

ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

В. Е. БОГОЛЮБОВ и Ю. М. ШАМАЕВ

**ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКАЯ ВАННА С ПОЛУПРОВОДЯЩИМИ
СТЕНКАМИ**

(Представлено академиком С. А. Лебедевым 1 III 1954)

Одним из наиболее распространенных средств моделирования является электролитическая ванна. Отражения поля от стенок ванны вносят искажения. Искажения будут отсутствовать, когда исследуется поле, экранированное от стенок ванны, когда стенки служат одним из электродов или когда зеркальные отражения совпадают с действительными электродами моделируемого объекта. В остальных случаях влияние стенок будет тем больше, чем ближе электроды модели подходят к стенкам ванны. Искажения поля вблизи электрода будут обусловлены только отражением от ближайшей стенки ванны*.

При отражении от идеально проводящей стенки дополнительный потенциал создается источником, имеющим знак, обратный влияющему, а при отражении от идеально изолирующей стенки знак источника зеркального отражения будет тот же, что и влияющий. Дополнительный потенциал, создающийся при отражении от стенки, будем называть в дальнейшем потенциалом помех.

Абсолютная величина потенциала помех в обоих указанных случаях будет одинакова, хотя в литературе по этому вопросу имеются различные мнения (1, 2).

При плавном изменении проводимости стенки ванны потенциал помех должен переходить через нуль, чтобы изменить знак (так как зависимость потенциала помех от проводимости стенки есть непрерывная функция). Отсюда вытекает, что потенциал помех может быть доведен до нуля рациональным подбором проводимости. Нельзя утверждать, что потенциал помех обращается в нуль одновременно в разных местах электролитической ванны.

Авторы поставили себе задачу дать способ подбора соотношения проводимостей электролита и стенки ванны, чтобы потенциал помех был минимальным. Очевидно, что в случае стенки с конечной проводимостью необходимо учитывать зеркальные отражения от двух границ: I электролит — стенка ванны и II стенка ванны — окружающая среда.

Авторами найдено полное решение задачи методом зеркальных изображений с учетом граничных условий

$$E_{nI1} = E_{nI2}, \quad \delta_{\tau I1} = \delta_{\tau I2}, \quad E_{nII2} = E_{nII3}, \quad \delta_{\tau II2} = \delta_{\tau II3}, \quad (1)$$

* Мы не рассматриваем искажений поля, обусловленных иными причинами, например неточностью изготовления электродов, их размещения или поляризацией. Методы устранения искажений поля, вызванных неточностью изготовления и размещения электродов, очевидны. При соответствующем выборе материала электродов и электролита и при питании ванны переменным током практически удастся уменьшить влияние поляризационных искажений поля до вполне допустимых пределов. Поэтому роль этих искажений невелика, что, в частности, подтверждается и результатами нашего эксперимента (см. рис. 4 и пояснения к нему).

где E_n — нормальные составляющие векторов напряженности электрического поля, ∂_τ — тангенциальные составляющие векторов плотности

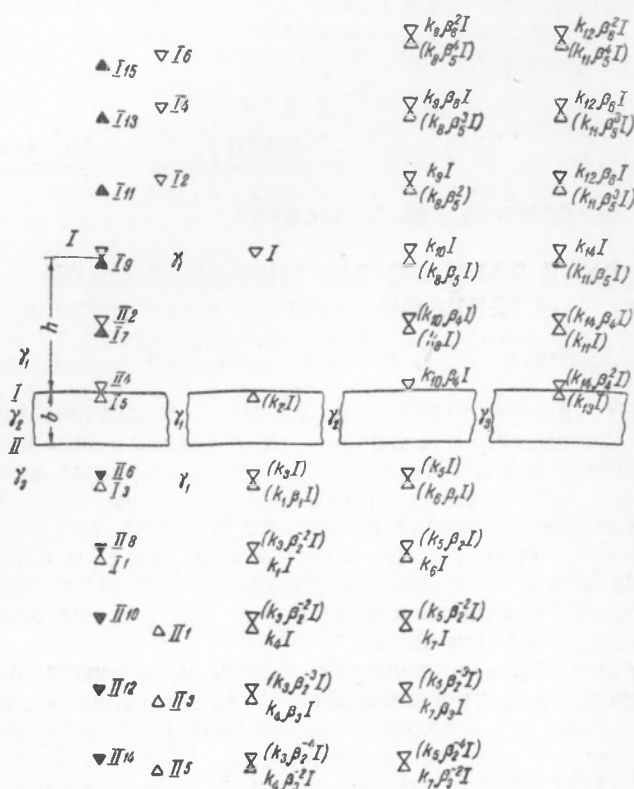


Рис. 1

тока; арабскими цифрами обозначены области, занимаемые: 1 — электролитом, 2 — стенкой, 3 — окружающей ванну средой. На рис. 1 показаны в левом столбце все возможные фиктивные источники, получающиеся при всевозможных зеркальных отражениях от обеих границ раздела трех сред с проводимостью электролита γ_1 , стенки ванны γ_2 и окружающей среды γ_3 . Во втором столбце слева показаны зеркальные отражения, которые необходимо учитывать при определении поля в электролите, во втором справа — при определении поля в стенке ванны, в правом крайнем — при

