ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

9/17 → 9/22

5 - 9787

Г.А.Ососков

НЕКОТОРЫЕ ВЕРОЯТНОСТНЫЕ ЗАДАЧИ, ВОЗНИКАЮЩИЕ В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

1976

Ранг публикаций Объединенного института ядерных исследований

Препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований /ОИЯИ/ являются самостоятельными публикациями. Они издаются в соответствии со ст. 4 Устава ОИЯИ. Отличие препринтов от сообщений заключается в том, что текст препринта будет впоследствии воспроизведен в каком-либо научном журнале или апериодическом сборнике.

Индексация

Препринты, сообщения и депонированные публикации ОИЯИ имеют единую нарастающую порядковую нумерацию, составляющую последние 4 цифры индекса.

Первый знак индекса - буквенный - может быть представлен в 3 вариантах:

"Р" - издание на русском языке;

"Е" - издание на английском языке;

"Д" - работа публикуется на русском и английском языках.

Цифра, следующая за буквенным обозначением, определяет тематическую категорию данной публикации. Перечень тематических категорий изданий ОИЯИ периодически рассылается их получателям.

Индексы, описанные выше, проставляются в правом верхнем углу на обложке и титульном листе каждого издания.

Ссылки

В библиографических ссылках на препринты и сообщения ОИЯИ мы рекомендуем указывать: инициалы и фамилию автора, далее - сокращенное наименование института-издателя, индекс, место и год издания.

Пример библиографической ссылки:

И.Н.Иванов. ОИЯИ, Р2-4985, Дубна, 1971.

© 1976 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

5 - 9787

Г.А.Ососков

НЕКОТОРЫЕ ВЕРОЯТНОСТНЫЕ ЗАДАЧИ, ВОЗНИКАЮЩИЕ В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

Направлено на II Международную школу по теории вероятностей и математической статистике (НРБ, 1976)

I. Введение

Статистический характер фундаментальных физических законов, случайная природа явлений, лежащих в основе сложных физических процессов и, наконец, требования экспериментальной физики (особенно физики высоких энергий) иметь математический аппарат для проведения тончайших косвенных измерений – все это привело к значительному и глубокому использованию методов теории вероятностей и математической статистики в физике.

Здесь мы не будем касаться хорошо известного круга проблем, обусловленного вероятностным смыслом фундаментальных законов физики и относящегося к созданию математического аппарата таких наук, как статистическая физика и квантовая механика.

Материал настоящей лекции носит обзорный характер и имеет своей целью, с одной стороны, познакомить слушателей с несколькими задачами, возникающими при вероятностной трактовке физических процессов, рассматриваемых в теоретической и экспериментальной физике, и поставить некоторые проблемы обработки камерных данных в физике высоких энергий, а с другой стороны – привлечь внимание специалистов к необходимости более глубокого исследования этого круга задач как с точки зрения необходимости разработки новых методов, так и систематического изложения их для физиков. При этом, если первые три примера, демонстрируя плодотворность вероятностного подхода, приводят к законченному решению проблемы, то следующие задачи, относящиеся к опознаванию образов при обработке камерных данных, носят более постановочный характер.

2. Предравновесное состояние возбужденных ядер

Теоретическая модель ядерных реакций, связанных с образованием новых ядер при высоких энергиях, предполагает, что образованные возбужденные ядра в процессе перехода к равновесию могут распадаться, снимая свое возбуждение. Исследования физики явления позволяет классифицировать состояние возбужденного ядра в соответствии со значением числа n так называемых экситонов (т.е. суммы числа возбужденных частиц p и дырок h, $n=p+h$) на ряд фиксированных уровней. Вероятности нахождения на уровне n в момен. времени в зависимости от энергии возбуждения E удовлетворяют системе уравнений /I/:

$$dP(n,t) = \lambda_-(n+2,E)\,P(n+2,t) + \lambda_+(n-2,E)\,P(n-2,t) - - [\lambda_-(n,E) + \lambda_+(n,E)]\,P(n,t). \qquad (I)$$

Здесь $\lambda_\pm$ – вероятности переходов, n меняется от n_0 до $n_{равн}$.

