
ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ИНФОРМАЦИИ И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

Г.В.БАДАЛЯН, Г.Г.ЗОГРАБЯН, Г.И.МЕЛИКОВ

ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ЛЕГКИХ
ЗАРЯЖЕННЫХ ФРАГМЕНТОВ ТЕЛЕСКОПОМ ИЗ КРЕМНИЕВЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

© Центральный научно-исследовательский институт информации
и технико-экономических исследований по атомной науке
и технике (ЦНИИАтоминформ) 1984

H.V.BADALIAN, H.G.ZOHRABIAN, G.I.MELIKOV

EFFICIENCY OF DETECTION AND IDENTIFICATION
OF LIGHT CHARGED FRAGMENTS BY A TELESCOPE
OF SILICON SEMICONDUCTOR DETECTORS

We describe a method of calculation of the efficiency of detection and identification of heavy charged particles by a $(\Delta T, T, A)$ telescope composed of three silicon semiconductor detectors (SCD). The type of the recorded particle is characterized by the identification function $ID \sim \{(\Delta T + T)^{1.73} - T^{1.73}\}^{1/2}$. The calculation is based on the modeling of the charged particles (e.g. nucleus of hydrogen and helium isotopes) passage through the detector matter taking into account the ionization loss fluctuations and multiple Coulomb scattering. Calculations are done for a telescope composed of detectors with equal radii of sensitive surface (8 mm) and thicknesses 90, 660 and 210 μm for ΔT -, T- and anti-detectors, respectively. Calculation results are presented as curves efficiency - kinetic energy of particles and as a histogram for the ID identification function distribution. The considered telescope has a high efficiency and an admissible separation by the mass and charge of the detected particle with the portion of events of the particle escape from the T-detector beyond the limits of the sensitive region of the anti-detector, i.e. imitating the stop of particles in the T-detector being negligible. The developed algorithm may be applied for calculation of telescopes of a more complicated configuration, that contain up to 10 detectors differing in diameter, thickness and distance between them.

Yerevan Physics Institute
Yerevan 1984

УДК 539.172.2:539.14

Г.В.БАДАЛЯН, Г.Г.ЗОГРАБЯН, Г.И.МЕЛИКОВ

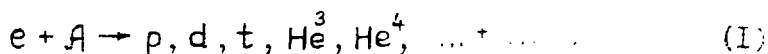
ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ЛЕГКИХ
 ЗАРЯЖЕННЫХ ФРАГМЕНТОВ ТЕЛЕСКОПОМ ИЗ КРЕМНИЕВЫХ
 ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

В работе излагается метод расчета эффективности регистрации и идентификации тяжелых заряженных частиц (ΔT , T , A) телескопом из трех кремниевых полупроводниковых детекторов (ПЩ). Тип регистрируемой частицы характеризуется функцией идентификации $ID \sim \{(\Delta T + T)^{1.73} - T^{1.73}\}^{1/2}$. Расчет основан на моделировании прохождения заряженных частиц (например, ядра изотопов водорода и гелия) в веществе детекторов, учитывающем флуктуации ионизационных потерь и многократное кулоновское рассеяние. Вычисления выполнены для телескопа, состоящего из детекторов с одинаковыми радиусами чувствительной поверхности (8 мм) и толщинами 90, 660 и 210 мкм соответственно для ΔT -, T - и антидетекторов. Результаты вычислений приведены в виде кривых эффективности - кинетическая энергия частиц и гистограммы для распределения функции идентификации ID . Исследованный телескоп обладает высокой эффективностью и приемлемым разделением по массе и заряду регистрируемой частицы, причем доля событий вылета частиц из T -детектора за пределы чувствительной области антидетектора, т.е. имитирующих остановку частиц в T -детекторе, пренебрежимо мала. Разработанный алгоритм вычислений пригоден для расчета телескопов более сложной конфигурации, содержащих примерно до десяти детекторов, различающихся по диаметрам, толщинам и расстояниям между ними.

