечает условиям отбора событий: L_1 и $L_2 < 12,5$ мкм, $\theta > 145^\circ$; линия — функция Гаусса

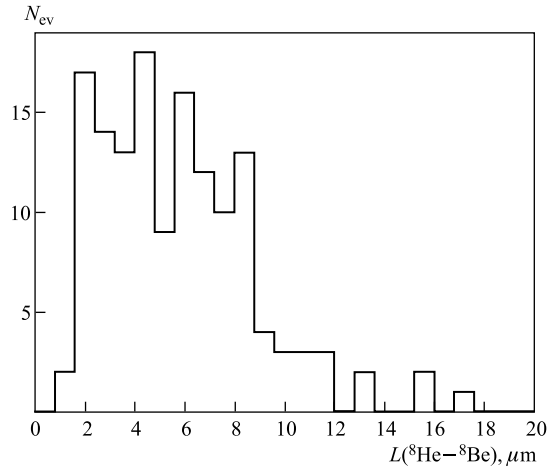


Рис. 13. Распределение по расстояниям $L(^8\text{He}-^8\text{Be})$ между точками остановок ядер ^8He и вершинами распадов $^8\text{Be}(2^+)$ в «разорванных» событиях

Здесь M^* определяется как сумма всех произведений 4-импульсов $P_{i,k}$ фрагментов $M^{*2} = (\sum P_j)^2 = \sum (P_i P_k)$.

В основном распределение величины $Q_{2\alpha}$ (рис. 12) соответствует распадам ядра ^8Be из возбужденного состояния 2^+ . Однако его среднее значение $\langle Q_{2\alpha} \rangle$ оказалось несколько выше ожидавшегося. Этот факт определяется наличием небольшого «хвоста» в области больших значений $Q_{2\alpha}$, явно не соответствующему описанию функцией Гаусса. Применение условий отбора для пробегов L_1 и $L_2 < 12,5$ мкм, а также $\theta > 145^\circ$ позволяет получить значение $\langle Q_{2\alpha} \rangle = (2,9 \pm 0,1)$ МэВ при RMS $(0,85 \pm 0,07)$ МэВ, что соответствует 2^+ -состоянию.

Причина появления «хвоста» в распределении $Q_{2\alpha}$ неочевидна и требует дальнейшего анализа. Согласно рис. 10 пробеги L_1 и L_2 коррелированы и в области свыше 12,5 мкм. Поэтому увеличенные пробеги нельзя отнести к флуктуациям пробегов вследствие рекомбинации ионов He^{+2} . Это обстоятельство должно приниматься во внимание при комплексном анализе.

Разрешение ядерной эмульсии позволяет определить расстояния $L(^8\text{He}-^8\text{Be})$ между точками остановки ядер ^8He и вершинами распадов $^8\text{Be}(2^+)$ в 142 «разорванных» событиях (рис. 13). Среднее значение $\langle L(^8\text{He}-^8\text{Be}) \rangle$, составившее $(5,8 \pm 0,3)$ мкм при RMS $(3,1 \pm 0,2)$ мкм, может быть сопоставлено среднему значению длины дрейфа термализованных атомов ^8He .

Наблюдение эффекта дрейфа указывает на возможность генерации радиоактивных атомов ^8He и их откачки из достаточно тонких мишеней. Увеличение скорости и длины дрейфа достижимо за счет разогрева мишени. Такие возможности интенсивно развиваются в отношении изотопа ^6He [12, 13]. Возникает перспектива накопления значительного количества атомов ^8He . В частности, пары радиоактивного газа ^8He могут использоваться в измерении периода полураспада ^8He на новом уровне точности и лазерной спектроскопии этого изотопа. Прикладной интерес представляют исследования тонких пленок путем прокачки атомов ^8He , отличающихся особой проникающей способностью, и осаждения их на детекторы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результатом настоящей работы является демонстрация при облучении в пучке ядер ^8He возможностей недавно воспроизведенной ядерной эмульсии. Тестовый эксперимент позволил представить независимым образом идентификацию радиоактивных ядер ^8He по распадам при остановке в эмульсии, оценить возможность α -спектрометрии этих распадов, а также впервые наблюдать эффект дрейфа атомов ^8He , термализованных в веществе. Опыт подтвердил высокую чистоту формирования пучка радиоактивных ядер на установке ACCULINNA с энергией в диапазоне 10–30 МэВ/нуклон. Выполненный анализ 278 распадов ядер ^8He может служить прототипом для исследования распадов ядер $^8,9\text{Li}$, $^8,12\text{B}$, ^9C , ^{12}N , в которых ядро ^8Be служит в качестве «маркера». В практическом плане ядерная эмульсия может служить средством диагностики пучков радиоактивных изотопов.

