

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

3347/83

27/6-83  
1-83-217

А.Б.Йорданов, Р.В.Ценов

РАСЧЕТ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО  
НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК  
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО-ПОРОГОВОГО РЕЖИМА  
РАБОТЫ ГАЗОВЫХ ЧЕРЕНКОВСКИХ СЧЕТЧИКОВ

1983

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Для идентификации частиц в экспериментах по физике высоких энергий широко используются газовые пороговые и дифференциальные черенковские счетчики. Современные дифференциальные счетчики обладают высоким разрешением по скорости и низким уровнем фона, но они являются сложными оптико-электронными приборами и их изготовление связано с большими техническими трудностями. Малая угловая апертура и трудность подключения в быстрый триггер существенно затрудняют и ограничивают их эффективное применение. Пороговые счетчики лишены этих недостатков, однако в них высок уровень фона, и для выделения частиц определенного сорта необходимо использовать комбинацию из нескольких таких счетчиков.

В работе<sup>/1/</sup> была предложена модификация порогового счетчика - дифференциально-пороговый счетчик /ДПС/, который, по мнению автора, сочетает высокое разрешение дифференциального счетчика с большой угловой апертурой порогового.

В сущности, ДПС представляет собой обычный пороговый счетчик, в котором выходные импульсы ФЭУ дискриминируются, и далее регистрируются только импульсы с амплитудами ниже заданного порога дискриминатора. Поэтому точнее говорить о дифференциально-пороговом режиме /ДПР/ работы порогового счетчика.

В настоящей работе рассматривается ДПР и приводятся результаты расчетов по методу Монте-Карло некоторых характеристик ДПС. На основе расчетов и условий эксперимента "ГИПЕРОН"<sup>/2/</sup> обсуждается возможность использования такого режима работы для идентификации частиц во вторичном пучке спектрометра.

## 2. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО-ПОРОГОВЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ

Пусть пучок содержит  $\Gamma$  сортов частиц с одинаковыми импульсами  $p$  и с массами

$$m_1 > m_2 > \dots > m_{j-1} > m_j > m_{j+1} > \dots > m_\Gamma \quad /1/$$

и нам нужно выделить частицы сорта  $j$  с помощью ДПС. Подбираем показатель преломления  $n$  газового радиатора так, чтобы черенковский свет излучали только частицы с массами  $m < m_{j-1}$ . Испущенные такими частицами световые кванты выбивают с фотокатода ФЭУ в среднем  $N_0^{(1)}$  фотоэлектронов. В приближении релятивистских скоростей частиц ( $\beta = \frac{v}{c} \approx 1$ ) и газового радиатора ( $n \approx 1$ ) можем написать:

$$N_3^{(i)} = \frac{i}{\delta\beta} \left( \eta - \frac{m_i^2}{2p^2} \right); \quad \eta = n - 1, \quad i = j, \dots, r, \quad /2/$$

где  $\delta\beta$  - разрешение порогового счетчика по скорости.

Разность

$$\Delta N_3 = N_3^{(j+1)} - N_3^{(j)} = \frac{1}{\delta\beta} \cdot \frac{m_j^2 - m_{j+1}^2}{2p^2} \quad /3/$$

дает нам возможность ввести амплитудную дискриминацию импульсов ФЭУ на заданном уровне и получить сигнал на выходе ДПС, только когда через него прошла частица сорта  $j$ .

Статистический характер процессов выбивания фотоэлектронов с катода ФЭУ и развития электронной лавины на его динодах приводит к разбросу импульсов по амплитуде и получению распределения с заметной дисперсией\*\*.

При больших импульсах частиц и малых разностях их масс амплитудные распределения перекрываются, что уменьшает эффективность регистрации частиц сорта  $j$  при введении дискриминации. Кроме того, существует неоднозначность в идентификации частиц из-за неполного подавления сигналов от частиц с массами меньше  $m_j$ , которые с некоторой вероятностью дают импульсы с амплитудой ниже порога дискриминатора. Понижая порог дискриминатора, мы можем улучшать уровень разделения, но тогда уменьшается эффективность регистрации  $\epsilon_j$  частиц сорта  $j$  из-за обрезания их амплитудного спектра "сверху", и, наоборот - поднятие порога улучшает  $\epsilon_j$  за счет ухудшения разделения из-за неполного подавления.

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ДПС

Для оценки возможности идентификации частиц с помощью ДПС нами была разработана программа, моделирующая методом Монте-Карло работу порогового счетчика в ДПС. Рассматривалось прохождение двух сортов частиц с массами  $m_1$  и  $m_2$  ( $m_1 > m_2$ ) через ДПС, черенковское излучение которых выбивает в среднем  $N_3^{(1)}$  и  $N_3^{(2)}$  ( $N_3^{(1)} < N_3^{(2)}$ ) фотоэлектронов из катода ФЭУ. При этом считалось, что с помощью ДПС нужно выделить частицы сорта 1. Для каждого сорта частиц генерировалось  $M$  импульсов фотоумножителя следую-

\*Амплитуда импульса тока на выходе ФЭУ пропорциональна полному заряду импульса и тем самым пропорциональна, в среднем,  $N_3^{(i)}$ .

