

УСТРАНЕНИЕ ИНДУКЦИОННОГО ЭФФЕКТА В ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕРАХ С СЕТКОЙ

© 2011 г. М. А. Кирсанов, Н. А. Миханчук, И. М. Ободовский, С. Г. Покачалов

Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”

Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

Поступила в редакцию 28.03.2011 г.

Анализируется влияние неэффективности экранировки сетки на полное энергетическое разрешение для плоскопараллельных ионизационных камер с электронным собиранием. Предложена и исследуется конструкция камеры, в которой обеспечивается существенное подавление влияния индукционного эффекта на энергетическое разрешение при одновременном упрощении технологии изготовления сеток.

ВВЕДЕНИЕ

При выборе импульсных ионизационных камер (и.и.к.), заполненных газом или жидкостью, для решения задач спектрометрии определяющим параметром является величина энергетического разрешения, ограничивающая область применимости таких детекторов. Известно, что на энергетическое разрешение плоскопараллельных и.и.к. с сеткой, работающих в режиме электронного собирания, влияет индукционный эффект, обусловленный неполной экранировкой сеткой анода от области ионизации между катодом и сеткой.

Величина индукционного эффекта и соответственно его вклад в полное энергетическое разрешение обычно характеризуются таким параметром камеры, как неэффективность экранировки сетки φ . Этот параметр зависит от шага намотки сетки, диаметра проволоки и расстояния между анодом и сеткой.

Вторым важным параметром, влияющим на работу таких детекторов, является прозрачность сетки, определяемая как отношение электронного заряда, прошедшего через сетку к аноду, к заряду, образованному в камере. Прозрачность сетки также зависит от шага намотки и диаметра проволоки.

В и.и.к. с полным относительным энергетическим разрешением 1–2% для подавления индукционного эффекта и обеспечения прозрачности сетки, близкой к единице, необходимо использовать сетки с малым шагом и малым диаметром проволоки. Особенно это относится к сеткам узкозачерненных и.и.к., рабочим веществом которых являются жидкие инертные газы и органические соединения [1–4]. Так, в [1] использовалась сетка с шагом $a = 300$ мкм, диаметром проволоки $d = 30$ мкм, в [2] – сетка с $a = 150$ мкм, $d = 10$ мкм, в [3, 4] – сетка с $a = 150$ мкм, $d = 10$ мкм. При этом влияние индукционного эффекта на полное энер-

гетическое разрешение, связанное с неконтролируемым изменением шага намотки при работе в области низких температур, могло оказаться определяющим.

В данной работе представлена конструкция и схема включения камеры, которая обеспечивает существенное подавление влияния неэффективности экранировки сетки на энергетическое разрешение при одновременном упрощении технологии изготовления сетки путем увеличения шага намотки.

АППАРАТУРНАЯ ФОРМА ЛИНИИ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ С СЕТКОЙ

В классической трехэлектродной камере с сеткой, работающей в режиме электронного собирания, вид аппаратурной формы линии (а.ф.л.) и полное абсолютное энергетическое разрешение, определяемое как ширина распределения на его полувысоте, зависят от неэффективности экранировки сетки φ и вида ионизации.

Рассмотрим два варианта ионизации объема камеры между катодом и сеткой: 1) точечная ионизация; 2) ионизация в виде трека заряженной частицы от источника, размещенного на катоде. В обоих случаях в камере, заполненной электроположительным газом, заряд, индуцируемый на аноде, представляет собой в соответствии с электростатической теоремой Грина [5] разность зарядов, индуцированных дрейфующими электронами и положительными ионами. При этом смещением положительных ионов из области ионизации за время дрейфа электронов можно пренебречь.

