

СЗ44.1Б + СЗ44.1С

27

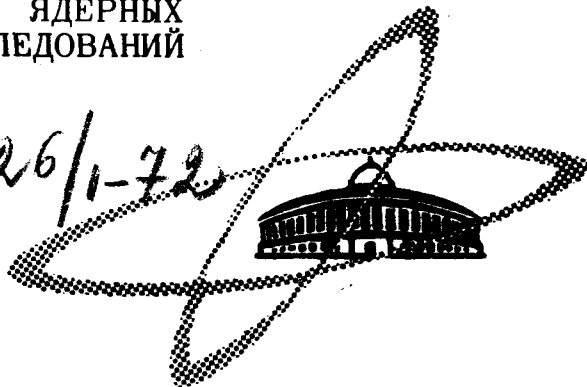
К-903

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P13 - 6541

3326/1-72



Ю.В.Куликов, В.Д.Ряцков, Е.А.Силаев

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ
ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ИОНИЗАЦИОННЫМ
ДЕТЕКТОРОМ ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ
НА ОСНОВЕ КОНДЕНСИРОВАННОГО КСЕНОНА

1972

P13 - 6541

Ю.В.Куликов, В.Д.Рябцов, Е.А.Силаев

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ
ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ИОНИЗАЦИОННЫМ
ДЕТЕКТОРОМ ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ
НА ОСНОВЕ КОНДЕНСИРОВАННОГО КСЕНОНА

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Предложенная Альварецем ^{/1/} " barrel of liquid Ar " для измерения энергии частиц методом полного поглощения представляет большой интерес - необходимость в приборах для прецизионного спектрометрирования частиц высоких энергий очевидна.

В настоящей работе рассматриваются вопросы, касающиеся перспективы создания ионизационного детектора полного поглощения для измерения энергии электронов и γ -квантов высоких энергий.

С точки зрения практической реализации такого прибора оптимальной рабочей средой является конденсированный ксенон. Эффект электронной проводимости, благодаря которому открывается возможность создания ионизационных детекторов с приемлемыми временными характеристиками, наблюдался и в жидком и в твердом Хе ^{/2-4/}. Ксенон имеет относительно высокий заряд $Z = 54$ и, соответственно, малую радиационную длину: жидкий $T = 163^\circ\text{K}$: $X_0 \approx 2,8$ см ($X_0 = 8,5$ г/см², ^{/5/} $\rho = 3,1$ г/см³), твердый $T = 161^\circ\text{K}$: $X_0 \approx 2,4$ см ($\rho = 3,6$ г/см³).

Для конденсированного аргона $X_0 \approx 13$ см.

Принцип действия ионизационного детектора полного поглощения основан на том, что первичный электрон (γ -квант) за счет электромагнитных взаимодействий теряет свою энергию на генерацию ливневых электронов (e^+ и e^-), которые в результате ионизационных потерь поглощаются в рабочем веществе. В конечном итоге вся энергия первичной частицы (E_0) расходуется на ионизацию. Выделившийся при этом заряд равен:

$$Q_0 = \frac{E_0}{\omega} e_0 ,$$

ω – энергия, затрачиваемая на образование пары ионов; $e_0 = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{к}$ – элементарный заряд.

Видно, что E_0 пропорциональна Q_0 и определение энергии частицы, создавшей ливень, сводится к измерению выделившегося заряда.

Измерение Q_0 можно провести с помощью импульсных ионизационных камер, электроды которых расположены непосредственно в ксеноне (рис. 1). Электроды, соединенные через один, образуют единый высоковольтный электрод прибора. Остальные являются собирающими (сигнальными). Таким образом, детектор в целом представляет собой последовательность ионизационных плоско-параллельных камер, каждая из которых образована двумя высоковольтными (H) и одним сильным (S) электродами.

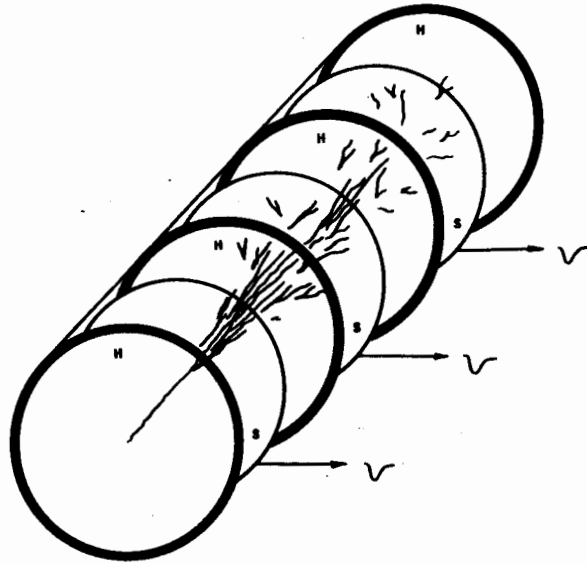


Рис. 1. Система электродов ионизационного детектора полного поглощения.

