

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳԻՏԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՍԿՈՒՄ ՍՈՑԻԱԼԻՍՏԻԿԱՆ
НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

547700467

ЕФИ-133(75)

Ա.Օ.ԳԱՏՓԱՐՅԱՆ, Վ.Մ.ԿՈՒԿԱՐԵՎ, Ջ.Ր.ՄԱՐԿԱՐՅԱՆ,
Դ.Դ.ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ր.Ն.ՓԻՒՒՏԵԼԵՎ

ԱՄՓԼԻՏՈՒԴՆՈՒ – ՎՐԵՄԵՆՈՒԿԱՆ ԱՆԱԼԻԶ ԴՅԱ
ՅԵՐ ՕՏԴԱՇԻ Վ ՓՐՈԵԿՑԻՈՆՈՒԿԱՆ ԿԱՄԵՐԵ



Scientific Report ЕФН-133(75)

A.O.GASPARYAN, V.M.KUKAREV, E.R.MARKARYAN
G.G.MKRTCHYAN, R.N.PIKHTELEV

AMPLITUDE-TIME ANALYSIS FOR RECOIL NUCLEI
IN PROJECTION CHAMBER

The energy and time resolutions of a projection chamber with $\text{He}^v + 3\% \text{CH}_4$ and $45\% \text{Ar} + 48\% \text{He}^v + 7\% \text{CH}_4$ fillings were measured and the energy resolution of $\Delta E/E \leq 5\%$ was obtained at $E_\alpha > 2 \text{ Mev}$. The depth coordinate of particle tracks may be found with an accuracy to $\Delta R \pm 1,2 \text{ mm}$ by the measurement of the duration of a chamber output signal. The projection of an electronic image of the particle track on the multiwire proportional chamber (MWPC) plane allows to measure the ionisation losses and to obtain the volumetric information on track coordinates as well as to identify recoil nuclei by their masses.

Yerevan Physics Institute
Yerevan 1975

А.О.ГАСПАРЯН, В.М. КУКАРЕВ, Э.Р.МАРКАРЯН,
Г.Г.МКРТЧЯН, Р.Н.ЛИХТЕЛЕВ

АМПЛИТУДНО-ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗ ДЛЯ ЯДЕР
ОТДАЧИ В ПРОЕКЦИОННОЙ КАМЕРЕ

Измерены энергетическое и временное разрешения проекционной камеры, наполненной смесью $He^4 + 3\% CH_4$ и $45\% Ar_2 + 48\% He^4 + 7\% CH_4$, получено $\Delta E/E \leq 5\%$ при $E_\alpha > 2$ Мэв. По временным измерениям длительности сигналов можно определить глубинную координату с точностью $\Delta R = \pm 1,2$ мм. Показано, что электронное изображение трека, спроецированное на плоскость МПК, позволяет производить не только измерение ионизационных потерь, но и получить объёмную координатную информацию о треке и идентифицировать ядра отдачи по массам.

Ереванский физический институт
Ереван 1975

*института физики
проекционной камерой*

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ- 33(75)

А. О. ГАСПАРЯН, В. М. КУКАРЕВ, Э. Р. МАРКАРЯН,
Г. Г. МКРТЧЯН, Р. Н. ПИХТЕЛЕВ

АМПЛИТУДНО-ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗ ДЛЯ ЯДЕР
ОТДАЧИ В ПРОЕКЦИОННОЙ КАМЕРЕ

Ереван 1975

© *Ереванский физический институт, 1975*

1. Введение

Идея исследования формы импульса ионизационной камеры для получения информации об энергии частиц, их пробеге, угле между следом и полем была высказана и частично реализована в работах [1,2]. Однако в этих исследованиях практически было недоступным получение одновременно хорошего амплитудного и временного разрешений. Появление современных многопроволочных пропорциональных камер (МПК) и электроники открывает реальные возможности для широкого применения этой методики.

Метод электронного проецирования трека сильноионизирующей частицы при её остановке в широкоазорном дрейфовом объёме исследовался в работе [3]. Было показано, что амплитуда импульса с МПК пропорциональна ионизации.

