

УДК 539.1.074.22

УЛУЧШЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ  
В ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕРАХ С СЕТКОЙ  
ЗА СЧЕТ ПОДАВЛЕНИЯ ИНДУКЦИОННОГО ЭФФЕКТА

© 2013 г. С. Г. Покачалов, С. Н. Федотов, М. А. Кирсанов, Н. А. Миханчук

*Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”**Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31*

Поступила в редакцию 16.03.2012 г.

Для плоской ионизационной камеры с сеткой анализируется зависимость величины индуцированного заряда на аноде как функция неэффективности экранирования сетки и среднего пробега электронов до захвата электроотрицательной примесью. Рассмотрены случаи точечной ионизации и ионизации в виде трека заряженной частицы от источника, размещенного на катоде. Расчетом показано и экспериментально подтверждено существенное подавление вклада индукционного эффекта в полное относительное энергетическое разрешение для камер с большим шагом сетки, что позволяет упростить технологию изготовления сеток.

DOI: 10.7868/S0032816213010242

## ВВЕДЕНИЕ

Относительная простота конструкции импульсных ионизационных камер (и.и.к.) с сеткой, их радиационная стойкость, достаточно хорошее энергетическое разрешение, большой динамический диапазон измерения индуцированного заряда (до  $10^7$ ), возможность получения помимо анодного дополнительных логических сигналов с других электродов, простая связь между ионизацией в объеме и этими сигналами определяют области применимости этих детекторов [1–4].

Известно, что на энергетическое разрешение и.и.к. с сеткой существенное влияние оказывает индукционный эффект, связанный с неполным экранированием сеткой анода от области ионизации между катодом и сеткой. В данном случае под индукционным эффектом понимают зависимость заряда на аноде от точки ионизации или ориентации трека частицы в промежутке катод–сетка, который представляет собой суперпозицию зарядов от электронов, прошедших через сетку и собранных на аноде, и заряда, индуцированного положительными ионами, остающимися в области ионизации после собирания электронов.

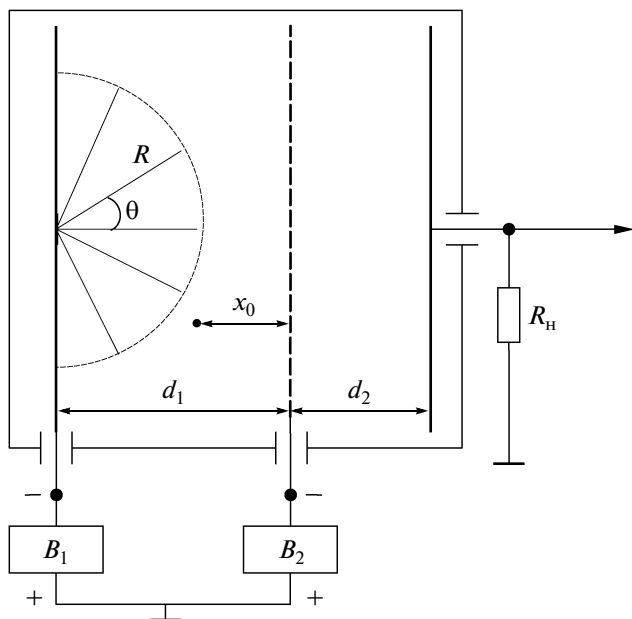
Очевидно, что добиться с помощью сетки полного экранирования анода от области ионизации в промежутке катод–сетка нельзя, так как сетка должна обладать хорошей прозрачностью для электронов, определяемой как отношение электронного заряда, прошедшего через сетку к аноду, к заряду, образованному в камере.

Обычно индукционный эффект характеризуют таким параметром, как неэффективность сетки  $\varphi$

[5], зависящим от шага намотки сетки, диаметра проволоки и от расстояния между анодом и сеткой.

Классический подход при разработке и.и.к. с сеткой заключается в создании камер с прозрачностью сетки, близкой к единице, и неэффективностью  $\varphi$  на уровне нескольких процентов, что обеспечивается малым шагом намотки и тонкой проволокой. В особенности это относится к сеткам узкозачерных и.и.к. на жидких инертных газах и органических соединениях [6–9]. Так, в [6] использовалась сетка с шагом  $h = 300$  мкм, диаметром проволоки  $d = 30$  мкм, в [7]  $h = 150$  мкм,  $d = 10$  мкм, в [8, 9]  $h = 150$  мкм,  $d = 10$  мкм. При этом подразумевается, что камера должна заполняться электроположительным газом или жидкостью, имеющими высокую чистоту по отношению к электроотрицательным примесям, чем достигается одинаковый сбор электронов на анод из любой точки ионизации в промежутке катод–сетка.