Для точечной ионизации суммарный индуцированный заряд определяется выражением

$$Q = q_0 [1 - \varphi(h_1 - x_0)/h_1],$$

где q_0 — образованный заряд; h_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, лежащими между $q_0(1 - \varphi)$ и q_0 , шириной $\Delta\varphi = q_0\varphi$, средним значением амплитуды $\bar{Q} = q_0(1 - \varphi/2)$ и дисперсией распределения $D_\varphi = \sigma_\varphi^2 = (q_0\varphi)^2/12$.

В случае заряженных частиц, имеющих пробег R , если считать ионизацию вдоль трека равномерной, для угла вылета θ к направлению поля индуцированный заряд будет равен $Q = q_0[1 - (\varphi R \cos \theta)/(2h_1)]$. Границы получающегося равномерного распределения лежат между $q_0[1 - \varphi R/(2h_1)]$ и q_0 , ширина распределения равна $\Delta\varphi = q_0\varphi R/(2h_1)$, среднее значение амплитуды составляет $\bar{Q} = q_0[1 - \varphi R/(4h_1)]$ и дисперсия — $D_\varphi = \sigma_\varphi^2 = (q_0\varphi R)^2/(48h_1^2)$.

На рис. 1 представлены расчетные значения относительной среднеквадратической ширины распределения импульсов по амплитудам:

для точечной ионизации:

$$\sigma_\varphi/\bar{Q} = \varphi/[2\sqrt{3}(1 - \varphi/2)], \quad (1)$$

для источника заряженных частиц, размещенного на катоде, при условии равномерной ионизации и $R = h_1$:

$$\sigma_\varphi/\bar{Q} = \varphi/[4\sqrt{3}(1 - \varphi/4)]. \quad (2)$$

Следует отметить, что в реальном случае для сильноионизирующих частиц удельная ионизация распределена вдоль трека неравномерно (по кривой Брэгга), центр тяжести зарядов смещен ближе к концу трека и $\Delta\varphi$ оказывается несколько выше.

Конечный вид а.ф.л. камеры с сеткой с дисперсией D представляет собой свертку распределения, связанного с неэффективностью сетки, и распределений (с дисперсиями D_i), описывающих такие процессы, как флуктуация ионизации, токи утечки в камере, входные шумы электроники и т.д.:

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

Если $\sigma_\varphi^2 \leq \sum_i \sigma_i^2$, то а.ф.л. близка к нормальному распределению с полным относительным энергетическим разрешением $\delta = \Gamma/\bar{Q} = 2.35\sigma_\varphi/\bar{Q}$, где Γ — ширина распределения на его полувысоте. Для и.и.к. с разрешением $\delta \leq 2\%$ предельное значение σ_φ/\bar{Q} не должно превышать 0.6%, и, следовательно, $\varphi_{1\text{пред}} \leq 2.1\%$ для случая точечной ионизации и $\varphi_{2\text{пред}} \leq 4.2\%$ для частиц, имеющих пробег $R = h_1$ (см. рис. 1). Если $\sigma_\varphi^2 \gg \sum_i \sigma_i^2$, то полное относи-

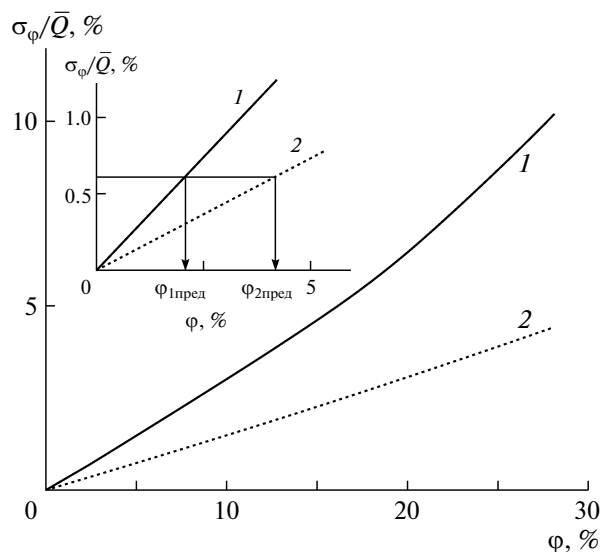


Рис. 1. Расчетные значения относительной среднеквадратической ширины распределения импульсов по амплитудам, обусловленного неэффективностью сетки: 1 — точечная ионизация, 2 — для источника заряженных частиц на катоде, $R = h_1$. На вставке приведены начальные участки кривых 1 и 2.