В настоящей работе приводятся описание и основные характеристики детектора, измерены энергетическое и временное разрешения. Измеряя полный заряд и длительность сигнала от МПК, можно найти энергию и проекцию остаточного пробега частицы, а знание угла влета частицы и другой проекции пробега позволит, в принципе, идентифицировать ядра отдачи и создать детектор с автоматическим съёмом полной информации.

2. Описание и основные характеристики детектора.

Прибор состоит из плоскопараллельной ионизационной камеры с шириной зазора $\sim 9,5$ см и многопроволочной пропорциональной камеры [3]. α -частицы от источника Pu^{239} (энергетический разброс источника $\Delta E/E \approx 2,5\%$) после коллимации имели угловой разброс $2\theta_0 = 6^\circ$ и попадали в дрейфовый объем камеры. Перемещением источника можно было менять длину остаточного пробега внутри чувствительного объема с точностью ~ 1 мм. Угол между направлением движения α -частиц и плоскостью МПК (θ) можно было менять в пределах $0^\circ + 90^\circ$ с точностью $\pm 2^\circ$. К нижнему электроду дрейфового зазора прикладывался отрицательный потенциал, при котором напряженность поля $\sim 1,2$ кв/см. Электроны, образованные вдоль трека частицы, дрейфовали к МПК. В работе использовались смеси $\text{He} - 3\% \text{CH}_4$ и $45\% \text{Ar} + 48\% \text{He} + 7\% \text{CH}_4$ при атмосферном давлении.

Сигнал с МПК подавался на зарядово-чувствительный предусилитель, амплитуда импульса с которого была пропорциональна как длительности, так и амплитуде входного сигнала. Под амплитудой мы будем в дальнейшем подразумевать полный заряд сигнала с МПК. При количестве собранных электронов $\sim 10^5$ за время ~ 5 мксек ($\theta = 90^\circ$) и коэффициенте газового усиления $M \sim 200$ еще не происходит экранирования сигнальных проволочек облаком положительных ионов. Получено, что коэффициент газового усиления не зависит от угла θ и количества проволочек, на которые проецируется трек.

В работе [3] показано, что амплитуда импульса не зависит от места прохождения частицы, т.е. не происходит потери электронов на пути их дрейфа к МПК.

2а. Амплитудные измерения.

Зависимость амплитуды с МПК от угла θ α -частиц для разных длин остаточного пробега показана на рис.1. Причиной зависимости амплитуды от угла входа α -частицы является рекомбинация внутри ионизированной колонки. Максимальная рекомбинация соответствует углу перпендикулярного попадания α -частиц относительно МПК (т.е. вдоль приложенного дрейфового поля), при котором образованные свободные электроны двигаются вдоль ионизированного трека. При малых значениях остаточного пробега зависимость амплитуды с МПК от угла ослабляется, поскольку уменьшается вероятность рекомбинации на малых длинах пробега и общая ионизация.

В принципе, эффект рекомбинации может быть снижен уменьшением давления рабочей смеси.

На рис.2 представлена зависимость амплитуды с МПК от энергии α -частиц для различных углов входа θ . Зная угол α -частиц и измеряя амплитуду с МПК, можно определить её энергию. Если же угол θ не известен, то ионизационные потери в дрейфовом объёме будут определены со значительной ошибкой.

Спектр импульсов с МПК при трех значениях остаточной энергии α -частиц для угла $\theta = 90^\circ$ приведен на рис.3. Энергетическое разрешение детектора, определенное по этим спектрам, составляет 300 ± 400 кэВ. В ширину распределения вносят значительный вклад энергетический разброс источника ($\sim 35\%$) и угловой разброс после коллимации ($\sim 20\%$).

Энергетическое разрешение камеры после вычета вкладов от источника и углового разброса показано на рис.4, откуда следует, что по суммарному заряду с МПК можно определить энергию частицы с ошибкой $\Delta E/E \approx 5\%$ при $E_\alpha > 2$ МэВ. Значение собственного энергетического разрешения детектора при энергии 2 ± 3 МэВ составляет ± 70 кэВ

что сравнимо с разрешением полупроводниковых детекторов [6]. Значительное возрастание ошибки в области малых энергий объясняется увеличением флуктуаций ионизационных потерь вблизи остановки частицы при постоянном вкладе других факторов.