В [10] представлена конструкция камеры со схемой ее включения, которая позволяет существенно уменьшить вклад индукционного эффекта, связанного с неэффективностью экранирования сетки, в полное энергетическое разрешение при одновременном упрощении технологии изготовления сетки за счет увеличения шага намотки. Камера состояла из двух одинаковых по конструкции сетчатых электродов, размещенных на одинаковых расстояниях от двух замкнутых между собой крайних электродов, подключенных к спектрометрическому усилителю. В этом случае благодаря симметричному расположению электродов величина суммарного заряда, индуцируемого дрейфующими электронами и положительными ионами на крайних электродах, оказывает



**Рис. 1.** Схематическое изображение и.и.к. с сеткой.  $R$  — пробег заряженной частицы;  $\theta$  — угол вылета заряженной частицы;  $x_0$  — расстояние от точечного заряда до сетки;  $B_1, B_2$  — выпрямители;  $R_n$  — сопротивление нагрузки.

ся практически независимой от точки ионизации при увеличении шага сетки по крайней мере в несколько раз.

В данной работе для и.и.к. с сеткой предлагается другой способ подавления индукционного эффекта, связанного с неэффективностью сетки, который достигается введением в рабочее вещество (электроположительные газ или жидкость) электроотрицательной примеси (э.о.п.) дозированной концентрации.

### ИНДУЦИРОВАННЫЙ ЗАРЯД НА АНОДЕ ПРИ НАЛИЧИИ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНОВ

Ожидаемое уменьшение вклада индукционного эффекта в полное энергетическое разрешение и.и.к. при введении в рабочее вещество камеры э.о.п. можно качественно проиллюстрировать на примере точечной ионизации в промежутке катод–сетка (рис. 1).

В камере, заполненной электроположительным веществом, суммарный заряд  $Q$ , индуцированный на аноде, представляет собой в соответствии с электростатической теоремой Грина [11] разность зарядов, индуцированных дрейфующими электронами и практически неподвижными за время дрейфа электронов положительными ионами:  $Q = q_0 - Q_1 = q_0 \left[ 1 - \left( 1 - \frac{x_0}{d_1} \right) \varphi \right]$ , где  $q_0$  — образованный заряд;  $Q_1$  — заряд, индуцированный

положительными ионами;  $d_1$  — расстояние между катодом и сеткой;  $x_0$  — расстояние от точки образования заряда до сетки.

В случае равномерной точечной ионизации объема камеры между катодом и сеткой распределение импульсов по амплитудам будет представлять собой равномерное распределение с границами между  $q_0(1 - \varphi)$  и  $q_0$ , шириной  $\Delta q = q_0\varphi$ .

При введении в рабочее вещество э.о.п. следует ожидать изменения величины  $Q$  как функции  $x_0$  и границ распределения, причем правая граница, соответствующая ионизации у катода, будет за счет захвата электронов смещаться в область меньших амплитуд сильнее, чем левая (ионизация у сетки). Таким образом, можно предположить, что добавка определенной концентрации э.о.п. должна приводить к уменьшению ширины распределения  $\Delta q$  и, как следствие, подавлять вклад неэффективности сетки в полное энергетическое разрешение и.и.к.

Для проверки данного предположения и определения оптимальной концентрации примеси, при которой достигается наилучший эффект, были получены выражения индуцированного заряда на аноде для случаев точечной ионизации и ионизации в виде трека заряженной частицы от источника, размещенного на катоде.

### ТОЧЕЧНАЯ ИОНИЗАЦИЯ

При введении в камеру э.о.п. суммарный индуцированный заряд на аноде

$$Q = q_e - Q_1 + Q_2 + Q_3, \quad (1)$$

где  $q_e$  — заряд от электронов, собранных на аноде;  $Q_2$  — заряд, индуцированный на аноде отрицательными ионами, образованными при дрейфе электронов в промежутке катод–сетка;  $Q_3$  — заряд, индуцированный на аноде отрицательными ионами, образованными при дрейфе электронов в промежутке сетка–анод.

Заряд  $q_e = q_0 e^{-(x_0/L_1 + d_2/L_2)}$ , где  $d_2$  — расстояние от сетки до анода;  $L_1$  и  $L_2$  — средние пробеги электронов до захвата в промежутках катод–сетка и сетка–анод соответственно. В общем случае величины  $L_1$  и  $L_2$  различны, так как известно [12, 13], что средний пробег электронов является функцией напряженности электрического поля, а проникаемость сетки достигает 100% при условии  $E_2/E_1 \geq 2$ , где  $E_2$  и  $E_1$  — напряженности электрического поля в промежутках сетка–анод и катод–сетка.

