

индекс 3624

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-452(59)-80

Н.З.АКОՅՈՎ , А.С.АЛЕКСАՅԱՆ, Г.Ե.ԲԱԲԱՅԱՆ

Դ.Կ.ՄԵԳՐԱԲՅԱՆ, Բ.Ն.ՍԻՒՄՅԱՆ

КРИТЕРИИ ОБРЕЗАНИЯ ЭНЕРГИИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ  
В МОДЕЛИРОВАНИИ ЭФК МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

ԵՐԵՎԱՆ 1980 ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-452(59)-80

Н.З.АКОПОВ, А.С.АЛЕКСАНЯН, Г.Е.БАБАЯН,  
Г.К.МЕГРABЯН, Р.Н.ЛИХТЕЛЕВ

КРИТЕРИИ ОБРЕЗАНИЯ ЭНЕРГИИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В  
МОДЕЛИРОВАНИИ ЭФК МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Ереван 1980

## 1. Введение

Несмотря на многочисленное количество расчетов, связанных с моделированием электромагнитных процессов в веществах методом Монте-Карло [1,2], имеющегося материала оказывается недостаточно в связи с особенностями решения конкретных задач.

Как правило, результаты моделирования электронно-фотонных каскадов (ЭФК) существенно зависят от порогов обрезания по энергии вторичных частиц и от точности моделирования мягкой компоненты каскада. Нижняя граница обрезания по энергии определяется конкретной экспериментальной ситуацией, а также областью применимости использованных приближений для описания физических процессов. Обычно энергия  $\gamma$ -квантов должна превышать энергию связи электронов в атомах  $E_p \gg 10 + 50$  кэв, а энергия электронов должна быть  $E > 100 + 500$  кэв, что позволяет достаточно корректно моделировать многократное рассеяние электронов. Так как время расчета ЭФК на ЭВМ зависит от отношения начальной энергии к энергии, до которой прослеживаются вторичные частицы, то во многих случаях, где существенно не меняется результат моделирования физических величин, можно увеличить нижний порог об-

резания по энергии.

Целью настоящей работы является получение информации о критериях обрезания энергии вторичных частиц при моделировании ЭФК методом Монте-Карло в тяжелых и легких веществах (Pb, Al, N) при энергии первичных электронов 1, 2 и 4 Гэв.

Расчеты проведены на ЭВМ БЭСМ-6 по программе, разработанной Б.Штерном [3] с некоторыми изменениями. В программе учитывались следующие физические процессы:

1. Тормозное излучение.
2. Электрон-электронное и позитрон-электронное рассеяние.
3. Многократное кулоновское рассеяние.
4. Ионизационные потери.
5. Рождение пар.
6. Комптоновское рассеяние.
7. Фотоэффект.

## 2. Каскадные кривые.

Нижние пороги по энергии вторичных частиц, до которых прослеживаются электроны и фотоны ( $E_e, E_\gamma$ ), являются основными параметрами, определяющими форму каскадных кривых. Для исследования развития ЭФК моделировалось прохождение электронов с энергией  $E=1, 2, 4$  Гэв через вещества с существенно различающимися характеристиками (таблица 1)

Вещество	Таблица 1				
	Z	A	$\rho$ (г/см <sup>3</sup> )	$X_0$ (г/см <sup>2</sup> )	$E_{кр}$ (Мэв)
Свинец	82	207,2	11,3	5,8	7,4
Алюминий	13	26,98	2,7	24	49
Азот	7	14,067	0,00125	37,8	87