Ереванский физический институт

Ереван 1984

На внутреннем пучке Ереванского электронного синхротрона создана экспериментальная установка "е - А" для исследования электрообразования тяжелых заряженных частиц на ядрах, измеряющая энергетические и угловые распределения продуктов инклин-зивных реакций [1] :



Для регистрации и идентификации этих частиц по массе M и заряду Z используется телескоп из трех кремниевых полупроводниковых детекторов (ПЩ). Блок-схема телескопа и электронной аппаратуры приведена на рис.1.

Геометрия "е - А" установки такова, что размеры следа пучка на мишени и диаметр окна коллиматора телескопа намного меньше расстояния между ними. Поэтому регистрируются частицы, направленные практически по нормали к поверхности ΔT - детектора. В телескопе применены пролетные (полностью обедненные) поверхностно-барьерные детекторы. Первый детектор - тонкий, измеряет ионизационные потери ΔT , второй - толстый, при остановке в нем частицы, - энергию T , а третий - детектор антисовпадений отбирает частицы с остановкой во втором ПЩ.

Возникающие при прохождении частиц через телескоп импульсы от ПД усиливаются предусилителями БУ с двумя выходами: медленным E - выходом спектрометрического тракта и быстрым t - выходом. Сигналы с быстрого выхода после усиления в БУ и формирования в дискриминаторе-формирователе (ДФ) (пороги дискриминаторов ТВ выбраны так, что надежно отсекают регистрацию шумовых сигналов), поступают на схему совпадений СС. При остановке частицы в Т - детекторе вырабатывается сигнал совпадений, открывающий линейные ворота ЛВ, и спектрометрические сигналы с ПД поступают в стойку многомерного анализа СМА.

Впервые идентификация легких, заряженных фрагментов ($Z = 1, 2$) в энергетическом диапазоне $\sim 5 - 100$ МэВ с помощью $\Delta T - T$ кремниевого телескопа осуществлена Гоулдингом и др. [2]. Используемый в этой работе алгоритм идентификации основан на справедливости для кремния в вышеуказанном диапазоне энергии следующего соотношения пробег - энергия:

$$R(T) = \alpha T^{\beta}, \quad (2)$$

где $\alpha \approx 1/\text{мэ}^2$ - константа, зависящая от сорта частиц, а $\beta \approx 1,7$. Тогда, если d - толщина тонкого детектора, T и ΔT , как мы определили, энергии, поглощенные соответственно в толстом и тонком детекторах, то возникает выражение

$$ID \equiv \frac{d}{\alpha} \approx (T + \Delta T)^{\beta} - T^{\beta}, \quad (3)$$

характеризующее тип регистрируемой частицы (так называемая функция идентификации). Подробный анализ факторов, влияющих на разрешающую способность $\Delta T - T$ метода идентификации приводится в ряде работ (см., например, монографию Курашова А.А. [3]).

Перечислим факторы, наиболее существенные в условиях нашего эксперимента:

1. Статистические флуктуации потерь энергии в ΔT - детекторе. Как показано в работе [4], эти флуктуации имеют нормальное распределение с дисперсией

$$\sigma_1 (\text{кэВ}) \approx 5,96 \sqrt{d(\text{см})}, \quad (4)$$

где Z - заряд частиц, d - толщина ΔT - детектора.

2. Неоднородность толщины ΔT - детектора, приводящая к разбросу энерговыделений в нем. Для лучших промышленных образцов, например, детекторов, поставляемых фирмой "ORTEC", эта неоднородность не превышает ~ 1 мм.

3. Шумы, вызванные обратным током, протекающим через детекторы.

4. Шумы предусилителей, подключаемых к детекторам.

5. Нестабильность коэффициентов усиления спектрометрических T и ΔT - трактов.

6. Наложение сигналов от частиц в спектрометрических трактах, особенно существенное при нагрузках, больших, чем 10^5 импульсов/с.

Отметим, что суммарный вклад 3 - 6 факторов можно определить в условиях эксперимента как дисперсию σ_2 распределения аппаратного спектра (функции отклика ПИД), возникающего от моноэнергетического излучения, падающего на детектор. Мы использовали для таких измерений эталонный α - источник, содержащий изотопы ^{238}Pu , ^{239}Pu и ^{244}Cm (линии 5,156; 5,499 и 5,806 МэВ приблизительно одинаковой интенсивности) и получили, что $\sigma_2 \approx 70$ кэВ.

