

15. Измерение эффективности собирания ионов в камере, наполненной жидким диэлектриком. - В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 11. Под ред. Кимеля Л.Р. 1970, с. 86-97. Авт.: В.И. Иванов, Е.Д. Клещенко, В.А. Машенко, В.В. Фролов.

16. О зависимости радиационного выхода ионов в жидких диэлектриках от температуры и энергии излучения. - "ЖТФ", 1974, т. 44, с. 2383-2387. Авт.: В.И. Иванов, Е.Д. Клещенко, Ю.П. Сухановский, В.В. Фролов.

17. Garcia J.D. Ejected electron distributions. - "Phys. Rev.", 1969, v. 177, p. 223-229.

18. Kobetich E.J., Katz R. Energy deposition by electron beams and rays. - "Phys. Rev.", 1968, v. 170, p. 391-396.

19. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. М. -Л., Гостехиздат, 1950, с. 117.

20. Иванов В.И., Е.Д. Клещенко, В.В. Фролов. К уравнению вольт-амперной характеристики ионизационной камеры с жидким диэлектриком. - В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 17. Под ред. В.В. Баранова. М., Атомиздат, 1975.

21. Jahus A., Jacobi W. Leitfähigkeit von Hexan bei Einwirkung von γ -Strahlen und ihr Bedeutung für die Dosimetrie. - Zeit. f. Naturforsch., 1965, v. 21a, p. 1400-1410.

К УРАВНЕНИЮ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ С ЖИДКИМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

В. И. Иванов, Е. Д. Клещенко, В. В. Фролов

Проводимость жидких диэлектриков под действием ионизирующего излучения во многом аналогична проводимости ионизованных газов. Поэтому для описания вольт-амперной характеристики жидкостной ионизационной камеры используется та же система уравнений баланса ионов, что и для газов [1]

$$\frac{\partial n}{\partial t} \pm = \mp \operatorname{div}(n_{\pm} \mu_{\pm} \mathcal{E}) + D_{\pm} \operatorname{div} \operatorname{grad} n_{\pm} + \alpha n_{+} n_{-}, \quad (1)$$

где n_{+}, n_{-} ; μ_{+}, μ_{-} ; D_{+}, D_{-} - соответственно концентра-

ции, подвижности и коэффициенты диффузии положительных и отрицательных ионов; α - коэффициент объемной рекомбинации; \mathcal{E} - напряженность электрического поля.

Точное решение системы (1) не найдено. Обычно ее решают приближенными методами для некоторых специальных случаев. Для дозиметрии наибольший интерес представляет решение в области больших напряженностей внешнего поля, соответствующих области насыщения газонаполненных ионизационных камер. Известные решения в работе [2], полученные для условий равномерной ионизации в газах, приводят к уравнению вольт-амперной характеристики в виде

$$i = i_{\infty} \left(1 - \frac{c}{\mathcal{E}}\right), \quad (2)$$

где i - ток ионизационной камеры при напряженности поля \mathcal{E} ; i_{∞} - ток насыщения; c - постоянная, зависящая от свойств газа и геометрии камеры.

Отношение $\frac{c}{\mathcal{E}} \ll 1$ уже при $\mathcal{E} \geq 10^2$ В/см. Формула (2) хорошо согласуется с экспериментальными данными для газонаполненных камер, но не соответствует зависимости, наблюдаемой при облучении камер с жидким диэлектриком, для которых получено эмпирическое соотношение [3-5]

$$i = i_0 (1 + c_1 \mathcal{E}), \quad (3)$$

где i_0 - ток, стремящийся к насыщению, аналогично i в выражении (2); c_1 - постоянная, зависящая от свойств жидкости.

Приближенный метод решения системы (1) применительно к жидким диэлектрикам был предложен Яффе [6] в его теории колонной рекомбинации. В этой теории предполагается, что различие в процессах формирования ионизационного тока в газе и жидкости обусловлено различием в начальном пространственном распределении ионов. Если в газах при нормальном давлении $n(r, t=0) = \text{const}$, то в газах при давлениях больших или равных 7600 мм рт.ст. и жидкостях $n(r, t=0) = n_0(r)$. В области с повышенной концентрацией ионов скорость их исчезновения больше чем в среднем по объему камеры, что при фиксированном значении напряженности поля приводит к уменьшению тока в камере. Для цилиндрически симметричного нормального распределения ионов в начальный момент Яффе получил уравнение вольт-амперной характеристики, совпадающее по форме с выражением (2) при

$\epsilon \geq 10^3$ в/см с постоянной c , зависящей от ионизационных потерь излучения.

