



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2005–12  
ОНФ

С.В. Ерин, А.В. Феррапонтов

**ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ РАЗВИТИЯ  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЛИВНЕЙ  
В ГАЗОВЫХ КАЛОРИМЕТРАХ**

Протвино 2005

**Аннотация**

Ерин С.В., Ферапонтов А.В. Параметризация развития электромагнитных ливней в газовых калориметрах: Препринт ИФВЭ 2005–12. – Протвино, 2005. – 14 с., 13 рис., 1 табл., библиогр.: 4.

В работе была изучена возможность параметризации развития ливня в газовых калориметрах и проведено сравнение этих данных с данными, полученными экспериментально и Geant 3. Сравнение данных показало, что параметрическое моделирование способно предсказать экспериментальные данные с калориметра с точностью достаточной для генерации большого количества Монте-Карло событий, необходимых для физического анализа и существенно увеличить скорость их генерации.

**Abstract**

Erin S.V., Ferapontov A.V. The Parameterized Simulation of Electromagnetic Showers in Gas Calorimeter: IHEP Preprint 2005–12. – Protvino, 2005. – p. 14, figs. 13, table 1, refs.: 4.

In the given work the opportunity of parameterization of electromagnetic shower in gas calorimeters has been studied and comparison of these data with the data received experimentally and Geant 3 is lead. Comparison of data has shown, that parametrical modeling is capable to predict experimental data from a calorimeter with accuracy sufficient for generation of a plenty of Monte-Carlo of the events necessary for the physical analysis and it is essential to increase speed of their generation.

## Введение

Детектирование частиц с помощью калориметров играет всё более возрастающую роль в экспериментах по физике высоких энергий, что обусловлено такими свойствами калориметров, как увеличение точности результатов с ростом энергии и высокой триггерной селективностью. Но калориметрические детекторы имеют высокую стоимость. Использование же газовых калориметров позволяет уменьшить стоимость такого детектора. В работах [1, 2] было показано, что использование такого тяжёлого газа, как  $C_3F_8$  в качестве активной среды при избыточном давлении, не превышающем 2 атм, позволяет создавать электромагнитные калориметры с характеристиками, сравнимыми с калориметрами, где в качестве активной среды используются пластик или LAr. Свойства такого газового калориметра изучались как на тестовых пучках, так и с помощью моделирования.

В процессе изучения калориметра с помощью моделирования преследуются различные цели – изучение его свойств, физический анализ, быстрая оценка характеристик. Для тщательного изучения свойств калориметра проводится детальное моделирование поведения развития ливня, где прослеживается каждая вторичная частица. При физическом анализе требуется большое количество смоделированных событий. Необходимое время генерации таких событий увеличивается с ростом энергии, поглощённой в калориметре, и количеством событий. Поэтому генерация большого количества событий с использованием пакетов GEANT или EGS4 занимает слишком много времени. Используя параметрическую модель развития ливня, можно существенно сократить время вычислений без ущерба для точности.

Целью данной работы является параметризация развития электромагнитного ливня в газовых калориметрах. Проводится сравнение характеристик калориметра, наполненного различными газами Ar, Xe,  $C_3F_8$ , а также LAr.

## Параметризация электромагнитного ливня

Развитие электромагнитного ливня в калориметре моделировалось с помощью пакета GEANT и затем параметризовалось с использованием соотношений, приведённых в работе [3]. Результаты параметризации развития ливня в двух структурах газового калориметра сравнивались с расчётами, проведёнными с помощью пакета GEANT, и с экспериментальными данными, приведёнными в работах [1, 2].

Рассматривались два гетерогенных газовых ионизационных калориметра с одинаковой структурой, отличающихся друг от друга толщиной абсорбера (абсорбер выполнен из свинца толщиной 3 и 1,5 мм) и числом слоев (40 и 80). Полная толщина калориметров составляла

21  $X_0$ . Сигнальные плоскости были помещены между абсорберами, образуя 2 газовых промежутка толщиной 5 мм каждый. Более подробно структура калориметров описана в работах [1, 2]. Средний продольный профиль ливня в веществе можно описать гамма-функцией:

$$\left\langle \frac{1}{E} \frac{dE(t)}{dt} \right\rangle = \frac{(\beta \cdot t)^{\alpha-1} \beta \exp(-\beta \cdot t)}{\Gamma(\alpha)}, \quad (1)$$

где центр тяжести  $\langle t \rangle$  и глубина максимума ливня  $T$  определяются параметром формы ливня  $\alpha$  и масштабным параметром  $\beta$  в соответствии с соотношениями

$$\langle t \rangle = \frac{\alpha}{\beta}, \quad (2)$$

$$T = \frac{\alpha-1}{\beta} \propto \ln y = \ln \frac{E}{E_c}. \quad (3)$$

Неоднородное распределение материала в гетерогенном калориметре влияет на поведение формы ливня. Максимум сигнала в таком калориметре находится на меньшей глубине по сравнению с гомогенными калориметрами с такими же свойствами эффективного материала, в связи с тем, что отношение сигнала, образованного электронами, к сигналу от минимально ионизирующих частиц убывает с продольным развитием ливня. Поэтому для параметризации использовались следующие параметры:

$$F_s = \frac{X_{0,eff}}{d_a + d_p} - \text{сэмплинг-частота}, \quad (4)$$

$$\hat{e} = \frac{1}{1 + 0.007 \cdot (Z_p - Z_a)} \approx \frac{e}{mip}, \quad (5)$$

где  $d_a$  и  $d_p$  – толщина активного и пассивного вещества,  $Z_a$  и  $Z_p$  – заряд ядер активного и пассивного вещества,  $X_{0,eff}$  – эффективная радиационная длина.