Процесс сбора заряда в камере с конденсированным. Хе проходит, очевидно, так же, как и в камере с газовым наполнением подобной геометрии. Работа плоско-параллельных камер хорошо изучена и широко описана в литературе, например, /6/. При полном сборе всех электронов и ионов амплитуда сигнала равна:

$$V_{max} = q_0 / C ,$$

вклад электронной и ионной компонент соответственно:

$$\begin{aligned} V_{max}^- &= q_0 / C \cdot \eta , \\ V_{max}^+ &= q_0 / C (1 - \eta) , \\ \eta &= x / d . \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь q_0 - заряд, выделенный в чувствительном объеме камеры; C - суммарная емкость камеры и измерительного прибора; x - расстояние центра тяжести q_0 до собирающего электрода; d - междуэлектродное расстояние.

Камеры с сбором зарядов обоих знаков известны под названием ионных камер. Амплитуда импульса на их выходе пропорциональна выделенному заряду и не зависит от места, где этот заряд выделился, однако, временное разрешение (десятки миллисекунд) значительно ограничивает область применения ионных камер. Дифференцирование сигнала с постоянной времени, сравнимой с временем сбора электронов, позволяет выделить быструю электронную компоненту и тем самым на несколько порядков улучшить временные характеристики камеры. Такие камеры получили в литературе название электронно-импульсных. Но, как это видно из равенства 1, амплитуда импульса зависит от места ионизации и ориентации трека - эта зависимость называется индукционным эффектом - и поэтому не может служить мерой выделенного заряда.

Рассмотрим влияние индукционного эффекта на энергетическое разрешение ионизационного детектора полного поглощения на основе жидкого ксенона, измерение заряда в котором проводится электронно-

импульсными камерами. Величину междуэлектродного расстояния d выберем равной 1,4 см, 0,7 см и 0,35 см, что соответствует при длине прибора в 20 χ_0 (56 см) – 20,40 и 80 камерам.

Энергетический спектр ливневых электронов имеет вид ^{/7/}:

$$N(E) = E_0 / \beta \chi(\epsilon), \quad (2)$$

$$\epsilon = \frac{2,29 E}{\beta},$$

$$\chi(x) = 1 + x e^x E_i(-x),$$

$$E_i(-x) = - \int_x^\infty \frac{e^{-t}}{t} dt.$$

E – энергия ливневого электрона; $\beta = 11$ Мэв – критическая энергия для Хе ^{/5/}.

Энергетический спектр электронов ливня в Хе (рис. 2) – мягкий: 75% частиц имеют энергию меньше критической, 30% меньше 1 Мэв.

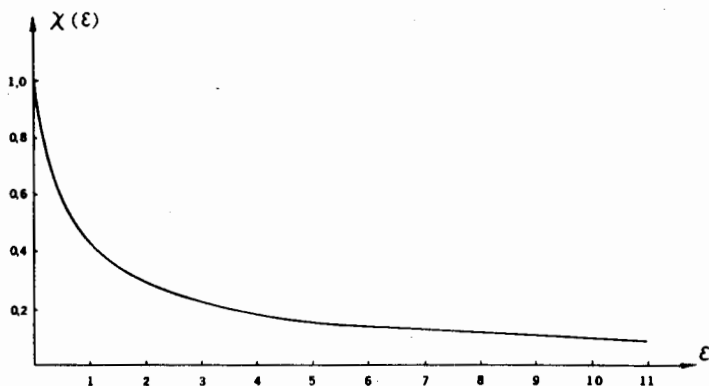


Рис. 2. Энергетический спектр ливневых электронов.

Электроны ливня, в зависимости от их энергии, либо проходят междуэлектродные промежутки полностью, образуя ионизационные треки, которые назовем f -треками, либо пересекают высоковольтные или сигнальные электроды (треки h и s соответственно), либо весь пробег ливневого электрона укладывается в междуэлектродном слое - i -трек. Треки h и s образуют также "начала" и "концы" треков электронов больших энергий. "Свертка" треков со всего чувствительного объема схематически показана на рис. 3.

