

СЗ44.1а

И-201

Иванов В.И. и др.



+

3720/78

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БЗ-13-11734.

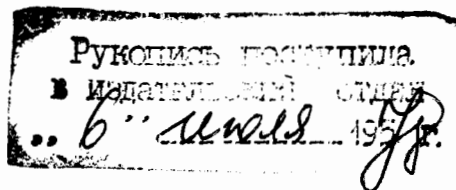
БЗ-13-11734

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

БЗ-13-11784

В.И.Иванов, Е.Д.Клещенко, В.В.Фролов, А.П.Череватенко

О соотношении между различными моделями проводимости
ионизационных камер.



Дубна, 1978г.

А Н Н О Т А Ц И Я

В статье рассматриваются различные модели проводимости ионизационных камер жидкостных и газонаполненных: теория объемной рекомбинации, колонной рекомбинации, начальной рекомбинации и рекомбинации в сгустках. На основании анализа этих моделей делается вывод, что основным фактором, определяющим применимость модели, является пространственное распределение ионов.

Предлагается общий подход к описанию вольтамперных характеристик ионизационных камер независимо от наполнения и условий облучения, в котором эффективность собирания ионов рассматривается как функция пространственного распределения ионов. Приводится общее выражение для эффективности собирания ионов.

В качестве первого шага в этом направлении предлагается систематика известных моделей проводимости, позволяющая выбрать работоспособную модель и рассчитать вольтамперную характеристику ионизационной камеры для любого наполнения и условий облучения. Предлагаемая схема позволяет проследить как одна модель проводимости сменяется или дополняется другими при изменении условий облучения и режима работы.

О СООТНОШЕНИИ МЕЖДУ РАЗЛИЧНЫМИ МОДЕЛЯМИ ПРОВОДИМОСТИ ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕР

В.И.Иванов, Е.Д.Клеценко, В.В.Фролов,^X
А.П.Череватенко.

В настоящее время для описания вольтамперных характеристик ионизационных камер, как газонаполненных, так и жидкостных, используют различные модели проводимости. Это теория объемной рекомбинации (уравнение Зеелигера и Ми /I/), теория колонной рекомбинации в различных модификациях: Яббе /2/, Ли /3/ и Крамера /4/, теория начальной рекомбинации Онсагера /5/, модель рекомбинации в сгустках /6/, формализм Адамчевского /7/ и другие (например, /8/). Большое количество моделей при отсутствии единого взгляда на них иногда приводит к недоразумениям. В силу внешнего сходства экспериментальной вольтамперной характеристики и вольтамперной характеристики, предсказываемой той или иной моделью, последняя используется в условиях, где ее применение не корректно /9, 10/. В то же время количественные расхождения между отдельно взятыми моделями и экспериментом (там, где следует рассматривать их совокупность) служат основанием для противопоставления жидкостных и газонаполненных камер /7, 11/. В связи с этим целесообразно сформулировать единый подход ко всем моделям проводимости ионизационных камер.

Изучая закономерности жидкостных ионизационных камер и сравнивая их с закономерностями газонаполненных камер, авторы пришли к выводу, что все известные закономерности могут быть объяснены определенной совокупностью моделей /I-6/. При этом каждая модель отражает реализацию того или иного механизма формирования ионизационного тока (или нескольких одновременно)

x) Московский инженерно - физический институт

в конкретных условиях.

Так формула эффективности собирания ионов $f_{об}$ по Зеелигеру:

$$f_{об} = 2 \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2\alpha_T q}{3e\mu_+ \mu_- \mathcal{E}} C} \right)^{-1} \quad (1),$$

где \mathcal{E} - напряженность электрического поля, e - заряд электрона, μ_+ и μ_- - подвижности положительных и отрицательных ионов, соответственно, C - постоянная, определяемая геометрией камеры, q - число ионов в единице объема, α_T - коэффициент объемной рекомбинации, определяемый по Томсону /12/, справедлива лишь в случае равномерного распределения заряда в объеме камеры и малой его концентрации. Широко известен тот факт, что в случае больших интенсивностей излучения используется экстраполяционная методика Яффе - Цанстра /13/, основанная на теории колонной рекомбинации /2/. В этом случае:

$$f_k = 1 - \frac{8\pi D}{\alpha_L N_0^2 g(x)} \quad (2)$$

где D - коэффициент диффузии, N_0 - число ионов в колонке единичной длины, $g(x)$ - функция электрического поля и параметра пространственного распределения ионов, α_L - коэффициент объемной рекомбинации, но в отличие от формулы (1), определяемый по Ланжевону /12/. Это обусловлено меньшими, чем в первом случае, расстояниями между ионами.

