

972/2-78

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Б-902



27/II-78

P7 - 11032

В.Н.Бугров, В.В.Каманин, С.А.Карамян,
С.П.Третьякова

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ПРОТЕКАНИЯ
ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ $^{238}\text{U}(^{27}\text{Al}, f)$

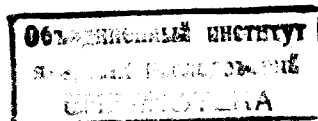
1977

P7 - 11032

В.Н.Бугров, В.В.Каманин, С.А.Карамян,
С.П.Третьякова

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ПРОТЕКАНИЯ
ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ $^{238}\text{U}(^{27}\text{Al}, f)$

Направлено в ЯФ



Бугров В.Н. и др.

P7 - 11032

Измерение времени протекания ядерной реакции $^{238}\text{U}(^{27}\text{Al}, f)$

Выполнены эксперименты по наблюдению эффекта теней в реакции $^{238}\text{U}(^{27}\text{Al}, f)$ на монокристаллической мишени при трех значениях энергии ионов ^{27}Al : 227, 190 и 169 МэВ. Оценено эффективное время жизни составного ядра с $Z=105$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Bugrov V.N. et al.

P7 - 11032

Lifetime Measurement for Nuclear Reaction $^{238}\text{U}(^{27}\text{Al}, f)$

Experiments on observation of the shadow effect in the reaction $^{238}\text{U}(^{27}\text{Al}, f)$ were performed on a single crystal target at 227, 190 and 169 MeV ion energies of ^{27}Al . The effective lifetime of a compound nucleus with $Z=165$ has been estimated.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

I. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени получили развитие работы по экспериментальному определению ультракоротких времен протекания ядерных реакций с помощью метода, предложенного в работах ^{/1,2/} и основанного на применении эффекта теней. В ряде экспериментальных работ было показано, что данный метод позволяет измерять времена протекания ядерных реакций образования и распада составных ядер, т.е. измерять времена жизни высоко-возбужденных состояний ядер. В реакциях с тяжелыми ионами были измерены времена жизни составных ядер с $79 \leq Z \leq 89$ в диапазоне энергии возбуждения $/60-100/ \text{ МэВ}^{/3,4/}$. Эти экспериментальные данные дали возможность модифицировать модель с постоянной температурой $/$ функция плотности уровней ядра $\rho(E) \sim e^{E/T}$ и описать в статистическом подходе совместно отношения Γ_f/Γ_n и времена жизни составных ядер ^{/5/}. Создана модель для расчета эффективных времен жизни составных ядер и вероятности деления с учетом процесса деления после испарения нейтронов ^{/6/}. На основе полученных феноменологических значений ядерной температуры были вычислены ^{/7/} величины следующих термодинамических функций ядер: термодинамической температуры, характеристической температуры, удельной энтропии и удельной теплоемкости. В работе ^{/8/} приведены результаты измерения эффективного времени жизни составных ядер, образующихся в реакциях $^{238}\text{U}(^{12}\text{C}, f)$, $^{238}\text{U}(^{18}\text{O}, f)$, $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, f)$. Полученные значения эффективных величин времен жизни составных ядер с $Z=98, 100, 102$ удалось описать ^{/9/} сов-

местно с сечениями (σ , χ) реакций для тех же составных ядер в статистическом подходе в предположении отсутствия зависимости барьеров деления V_f от энергии возбуждения при выборе значений V_f по расчету /10/.

В настоящей работе выполнен эксперимент по измерению времени протекания реакции $^{238}\text{U}(^{27}\text{Al}, f)$ с целью продвижения к еще более тяжелым делящимся системам. Условия эксперимента не позволяют выделить дифференциально канал деления составного ядра; регистрируются все осколки деления, возникающие при облучении урана ионами алюминия. В дальнейшем для определенности и единства терминологии с предыдущими работами мы будем предполагать, что осколки являются, главным образом, продуктами деления составного ядра и время протекания реакции определяется временем жизни составного ядра.

II. ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Эксперимент проводился на выведенном пучке ионов алюминия-27 с зарядом +5 циклотрона У-300 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ при трех значениях энергии ионов. Максимальное значение энергии составляло 227 МэВ, уменьшение энергии до 190 и 169 МэВ производилось с помощью алюминиевых фольг. Схема опыта аналогична описанной в работе /8/. В качестве мишени использовался монокристалл двуокиси урана, имеющий гранецентрированную кубическую структуру кристаллической решетки. В эксперименте использовались наиболее плотно упакованные кристаллографические оси индексов $\langle 110 \rangle$, не содержащие атомов кислорода. Задачей эксперимента являлось сравнение формы теневых минимумов для двух идентичных осей $\langle 110 \rangle$, ориентированных под углами 90° и 150° к пучку ионов. Ориентация монокристалла и проверка его качества проводилась на пучке протонов с энергией 150 КэВ нейтронного генератора НГ-200.

Для детектирования осколков деления в реакции $^{238}\text{U}(^{27}\text{Al}, f)$ использовались твердотельные трековые детекторы - пластины естественной слюды. Предварительно, в течение восьми часов, слюда отжигалась при

температуре 600°C , что обеспечивало устранение фоновых треков от осколков спонтанного деления урана, входящего в состав слюды /11/. После облучения и набора необходимого количества осколков деления на единицу площади детектора пластины отжигались при температуре 420°C в течение семи часов. Это позволяло поднять порог регистрации детекторов и полностью устранить фон от рассеянных ионов алюминия при сохранении высокой эффективности регистрации осколков деления. Затем детекторы подвергались травлению в течение 1,5 час в 48% плавиковой кислоте. На рис. 1 показаны треки осколков деления, наблюдаемые на обработанной поверхности детектора. Из-за высокой плотности треков /более 10^3 мм^{-2} / на матовой поверхности детекторов можно наблюдать визуальную теневую картину, в том числе

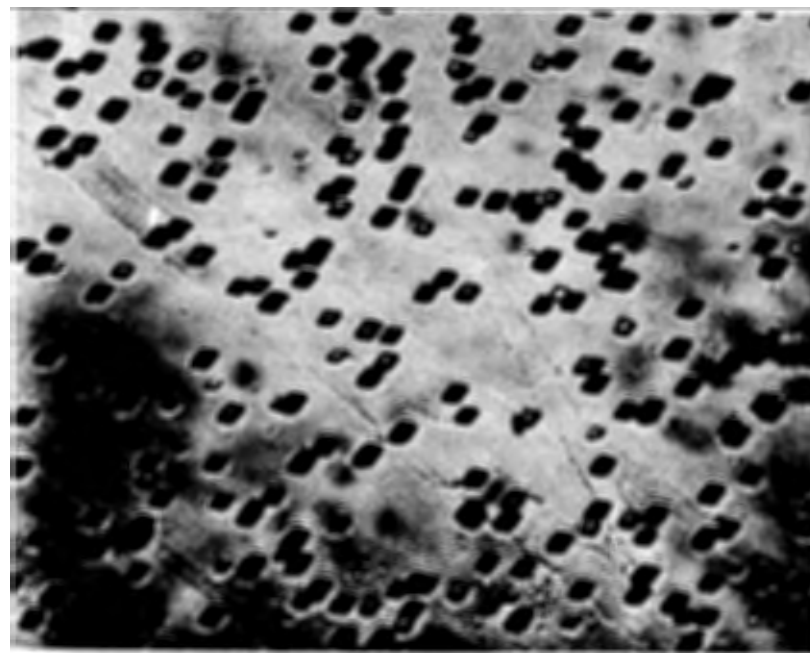


Рис. 1. Треки осколков деления в реакции $^{238}\text{U}(^{27}\text{Al}, f)$, наблюдаемые на обработанной поверхности твердотельного трекового детектора - слюды.

тени осей и плоскостей высоких индексов. Осевая тень, соответствующая кристаллографической оси $\langle 110 \rangle$, имеет вид пятна около пяти миллиметров в диаметре, пересекающегося линиями плоскостных теней. Наблюдаемая картина теней использовалась для выбора геометрии просмотра теневого минимума.