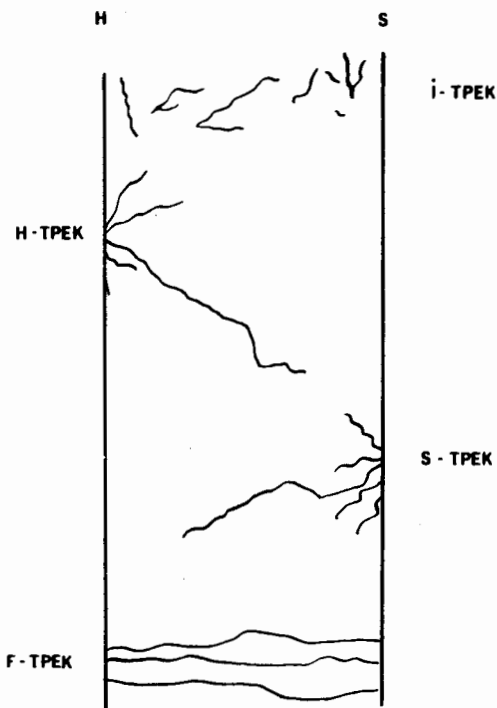


Рис. 3. Ионизационные треки, образованные при поглощении ливня. "Свертка" в один междуэлектродный слой.

Флуктуации наведенного заряда от треков определенного типа зависят, очевидно, от их числа, пространственного распределения и спектра выделенных зарядов. Сделаем следующие предположения:

1. i -треки могут образовывать электроны ливня, пробег которых меньше междуэлектродного расстояния d , Зависимость энергия-пробег для электронов дается выражениями /8/:

$$R = 0,542 \cdot E - 0,133 \text{ (г/см}^2\text{)} \quad 0,8 < E < 3 \text{ Мэв};$$

$$R = 0,407 E^{1,38} \quad 0,15 < E < 0,8.$$

Полагая, что линейная плотность ионизации в Хе для электронов с энергией, большей 3 Мэв, равна $\rho_{ion} = \beta/x_0$, получим зависимость энергия - пробег для электронов с $E > 3 \text{ Мэв}$:

$$R = R(3 \text{ Мэв}) + \frac{E - 3}{\rho_{ion}}, \quad E > 3 \text{ Мэв}, \quad R < d.$$

Зависимость энергия-пробег для электронов в жидком Хе показана на рис. 4.

2. Спектр выделенных зарядов (q_i) определен спектром ливневых электронов, за вычетом тех электронов ливня, которые пересекли какой-либо электрод. Вероятность пересечения находим по формуле Бюффона /9/

$$p = \frac{2R}{\pi d}.$$

3. Расстояния центров тяжестей (x_i) выделенных зарядов (q_i) распределены равномерно от 0 до d .

4. h -и s -треки имеют изотропное угловое распределение.

5. Заряды, выделенные при образовании h -и s -треков (q_h и q_s), распределены равномерно от 0 до максимального значения, равного энергии электрона с пробегом $R = d$.

6. Флуктуации наведенного заряда от i -треков обусловлены δ -электронами, распределение которых предполагается равномерным.

Среднее значение амплитуды импульса при сборе всех электронов с одного трека равно:

$$\bar{v} = \int_{\eta} v \phi(\eta) d\eta ,$$

$\phi(\eta)$ — плотность вероятности распределения $\eta = x/d$,

$$v = \frac{1}{C} \frac{e}{\omega} e_0 \eta \text{ (вольт) или}$$

$$v = e \eta \text{ (Мэв)}$$

e — энергия, которую рассеял электрон ливня при образовании данного трека. Для i -трека получаем:

$$\bar{v}_i = \frac{e_i}{2} ;$$

среднеквадратичное отклонение:

$$\sigma(v_i) = 0,289 e_i .$$

Для h -треков: $\phi(\eta_h) = \frac{1}{1 - \eta_{h \min}}$,

$\eta_{h \min} = 1 - \frac{R}{2d}$ — соответствует h -треку, который перпендикулярен плоскости H -электрода.

Интегрируя, получим:

$$\bar{v}_h = e_h \left(1 - \frac{R}{4d} \right) ,$$

$$\sigma(v_h) = 0,144 \frac{e_h R}{d} .$$

Аналогично для s -треков:

$$\bar{v}_s = \frac{e_s R}{4d} ,$$

$$\sigma(v_s) = 0,144 \frac{e_s R}{d} .$$

Количество треков каждого типа определим с помощью выражения (2). Зная число электронов с $R < d$, их пробеги и число пересечений, найдем количество i -треков N_i . Все остальные электроны ливня