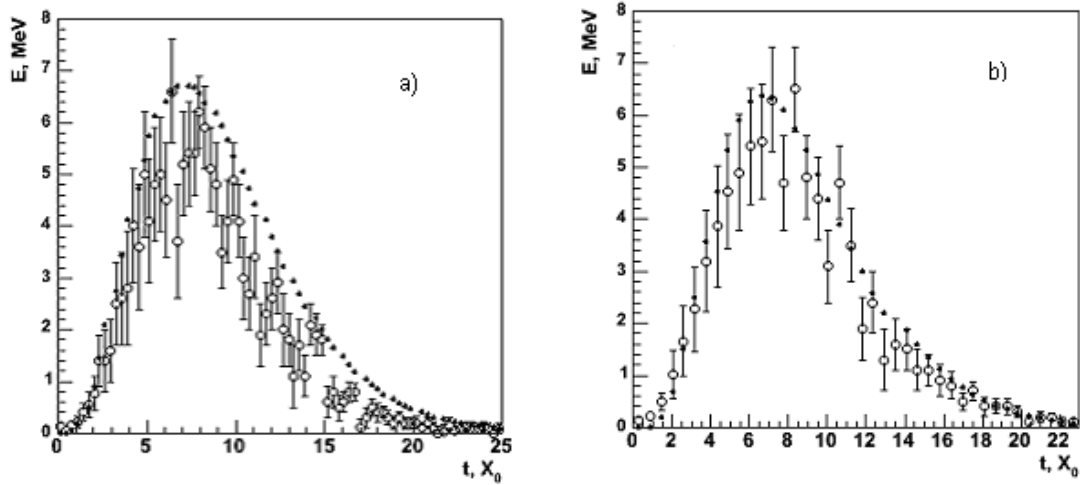
Используя данные, полученные с помощью пакета GEANT для гетерогенных калориметров, наполненных газами Ar, Xe, C<sub>3</sub>F<sub>8</sub>, а также Lar, оказалось, что средний продольный профиль электромагнитного ливня можно параметризовать следующими величинами:

$$T_{sam} = \ln y - 0.26 \cdot (1 - \hat{e}) - \frac{2.59}{F_s}, \quad (6)$$

$$\alpha_{sam} = \left( 0.3832 + \frac{3.9}{Z_{eff}} \right) \cdot \ln y - \frac{0.242}{F_s} + 0.85. \quad (7)$$

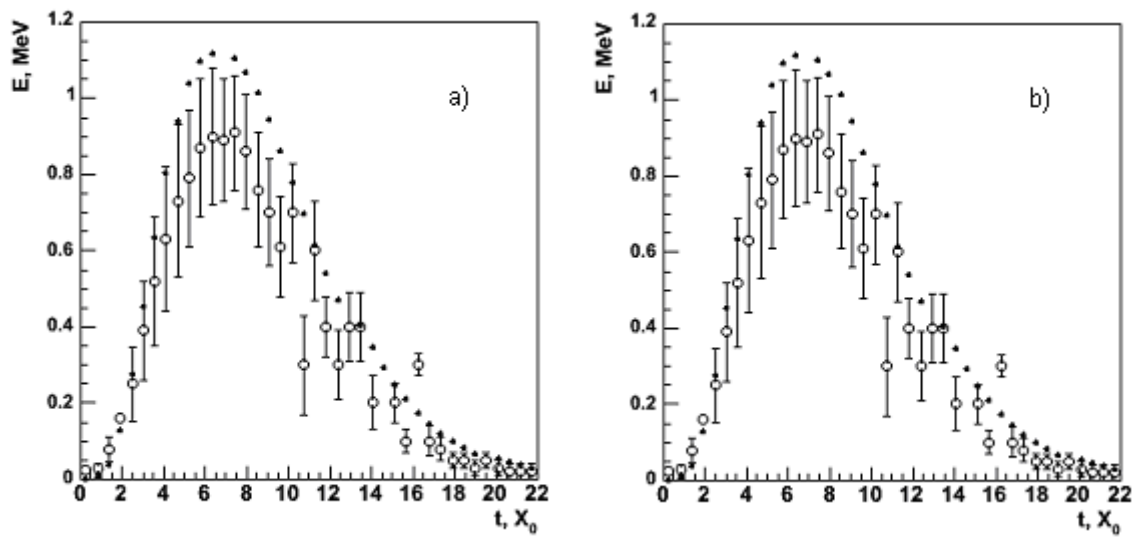
Все формулы для вычисления коэффициентов и эффективных параметров калориметра приведены в Приложении.

На рис. 1 представлены профили продольного развития электромагнитного ливня в газовом ионизационном электромагнитном калориметре, полученные с помощью GEANT3 и параметризации, для прототипов с тонкой и грубой структурой соответственно. Рабочий газ – тяжелый фреон C<sub>3</sub>F<sub>8</sub> при давлении 1,5 атм, энергия электронов в пучке 26 ГэВ.

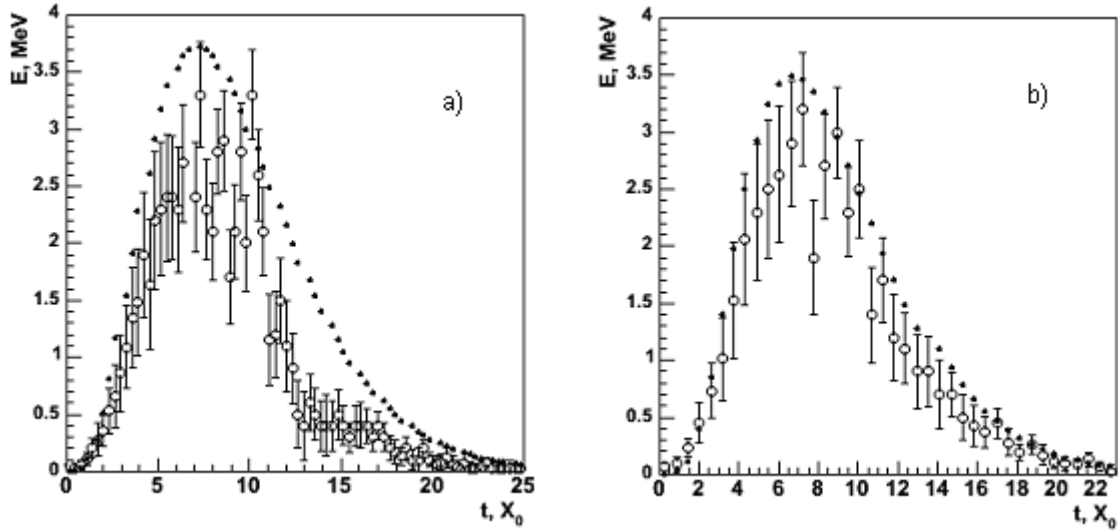


**Рис. 1.** Зависимость продольного распределения выделения энергии ливня в слоях от глубины калориметра для прототипов с разной структурой а) тонкая б) грубая (° - GEANT, • - параметризация).

