

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

4827 / 2-81

28/9-81

13-81-474

Ю.Зломанчук, А.Наврот,* В.А.Никитин,
В.Д.Пешехонов, М.Шавловски*

ДРЕЙФОВАЯ КАМЕРА КАК ИДЕНТИФИКАТОР
МЕДЛЕННЫХ ЧАСТИЦ

Направлено в ПТЭ

* ИЯИ, Варшава.

1981

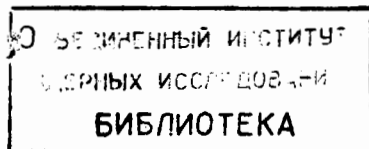
На ускорителях Лаборатории высоких энергий ОИЯИ /Дубна/, ИФВЭ /Серпухов/ и ФНАП /Батавия/ применяется методика тонкой внутренней мишени^{1,2,3}. Обычно эта методика используется для исследования процессов, сопровождающихся образованием низкоэнергетических продуктов. Сюда относится упругое рассеяние в дифференциальной области, фрагментация ядер, поиск новых изотопов и экзотических ядер. Такие эксперименты требуют регистрации и идентификации вторичных ядер в широком диапазоне их масс и зарядов.

Часть этой экспериментальной программы планируется выполнить, используя газовый детектор, построенный на основе пропорциональных и дрейфовых камер⁴. Общая схема детектора изображена на рис. 1а. Часть дрейфовой камеры /А/, соответствующая нескольким анодным проволокам, представлена на рис. 1б. Устройство включает в себя два идентичных модуля, каждый из которых состоит из пропорциональной /128 сигнальных проволок, намотанных с шагом 2,5 мм/ и дрейфовой /чувствительный объем 120x400x1000 мм³/ камер. Пропорциональные камеры расположены на входе детектора. Они определяют координату частицы и включены в схему, вырабатывающую стартовый импульс. Прибор позволяет измерить координаты ряда точек на траектории частицы, прошедшей через дрейфовый промежуток. Это достигается измерением времени дрейфа электронов ионизации в постоянном электрическом поле и применением метода деления заряда на резистивных анодных нитях камеры.

Для сокращения объема электроники несколько соседних анодных нитей можно объединить в группу, работающую на один спектрометрический канал. Таким образом, дрейфовая камера является аналогом многодетекторного ДБ/Е -телескопа, в котором число и толщины составляющих детекторов можно легко менять.

В последние годы были сделаны попытки применить дрейфовые камеры для идентификации высокоэнергетических частиц⁵⁻⁷. В работе⁸ приводится зависимость точности измерения потери энергии от числа и толщины измеряющих каналов.

В данной работе математическим моделированием мы исследуем возможность применения дрейфовой камеры для идентификации медленных частиц /до 10 МэВ/нуклон/. Выполнена оптимизация основных параметров прибора - количества и толщины измеряющих каналов.