Заряд  $Q_1$ , индуцированный на аноде положительными ионами, образованными при ионизации, определяется выражением

$$Q_1 = q_0 \left( 1 - \frac{x_0}{d_1} \right) \varphi.$$

Заряд  $Q_2$ , индуцированный на аноде отрицательными ионами, образованными при дрейфе электронов в промежутке катод–сетка, определяется по формуле

$$Q_2 = \int_0^{x_0} q_0 e^{-x/L_1} \left( \frac{d_1 + x - x_0}{d_1} \varphi \right) \frac{1}{L_1} dx,$$

а заряд  $Q_3$  – в промежутке сетка–анод по формуле

$$Q_3 = \int_0^{d_2} q_0 e^{-x_0/L_1} e^{-y/L_2} \frac{y}{L_2 d_2} dy.$$

При вычислении  $Q_1$ ,  $Q_2$ ,  $Q_3$  подразумевается, что смещением положительных ионов в области ионизации, и отрицательных ионов, образованных в результате захвата электронов, можно пренебречь, так как их скорость дрейфа приблизительно на три порядка меньше скорости дрейфа электронов.

В результате суммирования этих четырех выражений получаем суммарный заряд для точечной ионизации:

$$Q = q_0 e^{-x_0/L_1} \left[ \frac{L_2}{d_2} (1 - e^{-d_2/L_2}) - \varphi \frac{L_1}{d_1} \left( 1 + \frac{d_1}{L_1} e^{x_0/L_1} \right) \right]. \quad (2)$$

### ИОНИЗАЦИЯ В ТРЕКЕ

Рассматривается случай, когда источник заряженных частиц с пробегом  $R \leq d_1$  размещен на катоде, ионизация вдоль трека предполагается равномерной (см. рис. 1). Как и при точечной ионизации, суммарный индуцированный заряд на аноде описывается выражением (1), однако каждое слагаемое этой суммы будет иметь другое значение.

Заряд  $q_e$  от числа электронов, собранных на аноде для частицы, вылетевшей под углом  $\theta$ , равен:  $q_e = q_1 e^{-d_2/L_2}$ . Суммарный заряд электронов, прошедших через сетку, равен  $q_1 = \frac{q(t_0)}{a} \int_0^a e^{-x/L_1} dx$ , где  $q(t_0) = q_0 e^{-v_1 t_0/L_1}$  – заряд электронов в момент  $t_0 = \frac{d_1 - a}{v_1}$ ;  $a = R \cos \theta$ ;  $v_1$  – скорость дрейфа электронов в промежутке катод–сетка.

Индуцированный заряд  $Q_1$  от положительных ионов на аноде определяется выражением  $Q_1 = \frac{q_0 \varphi}{a} \int_0^a \frac{x}{d_1} dx = \frac{q_0 a}{2d_1} \varphi$ .

При расчете заряда  $Q_2$ , индуцированного на аноде отрицательными ионами, образованными при дрейфе электронов в промежутке катод–сетка, необходимо учитывать, что заряд  $q_2$  от числа электронов, проходящих через сечение  $x \leq a$ , и заряд  $q_3$  от числа электронов, проходящих через сечение  $x > a$ , будут различными:

$$q_2 = \frac{q_0 L_1}{a} (1 - e^{-x/L_1}) \quad \text{для } x \leq a, \text{ и}$$

$$q_3 = \frac{q_0}{a} L_1 e^{-x/L_1} (e^{a/L_1} - 1) \quad \text{для } x > a.$$

Соответственно число отрицательных ионов в разных сечениях промежутка катод–сетка также будет различно, поэтому выражение для заряда  $Q_2$  будет иметь следующий вид:

$$Q_2 = \frac{q_0}{a} \left[ \int_0^a (1 - e^{-x/L_1}) \frac{x \varphi}{d_1} dx + \int_a^{d_1} e^{-x/L_1} (e^{a/L_1} - 1) \frac{x}{d_1} \varphi dx \right].$$

Заряд  $Q_3$ , индуцированный на аноде отрицательными ионами, образованными при дрейфе электронов в промежутке сетка–анод, определяется по формуле

$$Q_3 = \frac{q_0 L_2}{L_1 a d_2} e^{-d_1/L_1} (e^{a/L_1} - 1) \int_0^{d_2} x e^{-x/L_2} dx.$$

После суммирования полученных выражений для трековой ионизации получаем

$$Q = \frac{q_0}{a} L_1 \left[ \frac{L_2}{d_2} e^{-d_1/L_1} (1 - e^{a/L_1}) (e^{-d_2/L_2} - 1) + \frac{\varphi}{d_1} (a + e^{-d_1/L_1} (d_1 + L_1) (1 - e^{a/L_1})) \right]. \quad (3)$$

### НЕЭФФЕКТИВНОСТЬ СЕТКИ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ

Полученные выражения (2) и (3) использовались при моделировании распределения заряда  $P(Q/q_0)$  для заданных величин  $d_1 = 2$  см,  $d_2 = 1$  см,  $R = d_1$ . Варьировался параметр  $L_1$  при фиксированных значениях  $\varphi = 0.05; 0.075; 0.1; 0.15; 0.2$ .