Известно, что флуктуации ионизационных потерь для частиц с минимальной ионизацией в газе $\sim 50\%$ [7]

Это приводит к тому, что при измерении ионизационных потерь и переходного излучения применяется стопка пропорциональных камер. Предложенный нами детектор, в принципе, может быть использован для этих задач, если частицу пропустить через стопку пластин, помещенных внутри дрейфового объема.

При помещении стопки пластин с распределенным потенциалом была достигнута $\sim 50\%$ -ая эффективность прохождения электронов через зазоры (отношение ширины зазора к длине пластины вдоль дрейфового поля $1/2$).

26. Временные измерения.

В смеси $\text{He}^4 + 3\% \text{C}_2\text{H}_4$ скорость дрейфа электронов в поле напряженностью ~ 1 кв/см слабо зависит от приложенного напряжения и равна $\sim 1,1$ см/мксек. Тогда длительность импульса будет пропорциональна длине пробега частицы ($\Theta = 90^\circ$), либо его проекции (R_z) на направление силовых линий дрейфового поля ($\Theta \neq 90^\circ$). Так как фронт импульса в данной смеси $\tau_\psi \sim 0,2 \div 0,3$ мксек то для временных измерений формировался импульс с фронтами ~ 5 нсек при определенном уровне дискриминации. Если $R_z \leq 2\tau_\psi V$, то длительность импульса не зависит от R_z . Для $R_z > 1$ см зависимость длительности импульса от R_z линейная (рис 5).

На рис. 6 представлены распределения событий по длительности сигналов с МПК при двух значениях длины остаточного пробега, сдвинутых на 2 см в случае прохождения α -частиц вдоль направления дрейфового поля ($\Theta = 90^\circ$). Полученные распределения по расчетам дают ошибку измерения пробега $2\sigma = 7,4$ мм, в то время как ширина на полувысоте равна 6 мм.

После вычета вкладов, связанных с энергетическим и угловым разбросом источника из расчетной ошибки $2\sigma = 7,4$ мм, получаем, что проекцию пробега частицы можно определить с точностью $\Delta R \approx \pm 1,2$ мм.

Применение других газов для наполнения камеры значительно расширит возможности данного метода. Нами была исследована также смесь 45% Ar + 48% He⁴ + 7% CH₄. He⁴ добавлялся для увеличения длины пробега α -частиц. Скорость дрейфа в данной смеси $\sim 2/3$ см/мксек. Использование газов с большой скоростью дрейфа улучшает временное разрешение детектора, что позволяет использовать камеру при более высоких нагрузках. Координатное и энергетическое разрешения детектора слабо зависят от смеси и для He⁴ + 3% CH₄ и 45% Ar + 48% He⁴ + 7% CH₄ примерно одинаковые.

Следует отметить, что при уменьшении напряженности в дрейфовом объеме до $0,2 \div 0,3$ кв/см разброс в длительности импульсов возрастает в несколько раз.

3. Возможность идентификации ядер отдачи.

Данный метод проецирования трека предлагается использовать для детектирования ядер отдачи, когда газ камеры служит мишенью. Было показано, что МПК, помещенное непосредственно в пучок γ -квантов высокой интенсивности ($\sim 10^8$ экв γ /сек $E_{\gamma_{max}} \approx 4,5$ Гэв) со 100% эффективностью регистрирует ядра отдачи в присутствии большого фона частиц с минимальной ионизацией [4]. Предлагаемый метод только по анализу одного импульса с МПК позволяет определить энергию и глубинную координату частицы, а, если известен угол ее влета, то и длину пробега в камере.

Предлагается дополнить имеющуюся в нашем распоряжении информацию информацией с отдельных нитей катодной и сигнальной плоскостей, т.е. получить полярный и

азимутальный углы влета и проекцию трека частицы на плоскость МПК с ошибкой равной половине шага намотки проволочек.

Нами проведены оценки возможности разделения частиц по массам с учетом известной длины пробега и угла влета θ . В расчетах использовались данные работы [5].