Расчеты проводились в широком диапазоне энергий с целью прослеживания общих закономерностей изменения характеристик ЭФК при изменении  $E_e, E_\gamma$  от  $E_{min}$  до  $E_{кр}$ . На рис. 1 (а, б, в) представлены зависимости числа вторичных электронов [ $P(E_0, E^e, t)$  - сплошные линии] и фотонов [ $\Gamma(E_0, E^\gamma, t)$  - пунктирные линии] в свинце, пересекающих плоскость, перпендикулярную к оси ливня, от глубины  $t$  (рад.ед.). Цифры у кривых - значения пороговых энергий  $E^e$  и  $E^\gamma$ , до которых прослеживаются вторичные частицы. Практически указанные кривые отражают энергетический спектр вторичных частиц на разных глубинах  $t$ . Например, разность  $P(E_0, E_2^e, t) - P(E_0, E_1^e, t)$  равна числу вторичных электронов ливня с энергией в интервале  $\Delta E = E_2 - E_1$  на данной глубине (то же самое для фотонов). Так как форма каскадных кривых существенно не зависит от начальной энергии, а  $P_{max}(E_0, E^e, t) \sim \frac{E^e}{E_0}$  и  $t_{max} \sim \ln \frac{E^e}{E_0}$ , для алюминия и азота (газ - 1 атм) приведены зависимости только при  $E_0 = 2$  Гэв (рис. 2 а, б и 3 а, б).

Из анализа каскадных кривых видно, что до толщины вещества  $t < t_{max}$  число вторичных частиц слабо зависит от значений  $E^e, E^\gamma$ .

Как известно, за максимумом (при  $t > 10$  рад.ед.) уменьшение числа частиц в ливне с глубиной пропорционально  $e^{-\lambda t}$ . С увеличением  $E_{ос}^e$  от 0,5 Мэв до  $E_{кр}$  коэффициент поглощения заряженной компоненты веществом ( $\lambda$ ) увеличивается на ~15% для азота и до ~40% у свинца. Для фотонов с изменением энергии обрезания  $E_{ос}^\gamma$  при  $t > 10$  рад.ед.  $\lambda$  изменяется в  $\sim 2 + 2,5$  раза медленнее, чем для электронов. С другой стороны, на определенной глубине число фотонов  $\Gamma(E_0, E^\gamma, t)$  изменяется

существенно быстрее с увеличением порога обрезания, чем число электронов.

На рис.4 представлена зависимость отношения числа частиц в максимуме ливня при определенном уровне обрезания к числу частиц на максимуме при  $E_{o\delta} = 1$  Мэв. от энергии обрезания. Кривые для начальных энергий  $E = 1, 2$  и  $4$  Гэв практически совпадают. Из данного графика видно, что при моделировании ЭФК пороги, до которых прослеживаются вторичные частицы, должны быть выбраны значительно ниже для фотонов, чем для электронов. Например, для учета 80% всех частиц каскада (относительно  $E_{o\delta} = 1$  Мэв) в алюминии необходимо выбрать пороги обрезания  $E_{o\delta}^e \approx 6$  Мэв и  $E_{o\delta}^x \approx 1,8$  Мэв.

### 3. Распределение поглощенной энергии ливня в веществе.

Как известно, основная энергия ЭФК сосредоточена вблизи оси ливня. В цилиндре радиусом  $\sim 0,7$  рад.ед. выделяется  $\sim 50\%$  всей энергии ливня. Для всех веществ распределение энергии, поглощенной единицей объема, в зависимости от радиуса на любой глубине не зависит от начальной энергии, если глубину выразить в единицах  $t = \alpha \cdot t_{max}$  (рис.5.6.7). Плотность поглощенной энергии на расстоянии  $\sim 1$  рад.ед. от оси ливня уменьшается на несколько порядков.

При моделировании каскадов, нижние пороги по энергии прослеживания вторичных частиц определяют ту область пространства, которой приписывается поглощение энергии частицами с  $E \leq E_{o\delta}$  и происходит перераспределение энергии как по радиусу, так и по глубине. На рис.8,9 приведены относительные потери энергии в

азоте и свинце в цилиндре бесконечной длины в зависимости от радиуса для разных значений  $E_{o\delta}^x$  (от 1 Мэв до  $\sim E_{кр}$ ). Указанные зависимости практически совпадают для разных значений начальных энергий при одинаковых  $E_{o\delta}^e$  (рис.8). Хотя полная энергия, поглощенная веществом, равна  $E_0$  при любых значениях  $E_{o\delta}$ , тем не менее в конкретных случаях моделирования ЭФК необходим конкретный учет  $E_{o\delta}^e$  (при проектировании размеров калориметров, квантометров, детекторов одиночных частиц и т.д.). Например, для свинца 90% всей энергии поглощается в цилиндре радиусом  $\sim 3,2$  рад.ед. при  $E_{o\delta} \approx 0,5$  Мэв, а при  $E_{o\delta} \approx E_{кр}$  (8 Мэв) в радиусе  $\sim 1,6$  рад.ед. Аналогичное перераспределение поглощенной энергии с изменением  $E_{o\delta}$  происходит в продольном направлении (рис.10, II – распределения поглощенной энергии в слоях, перпендикулярных оси ливня). Так как частицы с малой энергией распределены в основном на больших глубинах, с увеличением  $E_{o\delta}$  кривые трансформируются в область меньших  $t$

