

С 346.46

ЯФ, 1967, т. 5, в. 5, с. 1045-1055 19/ix

П-312

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2901



В.И. Петрухин, В.С. Погосов, Ю.Д. Прокошкин

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА  
РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА  
 $\pi^-$ -МЕЗОНОВ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ

АБОРТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

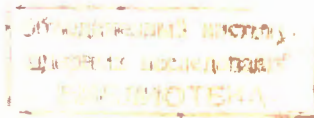
1966

P - 2801

В.И. Петрухия, В.С. Погосов, Ю.Д. Прокошкин

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА  
РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА  
 $\pi^-$ -МЕЗОНОВ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ

Направлено в ЯФ



44371, 40.

## 1. Введение

В нашей предыдущей работе <sup>/1/</sup> было показано, что при поглощении остановившихся  $\pi^-$ -мезонов сложными ядрами ( $Z \geq 3$ ) испускаются  $\gamma$ -кванты большой энергии:



Вероятность этого процесса слабо зависит от  $Z$  и составляет около  $210^{-2}$ , что на порядок величины меньше вероятности радиационного захвата  $\pi^-$ -мезонов простейшими ядрами: протонами <sup>/2,3/</sup>



дейтронами <sup>/2,4/</sup> и ядрами  $He^3$  <sup>/5/</sup>. Измеренные нами позднее энергетические спектры  $\gamma$ -квантов, образующихся при радиационном захвате (1), оказались близкими к спектру  $\gamma$ -квантов в реакции (2) (см. также <sup>/8/</sup>).

Если  $\pi^-$ -мезоны в реакции (1) захватываются одним из протонов ядра <sup>/7/</sup>, то это должно приводить к испусканию из ядра одновременно  $\gamma$ -кванта и нейтрона:



Энергия этого нейтрона должна быть близкой к 8,8 Мэв - энергии нейтрона в реакции (2).

Целью настоящей работы являлось экспериментальное наблюдение процесса (3) <sup>/8/</sup>. В качестве исследуемого ядра было выбрано ядро лития.

## 2. Постановка эксперимента

Эксперименты были выполнены на синхротроне ЛЯП ОИЯИ. Схема опыта приведена на рис. 1.  $\pi^-$ -мезоны с начальной энергией 80 Мэв проходили через

<sup>x)</sup> Здесь звездочка означает, что состояние нуклонов может быть как связанным, так и не связанным.

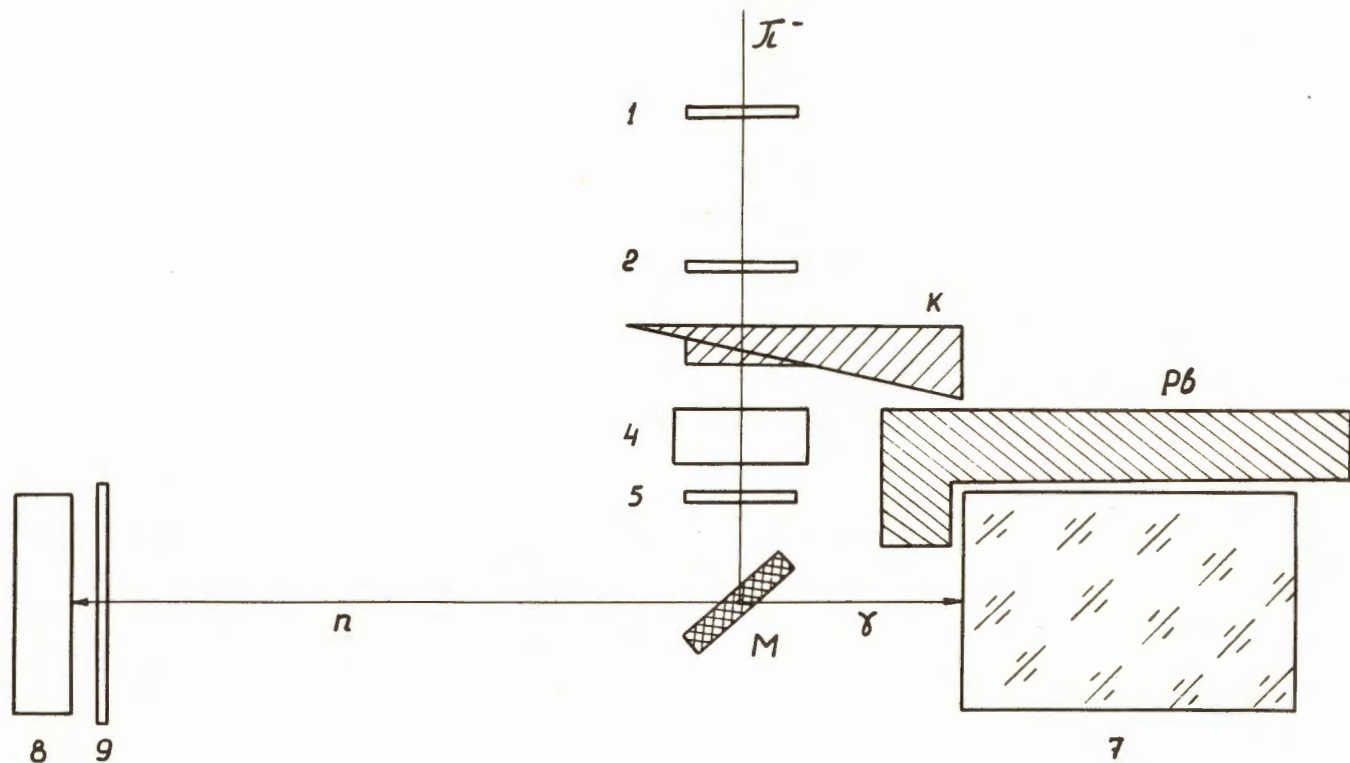


Рис. 1. Схема эксперимента по поиску реакции (3).  $\pi^-$  - пучок  $\pi^-$ -мезонов. 1, 2, 5, 8, 9 - сцинтилляционные счетчики; 4 - пороговый черенковский счетчик, 7 - черенковский спектрометр полного поглощения, М - мишень, К - тормозящий фильтр, Рb - свинцовая защита.

три сцинтилляционных счетчика /1,2,5/, пороговый черенковский счетчик /4/ и тормозящий фильтр и останавливались в мишени из естественного лития. Для регистрации  $\gamma$ -квантов, образующихся в реакции (3), был использован черенковский спектрометр полного поглощения /7/<sup>8/</sup>. Нейтроны, вылетающие из мишени в направлении, противоположном направлению вылета  $\gamma$ -квантов, регистрировались нейтронным детектором /8/. В качестве сцинтиллятора в этом детекторе был использован блок из пластмассы размером 200x200x50 мм<sup>3</sup>. Эффективность детектора для нейтронов с энергией 9 Мэв составляла около 8%<sup>10/</sup>. Перед нейтронным детектором был расположен сцинтилляционный счетчик /9/, исключавший фон, связанный с регистрацией вылетающих из мишени заряженных частиц. Пороговый черенковский счетчик /4/ с радиатором из плексигласа служил для подавления фона, связанного с примесью электронов в пучке. Интенсивность пучка  $\pi^-$ -мезонов измерялась при помощи счетчиков 1 и 2, включенных в мониторинговую схему совпадений<sup>11/</sup>.