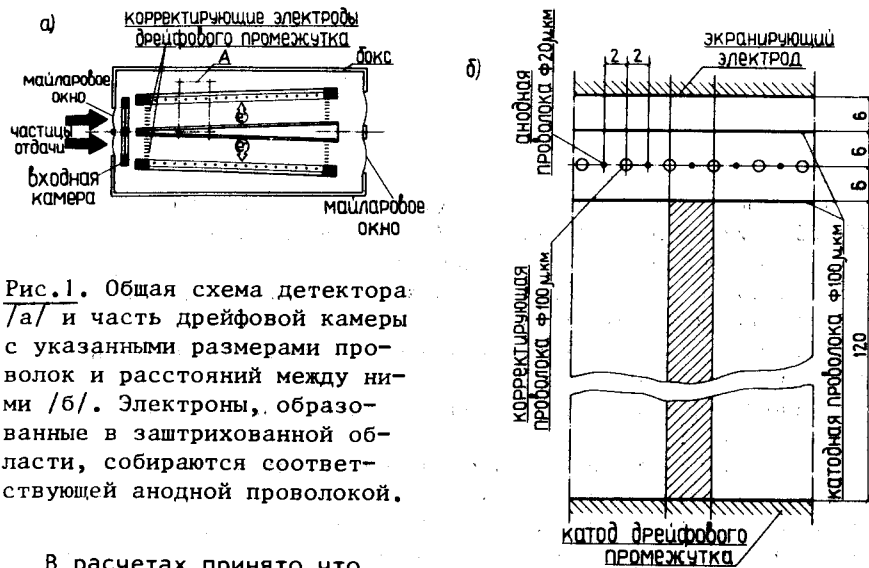


Рис.1. Общая схема детектора: /а/ и часть дрейфовой камеры с указанными размерами проволок и расстояний между ними /б/. Электроны, образованные в заштрихованной области, собираются соответствующей анодной проволокой.

В расчетах принято, что частицы движутся перпендикулярно силовым линиям электрического поля в дрейфовом промежутке. Многократное кулоновское рассеяние не учитывается.

1. МЕТОД ИДЕНТИФИКАЦИИ

Обозначим через P_i потери энергии частицы в канале i . Задача идентификации заключается в ответе на вопрос, какой частице соответствует с наибольшей вероятностью данный набор сигналов P_i . Этот ответ в методе наименьших квадратов получается минимизацией функционала /9/:

$$\chi^2 = \sum_i^k \frac{(P_i - P'_i(E_e(i), m, z))^2}{\sigma_{tot}^2(i)} \quad /1/$$

где $P'_i(E_e(i), m, z)$ - предсказываемое значение потери энергии в i -м канале, $E_e(i)$ - энергия частицы на входе в этот канал, $\sigma_{tot}(i)$ - ошибка величины $(P_i - P'_i)$, k - номер последнего канала, в котором была зарегистрирована частица. Искомыми параметрами являются m и z - масса и заряд частицы, от которых P'_i зависит явно, а также начальная энергия частицы E или поправка к ней E_T в зависимости от определения $E_e(i)$ /см. /4/, /6//.

Определение P'_i основывается на знании функции пробег-энергия для любой частицы, а для вычисления ошибок σ_{tot} мы модифицируем метод, предложенный в работе /10/.

1.1. Функция пробег-энергия

Широко используемая при идентификации заряженных частиц формула /11/

$$R_t \sim \frac{m}{z^2} \left(\frac{E}{m}\right)^b, \quad /2/$$

где R_t - пробег частицы, $b \approx 1,7$ - постоянная, плохо описывает экспериментальные данные в области низких энергий. Это связано с зависимостью эффективного заряда иона от его скорости. Поэтому мы пользуемся зависимостью пробег-энергия, табулированной в работе /12/, где этот эффект учтен. В расчетах принято, что тормозящей средой является аргон.

1.2. Вычисление ошибок

Предполагается, что все ошибки распределены по нормальному закону. Тогда $\sigma_{tot}^2(i) = \sigma^2(P_i) + \sigma^2(P'_i)$, где $\sigma(P_i)$ и $\sigma(P'_i)$ представляют собой стандартные отклонения наблюдаемой и предсказываемой потери энергии в i -м измеряющем канале. Стандартное отклонение $\sigma(P_i)$ определяется энергетической разрешающей способностью $\sigma_r(i)$, страгглингом энергетических потерь $\sigma_{sgg}(i)$ и неоднородностью толщины измеряющего канала $\sigma_t(i)$:

$$\sigma^2(P_i) = \sigma_r^2(i) + \sigma_{sgg}^2(i) + \sigma_t^2(i).$$

Энергетическая разрешающая способность $\sigma_r(i)$ связана со статистикой образования заряда $\sigma_{st}(i)$, точностью изготовления камеры $\sigma_{acc}(i)$ и ошибкой аналого-цифрового преобразования $\sigma_{ad}(i)$:

$$\sigma_r^2(i) = \sigma_{st}^2(i) + \sigma_{acc}^2(i) + \sigma_{ad}^2(i).$$

В монографии /13/ указан способ вычисления σ_{st} , учитывающий как первичную, так и вторичную /газовое усиление/ ионизацию газа:

$$\sigma_{st}^2(i) = w P_i.$$

Здесь w - средняя энергия образования одной пары ионов /26 эВ для Ar/.