Кроме вышеуказанных факторов, обуславливающих полуширину

распределения плотности вероятности сигналов функции идентификации ID , интересно исследовать влияние многократного кулоновского рассеяния в веществе ПЩ.

Во-первых, из-за кулоновского рассеяния длина трека в ΔT - детекторе больше его толщины d , а во-вторых, возможен вылет частицы за область чувствительности A - детектора (см. траекторию 4 на рис.1), т.е. имитация остановки частицы в T - детекторе. Последний случай вместе с частью событий, отмеченных на рис.1 цифрой 3, для которых энерговыделение в T - детекторе ниже порога дискриминатора $T\bar{B}$, покажут как массовые, так и энергетические распределения. Кроме того, кулоновское рассеяние может привести к потерям частиц (вылет за пределы чувствительной области T - детектора отмечен на рис.1, цифрой 1), что приводит к необходимости корректного расчета эффективности регистрации телескопа.

В предлагаемой работе методом Монте-Карло рассчитываются эффективность регистрации легких заряженных фрагментов, массовые распределения согласно алгоритму (2) и оценивается вклад сложных событий в наблюдаемые массовые и энергетические спектры

На рис.2 приведена блок-схема программы по моделированию прохождения частиц в телескопе. Программа начинается с ввода данных о геометрии телескопа, энергетических порогах формирователей временных трактов, а также данных о накапливаемых в процессе вычисления гистограммах (начальные значения, шаг и количество гистограмм). Далее вызывается подпрограмма TABDAT (M_i, Z_i), вычисляющая таблицу "пробег-энергия" $R_i(T)$ для требуемого типа частицы с массой M_i и зарядом Z_i . Здесь используются табличные значения "пробег-энергия" $R_p(T)$ для протона из работы [5] и справедливое для частиц тяжелее протона соотношение

$$R_i(T_i) = R_p(T_p) \cdot \frac{M_i}{M_p z_i^2}, \quad (5)$$

где $T_p = T_i M_p / M_i$ и M_p - масса протона.

Эти данные необходимы для подпрограммы `TAVTR` ($T_0, \overline{\Delta T}, \Delta X$), вычисляющей средние потери энергии $\overline{\Delta T}$ в слое кремния толщиной ΔX для частицы с энергией T_0 :

$$\overline{\Delta T} = T_0 - T(R(T_0) - \Delta X), \quad (6)$$

где $R(T_0)$ и $T(R(T_0) - \Delta X)$ вычисляются путем квадратичной интерполяции из вышеупомянутой таблицы "пробег-энергия".

Приступим к моделированию NR прохождений через телескоп. Для этого разыгрываются координаты XIP влета в телескоп (равнораспределенные по площади окна коллиматора) и энергия T (равнораспределенная по интервалу регистрации). Далее с помощью подпрограммы `MEITL` ($T, \Delta T(L), AIP, XIP, NI$) прослеживается прохождение частицы в L -ом детекторе. Здесь $\Delta T(L)$ - энерговыделение в L -ом детекторе, а NI - параметр, характеризующий прохождение частицы через детектор ($NI = 0$ для поглощения в веществе детектора, $NI = 1$ для вылета через торец и $NI = 2$ для вылета через боковую поверхность). Для $NI \neq 0$ определяются координаты и направляющие косинусы вылета ($XIP(I)$ и $AIP(I)$, $I = 1, 3$, соответственно). Чтобы вычислить эти величины, трек частицы в веществе детектора (рис.3) представляется в виде ломаной из $K = 10-15$ звеньев ΔX_i , так что $\sum_{i=1}^K \Delta X_i = R(T)$. В каждом из звеньев последовательно подсчитываются средние потери энергии ΔT_i (подпрограмма `TAVTR` ($T, \overline{\Delta T}_i, \Delta X_i$)), учитываются флуктуации этих потерь с помощью подпрограммы - функции `FLUCT`, мо-