тельное энергетическое разрешение $\delta \approx \Delta\varphi/\bar{Q}$, т.е. определяется в основном шириной распределения, связанного с неэффективностью сетки, и само распределение будет ближе к равномерному.

Обычно для расчета неэффективности сетки используется приближенная формула из работы [6]:

$$\varphi \approx [a \ln(a/(\pi d))]/(2\pi h_2), \quad (3)$$

где a — шаг катушки сетки, h_2 — расстояние сетка–анод, d — диаметр проволоки.

Проницаемость сетки достигает 100% при условии отношения напряженностей электрического поля в промежутках сетка–анод и катод–сетка $K = E_2/E_1 = (1 + \rho)/(1 - \rho)$, где $\rho = \pi d/a$, E_2 и E_1 — напряженности электрического поля в промежутках сетка–анод и катод–сетка соответственно.

Полученные предельные значения $\varphi_{\text{пред}}$ накладывают ограничения на параметры a , h_2 , d . Обычно при работе и.и.к. выбирают $K \leq 2$ ($K = 1.8$ [1]; 1.9 [3]; 2.0 [4]). При $K = 2$ предельное значение ρ составляет $\rho_{\text{пред}} \leq 0.33$. Подставляя $\rho_{\text{пред}}$ в (3), можно найти выражение для предельного значения параметра $a/h_2 \leq -2\pi\varphi_{\text{пред}}/\ln(\rho_{\text{пред}})$. Для точечной ионизации величина a/h_2 составит ≤ 0.12 , а для трека — ≤ 0.24 .

Таким образом, в и.и.к. с $\delta \leq 2\%$ для $h_2 \leq 10$ мм шаг сетки a не должен превышать 1 мм. В узкозонарных камерах, заполненных жидкими инертными газами, эта величина не превышает нескольких сотен микрометров.

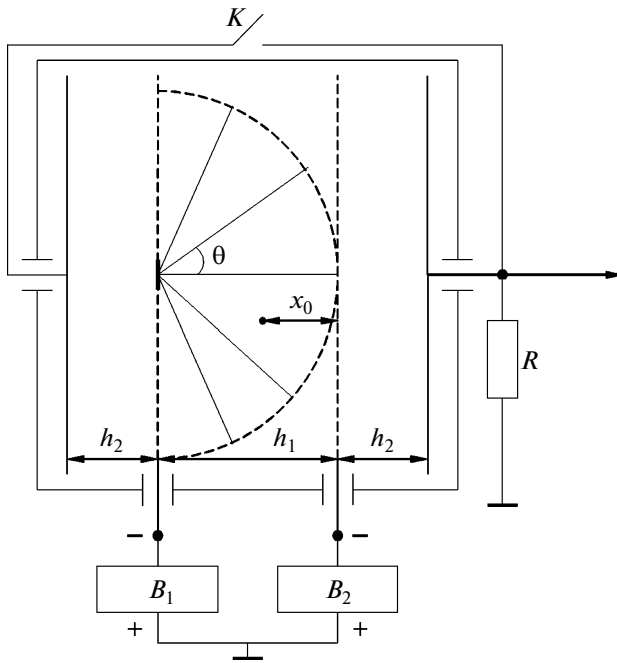


Рис. 2. Схематическое изображение и.и.к. с подавлением индукционного эффекта. K – переключатель; B_1, B_2 – выпрямители.