\*\* Другие причины разброса, как, например: разные длины пути частиц в радиаторе, статистический характер процесса излучения черенковских квантов и т.д. нами здесь не рассматриваются.

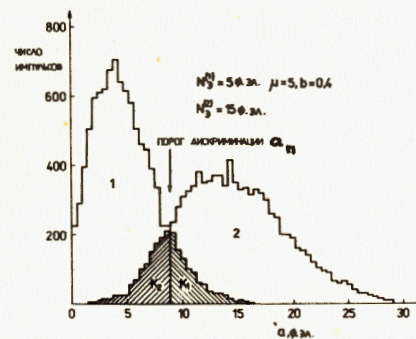


Рис.1. Совмещенные на одном графике модельные спектры импульсов ФЭУ при прохождении через ДПС  $M = 10^4$  частиц сорта 1, респ. 2, при  $N_3^{(1)} = 5$ ,  $N_3^{(2)} = 15$ ,  $\mu = 5$ ,  $b = 0,4$ . Число импульсов в заштрихованных столбиках вправо от порога дискриминации равно числу  $K_1$  незарегистрированных частиц сорта 1. Число импульсов в заштрихованных столбиках влево от порога дискриминации равно числу  $K_2$  зарегистрированных частиц сорта 2.

щим образом. Из фотокатода "выбивалось"  $n_3$  фотоэлектронов с пуассоновской вероятностью  $P(n_3) = \{ [N_3^{(i)}]^{n_3} / n_3! \} \exp[-N_3^{(i)}]$ ,  $i = 1, 2$ . Далее генерировалась электронная лавина на динодах ФЭУ. При этом считалось, что число выбитых вторичных электронов с одного динода подчиняется распределению Пуа /3,4/:

$$P(q) = \frac{\mu^q}{q!} (1 + b\mu)^{-q - \frac{1}{b}} \prod_{i=0}^{q-1} (1 + ib), \quad q = 1, 2, \dots, \quad /4/$$

$$P(0) = (1 + b\mu)^{-\frac{1}{b}}.$$

Здесь  $P(q)$ ,  $q = 0, 1, \dots$  - вероятность выбивания  $q$  вторичных электронов одним первичным,  $\mu$  - среднее значение распределения,  $b$  - параметр. При  $b = 0$  распределение Пуа переходит в пуассоновское, а при  $b = 1$  - в геометрическое распределение /4/. Аргументы в пользу применения этого распределения для описания процесса вторичной электронной эмиссии с динодов даны в работе /3/. Отметим только, что  $\sqrt{b}$  можно рассматривать как относительное среднее квадратичное отклонение распределения коэффициента вторичной электронной эмиссии по поверхности динода.

Развитие электронной лавины рассматривалось только на первых двух динодах фотоумножителя, для которых значения  $\mu$  и  $b$  брались одинаковыми. Число электронов в лавине после второго динода гистограммировалось. Полученные таким образом от каждого сорта частиц гистограммы являлись аппроксимацией амплитудных спектров импульсов фотоумножителя. Будем их называть модельными спектрами. Далее в программе находилась "точка пересечения" /точка  $a_D$  на рис.1/ модельных спектров от частиц 1 и 2, полученных при фиксированных  $N_3^{(1)}$ ,  $N_3^{(2)}$ ,  $\mu$  и  $b$ . Полагая, что в точке пересечения поставлен порог дискриминатора, мы подсчитали число  $K_1$

"незарегистрированных" дифференциально-пороговым счетчиком частиц сорта 1 из-за амплитудной дискриминации, и число  $K_2$  частиц сорта 2, "зарегистрированных" счетчиком и тем самым принятых как частицы сорта 1 /см. рис.1/. Величины  $R_i = K_i / M$ ,  $i = 1, 2$  в дальнейшем используем в качестве оценок потери эффективности регистрации частиц  $1(R_1)$  и уровня фона от частиц  $2(R_2)$  в ДПС работы порогового счетчика.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

В табл.1 и 2 приведены значения величин  $R_1$  и  $R_2$ , полученные описанным в п.3 методом. Для каждой пары фиксированных значений параметров распределения /4/  $\mu = 3, 5, 7$  и  $b = 0; 0,2; 0,4$  генерировался модельный спектр импульсов частиц 1 при одном значении  $N_3^{(1)} = 5$  и серия спектров импульсов частиц 2 при значениях  $N_3^{(2)} = 10, 15, \dots, 40$ . Для всех спектров число импульсов  $M = 10^4$ .