Одним из источников фона, мешающего наблюдению малоинтенсивного процесса (3), является перезарядка  $\pi^-$ -мезонов на лету на ядре лития, при которой  $\gamma$ -кванты от распада  $\pi^0$ -мезона разлетаются под углом, близким к  $180^\circ$ . Один из этих  $\gamma$ -квантов может быть зарегистрирован черенковским спектрометром, а другой - нейтронным детектором (за счет конверсии в сцинтилляторе детектора). Расстояние между нейтронным детектором и мишенью было выбрано достаточно большим (80 см), чтобы иметь возможность отделить этот процесс от реакции (3) по времени пролета частиц. Счетчики 5 и 7 были включены в наносекундную схему совпадений<sup>11/</sup>. При срабатывании этой схемы генерировались "ворота" длительностью 75 нсек. Следующая схема, выделявшая совпадения этих "ворот" с импульсом от нейтронного детектора, запускала развертку пятилучевого скоростного осциллографа<sup>12/</sup>, на входы которого были поданы импульсы от всех счетчиков. При помощи полученных осциллограмм производился многомерный временной и амплитудный анализ зарегистрированных событий.

### 3. Измерения

Наладка и калибровка аппаратуры были выполнены в экспериментах, где в качестве мишени использовался жидкий водород. Протекающие при остановке  $\pi^-$ -мезонов в водороде радиационный захват (2) и перезарядка



были использованы для моделирования соответственно радиационного захвата (3) и фонового процесса-перезарядки  $\pi^-$ -мезонов на лету на ядре лития (перезарядка остановившихся  $\pi^-$ -мезонов на ядре лития, как и на других сложных ядрах, подавлена до уровня, не превышающего  $10^{-4}$  /13/).

Схема совпадения с "воротами" в этих экспериментах не использовалась. Импульсы от счетчиков 5, 7 и 8 были поданы на схему тройных совпадений с разрешающим временем 3 нсек. Распределение по времени пролета частиц, вылетающих из мишени, было получено путем варьирования величины задержки импульса от нейтронного детектора. Энергетический порог черенковского спектрометра был поднят до 60 Мэв. Это позволило уменьшить вклад от перезарядки (4) (энергия  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma = 54 \pm 83$  Мэв), в то время как эффективность регистрации радиационного захвата (2) ( $E_\gamma = 120,4$  Мэв) оставалась близкой к единице. Полученное в этих условиях распределение вылетающих из мишени частиц по времени пролета приведено на рис. 2.

Первый максимум в этом распределении соответствует регистрации  $\gamma$ -квантов от реакции (4): эффективность регистрации частиц возростала на порядок величины в случае, когда перед счетчиком 8 помещался свинцовый конвертор, а определенная по времени пролета скорость оказалась равной скорости света. Второй максимум соответствует регистрации нейтронов с энергией 8,8 Мэв, образующихся в реакции (2).

Результаты обработки осциллограмм, полученных в опытах с жидководородной мишенью, приведены на рис. 2 и 3. Разрешение по времени пролета составляло для  $\gamma$ -квантов около 1 нсек. Как видно из рис. 2, реакции (2) и (4) при этом разрешении полностью разделяются. Различие между реакциями (2) и (4) в амплитудных распределениях импульсов от счетчиков 7 и 8 также оказалось значительным (рис. 3), что было использовано в дальнейшем для подавления перезарядки  $\pi^-$ -мезонов на лету на ядре лития.

После завершения предварительных экспериментов с жидководородной мишенью были выполнены калибровочные измерения с мишенью из гидрида лития ( $\text{LiH}^x$ ) и основные измерения с литиевой мишенью. Во время этих измерений ускоритель работал в режиме увеличенной длительности импульсов<sup>/14/</sup>, что позволило значительно снизить уровень фона. Использовавшиеся мишени имели одинаковые размеры и тормозные способности. Это давало возможность определить вероятности процессов, протекающих при захвате  $\pi^-$ -мезонов литием, относительным методом путем сравнения скоростей счета нейтронов и  $\gamma$ -квантов, испускаемых из мишеней  $\text{LiH}$  и  $\text{Li}$ .

Измерения были проведены при помощи схемы с воротами и осциллографа в постановке, описанной в начале статьи. Всего было получено около 2 тыс. осциллограмм, из них 600- с литиевой мишенью. Осциллограммы, на которых имелись импульсы от порогового черенковского счетчика /4/ или от счетчика /8/, исключались из дальнейшей обработки. На остальных осциллограммах были измерены амплитуды и времена задержки всех импульсов.

<sup>x)</sup> При остановке  $\pi^-$ -мезонов в  $\text{LiH}$  протекают те же процессы (2) и (4), что и в свободном водороде, но с интенсивностью в 30 раз меньшей<sup>/15/</sup>.