### 4. Обсуждение результатов.

Рассмотрим поведение характерных параметров ливня ( $t_{max}$ ,  $N_{max} \frac{dE}{dt} /_{max}$ ) при моделировании ЭФК для разных значений  $E_{o\delta}$  и связанные с ними затраты машинного времени (рис.12 а,б). Как известно из каскадной теории,  $t_{max}$  и  $N_{max}$  пропорциональны соответственно  $\sim \ln E_0/E_{o\delta}$  и  $\sim E_0/E_{o\delta}$ . Расчеты методом Монте-Карло показывают, что при  $E_{o\delta} < E_{кр}$  зависимость  $t_{max}$  и  $N_{max}$  от  $E_{o\delta}$  отличается от аналитических формул каскадной теории. Наиболее выражено это отличие в значении  $\frac{dE}{dt} /_{max}$  при  $E_{o\delta} < 10$  Мэв (рис.12 б), что связано с разным вкладом процессов фотоэффекта и комптон - эффекта для веществ с разным  $Z$ .

Как видно из проведенного анализа, при решении конкретных задач необходим корректный выбор нижних порогов прослеживания вторичных частиц ливня для адекватного отражения экспериментальных данных и сравнения с расчетами других авторов.

Одним из существенных вопросов в моделировании ЭФК являются затраты машинного времени на ЭВМ, которые пропорциональны значению начальной энергии  $E$  и обратно пропорциональны  $E_{0.6}$ . На рис. 126 приведена зависимость времени счета на ЭВМ (пунктирная кривая) в относительных единицах от значения  $E_{0.6}$ . Заметим, что при решении задач о распределении поглощенной энергии ливня в веществе основные параметры ЭФК незначительно зависят от  $E_{0.6}$  и можно выбирать значение  $E_{0.6}$  близкое к  $E_{к.р.}$  что экономит машинное время в 5-6 раз (для легких веществ).

Авторы выражают благодарность научному руководителю темы Аматауни А.Ц. за полезные обсуждения, а также сотрудникам лаборатории за помощь в работе.