Известны успешные попытки решения этой системы обычными методами приближенных вычислений. Однако эти частные решения имели силу только для систем вида (I), не допуская никаких обобщений на важные случаи других возможных переходов и обеднения состояний за счет предравновесного испускания частиц.

Если взглянуть на уравнение (I) с вероятностной точки зрения, то они оказываются уравнениями типа Колмогорова-Чепмена и определяют разрывный однородный марковский процесс, который можно полностью охарактеризовать заданием для каждого состояния обобщенного пуассоновского потока событий

$$\exp[-\Lambda(n,E)t] \quad , \text{ где } \quad \Lambda(n,E) = \lambda_+(n,E) + \lambda_-(n,E)$$

– плотность потока. Этот поток управляет случайными моментами переходов системы из одного состояния в другое, а относительные величины компонент $\Lambda(n,E)$ определяют условные вероятности того или иного канала. Такая трактовка, предложенная в /I/, во-первых, допускает упомянутые важные обобщения задачи, а, во-вторых, приводит к простому способу решения системы (I) методом Монте-Карло, которое оказывается единственно возможным в случае этих обобщений, приводящих к сложным интегро-дифференциальным системам. Детали решения и результаты его сравнения с экспериментом подробно изложены в /I/ и здесь не рассматриваются.

3. Расчет буферной памяти при периодической импульсной загрузке

В ситуации, обычной для большинства сканирующих устройств или при записи информации с пульсирующих источников (таких, как ИБР – импульсный быстрый реактор ОИЯИ), интенсивность входного потока информации

$$\lambda(t) = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Lambda(t, t+\Delta t)}{\Delta t},$$

где $\Lambda(t,t+\Delta t)$ – среднее число сигналов, поступающих за промежуток времени $(t, t+\Delta t)$, является периодической функцией времени с периодом T и отлична от нуля лишь на некоторой части периода $T_1 \leq T$, называемой временем регистрации.

В системе регистрации такого потока сигналов с постоянным временем обслуживания τ (т.н. "мертвое" время системы) могут появляться потери, вызываемые появлением случайных групп сигналов в течение промежутка времени, меньшего τ. Для уменьшения потерь вводится быстрая промежуточная буферная память (БП) с некоторым числом элементов m, обычно небольшим, т.к. быстрая электроника дорога.

Рассматривается следующая задача: при заданном периодическом входном потоке сигналов со средней загрузкой за период λ найти соотношение между m и τ, оптимальное с точки зрения минимума потерь. Последние можно понимать в смысле среднего числа просчетов, т.е. математического отношения числа сигналов, потерянных при переполнении БП к их общему числу за период. В системах, где потери недопустимы, обычно требуется малость вероятности переполнения БП, т.е. потери хотя бы одного сигнала.

Задача была решена в работе/2/, где была рассмотрена однородная периодическая цепь Маркова с периодом T и mT состояниями, которую образуют случайные векторы $X_i=(x_i, x_{i+1}, \ldots x_{i+T-1})$ с компонентами x_i, равными числу сигналов, находящихся в БП в моменты t_i+0 сразу же после передачи сигналов из БП в основную память

Матрица переходных вероятностей M при известном начальном распределении по состояниям полностью описывает процесс занятости БП во времени. Если задавать распределения по состояниям в момент t_i mT-мерным вектором $P^{(i)}$ с координатами $p_{jk}^{(i)}=P\{x_{i+j}=k\}$ $(0 \le j \le T-1;\ 0 \le k \le m-1)$, то $P^{(i+1)}=MP^{(i)}$. Поскольку БП была пуста в начале процесса, то

$$p_{jk}^{(0)} = \begin{cases} 1 & j=0,\ k=0, \\ 0 & j>0,\ k>0, \end{cases}$$

и $$P^{(i)} = M^i P^{(0)}.$$

В задачах такого рода обычным является исследование системы в установившемся режиме, т.е. когда вероятности $p_{jk}^{(i)}$ при $i \to \infty$ перестают зависеть от i и $P^{(0)}$.