делирующей нормальное распределение с дисперсией σ_1 , согласно формуле (4)

$$\Delta T_i = FLUNØR(\overline{\Delta T}_i, \sigma_1). \quad (7)$$

Угол многократного кулоновского рассеяния θ_i в слое ΔX_i разыгрывается для частицы с энергией $\overline{T}_i = \sqrt{T_{i-1} \cdot T_i}$ с помощью подпрограммы MLRSIL ($\Delta X_i, \overline{T}_i, \theta_i$) согласно мольеровскому распределению [6,7]

$$f(\theta)d\theta = \Psi d\Psi [2\exp(-\Psi^2) + B^{-1}f^{(1)}(\Psi) + B^{-2}f^{(2)}(\Psi) + \dots], \quad (8)$$

где $\Psi = \frac{\theta}{\theta_c B^{1/2}}$, а B вычисляется из трансцендентного уравнения:

$$B - \ln B = 2 \ln(\theta_c / \theta_a) - 0,154,$$

где

$$\theta_c = 0,396 [\mathcal{Z}(\mathcal{Z}+1)/A]^{1/2} z \Delta x^{1/2} / \rho \beta,$$

$$(\theta_c / \theta_a)^2 = 7800 (\mathcal{Z}+1)^{1/3} A^{-1} z^2 (1 + 3,35 \alpha^2) \Delta x \beta^{-2},$$

$$\alpha = \frac{z \mathcal{Z}}{137 \beta}.$$

Здесь \mathcal{Z} , A - атомный номер и массовое число кремния, Δx - толщина слоя вещества в г/см², z , ρ , β - кратность заряда, импульс и скорость частицы, $f^{(1)}(\Psi)$ и $f^{(2)}(\Psi)$ приведены в виде таблиц в работах Мольер.

Кроме полярного угла θ_i разыгрывается и азимутальный φ_i : $\varphi_i = 2\pi \text{RNDM}(-I)$, где RNDM - подпрограмма, генерирующая случайные числа. Как видно из рис.3, направляющие косинусы $A\phi R$ частицы после акта кулоновского рассеяния можно получить путем последовательных преобразований вращения на угол θ_i вокруг оси Y' и на угол φ_i вокруг оси Z' . Такие преобразования выполняются подпрограммой EULER ($AIP, \theta_i, \varphi_i, A\phi R$), где AIP - направляющие косинусы до акта рассеяния. Таким

образом, после каждого звена ΔX_i накапливается следующая информация:

$$\Delta T \leftarrow \Delta T + \Delta T_i \quad - \text{энерговыведение,}$$

$$AIP(I) \leftarrow A \phi P(I) \quad - \text{направление движения и}$$

$$XIP(I) \leftarrow XIP(I) + \Delta X_i \cdot AIP(I) \quad - \text{координаты вылета.}$$

Процедура вычислений продолжается до тех пор, пока частица либо поглотится в детекторе, либо вылетит из него. Далее учитывается, что амплитуда сигнала с детекторов из-за факторов 3-6 распределена по нормальному закону с дисперсией σ_2 :

$\Delta T(L) \leftarrow FLUNCOR(\Delta T(L), \sigma_2)$. Итом величина сигнала сравнивается с порогом дискриминации TB . Для ΔT и T - детекторов она должна быть выше, а для A - детектора ниже соответствующих порогов (критерий отбора частиц для амплитудного анализа).

Для частиц, удовлетворяющих этому критерию, с помощью подпрограммы RITS (AIP , XIP , $N2$) контролируется её попадание на

следующий $L + I$ - детектор с радиусом чувствительной области $R(L + I)$. Если расстояние между L и $L + I$ - детекторами $AL(L)$, то зная направляющие косинусы AIP и координаты вылетающей из L - го детектора частицы, можно определить её координаты на фронтальной плоскости $L + I$ детектора:

$$XIP(I) \leftarrow XIP(I) + AL(I) \cdot AIP(I) / AIP(3).$$

И если $XIP(I)^2 + XIP(2)^2 > R^2(L + I)$, частица не попадает на следующий детектор ($N2=0$), в противном случае $N2=I$.