Ошибка $\sigma_{acc}(i)$ связана с зависимостью коэффициента газового усиления M_i от диаметра анодных нитей, расстояния анод-катод и т.п. Относительные колебания M_i определяются формулой /14/ $\frac{\Delta M_i}{M_i} = C \ln M_i$, где постоянная C связана со степенью однородности вышеупомянутых величин. Учитывая отношение

$$\frac{\sigma_{acc}(i)}{P_i} = \frac{\Delta M_i}{M_i} = C \ln M_i, \quad /3/$$

для улучшения энергетического разрешения надо уменьшать газовое усиление.

Измерения, проведенные на модели камеры ¹⁵ и на самой камере, показывают, что для α -частиц можно получить $\sigma_{acc(i)}/P_i$ порядка 1%. Поэтому все расчеты сделаны для значений $\sigma_{acc(i)}/P_i$ близких к 0,01.

При идентификации ионов в широком диапазоне их масс и зарядов большую роль начинает играть σ_{ad} . В расчетах принято: $\sigma_{ad(i)} = 0,001 P_{max(i)}$, где $P_{max(i)}$ - максимальная энергия, которую может потерять самый тяжелый из регистрируемых ионов на пути, равном ширине измеряющего канала. Предполагается, что шумы предусилителей меньше, чем σ_{ad} , и их вклад в σ_i не учитывается.

При расчете страгглинга энергетических потерь σ_{sgg} использовались графики работы ¹⁶.

Ошибка, связанная с неоднородностью толщины канала, определяется по формуле $\sigma_t(i) = \frac{dP_i}{dT_i} |_{E_e(i)} \sigma_w$, где T_i - толщина i -го канала, а $\sigma_w \sim 50$ мкм - одинаковая для всех каналов неоднородность их толщины.

Точность $\sigma(P'_i)$, с которой мы предсказываем потерю энергии P'_i в данном канале, зависит от ошибки энергии E_e на входе в этот канал. В работе ¹⁰ для телескопа, состоящего из 5 толстых /3000 мкм/ Si(Li) -детекторов, было принято:

$$E_e(i) = E - \sum_{j=1}^{i-1} P_j, \quad /4/$$

где i - номер ΔE детектора, E - предполагаемая начальная энергия частицы. Из такого определения $E_e(i)$ следует, что ошибка предсказываемой потери энергии $\sigma(P'_i)$ дается формулой:

$$\sigma(P'_i) = \frac{\partial P'_i}{\partial E} |_{E_e(i)} \left[\sum_{j=1}^{i-1} \sigma_r^2(j) \right]^{1/2}. \quad /5/$$

Отсюда видно, что $\sigma(P'_i)$ растет при увеличении номера измеряющего канала как за счет роста производной, так и за счет роста ошибки определения начальной энергии $E_e(i)$. Этот факт проиллюстрирован на рис. 2 кривыми а, б, в, где показаны максимальные значения $\sigma(P'_i)$ в процентах от $P_{max(i)}$ как функция номера канала. Графики получены для α -частиц в предположении, что камера, наполненная аргоном под атмосферным давлением, разбита на 20 измеряющих каналов одинаковой толщины /8 мг/см². $P_{max(i)}$ - максимальная энергия, которую может потерять α -частица на пути 8 мг/см², равная 5,7 МэВ. Кривые а, б, в соответствуют трем разным значениям $\sigma_{acc(i)}/P_i$: 0,01; 0,02; 0,05.

В этой работе предлагается новый способ определения $E_e(i)$. Эта величина вычисляется, как сумма потерь на остаточном пробеге от канала i до последнего канала k , где частица была зарегистрирована:

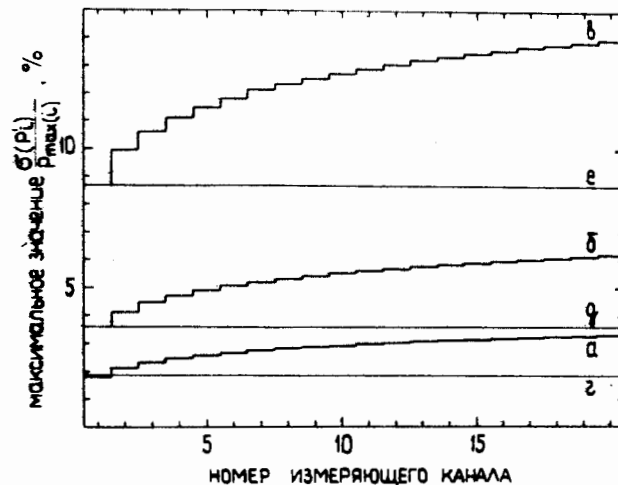


Рис.2. Максимальные значения $\frac{\sigma(P'_i)}{P_{max(i)}}$ как функция номера измеряющего канала. Графики а,б,в получены с помощью формулы /5/ для $\sigma_{acc(i)}/P_i = 0,01; 0,02; 0,03$, а графики г,д,е - с помощью /7/ для тех же значений $\sigma_{acc(i)}/P_i$.

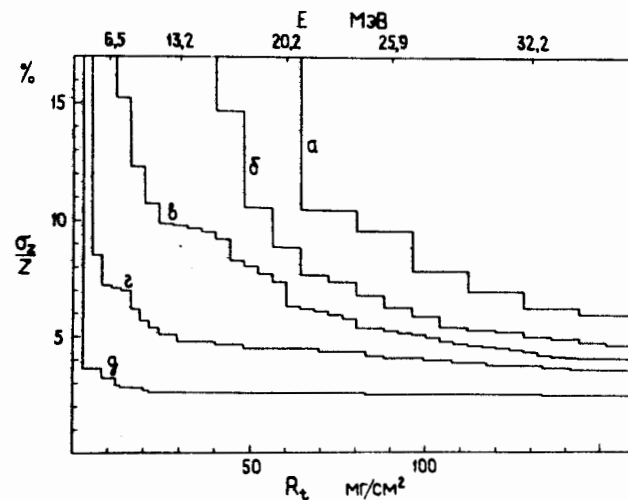


Рис.3. Зарядовая разрешающая способность σ_z/z как функция пробега альфа-частиц для разбиений камеры на 10 /а/, 20 /б/, 40 /в/, 60 /г/ и 120 /д/ измеряющих каналов.

$$E_e(i) = \sum_{j=1}^k P_j + E_r \quad /6/$$

E_r не превосходит энергетического порога электроники $k+1$ канала. Зависимость /6/ приводит к следующему выражению для $\sigma(P_i')$:

$$\sigma(P_i') = \frac{\partial P_i'}{\partial E} \Big|_{E_e(i)} \left[\sum_{j=1}^k \sigma_r^2(j) \right]^{1/2} \quad /7/$$

Максимальные для каждого канала значения $\sigma(P_i')$, рассчитанные с помощью /7/ для α -частиц, представлены на рис. 2 кривыми г, д, е. Значения $\sigma_{acc}(i)/P_i$ и здесь приняты равными 0,01, 0,02 и 0,05, а камера разбита на 20 каналов. Разница между кривыми а, б, в и г, д, е возникает вследствие разных определений E_e . Из рис. 2 следует независимость максимальных значений $\sigma(P_i')$ от номера канала в случае вычисления ошибки по формуле /7/. Их численное значение близко к рассчитанной по /5/ максимальной ошибке в первом канале $\sigma(P_1)$.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Описанный выше метод идентификации применен для случая регистрации ионов ^4He , ^{24}Mg и ^{56}Fe с энергией до 10 МэВ/нуклон.

Расчетные энергетические потери P_i и ошибки $\sigma_{tot}(i)$ использовались как входные данные для стандартной процедуры минимизации, которая определяла значения z , m и E_r и их ошибки, минимизируя функционал /1/.

На рис. 3 приведена зависимость σ_z от пробега α -частицы и числа каналов, на которые разбивается камера. Показаны максимальные значения σ_z/z , полученные для каждого канала при условии, что частица в нем останавливается. Предполагается, что $\sigma_{acc}(i)/P_i = 0,01$. Кривые а-д отвечают разбиению камеры на 10, 20, 40, 60 и 120 измеряющих каналов соответственно.