Такой подход неприменим непосредственно, т.к. мы имеем дело с периодической цепью, однако, если рассматривать переходы в моменты , кратные периоду, т.е. в качестве матрицы перехода взять матрицу M^T , то полученная таким образом цепь оказывается регулярной. С помощью финальных вероятностей $p_{jk} = \lim\limits_{i\to\infty} p_{jk}^{(i)}$ можно подсчитать среднее число потерь за период – Q_T и максимальную за период вероятность потери R_T.

Вычисляя при заданных Λ и τ величины Q_T и R_T как функции m , в качестве решения можно брать то значение $m(q\%)$, которое обеспечивает $Q_T = q\%$ (или $R_T = q\%$).

При решении на ЭВМ задача встретила существенные трудности, вызванные большой размерностью матрицы M . Однако, благодаря тому, что время регистрации T_1 составляет обычно только часть периода (в задаче с ИБРом, например, было $T = 12{,}5\, T_1$) большая часть состояний цепи для $T_1 + 1 \le j \le T$ достигается с нулевой вероятностью. За счет их исключения из последовательности моментов передач из БП в основную удалось значительно сократить число состояний, а значит и размерность задачи. Ее решение было проведено для случая пуассоновского входного потока и реальных значений T, T_1, Λ и τ и использовалось при конструировании соответствующей аппаратуры.

4. Обработка камерных данных в физике высоких энергий

Следующие задачи возникают при исследовании вопросов автоматизации обработки экспериментальных данных в физике высоких энергий. Эти данные представляют собой информацию о следах (треках) частиц, появляющихся в специальных трековых камерах в магнитном поле при столкновениях первичных частиц, ускоренных до энергий от нескольких единиц до нескольких сотен ГэВ/с, с веществом камеры или специальной мишени. До настоящего времени одним из основных способов получения информации о событиях, происходящих в камере, является их фотографирование с нескольких точек. Измеряя затем треки частиц на полученных стереофотографиях, можно восстановить траектории частиц в пространстве, оценить углы разлета и кривизны треков, а по ним оценить интересующие физиков кинематические параметры, позволяющие идентифицировать частицы, участвовавшие в реакции.

Необходимость измерений сотен тысяч и миллионов стереофотографий в год ставит задачу автоматизации этих измерений с помощью специальных приборов, управляемых ЭВМ. Такие приборы имеют в своем составе средства для просмотра (сканирования) изображений каждой стереопроекции с помощью светового или электронного луча и автоматического запоминания на магнитной ленте координат следов или шумовых образований, встретившихся на пути луча.

Полученная таким образом информация характеризуется высокой степенью защумленности (например, в случае наиболее употребительных пузырьковых камер /3/ полезная информация составляет только 5-7%), что естественным образом приводит к проблеме фильтрации, т.е. распознавания среди множества записанных координат тех, которые относятся к точкам события. При этом понятие образа события, как правило, не поддается точному математическому определению. Поэтому вершина события обычно определяется человеком, после чего задача сводится к распознаванию двумерных линейных образов элементов отдельных треков с последующим объединением их в проекцию события.

Использование измерительных автоматов, имеющих собственные системы отсчета, ставит еще одну задачу по их калибровке, т.е. по оценке дисторсий измерительной системы, определению ее точностных характеристик, установлению коэффициентов соответствия между системой координат автомата и измеряемого фильма. Эта задача решается путем измерения специальной калибровочной пластины с нанесенной на ней системой крестов, образы и расположения которых известны заранее с высокой точностью, что делает задачу калибровки много проще задачи фильтрации. Поэтому мы начнем именно с задачи калибровки, перейдя к задаче фильтрации потом.