КОНСТРУКЦИЯ КАМЕРЫ С ПОДАВЛЕНИЕМ ИНДУКЦИОННОГО ЭФФЕКТА

Существенно уменьшить влияние индукционного эффекта, обусловленного неэффективностью экранировки сетки, на полное энергетическое разрешение и.и.к. при одновременном увеличении шага сетки позволяет конструкция камеры, представленной на рис. 2.

Камера состоит из двух одинаковых по конструкции сетчатых электродов, которые размещены между двумя крайними электродами на одинаковом удалении от них. Крайние электроды замкнуты между собой и подключены к спектрометрическому усилителю. Область ионизации в камере сосредоточена между сетчатыми электродами, на которые поданы потенциалы, обеспечивающие дрейф электронов к любому из крайних электродов. В этом случае из-за симметричного расположения электродов величина заряда, индуцируемого дрейфующими электронами и положительными ионами на крайних электродах, оказывается практически независимой от точки ионизации.

Действительно, в случае точечной ионизации суммарный индуцированный заряд определяется выражением

$$Q_\phi = q_0[1 - \phi(h_1 - x_0)/h_1 - \phi x_0/h_1] = q_0(1 - \phi),$$

где $\phi(h_1 - x_0)/h_1$, как и в случае трехэлектродной камеры, описывает индуцированный заряд от положительных ионов на правом крайнем электро-

де, а $\phi x_0/h_1$ – индуцированный заряд от положительных ионов на левом электроде. Аналогичным образом такая же конечная величина $Q_\phi = q_0(1 - \phi)$ получается и для источника заряженных частиц, размещенного на сетчатом электроде (см. рис. 2).

Таким образом, для данной конструкции камеры, в отличие от и.и.к. с одной сеткой, свойственно отсутствие зависимости Q от точки ионизации, т.е. $\sigma_\phi \approx 0$. Следовательно, можно ожидать, что в этом случае спектр будет смещаться в область меньших амплитуд на относительную величину γ , равную:

для точечной ионизации:

$$\gamma = (\bar{Q} - Q_\phi)/\bar{Q} = \phi(2 - \phi),$$

для источника на сетчатом электроде:

$$\gamma = \phi(4h_1 - R)/(4h_1 - \phi R). \quad (4)$$

Однако при этом вклад в полное разрешение индукционного эффекта, связанного с неэффективностью сетки, существенно уменьшается, и приведенное выше ограничение на параметр a/h_2 будет менее жестким.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментальная проверка представленной камеры проводилась при заполнении ее аргоном до давления $2 \cdot 10^5$ Па. Перед наполнением камеры газ очищался от электроотрицательных примесей искровым методом [7]. В объеме камеры на одинаковом расстоянии от крайних электродов в виде дисков диаметром 60 мм размещались два сетчатых электрода, выполненные из нихромовой проволоки диаметром $d = 100$ мкм, намотанной на латунные кольца диаметром 60 мм. В процессе экспериментов шаг сетки менялся от 1.5 до 6.0 мм. Расстояние между сетками и крайними электродами составляло $h_2 = 10$ мм, между сетками – $h_1 = 20$ мм. Правый электрод соединялся с левым с помощью переключателя, вынесенного из объема камеры (на рис. 2 ключ K).

От двух выпрямителей B_1 и B_2 на сетки подавалось постоянное напряжение отрицательной полярности: на левую сетку $U_1 = -800$ В, на правую – $U_2 = -400$ В.

Правый электрод 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.