Для иллюстрации на рис.7 показана возможность разделения по массам α -частиц и He^3 , ионизационные потери которых наиболее близки из всех легких ядер. По осям отложены измеренный пробег R и амплитуда импульсов в зависимости от угла, отмечены области ожидаемых ошибок измерения при нахождении, A, R и θ ($\frac{\Delta A}{A} \sim 5\%$, $\frac{\Delta R}{R} \sim 10\%$; $\Delta\theta \sim 2^\circ$). Видно, что при существующих ошибках измерения можно надеяться разделить α от He^3 , в то время как α и ρ идентифицируются с вероятностью близкой к 100%.

Таким образом, дополнительная информация с отдельных нитей сигнальной и катодной плоскостей позволит получить более полную информацию о ядре отдачи-полярный и азимутальный углы влета частицы, длину пробега, энергию, массу.

Следует заметить, что ядра с различными зарядами ($Z = 1, 2, 3 \dots$) разделяются полностью даже без учета угловой зависимости амплитуды импульса.

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить Г.Бадаляна и В.Погосова за предоставленную возможность калибровки α -источника полупроводниковыми детекторами, А.Алексабяна и В. Харитонову за содействие в работе и полезные обсуждения.

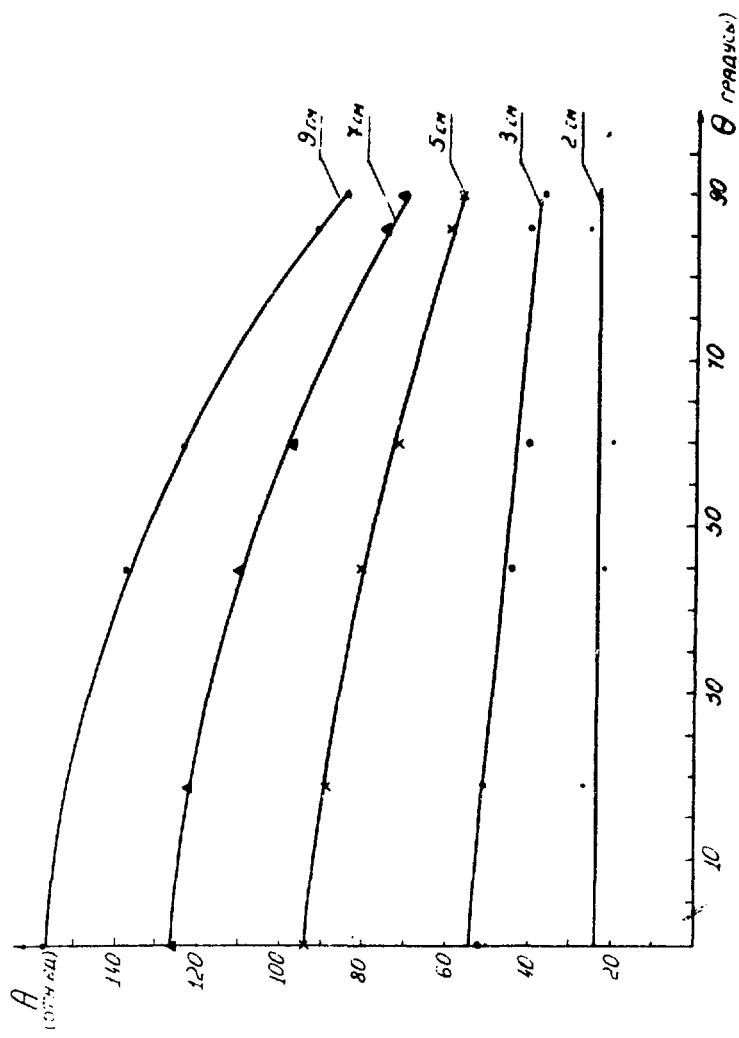


Рис. 1 - Зависимость амплитуды с МПК от угла влета α -частит θ относительно плоскости камеры для разных длин остаточного пробега.