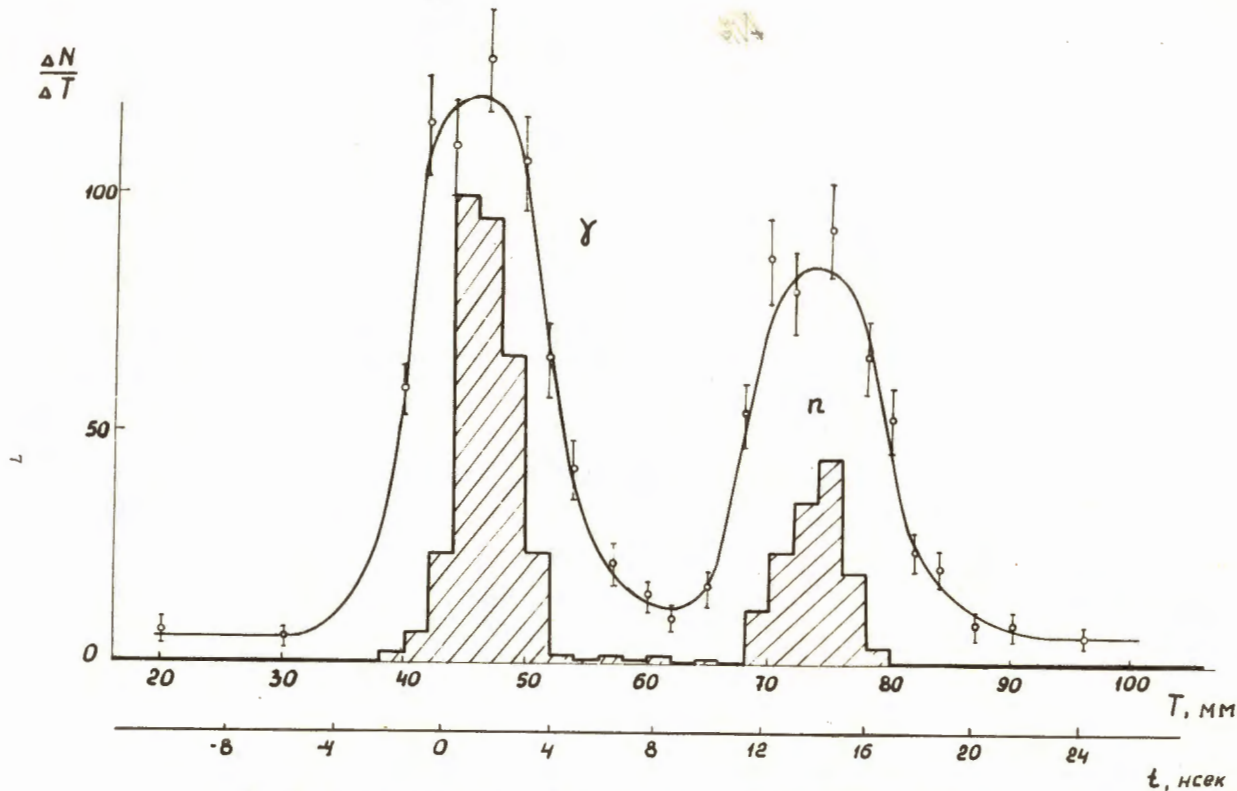


Рис. 2. Распределение по времени пролета событий, зарегистрированных в опытах с жидководородной мишенью.  $T$  - расстояние между импульсами от счетчиков 8 и 5 на экране проектора осциллограмм (связанное с временем пролета частиц  $t$  от мишени до счетчика 8 линейной зависимостью).  $o$  - скорость счета совпадений (5+7+8) при разных задержках импульса от счетчика 8, гистограмма - результат обработки осциллограмм,  $\pi$  и  $\gamma$  соответствуют реакциям (2) и (4).

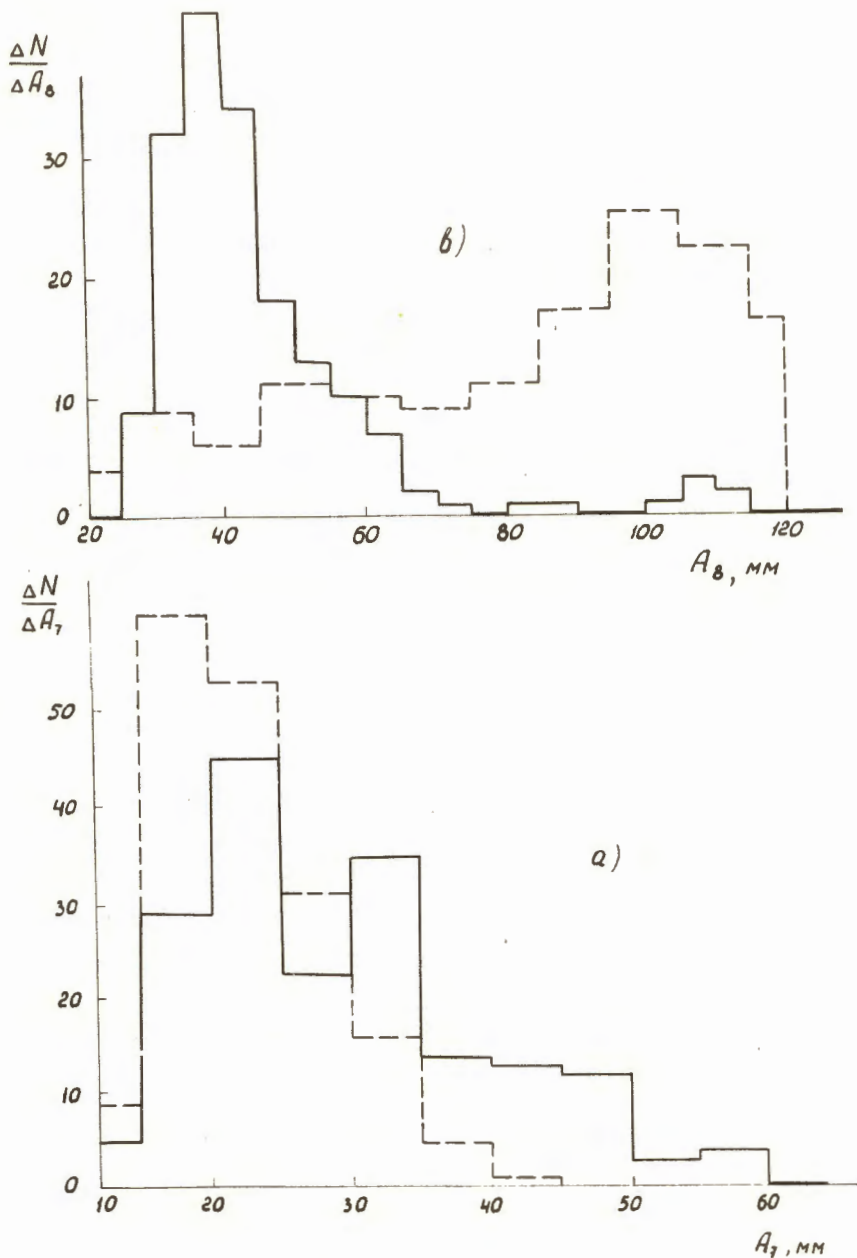


Рис. 3. Амплитудные спектры импульсов от счетчиков 7 (а) и 8 (в). Сплошная кривая соответствует реакции (2), пунктирная - реакция (4).  $A_7$  и  $A_8$  - величины амплитуд на экране измерительного проектора.



#### 4. Результаты измерений. Обсуждение

Остановка  $\pi^-$ -мезона в мишени сопровождается выделением в сцинтиллаторе счетчика 5 значительной энергии, величина которой сравнительно мало флюктуирует. Поэтому использование для счетчика 5 режима детектора остановок<sup>/18/</sup>, при котором исключается регистрация импульсов малой амплитуды, позволило существенно снизить уровень фона и подавить регистрацию перезарядки на лету. Анализ осциллограмм, полученных с мишенью из LiH, показал, что уровень регистрируемого фона может быть понижен также, если исключить случаи с большой амплитудой  $A_5$  импульса в счетчике 5. Критерии отбора событий по амплитуде  $A_5$  были введены так, чтобы при отборе не происходило значительного уменьшения эффективности регистрации процессов, протекающих при остановке  $\pi^-$ -мезонов (рис. 4, LiH).