4.1. Задача калибровочных измерений

Независимо от типа прибора задача статистической обработки данных калибровочных измерений может быть разбита на две части:

а) - нахождение центров крестов и ошибок в их определении ;

б) - использование результатов первой части для определения параметров отображения системами координат калибровочной пластины и прибора и оценка систематических дисторсий последнего.

Каждый крест представляет собой пару отрезков прямых длины ℓ, пересекающихся посередине под углом 2α.

Будем обозначать в дальнейшем $k = \mathrm{tg}\,\alpha$. Результаты измерений, т.е. $2N$ чисел $(x_i, y_i)(i=\overline{1,N})$, предполагаются распределенными по нормальному закону с неизвестными стандартными отклонениями σ_x и σ_y и средними, которые связаны двумя уравнениями:

$$\begin{cases} y = (k+\Delta)x + \Delta_1 \\ y = -(k-\Delta)x + \Delta_2 \end{cases} \qquad (2)$$

при ограничении $|x| \le \ell/\sqrt{1+k^2}$.

Часть точек может оказаться шумовыми, т.е. имеющими произвольные неизвестные средние и стандартные отклонения.

Задача первой части состоит в определении координат x_c, y_c точки пересечения двух плеч креста и ошибок $\sigma_{x_c}, \sigma_{y_c}$ в предположении малости величин Δ, Δ_1 и Δ_2.

В работе[4] подобная задача решалась путем отбора точек, относящихся к плечам креста с помощью гистограммирования всех точек по направлениям, параллельным плечам креста. Выбирая точки, попавшие в максимумы этих двух гистограмм, и проводя через них прямые по методу наименьших квадратов (м.н.к.) с выбросом далеко отстоящих точек, находим точку пересечения прямых и по значению функционала в минимуме оцениваем σ_{x_c} и σ_{y_c}.

К гораздо более быстрому алгоритму отбора точек приводит учет того факта, что, перемножив уравнения (2), мы получаем уравнение $F(x, y; \Delta, \Delta_1, \Delta_2) = 0$, описывающее крест как вырожденную кривую второго порядка.

Оценки параметров Δ, Δ_1 и Δ_2 можно найти, минимизируя функционал $S_F^2 = \sum_{i=1}^{N} F^2(x_i, y_i; \Delta, \Delta_1, \Delta_2)$. Нелинейность S_F^2 относительно параметров делает эту задачу достаточно сложной. Однако, если вспомнить предположение о малости этих параметров и отбросить члены второго порядка малости, то мы получим функционал

$$S_L^2 = \sum_{i=1}^{N} (y_i^2 - k^2 x_i^2 - a y_i - b x_i - c x_i y_i)^2, \qquad (3)$$

уже линейный относительно параметров

$$a = \Delta_1 + \Delta_2, \quad b = -k(\Delta_2 - \Delta_1), \quad c = 2\Delta. \qquad (4)$$

Минимизируя (3) стандартными методами, из (4) находим значения Δ, Δ_1 и Δ_2, лежащие при сделанных допущениях вблизи от минимума S_F^2. В повторных итерациях, необходимых для умножения параметров, нет необходимости, т.к. точности полученных значений уже достаточно для решения задачи классификации точек, для отбора тех из них, которые относятся к каждому из плеч креста, чтобы выполнить затем для них вышеупомянутую процедуру проведения прямых по м.н.к. и определения x_c, y_c и их ошибок.

После того, как эта процедура выполнена для всех m измеренных крестов, наступает очередь задачи б). В формулировке ее не обойтись без привязки к конкретному прибору, поэтому дальнейшее изложение будет вестись на примере одного из первых советских измерительных автоматов "Спиральный измеритель"/5/, в котором изображение просматривается по спирали световым пятном, имеющим форму радиально ориентированной щели. Результаты измерения после обработки, подобной только что описанной в задаче а), представляют собой полярные координаты центров крестов R_k и θ_k (k =1,2,..m) в единицах отсчетных систем автомата.