Выбор конкретных значений перечисленных величин обусловлен следующим. Величина  $\mu$  является фактически коэффициентом размножения электронов в каждом каскаде ФЭУ, и в зависимости от напряжения питания для большинства из них изменяется в данном интервале. Значение  $b$  для разных ФЭУ также находится примерно в выбранном выше диапазоне /см. /8/ и /5/. При  $N_3^{(1)} = 5$  эффективность регистрации частиц 1 пороговым счетчиком /без введения дискриминации импульсов по амплитуде/ уже превышает 99%, что во многих экспериментальных ситуациях является обязательным требованием. Тогда  $N_3^{(2)}$  должно быть больше 10, так как в противном случае величины  $R_1$  и  $R_2$  больше 25%, что почти всегда уже неприемлемо.

На рис.2 и 3 зависимости  $R_i = f_i(\Delta N_3)$ ,  $i = 1, 2$ , для  $\mu = 5$  и  $b = 0; 0,2; 0,4$  представлены графически. Видно, что  $R_1$  и  $R_2$  приблизительно экспоненциально падают с увеличением  $\Delta N_3$  /или  $N_3^{(2)}$ , так как  $N_3^{(1)}$  фиксировано/. Такая зависимость обнаруживается и при остальных значениях  $\mu$  и  $b$ . Мы профитировали полученные значения  $R_1$  и  $R_2$  функциями:

$$R_i = A_i \exp(-a_i \Delta N_3), \quad i = 1, 2 \quad /5/$$

при всех значениях  $\mu$  и  $b$  по методу наименьших квадратов /МНК/ с помощью программы FUMILI /6/. Значения параметров  $A_1$  и  $A_2$  при всех  $\mu$  и  $b$  получались близкими и соответственно были  $A_1 = 0,63 \pm 0,09$ ,  $A_2 = 0,60 \pm 0,06$ . В табл.3 даны полученные в результате подгонки значения параметров  $a_1$  и  $a_2$  для разных  $\mu$  и  $b$ .

Из таблицы видно, что  $a_i$ ,  $i = 1, 2$  увеличиваются с увеличением  $\mu$  и уменьшаются с ростом  $b$ . Это вполне разумно, так как с ростом  $\mu$  относительная дисперсия амплитудного спектра импульсов ФЭУ уменьшается /см., напр. /7/. То же самое происходит с уменьшением  $b$  /относительная дисперсия распределения Пуассона  $\delta = b + 1/\mu$  /.

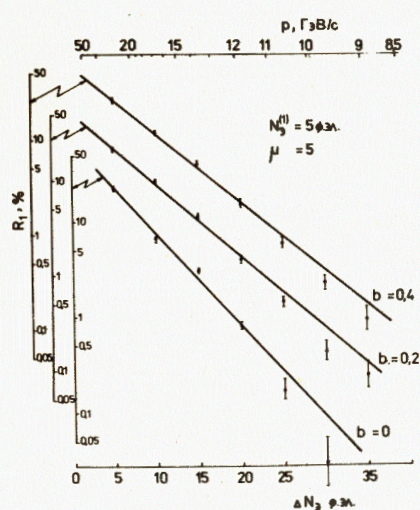


Рис.2. Потери в эффективности регистрации ДПС частиц сорта 1,  $R_1$ , при введении дискриминации по амплитуде в зависимости от разности  $\Delta N_3 = N_3^{(2)} - N_3^{(1)}$  для трех значений параметра  $b$ , указанных около прямых линий, и при  $\mu = 5$ . Ошибки статистические. Прямые линии - результат фитирования по МНК функцией /5/ /см. текст/.

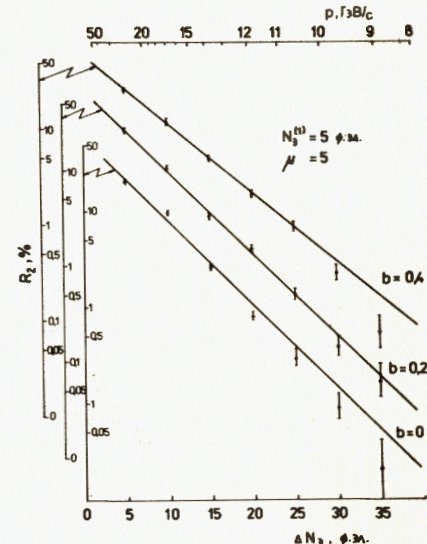


Рис.3. Уровень фона в ДПС от частиц сорта 2,  $R_2$ , при введении дискриминации по амплитуде в зависимости от разности  $\Delta N_3 = N_3^{(2)} - N_3^{(1)}$  для трех значений параметра  $b$ , указанных около прямых линий, и при  $\mu = 5$ . Ошибки статистические. Прямая линия - результат фитирования по МНК функцией /5/ /см. текст/.

Интересно рассмотреть поведение точки пересечения модельных спектров частиц 1 и 2. Оказывается, что в пределах ошибок ее положение не зависит от  $\mu$  и  $b$  и изменяется почти линейно с ростом  $\Delta N_3 \cdot /N_3^{(1)}$  фиксировано и равно 5/. Это показано на рис.4. Прямая линия есть результат аппроксимации функцией

$$a_{11} = d + c \Delta N_3, \quad /6/$$

причем  $d = 5,3 \pm 0,4 \approx N_3^{(1)}$ ,  $c = 0,35 \pm 0,02$ .