Распределение полученных в калибровочных опытах событий по времени пролета от мишени до нейтронного детектора и по амплитудам импульсов в счетчиках 7 и 8 приведено на рис. 5. Как видно из этого рисунка, реакции (2) и (4) могут быть четко разделены при одновременном использовании отбора по амплитудам  $A_7$ ,  $A_8$  импульсов от счетчиков 7 и 8. Так, введение критериев отбора  $A_8 > 70$  мм,  $15 < A_7 \leq 25$  мм подавляет реакцию (2) (рис. 6а), а при  $A_8 < 50$  мм,  $A_7 > 25$  мм практически полностью подавлена перезарядка (4) (рис. 6в).

На рис. 7 приведено распределение отобранных событий по времени пролета для случая мишени из LiH. Так же, как и на рис. 2, здесь видны два характерных пика, соответствующих реакциям (2) и (4).

Распределение событий по времени пролета и амплитудам импульсов для случая литевой мишени, аналогичное распределению, показанному на рис. 5, приведено на рис. 8. События, соответствующие вылету из мишени нейтронов, должны располагаться на этом рисунке внутри треугольника, ограниченного линиями  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\delta$ . Линия  $\beta$  соответствует нижнему порогу регистрации импульсов от счетчика 8, определяемому дискриминатором на входе схемы совпадений,  $\alpha$  - кинематическому пределу энергии нейтрона в реакции (3) с учетом порога регистрации  $\gamma$ -квантов спектрометром 7 и  $\delta$  - верхней границе спектров амплитуд и импульсов в счетчике 8, соответствующих энергиям нейтронов, определяемым временем пролета. Как видно на рис. 8, в зоне, ограниченной линиями  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\delta$ , наблюдается существенное превышение числа зарегистрированных событий над числом событий в соседних областях.

Чтобы убедиться в том, что зарегистрированные счетчиком 8 нейтральные частицы являются нейтронами, а не  $\gamma$ -квантами, мы построили распределение приведенных на рис. 8 событий по времени пролета (рис. 9) с введением критериев отбора (рис. 6в), подавляющих регистрацию нейтронов. Из этого рисунка видно, что число зарегистриро-

ванных случаев  $\gamma\gamma$  - совпадений не превышает уровня фона. Это соответствует результатам независимых измерений вклада от перезарядки на лету на ядре лития (рис. 9в).

Распределения событий по времени пролета частиц от литиевой мишени до счетчика 8, полученные при введении различных критериев отбора, показаны на рис. 10. На рисунке хорошо виден значительно превышающий уровень фона пик, соответствующий реакции (3). Если ввести критерий отбора  $A_8 < 70$  мм, то наряду с падением уровня фона уменьшается и выход частиц в области времен пролета, соответствующих высокоэнергичным нейтронам. Это объясняется тем, что при введении указанного выше критерия отбора уменьшается эффективность регистрации быстрых нейтронов, так как отбрасываются случаи, когда нейтроны выделяют большую энергию в счетчике 8. Введение поправки, учитывающей указанное уменьшение эффективности, восстанавливает первоначальную форму распределения (рис. 10). Это еще раз убеждает в правильности идентификации процесса (3).

Дополнительные доказательства того, что нами наблюдался процесс (3), были получены в экспериментах с уменьшенной вдвое базой пролета частиц от мишени до счетчика 8. В этом случае также наблюдался пик, аналогичный приведенному на рис. 10 и сжатый вдвое по оси времени пролета.

Отношение скоростей счета  $\gamma\gamma$  -совпадений для мишеней из  $LiH$  и  $Li$  найдено равным  $2,1 \pm 0,4$ . Нормируя эту величину на вероятность реакции (2) в  $LiH$  /15,3/, получаем, что вероятность испускания из лития нейтрона под углами от  $180^\circ$  до  $160^\circ$  к направлению вылета  $\gamma$  -кванта составляет  $(1,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$ . Полученное значение в  $2,5 \pm 1,0$  раза меньше вероятности радиационного захвата  $\pi^-$  -мезонов в  $Li$  /1/. Отличие его от единицы может быть объяснено как поглощением нейтрона остаточным ядром, так и тем, что ширина углового распределения нейтронов, возможно, значительно превышает угол, охватываемый нашей установкой.

Характерной особенностью полученного спектра нейтронов (рис. 10) является то, что он имеет значительную ширину. В отличие от реакции (2), где испускаются моноэнергичные нейтроны с энергией 8,8 Мэв, при радиационном захвате (3) наблюдается вылет нейтронов с энергией вплоть до 30 Мэв. Другой особенностью спектра является смещение его максимума в область малых времен пролета (больших энергий) по сравнению с реакцией (2). Подобные различия в спектрах нейтронов действительно должны иметь место, если реакция (2) протекает на движущихся внутри ядра протонах. Наряду с этим должна наблюдаться корреляция между энергиями испускаемых частиц:  $\gamma$  -кванты большей энергии должны сопровождаться более медленными нейтронами. Эта корреляция действительно имеет место, как видно из рис. 11, где проведено сравнение спектров амплитуд импульсов от черенковского спектрометра для двух интервалов энергии ней-

тронов. Различие в средних энергиях нейтронов для этих интервалов составляет около 12 Мэв. На такую же величину различаются в средние энергии соответствующих спектров  $\gamma$ -квантов.

Таким образом, все характерные черты наблюдавшихся в настоящей работе и в работе /1/ процессов согласуются с предположением о том, что испускание из ядер высокоэнергичных  $\gamma$ -квантов происходит в результате захвата  $\pi^-$ -мезонов отдельными протонами внутри ядра. Это открывает новую возможность изучения импульсного распределения протонов в ядрах- путем исследования процесса (3).

В заключение пользуемся случаем поблагодарить А.Ф. Дунайцева и В.И. Рыкалина за помощь в разработке аппаратуры.