Продольное распределение энергии ливня от глубины калориметра для других газов приведено на рис. 2 – 3.



**Рис. 2.** Зависимость продольного распределения выделения энергии ливня в слоях от глубины калориметра для прототипов с разной структурой а) тонкая б) грубая (° - GEANT, • - параметризация, газ – Ar, давление 1.5 атм).



**Рис. 3.** Зависимость продольного распределения выделения энергии ливня в слоях от глубины калориметра для прототипов с разной структурой а) тонкая б) грубая (° - GEANT, • - параметризация, газ – Хе, давление 1.5 атм).

Чтобы смоделировать продольный профиль ливня, кроме средних величин  $T$  и  $\alpha$  нужно знать флуктуации и корреляции этих величин. В работе [3] было показано, что логарифмы  $T$  и  $\alpha$  имеют нормальное распределение. И зависимость флуктуаций от  $y$  может быть представлена в виде

$$\sigma = (a_1 + a_2 \ln y)^{-1}, \quad (8)$$

а корреляция между  $\ln T$  и  $\ln \alpha$  дается следующим выражением:

$$\rho(\ln T, \ln \alpha) = b_1 + b_2 \ln y, \quad (9)$$

где  $a_1, a_2, b_1, b_2$  – константы, зависящие от вещества.

Из рис. 1–3 видно, что расчёты по параметрической модели хорошо согласуются с расчётами по программе GEANT

Выделение энергии ливня в калориметре в поперечном направлении описывается формулой

$$f(r) = \frac{1}{dE(t)} \frac{dE(t,r)}{dr}. \quad (10)$$

Данную функцию можно параметризовать двухкомпонентной формулой следующим образом:

$$f(r) = p \cdot f_C(r) + (1-p) \cdot f_T(r) = p \cdot \frac{2 \cdot r \cdot R_C^2}{(r^2 + R_C^2)^2} + (1-p) \cdot \frac{2 \cdot r \cdot R_T^2}{(r^2 + R_T^2)^2}, \quad (11)$$

$$0 \leq p \leq 1.$$

Первое слагаемое отвечает “ядру” ливня, второе описывает “хвост” ливня, где коэффициенты  $R_C$  ( $R_T$ ) – медианы данных компонент, а  $p$  – вероятность, отражающая относительный вес компоненты “ядра” ливня.

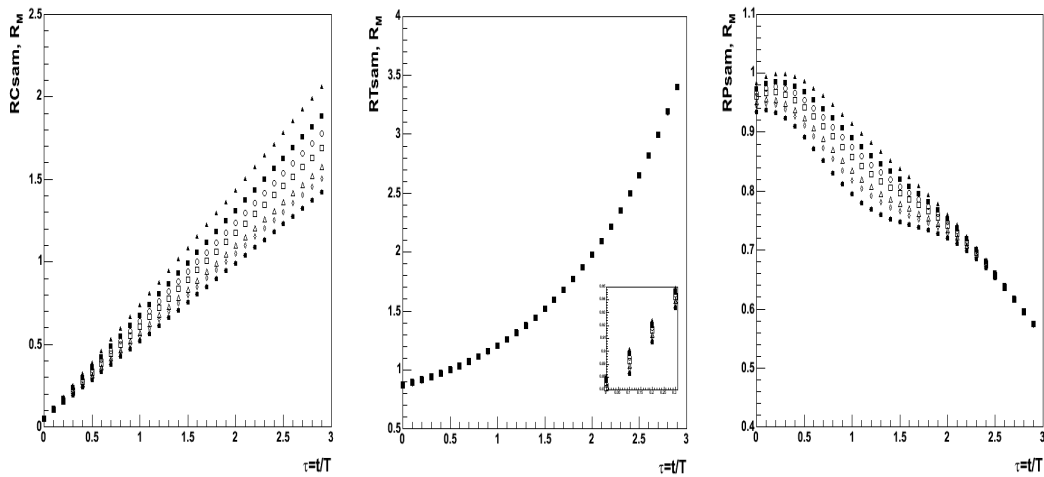
Следующие формулы используются для параметризации  $R_C$ ,  $R_T$  и  $p$  как функций  $Z_{eff}$ ,  $\ln E$  и  $\tau = \frac{t}{T}$  (где  $\tau$  – глубина калориметра, выраженная в единицах глубины максимума ливня):

$$R_{C,sam}(\tau) = z_1 + z_2 \cdot \tau - 0.00203 \cdot (1 - \bar{e}) + \frac{0.0397}{F_s} \cdot e^{-\tau}, \quad (12)$$

$$R_{T,sam}(\tau) = k_1 \cdot (e^{k_3(\tau-k_2)} + e^{k_4(\tau-k_2)}) - 0.14 \cdot (1 - \bar{e}) - \frac{0.084}{F_s} \cdot e^{-\tau}, \quad (13)$$

$$p_{sam}(\tau) = p_1 \cdot e^{\left(\frac{p_2 - \tau}{p_3} - e^{\left(\frac{p_2 - \tau}{p_3}\right)}\right)} + (1 - \bar{e}) \cdot \left(0.25 - \frac{0.92}{F_s} \cdot e^{-(\tau-1)^2}\right). \quad (14)$$

Зависимости  $R_C$ ,  $R_T$  и  $p$  от  $Z_{eff}$  и  $\tau$  для разных газов при энергии электронов 26 ГэВ представлены на рис. 4–7.