Аналогичный результат для сферически симметричного нормального распределения ионов был получен Ли [7].

Уравнения, полученные Яффе и Ли, удовлетворительно описывают вольт-амперную характеристику только в случае ионизации газов под большим давлением такими сильноионизирующими частицами как, например, альфа-частицы. Уже сам Яффе отмечал значительные расхождения между теорией и экспериментом при ионизации жидкости гамма-излучением и электронами. Дальнейшие исследования [8] показали, что и в случае ионизации жидкости альфа-частицами наблюдается отчетливо выраженный линейный участок вольт-амперной характеристики, который теорией колонной рекомбинации не объясняется.

Метод, предложенный Яффе, не позволяет получать решения системы (1) для начальных распределений, отличных от нормального, и проанализировать зависимость формы вольт-амперной характеристики от начальных условий. Оценивая слагаемые в системе уравнений (1) для жидкости, Крамерс [9] показал, что влияние диффузии ионов в жидком диэлектрике на формирование тока пренебрежимо мало по сравнению с влиянием рекомбинации. Этот факт, характерный только для жидкостей, подтвержден экспериментально в работе [10]. Так как влияние диффузии невелико, Крамерс предложил метод решения системы (1), пригодный практически для любых начальных условий. Уравнение вольт-амперной характеристики по Крамерсу запишется в виде

$$i = \frac{c_2 \epsilon}{4\pi e} \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} dz \ln \left[\frac{4\pi e}{\epsilon} f(y, z) + 1 \right], \quad (4)$$

где e - заряд электрона; $f(y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} n_0(x, y, z) dx$; $n_0(x, y, z)$ - начальное распределение ионов, напряженность поля ϵ направлена вдоль x ; c_2 - постоянная.

При достаточно больших полях $\frac{4\pi e}{\epsilon} f(y, z) \ll 1$ подынтегральное выражение в уравнении (4) можно разложить в ряд по степеням $\frac{4\pi e}{\epsilon} f(y, z)$. Удерживая первых два члена, зависящих от поля, можно получить

$$i = i_{\infty} \left(1 - \frac{c_3}{\epsilon} \right), \quad (5)$$

$$\text{где } i_{\infty} = c_2 \int_V n_0(x, y, z) dV; \quad c_3 = 2\sqrt{\pi} e c_2 \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} dz f^2(y, z)}{\int_V n_0(x, y, z) dV}.$$

Отсюда видно, что выбор начальных условий не влияет на характер зависимости $i = i(\mathcal{E})$. Таким образом, все известные решения системы (1) приводят к уравнению вольт-амперной характеристики с горизонтальной асимптотой. Из физических предпосылок, заложенных в систему (1) следует, что и точное решение будет иметь вид, аналогичный уравнению (2). Следовательно, наличие линейной зависимости тока от напряженности поля в формуле (3) при больших полях обусловлено процессом, который в системе (1) не учитывается. Такая зависимость не может быть объяснена без привлечения дополнительной информации о механизме образования свободного заряда.

Эта информация может быть получена, если учесть процесс начальной рекомбинации [11]. Такая рекомбинация, вообще говоря, имеет место как в жидкостях, так и в газах. Однако, если в газах, в силу малой плотности, пробеги вторичных электронов велики и начальная рекомбинация не играет практически никакой роли, то в жидкостях вследствие этого процесса значительная часть ионов исчезает за времена приблизительно равные $10^{-13} - 10^{-12}$ с [12]. Поскольку процессы, описываемые системой (1), протекают за время $10^{-5} - 10^{-2}$ с [1], то пространственное распределение ионов, полученное в работе [13], можно рассматривать как начальные условия для системы (1), подставляя его в выражение (4) и удерживая первый член, зависящий от поля, можно получить уравнение вольт-амперной характеристики в виде

$$i(\mathcal{E}) = i_0(1 + \gamma \mathcal{E}), \quad (6)$$

где $\gamma = \frac{e^3}{\omega k^2 T^2}$; ω - диэлектрическая постоянная жидкости; k - постоянная Больцмана; T - температура.

Уравнение (6) по форме совпадает с уравнением (3) и хорошо описывает экспериментальные данные для жидких диэлектриков, ионизованных гамма-излучением и электронами. Однако оно не описывает зависимости положения точки G^* , в которой пересекается при экстраполяции линейный учас-

ток вольт-амперной характеристики с осью абсцисс ϵ^* . Такая зависимость наблюдается экспериментально [14, 15] и из выражения $\epsilon^* = -j^{-1}$, получаемого непосредственно из формулы (6), не следует.