#### Л и т е р а т у р а

1. В.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин. Препринт ОИЯИ, Р-1863, Дубна, 1984;  
V.I. Petrukhin, Yu.D. Prokoshkin. Nucl. Phys., 66, 669 (1965).
2. W.K.H. Panofsky, R.L. Aamodt, J. Hadley. Phys. Rev., 81, 565 (1951).
3. V.T. Cocconi, T. Fazzini, G. Fidecaro, M. Legros, N.H. Lipman,  
A.W. Merrison. Nuovo Cim., 22, 494 (1961).
4. J.W. Ryan. Phys. Rev., 130, 1554 (1963).
5. О.А. Займидорога, М.М. Кулокин, Р.М. Суляев, И.В. Фаломкин, А.И. Филиппов,  
В.М. Цупко-Ситников, Ю.А. Шербаков. ЖЭТФ, 48, 1267 (1965).
6. H. Davies, H. Muirhead, J.N. Wouds. Nucl. Phys., 78, 673 (1965).
7. K. Brueckner, K. Eden, N. Francis. Phys. Rev., 98, 1445 (1955).
8. В.С. Погосов. Дипломная работа, ОИЯИ, 1965.
9. A.F. Dunaitsev, V.I. Petrukhin, Yu.D. Prokoshkin, V.I. Rykalin. Nuovo Cim., 24, 405 (1962).
10. С.Е. Wiegand, T. Elioff, W.B. Johnson, L.B. Auerbach, J. Lach, T. Ypsilantis.  
Rev. Sci. Instr., 33, 526 (1962).
11. А.Ф. Дунайцев. ПТЭ, 6, 77 (1984).
12. А.Ф. Дунайцев, В.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин, В.И. Рыкалин. ПТЭ, 2, 144 (1985).
13. V.I. Petrukhin, Yu.D. Prokoshkin. Nucl. Phys., 54, 414 (1964);  
В.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин, А.И. Филиппов. Препринт ОИЯИ, Р-2780, Дубна, 1986.
14. В.И. Данилов, И.Б. Енчевич, Б.И. Замолодчиков. Препринт ОИЯИ, Р-1985, Дубна, 1985.
15. A.F. Dunaitsev, V.I. Petrukhin, Yu.D. Prokoshkin. Nuovo Cim., 34, 521 (1964).
16. A.F. Dunaitsev, Yu.D. Prokoshkin, Tang Syaow-wei. Nucl. Instr. and Methods, 8, 11 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 августа 1986 г.

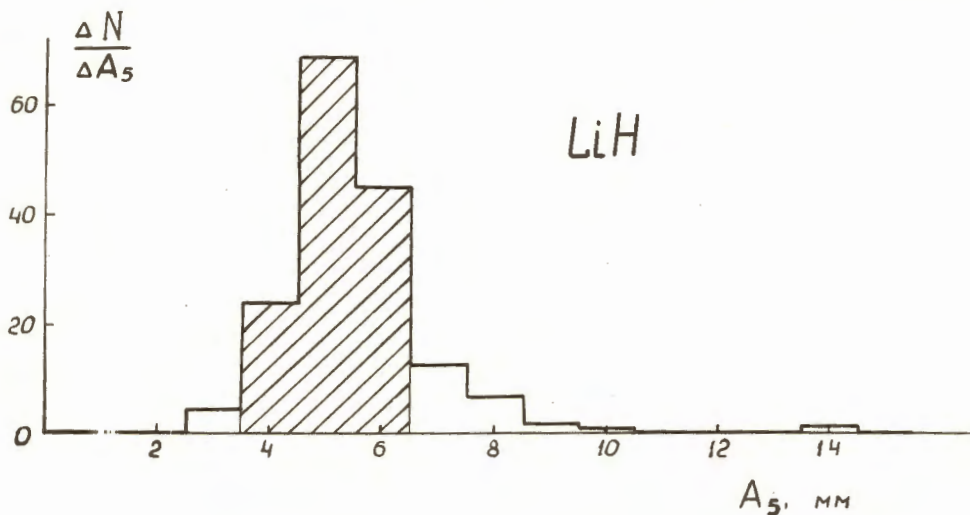
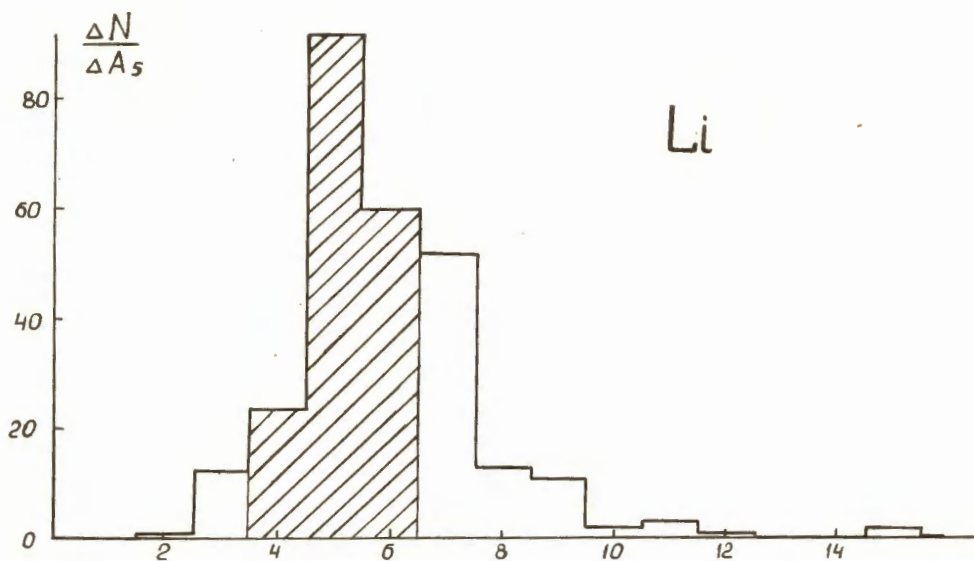


Рис. 4. Амплитудные спектры импульсов от счетчика  $B_1$ , полученные в опытах с мишенью из гидрида лития (LiH) и лития (Li). Заштрихованная часть гистограммы соответствует введению критериев отбора для амплитуды  $A_5$ :  $4 \leq A_5 \leq 6$  мм.