С экспериментальной точки зрения очень важно оценить, насколько влияют на уровень фона в ДПС небольшие изменения условий работы счетчика из-за нестабильности показателя преломления газового радиатора, напряжения питания ФЭУ, самого порога амплитудной дискриминации и из-за разброса импульсов частиц пучка. Влия-

Таблица 1

Значения величины  $R_1$  /в процентах/ для разных значений коэффициента размножения электронов в одном каскаде ФЭУ -  $\mu$ , параметра  $b$  распределения Пойа и среднего числа выбитых из фотокатода фотоэлектронов от прохождения через ДПС частицы сорта 2 -  $N_3^{(2)}$ ,  $N_3^{(1)} = 5$ . Указанные ошибки статистические.

$\mu$	$b$	$N_3^{(2)}$							
		10	15	20	25	30	35	40	
0	0	23,1 $\pm$ 0,5	8,5 $\pm$ 0,3	2,9 $\pm$ 0,2	0,9 $\pm$ 0,1	0,26 $\pm$ 0,05	0,07 $\pm$ 0,03	0,06 $\pm$ 0,02	
3	0,2	22,5 $\pm$ 0,5	10,0 $\pm$ 0,3	4,3 $\pm$ 0,2	2,5 $\pm$ 0,16	1,2 $\pm$ 0,1	0,21 $\pm$ 0,05	0,06 $\pm$ 0,02	
	0,4	29,5 $\pm$ 0,5	14,4 $\pm$ 0,4	7,9 $\pm$ 0,3	2,0 $\pm$ 0,14	0,87 $\pm$ 0,09	0,48 $\pm$ 0,07	0,18 $\pm$ 0,04	
0	0	23,2 $\pm$ 0,5	6,55 $\pm$ 0,25	3,16 $\pm$ 0,18	0,82 $\pm$ 0,09	0,17 $\pm$ 0,04	0,03 $\pm$ 0,02	0	
5	0,2	21,4 $\pm$ 0,5	10,0 $\pm$ 0,3	4,3 $\pm$ 0,2	1,5 $\pm$ 0,1	0,53 $\pm$ 0,07	0,16 $\pm$ 0,04	0,09 $\pm$ 0,03	
	0,4	26,3 $\pm$ 0,5	12,0 $\pm$ 0,3	5,75 $\pm$ 0,24	2,15 $\pm$ 0,15	0,83 $\pm$ 0,09	0,31 $\pm$ 0,06	0,13 $\pm$ 0,04	
0	0	22,3 $\pm$ 0,5	6,46 $\pm$ 0,25	2,14 $\pm$ 0,15	0,42 $\pm$ 0,06	0,22 $\pm$ 0,05	0,07 $\pm$ 0,03	0,01 $\pm$ 0,01	
7	0,2	24,1 $\pm$ 0,5	8,4 $\pm$ 0,3	2,5 $\pm$ 0,16	1,2 $\pm$ 0,1	0,47 $\pm$ 0,07	0,05 $\pm$ 0,02	0,08 $\pm$ 0,03	
	0,4	24,7 $\pm$ 0,5	12,13 $\pm$ 0,35	4,6 $\pm$ 0,2	1,98 $\pm$ 0,14	0,69 $\pm$ 0,08	0,11 $\pm$ 0,03	0,06 $\pm$ 0,02	

Таблица 2

Значения величины  $R_2$  / в процентах/ для разных значений коэффициента размножения электронов в одном каскаде ФЭУ -  $\mu$ , параметра  $b$  распределения Пойа и среднего числа выбитых из фотокатода фотоэлектронов от прохождения через ДПС частицы сорта 2 -  $N_3^{(2)}$ ,  $N_3^{(1)} = 5$ . Указанные ошибки - статистические.

