

539.1  
B'85

МОСКОВСКИЙ  
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Р. С. Шувалов

*Всесоюзная школа по теорети-  
ческой ядерной физике, XII-я.*

**ДЕТЕКТОРЫ ЧАСТИЦ  
НА ЖИДКОМ АРГОНЕ**

(обзор)

МОСКВА 1981

539.  
B 85

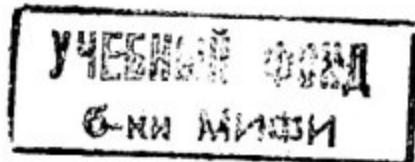
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ СССР  
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Р.С. Шувалов

Всесоюзная школа по теорети-  
ческой ядерной физике, ХГ-8.

ДЕТЕКТОРЫ ЧАСТИЦ  
НА ЖИДКОМ АРГОНЕ  
(обзор)

Текст лекции



Москва 1981

Шувалов Р.С. Детекторы частиц на жидком аргоне (обзор). Текст лекции. - М.: Изд. МИФИ, 1981, 32 с.

В последние годы интенсивно развиваются детекторы на жидком аргоне, что связано с рядом их преимуществ по сравнению с другими приборами. Например, жидкогоаргоновый детектор полного поглощения имеет лучшие энергетические и угловое разрешения, чем сандвич сталь-спинтиллятор, а малая стоимость и доступность аргона позволяют создавать многотонные приборы для экспериментов с нейтрино и на встречных пучках. Принципиально возможно создание пузырьковой камеры на жидком аргоне со встроенной внутрь электронной системой съема информации, что объединяет достоинства обоих приборов. В широкозазорных аргоновых детекторах можно получить разрешение, измеряемое долями миллиметра и миллирадиана, т.е. практически совместить трековый прибор и детектор полного поглощения.

В обзоре рассмотрены как действующие детекторы, так и некоторые проекты создания новых.



Московский инженерно-физический институт, 1981 г.

Редактор Е.Г.Станкевич  
Техн.редактор Н.М. Генкина  
Корректор Е.А. Жадан

Л № 86086

Подписано в печать 16/IV-1981г.

Формат 80x84 1/16

Объем 2 п.л.

Уч.-изд.л. 1,5

Тираж 800 экз.

Цена 8 коп.

Изд.№ 051-1

Заказ 618

## СОДЕРЖАНИЕ

I. Почему жидкий аргон .....	4
П. Макеты жидкогоарговых калориметров.....	5
Ш. Аргоновые детекторы как части физических уст- новок.....	6
1У. Факторы, определяющие амплитудное разрешение..	9
У. Координатное и угловое разрешение ливневых детекторов на жидком аргоне.....	17
У1. Развитие аргоновых детекторов (некоторые идеи).	19
УП. Заключение.....	28
Список литературы.....	30

## I. ПОЧЕМУ ЖИДКИЙ АРГОН

История жидкогоаргоновых калориметров начинается с появления в 1974 г. работы [1]. С этих пор практически во всех крупных лабораториях мира создаются как различные макеты жидкогоаргоновых детекторов, так и крупные физические приборы, поэтому к сегодняшнему дню накоплен уже значительный опыт в этой области методики регистрации частиц, уменьшились как скептицизм, так и излишний энтузиазм, и можно довольно трезво оценить достоинства и недостатки нового прибора.

К настоящему времени стал уже традиционным следующий тип жидкогоаргонового калориметра — это стопка из нескольких сотен плоских ионизационных камер, заполненных жидким аргоном. Аноды камер часто разбивают на полюсы, чтобы иметь возможность измерять координаты и углы частиц. Для уменьшения количества электроники аноды объединяются в группы (по направлению пучка) и подсоединяются к одному усилителю. Материал электродов — свинец, сталь, иногда алюминий. Выбор материала и толщины электродов определяется поставленной задачей. Междуэлектродный промежуток во всех созданных к настоящему времени детекторах не превышал 5 мм; почему это так — обсуждается ниже.

Выбор жидкого аргона в качестве детектирующей среды целиком определяется такими его качествами, как доступность, малая стоимость ( $\sim 1$  руб/кг), простота криогеники, взрывобезопасность. Малая стоимость аргона позволяет говорить о создании нейтринных детекторов с массой 100–200 тонн. Важно также, что промышленность давно освоила выпуск криостатов такого объема, что значительно облегчает проектирование прибора.

Сделаем теперь краткий обзор созданных к настоящему времени калориметров на жидком аргоне для регистрации электромагнитных каскадов.

## П. МАКЕТЫ ЖИДКОАРГОНОВЫХ КАЛОРИМЕТРОВ

1. 200 слоев по 1,5 мм стали и 2 мм аргона, полная толщина 20 рад. ед., в диапазоне энергий  $2,5 \div 11$  ГэВ разрешение  $\sigma(E)/E = 8\% (E)^{-1/2}$ , эквивалентный шумовой заряд  $ENC[r.m.s] = 3 \cdot 10^5 e \cdot C_D^{1/2} [\mu F]$  [1].

2. Детектор А: свинцовые электроды толщиной 1,1 мм, зазор - 2 мм. Детектор В: Pb - электроды толщиной 2,2 мм, зазор - 2 мм. Толщина обоих детекторов по пучку - 15,75 рад. ед. В диапазоне энергий  $0,25 \div 14$  ГэВ энергетическое разрешение  $\sigma(E)/E = 6,5\% (E)^{-1/2}$  и  $9,5\% (E)^{-1/2}$  для детекторов А и В соответственно. Аноды камер разбиты на стрипы шириной 2 см, что позволило получить координатное разрешение  $\sigma_x = 2$  мм. Изучена  $e/\pi$ -режекция при  $E = 1; 2; 4$  ГэВ. При 1 ГэВ режекция  $7 \cdot 10^{-3}$  при 90% эффективности регистрации электродов. При более высоких энергиях режекция лучше [2].

3. 80 слоев по 2 - 3 мм стали. Толщина детектора (10,2 рад.ед.) недостаточна для полного поглощения энергии ливня в диапазоне 2 - 10 ГэВ, где производились измерения. Энергетическое разрешение  $\frac{\Delta E}{E} [F.W.H.M.] = (0,026 \frac{D}{E} + 3,6 - 0,0354)^{1/2}$ , где  $D$  и  $L$  - толщины одного зазора полного детектора, в мм стали;  $E$  - энергия, в ГэВ. Первый член в скобках описывает *sampling*-флуктуации, второй - утечки из объема детектора [3].

4. 400 слоев по 1 мм стали и аргона, диаметр - 185 мм, полная толщина - 25,7 рад. ед. Энергетическое разрешение измерено при энергиях  $25 \div 40$  ГэВ и аппроксимируется зависимостью  $\sigma(E)/E = 7,0\% (E)^{-1/2}$ .  $ENC[r.m.s.] = 5 \cdot 10^5 e \sqrt{C_D} [\mu F]$  [4,5].

5. Детектор А: 159 слоев по 1,5 мм стали и 1,5 мм аргона, полная толщина - 15,2 рад. ед. Детектор В: 324 слоя по 3 мм стали и аргона, толщина - 61 рад. ед. (6,8 длин поглощения для адронов), аноды разбиты на полосы шириной 10 см. Детектор В предназначен для регистрации не только электромагнитных, но и адронных каскадов.

Энергетическое разрешение  $\sigma(E)/E = 9,5\% (E)^{-1/2}$  и  $14,5\% (E)^{-1/2}$  для детекторов А и В, соответственно, в диапазоне энергий  $3 \div 13$  ГэВ. Режекция  $e/p \approx 70$  при эффективности электронов 90% и улучшается на порядок при использовании информации о поперечном развитии каскадов при  $E = 9$  ГэВ [6].

6. Детектор А: 62 сборки по 2 мм стали, 2 мм аргона, толщина - 15,5 рад. ед. Детектор В: 16 сборок по 2 мм свинца и 2 мм аргона, толщиной 11,9 рад.ед., плюс 46 сборок детектора А. Энергетическое разрешение  $\sigma(E)/E = 6,5\% (E)^{-1/2}$  и  $\sigma(E)/E = 9,6\% (E)^{-1/2}$  для детекторов А и В, соответственно, в диапазоне  $E = 0,25 \text{--} 2 \text{ ГэВ}$  [7].

7. 129 катодов, толщиной 0,5 мм, и 128 анодов, толщиной 1 мм, выполненных из алюминия, зазор - 3,2 мм, общей толщиной 8,03 рад. ед. Аноды разбиты на стрипы  $2,5 \times 40$  см. Основное назначение - исследовать пригодность жидкогоаргоновых калориметров при энергиях ниже 100 МэВ. По предварительным данным получено разрешение  $\Delta(E)/E = 7,2\%$  при  $E = 60$  МэВ, что находится в хорошем согласии с расчетами методом Монте-Карло [9]. Разрешение, приведенное к энергии 1 ГэВ, составляет  $\Delta(E)/E = 1,76\%$  F.W.H.M. [8].

8. Макет аргонового спектрометра ИФВЭ представляет собой детектор  $\phi 1 \times 3$  м<sup>3</sup>. Материал электродов -  $Al$ , толщиной 1 мм, зазор - 3 мм. Аноды разбиты на стрипы шириной 6 см. Число каналов электроники - 400. Назначение: изучить пригодность жидкогоаргоновых детекторов для исследования  $\gamma e$ -рассеяния, т.е. определить точности измерения углов и энергии электромагнитного ливня. По предварительным данным  $\Delta\theta = 20$  мрад,  $\sigma(E)/E \approx 1\%$  при энергии 25 ГэВ. Шум детектора - 0,125 ГэВ.