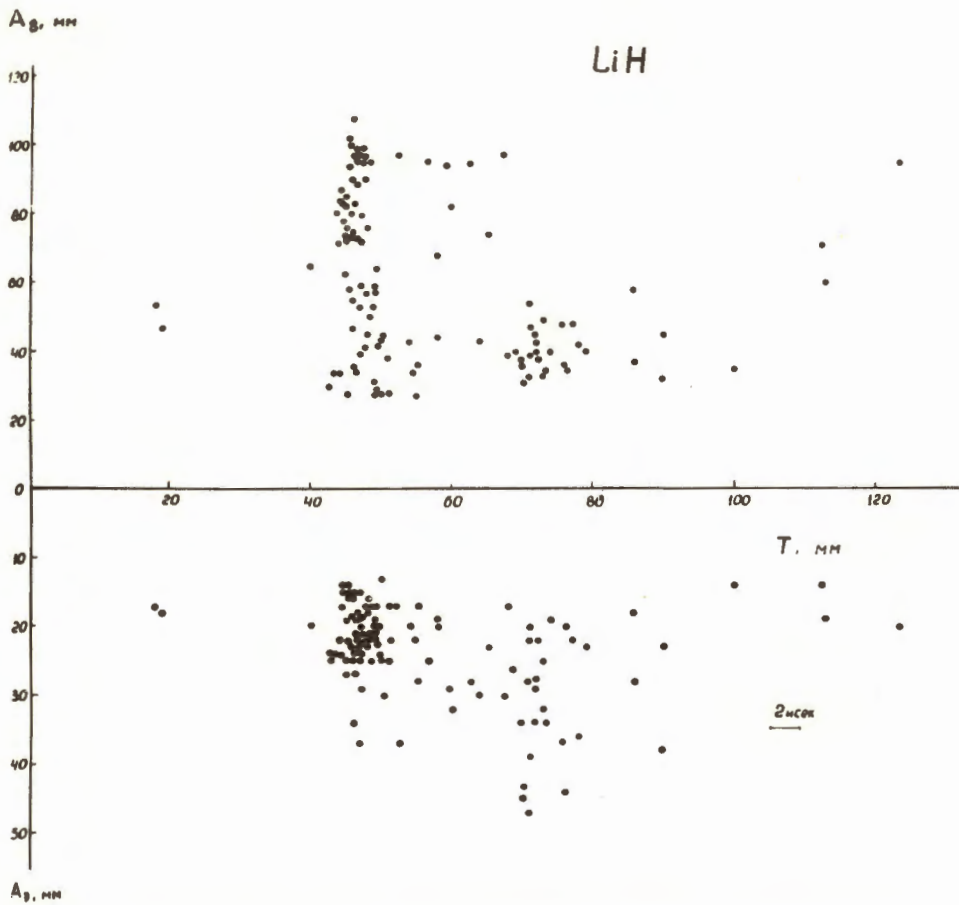


Рис. 6. Распределение событий, зарегистрированных в опытах с мишенью из  $\text{LiH}$ , по  $T$  и амплитудам импульсов от счетчиков 7 и 8.

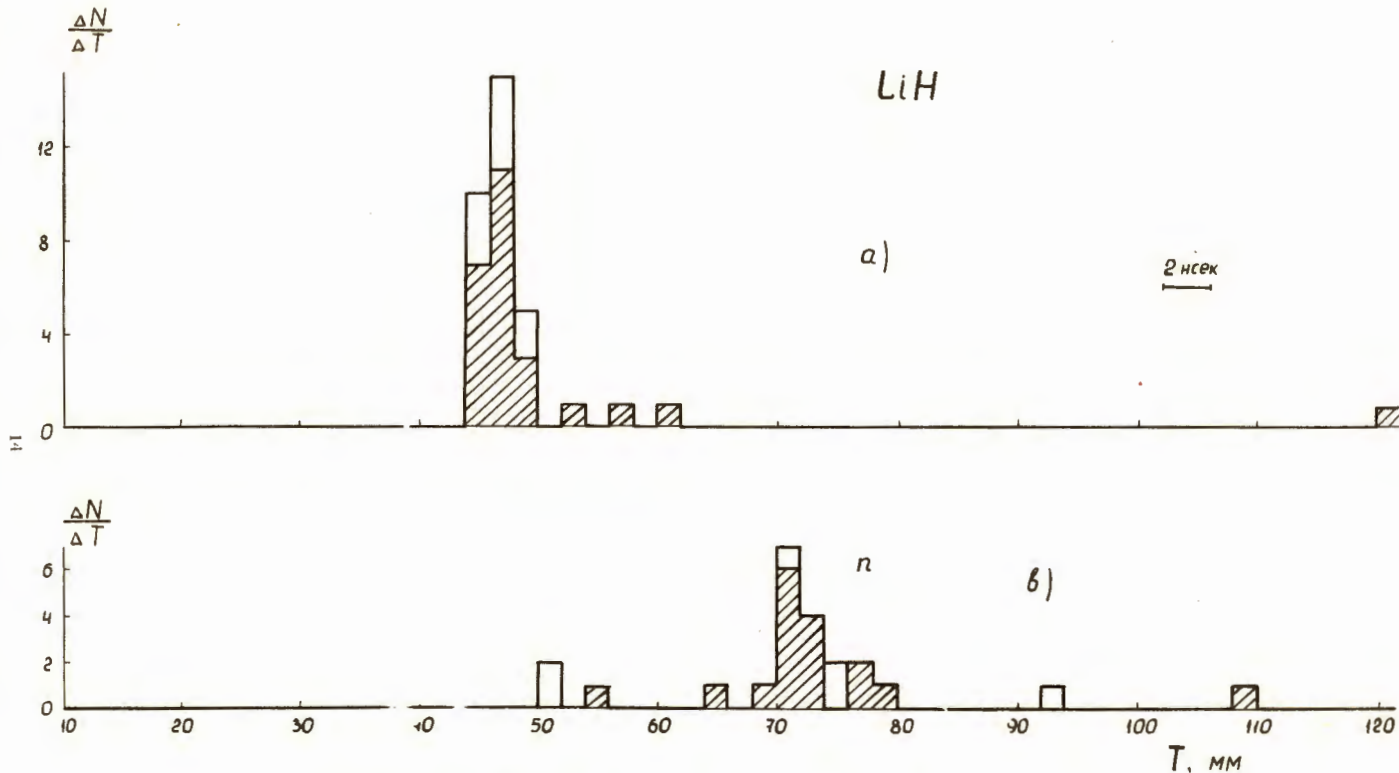


Рис. 8. Распределение событий по  $T$  (мишень  $\text{LiH}$ ) при критериях отбора:  $A_5 > 70 \text{ мм}$ ,  $25 \leq A_7 > 15 \text{ мм}$  (а) и  $A_5 < 50 \text{ мм}$ ,  $A_7 > 25 \text{ мм}$  (в). Пики  $\mu$  и  $\nu$  соответствуют реакциям (2) и (4). Сплошная кривая - все события, заштрихованная часть гистограммы - события, удовлетворяющие критерию отбора  $4 \leq A_5 \leq 6 \text{ мм}$ .