Применимость теории начальной рекомбинации ограничена такими плотностями ионизации, при которых влиянием соседних положительных ионов на вторичный электрон уже нельзя пренебречь, т.е. расстояние между двумя актами ионизации должно быть $r_k = \frac{e^2}{WkT}$. Это условно выполняется для гамма-излучения, электронов и протонов высоких энергий. По крайней мере, число ячеек, где ионы разделены расстояниями меньшими r_k , пренебрежимо мало [16]. С ростом $\left(\frac{dE}{dx}\right)$ излучения число таких ячеек увеличивается и соотношение (6) выполняется со все меньшей точностью. В этом случае можно, по-видимому, рассматривать промежуточный случай, когда часть ионов рекомбинирует в соответствии с механизмом, рассмотренным Онсагером [11], а другая часть рекомбинирует в ячейках. Эти ячейки являются сгустками квазинейтральной плазмы, и применение методов теории колонной рекомбинации, которая является развитием теории рекомбинации Ланжевена [17], в этом случае некорректно.

Концентрацию $n_j(t)$ ионов в ячейке, непрорекомбинировавших к моменту t со времени образования ячейки, можно найти из известного соотношения

$$n_j(t) = \frac{n_{j0}}{\alpha_e n_{j0} t + 1}, \quad (7)$$

где n_{j0} — концентрация ионов в ячейке в момент ее образования; α_e — коэффициент электронной рекомбинации, определяемый свойствами плазменного сгустка [18].

Исходя из ограничений, накладываемых на теорию начальной рекомбинации, можно оценить радиус ячейки r_j и начальную концентрацию. Радиус ячейки $r_j \lesssim 10^{-6}$ см и $n_{j0} \gtrsim 10^{-18}$ см⁻³. Для таких концентраций электронов коэффициент рекомбинации $\alpha_e \approx 10^{-10}$ см³/с [18]. Поскольку кулоновские поля в таких ячейках велики ($\epsilon \gtrsim 10^5$ в/см), внешнее электрическое поле не влияет на скорость исчезновения ионов в них. Однако оно определяет продолжительность рекомбинации. Разделение зарядов происходит за время $t = \frac{r_j}{\mu E}$ (для гексана $t \approx 10^{-6}$ с). При таких временах значение $\alpha_e n_{j0} t \gtrsim 10^2$. Подставляя в

формулу (7) выражение для \tilde{t} и пренебрегая единицей в знаменателе, получим

$$\frac{n_{я}}{n_{я0}} = \frac{\mu}{\alpha_p n_{я0} r_p} \epsilon = \eta \epsilon. \quad (8)$$

С учетом соотношения (8) начальное распределение для выражения (1) можно записать в виде

$$n_0(r) = n^0 \left[\rho_{и} n'_{и}(r) (1 + \gamma \epsilon) + \rho_{я} n'_{я0} \eta \epsilon \right], \quad (9)$$

где n^0 - число всех ионов, создаваемых излучением в кубическом сантиметре; $\rho_{и}$ - доля изолированных ионов; $\rho_{я}$ - доля ионов, образованных в ячейках; $\rho_{и} + \rho_{я} = 1$, $n'_{и}(r)$ и $n'_{я}(r)$ - пространственные распределения ионов соответствующего сорта.

Существенно, что величины $\gamma \epsilon$ и $\eta \epsilon$ одного порядка. Подставляя начальное распределение ионов (9) в формулу (4) и удерживая в разложении первый член, можно получить уравнение вольт-амперной характеристики в виде

$$i(\epsilon) = i_0 \left[\rho_{и} (1 + \gamma \epsilon) + \rho_{я} \eta \epsilon \right].$$

Это уравнение удобно привести к виду, аналогичному виду уравнения (6):

$$i(\epsilon) = i_0 \rho_{и} \left[1 + \left(\gamma + \eta \frac{\rho_{я}}{\rho_{и}} \right) \epsilon \right]. \quad (10)$$

С ростом потерь энергии $\left(\frac{dE}{dx} \right)$ отношение $\frac{\rho_{я}}{\rho_{и}}$ увеличивается и напряженность поля ϵ^* , определяемая из соотношения (10), увеличивается, а $i'_0 = i_0 \rho_{и}$ уменьшается, что соответствует характеру экспериментально наблюдаемой зависимости [14, 15]. Отсутствие надежных данных о соотношении между числом изолированных ионов и ионов, образованных в ячейках, а также о параметрах ячеек не позволяет в настоящий момент провести количественное сравнение расчетных данных с экспериментальными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Адамчевский И. Электрическая проводимость жидких диэлектриков. Л., "Энергия", 1972, с. 190.
2. Аглинцев К.К. Дозиметрия ионизирующих излучений. М., Гостехиздат, 1957, с. 126.