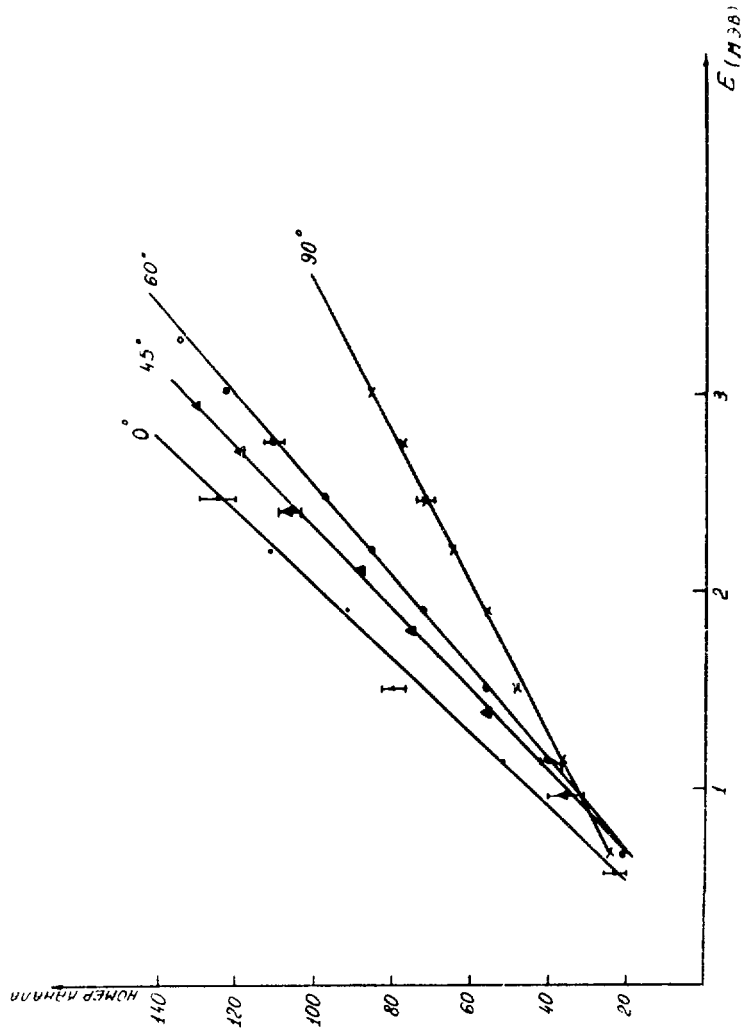


Рис. 2 - Зависимость амплитуды с МПК от энергии χ -частиц для углов $\theta = 0^\circ$; 45° ; 60° и 90° .