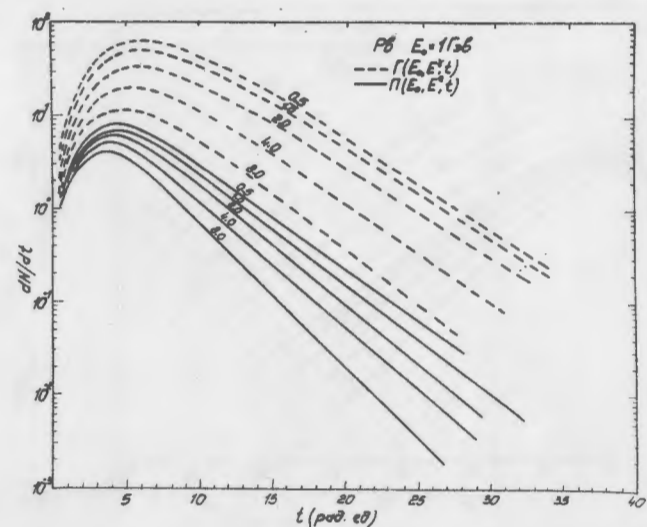


Рис. 1а

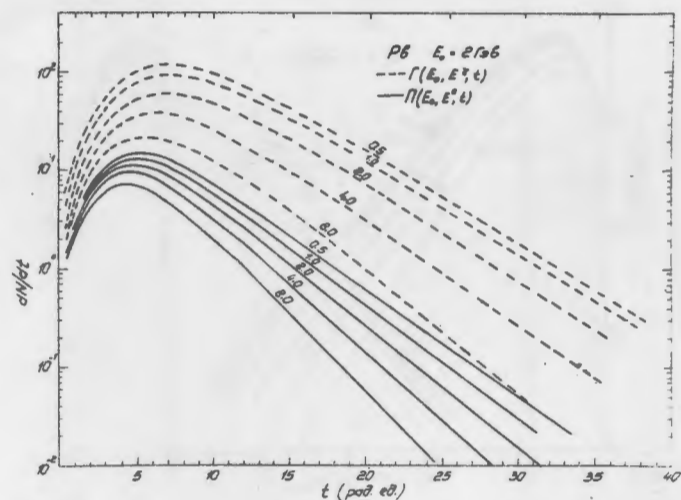


Рис. 1б

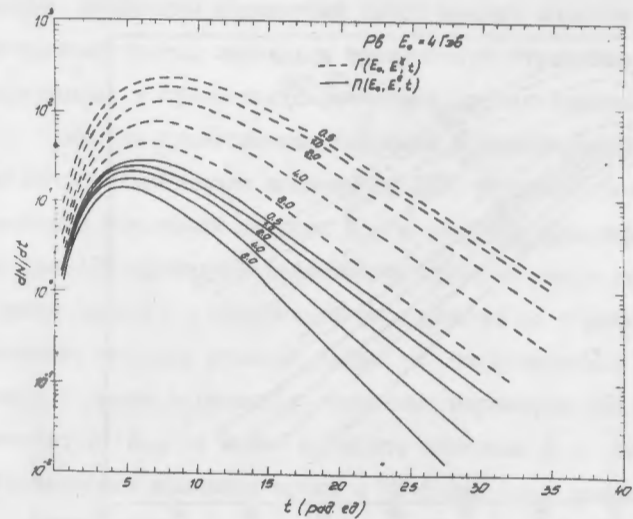


Рис.1в

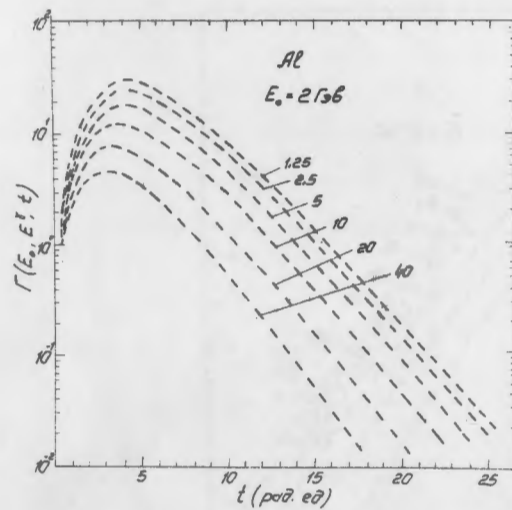