$\mu$	$b$	$N_3^{(2)}$							
		10	15	20	25	30	35	40	
0	0	23,1 $\pm$ 0,5	11,4 $\pm$ 0,3	4,14 $\pm$ 0,20	1,6 $\pm$ 0,1	0,59 $\pm$ 0,08	0,14 $\pm$ 0,04	0,04 $\pm$ 0,02	
3	0,2	28,8 $\pm$ 0,5	12,5 $\pm$ 0,35	5,85 $\pm$ 0,24	1,75 $\pm$ 0,13	0,58 $\pm$ 0,08	0,43 $\pm$ 0,07	0,13 $\pm$ 0,04	
	0,4	25,2 $\pm$ 0,5	11,4 $\pm$ 0,3	5,56 $\pm$ 0,24	3,35 $\pm$ 0,18	1,3 $\pm$ 0,1	0,63 $\pm$ 0,08	0,29 $\pm$ 0,05	
0	0	20,6 $\pm$ 0,45	9,6 $\pm$ 0,3	2,61 $\pm$ 0,16	0,80 $\pm$ 0,09	0,29 $\pm$ 0,05	0,09 $\pm$ 0,03	0,02 $\pm$ 0,01	
5	0,2	26,1 $\pm$ 0,5	10,2 $\pm$ 0,3	3,3 $\pm$ 0,2	1,44 $\pm$ 0,12	0,50 $\pm$ 0,07	0,14 $\pm$ 0,04	0,06 $\pm$ 0,02	
	0,4	25,0 $\pm$ 0,5	11,9 $\pm$ 0,35	4,8 $\pm$ 0,2	2,04 $\pm$ 0,14	0,9 $\pm$ 0,01	0,30 $\pm$ 0,05	0,07 $\pm$ 0,03	
0	0	19,3 $\pm$ 0,4	8,2 $\pm$ 0,3	2,19 $\pm$ 0,15	0,63 $\pm$ 0,08	0,08 $\pm$ 0,03	0,02 $\pm$ 0,01	0,02 $\pm$ 0,01	
7	0,2	21,9 $\pm$ 0,5	10,1 $\pm$ 0,3	4,5 $\pm$ 0,2	0,94 $\pm$ 0,1	0,29 $\pm$ 0,05	0,18 $\pm$ 0,04	0,02 $\pm$ 0,01	
	0,4	24,7 $\pm$ 0,5	9,7 $\pm$ 0,3	4,4 $\pm$ 0,2	1,7 $\pm$ 0,1	0,78 $\pm$ 0,09	0,28 $\pm$ 0,05	0,09 $\pm$ 0,03	

Таблица 3

Подогнанные значения параметров  $\alpha_1, \alpha_2$  функции /5/ и  $\beta_2$  функции /7/ для разных  $\mu$  и  $b$ . Указанные ошибки подсчитаны в фитирующей программе /6/

$\mu$	$b$	$\alpha_1 \pm \Delta\alpha_1$	$\alpha_2 \pm \Delta\alpha_2$	$\beta_2 \pm \Delta\beta_2$
	0	$0,213 \pm 0,004$	$0,177 \pm 0,003$	$0,172 \pm 0,003$
3	0,2	$0,157 \pm 0,003$	$0,175 \pm 0,003$	$0,145 \pm 0,003$
	0,4	$0,159 \pm 0,002$	$0,145 \pm 0,002$	$0,137 \pm 0,003$
	0	$0,221 \pm 0,004$	$0,202 \pm 0,004$	$0,195 \pm 0,004$
5	0,2	$0,174 \pm 0,003$	$0,199 \pm 0,003$	$0,180 \pm 0,004$
	0,4	$0,166 \pm 0,003$	$0,167 \pm 0,003$	$0,155 \pm 0,003$
	0	$0,242 \pm 0,005$	$0,215 \pm 0,005$	$0,213 \pm 0,005$
7	0,2	$0,208 \pm 0,004$	$0,182 \pm 0,004$	$0,182 \pm 0,004$
	0,4	$0,173 \pm 0,003$	$0,177 \pm 0,003$	$0,163 \pm 0,003$

ние изменения показателя преломления  $\Delta\eta$  газового радиатора, дрейфа напряжения питания ФЭУ  $\Delta U$  и разброс импульса пучка  $\Delta p$  эквивалентно влиянию некоторого изменения порога дискриминации  $(\Delta a_{\Pi})_{\text{экв.}}$ . При этом  $(\Delta a_{\Pi})_{\text{экв.}}$  связано с  $\Delta\eta$ ,  $\Delta U$  и  $\Delta p$  следующим образом. Из /2/ при  $i = j = 1$  имеем  $\Delta(N_3^{(1)}) = \Delta\eta / \delta\beta$ . Тогда из /6/ получаем

$$(\Delta a_{\Pi})_{\text{экв.}}^{\eta} = \frac{\Delta\eta}{\delta\beta} \quad /7/$$

Разброс импульса частиц пучка влияет как на  $N_3^{(1)}$ , так и на  $N_3^{(2)}$ . Поэтому из /6/, /2/ и /3/ при  $c \approx N_3^{(1)}$  имеем:

$$(\Delta a_{\Pi})_{\text{экв.}}^p = \Delta(N_3^{(1)}) + c\Delta(\Delta N_3) = \frac{(1-c)m_1^2 + cm_2^2}{\delta\beta p^3} \Delta p \quad /8/$$

Дрейф напряжения питания ФЭУ  $U$  ведет к изменению коэффициента усиления фотоумножителя  $G$ , причем  $\Delta G/G = k(\Delta U/U)$ , где  $k$  - число каскадов усиления ФЭУ. Изменение коэффициента усиления эквивалентно некоторому изменению амплитудного порога  $(\Delta a_{\Pi})_{\text{экв.}}^U$ :