Статистика «молоточковых» распадов, найденных в настоящем исследовании, составляет небольшую долю от потока ядер ^8He , а измеренных распадов — около 10% от этой доли. Это ограничение определялось «разумными» затратами человеческого времени и труда. Вместе с тем ядерная эмульсия, в которую имплантированы радиоактивные ядра, дает основу для применения автоматических микроскопов и программ распознавания изображений, позволяя рассчитывать на беспрецедентную статистику анализируемых распадов. Тем самым может быть достигнут синергетический эффект объединения классической методики и современных технологий.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность коллегам, сделавшим настоящий комплексный эксперимент осуществимым. Использование новых образцов ядерной эмульсии компании «Славич» стало возможным благодаря всесторонней поддержке куратора проекта О.И. Огурка (Москва), а также творческой работе сотрудников предприятия «Микрон» этой компании Ю.А. Березкиной, А.В. Кузнецова и Л.В. Балабановой (Переславль-Залесский). Большую методическую помощь в воспроизводстве технологии ядерной эмульсии оказал А.С. Михайлов (Московский киноинститут). Н.Г. Полухина (ФИАН) и А.И. Малахов (ОИЯИ) оказывали постоянное содействие нашей работе. Существенный вклад в поиск событий внесла лаборант Г.В. Стельмах (ОИЯИ). Настоящая работа была поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 12-02-00067, а также грантами полномочных представителей правительств Болгарии и Румынии в ОИЯИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пауэлл С., Фаулер П., Перкинс Д. Исследование элементарных частиц фотографическим методом. Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. С. 286–291;
Powell C. F., Fowler P. H., Perkins D. H. The Study of Elementary Particles by the Photographic Method. Pergamon Press, 1959. P. 465–472.
2. Swami M. S., Schneps J., Fry W. F. // Phys. Rev. 1956. V. 103. P. 1134–1135.
3. Ajzenberg-Selove F. // Nucl. Phys. A. 1988. V. 490. P. 1–266; TUNL Nuclear Data Evaluation Project. <http://www.tunl.duke.edu/NuclData/>.
4. The BECQUEREL Project. <http://becquerel.jinr.ru/miscellanea/⁸He/⁸He.html>.
5. Rodin A. M. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 2003. V. 204. P. 114–118.

6. The ACCULINNA Project. <http://aculina.jinr.ru/>.
7. U400M Accelerator Complex. <http://flerovlab.jinr.ru/flnr/u400m.html>.
8. *Rohrer U.* PSI Graphic Transport Framework. http://aea.web.psi.ch/Urs_Rohrer/MyWeb/trans.htm.
9. *Brown K. L. et al.* 1980 CERN Yellow Report 80-04.
10. TD Slavich. www.slavich.ru.
11. *Ziegler J. F., Biersack J. P., Ziegler M. D.* SRIM — The Stopping and Range of Ions in Matter. 2008. SRIM Co; <http://srim.org/>.
12. *Knecht A. et al.* // *Phys. Rev. C.* 2012. V. 86. P. 035506.
13. *Stora T. et al.* // *Europhys. Lett.* 2012. V. 89. P. 32001.

Получено 15 ноября 2012 г.