Формула эффективности собирания ионов в модификации Ли /3/ несколько отличается от формулы (2). Различие обусловлено тем, что если Яффе решал задачу переноса ионов в цилиндрически симметричной геометрии (колонки, соосные с треком ионизирующей частицы), то Ли решал сферически симметричную задачу (ячейки, которые при достаточно больших ЛПЭ могут сливаться в колонки). На-

ми /6/ рекомбинацией в сгустках. В этом случае эффективность собирания ионов при $\mathcal{E} = 0$ определяется соотношением

$$f_c(0) = f_n(0) \left(1 + \frac{\rho_c}{\rho_n}\right)^{-1} \quad (4)$$

ρ_c и ρ_n - доли ионов, образованных в сгустках и изолированно. Под сгустком понимается образование, в котором расстояние между ионами меньше γ_k .

Следует заметить, что два последних вида рекомбинации протекают очень быстро ($\approx 10^{-12}$ - 10^{-9} сек) и влияют на форму вольт-амперной характеристики только в том случае, если в момент облучения к камере приложено электрическое поле. В противном случае они влияют только на величину эффективности собирания ионов и форма вольт-амперной характеристики определяется процессами, рассматриваемыми в теории колонной рекомбинации. Однако, как уже отмечалось, при больших плотностях среды соотношение между диффузией и рекомбинацией таково, что здесь в соответствии с /15/ следует рассматривать модификацию Крамерса /4/.

Из краткого обзора различных видов рекомбинации видно, что в общем случае все они могут протекать в ионизационной камере независимо от вида наполнения. Основным фактором, влияющим на то, в какой мере проявится тот или иной вид рекомбинации, является пространственное распределение ионов $n(\gamma)$, под которым понимается как форма распределения, так и расстояние между ионами. Поэтому в общем случае для произвольной ионизационной камеры и произвольных условий облучения можно формально записать:

$$f(\mathcal{E}) = f_s(\mathcal{E}) \cdot f_n(\mathcal{E}) \quad (5)$$

где f_s - эффективность собирания ионов, определяемая быстропротекающими процессами: начальная рекомбинация и рекомбинация в

стгустках, f_M - эффективность собирания ионов, определяемая сравнительно медленными процессами: объемной и колонной (в различных модификациях) рекомбинацией. При этом $f_S = \frac{N_1}{N_0}$, где N_0 - число пар ионов образованных излучением, N_1 - число пар ионов, уцелевших после начальной рекомбинации и рекомбинации в стгустках. $f_M = \frac{N}{N_1}$, где N - число пар ионов, собранных на электродах камеры так, что полная эффективность собирания ионов определяется традиционным способом $f = \frac{N}{N_0}$. Завышенные значения эффективности собирания ионов f , полученные в работах /9, 10/ объясняются тем, что в этих работах фактически измерялась величина N_1 , которая неявно отождествлялась затем с N_0 . Для быстрой компоненты можно записать

$$f_S = \left\{ \int_{S_H} f_H[E, n^o(r)] dn^o(r) + \int_{S_C} f_C[E, n^o(r)] dn^o(r) \right\} / \int_S dn^o(r) \quad (6)$$

где $n^o(r)$ - пространственное распределение ионов, образованное излучением, S_H и S_C - области пространственного распределения, где реализуется соответствующий механизм рекомбинации. Для медленной компоненты

$$f_M = \sum_i \int_{S_i} f_i[E, n_o(r)] dn_o(r) / \int_S dn_o(r) \quad (7)$$

где $n_o(r)$ - пространственное распределение ионов, возникающее после завершения быстрых процессов, i обозначает вид медленной рекомбинации, S_i - область $n_o(r)$, где этот вид рекомбинации реализуется.