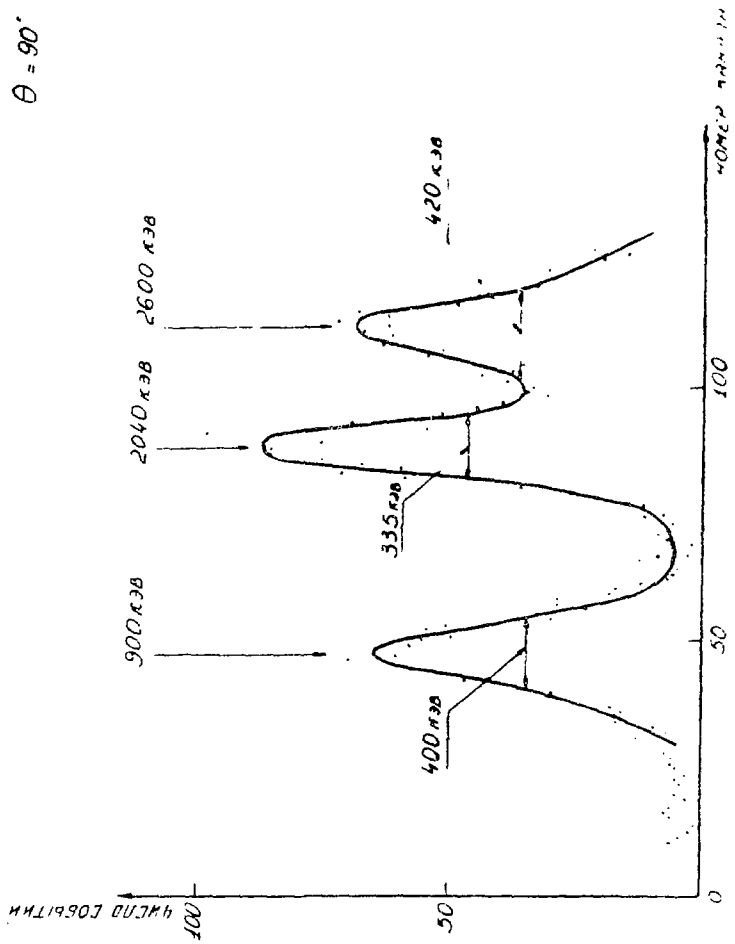


Рис.3 - Спектр импульсов с МИК при трех значениях остаточной энергии α -частиц для угла $\theta=90^\circ$.

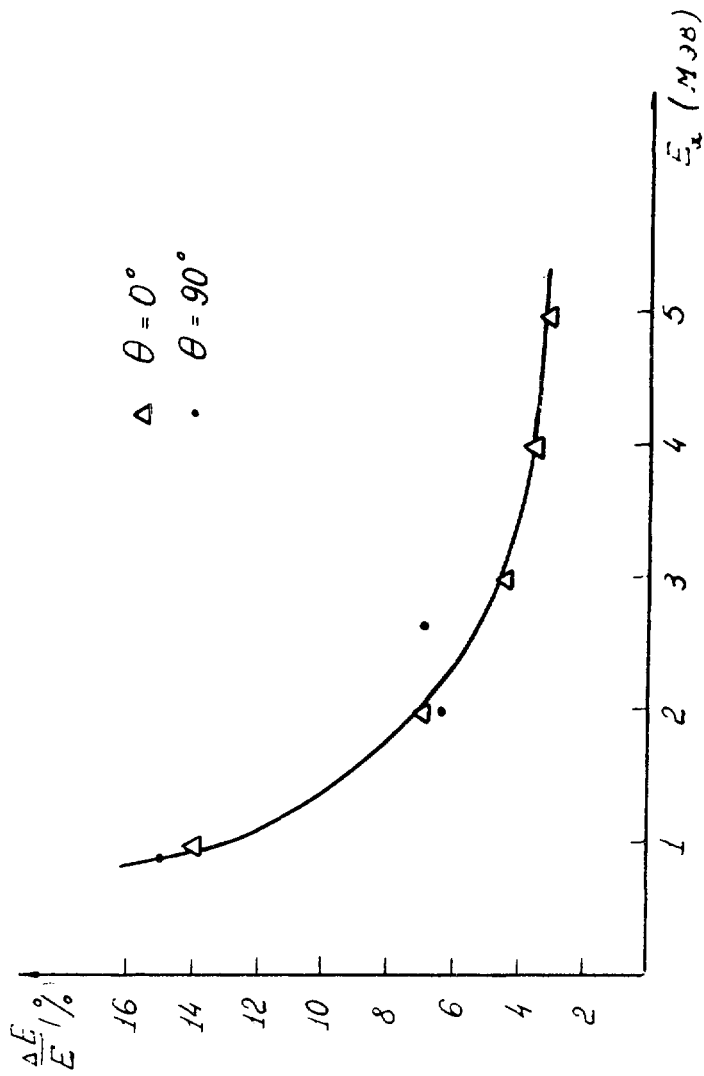


Рис.4 - Энергетическое разрешение детектора после вычета вкладов от источника и углового разброса.