Как видно из блок-схемы (рис.3), выделяются два типа событий, удовлетворяющих критерию отбора: истинные, числа которых NTR и имитирующие истинные с числом NFI . По окончании розыгрыша NR - прохождений вычисляются эффективность регистрации $\eta =$

$= NTR/NP$ и доли искаженных событий NFL/NP . Подпрограммы HIST1 и HIST2 предназначены для накопления соответствующим им гистограмм массовых, энергетических и прочих спектров.

Вычисленный пакет программ был тщательно протестирован. Среди тестов следует отметить вычисления среднего пробега и стретлинга для протона с энергиями $T_p = 4,0$ и $6,0$ МэВ (для каждой энергии по 1000 проколов). Полученные результаты по пробегам отличаются от табличных [5] лишь в третьей значащей цифре, а величина стретлинга составляет $1,04 \cdot 10^{-10}$ см, что также хорошо согласуется с теорией.

По указанным программам были выполнены расчеты для телескопа с параметрами, указанными ниже (радиус окна коллиматора $r = 1,5$ см).

Параметры	Детекторы		
	1	2	3
Толщина детектора d (мкм)	90	660	210
Радиус чувствительной поверхности детекторов R (мм)	8	8	8
Порог дискриминатора T_B (МэВ)	0,3	0,3	0,3
Расстояние между детекторами AL (мм)	8	8	-

Результаты вычислений для изотопов водорода и гелия приведены на рис.4 (эффективность регистрации η как функция кинетической энергии частицы T) и рис.5 (распределение для функции идентификации $ID = \left\{ (\Delta T + T)^{1,73} - T^{1,73} \right\}^{1/2}$). Из рисунков следует, что эффективность телескопа практически постоянна - составляет 100% во всем диапазоне энергий за исключением краевых

областей шириной 1-2 MeB, где она быстро спадает до 0. Гистограммы для функции ID указывают на удовлетворительное разделение частиц по массе и заряду. Пунктиром на этих рисунках показан вклад событий, имитирующих поглощение частицы в детекторе. Часть этого вклада, связанная с многократным кулоновским рассеянием, должна увеличиваться с ростом R_{col} и EL . Как видно из рис 6 (а, б, в), аналогичные расчеты или протона при разных значениях радиуса окна коллиматора R_{col} подтверждают такой характер крайних эффектов. На рис 6 г и д приведены кривые эффективности, вычисленные для R_{col} по эффективности регистратора телескопа.

В заключение отметим, что в дальнейшем методике расчета, развитая в настоящей работе, будет применена для расчета телескопов более сложной конфигурации.