**Рис. 4.** Зависимость параметров  $R_C$ ,  $R_T$ ,  $p$  от  $Z_{eff}$  и  $\tau$  для  $C_3F_8$  где  $Z_{eff}$ :

• - 71.78,  $\diamond$  - 70.85, ! - 70.13, - 68.85, - 67.84, - 66.66, # - 64.46

Видно, что параметры  $R_C$ ,  $R_T$  и  $p$  для разных газов отличаются незначительно и параметр  $R_T$  не зависит от  $Z_{eff}$ . В то время как для LAg параметры  $R_C$ ,  $R_T$  и  $p$  отличаются от параметров для этих газов.

Флуктуации поперечного распределения энергии ливня обусловлены не только флуктуациями положения максимума ливня от события к событию, но и методом, который используется для вычисления радиального распределения. Этот метод ведёт к дополнительным флуктуациям энергии, содержащейся в каждом интервале радиусов.

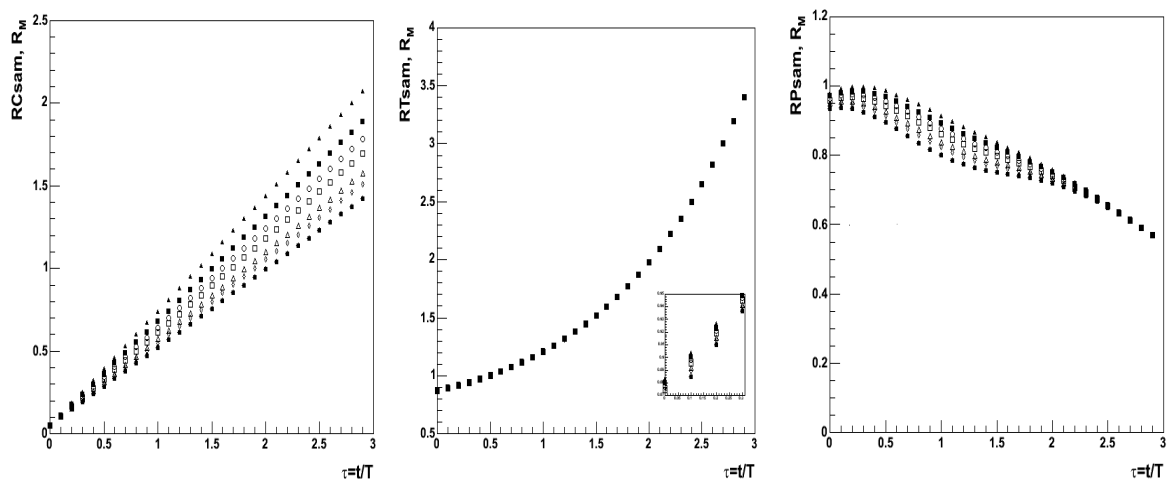


Рис. 5. Зависимость параметров  $R_C$ ,  $R_T$ ,  $p$  от  $Z_{eff}$  и  $\tau$  для Ar, где  $Z_{eff}$ :

• - 71.98,  $\diamond$ -71.06, !-70.35, - 69.10, - 68.10, - 66.93, # - 64.76 .

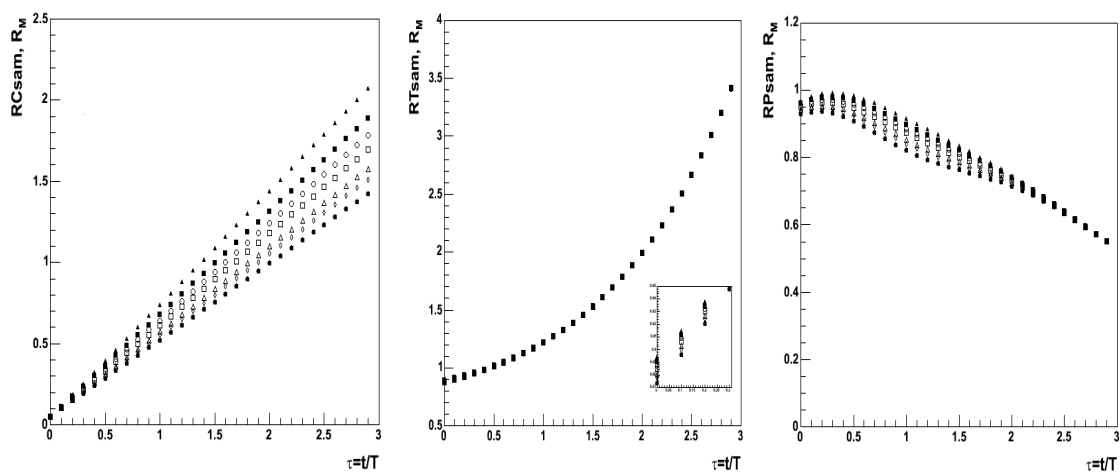


Рис. 6. Зависимость параметров  $R_C$ ,  $R_T$ ,  $p$  от  $Z_{eff}$  и  $\tau$  для Xe, где  $Z_{eff}$ :

• - 71.98,  $\diamond$  - 71.06, ! - 70.35, - 69.10, - 68.10, - 66.94, # - 64.78.