Рис.2б

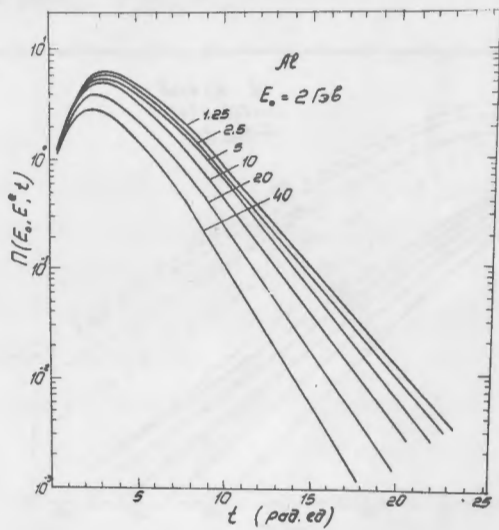


Рис.2а

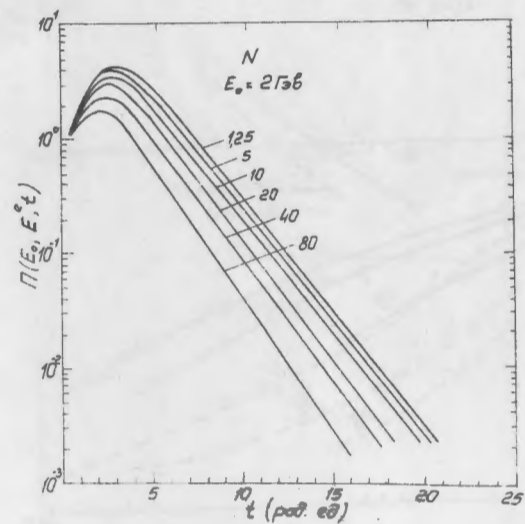


Рис.3

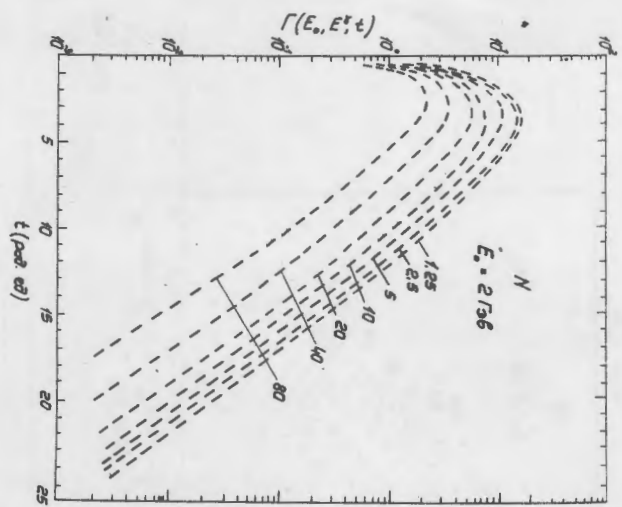


Рис.36