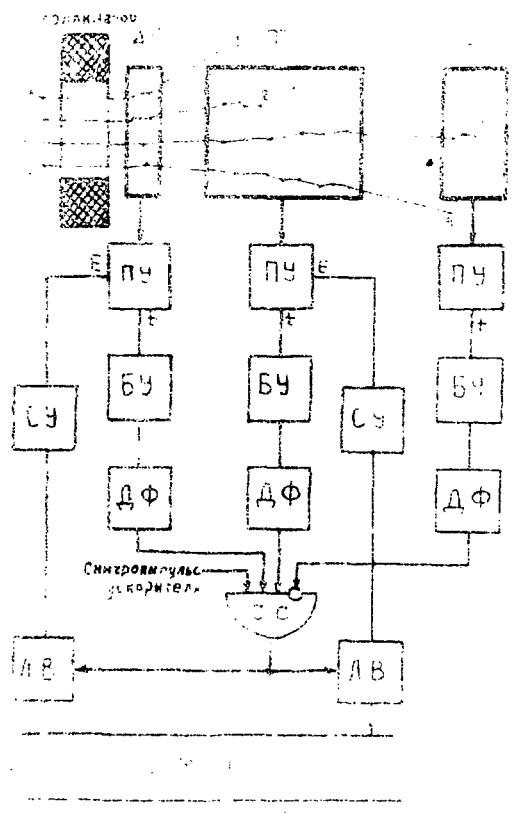


Рис. 6

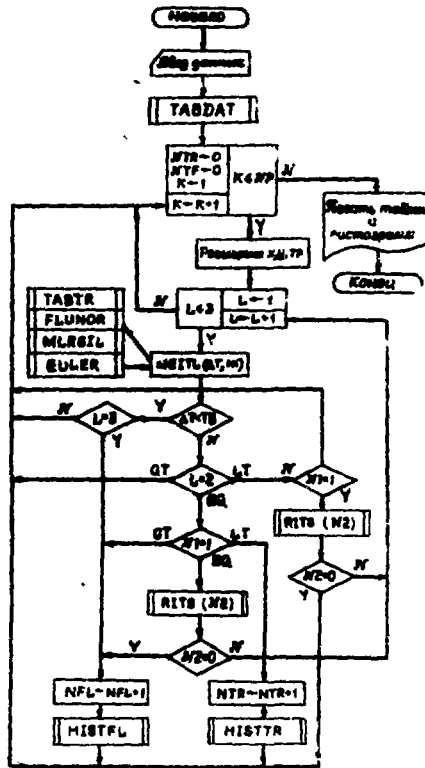


Рис.2

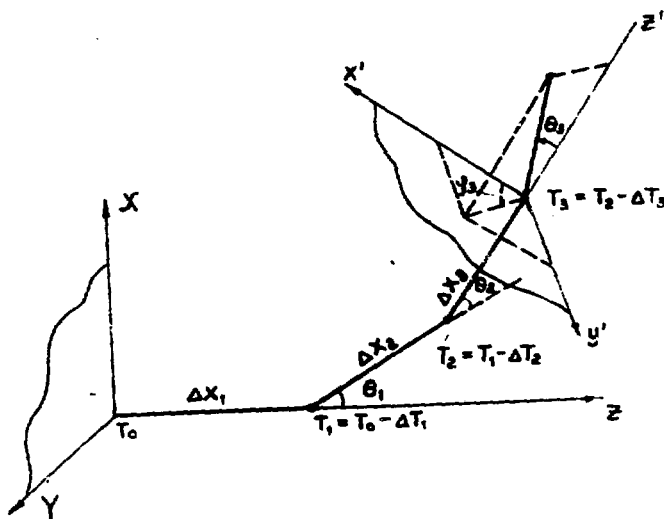


Рис.3

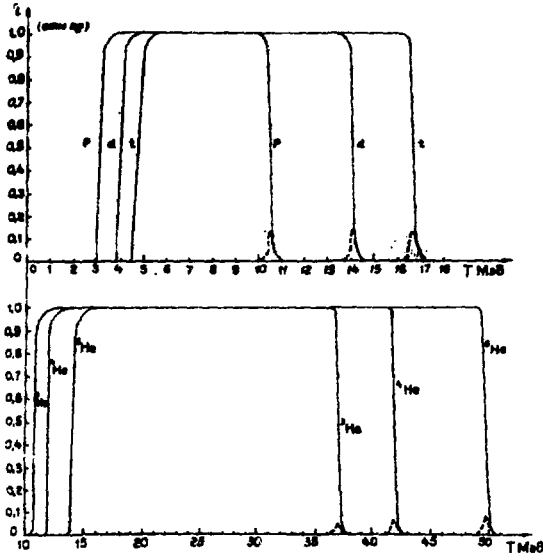


Рис. 4

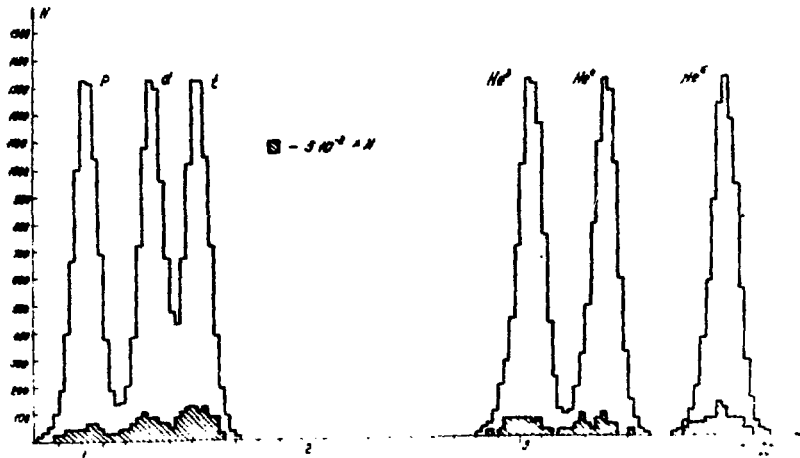


Рис. 5

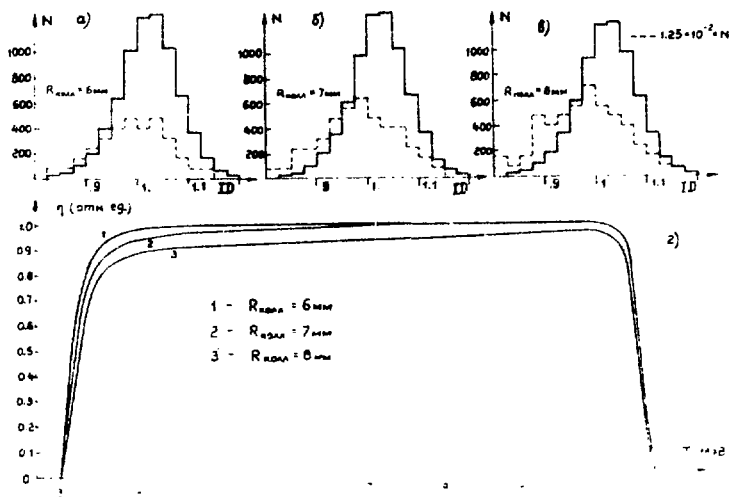


Рис.6

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Блок-схема телескопа и электронной аппаратуры.
- Рис.2 Блок-схема алгоритма моделирования прохождения частиц в телескопе.
- Рис.3 Схема моделирования трека частицы и её энергосделения в детекторах.
- Рис.4 Относительные эффективности регистрации телескопом в зависимости от кинетической энергии частиц.
- Рис.5 Распределение исследуемых частиц по функции идентификации ID.
- Рис.6 Массовые распределения и кривые эффективности для протона при разных значениях радиуса окна коллиматора $R_{\text{кол}}$. Расстояние между детекторами $AL(1) = AL(2) = 20$ мм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арутюнян В.Н., Бадалян Г.В., Бегларян Д.М. и др. Регистрация образования тяжелых частиц на ядрах электронами с энергией 4,5 ГэВ. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 1979, т.14, вып.3, с.172.