Из данных рис. 3 следует, что для заданного числа каналов разбиение камеры на каналы с переменной толщиной, увеличивающейся с ростом номера i , дает разрешение лучше, чем разбиение на каналы одинаковой толщины.

Разрешающая способность для α -частиц при разбиении камеры на каналы с переменной толщиной показана на рис. 4. Кривые а, б относятся к случаю минимизации функционала /1/ по z , m и E_r одновременно. Поскольку σ_m/m достигает 20% /кривая а/, разделение изотопов гелия невозможно. Разрешающая способность σ_z/z /кривая б/ достаточна для надежного выделения элементов гелия, т.к. σ_z/z меньше 10% в области энергии больше 1 МэВ/нуклон. Для выделенной группы изотопов с $z=2$ можно повторно

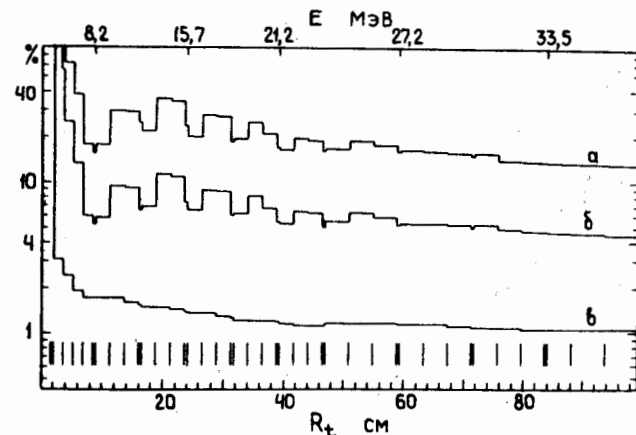


Рис. 4. Зависимость максимальных значений σ_z/z /б/ и σ_m/m /а, в/ от пробега альфа-частиц.

произвести минимизацию функционала, но уже с фиксированным параметром z . Результаты такой процедуры представлены кривой 4 в. При фиксированном z σ_m заметно уменьшается. Причиной этого служит корреляция параметров m и z , отражаемая формулой /2/.

На рис. 5 представлены результаты аналогичного анализа для ионов ^{24}Mg . Кривые а (σ/m) и б (σ/z) относятся к минимизации функционала по трем параметрам (m , z , E_r), а кривая в (σ_m/m) была получена минимизацией с фиксированным z . Отметим, что улучшение σ_m в двухкратной процедуре минимизации значительно меньше, чем в случае α -частиц. Достижимая разрешающая способность обеспечивает надежную идентификацию как заряда, так и массы ионов магния.

Результаты анализа σ_z и σ_m для ионов ^{56}Fe изображены на рис. 6. Кривые а, б относятся к минимизации по трем параметрам, а график в отражает поведение σ_m/m при идентификации ионов железа с ранее определенным z . Из представленных данных следует, что разделение химических элементов в районе железа возможно для энергии больше 1 МэВ/нуклон /график б/. Разделение изотопов становится возможным для энергии больше 8 МэВ/нуклон /график в/.

В нижних частях рисунков 4, 5, 6 отмечены толщины каналов. Десять самых тонких из них предназначены для измерения координат частиц методом деления заряда на резистивных нитях.

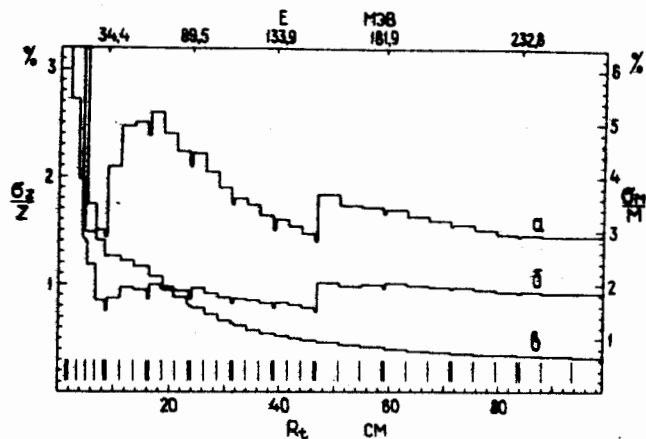


Рис.5. Зависимость максимальных значений σ_z/z /б/ и σ_m/m /а,в/ от пробега ионов ^{24}Mg .