При этом для каждого  $\varphi$  брались три значения  $L_2/L_1 = 1.5; 2; 3$ , так как обычно в и.и.к. с сеткой  $E_2/E_1 \geq 1.5$ , а средний пробег электронов до захвата  $L$  увеличивается с ростом  $E$  [12].

В случае точечной ионизации предполагалось, что координата точки ионизации  $x_0$  равномерно распределена в интервале  $(0, d_1)$ . Для каждого случайного числа  $x_{0i}$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ) и выбранных значений  $L_1$ ,  $\varphi$ ,  $L_2/L_1$  по формуле (2) рассчитывался относительный заряд  $Q_i/q_0$ . Для полученных величин  $Q_i/q_0$  определялись максимальные и минимальные значения  $Q_{\max}/q_0$  и  $Q_{\min}/q_0$ . Диапазон значений  $[Q_{\min}/q_0, Q_{\max}/q_0]$  разбивался на 50 равных интервалов и для каждого интервала  $\Delta Q_j/q_0$  ( $j = 1, 2, \dots, 50$ ) подсчитывалось число  $M_j$  относительных зарядов  $Q_i/q_0$ , попавших в этот интервал. Величина  $P_j = M_j/N$ , нормированная на

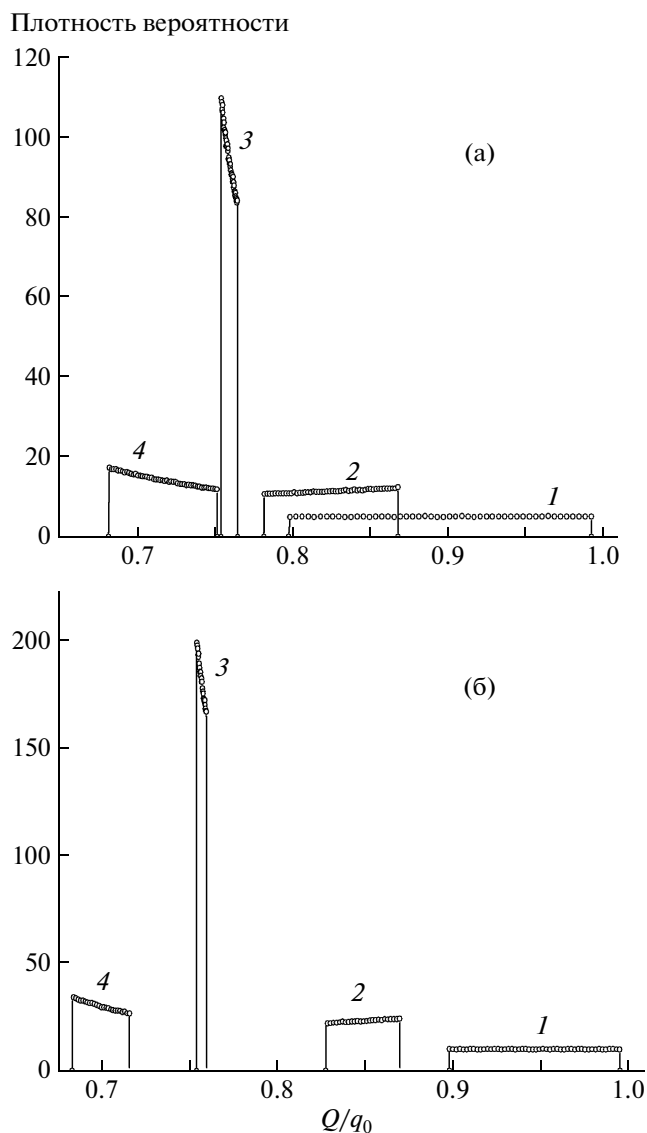


Рис. 2. Расчетные распределения для точечной (а) и трековой (б) ионизаций как функции  $L_1$  при  $\varphi = 0.2$  и  $L_2/L_1 = 2$ : 1 –  $L_1 = 10^3$  см, 2 –  $L_1 = 15$  см, 3 –  $L_1 = 7.2$  см, 4 –  $L_1 = 5.3$  см.