Детекторы просматривались с помощью оптического микроскопа по схеме, обеспечивающей наилучшую точность определения глубины тени - χ , т.е. отношения средней плотности треков в центре осевой тени к средней плотности треков на периферии тени. При размерах поля зрения в микроскопе $0,2 \times 0,2 \text{ мм}^2$ просматривалась область общей площадью $1,4 \times 1,4 \text{ мм}^2$ в центре теневого минимума. Затем, минимизируя число треков внутри квадрата из 3×3 полей зрения, находили объективный центр тени. Линейное сканирование тени производилось с шагом $0,2 \text{ мм}$ вдоль прямой, проходящей через найденный центр тени и не совпадающей ни с одной из заметных плоскостных теней. Результаты диаметрального сканирования тени приведены на рис. 2-4. В центральной области приведены также результаты определения плотности треков в кольцевых областях увеличивающегося размера, т.е. увеличивающегося угла отклонения от найденного центра тени. Видно, что эти результаты имеют значительно лучшую статистическую точность, чем результаты линейного сканирования. Наблюдается хорошее согласие результатов просмотра по двум схемам. На рисунках приведены также численные значения еще одного параметра тени - полной ширины на половине глубины $\psi_{1/2}$.

Для точного определения величины χ вводилась поправка на искажение тени за счет отличного от нуля углового разрешения эксперимента. При диаметре пучка ионов $\sim 1 \text{ мм}$ и расстоянии от мишени до детектора 140 мм угловое разрешение составляло $\sim 0,4^\circ$. Поправка вводилась по формуле [8]:

$$\left. \begin{aligned} \chi &= \chi_{\text{эксп.}} - \delta\chi \\ \delta\chi &= (1 - 2\chi) \gamma^2 / \psi_{1/2}^2 L^2 \end{aligned} \right\} /1/$$

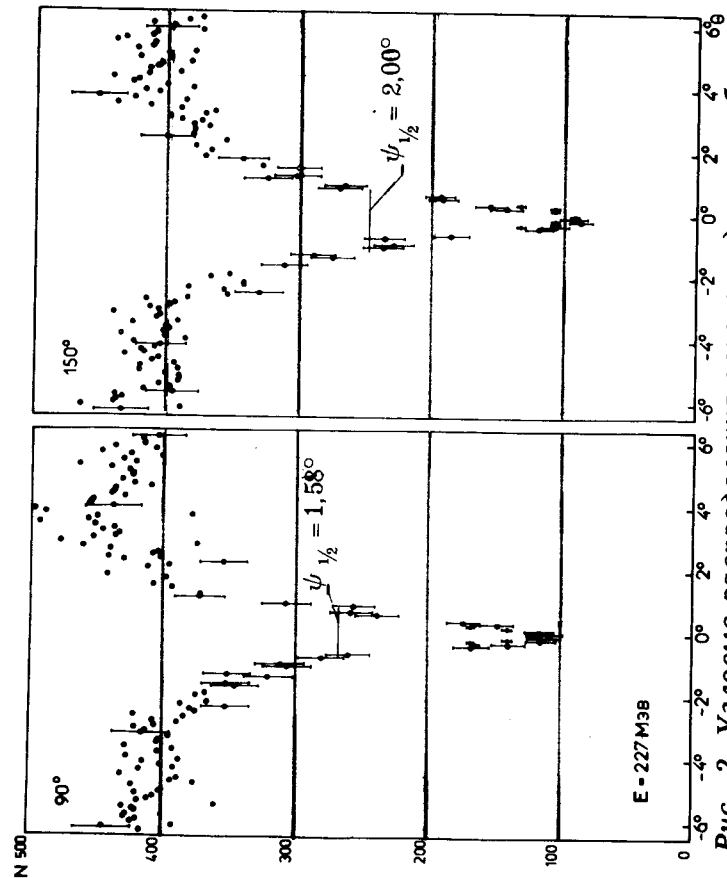


Рис. 2. Угловые распределения осколков деления вблизи кристаллографических осей $\langle 110 \rangle$ монокристалла двуокиси урана, ориентированных под углами 90° и 150° к пучку ионов ^{27}Al , при энергии ионов ^{27}Al - 227 МэВ . Угол отсчитывается от направления кристаллографической оси.