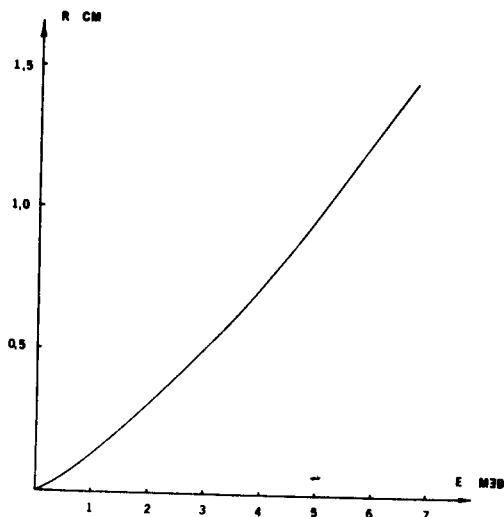


Рис. 4. Зависимость пробега электронов ливня R (см) от энергии E в жидком ксеноне.

$(\frac{E_0}{\beta} - N_i)$ образуют h -, s - и f -треки. При этом число h -треков в среднем равно числу s -треков:

$$\bar{N}_h = \bar{N}_s = \frac{E_0}{\beta} - N_i.$$

Флуктуации, обусловленные статистикой N_h и N_s , определяем по формуле Лапласа, считая, что образование h или s -трека равновероятно.

Амплитуда импульса при сборе всех электронов ионизации, образованных при полном поглощении частиц с энергией E_0 , будет распределена нормально (согласно предельной теореме Ляпунова ^{19/}) со средним значением:

$$\bar{V} = \frac{E_0}{2}.$$

Среднеквадратичное отклонение $\sigma(V)$ найдем квадратичным суммированием по всем трекам. Зависимость $\sigma(V)/\bar{V}$ от E_0 (1 + 100 Гэв) для трех значений междуэлектродного расстояния $d - \frac{x_0}{2}, \frac{x_0}{4}, \frac{x_0}{8}$ представлена на рис. 5. Видно, что влияние индукционного эффекта на энергетическое разрешение зависит от величины d и уменьшается с ростом

энергии. Аналогичный расчет для твердого ксенона ($\rho = 3,6 \text{ г/см}^3$) дает значения $\sigma(V) / \bar{V}$ на $\approx 10\%$ выше, чем для жидкого Хе.

Для оценки шумов спектрометрической аппаратуры воспользуемся данными о разрешении спектрометрических предусилителей, предназначенных для работы с полупроводниковыми детекторами большой емкости; например, /10/.

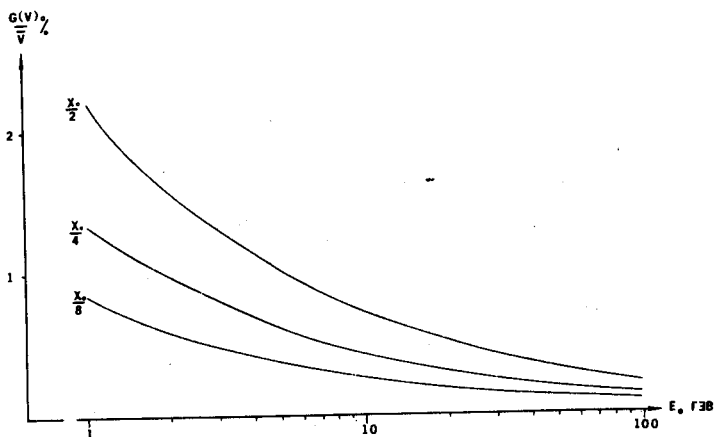


Рис. 5. Зависимость $\sigma(V) / \bar{V}$ от энергии первичных частиц.

При измерении заряда ионизационной камерой на основе ксенона разрешение предусилителя составит:

$$1/2 \Delta^{Xe} \approx \left(\Delta_0^{Si} + \frac{d\Delta^{Si}}{dC} C \right) \frac{\omega^{Xe}}{\omega^{Si}},$$

где $\Delta_0^{Si} \approx 4 \text{ ГэВ}$ - разрешение усилителя при нулевой емкости на входе для кремниевого детектора, $\frac{d\Delta^{Si}}{dC} \approx 0,017 \frac{\text{КэВ}}{\text{пФ}}$ - степень ухудшения разрешения при увеличении емкости, $C = \frac{S \epsilon_0 \epsilon_2}{d}$ - емкость камеры:

$\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ф}}{\text{М}}$; ϵ_r (жидкий Хе) = 1,88 /11/; ϵ_r (твердый Хе) = 2,03; $\omega^{Si} = 3,8 \text{ эв}$ - средняя энергия, расходуемая на образование пары ионов для кремния, $\omega^{Xe} \approx 21 \text{ эв}$ - для ксенона (газ).