Обозначим через M_R и M_θ цены делений по радиусу и полярному углу, а через R_0 и θ_0 - начальные значения соответствующих отсчетных систем. Предполагая измерительную систему не имеющей значительных дисторсий, мы можем считать, что величины

$$\hat{x}_k = M_R(R-R_0)\cos M_\theta(\theta-\theta_0)+x_0$$
$$\hat{y}_k = M_R(R-R_0)\sin M_\theta(\theta-\theta_0)+y_0 \qquad (5)$$

имеют нормальное распределение со средними x_k, y_k и ковариационной матрицей

$$C_k = \begin{pmatrix} C^2_{xk} & C_{xyk} \\ C_{xyk} & C^2_{yk} \end{pmatrix}, \qquad (6)$$

вычисляемой при обработке результатов измерений. Через x_k, y_k здесь обозначены известные декартовы координаты крестов, нанесенных на калибровочную пластину с гарантированной точностью. Для определения шести неизвестных параметров M_R, M_θ, R_0, θ_0, x_0, y_0 необходимо минимизировать функционал

$$S^2 = \sum_{k=1}^{m}(w_{xk}\,d^2_{xk} + w_{yk}\,d^2_{yk} + w_{xyk}\,dx_k\,dy_k), \qquad (7)$$

где обозначено $dx_k = x_k - \hat{x}_k$, $dy_k = y_k - \hat{y}_k$, а через

$$W_k = \begin{pmatrix} w_{xk} & w_{xyk} \\ w_{xyk} & w_{yk} \end{pmatrix} = C^{-1}$$

обозначены элементы матрицы весов, обратной к (6).

Величины поправок dx_k, dy_k ($k = 1,2,\ldots m$), вычисленных при значениях параметров, минимизирующих функционал (7), служат для оценки правильности предположения о малости дисторсий в системе, о нарушениях которого свидетельствует превышение хотя бы одной из поправок заданного порога. В случае малости дисторсий величины dx_k, dy_k образуют карту поправок, которую с помощью двумерной интерполяции можно использовать для компенсации отклонений между полярной системой координат спирального измерителя и декартовой системой калибровочной пластины.

В работе [4] при упрощающем предположении диагональности матрицы C описана программа для решения задачи поиска экстремума S^2, использующая сложную подпрограмму минимизации нелинейных функционалов. Однако функционал S^2 можно представить в виде, допускающем линейную параметризацию без ущерба для точности и в случае матрицы (6) общего вида.

Развертывая в (5) $\cos(\theta-\theta_0)$ и $\sin(\theta-\theta_0)$ по формулам для разности углов и вводя новые параметры:

$$
\begin{aligned}
p_1 &= x_0\\
p_2 &= y_0\\
p_3 &= M_R\cos\theta_0\\
p_4 &= M_R\sin\theta_0\\
p_5 &= M_R R_0\cos\theta_0\\
p_6 &= M_R R_0\sin\theta_0 ,
\end{aligned}
\tag{8}
$$

получаем, что величины (5) могут быть записаны в виде вектора $\hat{X}_k(P) = \left(\sum_{\ell=1}^{n} p_\ell f_{1\ell k}, \sum_{\ell=1}^{n} p_\ell f_{2\ell k}\right)$, где $n=6$ и введены следующие обозначения для функции от измеренных значений полярных координат R_k, θ_k :

$$
\begin{aligned}
f_{11k} &= 1, & f_{21k} &= 0,\\
f_{12k} &= 0, & f_{22k} &= 1,\\
f_{13k} &= R_k\cos\theta_k, & f_{23k} &= R_k\sin\theta_k,\\
f_{14k} &= R_k\sin\theta_k, & f_{24k} &= -R_k\cos\theta_k.\\
f_{15k} &= -\cos\theta_k, & f_{25k} &= -\sin\theta_k,\\
f_{16k} &= -\sin\theta_k, & f_{26k} &= \cos\theta_k.
\end{aligned}
\tag{9}
$$