Исследовались а.ф.л. камеры при регистрации α -частиц от источника ^{239}Pu ($\epsilon_\alpha = 5.15$ МэВ), размещенного на левом сетчатом электроде (см. рис. 2). Сначала определяли распределение импульсов по амплитудам при разомкнутых крайних электро-

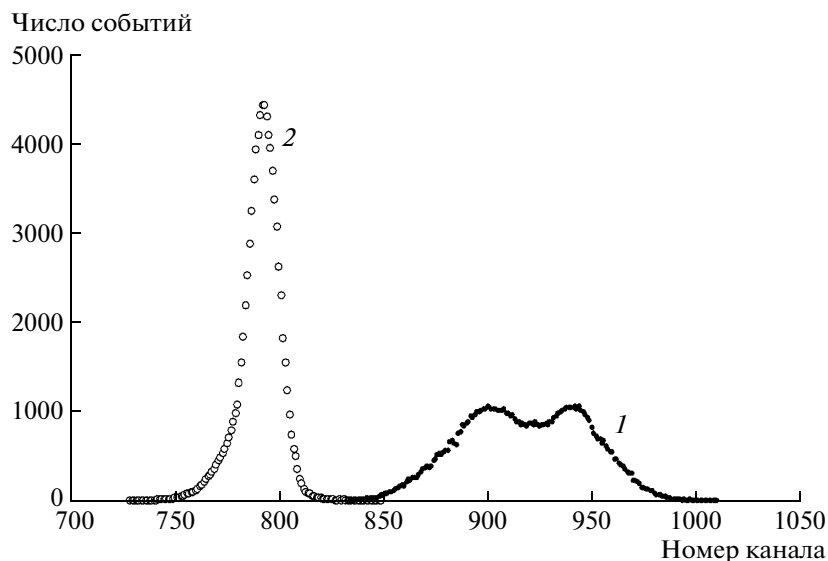


Рис. 3. Распределения импульсов по амплитудам от источника ^{239}Pu для сетки с шагом $a = 4.5$ мм: 1 — крайние электроды разомкнуты, 2 — электроды замкнуты.

дах, затем электроды замыкались переключателем K , и измерения повторялись.

На рис. 3 представлены типичные а.ф.л. для сетки с шагом $a = 4.5$ мм, измеренные при замкнутых и разомкнутых электродах за одинаковое время. Аналогичные измерения проводились для сеток с шагом $a = 1.5$; 3.0; 6.0 мм. Для сетки с шагом $a = 1.5$ мм а.ф.л. как при замкнутых, так и при разомкнутых электродах оказались близки к нормальному распределению. Начиная с шага сетки $a = 3.0$ мм, а.ф.л. при замкнутых электродах оставалась близкой к нормальному распределению, а при разомкнутых — к равномерному с плавными краями. Для каждого из спектров вычислялось выборочное среднее \bar{N}_k , дисперсия распределения $D(N_k) = \sigma_k^2$ и ширина распределения на полувысоте Γ .

Как и следовало ожидать, в случае замкнутых крайних электродов спектры смещались в область меньших амплитуд, при этом относительное смещение $(\bar{N}_{k1} - \bar{N}_{k2})/\bar{N}_{k1}$ для каждого шага сетки совпадало в пределах погрешностей с значением γ , рассчитанным по формуле (4) для $R = h_1$. Так как приближенная формула (3) справедлива только для случая, когда шаг намотки сетки существенно меньше расстояния сетка–анод, при расчете γ значения φ , приведенные в таблице, вычислялись с использованием точного выражения из работы [6]:

$$\varphi = [a(\rho^2/4 - \ln\rho)/(2\pi)]/[h_2 + a(\rho^2/4 - \ln\rho)/(2\pi)].$$

Зависимости σ_k/\bar{N}_k и полного относительного энергетического разрешения Γ/\bar{N}_k от шага сетки для замкнутых и разомкнутых крайних электро-

дов приведены на рис. 4. Видно, что в камере с разомкнутыми крайними электродами, являющейся аналогом традиционной и.и.к. с сеткой, при увеличении шага сетки разрешение существенно ухудшается, в то время как в конструкции с подавлением индукционного эффекта разрешение меняется незначительно. Некоторое ухудшение относительного разрешения с ростом шага сетки в случае замкнутых крайних электродов связано со смещением спектра в область меньших амплитуд.