3. Jaffe G. "Über die Ionization flüssiger Dielektrika durch Radium setrahlen. - Ann. d. Phys., 1908, v. 25, p. 257-284.

4. Adamczewski J. Ionization chambers with liquids and its applications, in Select. top. rad. dosim. - IAEA, Vienna, 1961, p. 181-194.

5. Januszaites A. Dependence of ionization current in saturated hydrocarbons liquids on radiation energy. - "Acta Phys. Polon.," 1963, v. 24, p. 809-816.

6. Jaffe G. Zur Theorie der Ionization in Kolonnen. - "Ann. d. Phys.," 1913, v. 42, p. 303-344.

7. Kara-Michailova E., Lea D.E. The interpretation of ionization measurements in gases at high pressures. - "Proc. Cambridge Phil. Soc.," 1940, v. 36, p. 101-126.

8. Chybicki M. Ionization current induced by alpha-radiation in liquid hexane and heptane. - "Acta Phys. Polon.," 1955, v. 30, p. 927-931.

9. Kramers H.A. Modernization of theory Joffe ionization in columns. - "Physica," 1952, v. 18, p. 665-681.

10. В.И. Иванов, Е.Д. Клещенко, В.В. Фролов. О применимости теории неравномерной ионизации к описанию вольт-амперной характеристики ионизационной камеры с жидким диэлектриком. - В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от ионизирующих излучений. Вып. 10. Под ред. Л.Р.Кимеля. М., Атомиздат, 1969, с. 7-13.

11. Onsager L. Initial recombination of ions. - "Phys. Rev.," 1938, v. 54, p. 554-557.

12. Freeman G.R., Fayadh J.M. Effect of dielectric constant on yield of ions induced by radiolysed liquids. - "J. Chem. Phys.," 1965, v. 43, p. 86-92.

13. Изменение пространственного распределения ионов в жидкости со временем. - В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от ионизирующих излучений. Вып. 17. Под ред. В.Ф.Баранова. М., Атомиздат, 1975. Авт.: В.И. Иванов, Е.Д. Клещенко, В.В. Конюков, В.В. Фролов.

14. Lache M., Pelliccioni M., Roccella M. Determination of the quality factor in a mixed field gamma-rays and neutrons by an ionization chamber filled with a liquid dielectric. - "Nucl. Instr. Meth.," 1967, v. 53, p. 71-76.

15. Charalambus St. The response of ionization chamber to gamma rays and high energy neutrons and

protons. - "Nucl. Instr. Meth.", 1967, v. 48, p. 181-192.

16. Hammel A., Schmidt W.F. Ionization of dielectric liquids by high energy studied by means of electrical conductivity methods. - "Rad. Res. Rev.", 1974, v. p. 199-300.

17. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. М.-Л., Гостехиздат, 1950, с. 117.

18. Смирнов Б.М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М., Атомиздат, 1974, с. 266.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА В ПРОПОРЦИОНАЛЬНОМ СЧЕТЧИКЕ С СЕТКОЙ

*П. Н. Белоногий, В. И. Иванов, В. В. Самедов,
А. П. Тушев, А. Д. Харламов*

При конструировании и изготовлении пропорциональных счетчиков необходимо выбрать оптимальное соотношение между формой электродов, шагом сетки и другими конструктивными элементами счетчика.

Для определения этих оптимальных условий необходимо знание распределения потенциалов в счетчике.

Рассмотрим цилиндрический пропорциональный счетчик с сеткой, выполненной в виде:

- цилиндрической спирали, намотанной с постоянным шагом λ , радиус цилиндра δ , радиус провода ρ_c ;

- системы из N стержней, расположенных равномерно по цилиндрической поверхности радиуса a , радиус стержня ρ_c .

Пусть диаметр анода $2\rho_a$, диаметр катода 2δ .

Для решения задачи по определению потенциала при заданных потенциалах на проводниках необходимо найти функцию, удовлетворяющую уравнению Пуассона

$$\nabla^2 U(\vec{r}) = - \frac{q(\vec{r})}{\epsilon} \quad (1)$$

с граничными условиями $U = U_0$ на поверхности, т.е. необходимо решить первую краевую задачу Дирихле, где U - потенциал в точке с координатами \vec{r} ; q - заряд в точке \vec{r} ; ϵ - диэлектрическая проницаемость газа.

Решением уравнения (1) является функция