## Ш. АРГОНОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ КАК ЧАСТИ ФИЗИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

1. Калориметр площадью  $1 \times 1,5$  м. Аноды - 1 мм свинца, склеенного с двумя алюминиевыми пластинами толщиной 0,5 мм; катоды - 1 мм фольгированного стеклопластика, разбитого на полосы шириной 20 мм. Зазор - 2 мм. 25440 стрипов объединены в 220 групп. Эффективная ширина стрипов меняется в разных группах от 2 до 6 см для уменьшения числа каналов электроники. Зазор - 2 мм аргона. Толщина детектора - 23,8 рад.ед., объем аргона - 3000 л. Шум r.m.s.  $\approx 9$  МэВ при  $C = 8200 \mu F$  и 22 МэВ при  $C = 29400 \mu F$ . Энергетическое разрешение  $\sigma(E)/E = 12\% (E)^{-1/2}$  в диапазоне энергий 5 - 80 ГэВ, координатное разрешение  $\chi = 3$  мм,

разрешение по массе  $\Delta m_{\pi^0} = 8$  МэВ. В детекторе использовался аргон чистотой  $\approx 1 ppm$ , в течение года концентрация примесей возросла не более чем на  $0,3 ppm$ , хотя аргон несколько раз передавливался из детектора в резервный объем и обратно. Расход азота  $\sim 600$  л/день. Отмечается, что хотя пучок интенсивностью  $4 \cdot 10^6$  с $^{-1}$  проходил на расстоянии 10 см от края радиатора, распознавание случайных сигналов не представляло трудностей при длительности биполярного сигнала 1,6 мкс [10].

2. Описываемый детектор [11] использовался для регистрации гамма-квантов и электронов на CERN ISR. Детектор состоит из 8 модулей, которые перекрывают угол  $2\pi$  по азимуту. Полный телесный угол  $\Omega = 8\pi$ . Внутренний диаметр модуля равен 152 см, внешний - 280 см, максимальный размер  $95 \times 190$  см, вес - 2 тонны. Электроды шириной 2 см размещены по четырем направлениям:  $\theta = 0^\circ$ ;  $\varphi = -20^\circ$ ;  $\psi = +20^\circ$ ;  $\vartheta = 90^\circ$ . Толщина заземленных электродов - 1,5 мм свинца, сигнальных - 1 мм, меди + 1, стеклопластика для плоскостей  $\vartheta$ ,  $\varphi$ ,  $\psi$  и 1,5 мм свинца для плоскости  $\theta$ . Зазор - 2 мм аргона. Толщина плоскостей равна 2,6; 1,1; 1,4; 11,9 рад.ед. для  $\vartheta$ ,  $\varphi$ ,  $\psi$ ,  $\theta$  соответственно. Энергетическое разрешение детектора  $\sigma(E)/E = 10\%$  ( $E$ ) $^{-1/2}$  в диапазоне 0,75  $\div$  4,0 ГэВ. Шум - 3-4 МэВ для плоскостей  $\vartheta$ ,  $\varphi$ ,  $\psi$  (емкость  $1,8 - 3,3 nF$ ) и 11,6 МэВ для  $\theta$ -плоскости (емкость  $22 nF$ ). Число каналов электроники - 448.  $\pi/e$ -режекция  $2,5 \cdot 10^{-3}$  при эффективности регистрации электронов 83 %.

3. Аргоновый калориметр, описанный в [12], является частью установки  $MARKII$ , спроектированной для исследований на встречных  $e^+ e^-$ -пучках в Стенфорде. Он состоит из 10 модулей, 8 из них смонтированы в вакуумном кожухе непосредственно за обмоткой сверхпроводящего соленоида, 2 - перекрывают телесный угол в направлении сталкивающихся пучков. Боковые модули (*barrel's*) имеют толщину 14 рад.ед. (структура 2 мм  $Pb$  + 2 мм  $Ar$ ). Электроды образуют координатную сетку  $\vartheta = 0^\circ$ ;  $\theta = 90^\circ$ ;  $\varphi = 45^\circ$ . Ширина полос  $\vartheta, \theta$  плоскостей - 3,8 см;  $\varphi$  - 5 см. Координатная сетка "крышеч" также позволяет измерять радиус и угол. Испытания на пучке электронов были выполнены для боковых модулей в диапазоне энергий 0,125  $\div$  4 ГэВ. Результаты -  $\sigma(E)/E = 10,8$  ( $E$ ) $^{-1/2}$ . Объем аргона - 15000 литров, число каналов  $\sim 3000$ .

4. В состав этих экспериментальных установок на *Petr'e* [13, 14] также входят аргоновые детекторы. Конструктивно они аналогичны аргоновому калориметру *MARKII*. Структура детектора *TASSO*: 2 мм свинца + 3 мм аргона (*end cap counters*) и 2 мм свинца + 5 мм аргона для боковых модулей. Электроды имеют ширину 2 см, что позволяет получить координатное разрешение  $\sigma_x = \sigma_y = 4$  мм. По ионизации можно разделить  $\pi, K, p$  ниже 0,7 ГэВ/с и  $\pi, (K, p)$  до 1,3 ГэВ/с. Число каналов - 11440. Детектор *CELLO* также выполнен со свинцовыми электродами толщиной 0,5 рад.ед. и шириной 2 см. Электроды образуют координатную сетку  $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ .

Толщина аргонового калориметра *TASSO* - 14 рад. ед., *CELLO* - 21 рад.ед. Энергетическое разрешение  $\sigma(E)/E = 10\% (E)^{-1/2}$  и  $\sigma(E)/E = 8,5\% (E)^{-1/2}$  для *TASSO* и *CELLO* соответственно. Анализ представленных выше результатов позволяет сделать следующие выводы.

1. Энергетическое разрешение многотоннных установок лишь немногим хуже, чем маленьких экспериментальных макетов с небольшим числом каналов электроники. Это говорит о том, что трудности, связанные с калибровкой, подавлением внешних радиочастотных помех, полями, связанными с перераспределением токов, текущих по "землям" экспериментальных установок, вибрациями и т.д., успешно преодолеваются, несмотря на малый уровень измеряемых сигналов.

2. Лучшие результаты, полученные для стальных и свинцовых конверторов, примерно совпадают. Таким образом, если нет ограничений на размеры детектора, лучше использовать сталь как более дешевый и удобный в конструктивном отношении материал. Однако свинцовые электроды позволяют создать компактный детектор, что особенно важно для экспериментов на встречных пучках, в которых детектор помещается в ограниченном пространстве между соленоидом и магнитопроводом.

3. Обращает на себя внимание превосходное энергетическое разрешение детекторов с тонкими алюминиевыми электродами. К обсуждению этого вопроса мы обратимся ниже.

4. Разброс в энергетическом разрешении для детекторов со сходной структурой все же достаточно велик и не объясняется ни частотой аргона, ни шумами электроники. (Эти данные всегда приводятся в опубликованных работах.) В [10] указывается на значительные перекрестные помехи между канала-

ми, что может ухудшать энергетическое разрешение. Приведенное к 1 Гэв энергетическое разрешение, как правило, хуже для измерений, которые делались при высоких энергиях, т.е. там, где систематические ошибки, вносимые несовершенством электроники, играют большую роль.

## 1У. ФАКТОРЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ АМПЛИТУДНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ

Основные физические характеристики жидкого аргона, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Энергия рождения пары, эВ	$23,6 \pm 0,3$	[26]
$dE/dx$ , МэВ/см	2,11	[56]
Радиационная длина, см	14	[56]
Критическая энергия, МэВ	29,8	[56]
Плотность, г/см <sup>3</sup>	1,4	[56]

### 4.1. Рекомбинация, прилипание

В описанных выше детекторах невозможно разделить эффекты, вызванные рекомбинацией и прилипанием электронов к электроотрицательным примесям, однако при проектировании приборов влияние этих факторов бывает необходимо представлять раздельно. Существуют две основные теории рекомбинации — Onsager'a [18] и Jaffe [19 -21], которые сильно различаются между собой не только по результатам, но и по исходным физическим предположениям.

Так в [18] предполагается, что существует некоторое критическое расстояние, такое, что если длина термализации электрона меньше его, то происходит рекомбинация, а если больше — нет, даже при нулевом электрическом поле. Плотность электронно-ионных пар в жидкости на треке минималь-

но-ионизирующей частицы токова, что среднее расстояние между ионами сравнимо с критической длиной, а для сильно ионизирующих частиц – значительно меньше ее. Поэтому следовало бы ожидать, что теория [18] противоречит эксперименту. Трудность сравнения с экспериментом заключается еще и в том, что [18] справедлива в области малых полей, где максимальное прилипание к отрицательным примесям. Однако в [22] найдено хорошее согласие с теорией, в [23] делается вывод, что теория хотя и грубо, но разумно объясняет экспериментальные результаты.

В теории Jaffé [19] предполагается, что в результате ионизации образуется колонка ионов, которые дрейфуют в электрическом поле, диффундируют и рекомбинируют при встрече друг с другом. Решение в области малых полей было получено в пренебрежении рекомбинацией, что, конечно, неверно для жидкостей. В [20] решение для малых полей было получено, пренебрегая диффузией. Результат сходен с [18], рекомбинация линейно зависит от поля. В [24] сделана попытка выбора между теориями, однако экспериментальные данные не привели к однозначному заключению. Следует отметить, что измерения в [24] проведены очень тщательно, эффекты рекомбинации и прилипание были полностью разделены.