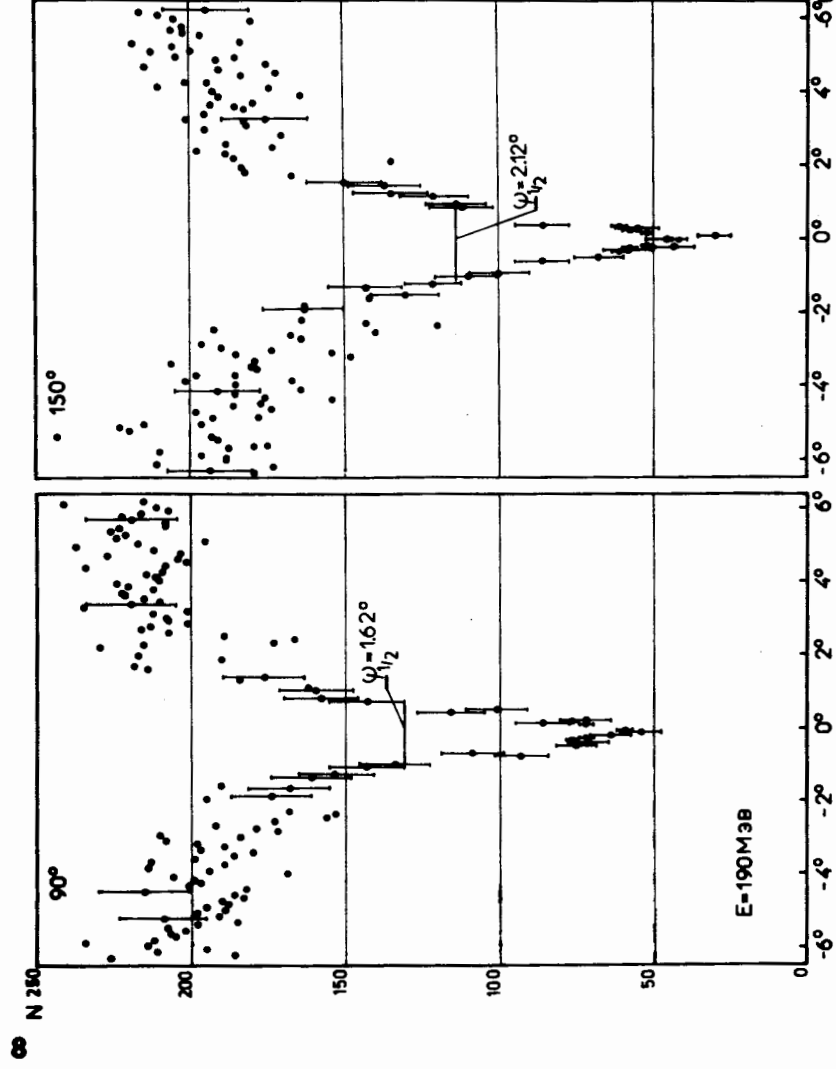


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, при энергии ионов ^{27}Al - 190 МэВ.