В этих обозначениях квадратичный функционал (7) запишется в виде

$$\hat{S}^2 = \sum_{k=1}^{m} \left(\bar{X}_k - \hat{\bar{X}}_k(P) \right) W_k \left(\bar{X}_k - \hat{\bar{X}}_k(P) \right)^T . \qquad (10)$$

Линейная зависимость $\hat{S}^2$ от вектора параметров $\bar{P}$ позволяет найти экстремум функционала обычным путем. Приравнивая нулю n производных $\hat{S}^2$ по параметрам $\frac{\partial \hat{S}^2}{\partial p_j} = 0 \ (j = \overline{1,n})$, получаем n линейных уравнений

$$\sum_{\ell=1}^{n} a_{j\ell} p_\ell = b_j \quad (j = \overline{1,n}), \qquad (11)$$

где

$$a_{j\ell} = \sum_{k=1}^{m} \left[w_{xk} f_{1jk} f_{1\ell k} + w_{yk} f_{2jk} f_{2\ell k} + w_{xyk} \left(f_{1jk} f_{2\ell k} + f_{1\ell k} f_{2jk} \right) \right] \qquad (12)$$

$$b_j = \sum_{k=1}^{m} \left[x_k \left(w_{xk} f_{1jk} + w_{xyk} f_{2jk} \right) + y_k \left(w_{yk} f_{2jk} + w_{xyk} f_{1jk} \right) \right] . \qquad (13)$$

Решение системы (11) сводится к нахождению обратной матрицы $A^{-1} = (a_{j\ell}^{-1})$. Тогда решением системы будут n величин

$$p_\ell = \sum_{j=1}^{m} a_{j\ell}^{-1} b_j ,$$

для которых по известным правилам могут быть определены значения ошибок и коэффициентов корреляций, а также $2n$ остатков

$$dx_k = x_k - \sum_\ell p_\ell f_{1\ell k} \ ; \quad dy_k = y_k - \sum_\ell p_\ell f_{2\ell k} ,$$

о роли которых говорилось выше. Более общая форма записи менее наглядна, но зато она легко позволяет при обнаружении значимых неустранимых дисторсий прибора увеличить число n параметров и функций (9) для описания этих дисторсий и последующей их компенсации математическим путем.

4.2. Вопросы фильтрации треков частиц

Как уже было отмечено выше, любая из стратегий в фильтрации событий сводится к нахождению элементов треков, т.е. линейных образов среди двумерного множества точек.

Высокая зашумленность информации с пузырьковых камер и наличие пропусков отсчетов, вызванных неоднородностью следов из-за случайного характера ионизации, не позволяют применять обычные методы распознавания образов с выходом в многомерное пространство, уже используемые для обработки данных с искровых камер/6/.

Поэтому традиционным стало использование эвристических приемов, применяющих поворотные гистограммы на этапе обнаружения треков с последующим их прослеживанием путем экстраполяции с многократным применением м.н.к./3,5/. Эти методы универсальны в смысле применимости к разным фильмам и обеспечивают высокую надежность фильтрации, но требуют больших затрат времени ЭВМ. Поэтому не прекращаются поиски других, более быстрых алгоритмов, которые могли бы конкурировать или, возможно, дополнить традиционные. Особое внимание обращается на ускорение этапа прослеживания треков, выполняемого рекуррентно путем перехода от группы данных, полученных на предыдущей скан-линии, к данным на следующей. Направление движения сканирующего луча относительно хода треков должно быть по возможности близким к перпендикулярному. Тогда, совмещая с этим направлением одну из координатных осей (например, OY), мы получаем, что прослеживание будет состоять в объединении таких точек (x_i, y_i), лежащих на последовательных скан-линиях (i =1,2,...), координаты y_i которых оказываются близки. В работе /7/ дано математическое обоснование для этапа прослеживания треков с позиций байесовского подхода. Уравнение трека описывается вектором параметров $\bar{B}$. На основании информации, полученной по уже найденным точкам трека, делается оценка $\bar{B}^*$, прогнозирующая положение трека на следующей скан-линии. При этом используется квадратичная функция потерь $I(\bar{B}^*,\bar{B}) = (\bar{B}^* - \bar{B})^T (\bar{B}^* - \bar{B})$ и для получения $\bar{B}^*$ минимизируется апостериорный риск. В обычном предположении нормальности вектора измерений в качестве решения получен известный фильтр Калмана. Рассмотрение практической реализуемости фильтра Калмана на ЭВМ потребовало ряда упрощений, сделавших его более быстрым и точным, но субоптимальным.