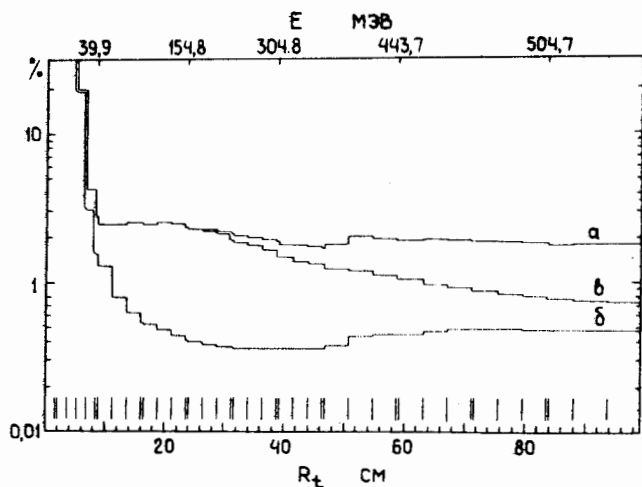


Рис.6. Зависимость максимальных значений σ_z/z /б/ и σ_m/m /а,в/ от пробега ионов ^{56}Fe .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты показывают, что дрейфовая камера описанного типа может успешно применяться в экспериментах, требующих регистрации и идентификации ионов с энергиями до 10 МэВ/нуклон. Зарядовая разрешающая способность камеры обеспечивает надежную идентификацию элементов во всем исследованном

диапазоне z . Изотопное разрешение, хорошее для ^4He и ^{24}Mg , становится ограниченным для ионов железа. Следует подчеркнуть, что разрешающая способность сильно зависит от разбиения камеры на измеряющие каналы. Поэтому для определенной группы задач следует выбирать вариант разбиения. Из формулы /3/ следует, что улучшение энергетической разрешающей способности измеряющего канала может быть достигнуто уменьшением коэффициента газового усиления. Однако это повышает требования к чувствительности и шумовым характеристикам используемых спектрометрических трактов.

Возможность измерения координат частиц, большая аппаратура и хорошая разрешающая способность дрейфовой камеры делают ее ценным прибором для физики тяжелых ионов, особенно полезным при исследовании процессов с малыми сечениями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бартенев В.Д. и др. Труды Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий. ОИЯИ, Д-5805, т.1, с.16, Дубна, 1971.
2. Ekelöf T. CERN Preprint 76-23, CERN, 1976.
3. Безногих Г.Г. и др. ОИЯИ, P1-10944, Дубна, 1977.
4. Басиладзе С.Г. и др. Международное совещание по пропорциональным и дрейфовым камерам. ОИЯИ, Д13-11807, Дубна, 1978, с. 216-220.
5. Farr W. et al. Nucl. Instr. and Meth., 1978, 156, p. 283.
6. Allison W.M. et al. Nucl. Instr. and Meth., 1974, 119, p. 499.
7. Fancher D.L. et al. Nucl. Instr. and Meth., 1979, 161, p.383.
8. Aderholz M. et al. Nucl. Instr. and Meth., 1974, 118, p.419.
9. Bevington P.R. Data reduction and error analysis for the physical sciences. McGraw - Hill, New York, 1969.
10. Greiner D.E. Nucl. Instr. and Meth., 1972, 103, p. 308.
11. Goulding F.S., Harvey B.G. Ann. Rev. Nucl. Sci., 1975, 25, p. 167.
12. Northcliffe L.C., Schilling R.F. Nucl. Data Tables, 1970, A7, p. 233.
13. Rice-Evans P. Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers (Richelieu, London, 1974).
14. Sauli F. Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, CERN 77-09, 1977.
15. Головатюк В.М. и др. ОИЯИ, P13-9914, Дубна, 1976.
16. Tschalär C. Nucl. Instr. and Meth., 1968, 61, p. 141.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 июля 1981 года.