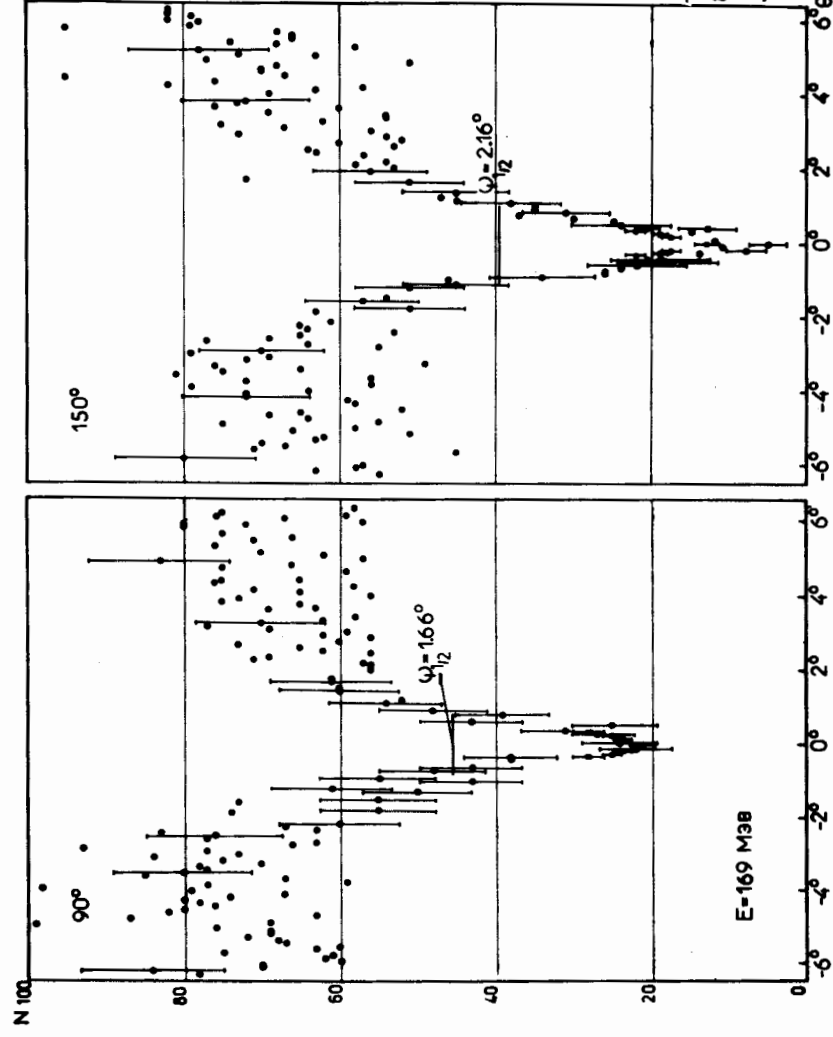


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, 3 при энергии ионов ^{27}Al - 169 МэВ.

где $\psi_{1/2}$ - полная ширина тени на половине глубины, L - расстояние от мишени до детектора, r - средний радиус проекции излучающего пятна мишени на плоскость, параллельную плоскости детектора, определяемый по формуле:

$$r^2 = 0,75(a^2 + b^2) - a^2b^2/(a^2 + b^2), \quad /2/$$

где a и b - малая и большая полуоси излучающего пятна мишени, имеющего форму эллипса, определяемые соотношениями:

$$a = R \cdot \sin \beta,$$

$$b = R \cdot \sin(\theta - \alpha) / \sin \alpha. \quad /3/$$

Здесь R - радиус пучка ионов, определяемый размером коллиматора, α - угол между осью пучка и линией пересечения плоскости реакции и плоскости мишени, β - угол между плоскостью мишени и плоскостью реакции, θ - угол между осью пучка и направлением на детектор. Подобным образом вычислялась поправка на угловое разрешение детектирующей части аппаратуры, связанное с конечными размерами площади детектора, используемой для определения плотности треков в теневом минимуме.

III. РЕЗУЛЬТАТЫ

После расчета поправок определялась разность глубин теней $\Delta\chi = \chi_{90^\circ} - \chi_{150^\circ}$. Величина этой разности выходит за пределы погрешности эксперимента, см. таблицу. Для перехода от измеренных величин $\Delta\chi$ к параметру эффективного времени жизни составного ядра $\tau_{\text{эфф}}$ обычно используют одну из модификаций математических соотношений, основанных на теории Линдхарда^{/12/}, в которой величина минимального выхода реакции в центре тени пропорциональна квадрату смещения излучающего ядра из узла решетки монокристалла. Для случая неболь-

ших смещений $v_{\perp} \tau_{\text{эфф}} \leq 10^{-9}$ см/ удовлетворительное приближение дает формула, которая используется в ряде работ^{/8,13/}:

$$\Delta\chi = 2C\pi Nd(v\tau_{\text{эфф}})^2 (\sin^2 \theta_1 - \sin^2 \theta_2), \quad /4/$$

где C - полуэмпирическая константа $/C = 2,5 - 3,0/$, N - число атомов на единицу объема монокристалла, d - расстояние между атомами в цепочке, θ_1 и θ_2 - углы ориентации кристаллографических осей относительно пучка. Из работ^{/6,9/} ясно, что экспериментальная величина $\Delta\chi$ в ряде случаев для реакций с тяжелыми ионами состоит из нескольких компонент, соответствующих процессу деления после испарения одного или нескольких нейтронов. Каждая из ступеней процесса характеризуется своими параметрами времени жизни, в том числе нельзя пренебречь вкладом сравнительно долгоживущих компонент, несмотря на их небольшую интенсивность, /что качественно не противоречит результатам^{/14/}/. Формула /4/ непригодна для расчета величин χ и $\Delta\chi$ в случае, если смещение ядер из узлов решетки является значительным, т.е. для сравнительно долгоживущих составляющих временного распределения делящихся ядер. Поэтому более правильно в этом случае применять формулу, учитывающую обрезание атомного потенциала на больших расстояниях $r > r_c$ ^{/15/}. Здесь была использована эта формула при двух наборах численных значений параметров: $r_c = 0,4 \text{ \AA}$, $D = 2,5$ в согласии с работой^{/15/} и $r_c = r_0 = 1,8 \text{ \AA}$, $D = 1,25$ в согласии с анализом работы^{/16/} на основе численного моделирования тени для протонов в монокристалле германия. Отметим, что величины $\tau_{\text{эфф}}$, рассчитанные в этих двух вариантах, отличаются в 2,6 раза, см. таблицу. Причем, результат, который может быть получен при использовании формулы 4, занимает промежуточное положение между значениями, приведенными в таблице.