В области больших полей  $E > 1,5$  кВ/см рекомбинация описывается формулой [24, 25]:

$$Q = \frac{Q_0}{1 + \frac{K}{E}},$$

где  $Q$  – собранный заряд;  $Q_0$  – первоначальный заряд, образованный ионизирующей частицей,  $K$  – коэффициент рекомбинации.

В [24] для чистого аргона получена величина  $K$  [В/см] =  $= 566 \pm 40$ , что согласуется с приведенной в [26] величиной  $K = 620 \pm 30$ .

#### 4.2. Прилипание

Уменьшение собранного заряда за счет прилипания электронов к электроотрицательным примесям (типичный представитель – кислород) заставляет принимать необходимые меры по очистке аргона перед заполнением детектора. Проблематичной может оказаться и сохранность чистоты аргона в детекторе без постоянно работающей системы очистки из-за выделе-

ления конструктивными материалами детектора электроотрицательных веществ. Сказанное относится, правда, к будущим аргоновым детекторам — широкозазорным камерам. Для работы узкозазорных ( $1 - 4$  мм) детекторов достаточно иметь чистоту  $\sim 10^{-6}$  (по кислородной шкале). Аргон такой чистоты производится в больших количествах и достаточно дешев. Накопленный опыт эксплуатации показывает, что аргон может сохраняться в детекторе без заметного "отравления" в течение нескольких месяцев.

В [27] приведена довольно обширная библиография по методам очистки и измерения чистоты аргона. Здесь мы приведем лучшие результаты, полученные к настоящему времени. Чистота аргона  $3 \cdot 10^{-9}$  достигнута пропусканием аргона через разогретую кальциевую стружку [28, 29], применение молекулярных цеодитовых фильтров позволяет получить аргон чистотой  $6 \cdot 10^{-9}$ . В [30] сообщается, что эксплуатация аргоновой камеры объемом несколько десятков см<sup>3</sup> в течение нескольких недель не представляла трудностей. Чистота аргона поддерживалась на уровне  $10^{-8}$ . Метод очистки — пропускание аргона через молекулярные сита. Тем же методом в [31] получена чистота  $3,5 \times 10^{-9}$ . Очень важно, что она достигнута уже в сравнительно большой камере (объемом 50 литров). За 10 дней чистота аргона в камере ухудшалась до  $4,8 \cdot 10^{-9}$ , что соответствует скорости натекания воздуха  $10^{-3}$  см<sup>3</sup>/с (если загрязнение аргона обусловлено натеканием). Из неопубликованной работы той же группы известно, что первая попытка получить аргон высокой чистоты в 50-литровой камере кончилась неудачей — чистота аргона была в 6 — 7 раз хуже, чем для описанной в [32] литровой камере. Авторы связывали эту неудачу с отсутствием азотной рубашки вокруг камеры. В окончательной конструкции [31] детектор снабжен азотной рубашкой, так что примеси могут оседать на холодных стенках.

До сих пор мы говорили о чистоте аргона, тогда как на практике нас интересует другая величина — средняя длина дрейфа  $\lambda$  — расстояние, на котором дрейфующий заряд уменьшится в  $e$  раз. В [33, 34] показано, что средняя длина дрейфа, чистота аргона  $\rho$  и напряженность электрического поля в зазоре  $E$  связаны соотношением

$$\lambda[\text{см}] = (0,15 \pm 0,03) \cdot \frac{E[\text{кВ/см}]}{\rho[\text{ppm}]}.$$

Отсюда следует, что для полей  $E \sim 2$  кВ/см достигается длина дрейфа  $\lambda \approx 80$  см.

#### 4.3 Скорость дрейфа, Шум электроники

Совершенно очевидно, что скорость дрейфа определяет временные характеристики детектора. Менее очевидно, что время сопирания электронов (а значит, и скорость дрейфа) определяют величину зарегистрированного заряда.

Рассмотрим два варианта. Первый – временное разрешение может быть сколь угодно большим; второй – временное разрешение фиксировано. Под временными разрешением понимается просто длительность выходного импульса формирующего усилителя. В первом случае, чтобы избежать ошибки из-за неполного сопирания заряда, необходимо выполнить условия:

$$t_u \gg \frac{d}{V_d}, \quad t_{tp} \gg \frac{d}{V_d},$$

где  $t_u$  – длительность выходного импульса;  $d$  – величина зазора;  $V_d$  – скорость дрейфа;  $t_{tp}$  – постоянная времени согласующего трансформатора. Первое из этих условий выполнить довольно просто, второе при большом времени дрейфа

$t_d \geq 0,6 \div 1$  мкс – довольно затруднительно, так как для увеличения постоянной времени трансформатора необходимо увеличить его габариты, что приводит к увеличению шума, вносимого сердечником трансформатора, увеличению паразитных емкостей и т.д. Возможны и другие варианты согласования – последовательное соединение зазоров [36] и параллельное включение транзисторов [7]. При большой емкости детектора второй вариант требует недопустимо большого количества транзисторов, а последовательное соединение зазоров затруднительно из-за требований к высоковольтным гермовводам, разделительным конденсаторам и изоляторам внутри детектора. Поэтому практически во всех детекторах используются согласующие трансформаторы. В варианте, когда разрешающее время фиксировано, длительность импульса фильтра равна сумме времени дрейфа  $t_d$  и длительности импульсной характеристики фильтра  $h(t)$ :

$$t_u = h(t) + t_d.$$

Зафиксируем собираемый заряд, разрешающее время и будем менять отношение  $t_d/t_u$  от нуля до единицы. Так как выходной импульс фильтра является сверткой импульсной характеристики и тока детектора

$$A_{\text{вых}}(t) = \int i(t) h(t - \tau) d\tau,$$

то  $A_{\text{вых.макс}}$  будет при этом уменьшаться от единицы до нуля, т.е. будет возрастать баллистический дефицит и ухудшится отношение сигнал/шум.

Уменьшить баллистический дефицит можно либо за счет увеличения скорости дрейфа (такая возможность существует), либо за счет уменьшения величины зазора. Но так как шум увеличивается с возрастанием емкости, как  $C^{1/2}$ , то, начиная с некоторой величины  $C$ , отношение сигнал/шум будет уменьшаться. Таким образом, мы пришли к выводу, что должно существовать отношение, при котором амплитудное разрешение минимально. В [37] показано, что для треугольной симметричной импульсной характеристики оптимальное разрешение достигается при  $t_d/t_u = 1/3$ . Эквивалентный шумовой заряд детектора может быть вычислен по формуле [37]

$$ENC_{opt} = 34e C_A^{1/2} V^{1/2} V_d^{-1} t_u^{-3/2},$$

где  $e$  – заряд электрона;  $C_A$  – входная емкость предусилителя;  $V$  – объем детектора. Измерения скорости дрейфа электронов в аргоне проводились рядом авторов, начиная с 1951 г. Библиографию по этому вопросу можно найти в [27, 28]. Оставляя в стороне некоторые расхождения в результатах различных авторов, приведем данные [26] (рис.1). Из этого рисунка видно, что скорость дрейфа зависит от приложенного электрического поля, а при достаточно высоких полях может быть увеличена вдвое за счет введения малых примесей углеводородов. Однако введение примесей (за исключением ксенона) приводит к возрастанию "коэффициента рекомбинации" (табл.2). Заметим, что рекомбинация и прилипание раздельно не измеряются, так что эффект может быть вызван загрязнением самих примесей электроотрицательными добавками.

В [7] показано, что наблюдаемый эффект различен для углеводородов, представляемых разными фирмами. Влияние различных добавок на скорость дрейфа обсуждается также в [38].

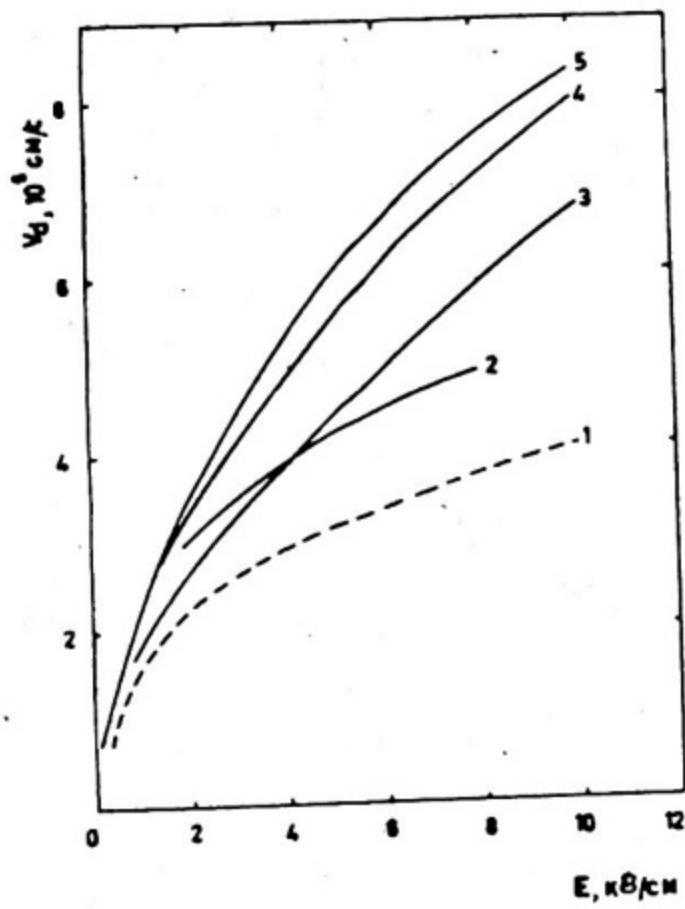


Рис. 1. Скорость дрейфа электронов в аргоне (кривая 1) и в смесях аргона с углеродами:  $Ar + 0,02\% C_2H_4$ ;  $Ar + 0,2\% CH_4$ ;  $Ar + 0,5\% CH_4$ ;  $Ar + 0,2\% C_2H_4$  (кривые 2-5) соответственно