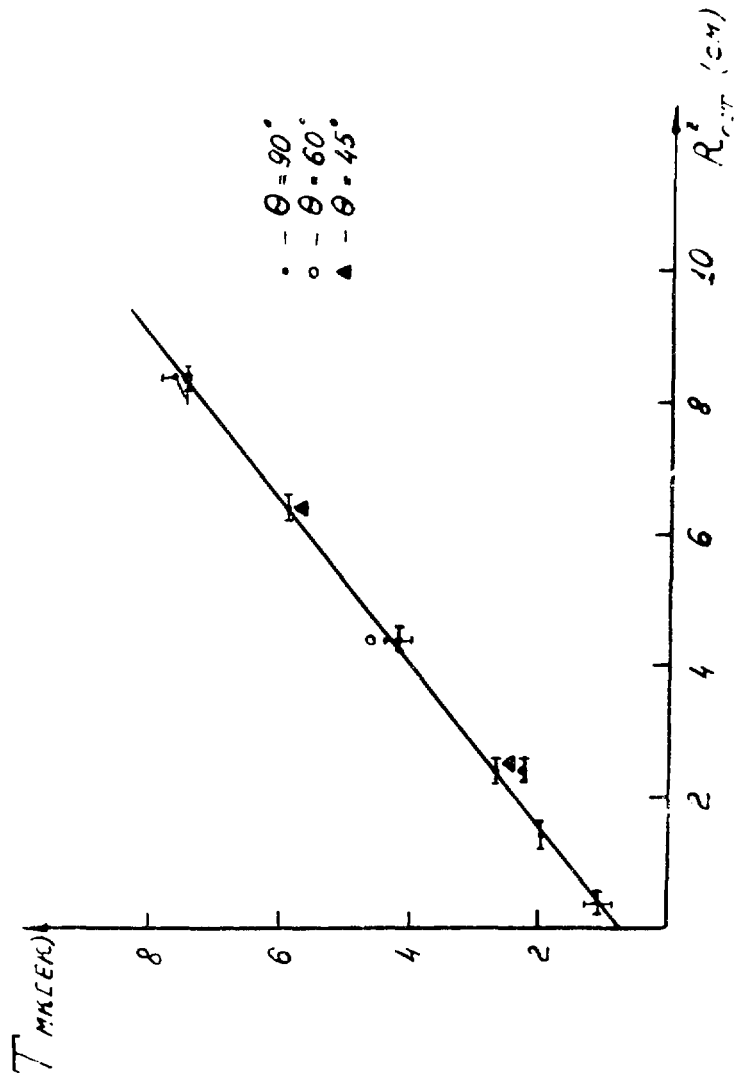


Рис.5 - Зависимость длительности импульса с МПК от величины проекции пробега на её плоскость.

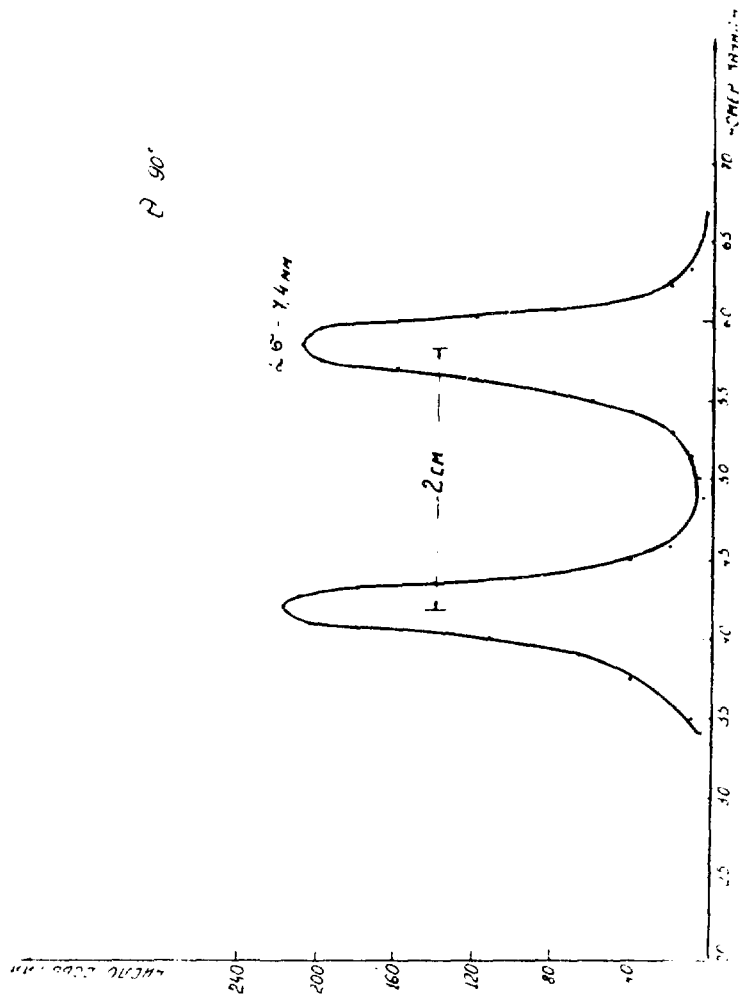


Рис. 6 - Распределение событий по длительности сигналов с МІК при двух значениях длины остаточного пробега, сдвинутых на 2 см при $\theta = 90^\circ$.