Если для первого сомножителя в формуле (5) можно получить выражение пригодное для практических расчетов (по крайней мере, численных), то для второго сомножителя этого в настоящее время сделать нельзя, поскольку общее решение уравнения ионизационной камеры неизвестно. Лишь в частном случае, когда заведомо спра-

ведливо решение Крамерса /4/ соотношение (7) и, следовательно (5) может быть записано в пригодном для расчетов виде.

В связи с этим предлагается графическая схема, позволяющая определить, какое уравнение вольтамперной характеристики применимо для данных условий облучения. Поскольку пространственное распределение ионов определяется излучением (интенсивность и ЛПЭ) и средой (плотность), то в схеме сделана попытка учесть эти факторы. На практике контролируется давление газа в камере, а не его плотность, поэтому оно считается фактором, определяющим свойства среды. Все рассматриваемые факторы являются качественными, поскольку количественные оценки затруднены из-за их взаимного влияния. Для фактора давления принято четыре уровня: меньше 1 атм, 1-30 атм, больше 30 атм, и жидкость. Последний уровень можно считать давлением лишь условно. Для интенсивности и ЛПЭ принято два уровня: большие значения и малые значения. Под малыми значениями ЛПЭ можно понимать такие, при которых влияние диффузии на форму вольтамперной характеристики мало ($L \leq 0,3$ кэВ/мкм). Под малыми интенсивностями удобно понимать такие, при которых концентрация изолированных ионов меньше предельной для теории начальной рекомбинации ($\leq 10^{16}$ см⁻³). Схема применимости различных моделей проводимости ионизационных камер приведена на рис. 2. На схеме приняты следующие обозначения: З - уравнение Зеелигера - Ми (объемная рекомбинация), ТКР - теория колонной рекомбинации, Л, К, Я обозначают модификации теории колонной рекомбинации Ли, Крамерса и Яффе, соответственно. 0 - теория начальной рекомбинации, С - содель сгустков. Индексы у буквы соответствующей той или иной модели обозначают, что хотя модель, обозначенная индексом, не влияет на форму вольтамперной характеристики, ее следует учи-

тывать при определении эффективности собирания ионов. Такая необходимость возникла в связи с тем, что при наличии двух процессов, протекающих с сильно различающимися скоростями, более быстрый процесс, влияя на величину освобожденного заряда, не успевает повлиять на форму вольтамперной характеристики, если электрическое поле включено с запозданием. Такие случаи представляют интерес в радиационной химии. Факт наличия или отсутствия поля в момент облучения указан на соответствующей стрелке.

В соответствии со схемой, приведенной на рис. 2, в случае малого давления газа в камере при больших ЛПЭ независимо от интенсивности излучения реализуется модель ТКР в модификации Яффе, при малых же ЛПЭ реализуется модель либо объемной рекомбинации (малые интенсивности), либо ТКР в модификации Ли (большие интенсивности). С увеличением давления модель объемной рекомбинации сменяется ТКР Ли. При больших ЛПЭ попрежнему реализуется ТКР Яффе. Однако, в обоих случаях на величине эффективности собирания ионов начинает сказываться начальная рекомбинация.

При дальнейшем увеличении давления (выше 30 атм) к начальной рекомбинации добавляется рекомбинация в сгустках. При этом их влияние становится столь значительным, что форма вольтамперной характеристики камеры оказывается различным в зависимости от того включено ли внешнее электрическое поле в момент облучения (линейный участок) или нет (плато насыщения).

Наконец при переходе от газообразного состояния наполнителя к жидкому соотношение между диффузией и рекомбинацией меняется в пользу последней, и перенос ионов, избежавших начальной рекомбинации и рекомбинации в сгустках, определяется ТКР модификации Крамерса, а число этих ионов моделью начальной рекомбинации и

в сгустках. Форма вольтамперной характеристики определяется, как и в предыдущем случае, наличием или отсутствием внешнего электрического поля в камере в момент облучения.

Предложенная систематика моделей проводимости представляет интерес как с точки зрения определения выбора модели проводимости при работе с ионизационными камерами, так и потому, что с ее помощью можно проследить, как одна модель сменяется или дополняется другой при изменении условий облучения и режима работы. По-видимому, эта схема может быть дополнена формализмом Адамчевского /7/ при переходе от жидких диэлектриков к твердым органическим диэлектрикам. Однако, это предположение нуждается в проверке.