Таблица 2

"Коэффициенты рекомбинации", измеренные для чистых благородных сжиженных газов и некоторых смесей [26]

Жидкость	Концентрация примесей, %	K, В/см
$Ar$		$620 \pm 30$
$Xe$		$410 \pm 30$
$Ar + Xe$	0,2	$410 \pm 30$
	0,3	$490 \pm 10$
	0,7	$490 \pm 10$

Продолжение таблицы 2

Жидкость	Концентрация примесей, %	K, В/см
$Ar + N_2$	0,2	$590 \pm 30$
$Ar + CH_4$	0,2	$810 \pm 40$
$Ar + C_2H_4$	0,2	$1160 \pm 40$

#### 4.4. Подвижность положительных ионов

Подвижность положительных ионов в жидким аргоне  $\mu_+ = 10^{-7} m^2/V \cdot s$  и [39, 40] пренебрежимо мала по сравнению с подвижностью электронов  $\mu_e = 0,05 m^2/V \cdot s$  [27], что приводит к следующим эффектам: 1) поле в зазоре экранируется пространственным зарядом; 2) собирается только электронная компонента ионизации, поэтому индуцированный на аноде заряд зависит от координаты точки ионизации.

Простые количественные оценки показывают, что первый эффект не должен оказывать влияние при загрузках, с которыми обычно приходится иметь дело в эксперименте. Однако следует отметить, что [41] наблюдалась зависимость собранного заряда от времени, необъяснимая эффектом пространственного заряда. Подобный эффект наблюдался и при изменениях в [4], но не был объяснен и не нашел отражения в публикации.

В электромагнитном каскаде отдельные треки могут начинаться и кончаться в произвольном месте отдельного зазора, собранный в таких зазорах заряд будет меньше, чем для зазоров, которые трек пересекает насеквость, амплитуда этого заряда будет зависеть от координаты точки, в которой начался или кончился трек. Таким образом, даже при идеальных условиях энергетическое разрешение жидкогоаргонового калориметра не будет бесконечно малым.

Количественно влияние рождения и гибели треков на энергетическое разрешение было вычислено в [9] методом Монте-Карло. Электроды предполагались бесконечно тонкими, эффектами, связанными с рекомбинацией, прилипанием, баллистической ошибкой и шумами электроники пренебрегалось. Оказалось, что результат (рис.2) хорошо аппроксимируется зависимостью

$$\frac{\Delta E}{E} [F.W.H.M] = 5,2\% h^{+1/2} [cm] E^{-1/2} [\text{ГэВ}].$$

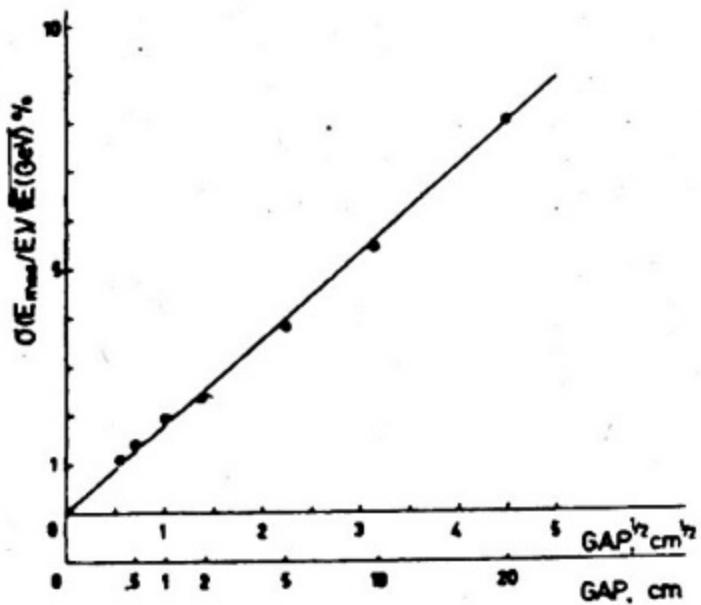


Рис.2. Энергетическое разрешение детектора с бесконечно тонкими электродами в зависимости от величины зазора

Если принять во внимание зависимость шума от емкости детектора, то придем к заключению, что для заданного объема детектора существует оптимальная величина зазора.

#### 4.5. Толщина электродов конверторов

Из простых рассуждений, основанных на аналитической теории ливней, следует, что энергетическое разрешение слоистых детекторов должно подчиняться зависимости [1,2,15-17]

$$\sigma(E)/E \sim \sqrt{\varepsilon l},$$

где  $\varepsilon$  – критическая энергия материала конвертора;  $l$  – толщина одной ячейки (конвертор + детектирующая среда) в радиационных единицах. Эта зависимость справедлива лишь для достаточно толстых по отношению к детектирующему слою конверторов. Если зафиксировать толщину свинцового конвертора  $t = 1/3$  рад.ед. и увеличить толщину аргона, то при  $E = 1$  ГэВ разрешение улучшается от  $\sigma(E)/E = 10\%$  при зазоре 1 мм до 5% при зазоре 8 мм [57].

В работе [2] приводится зависимость энергетического разрешения  $Pb-Ar$  калориметра в зависимости от толщины конвертора при фиксированном зазоре. Оказывается, разрешение улучшается значительно быстрее, чем  $t^{1/2}$  при толщинах конвертора, меньших 0,2 рад.ед.

Заметим, что результаты, приведенные в [2,57], получены методом Монте-Карло, причем не приводится ни ссылок на используемую программу, ни энергий обрезания. В [9] расчет по Монте-Карло сделан для очень тонких алюминиевых электродов - 1 мм ( $\sim 0,01$  рад.ед.) и трехмиллиметрового зазора. Результат аппроксимируется зависимостью

$$\Delta E/E [FWHM] = 3,4\% E^{-1/2} (\text{ГэВ}),$$

тогда как для бесконечно тонких электродов коэффициент пропорциональности немногим меньше 2,3 %.

Таким образом, наиболее эффективный путь улучшения энергетического разрешения жидкогоаргоновых калориметров - уменьшение толщины электродов. Угловое разрешение прибора при этом тоже улучшается, так как ливень становится длиннее (в единицах длин), но размеры детектора возрастают.

## У. КООРДИНАТНОЕ И УГЛОВОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ЛИВНЕВЫХ ДЕТЕКТОРОВ НА ЖИДКОМ АРГОНЕ

В табл. 3 приведено координатное разрешение детектора с алюминиевыми электродами толщиной 1 мм и зазором 3 мм в зависимости от энергии и ширины стрипа. Экспериментальные данные существуют только для свинцовых электродов:  $b_x = 1,5 - 4$  мм для двухсантиметровых стрипов [2] при  $E = 1$  ГэВ;  $b_x = 4$  мм - для двухсантиметровых стрипов в диапазоне энергий  $1 \div 4$  ГэВ [13];  $b_x = 3$  мм для стрипов шириной 2 - 6 см; ширина стрипа увеличивается по мере развития каскада. Измерения, проведенные с сандвичами сталь-сцинтиллятор [42,43] дают со стрипами, шириной 1,5 см,  $b_x = 2$  мм в диапазоне  $15 \div 40$  ГэВ и  $b_x = 6$  мм при  $E \approx 0,5$  ГэВ. Приведенные экспериментальные результаты хорошо согласуются с расчетами по Монте-Карло. На рис.3 приведены результаты вычислений углового разрешения аргонового детектора со структурой 1 мм  $Al + 3$  мм  $Ar$  в зависимости от энергии и ширины стрипа [9]. Экспериментальные точки на этом ри-

сунке – угловое разрешение камеры Гаргамель и установки *FIMM* [44]. Из рис.3 видно, что детектор на жидком аргоне с алюминиевыми электродами позволяет получить достаточно хорошее угловое разрешение. Экспериментальных данных по угловому разрешению в настоящее время нет.