Из полученных результатов для каждого шага сетки вычислялась величина $\sigma_x = \sqrt{\sigma_{k1}^2 - \sigma_{k2}^2}$, где σ_{k1} и σ_{k2} — результаты измерений среднеквадратической ширины распределений для каждого шага сетки в камере с разомкнутыми и замкнутыми крайними электродами соответственно. Полученные значения σ_x , нормированные на выборочные средние \bar{N}_{k1} для случая разомкнутых электродов (см. таблицу), сравнивались с расчетными значениями $\sigma_\varphi/\bar{Q} = \varphi/[4\sqrt{3}(1 - \varphi/4)]$ (рис. 1, кривая 2).

Расчетные и измеренные значения относительной среднеквадратической ширины распределения импульсов по амплитудам, связанные с неэффективностью сетки

Шаг сетки a , мм	φ , %	σ_φ/\bar{Q} , %	σ_x/\bar{N}_k , %
1.5	3.6	0.5	0.5
3.0	9.7	1.4	1.6
4.5	16.0	2.4	2.5
6.0	22.0	3.4	3.1

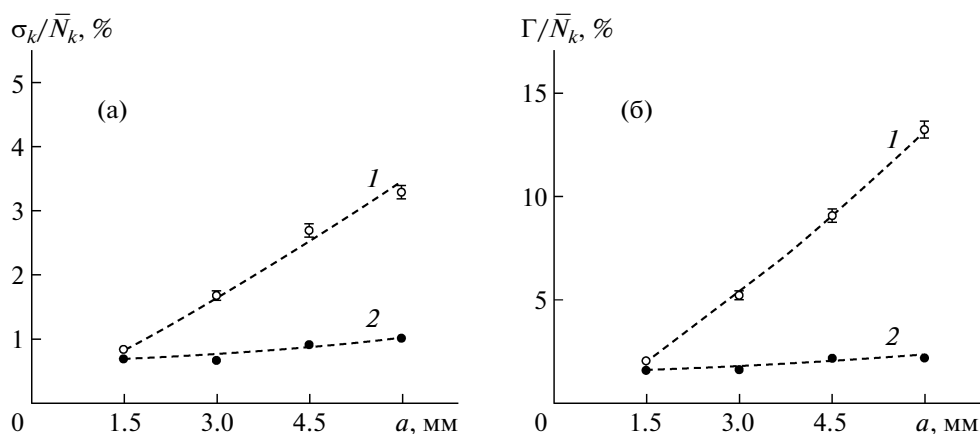


Рис. 4. Зависимости относительной среднеквадратической ширины распределения импульсов по амплитудам (а) и полного относительного энергетического разрешения (б) от шага сетки: 1 – крайние электроды разомкнуты, 2 – электроды замкнуты. Штриховые линии – произвольная аппроксимация экспериментальных данных.

Хорошее совпадение параметров σ_x/\bar{N}_k и σ_ϕ/\bar{Q} дает основание утверждать, что предложенная конструкция камеры и схема ее включения позволяют практически полностью устранить индукционный эффект, связанный с неэффективностью экранировки сетки и, как следствие, обеспечить хорошее полное энергетическое разрешение при увеличении шага сетки по крайней мере в несколько раз.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ободовский И.М., Покачалов С.Г. // Физика низких температур. 1979. Т. 5. № 8. С. 829.
2. Masuda K., Hitachi A., Hoshi Y. et al. // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research. 1980. V. 174. P. 439.
3. Ichinose H., Doke T., Hitachi A. et al. // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research. 1990. V. A295. P. 354.
4. Ichinose H., Doke T., Hitachi A. et al. // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research. 1992. V. A322. P. 216.
5. Прайс В. Регистрация ядерного излучения. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1960.
6. Bunemann O., Cranshaw T.E., Harvey J.A. // Canadian Journal Research. 1949. V. A27. P. 191.
7. Pokachalov S.G., Kirsanov M.A., Kruglov A.A., Obodovski I.M. // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research. 1993. V. A327. P. 159.