Handwritten signatures and initials, including a large signature at the top, a signature in the middle, and initials at the bottom.

Л и т е р а т у р а

1. "Радиационная дозиметрия" ред. Дж.Хайн, Ч.Браунелл, Москва, ИИ, 1958, стр. 144.
2. Jaffe G., Ann. d. Phys., 1913, v. 42, 303-344.
3. Kara-Michailova E., Lea D.E. Proc. Camb. Phil. Soc., v. 36, 101-126, 1940.
4. Kramers H.A. Physica, v. 18, 665-675, 1952.
5. Onsager L., Phys. Rev., 1938, v. 54, 554-557.
6. Иванов В.И., Клещенко Е.Д., Фролов В.В. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц", Наука, 1977, стр. 232-235.
7. Adamczewski J. in "Selected topics in radiation dosimetry" IAEA, Vienna, 191-194, 1961.
8. Plumley H.J. Phys. Rev., v. 59, 200-213, 1941.
9. Horneck F. Symposium on dosimetry technique applied to agriculture, industry, biology and medicine, IAEA, Vienna, 1972, SM-160/5.
10. J.Casanovas, R.Grob, R.M.Magne et al. Symposium on dosimetry technique applied to agriculture, industry, biology and medicine, IAEA, Vienna, ibid, SM-160/43.

- II. Guizonuer R., Darre M.,
Rev. Gen. d l'Electr., v. 67, 637-642, 1958.
- I2. Леб Л. "Основные процессы электрических разрядов в
газах". Гостехиздат, М-Л, 1950, стр. 84-148.
- I3. Zantra H., Physica, v. 2, 817-824, 1935.
- I4. Иванов В.И., Клеценко Е.Д., Фролов В.В. Сб. "Вопросы
дозиметрии и защиты от ионизирующих излучений",
Атомиздат, М., 1969, вып. 10, стр. 7-13.
- I5. Коерр R., Ch. Part. Tr. Sol. Lig., 28-34, 1970.