2. Goulding M.S., Gandhi D.A., Jerny S. et al. A New particle identifier technique for π^+ and π^- particles in the energy range 10 MeV. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1971, 18, 1001.
3. Курашов А.А. Идентификация ионизирующих излучений средних и низких энергий. М.: Атомиздат, 1979, с.31-38.
4. Mollerauer L.A. et al. *JL. 77 1-10*, 1977.
5. Williamson S.W. et al. Range and stopping power of elemental elements for charged particles of energy up to 100 MeV. Report JEA No.3042, Saclay, 1966.
6. Moliere G., *Naturforsch. Z.* 1948, vol.3a, 176.
7. Бете Г.А., Алкин Ю. Прохождение излучения через вещество. Экспериментальная ядерная физика/ Под редакцией Э.Сегре, М.: ИЛ, 1955, т.1, с.141.

Рукопись поступила 19 июля 1984 г.

Г.В.БАДАЛЯН, Г.Г.ЗОГРАБЯН, Г.И.МЕЛИКОВ

ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ЛЕГКИХ
ЗАРЯЖЕННЫХ ФРАГМЕНТОВ ТЕЛЕСКОПОМ ИЗ КРЕМНИЕВЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 5.12.84 ВФ-02969

Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч.изд.л. 1,0

Тираж 299 экз. Ц. 15 к.

Зак.тип.№ 909

Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, Маркарян 2

индекс 3624



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