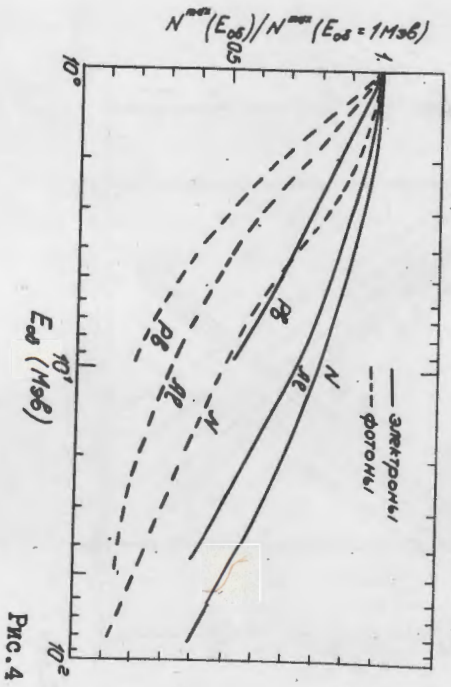


Рис.4

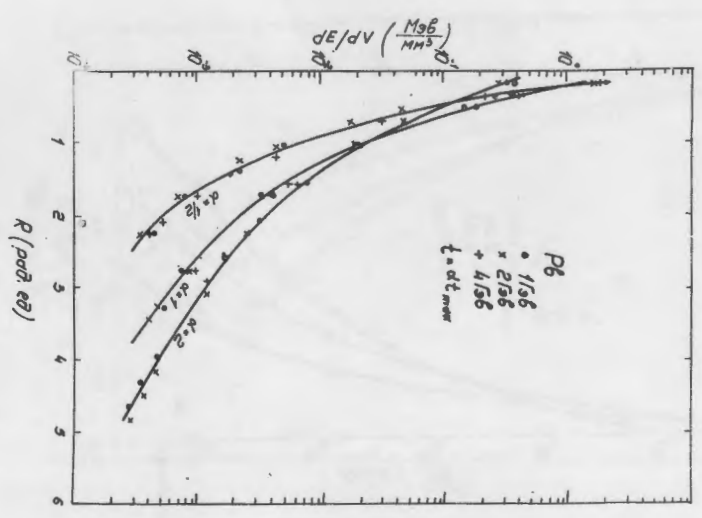
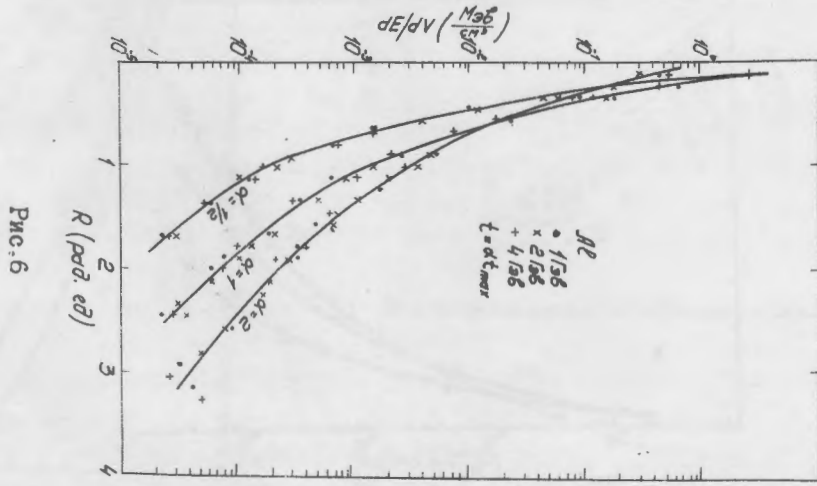
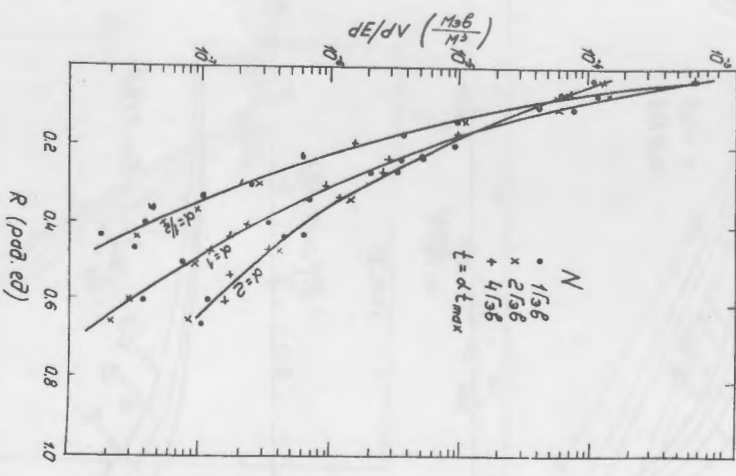