Таблица 3

Стандартные отклонения (см) восстановленной координаты гамма-кванта [9]

Ширина стрипа, см	Энергия, ГэВ		
	1	6	15
6	1,31	1,05	0,98
3	0,75	0,56	0,37
1,5	0,45	0,39	0,27

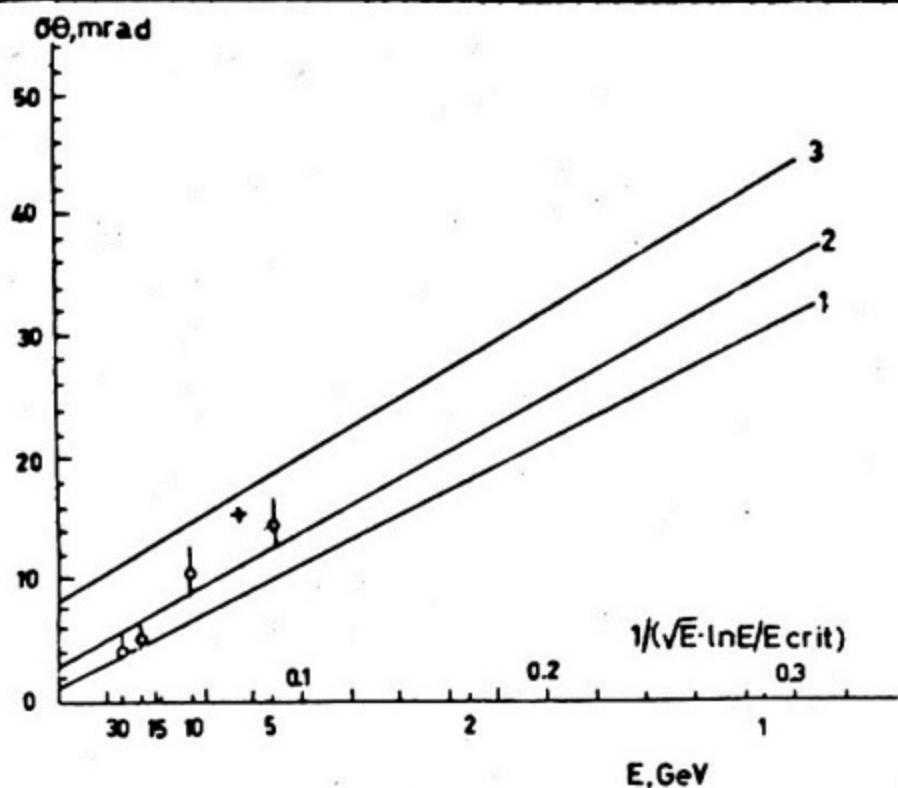


Рис.3. Угловое разрешение детектора на жидком аргоне в зависимости от энергии для стрипов шириной 1,5; 3; 6 см (зависимости 1 – 3 соответственно)

## У1. РАЗВИТИЕ АРГОНОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ (НЕКОТОРЫЕ ИДЕИ)

Из предыдущего рассмотрения достаточно ясно, что в наших руках очень мало возможностей улучшить характеристики жидкогоаргоновых ионизационных детекторов с плоскими электродами. Уменьшение размеров ячейки или поперечных размеров стрипов ниже 2 см не приведет к улучшению координатного и углового разрешения: точность определяется флюктуациями поперечного развития каскадов. Улучшение энергетического разрешения возможно практически только за счет уменьшения толщины электродов, но уже при толщине 1 мм алюминия энергетическое разрешение всего в 1,5 раза хуже предельно возможного. Пространственное разрешение детектора с плоскими электродами, конечно, можно улучшить за счет уменьшения размеров ячейки, но, чтобы достичь разрешения  $\sim 1$  мм<sup>3</sup>, сравнимого с разрешением пузырьковых камер с тяжелыми жидкостями, требуется совершенно нереальный объем электроники.

В последние годы выдвинуто несколько проектов широкозазорных аргоновых детекторов, в которых недостатки традиционных приборов могут быть преодолены, но за счет ухудшения временных характеристик.

Рассмотрим эти предложения.

### 6.1. Камера с цилиндрической геометрией электродов

Известно, что в цилиндрической ионизационной камере зависимость индуцированного на аноде заряда — логарифмическая, а не линейная, как в плоской камере. Так как для камер с бесконечно тонкими электродами основным источником шума являются "рождение" и "гибель" треков, следует ожидать, что энергетическое разрешение цилиндрической камеры будет лучше, или — при том же энергетическом разрешении — потребуется меньше электроники. Шум электроники тоже уменьшается, так как емкость цилиндрической камеры мала. Расчеты энергетического разрешения были выполнены методом Монте-Карло (Б.Штерн) для геометрии, показанной на рис.4. Вклад рекомбинации учитывался зависимостью, приведенной на рис.5. Предполагалось также, что центр равномерно распределен по площади  $D^2$ , размеры детектора бесконечно велики, стени — бесконечно тонкие. Результаты расчетов приведены в табл. 4. Сравнивая их с рис.2, видим, что действительно энергетическое разрешение значительно лучше, чем в плоской геометрии.

метрии. Вклад рекомбинации можно оценить из сравнивания колонок 3,4 табл.4 с колонками 1,2, где приведены средний собранный заряд и среднеквадратичная флюктуация, вычисленные без учета рекомбинации.

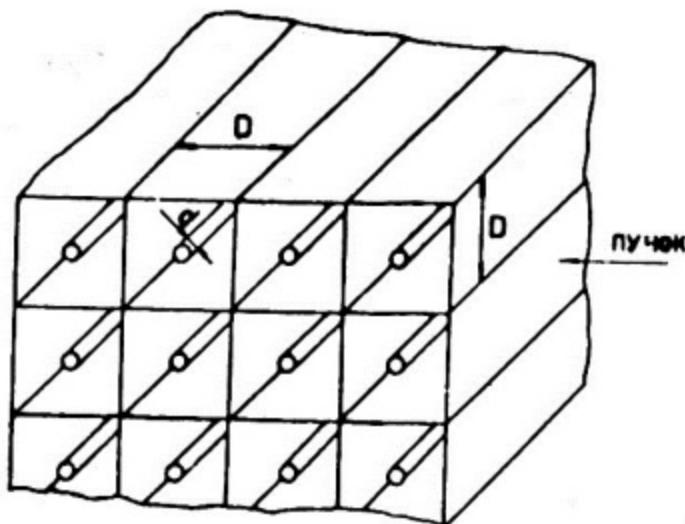


Рис.4. Геометрия "цилиндрического" калориметра

Таблица 4

Энергетическое разрешение жидкогоаргонового электромагнитного калориметра с цилиндрической геометрией  $E = 1 \text{ ГэВ}$ ,  $\ln \frac{D}{\alpha} = 5$ ,  $U = 20 \text{ кВ}$

(Обозначения:  $Q_0$ ,  $\sigma_0$  - соответственно средний собранный заряд и среднеквадратичная флюктуация собранного заряда без учета рекомбинации;  $Q$ ,  $\sigma$  - то же, но с учетом рекомбинации;  $Q_n$ ,  $\sigma_n$  - то же, но для плоской геометрии без учета рекомбинации)

$D, \text{см}$	$Q_0, \text{КэВ}$	$\sigma_0, \text{КэВ}$	$Q, \text{КэВ}$	$\sigma, \text{КэВ}$	$\frac{\sigma}{Q}, \%$	$\frac{\sigma_n}{Q_n}, \%$
1	887	4,53	881	5,67	0,64	2,2
2	887	6,07	865	8,45	0,98	3,1
3	887	6,25	838	12,2	1,45	3,8
4	887	7,26	799	15,7	1,96	4,4

Последняя колонка – результаты, приведенные на рис.2.

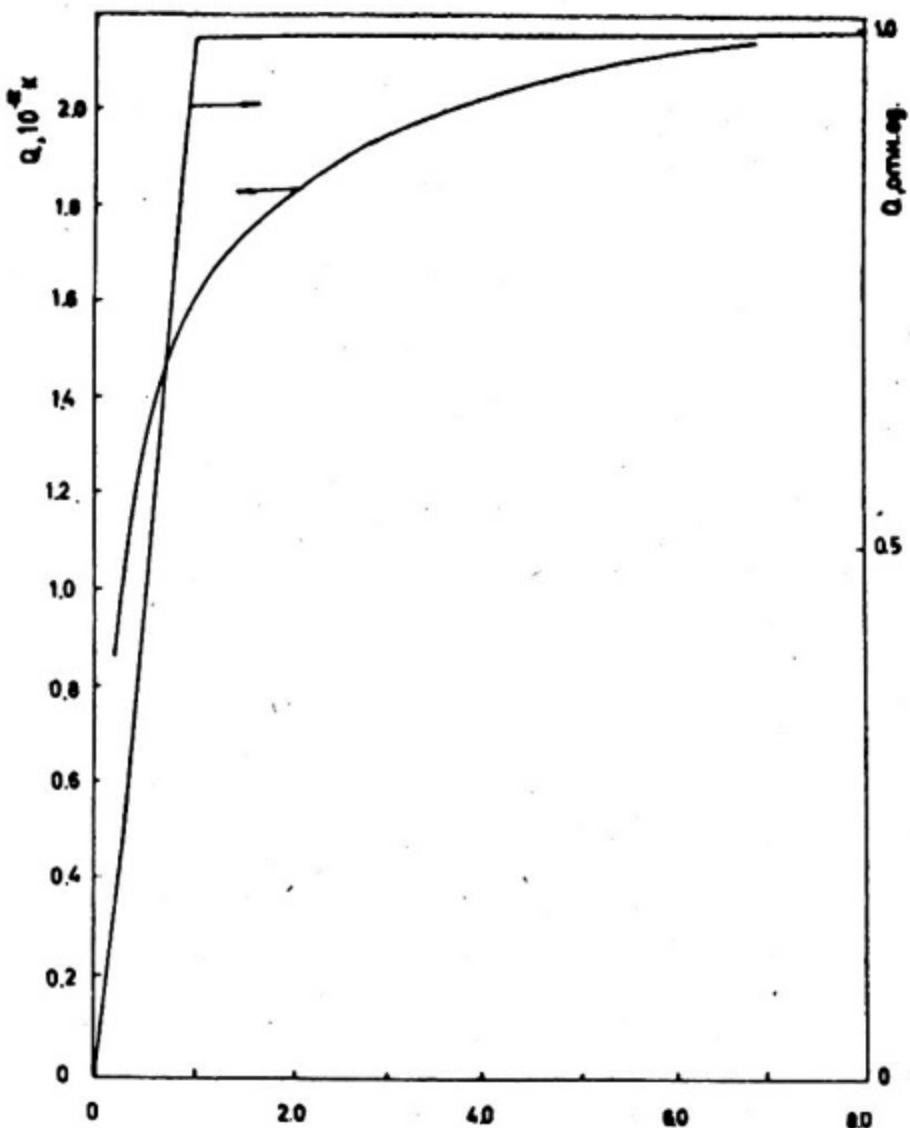


Рис.5. Зависимость собранного заряда от напряженности электрического поля, обусловленная рекомбинацией. Кривая – данные [23], ломаная – принятая в расчетах[9]