По-видимому, к тому же разряду субоптимальных алгоритмов может быть отнесен усовершенствованный метод шнуров /8/, исследовавшийся в ОИЯИ, суть которого вкратце сводилась к следующему. Поиск новой точки трека по уже найденным точкам некоторого возможного элемента трека (называемого "шнуром"), пересекающего n предыдущих скан-линий, осуществляется с помощью серии сравнений координат точек ($x_k^{(n+1)}$, $y_k^{(n+1)}$), принадлежащих ($n+1$)-ой скан-линии на близость к прогнозируемой точке с координатами

$$x^{(n+1)}_{прогн.} = x_n + \Delta x \; ; \qquad y^{(n+1)}_{прогн} = y^{(n)}_{прогн} + Dy_n \cdot G, \tag{I4}$$

где (x_n , y_n) – последняя из точек шнура, ($x^{(n)}_{прогн.}, y^{(n)}_{прогн.}$) – предыдущий прогноз, а информационный член Dy_n вычисляется по формуле

$$Dy_n = q_n (x_n - x_{n-1}) + (1 - q_n) Dy_{n-1} \tag{I5}$$

q_n - убывающая функция n, Δx - шаг сканирования). Близость к прогнозируемой точке (I4) понимается в смысле принадлежности $y_k^{(n+1)}$ к интервалу ширины $2\delta(x_n)$ с центром в $y^{(n+1)}_{прогн.}$ ($\delta(x)$ - убывающая функция x). При отсутствии точек в этом интервале увеличивается функция пропуска G в (I4) и поиск переносится на следующую скан-линию. Если оказывается, что G превысила заданный порог, то шнур обрывается и передается для анализа, можно ли считать его треком события.

Заключение

Список вероятностных задач, возникающих при обработке данных физики высоких энергий, может быть существенно продолжен. Достаточно, например, указать на задачу оценки ионизационных параметров стримерных треков или на задачу объединения элементов треков в событие. Задачи эти в настоящее время решаются, как правило, на базе эвристических алгоритмов и еще ждут формализованной математической постановки и хорошего обоснования решений. Следует отметить также, что многократное подчеркивание необходимости ускорения алгоритмов без потери точности, требующее, может быть, иного подхода к выбору критериев оптимальности решения, вызвано, помимо прочего, развитием в последнее время новых средств вычислительной техники - мини- и микро-ЭВМ, позволяющих по-новому организовать само использование ЭВМ для проведения обработки данных параллельно с процессом измерения.

ЛИТЕРАТУРА

I. К.К.Гудима и др. ЯФ, т.2I, стр.260, I975 г.

2. Г.А.Ососков, А.Пазман.Сообщение ОИЯИ 5-3263,Дубна,I967 г.

3. "Автоматическая обработка данных с пузырьковых и искровых камер". Сб.статей. Пер. с англ. М., Атомиздат, I971 г.

4. В.Е.Комолова, Г.А.Ососков. Сообщение ОИЯИ I0-643I, Дубна, I972 г.

5. В.М.Котов и др. Сообщение ОИЯИ I0-7939, Дубна, I974 г.

6. M.Hansroul et al. CERN/DD/73/31, 1973.

7. А.А.Локтионов. Труды ИФВЭ АН Каз.ССР, т.2, стр.I38, Алма-Ата, I974 г.

8. Г.А.Ососков. В сб. Материалы семинара по обработке физической информации. Агверан, сентябрь, I975. ЕФИ, Ереван, I976.