Удовлетворительный результат расчета по формуле /4/ связан с тем, что мы не производим здесь разложения величины $\Delta\chi$ на компоненты /в том числе, предположительно, долгоживущие/. При вычислении одного па-

раметра $\tau_{\text{эфф}}$ он оказывается сравнительно небольшим, соответствующим среднему смещению ядер около 10^{-9} см, поэтому формула /4/ в этом случае дает разумные величины.

Таблица

Результаты экспериментов по измерению разности глубин теней и определению времени протекания ядерной реакции $^{238}\text{U} (^{27}\text{Al}, f)$. Значения эффективных времен рассчитаны при двух наборах параметров.

E_L МэВ	E^* МэВ	$V \cdot 10^8$ см/с	$\Delta X \pm \delta(\Delta X)$	$\tau_{\text{эфф}} (10^{-18} \text{ с})$	
				$\tau_c=0.4 \text{ Д}=2.5$	$\tau_c=1.8 \text{ Д}=1.25$
227	130	4,09	$0,0561 \pm 0,0193$	3,07	7,54
190	96	3,74	$0,0922 \pm 0,0285$	4,39	11,44
169	77	3,53	$0,1082 \pm 0,0464$	5,14	13,56

Из этих результатов видно, что время жизни составного ядра не сильно уменьшается при переходе от ядер с $Z=98, 100, 102^{8/}$ к ядрам с $Z=105$. Отсюда можно сделать качественный вывод, что высота барьера деления ядер не уменьшается резко при переходе от $Z=102$ к $Z=105$. Количественный анализ результата настоящего эксперимента должен быть сделан подобно расчету ^{9/}, однако он затруднен недостатком теоретических и экспериментальных данных о высоте барьера деления и об отношениях $\Gamma_f / \Gamma_n(E^*)$ для ядер с $Z=105$.

Авторы благодарны академику Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за внимание и интерес к работе, А.Ф.Тулинову за предоставление монокристалла UO_2 , Т.И.Рыбаковой за качественный просмотр детекторов, Б.Н.Маркову, Н.В.Пронину, Ю.П.Третьякову и группе эксплуатации циклотрона У-300 за получение пучка ионов с нужными параметрами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тулинов А.Ф. ДАН СССР, 1965, 162, с. 546.
2. Gemmell D.S., Holland R.E. Phys.Rev.Lett., 1965, 14, p.945.
3. Карамян С.А., Нормурамов Ф., Оганесян Ю.Ц. В кн.: Материалы международной конференции по физике тяжелых ионов. ОИЯИ, Д7-5769, Дубна, 1971, с. 391.
4. Каманин В.В. и др. ЯФ, 1972, 16, с. 447; ОИЯИ, Р7-6302, Дубна, 1972.
5. Каманин В.В., Карамян С.А. ОИЯИ, Р7-10061, Р7-10062, Дубна, 1976.
6. Каманин В.В., Карамян С.А. ОИЯИ, Р7-10281, Дубна, 1976.
7. Карамян С.А. ОИЯИ, Р4-10149, Дубна, 1976.
8. Бугров В.Н. и др. ЯФ, 1977, 25, с. 713; ОИЯИ, Р7-9690, Дубна, 1976.
9. Каманин В.В., Карамян С.А. ОИЯИ, Р7-10904, Дубна, 1977.
10. Moller P., Nix J.R. Nucl.Phys., 1974, A229, p.269.
11. Tretyakova S.P., Merkina K.M. Int. Congress Photograph Science, Dresden, 1974.
12. Lindhard J. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1965, 34, No.14.
13. Melikov Yu.V. e.a. Nucl.Phys., 1972, A180, p.241. Vorotnikov P.E. e.a. Nucl.Phys., 1977, A281, p.295.
14. Andersen J.U. e.a. Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p.1539. Hagelund H., Jensen A.S. Preprint of Institute of Physics University of Aarhus, Aarhus, 1976.
15. Gibson W.M., Nielsen K.O. Phys.Rev.Lett., 1970, 23, p.114.
16. Gibson W.M. Ann.Rev.Nucl.Sci., 1975, 25, p.465.

Рукопись поступила в издательский отдел 27 октября 1977 года.