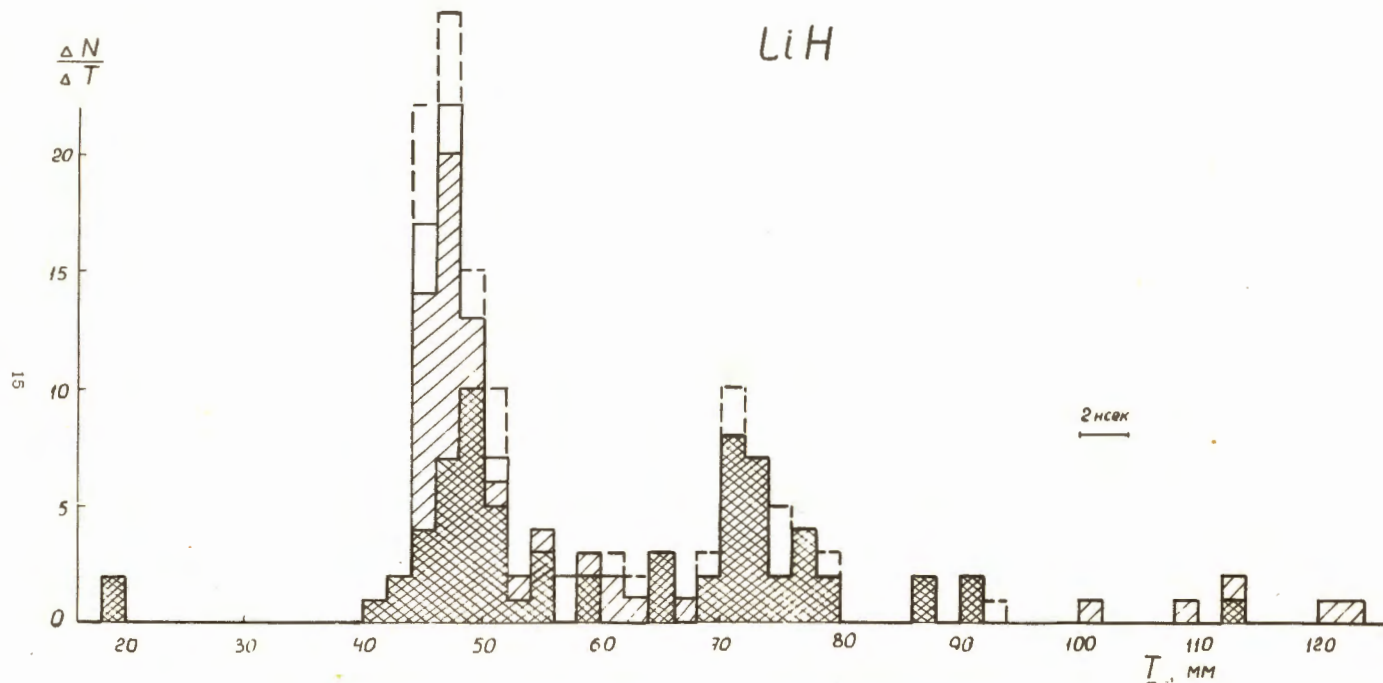


Рис. 7. Временные распределения (мишень LiH), полученные при последовательном введении различных критериев отбора: пунктирная кривая - все события, сплошная кривая - с отбором  $4 \leq A_5 \leq 8$  мм, заштрихованная часть гистограммы соответствует отбору событий с  $A_7 > 15$  мм, перекрестно заштрихованная часть гистограммы -  $A_8 < 70$  мм.

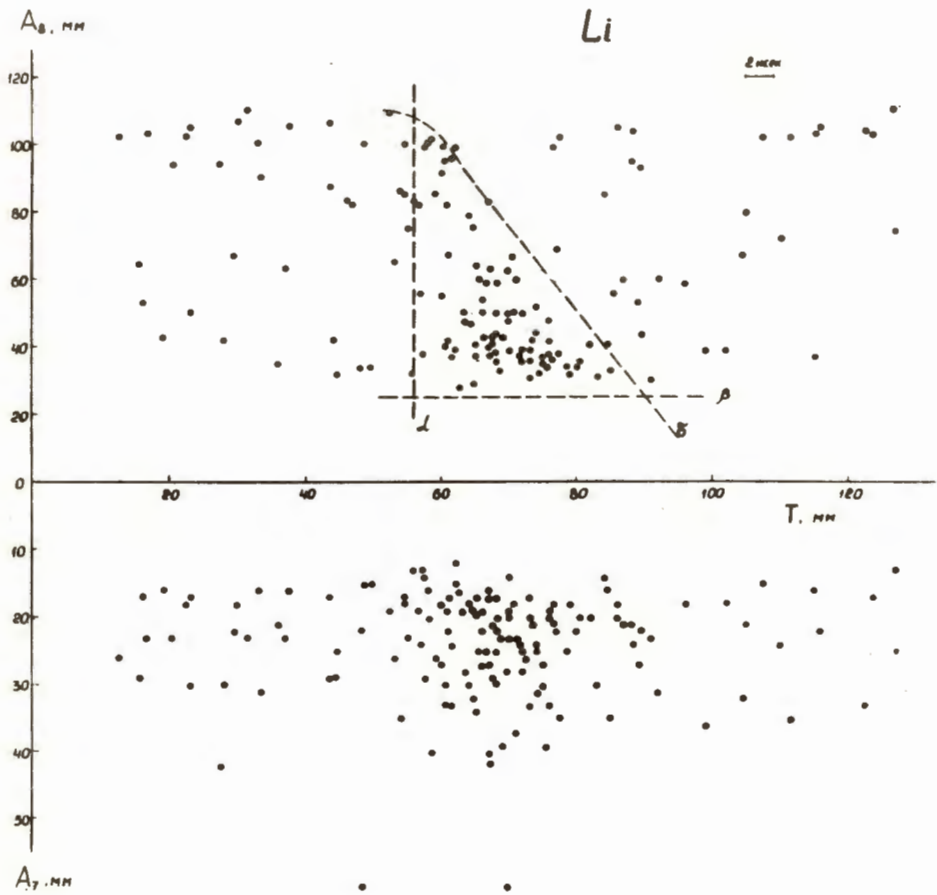


Рис. 8. То же, что на рис. 5, но для литевой мишени.

Li

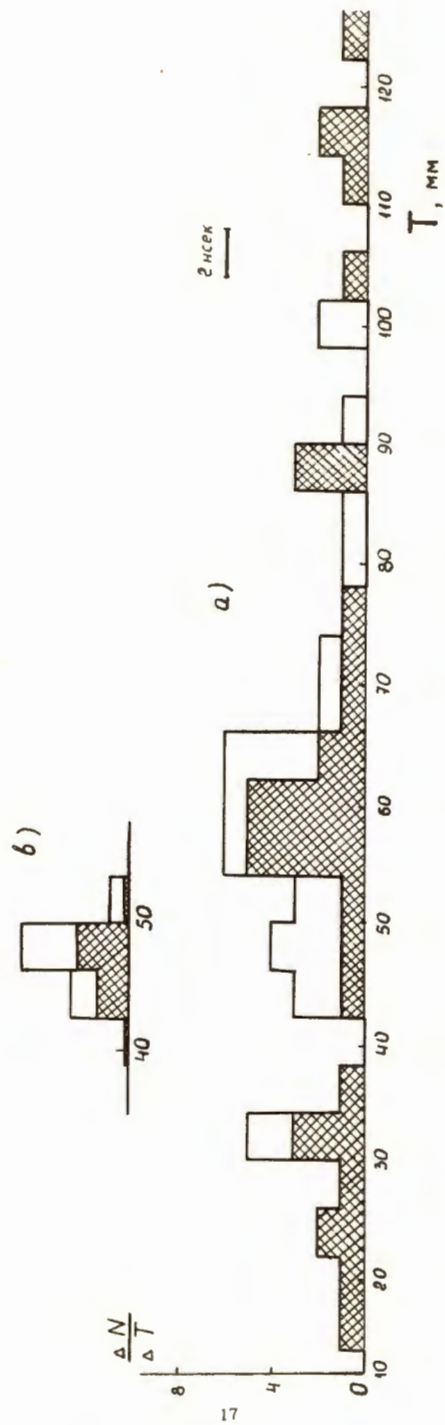


Рис. 8. То же, что на рис. 8а, но для литевой мишени (а); (б) - распределение, соответствующее перерезке  $\mu^-$ -мезонов на лету на ядре лития.