## 6.2 Время-проекционная камера на жидком аргоне

Газовая время-проекционная камера была предложена в [45]. Хотя впервые идея, как получить трехмерную картину трека, используя время дрейфа и 2 координаты на анодной плоскости, была высказана в 1970 г. [46]. Жидкоаргоновая время-проекционная камера является в некоторой степени аналогом газовой, хотя существенно, что в газовой камере может

быть использовано газовое усиление, и это сильно упрощает как электронику, так и систему электродов для считывания информации. Так как в ионизационной камере токи в элементах анода индуцируются немедленно после ионизации, то измерение времени возникновения сигнала практически не даст информации. Если же отделить область ионизации от измерительных электродов экранирующей сеткой, то время появления сигнала относительно триггера дает информацию о продольной координате. Две поперечные координаты могут быть измерены двумя системами проволочных электродов (как это показано на рис.6), повернутых друг относительно друга на  $90^\circ$ . Конечно, как экранирующая, так и обе стороны чувствительных электродов должны быть "прозрачными" для заряда. Для уменьшения неопределенностей, вызванных многотрековыми событиями, полезно ввести секционированный анод (для экономии электроники секционирование делается грубым). Такова базовая идея время-проекционной жидкогоаргоновой камеры.

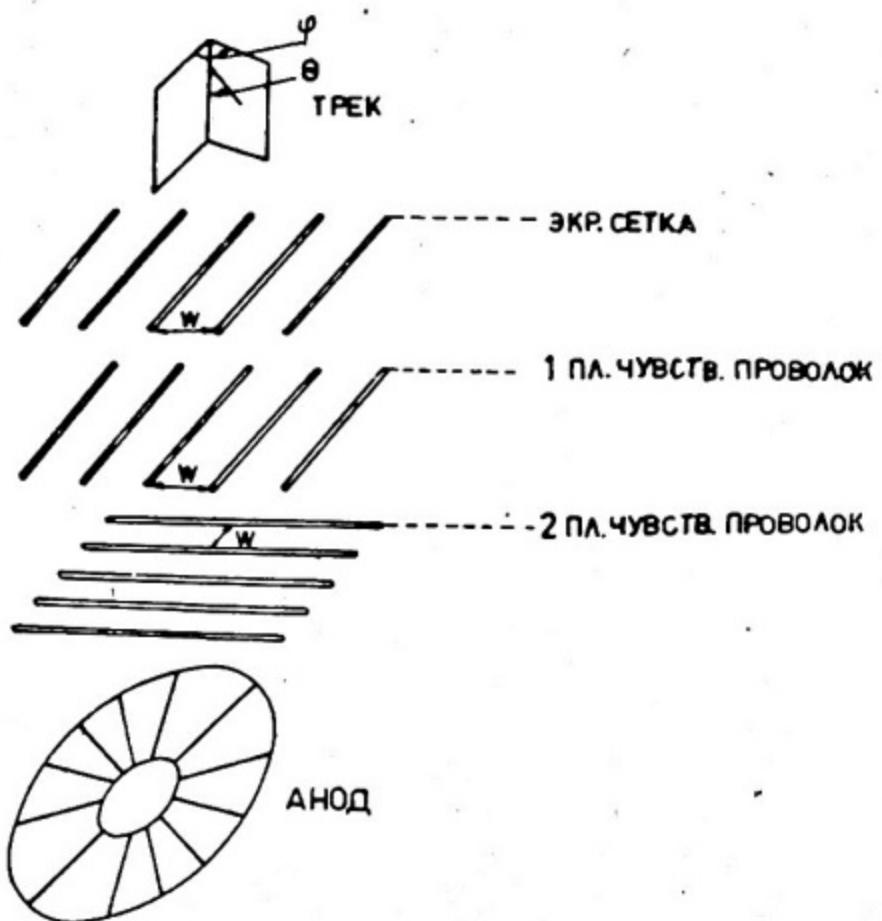


Рис.6. Геометрия время-проекционной камеры на жидкком аргоне

Теперь возникают следующие вопросы:

1) как должна быть устроена электронная схема, измеряющая время появления сигнала, чтобы результат измерений не зависел ни от ионизации, ни от расположения трека в пространстве?

2) если такая схема синтезирована, то какое пространственное разрешение может быть достигнуто с реальными шумящими транзисторами для заданной геометрии время-проекционной камеры?

3) могут ли фильтры, синтезированные для измерений времени, измерять ионизацию? С какой ошибкой?

Количественные ответы на эти вопросы и являются предметом работы [47], авторы которой показали, что центроида наведенного на проволоке заряда не зависит от расположения трека в пространстве. Эта центроида может быть измерена как время перехода через нуль выходного импульса фильтра с импульсной характеристикой, показанной на рис. 7. Длительность импульсной характеристики должна быть больше  $\ell |\cos \theta| / V_d$ , где  $\ell$  - длина трека;  $V_d$  - скорость дрейфа;  $\theta$  - полярный угол (см. рис. 6).

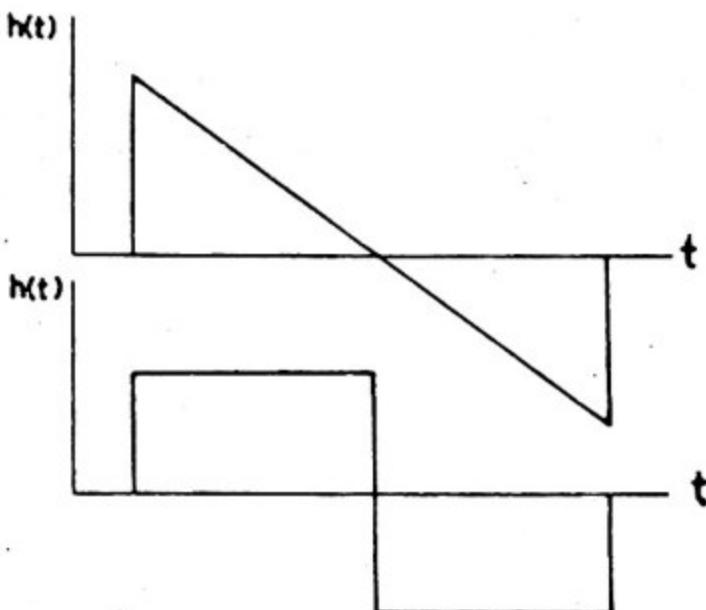


Рис.7. Импульсные характеристики фильтров для время-проекционной камеры

С учетом шума электроники оказывается, что положение одиночного трека может быть реконструктивно в пространстве

с точностью до десятых долей мм; разрешение нескольких треков составляет несколько мм. Синтезированные фильтры не оптимальны для измерений ионизации, но тем не менее позволяют получить отношение сигнал/шум 10 – 20. Все вычисления полей в [47] были проведены для расстояний между проволочками в экранирующей и чувствительных плоскостях – 1 мм, расстояние между плоскостями – 2,66 мм и диаметров проволок – 0,1 мм. Оценки точности, а для этого существенно знание междуэлектродных емкостей, были сделаны для камеры размерами  $20 \times 20 \times 50$  см<sup>3</sup> (последний размер – вдоль пучка).

## 6.2. Индукционная камера в жидким аргоне

Совершенно иной подход для решения все той же задачи – получить хорошее пространственное разрешение треков при сравнительно малом объеме электроники – был использован в [48]. Идея заключается в следующем. Если разбить анод на стрипы с поперечными размерами в несколько раз меньшими, чем величина зазора, то по измеренным зависимостям токов в стрипах от времени можно восстановить положения трека в начальный момент времени.

Чтобы оценить получаемые таким образом точности восстановления координат и углов, расчеты были проведены для геометрии, показанной на рис. 8.