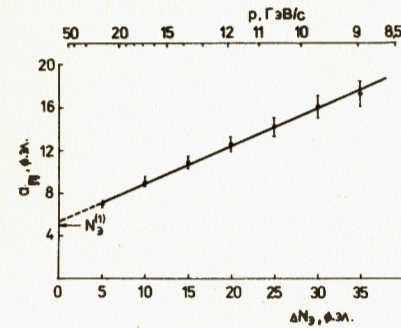


Рис.4. Порог дискриминации  $a_{\Pi}$  /в фотоэлектронах/, выставленный в точке пересечения модельных спектров импульсов ФЭУ от частиц 1 и 2 в зависимости от разности  $\Delta N_3 = N_3^{(2)} - N_3^{(1)}$ . Ошибки соответствуют ширине ячеек модельных спектров. Прямая линия - результат фитирования по МНК функцией /6/ /см. текст/.

$$(\Delta a_{\Pi})_{\text{экв.}}^U / a_{\Pi} = \Delta G/G = k(\Delta U/U)$$

или, окончательно,

$$(\Delta a_{\Pi})_{\text{экв.}}^U = k \frac{\Delta U}{U} a_{\Pi} \quad /9/$$

Из /7/ ÷ /9/ следует, что нужно оценить модельным образом только влияние нестабильности порога дискриминации, выставленного в точке пересечения спектров, на уровень фона в ДПС от частиц сорта 2 -  $R_2$ , а влияние нестабильностей других факторов можно подсчитать из указанных соотношений. С этой целью мы подсчитали

величину  $\delta R_2 = \left| \frac{\Delta R_2}{\Delta a} \right|_{a=a_{\Pi}}$  для всех рассматриваемых случаев. Здесь

$\Delta R_2$  представляет изменение в уровне фона  $R_2$  при изменении уровня дискриминации  $a_{\Pi}$  на  $\Delta a$ .  $\Delta a$  и  $a_{\Pi}$  измеряются в фотоэлектронах, т.е. средняя амплитуда импульса ФЭУ при выбивании одного фотоэлектрона с катода принимается равной единице.

Зависимость  $\delta R_2$  от  $\Delta N_3$  получалась также экспоненциальной, т.е.

$$\delta R_2 = B_2 \exp(-\beta_2 \Delta N_3) \quad /10/$$

Это неудивительно, так как:

$$\delta R_2 = \left| \frac{dR_2}{da_{\Pi}} \right| = \left| \frac{dR_2}{d(\Delta N_3)} \cdot \frac{d(\Delta N_3)}{da_{\Pi}} \right| = A_2 \frac{a_2}{c} \exp(-\alpha_2 \Delta N_3) \quad /11/$$

В этой цепочке при дифференцировании использованы формулы /5/ и /6/. Сравнивая /10/ и /11/, приходим к выводу, что если

Таблица 4

Усредненные по всем  $\Delta N_3$  значения величин  $\delta R_2/R_2$ , подсчитанные из модельных спектров /колонка 1/ и вычисленные по формуле /14/ значения /колонка 2/. Указанные в первой колонке ошибки представляют среднеквадратичные отклонения усредненных величин

M	b	$(\delta R_2/R_2)_{\text{усредн.}}$	
		I	2
3	0,0	$0,55 \pm 0,16$	0,505
	0,2	$0,41 \pm 0,08$	0,499
	0,4	$0,39 \pm 0,03$	0,414
5	0,0	$0,48 \pm 0,04$	0,577
	0,2	$0,47 \pm 0,10$	0,568
	0,4	$0,40 \pm 0,04$	0,476
7	0,0	$0,50 \pm 0,03$	0,614
	0,2	$0,46 \pm 0,07$	0,520
	0,4	$0,43 \pm 0,04$	0,505

$$\beta_2 = a_2 \quad /12/$$

и

$$B_2 = A_2 \frac{a_2}{c}, \quad /13/$$

то формула /10/ следует из формул /5/ и /6/.

Значения  $\beta_2$  при разных  $\mu$  и  $b$ , полученные прямой подгонкой данных для величин  $\delta R_2$ , представлены в последней колонке табл.3. Видно, что равенство /12/ выполняется с точностью не хуже 10% /за исключением случая  $\mu = 3, b = 0,2/$ . Из /5/, /10/, /12/ и /13/ следует, что  $\delta R_2/R_2$  не зависит от  $\Delta N_3$  и равняется

$$\delta R_2/R_2 = a_2/c. \quad /14/$$

Наши данные согласуются с этим утверждением. В табл.4 даны усредненные для всех  $\Delta N_3$  значения величины  $\delta R_2/R_2$  и вычисленные из /14/ при  $c = 0,35$  значения той же величины. Согласие, на наш взгляд, удовлетворительное. Для практических оценок более удобна величина:

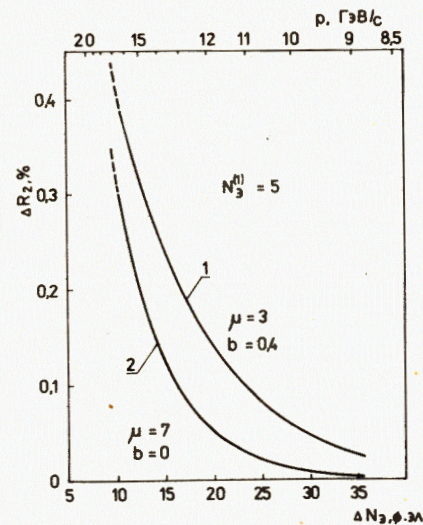


Рис.5. Изменение уровня фона в ДПС —  $\Delta R_2$ , при изменении порога дискриминации  $a_{\text{п}}$  на 1% в зависимости от разности  $\Delta N_3 = N_3^{(2)} - N_3^{(1)}$  для граничных значений коэффициента  $\beta_2$  в формуле /10/ /см. текст/.

$$\Delta R_2 = \delta R_2 \cdot \frac{a_{\text{п}}}{100}, \quad /15/$$

представляющая изменение в уровне фона  $R_2$  /при изменении величины порога/ на 1%. Подсчитанные по этой формуле значения  $\Delta R_2$  в зависимости от  $\Delta N_3$  показаны на рис.5 для граничных случаев  $\mu = 3, b = 0,4$  /кривая 1/ и  $\mu = 7, b = 0$  /кривая 2/.  $\delta R_2$  вычисля-

лась по формуле /10/ с использованием подогнанных значений для  $\beta_2$  и  $B_2$ , а  $a_{\text{п}}$  брались из формулы /6/.

Относительная нестабильность уровня фона  $\Delta R_2/R_2$  пропорциональна абсолютной нестабильности порога дискриминации  $\Delta a_{\text{п}}$  и для рассматриваемых случаев дается формулой

$$\Delta R_2/R_2 = (a_2/c) \Delta a_{\text{п}} \approx (0,4 \div 0,6) \Delta a_{\text{п}}, \quad /16/$$

где  $\Delta a_{\text{п}}$  измеряется в фотоэлектронах.

Все приведенные выше результаты относятся к случаю, когда среднее число фотоэлектронов  $N_3^{(1)}$ , выбиваемых из катода ФЭУ при прохождении через ДПС частицы 1, фиксировано и равно 5. Было проведено дополнительное моделирование для случая, когда  $N_3^{(1)}$  меняется, а фиксированным остается  $\Delta N_3$ . Конкретно было выбрано  $\Delta N_3 = 15, N_3^{(1)} = 2, 3, 4, 5, N_3^{(2)} = 17, 18, 19, 20$  соответственно,  $\mu = 5, b = 0,2$ . Результаты для  $R_1, R_2$  и  $a_{\text{п}}$  показаны в табл.5.

Наблюдавшееся уменьшение величин  $R_1$  и  $R_2$  с уменьшением  $N_3^{(1)}$  заманчиво, но при этом резко падает /как  $1 - \exp(-N_3^{(1)})$ / "собственная" эффективность регистрации частиц 1 пороговым счетчиком. Отметим, что и здесь формула /6/ при  $d \approx N_3^{(1)}$  остается неплохим приближением для  $a_{\text{п}}$ , и оценки /7/ и /9/ сохраняют свою силу.

Все наши результаты можно очень легко "привязать" к конкретной экспериментальной ситуации, используя формулы /2/ и /3/. В качестве примера оценим возможность выделения К-мезонов во вторичном спектрометре установки "ГИПЕРОН" /2/ 1,5-метровым газовым пороговым счетчиком /8/, входящим в систему идентификации частиц спектрометра. Пучок частиц после выхода из мишени содержит в ос-

Таблица 5

Значения величин  $R_1$  и  $R_2$  /в процентах/ и  $a_{II}$  /в фотоэлектронах/ в зависимости от  $N_3^{(1)}$  при  $\Delta N_3 = 15$ ,  $\mu = 5$ ,  $b = 0,2$ . Указанные ошибки для  $R_1$  и  $R_2$  статистические. Ошибки в  $a_{II}$  соответствуют ширине ячеек модельных спектров

$N_3^{(1)}$	$R_1$ (%)	$R_2$ (%)	$a_{II}$ (ф. эл.)
2	1,5 + 0,1	1,4 + 0,1	7,0 + 0,5
3	1,6 + 0,1	2,8 + 0,2	8,7 + 0,5
4	2,4 + 0,2	3,6 + 0,2	9,9 + 0,6
5	4,3 + 0,2	3,3 + 0,2	10,8 + 0,7

новном  $\pi^-$ , K-мезоны и протоны. В формулах /2/ и /3/ надо положить  $j = 1$ ,  $m_1 = m_K$ ,  $m_2 = m_\pi$ . Показатель преломления газового радиатора выбирается согласно формуле:

$$\eta = \frac{m_K^2}{2p^2} + \delta\beta N_3^{(K)} \quad /17/$$

по выбранному  $N_3^{(K)}$ . Разность  $\Delta N_3$  зависит только от импульса пучка и качества порогового счетчика ( $\delta\beta$ ):

$$\Delta N_3 = N_3^{(\pi)} - N_3^{(K)} = 0,112 \frac{1}{\delta\beta p^2} \quad /18/$$

/p - импульс в ГэВ/с/.