Рис.5



Pnc.6



Pnc.7

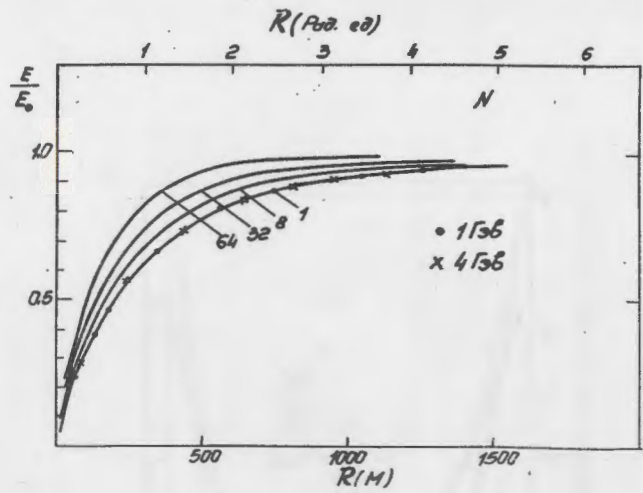


Рис. 8

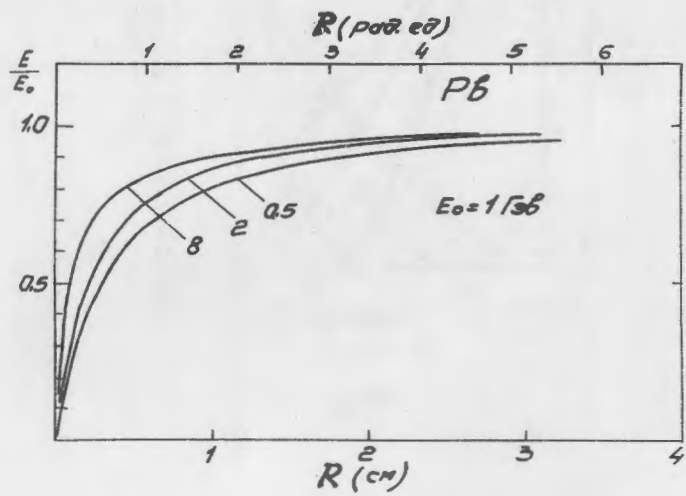


Рис. 9

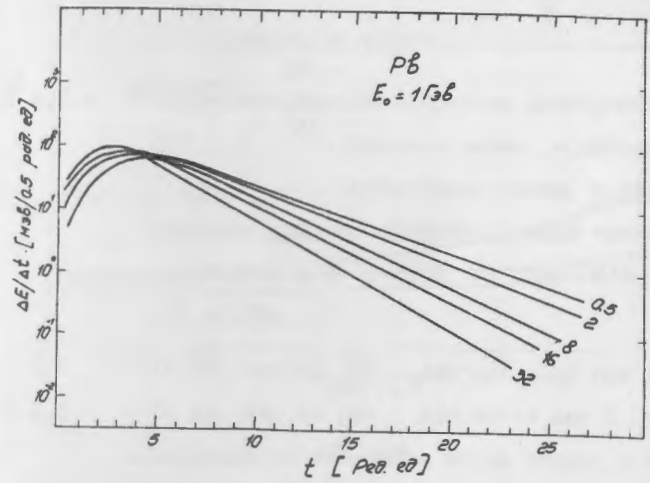


Рис. 10

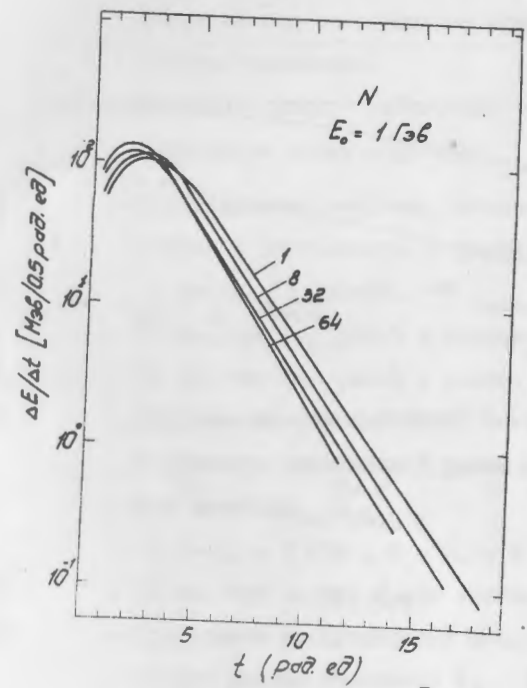


Рис. 11

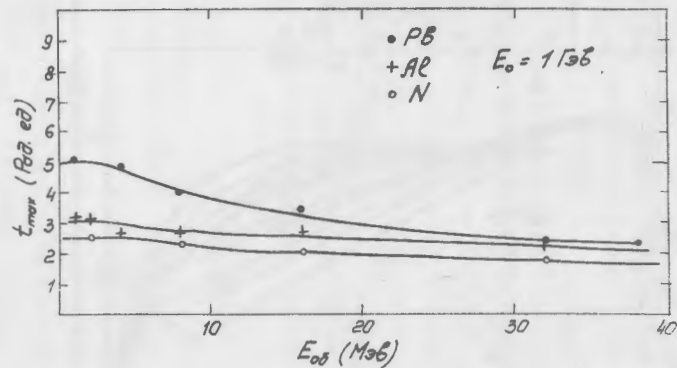


Рис. 12а

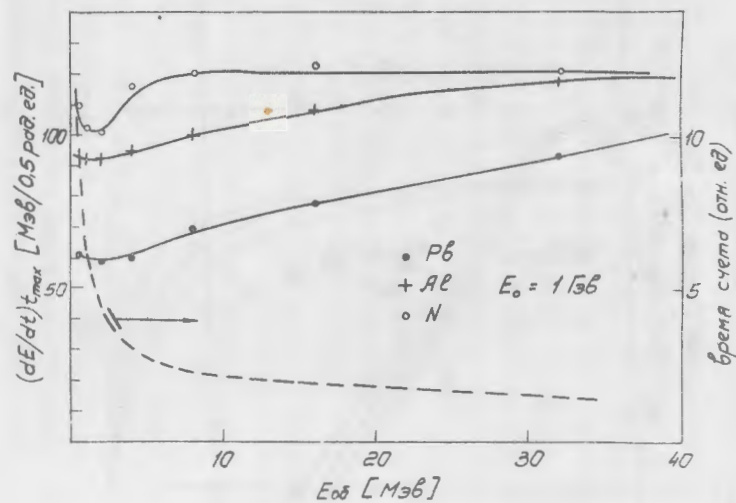


Рис. 12б

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1 а, б, в - Зависимость числа вторичных электронов  $\Pi(E_0, E^e, t)$  (сплошные линии) и фотонов  $\Gamma(E_0, E^\gamma, t)$  (пунктирные линии) в свинце от глубины (рад. ед.) Цифры у кривых - значения пороговых  $E^e$  и  $E^\gamma$ ; а)  $E_0 = 1$  Гэв, б)  $E_0 = 2$  Гэв, в)  $E_0 = 4$  Гэв.

Рис. 2 а, б - То же, что на рис. 1 для алюминия при  $E_0 = 2$  Гэв.

Рис. 3 а, б - То же, что на рис. 1 для азота при  $E_0 = 2$  Гэв.

Рис. 4 - Зависимость отношения числа частиц в максимуме ливня при определенном уровне образования к числу частиц на максимуме при  $E_{0\delta}^{e,\gamma} = 1$  Мэв, от энергии обрезания.

Сплошная линия - электроны,  
пунктирная линия - фотоны.

Рис. 5 - Распределение энергии, поглощенной единицей объема, в зависимости от радиуса на глубинах  $t = \alpha t_{\max}$  в свинце.

Рис. 6 - То же, что на рис. 5 в алюминии.

Рис. 7 - То же, что на рис. 5 в азоте.

Рис. 8 - Зависимость относительных потерь энергии в азоте в цилиндре бесконечной длины от радиуса для разных значений  $E_{0\delta}^{e,\gamma}$ .