Для детектора диаметром 1 метр емкость камеры равна (жидкий Хе):

$$d = \frac{X_0}{2} - C = 1870 \text{ пф,}$$

$$d = \frac{X_0}{4} - C = 3740 \text{ пф,}$$

$$d = \frac{X_0}{8} - C = 7480 \text{ пф.}$$

Разрешение одной камеры будет равно:

$$d = \frac{X_0}{2} - \frac{1}{2} \Delta X_e \approx 0,20 \text{ Мэв,}$$

$$d = \frac{X_0}{4} - \frac{1}{2} \Delta X_e \approx 0,37 \text{ Мэв,}$$

$$d = \frac{X_0}{8} - \frac{1}{2} \Delta X_e \approx 0,72 \text{ Мэв.}$$

Суммируя квадратично по всем камерам, получим:

$$20 \text{ камер} - \frac{1}{2} \Delta_{\text{ш}} \approx 0,9 \text{ Мэв,}$$

$$40 \text{ камер} - \frac{1}{2} \Delta_{\text{ш}} \approx 2,3 \text{ Мэв,}$$

$$80 \text{ камер} - \frac{1}{2} \Delta_{\text{ш}} \approx 6,4 \text{ Мэв.}$$

Для $E_0 = 1$ Гэв индукционный эффект равен:

$$20 \text{ камер} - \frac{1}{2} \Delta_{\text{инд}} \approx 27 \text{ Мэв,}$$

$$40 \text{ камер} - \frac{1}{2} \Delta_{\text{инд}} \approx 16 \text{ Мэв,}$$

$$80 \text{ камер} - \frac{1}{2} \Delta_{\text{инд}} \approx 10 \text{ Мэв.}$$

Видно, что влияние шумов спектрометрической аппаратуры на энергетическое разрешение значительно меньше влияния индукционного эффекта при $E_0 = 1$ Гэв и становится пренебрежимо малым при энергиях больше 1 Гэв.

Флуктуации ионизационных импульсов, обусловленные конечными размерами прибора, увеличиваются с энергией и становятся сравнимыми с флуктуациями, которые дает индукционный эффект при $E_0 \approx 5 - 10$ Гэв ($L = 20 X_0$, диаметр 1 м). Для больших энергий необходимо увеличение размеров.

Таким образом, расчеты показывают, что энергетическое разрешение электронно-импульсного ионизационного детектора полного поглощения

на основе конденсированного ксенона определяется индукционным эффектом и составляет, например, $\delta \approx \pm 0,9\%$ для $E_0 = 1$ Гэв и $\delta \approx \pm 0,3\%$ для $E_0 = 10$ Гэв ($d = \frac{X_0}{g}$).

В заключение приведем экспериментальные данные о скоростях дрейфа электронов в конденсированном ксеноне:

жидкий Xe ($T = 163^\circ\text{K}$) - $v = 0,3 \cdot 10^8$ см/сек /2/ ,

жидкий Xe ($T = 254^\circ\text{K}$) - $v = 1,2 \cdot 10^8$ см/сек /3/ ,

твердый Xe ($T = 157^\circ\text{K}$) - $v = 0,6 \cdot 10^8$ см/сек /2/ .

Данные соответствуют области сильного поля, где скорость дрейфа практически не зависит от напряженности поля. По этим цифрам можно предельно определить время сбора электронов для конкретных размеров детектора, а значит, и его временные характеристики.

Литература

1. Luis W.Alvarez. LRL Group A, Physics Note 672, 1968.
2. L.S.Miller, S.Howe and W.E.Spear. Phys.Rev., v.166 (3), 871, 1968.
3. Ю.В. Куликов, Н.И. Малашкевич, В.Д. Рябцов, Е.А. Силаев. Сообщение ОИЯИ, P13-5403, Дубна, 1970.
4. Richard A.Muller et al. Preprint UCRL-20811, 1971.
5. О.И. Довженко, А.А. Поманский. ЖЭТФ, 45, 268, 1963.
6. В. Векслер, Л. Грошев, Б. Исаев. Ионизационные методы исследования излучений. М. ГИТТЛ, 1949.
7. С.З. Беленький. Ливневые процессы в космических лучах. М.ГИТТЛ, 1948.
8. В. Прайс. Регистрация ядерного излучения. М. НИЛ, 1960.
9. Б.В. Гнеденко. Курс теории вероятности. М. ГИТТЛ, 1954.
10. E.Elad and C.W.Williams. Moscow Trade Conf., May 1971.
11. Ralph L.Amey and Robert H.Cole. Journ. of Chemical Physics, v. 40 (1), 146, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 июня 1972 года.