На рис. 2,3,4 и 5 нанесена шкала импульсов, полученная из /18/ при разрешении по скорости счетчика  $\delta\beta = 4 \cdot 10^{-5/8}$ . При  $p = 12$  ГэВ/с,  $\Delta N_3 = 20$ , и разделение  $\pi^-$  и K-мезонов будет на уровне  $1 \div 3\%$  в зависимости от  $\mu$  и  $b$  /см. табл.2/, когда счетчик наполнен фреоном-12 до давления 0,95 атм / $N_3^{(K)} = 5$  ф.эл./ и порог  $a_{II}$  выставлен на уровне  $\approx 12$  ф.эл. Если относительная нестабильность фона не должна превышать 10%, то необходимо, чтобы  $\Delta a_{II} \leq 0,2$  /см. формулу /16//, т.е. около 1,5% от  $a_{II}$ . Это соответствует  $\Delta\eta = 8 \cdot 10^{-6}$  /формула /7//, т.е.  $\Delta\eta/\eta = 7 \cdot 10^{-3}$ . Таким образом, плотность газа в счетчике не должна меняться больше, чем на 0,7%. Стабильность напряжения питания ФЭУ /ХР 2041/О,  $k = 14$ / должна быть не хуже 0,1%. Переводя  $\Delta a_{II}$  в допустимую нестабильность импульса частиц /формула /8//, получаем  $\Delta p \leq 0,084$  ГэВ/с.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные результаты моделирования и их анализ показывают, что одним пороговым черенковским счетчиком, работающим в дифференциально-пороговом режиме, можно выделить любой сорт частиц пучка. Для регистрации черенковского излучения необходимо использовать ФЭУ с однородными /малое  $b$  / и высокоэффективными /большое  $\mu$  / первыми диодами.

Расчеты показывают, что требуемые значения стабильности напряжения питания ФЭУ, показателя преломления газового радиатора и порога амплитудного дискриминатора в большинстве случаев могут быть легко реализованы. Более сильное ограничение на применение ДПР накладывает требование небольшого разброса импульса частиц пучка  $\Delta p/p \leq 0,7\%$  в рассмотренном выше примере/.

Авторы приносят благодарность Ю.А.Будагову и В.Б.Флягину за постановку задачи и интерес к работе, Н.А.Русаковичу за ценные замечания, М.Климановой за техническое оформление рисунков.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Прокошкин Ю.Д. ПТЭ, 1970, №2, с. 71.
2. Акименко С.А. и др. ОИЯИ, 1-8948, Дубна, 1975.
3. Prescott J.R. NIM, 1966, 39, p. 173.
4. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. "Наука", М., 1973.
5. Куликов А.В. ПТЭ, 1981, №3, с. 161.
6. Силин И.Н. ОИЯИ, 11-3362, Дубна, 1967.
7. Калашникова В.И., Козодаев Н.С. Детекторы элементарных частиц, "Наука", М., 1966.
8. Бицадзе Г.С. и др. ПТЭ, 1982, №3, с. 56.

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 апреля 1983 года.



Йорданов А.Б., Ценов Р.В.

1-83-217

Расчет методом Монте-Карло некоторых характеристик дифференциально-порогового режима работы газовых черенковских счетчиков

Рассматривается дифференциально-пороговый режим /ДПР/ работы газовых черенковских счетчиков, в котором выходные импульсы фотозлектронного умножителя порогового счетчика дискриминируются на некотором постоянном уровне и регистрируются импульсы с амплитудами ниже этого уровня. Приводятся результаты расчетов методом Монте-Карло характеристик ДПР. Обсуждается возможность использования такого режима работы для идентификации частиц в условиях эксперимента на установке "ГИПЕРОН". Приведенные результаты моделирования и их анализ показывают, что одним пороговым черенковским счетчиком, работающим в дифференциально-пороговом режиме, можно выделить любой сорт частиц пучка. Требуемые значения стабильности напряжения питания ФЭУ, показателя преломления газового радиатора и порога амплитудного дискриминатора в большинстве случаев могут быть легко реализованы. Более сильное ограничение на применение ДПР накладывает требование небольшого разброса импульса частиц пучка.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Jordanov A.B., Tsenov R.V.

1-83-217

Monte-Carlo Calculation of Some Characteristics of Differential-Threshold Mode of Operation of Gas Cherenkov Counters

A differential-threshold mode (DTM) of operation of gas Cherenkov counters is discussed, in which output signals from a photomultiplier are discriminated on some level and signals with amplitudes below this level are counted. Monte-Carlo calculations of counter characteristics in DTM are given. A possibility to use such mode for particle identification in the HYPERON experiment is discussed. The obtained computer simulation data and their analysis show that any kind of beam particles can be identified using the one threshold Cherenkov counter operating at DTM mode. The required values of stability of PM high voltage, refractive index of gas radiator and amplitude discriminator threshold can be easily provided. A more strong limitation on using DTM imposes the requirement for a small momentum dispersion of beam particles.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.