Рукопись поступила в издательский отдел
I4 мая I976 года.

Нет ли пробелов в Вашей библиотеке?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

16-4888	Дозиметрия излучений и физика защиты ускорителей заряженных частиц. Дубна, 1969.	250 стр.	2 р. 64 к.
Д10-6142	Труды Международного симпозиума по вопросам автоматизации обработки данных с пузырьковых и искровых камер. Дубна, 1971.	564 стр.	6 р. 14 к.
Д13-6210	Труды VI Международного симпозиума по ядерной электронике. Варшава, 1971.	372 стр.	3 р. 67 к.
Д1-6349	Труды IV Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра. Дубна, 1971.	670 стр.	6 р. 95 к.
Р2-6762	Р.М.Мурадян. Автомодельность в инклюзивных реакциях. Лекция, прочитанная на Школе молодых ученых по физике высоких энергий. Сухуми, 1972.	111 стр.	1 р. 10 к.
Д-6840	Материалы II Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Штрбске Плесо, ЧССР, 1972.	398 стр.	3 р. 96 к.
13-7154	Пропорциональные камеры. Дубна, 1973.	173 стр.	2 р. 20 к.
Д2-7161	Нелокальные, нелинейные и неренормируемые теории поля. Алушта, 1973.	280 стр.	2 р. 75 к.
Д1,2-7411	Глубоконеупругие и множественные процессы. Дубна, 1973.	507 стр.	5 р. 66 к.
Д13-7616	Труды VII Международного симпозиума по ядерной электронике. Будапешт, 1973.	372 стр.	3 р. 65 к.
Р1,2-7642	Труды Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Гомель, 1973.	623 стр.	7 р. 15 к.
Д10-7707	Совещание по программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1973.	564 стр.	5 р. 57 к.
Д1,2-7781	Труды III Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Синая, 1973.	478 стр.	4 р. 78 к.

Д1,2-8405	Труды IV Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варна, 1974.	376 стр	2 р. 05 к.
Д3-7991	Труды II Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1974.	552 стр.	2 р. 50 к.
Д10,11-8450	Труды Международной школы по вопросам использования ЭВМ в ядерных исследованиях. Ташкент, 1974.	465 стр.	2 р. 46 к.
Р1,2-8529	Труды Международной школы-семинара молодых ученых. Актуальные проблемы физики элементарных частиц. Сочи, 1974.	582 стр.	2 р. 60 к.
Д6-8846	XIV совещание по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1975.	180 стр.	1 р. 90 к.
Д13-9164	Международное совещание по методике проволочных камер. Дубна, 1975.	344 стр.	4 р. 20 к.
Д1,2-9224	IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1975.	307 стр.	3 р. 60 к.
Д13-9287	Труды VIII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1975	469 стр.	5 р. 00 к.
Д1,2-9342	Труды V Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варшава, 1975.	339 стр.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:

101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79,

издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Условия обмена

Препринты и сообщения ОИЯИ рассылаются бесплатно, на основе взаимного обмена, университетам, институтам, лабораториям, библиотекам и научным группам более 50 стран.

Помимо регулярной рассылки в порядке обмена, издательский отдел ежегодно выполняет около 4000 отдельных запросов на высылку препринтов и сообщений ОИЯИ. В таких запросах следует обязательно указывать индекс запрашиваемого издания.

Адреса

Письма по всем вопросам обмена публикациями, а также запросы на отдельные издания следует направлять по адресу:

101000 Москва,
Главный почтамт, п/я 79,
Издательский отдел
Объединенного института
ядерных исследований.

Адрес для посылки всех публикаций в порядке обмена, а также для бесплатной подписки на научные журналы:

101000 Москва,
Главный почтамт, п/я 79.
Научно-техническая библиотека
Объединенного института
ядерных исследований.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Заказ 21616. Тираж 330. Уч.-изд. листов 0,95.
Редактор О.С.Виноградова Подписано к печати 22.6.76 г.
Корректор Н.А.Кураева