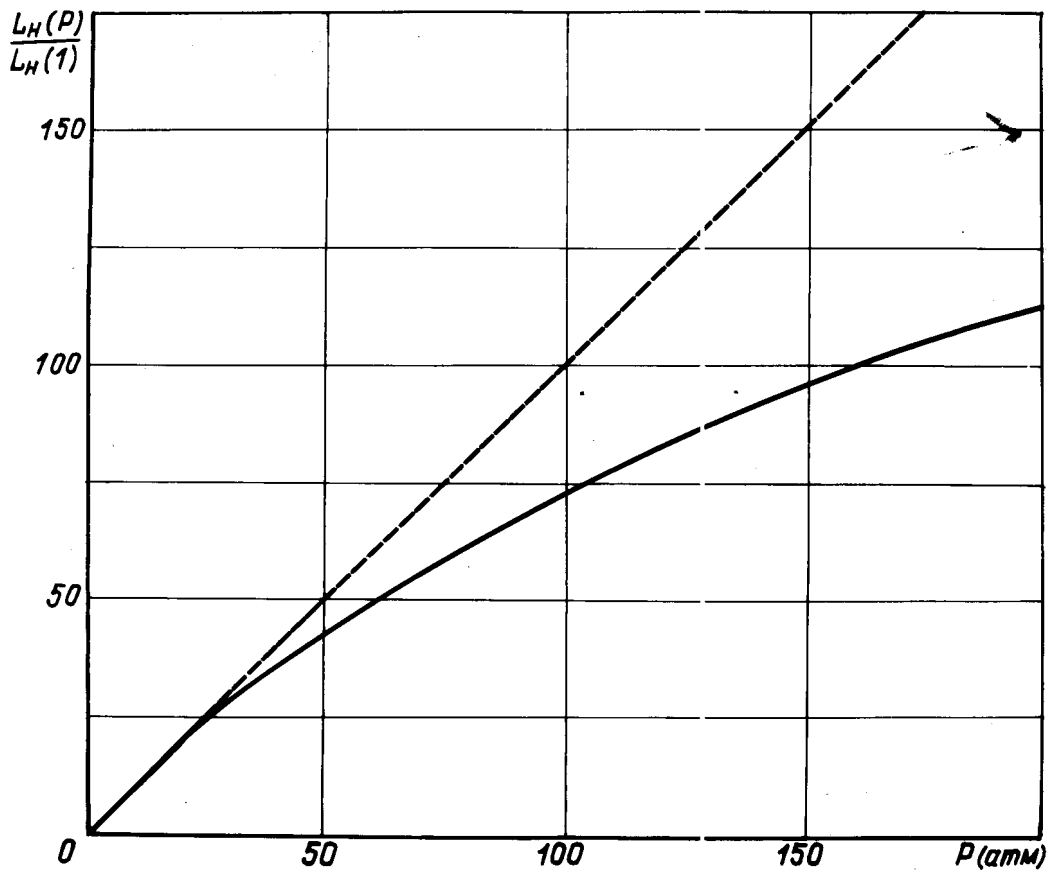


Рис. 1. Зависимость тока насыщения от давления газа /15/.
--- теория, — эксперимент.

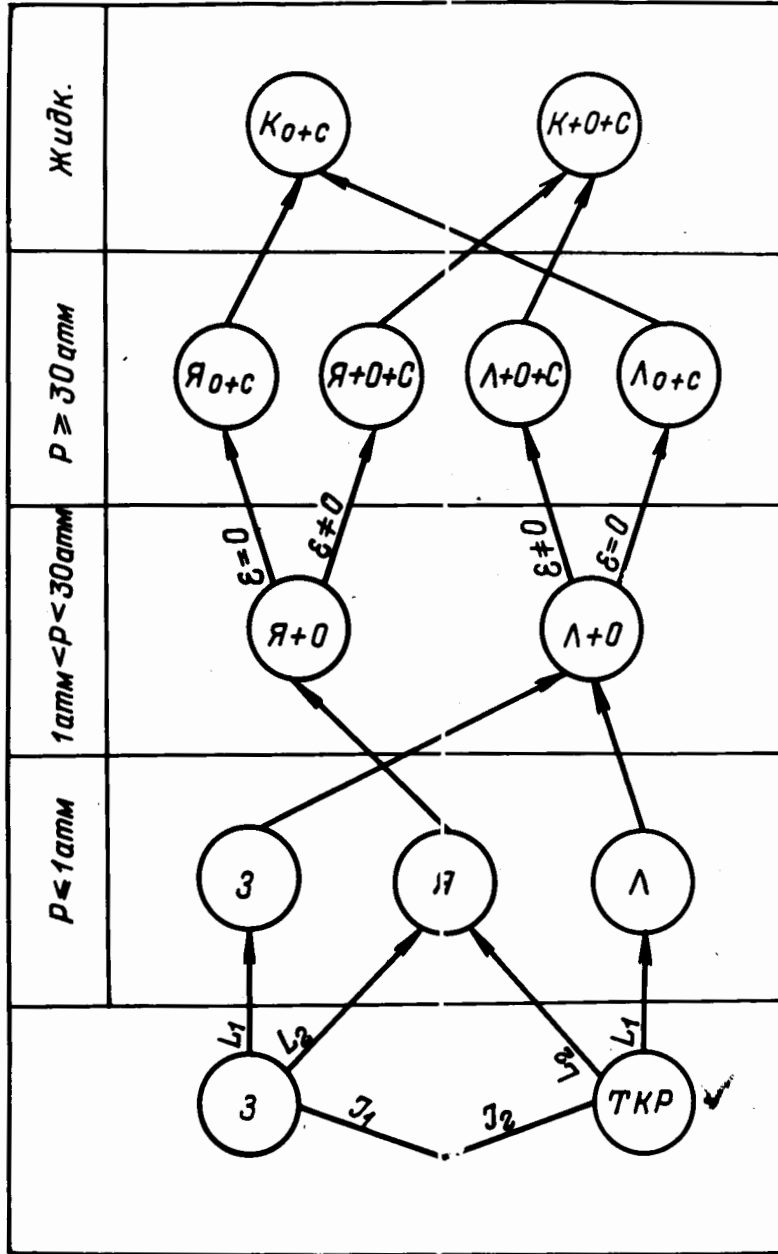


Рис. 2. Схема применимости различных моделей проводимости ионизационных камер.

- большие интенсивности, - малые интенсивности,
- большие ЛПО, - малые ЛПО.

остальные пояснения в тексте