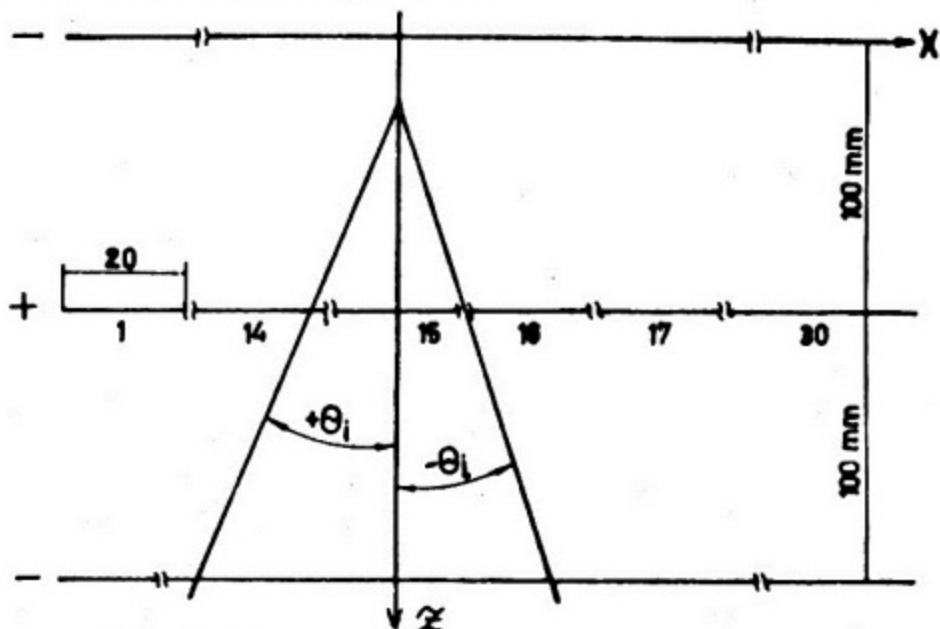


Рис.8. Геометрия индукционной камеры

Токи в стрипах находятся в результате решения уравнения Пуассона

$$\Delta\varphi(\vec{R}, t) = -4\pi\rho(\vec{R}, t)$$

при граничных условиях

$$\varphi|_{x=-\infty} = \varphi|_{x=\infty} = \varphi|_{z=0} = \varphi|_{z=h}.$$

Здесь  $\rho$  — плотность ионизации в зазоре как функция координат и времени. При  $t = 0$  — это исходный трек, который нужно реконструировать.  $\rho(\vec{R}, t)$  определяется следующими процессами:

- 1) направлением и скоростью дрейфа электронов;
- 2) выбыванием электронов из дрейфующего трека за счет прилипания;
- 3) образованием отрицательных ионов.

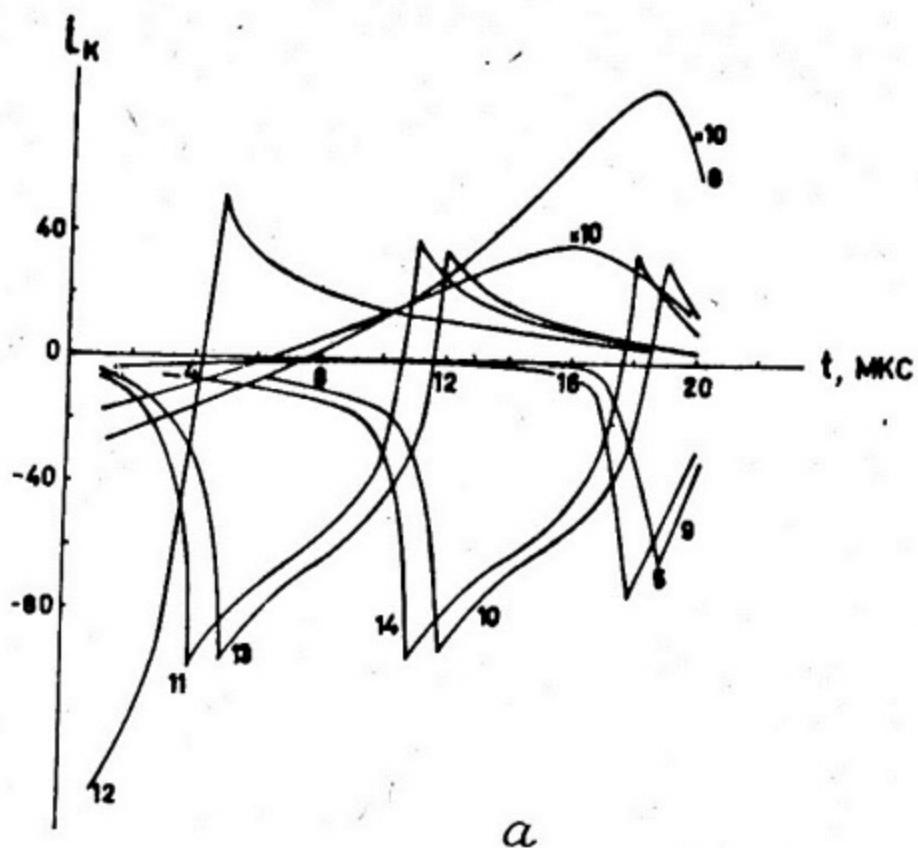
Оставляя в стороне математические вопросы, обратимся к рис.9, где изображены токи в стрипах как функции времени для одиночного трека, пересекающего зазор под углом  $\theta = 30^\circ$  и для вилки с углами треков  $\theta_1 = 30^\circ$ ,  $\theta_2 = -15^\circ$ .

Несмотря на достаточно причудливый вид этих токов, при внимательном рассмотрении легко обнаруживаются простые закономерности:

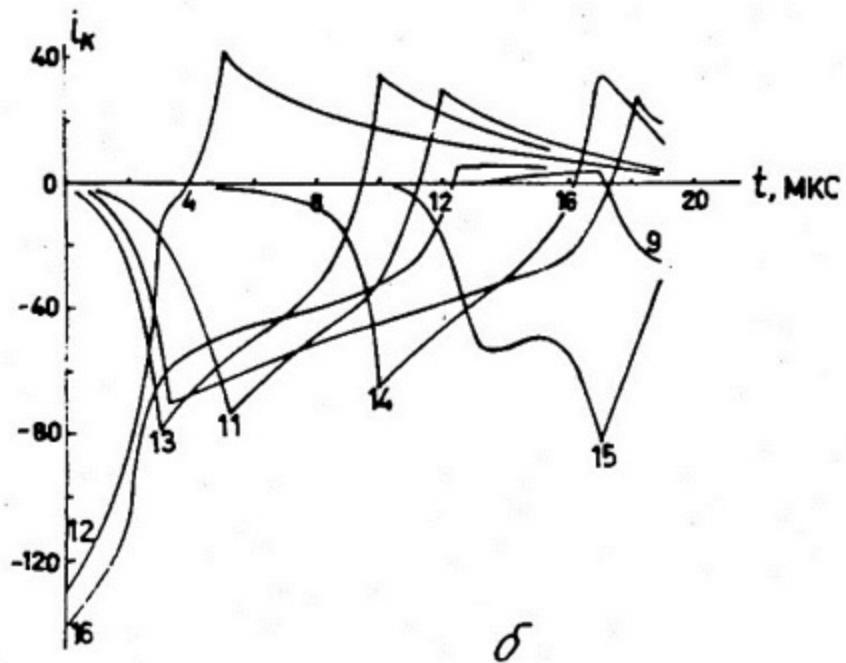
- 1) ток резко увеличивается в те моменты времени, когда заряды дрейфующего трека попадают на стрип или уходят с него;
- 2) когда заряды дрейфующего трека перестают собираться на стрип, полярность тока меняется;
- 3) форма импульсов тока в стрипах, на которые заряды трека не собираются, значительно сглажена.

Эти закономерности позволяют без больших усилий качественно реконструировать или выдвинуть несколько гипотез. Выбор между гипотезами может быть сделан стандартными методами статистики. Конечно, точность реконструкции определяется погрешностями, вносимыми измерительным каналом.

Эти ошибки были смоделированы на ЭВМ. Предполагалось, что постоянная времени усилителя равна  $T_{yc}$ , сигнал изменяется в дискретные моменты времени с шагом 1 мкс, измеренная величина запоминается, допустим, на приборах с зарядовой связью; длительность строб-импульса менялась от 0 до 1 мкс, но предполагалось, что шум электроники (Р.М.С.) всегда равен 2000 электронов и корреляции шума внутри соседних выборок отсутствуют.



*a*



*б*

Рис.9. Токи в стрипах индукционной камеры: а - для трека, пересекающего камеру под углом  $30^\circ$ ; б - для вилки с углами  $\theta_1 = 30^\circ$ ,  $\theta_2 = -15^\circ$

Затем по полученным значениям методом наименьших квадратов находились искомые параметры – координаты вершины, начала и конца треков, углов треков.

Результаты приведены в таблицах 5 и 6 для двух средних длин дрейфа электронов  $\lambda = 300$  мм и  $\lambda = 30$  мм и двух длин треков. Видно, что треки могут быть реконструированы с точностью до долей мм и миллирадиана. Точность реконструкции наклонных треков лучше; результаты мало чувствительны к постоянной времени усилителя. От величины шума ошибки восстановления параметров зависят линейно. Стендовые измерения показали, что получить шум 2000 электронов при емкости детектора  $100\text{ pF}$  и постоянной интегрирования 1 мкс не представляет труда.