$\Delta Q_j/q_0$ , представляет собой оценку плотности вероятности попадания заряда в интервал  $\Delta Q_j/q_0$ .

При моделировании распределения заряда  $P(Q/q_0)$  в случае трековой ионизации от точечного источника, расположенного в центре катода, учитывается тот факт, что частицы вылетают в правую полусферу (см. рис. 1) и их треки по направлениям изотропны в пространстве. При расчете распределения заряда для трековой ионизации в формулу (3) подставлялась величина  $a_i = R \cos(\theta_i)$ , где  $R = d_1$ , значение  $\cos \theta_i$  равномерно распределено на интервале (0, 1). Далее повторялись все шаги, описанные для точечной иониза-

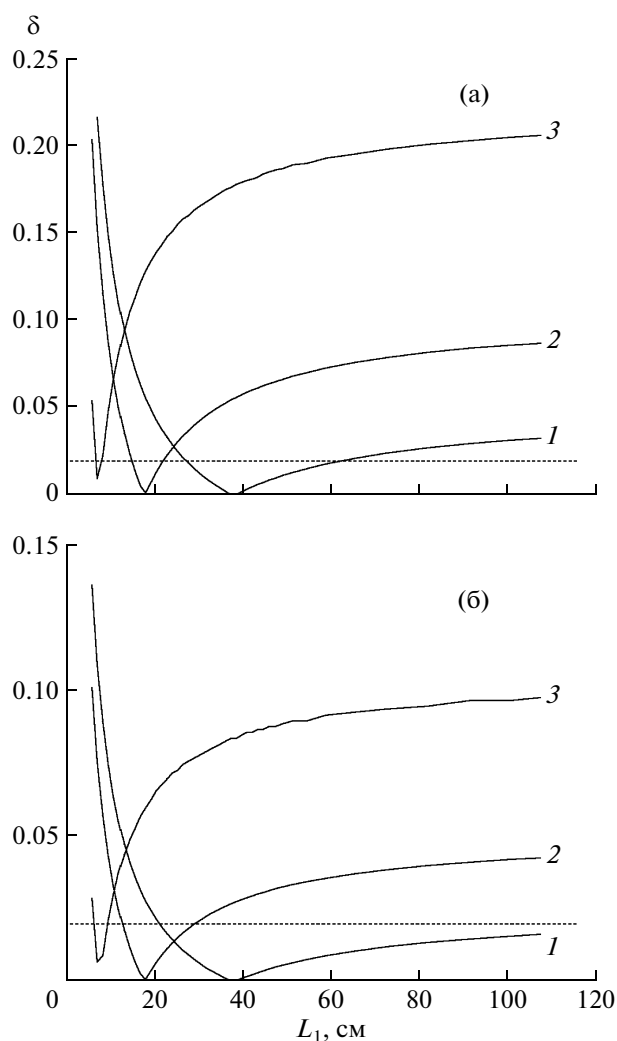


Рис. 3. Расчетные значения относительной ширины распределений как функции  $L_1$  для точечной (а) и трековой (б) ионизаций при  $d_1 = 2$  см,  $d_2 = 1$  см: 1 –  $\varphi = 0.05$ ; 2 –  $\varphi = 0.1$ ; 3 –  $\varphi = 0.2$ ; штриховой линией отмечена верхняя граница значения  $L_1$  для  $\delta \leq 2\%$ .

ции. Во всех случаях число испытаний  $N$  бралось равным  $10^5$ .

Типичные плотности вероятностей распределений заряда  $Q$ , нормированного на  $q_0$ , для двух типов ионизации при  $\varphi = 0.2$ ,  $L_2/L_1 = 2$  для разных  $L_1$  приведены на рис. 2. Относительная ширина распределения  $\delta$ , обусловленная неэффективностью сетки, вычислялась как отношение полной ширины распределения на половине его высоты к среднему значению  $\bar{Q}$  (центру тяжести) распределения.