• -  $E_0 = 1$  Гэв, х -  $E_0 = 4$  Гэв.

Рис. 9 - То же, что на рис. 8 для свинца.

Рис. 10 - Продольное распределение энерговыделения в свинце при разных значениях  $E_0 = 1$  Гэв.

Рис. II - То же на рис. I0 для азота.

Рис. I2 а - Зависимость  $t_{max}$  от энергии  $E_{об}^{e,x}$  для  $E_0 = 1$  ГэВ.

• - свинец, х - алюминий, о - азот;

б - Зависимость  $(\frac{dE}{dt})_{t_{max}}$  (сплошные линии) и времени счета на ЭВМ (пунктирная линия)

от  $E_{об}^{e,x}$  при  $E_0 = 1$  ГэВ.

• - свинец, х-алюминий, о - азот.

## ЛИТЕРАТУРА

1. M.Messel, D.F.Crauford. Electron-Photon Shower Distribution Function Tables for Lead, Copper and Air Absorbers. Pergamon Press 1970.
2. R.L.Ford, W.R.Nelson Computer Programs for the Monte Carlo, Simulation of Electromagnetic Cascade Showers. SLAC Report No. 210 1978.
3. Б.Е.Штерн. "Библиотека подпрограмм для моделирования электромагнитных процессов в веществе". Препринт ИЯИ П-0081, 1978.  
"SIMEX 2 программа генерации электромагнитных каскадов в веществе" Препринт ИЯИ, П-0082, 1978 .

Рукопись поступила 24-го октября 1980 г.

Редактор Л.П.Мукаян  
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 89I

ВЭ-0342I

Тираж 299

---

Препринт ВЭИ                      Формат издания 60 x 84/16  
Подписано к печати 26/ХП-80г. I,0 уч.изд.л.Ц. 7 к.

---

Издано Отделом научно-технической информации  
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маркаряна 2