Таблица 5

Ошибки реконструкции параметров одиночных о трека

$$\sigma_x, \sigma_z - \text{в мм}, \quad \sigma_\theta - \text{в мрад}, \quad \sigma = 2000e \text{ (r.m.s.)}$$

$\theta$	$\lambda = 300$ мм				$\lambda = 30$ мм				
	$\ell = 200 \text{ мм}/\cos\theta$		$\ell = 50 \text{ мм}/\cos\theta$		$\ell = 200 \text{ мм}/\cos\theta$				
	$\sigma_x$	$\sigma_z$	$\sigma_\theta$	$\sigma_x$	$\sigma_z$	$\sigma_\theta$	$\sigma_x$	$\sigma_z$	$\sigma_\theta$
$3^\circ$	0,82	0,76	4,3						
$7,5^\circ$	0,30	0,48	3,9	0,97	0,50	22,0	1,42	4,4	14,0
$15^\circ$	0,12	0,44	0,38						
$30^\circ$	0,25	0,44	0,36	0,30	0,45	6,4	0,37	3,9	1,7
$35^\circ$	0,38	0,37	0,23						
$60^\circ$	0,44	0,25	0,11	0,45	0,25	1,5			

Таблица 6.

Ошибки реконструкции параметров для двухлучевых и трехлучевых событий  $\lambda = 300$ ,  $l = 200 \text{ мм}/\cos\theta$ ,  $\sigma = 2000 e (\text{r.m.s.})$

	$\sigma_x$	$\sigma_z$	$\sigma_{\theta_1}$	$\sigma_{\theta_2}$	$\sigma_{\theta_3}$
<i>Two prong events</i>	0,044	0,103	$\theta_1 = 30^\circ$ 0,35	$\theta_2 = -15^\circ$ 0,44	
<i>Tree prong events</i>	0,036	0,051	$\theta_1 = 45^\circ$ 0,19	$\theta_2 = -30^\circ$ 0,29	$\theta_3 = -30^\circ$ 0,29

#### 6.4. Проект "Аргонавт"

Проект "Аргонавт" [49] остановился на одном очень интересном, хотя и слабо обоснованном технически предложении, — совместить пузырьковую камеру и жидкогоаргоновый координатный детектор. Детектор представляет собой цилиндрическую пузырьковую камеру  $\Phi 2,5 \times 10^3 \text{ м}^3$  на жидком аргоне. Мембрана и фотообъективы помещаются снизу, по оси камеры расположен цилиндрический анод, разбитый на секции по 17 см каждая. Внутри анода помещается регистрирующая электроника. Так как анод находится под высоким потенциалом ( $\sim 10^6 \text{ В}$ ), то передача информации производится при помощи светоизлучающих диодов. Такой гибрид пузырьковой камеры и электронного прибора обладает следующими преимуществами: 1) точно измеряется ионизация; 2) электроника позволяет пустяк и грубо, но быстро определить топологию события и принять решение — фотографировать данное событие или нет; 3) анализ фотоснимка позволяет использовать все преимущества пузырьковой камеры.

#### УП. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Несмотря на короткий срок существования, детекторы на жидком аргоне ужеочно вошли в арсенал технических

средств физики высоких энергий. В нескольких экспериментах уже успешно эксплуатируются многотонные детекторы.

2. Расчеты по Монте-Карло показывают, что детекторы на жидком аргоне по энергетическому разрешению могут превосходить детекторы на основе  $NaJ(Tl)$  при энергиях  $E > 10$  ГэВ.

3. Измерения при малых энергиях хорошо согласуются с предсказаниями по Монте-Карло. При высоких энергиях энергетическое разрешение (предварительные данные) примерно в 2,5 раза хуже, чем ожидаемое из расчетов. Есть основания считать, что это расхождение вызвано чисто техническими причинами.

4. Следует ожидать, что переход к широкозазорным детекторам позволит достигнуть пространственного разрешения, сравнимого с таковым для тяжеложидкостных пузырьковых камер. Прогресс в этом направлении определяется успехами в развитии электроники и технологии очистки и хранения аргона.

5. В обзоре не рассматривались жидкогоаргоновые адронные калориметры [50 - 53], так как их характеристики в основном определяются флуктуациями адронного каскада, и экспериментатор практически не имеет возможности сколько-нибудь существенно улучшить параметры детектора.

6. Имеются большие достижения в методике измерения координат жидкогоаргоновыми детекторами, именно в [54,55] достигнута координатная точность 8,5 мкм и 20 мкм. Мы не обсуждали эти работы, так как неясно, как приложить эту методику к детекторам площадью хотя бы  $\sim 10$  см<sup>2</sup>.

7. В обзоре совершенно не затронуты важные и интересные вопросы применения жидкогоаргоновых (и жидкоксеноновых) детекторов в области низких энергий 1-20 МэВ. Согласно теоретическим расчетам, детекторы на благородных сжиженных газах по энергетическому разрешению должны занимать промежуточное место между полупроводниковыми и детекторами на  $NaJ(Tl)$ . Однако эксперимент в несколько раз расходится с теорией. Библиографию по этому вопросу можно найти в [27].

## Список литературы

1. W.J. Willis and V. Radeka. NIM, I20, (1974), 221.
2. D. Hitlin et al. NIM, I37, (1976), 225.
3. J. Engler et al. NIM, I20, (1974)
4. C. Cerri and F. Sergiampietri. NIM, I41, (1977), 207.
5. C. Cerri and F. Sergiampietri. IEEE NS-25, (1978), 321.
6. A. Babaev et al. NIM, I60 (1979), 427.
7. Y. Asano et al. NIM, I74 (1980), 357.
8. R. Bertani. The new Frascati project: ALA (MDA Preprint Laboratori Nazionali di Frascati LNF-79/II (R) 9 Febbraio 1979
9. Б.Е. Штерн. Диссертация. ИЯИ АН СССР.
10. A. Delfosse et al. NIM, I56 (1978), 425.
11. J.H. Cobb et al. NIM, I58, (1979), 93.
12. G.S. Abrams et al. IEEE, NS-25, (1978), 309.
13. G. Flugge et al. Review of Contributed Papers on Experimentation at LEP KFK 3040 B, Karlsruhe, June 1980.
14. Petra Bulletin № 14.
15. V. Baskakov et al. NIM, I59, (1979), 83.
16. Сборник "Вопросы техники эксперимента физики высоких энергий", Изд. МИФИ, Москва, 1978.
17. S. Iwata. Preprint Nagoya University, DPNU-13-80 , may 1980.
18. L. Onsager, Phys. Rev. 54, (1938), 554.
19. G. Jaffe. Ann. d. Physik IV, 42, (1913), 303.
20. H.A. Kramers. Physica, XVIII, 10, (1952), 665.
21. A.N. Gerritsen. Physica, XIV, 6, (1948), 381.
22. C.R. Gruhn, M.D. Edmiston. Phys. Rev. Lett., 40 (1978) 407.
23. T. Doke et. al. Fundamental Properties of Liquid Argon, Krypton and Xenon as Radiation Detektor Medium( unpublished).

24. H.H. Chen et al. Internal Report University of California  
Irvine, UCI-ICPI9-I4I, Nov 1979.
25. J.H. Marshall & Rev. Sci. Instr., 25, (1954), 232.
26. E. Shibamura et al. NIM, I3I (1975), 249.
27. C. Brassard. NIM, I62, (1979), 29.
28. A.C. Барабаш и др. Препринт ИЯИ АН СССР №61, Москва, 1977.
29. A.C. Барабаш и др. Препринт ИЯИ АН СССР № 60, Москва, 1977.
30. M.D. Edmiston, C. R.Gruhn. IEEE NS-25, (1978), 352.
31. H.H.Chen, P.J.Doe. IEEE NS-28,(1980), to be Published  
February).
32. H.H. Chen et al. IEEE NS-25 (1978), 358.
33. W. Hoffman et al. NIM, I35, (1976), I35.
34. L.S. Miller et al. Phys. Rev., I66, (1968 ), 871.
35. W.A. Huffman et al. IEEE NS-26, (1979), 64.
36. G.Knies and D. Neuffer. NIM, I20, (1974), I
37. V. Radeka. IEEE NS-24, (1977), 293.
38. Ch. R. Gruhn, R. Loveman. IEEE NS-26 (1979), I10.
39. B.L. Henson, Phys.Rev. I35, (1964), A 1002.
40. H.T. Davis et al. J. Chem. Phys. 37, (1962), 947.
41. Ch.R. Gruhn, M.D. Edmiston. Phys. Rev. Lett., 40, (1978),  
407.
42. Yu.B. Bushnin et al. NIM, I20, (1974), 493.
43. Yu.B. Bushnin et al. NIM, I06, (1973), 493.
44. J.K. Walker. Fermilab-Conf-78/58-KIP, June 1978.
45. D. Nygren. 1974 PEP Summer Study (PEP I37).
46. G. Charpak et al. NIM, (1970), 80, I30.
47. E. Gatti et al. Preprint Brookhaven National Laboratory,  
BNL-23988, Febr. 1978.
48. В.И. Балбеков и др. Препринт ИФВЭ 79-125, Серпухов, 1979.

49. G. hargel et al. Fermilab Proposal No 60I, May 5, 1978.
50. G.S. Abrams et al. IEEE NS-27, NoI, (1980), 59,
51. A.L. Sessoms et al. NIM, I6I, (1979), 37I.
52. C.W. Fabian et al. NIM, I4I, (1977), 6I.
53. T.A. Gabriel and W. Schmidt. NIM, I34, (1976), 27I.
54. K. Deiters et al. Test of liquid argon multistrip ionisation chamber with 8,5 mm r.m.s. resolution (to be published.)
55. S. Derenzo et al. NIM, I22, (1974), 3I9.
56. Particle Data Group. Phys. Lett., 75B, (1978), I.
57. H.G. Fisher. NIM, I56, (1978), 8I.