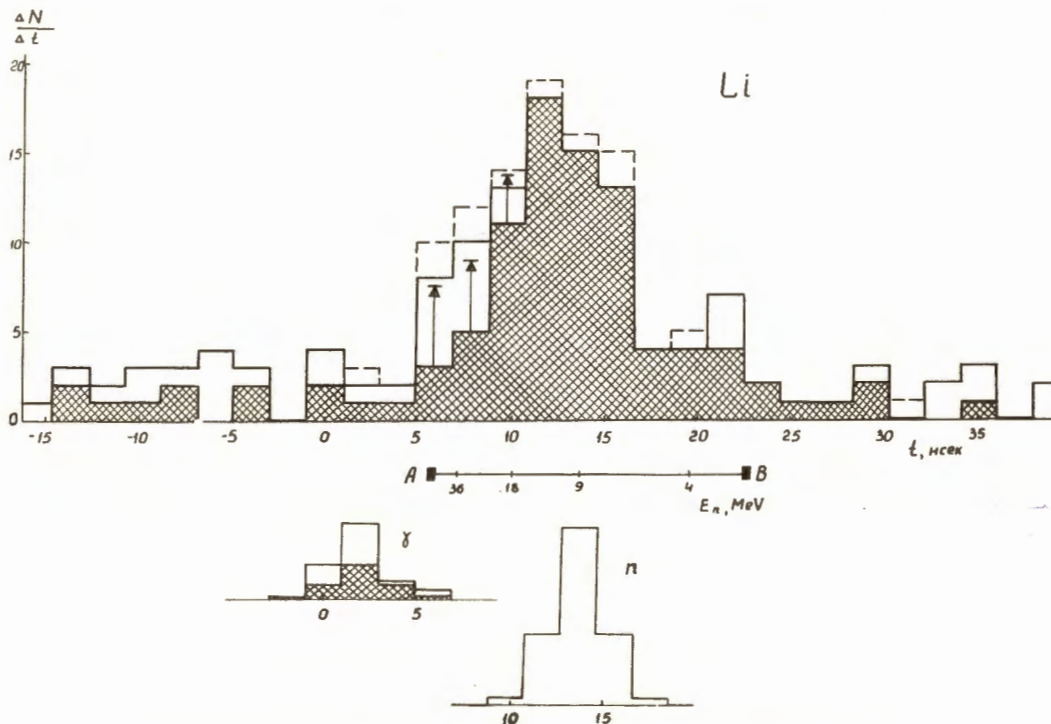


Рис. 10. Распределения событий (мишень Li) по времени пролета частиц  $t$  от мишени до счетчика 8, полученные при последовательном введении различных критериев отбора: пунктирная кривая соответствует отбору  $A_7 > 15$  мм, заштрихованная часть гистограммы -  $A_8 < 70$  мм. Стрелкой показано, как изменяется распределение при введении поправки, учитывающей уменьшение эффективности регистрации нейтронов при введении отбора по  $A_8$ . "γ" - вклад в распределение от перезарядки  $\pi^-$ -мезонов на лету на ядре лития, "π" - распределение для случая испускания из мишени нейтронов с энергией 8,8 Мэв (реакция (2)).  $E_n$  - энергия нейтронов, соответствующая времени пролета  $t$ .

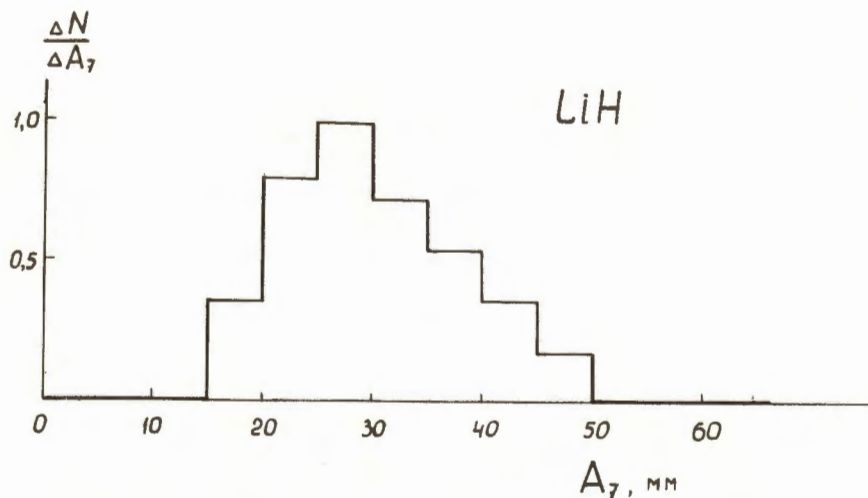
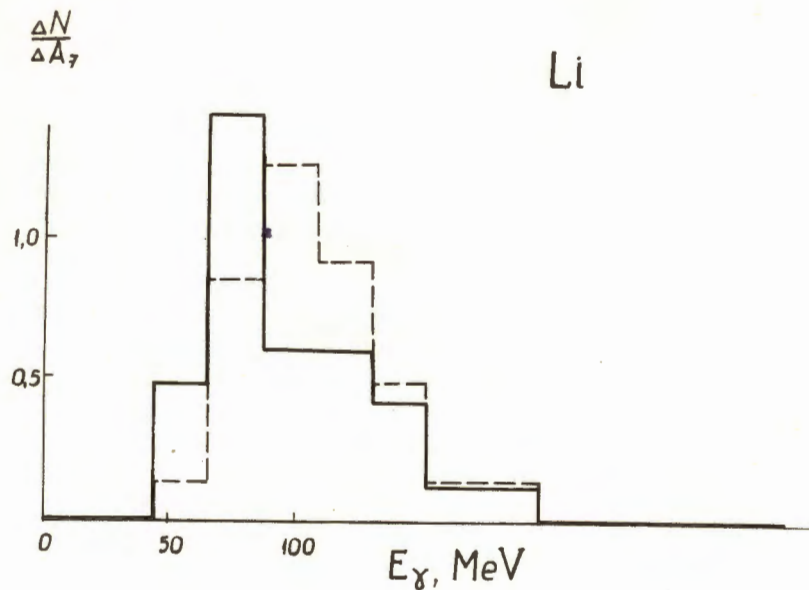


Рис. 11. Амплитудные спектры импульсов от черенковского спектрометра, полученные в опытах с мишенью из гидрида лития (LiH) и лития (Li). Пунктирная и сплошная кривые на верхнем рисунке соответствуют интервалам  $52 < T < 65$  мм и  $65 < T < 85$  мм.  $E_\gamma$  — энергия  $\gamma$ -квантов, соответствующая амплитуде  $A_7$  импульса в черенковском спектрометре.