Полученные расчетные значения  $\delta$  для трех величин  $\varphi$  как функции  $L_1$  приведены на рис. 3. При этом, как и следовало ожидать из (2) и (3), величины  $\delta$  в диапазоне  $L_1 \geq 7-10$  см практически не зависели от соотношения  $L_2/L_1$ , так как  $L_2 \gg d_2 = 1$  см, и только при меньших  $L_1$  различие в  $\delta$  со-

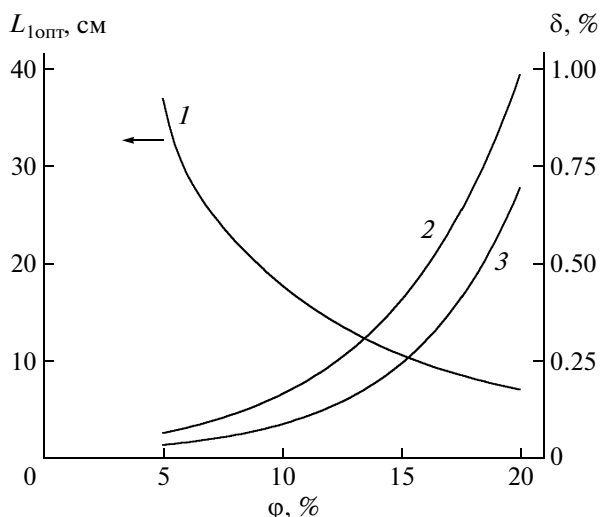


Рис. 4. Оптимальный средний пробег электронов до захвата как функция неэффективности сетки (1) и относительная ширина распределения  $\delta$  для  $L_{\text{опт}}$  в случае точечной (2) и трековой (3) ионизаций.

ставляло не более 10%. При  $L_1 > 100$  см величины  $\delta$  стремятся к значениям, соответствующим рабочему веществу без э.о.п.

Оптимальный пробег электронов до захвата  $L_{\text{опт}}$ , при котором  $\delta$  для данного  $\phi$  становится минимальной, приведен на рис. 4.

Конечный вид аппаратурной формы линии (а.ф.л.) с дисперсией  $D$  представляет собой свертку распределения с дисперсией  $D_\phi = \sigma_\phi^2$ , связанного с неэффективностью сетки, и распределений (с дисперсиями  $D_i = \sigma_i^2$ ), относящихся к таким процессам, как флуктуации ионизации, токи утечки по камере, входные шумы электроники, флуктуации захвата электронов и т.д.:

$$D = \sigma^2 = D_\phi + \sum_i D_i = \sigma_\phi^2 + \sum_i \sigma_i^2.$$

Если  $\sigma_\phi^2 \approx \sum_i \sigma_i^2$ , то а.ф.л. близка к нормальному распределению с полным относительным энергетическим разрешением  $\delta_n = \frac{\Gamma}{Q} = 2.35 \frac{\sigma}{Q}$ , где  $\Gamma$  – ширина распределения на его полувысоте. Для камер с  $\delta_n \approx 2\text{--}3\%$  неэффективность сетки также не должна превышать этих величин [10].

Если  $\sigma_\phi^2 \gg \sum_i \sigma_i^2$ , т.е.  $\phi$  – велико, то  $\delta_n$  определяется в основном шириной распределения  $\delta$ , связанной с неэффективностью сетки  $\delta_n \approx \delta$ . В этом случае для рабочего вещества без э.о.п.  $\delta \approx \phi$  и  $\delta \approx \phi/2$  в случае точечной и трековой ионизации соответственно. Из рис. 3 и рис. 4 видно, что введение в чистое рабочее вещество э.о.п. с концентрацией, дающей  $L_{\text{опт}}$ , подавляет вклад в полное

относительное разрешение неэффективности сетки даже при  $\phi = 0.2$  ( $\phi = 20\%$ ) более чем на порядок и позволяет использовать в этом случае сетки с большим шагом намотки.

На практике точно выбирать  $L_{\text{опт}}$  и, следовательно, концентрацию э.о.п. совсем не обязательно. На рис. 3 для разных  $\phi$  пунктиром отмечена верхняя граница значений  $L_1$ , которые обеспечивают величину  $\delta \leq 2\%$ .

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментальная проверка подавления индукционного эффекта, связанного с неэффективностью экранирования сетки, проводилась в и.и.к. (рис. 1). Анод и катод камеры выполнены в виде латунных дисков  $\varnothing 60$  мм. Между ними располагалась сетка из нихромовой проволоки  $\varnothing 100$  мкм, намотанная на латунное кольцо  $\varnothing 60$  мм. Исследовались сетки с шагом 1.5 и 4.5 мм.

Расстояние между сеткой и катодом составляло  $d_1 = 2$  см, сеткой и анодом –  $d_2 = 1$  см. Постоянное напряжение отрицательной полярности подавалось от двух выпрямителей  $B_1$  и  $B_2$  на катод ( $U_1 = -600$  В) и на сетку ( $U_2 = -300$  В).

Анод камеры подключался к стандартному спектрометрическому тракту, состоящему из зарядочувствительного предусилителя БУС2-01-1 и основного усилителя БУС2-47. С выхода основного усилителя импульсы напряжения подавались на вход амплитудно-цифрового преобразователя, встроенного в персональный компьютер. В процессе измерений параметры тракта не менялись.