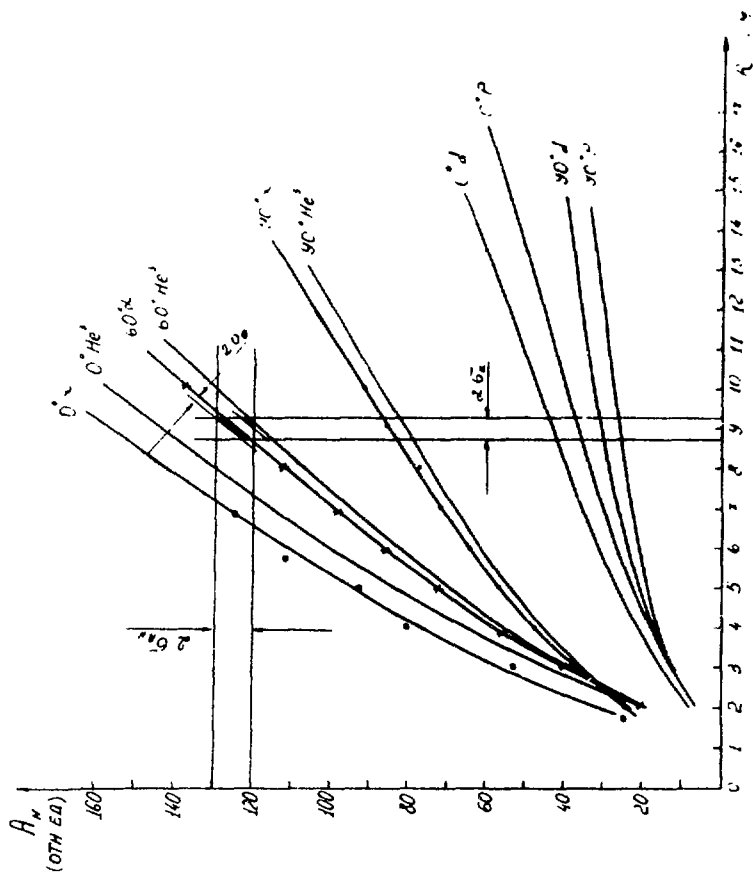


Рис.7 - Иллюстрация возможности разделения ядер отдачи по амплитудно-временному анализу сигналов с МПК.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Alken, Nature, London, 136, 70, 394 (1935).
2. R. Sherr and R. Peterson. Rev. Sci. Instr. 18, 567 (1947).
3. Г.Г. Мкртчян, Р.Н. Пихтелев. Научное сообщение ЕФИ-97(74).
4. А.С. Алексанян, Т.Л. Асатиани, В.И. Иванов, Г.Г. Мкртчян, Р.Н. Пихтелев. Научное сообщение ЕФИ-92(74).
Ереван
5. В.Н. Андреев, В.Г. Недолешкин, В.И. Рогов. ЯФ 8, 38 (1968).
6. Yu. K. Akimov et al. Научное сообщение ЕФИ-98 (1974).
7. А.П. Онучин, В.И. Тельков. Препринт ИЯФ 74-36. Новосибирск.

Рукопись поступила 12-го мая 1975г.

Редактор Л.П. Мукаян

Тех. редактор А.С. Абрамян

Заказ 306

ВФ- 03399

Тираж 299

Подписано к печати 29/УШ-75г. Формат издания 30х40

0,5 уч. изд. л., Ц. 4 к.

Отпечатано на ротаприте
Ереванского физического института, Ереван-36, пер. Мар-
каряна 2.