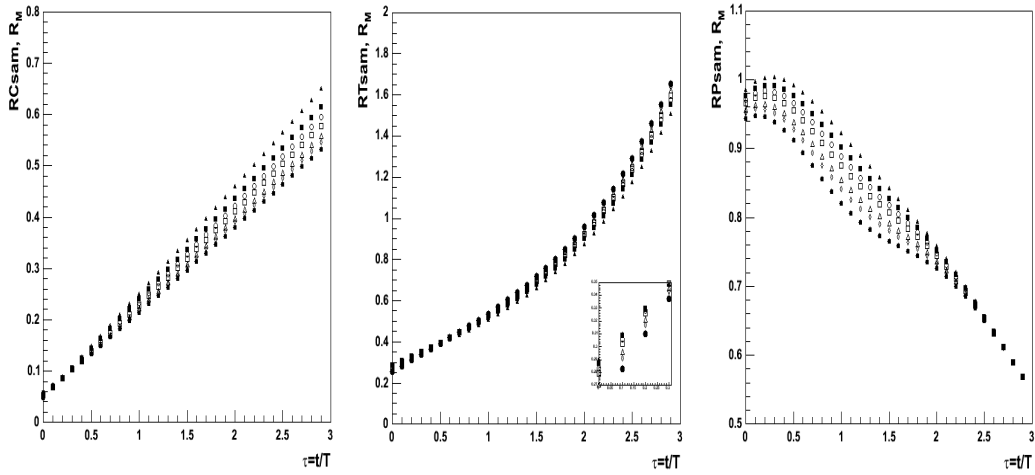


Рис. 7. Зависимость параметров  $R_C$ ,  $R_T$ ,  $p$  от  $Z_{eff}$  и  $\tau$  для Lar, где  $Z_{eff}$ :

• - 68.55,  $\diamond$  - 67.41, ! - 66.53,  $\square$  - 65.00,  $\blacksquare$  - 63.79,  $\#$  - 62.41, # - 59.88.

Вклад флуктуаций, обусловленных методом Монте-Карло при расчёте флуктуаций поперечного развития ливня, описывается соотношениями согласно [3]:

$$\frac{\sigma^2(\varepsilon)}{\langle \varepsilon \rangle \cdot (1 - \langle \varepsilon \rangle)} = \frac{1}{N_S(t)}, \quad (15)$$

$$\text{где } \langle \varepsilon \rangle = \int_{r_1}^{r_2} f(r) dr = \frac{dE(t, r)}{dE(t)}. \quad (16)$$

Продольное распределение  $N_S(t)$  имеет такой же вид, как и продольное распределение энергии в калориметре:

$$N_S(t) = \frac{(\beta_{SPOT} \cdot t)^{\alpha_{SPOT} - 1} \beta_{SPOT} \exp(-\beta_{SPOT} \cdot t)}{\Gamma(\alpha_{SPOT})}, \quad (17)$$

с параметрами  $\alpha_{SPOT}$  и  $T_{SPOT}$ :

$$\alpha_{SPOT} = (0.844 + 0.0026 \cdot Z_{eff}) \cdot (0.21 + (0.492 + \frac{2.38}{Z_{eff}}) \cdot \ln y), \quad (18)$$

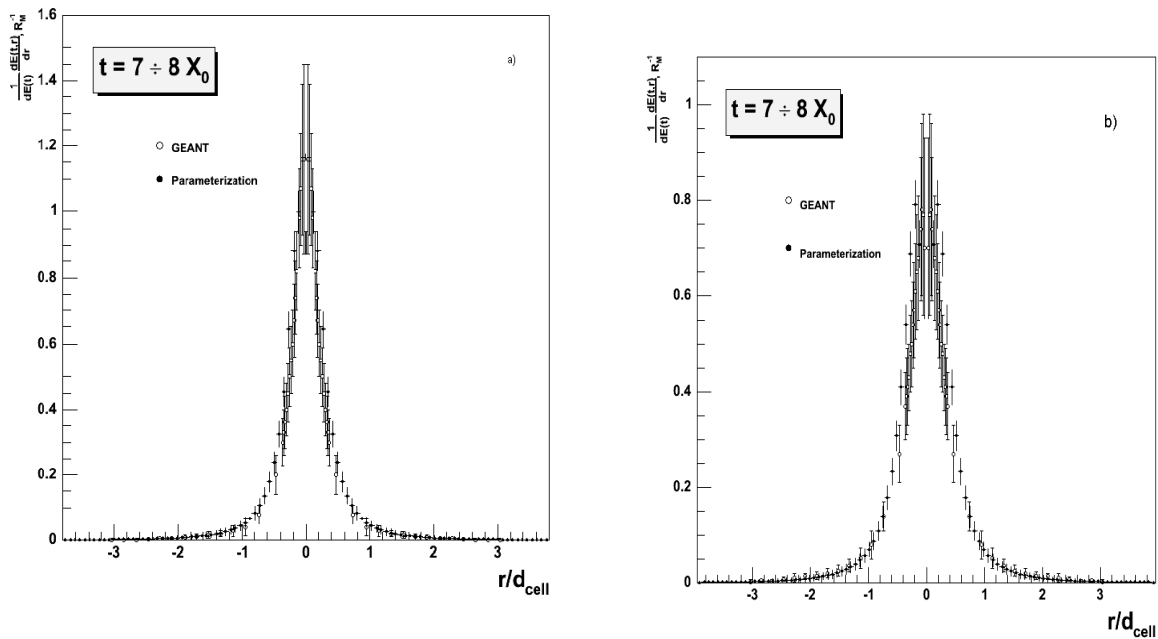
$$T_{SPOT} = (0.813 + 0.0019 \cdot Z_{eff}) \cdot (\ln y - 0.858), \quad (19)$$

$$\beta_{SPOT} = \frac{\alpha_{SPOT} - 1}{T_{SPOT}}. \quad (20)$$

Таким образом, для каждого  $t$  флуктуации поперечного распределения энергии ливня вычисляются по формуле:

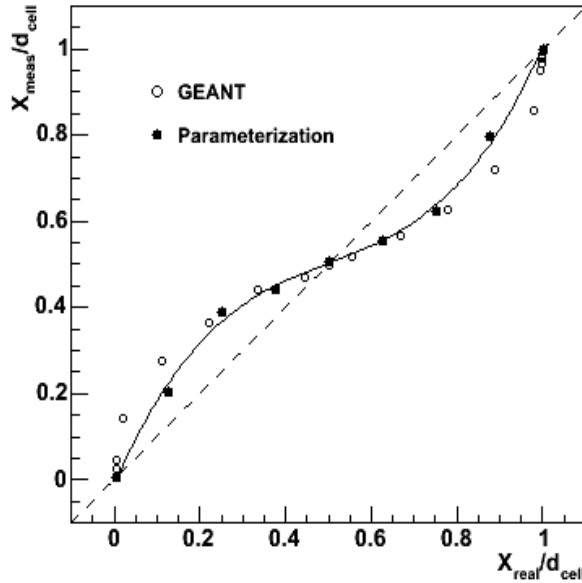
$$\sigma(f(t,r)) = \frac{\sqrt{\frac{f(t,r) \cdot (1-f(t,r))}{N_s(t)}}}{dr} . \quad (21)$$

На рис.8 приведено поперечное распределение ливня в калориметре, наполненном газом  $C_3F_8$ , полученное с помощью параметрической модели и GEANT. По оси абсцисс отложен поперечный размер калориметра в единицах размера ячейки (4.5 см). Хорошее согласие наблюдается для всех рассмотренных газов.