Камера заполнялась чистым аргоном или смесью аргон + кислород до давления  $p = 2 \cdot 10^5$  Па. Перед заполнением камеры чистым аргоном газ очищался от э.о.п. искровым методом [13]. Описание газовой системы и методики составления смеси аргон + кислород изложено в [14].

Исследовались а.ф.л. камеры при регистрации  $\alpha$ -частиц от источника  $^{239}\text{Pu}$  ( $\epsilon_\alpha = 5.15$  МэВ), размещенного в центре катода.

В первой серии экспериментов снимались распределения импульсов по амплитудам в камере, заполненной чистым аргоном, для шага сетки 1.5 и 4.5 мм (см. рис. 5).

Соответствующие значения неэффективности сетки  $\phi$  вычислялись по формуле  $\phi = [(h(\rho^2/4 - \ln \rho)/(2\pi)]/[d_2 + h(\rho^2/4 - \ln \rho)/(2\pi)]$ , где  $\rho = 2\pi r/h$ ;  $h$  – шаг сетки;  $r$  – радиус проволоки, и составляли  $\phi = 0.036$  для  $h = 1.5$  мм и  $\phi = 0.16$  для  $h = 4.5$  мм.

При  $h = 1.5$  мм а.ф.л. оказались близки к нормальному распределению, и полное относительное разрешение и.и.к.  $\delta_n = 2.4\%$ . Вклад в  $\delta_n$  входных шумов усилительного тракта при подключенной камере ( $U_1 = U_2 = 0$ ) составил  $\delta_{\text{ш}} \approx 0.5\%$ .

При увеличении шага намотки сетки до 4.5 мм распределение оказалось ближе к равномерному с плавными краями, центр его тяжести сместился в область меньших амплитуд и  $\delta_n \approx 10\%$ .

Во второй серии экспериментов и.и.к. заполнялась смесью  $\text{Ar} + \text{O}_2$ . При  $h = 4.5$  мм неэффективность сетки  $\phi = 16\%$  (см. рис. 4) и соответственно  $L_{\text{опт}} = 10$  см.

Требуемая концентрация  $C(\text{O}_2)$  кислорода в  $\text{Ar}$  для  $L_{\text{опт}} = 10$  см рассчитывалась из данных работы [12], в которой исследовалась зависимость коэффициента прилипания  $K = 1/(LC(\text{O}_2))$  как функции давления аргона  $p$  и соотношения  $E/p$ .

Было установлено, что при  $E/p = \text{const}$  отношение  $K/p^2 \approx \text{const}$  вплоть до  $p = 1.18$  МПа. Оказалось также, что  $K$  зависит не только от  $p$  и  $E/p$ , но и от концентрации  $\text{O}_2$ . Такое сложное поведение  $K$  не позволяет точно определить требуемую величину  $C(\text{O}_2)$  для  $L_{\text{опт}} = 10$  см, а выполнить только ее оценку.

Так по данным [12] для нашего случая, когда  $E_1/p = 0.1$  В/(см · Торр) при изменении  $C(\text{O}_2)$  от 1 до 0.27% величина  $K$  при  $p = 8.2$  атм меняется от 10 до 13–14 мм<sup>-1</sup>. Таким образом для среднего значения  $K \approx 12$  мм<sup>-1</sup> с учетом, что  $K/p^2 \approx \text{const}$ , при  $p = 2$  атм коэффициент прилипания будет составлять  $K \approx 0.71$  мм<sup>-1</sup>. Отсюда для  $L_{\text{опт}} = 10$  см концентрация  $C(\text{O}_2) = 1/(KL_{\text{опт}}) \approx 1.4\%$ .

Распределение импульсов по амплитудам при заполнении и.и.к. смесью  $\text{Ar} + \text{O}_2$  с  $C(\text{O}_2) = (1.4 \pm 0.1)\%$  и  $h = 4.5$  мм также представлено на рис. 5. Как и следовало ожидать, а.ф.л. при захвате электронов сместилась в область меньших амплитуд. Однако при этом  $\delta_n$  составило  $\approx 2.6\%$ . Необходимо отметить, что в этом случае дополнительным источником флуктуаций, связанным с захватом электронов э.о.п., при  $L > 10$  см фактически можно пренебречь. Действительно, их вклад в полное разрешение и.и.к. можно оценить как  $\delta_e = 2.35\sqrt{1/\bar{N} - 1/N_0}$ , где  $\bar{N} = N_0 e^{-d_1/L_1 - d_2/L_2}$ ;  $N_0 = \epsilon_\alpha/\omega$ ;  $\epsilon_\alpha = 5.15$  МэВ;  $\omega = 26.4$  эВ – средняя энергия образования электрон-ионной пары зарядов в  $\text{Ar}$ . Отсюда, учитывая, что  $L_2 > L_1 = 10$  см, разрешение  $\delta_e \approx 0.3\%$ .