**Рис. 8.** Поперечный профиль электромагнитного ливня в калориметре с грубой (а) и тонкой структурой (b) на глубине  $8X_0$  (○ -GEANT, • - параметризация) для газа  $C_3F_8$

Используя параметрическую модель развития ливня и данные, полученные программой GEANT, было проведено сравнение точности восстановления координаты попадания электрона в газовый калориметр с размером ячейки  $4.5 \times 4.5 mm^2$ . На рис.9 показана зависимость восстановленной координаты от реальной для прототипа с грубой структурой, обе координаты выражены в единицах поперечного размера ячейки калориметра. Видно, что оценка координаты оказывается несмещенной только для центра ячейки и по краям, для средних точек восстановленная координата сдвинута относительно реальной на расстояние до 5мм. Наблюдается хорошее соответствие результатов параметризации и GEANT.



**Рис. 9.** Зависимость восстановленной координаты от реальной для прототипа с грубой структурой, координаты приведены к размеру ячейки (○ - GEANT, ● – параметризация)..

### Энергетическое разрешение, сравнение с экспериментальными данными

Энергетическое разрешение газового калориметра зависит также от давления газа. Сравнивая экспериментальные данные, GEANT и параметризацию, было найдено, что для газовых ионизационных калориметров, наполненных  $C_3F_8$ , формула энергетического разрешения должна быть скорректирована на множитель, зависящий от давления газа:

$$F(p) = \frac{\frac{0.14}{\sqrt{p^3}} + \frac{0.057}{\sqrt{p}} + 1.83}{1.95}. \quad (22)$$

Таким образом, энергетическое разрешение калориметра определяется из формулы

$$\left( \frac{\sigma(E)}{E} \right)_{SAMPLING} = 5\% \sqrt{\frac{E_{c,eff} (MeV)}{F(z) \cdot \cos\left(\frac{E_s}{\pi \cdot E_{c,eff}}\right)}} \cdot \sqrt{\frac{t}{E (GeV)}} \cdot F(p). \quad (23)$$

На рис.10, 11 представлены экспериментальные данные, полученные в ходе методических сеансов на установке ГАЗ на ускорителе У-70 ИФВЭ в 2004 г., по энергетическому разрешению калориметра от энергии падающего электрона и давления газа. На этих рисунках представлены также данные, полученные с помощью параметризации и GEANT-моделирования.

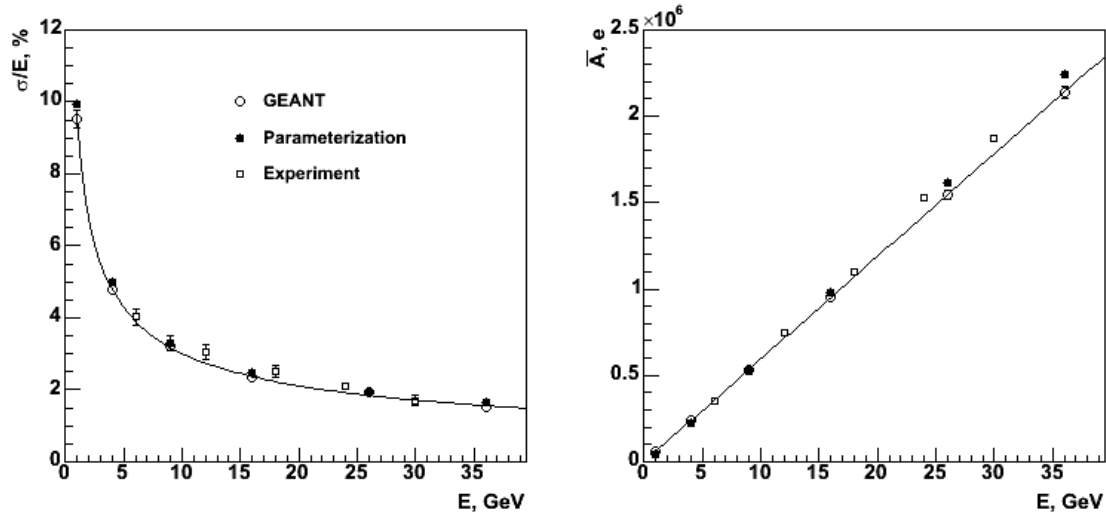


Рис. 10. Зависимость энергетического разрешения и сигнала калориметра с тонкой структурой от энергии пучка электронов (○ - GEANT, ● - параметризация, □ - эксперимент).

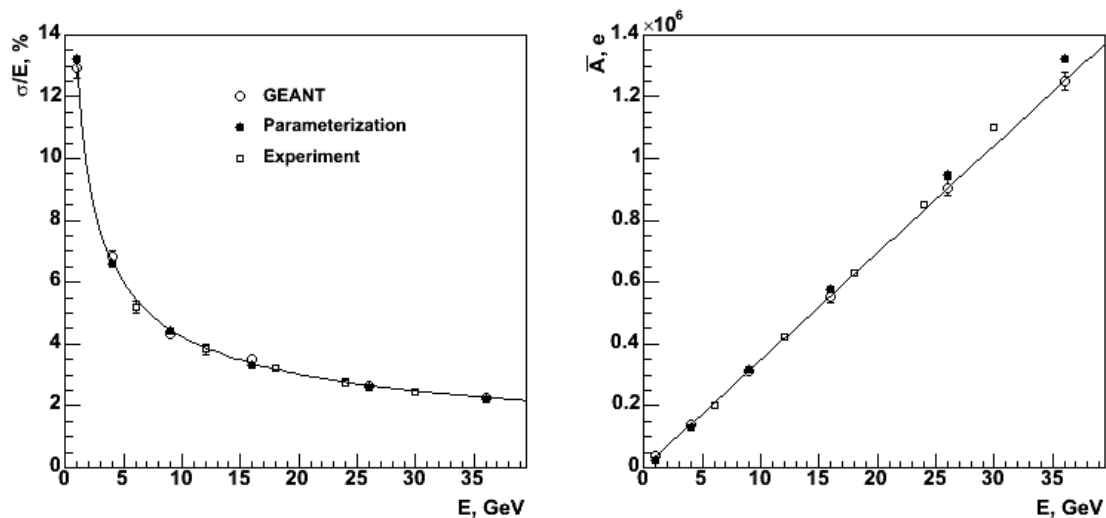


Рис. 11. Зависимость энергетического разрешения и сигнала калориметра с грубой структурой от энергии пучка электронов (○ - GEANT, ● - параметризация, □ - эксперимент).

Данные, полученные экспериментально, а также с помощью моделирования, фитировались формулой (24), и параметры фита приведены в табл. 1.

$$\frac{\sigma}{E} (\%) = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b. \quad (24)$$

Таблица 1

Структура	грубая		тонкая	
Параметры	a	b	a	b
Параметризация	13.23	0.12	9.94	0.05
Geant 3.21	13.3±0.18	0.47±0.12	9.42±0.12	0.35±0.08
Эксперимент	13.9±0.6	0.8±0.5	10.1±0.5	0.0±1.5

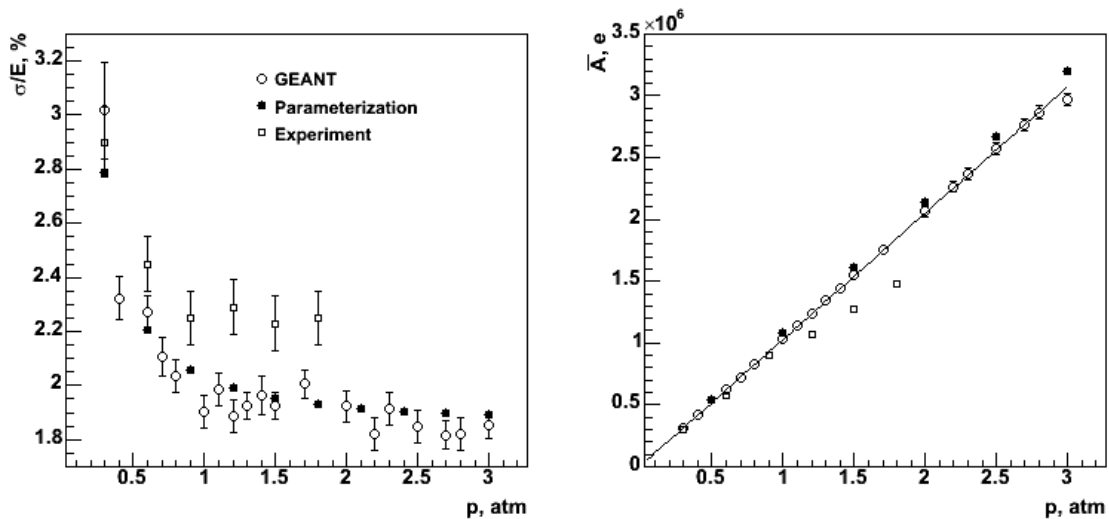


Рис. 12. Зависимость энергетического разрешения и сигнала калориметра с тонкой структурой от давления газа ( $\circ$  - GEANT,  $\bullet$  - параметризация,  $\square$  - эксперимент).

По результатам моделирования и экспериментальным данным можно сделать вывод, что энергетическое разрешение очень слабо зависит от давления газа выше 0.9атм, тогда как при более низких давлениях энергетическое разрешение ухудшается. Экспериментальная зависимость среднего сигнала от давления нелинейна из-за наличия электроотрицательных примесей в газе, причем количество примесей было выше при изучении прототипа с тонкой структурой, что отражается в большем отклонении экспериментальных точек от прямой линии. При моделировании примеси не учитывались.

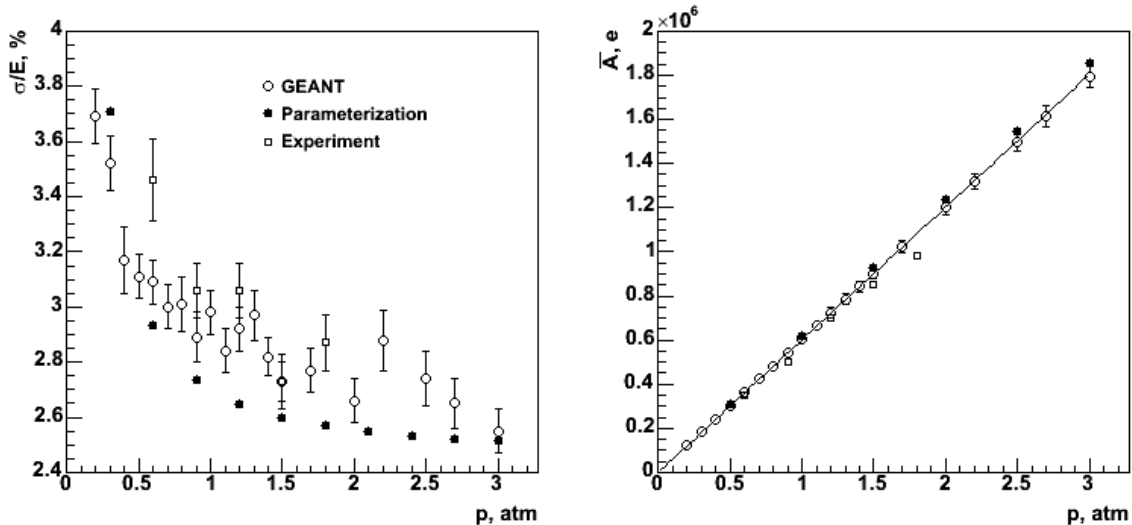


Рис. 13. Зависимость энергетического разрешения и сигнала калориметра с грубой структурой от давления газа ( $\circ$  - GEANT,  $\bullet$  - параметризация,  $\square$  - эксперимент).