Таким образом, введение э.о.п. позволило практически полностью устранить индукционный эффект, связанный с неэффективностью экранирования сетки, и, как следствие, сохранить хорошее полное энергетическое разрешение при увеличении шага намотки сетки по крайней мере в несколько раз.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В и.и.к. с сеткой, заполненной рабочим веществом с э.о.п., получены формулы, устанавливающие связь между индуцированным зарядом, не-

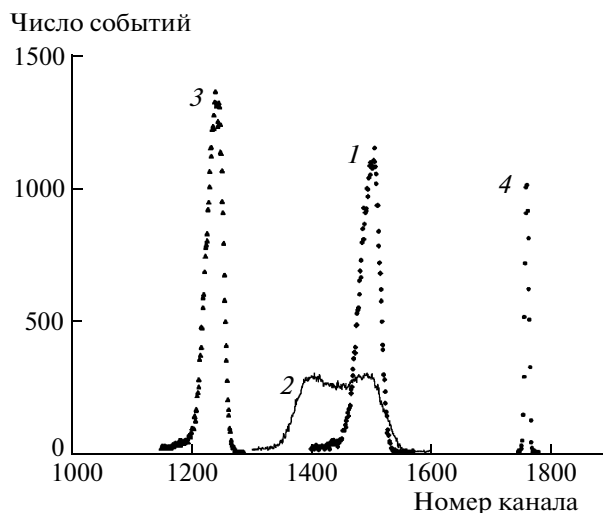


Рис. 5. Распределения импульсов по амплитудам от источника  $^{239}\text{Pu}$  в чистом аргоне для сетки с шагом: 1 –  $h = 1.5$  мм; 2 –  $h = 4.5$  мм; в смеси аргон + кислород: 3 –  $h = 4.5$  мм; 4 – пик от генератора стабильной амплитуды.

эффективностью сетки  $\phi$ , средним пробегом электронов до захвата  $L$  и размерами камеры в случае точечной и трековой ионизации.

Расчетами было установлено и экспериментально подтверждено, что даже в случае больших значений  $\phi$  всегда существует определенный диапазон значений  $L$  и соответственно концентраций э.о.п., при которых практически полностью подавляется вклад неэффективности сетки в полное энергетическое разрешение.

Таким образом, используя полученные формулы и предложенную методику, можно получать хорошее энергетическое разрешение в и.и.к. требуемых размеров с большим шагом сетки.

Особенно этот подход эффективен при работе с узкоззорными камерами на жидких инертных газах, в которых влияние индукционного эффекта на разрешение, связанное с неконтролируемым изменением шага намотки сетки в области низких температур, может оказаться определяющим.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gook A., Chernykh M., Enders J. et al. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2010. V. A621. P. 401.
2. Дмитриенко В.В., Лебедев В.Н., Романюк В.С. // ПТЭ. 1982. № 1. С. 51.
3. Barabash A.S., Golubev A.A., Kazachenko O.V. et al. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1985. V. A236. P. 69.
4. Акимов Ю.К. Газовые детекторы ядерных излучений. Дубна: ОИЯИ, 2011.
5. Bunemann O., Cranshaw T.E., Harvey J.A. // Canadian Journal Research. 1949. V. A27. P. 191.

6. *Ободовский И.М., Покачалов С.Г.* // Физика низких температур. 1979. Т. 5. № 8. С. 829.
7. *Masuda K., Hitachi A., Hoshi Y. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1980. V. 174. P. 439.
8. *Ichinose H., Doke T., Hitachi A. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1990. V. A295. P. 354.
9. *Ichinose H., Doke T., Hitachi A. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1992. V. A322. P. 216.
10. *Кирсанов М.А., Миханчук Н.А., Ободовский И.М., Покачалов С.Г.* // ПТЭ. 2011. № 6. С. 16.
11. *Прайс В.* Регистрация ядерного излучения. М.: Изд-во иностр. лит, 1960.
12. *Барабаш А.С., Голубев А.А., Казаченко О.В. и др.* // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 10. С. 2054.
13. *Pokachalov S.G., Kirsanov M.A., Kruglov A.A., Obodovski I.M.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1993. V. A327. P. 159.
14. *Брандин А.А., Гуцин Е.М., Миханчук Н.А. и др.* // ПТЭ. 2006. № 3. С. 132.