### Заключение

В данной работе была изучена возможность параметризации развития ливня в газовых калориметрах и проведено сравнение этих данных с данными, полученными экспериментально и с помощью моделирования Geant. Сравнение данных показало, что параметрическое моделирование способно предсказать экспериментальные данные с калориметра с точностью, достаточной для генерации большого количества Монте-Карло событий, необходимых для физического анализа, и существенно увеличить скорость их генерации.

Авторы благодарны С.П. Денисову за поддержку данной работы и полезные обсуждения, полученных результатов.

### Список литературы

- [1] V.Bezzubov et al. // Nucl. Instr. and Meth. 2002. A 494, p.369.
- [2] V.Bezzubov et al. // Nucl. Instr. and Meth. 2004. A525, p.38.
- [3] G. Grindhammer, S. Peters (Munich, Max Planck Inst.), Feb 1993. 42 pp.  
The parameterized simulation of electromagnetic showers in homogeneous and sampling calorimeters. Presented at International Conference on Monte Carlo Simulation in High-Energy and Nuclear Physics - MC 93, Tallahassee, Florida, 22-26 Feb 1993.  
e-Print Archive: hep-ex/0001020.
- [4] S.Giani et al, GEANT Detector Description and Simulation Tool,  
CERN Program Library Long Writeup W5013.

*Рукопись поступила 3 мая 2005 г.*

## Приложение

### А. Определение эффективных параметров

В параметризации калориметр описывается одним эффективным веществом. Если каждому веществу, входящему в состав калориметра, присвоить индекс  $i, j, k, \dots$ , то формулы для определения эффективного материала имеют следующий вид:

$$w_i = \frac{\rho_i d_i}{\sum_j \rho_j d_j} \quad - \text{ вес } i\text{-го материала,}$$

$$Z_{eff} = \sum_i w_i Z_i,$$

$$A_{eff} = \sum_i w_i A_i,$$

$$\frac{1}{X_{0,eff}} = \sum_i \frac{w_i}{X_{0,i}},$$

$$\frac{1}{R_{M,eff}} = \frac{1}{E_s} \sum_i \frac{w_i E_{c,i}}{X_{0,i}},$$

$$E_s = 21.2 \text{ МэВ,}$$

$$E_{c,eff} = X_{0,eff} \sum_i \frac{w_i E_{c,i}}{X_{0,i}}.$$

$$F_s = \frac{X_{0,eff}}{d_a + d_p},$$

$$\hat{e} = \frac{1}{1 + 0.007 \cdot (Z_p - Z_a)} \approx \frac{e}{mip},$$

### Б. Продольное развитие ливня

$$y = \frac{E}{E_{c,eff}},$$

$$T_{sam} = \ln y - 0.26 \cdot (1 - \hat{e}) - \frac{0.59}{F_s},$$

$$\alpha_{sam} = \left( 0.332 + \frac{3.9}{Z_{eff}} \right) \cdot \ln y - \frac{0.442}{F_s} + 0.85,$$

$$\beta_{sam} = \frac{\alpha_{sam} - 1}{T_{sam}},$$

## В. Поперечное развитие ливня

$$z_1 = 0.0251 + 0.00319 \cdot \ln E,$$

$$z_2 = 0.1162 + 0.0017 \cdot \frac{Z_{eff}}{d_{absorber} + 0.038},$$

$$k_1 = 0.511 + 0.0001 \cdot Z_{eff},$$

$$k_2 = 0.29,$$

$$k_3 = -0.23,$$

$$k_4 = 0.5589 + 0.0421 \cdot \ln E,$$

$$p_1 = 2.632 + 0.00014 \cdot Z_{eff},$$

$$p_2 = 0.401 + 0.00187 \cdot Z_{eff},$$

$$R_{C,sam}(\tau) = z_1 + z_2 \cdot \tau - 0.00203 \cdot (1 - \hat{e}) + \frac{0.0397}{F_s} \cdot e^{-\tau},$$

$$R_{T,sam}(\tau) = k_1 \cdot (e^{k_3(\tau-k_2)} + e^{k_4(\tau-k_2)}) - 0.14 \cdot (1 - \hat{e}) - \frac{0.084}{F_s} \cdot e^{-\tau},$$

$$p_{sam}(\tau) = p_1 \cdot e^{\left(\frac{p_2-\tau}{p_3} - e^{\left(\frac{p_2-\tau}{p_3}\right)}\right)} + (1 - \hat{e}) \cdot \left(0.25 - \frac{0.92}{F_s} \cdot e^{-(\tau-1)^2}\right),$$

$$N_{SPOT} = \frac{10.3}{(\sigma(E)/E)} \cdot E^{0.959},$$

$$\alpha_{SPOT} = (0.844 + 0.0026 \cdot Z_{eff}) \cdot (0.21 + (0.492 + \frac{2.38}{Z_{eff}}) \cdot \ln y),$$

$$T_{SPOT} = (0.813 + 0.0019 \cdot Z_{eff}) \cdot (\ln y - 0.858),$$

$$\beta_{SPOT} = \frac{\alpha_{SPOT} - 1}{T_{SPOT}}.$$



С.В. Ерин, А.В. Ферапонтов.

Параметризация развития электромагнитных ливней в газовых калориметрах.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы Word.

Редактор Н.В. Ежела.

---

Подписано к печати 11.05.2005. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.  
Печ.л. 1,85. Уч.–изд.л. 1,5. Тираж 130. Заказ 47. Индекс 3649.  
ЛР №020498 от 17.04.97.

---

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий,  
142281, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

---

**ПРЕПРИНТ 2005–12, ИФВЭ, 2005**

---