определении поля в окружающей ванну среде. Коэффициенты, определяющие величины фиктивных источников поля, равны соответственно (см. также рис. 1):

$$k_1 = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2}, \quad k_9 = \frac{2\gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2},$$

$$k_4 = \frac{4\gamma_1\gamma_2(\gamma_2 - \gamma_3)}{(\gamma_1 + \gamma_2)^2(\gamma_2 + \gamma_3)}, \quad k_{10} = \frac{2\gamma_1}{\gamma_1 + \gamma_2},$$

$$k_6 = \frac{2\gamma_2(\gamma_2 - \gamma_3)}{(\gamma_1 + \gamma_2)(\gamma_2 + \gamma_3)},$$

$$k_{12} = \frac{4\gamma_1\gamma_2}{(\gamma_1 + \gamma_2)(\gamma_2 + \gamma_3)},$$

$$k_7 = \frac{2\gamma_1(\gamma_2 - \gamma_3)}{(\gamma_1 + \gamma_2)(\gamma_2 + \gamma_3)},$$

$$k_{14} = \frac{4\gamma_2\gamma_3}{(\gamma_1 + \gamma_2)(\gamma_2 + \gamma_3)},$$

$$k_2 = k_3 = k_5 = k_8 = k_{11} = k_{13} = \beta_1 = \beta_4 = 0,$$

$$\beta_2 = \beta_3 = \beta_5 = \beta_6 = \beta = \frac{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3)}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 + \gamma_3)}. \quad (2)$$

Равенство нулю некоторых коэффициентов не является неожиданным. Согласно оптической аналогии, на которую было указано К. М. Поливановым и А. В. Нетушилом⁽³⁾, реально будут существовать только те изображения источника, для которых существуют изображения в аналогичной оптической задаче. Из рассмотрения хода лучей непосред-

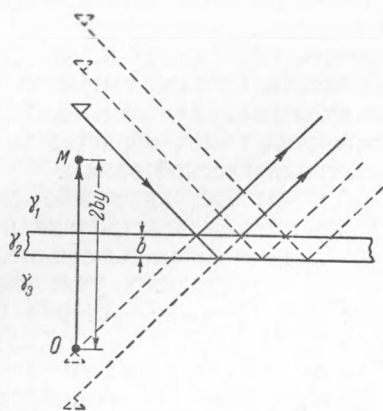


Рис. 2

ственно вытекает; что после многократных отражений фиктивное изображение может только удаляться от стенки.

Определение потенциала помех может быть легко произведено суммированием потенциалов от фиктивных источников (второй слева столбец рис. 1). В том случае, когда окружающей средой является воздух ($\gamma_3 \cong 0$), а стенка ванны выполнена из полупроводника (γ_1 и γ_2 соизмеримы), потенциал помех может быть найден из формулы

$$\varphi_{\text{Б пом}} = -\frac{I}{8\pi b \gamma_1} \quad (3a)$$

или по формуле

$$\varphi_{\text{Ш пом}} = \frac{I}{8\pi b \gamma_1} \psi, \quad (3б)$$

для случая, когда металлическая стенка ванны ($\gamma_3 \cong \infty$) отделена от электролита слоем полупроводника с проводимостью γ_2 (γ_1 и γ_2 соизмеримы).

Безразмерный потенциал помех может быть вычислен по формуле

$$\psi = \frac{\beta}{y} - \frac{1-\beta^2}{\beta} \int_0^1 \frac{\vartheta^y d\vartheta}{1-\vartheta}, \quad (4)$$

а для целых y по точной или приближенным формулам

$$\begin{aligned} \psi &= \frac{\beta}{y} + \frac{1-\beta^2}{\beta^{y+1}} \left[\ln(1-\beta) + \sum_{i=1}^y \frac{\beta^i}{i} \right] \cong \frac{\beta}{y} - (1-\beta^2) \sum_{y+i}^n \frac{\beta^{i-1}}{y+i} \int_{n+0.5}^{\infty} \frac{\beta^{x-1} dx}{y+x} \cong \\ &\cong \frac{\beta}{y} - (1-\beta^2) \sum_{i=1}^x \frac{\beta^{i-1}}{y+i} + \frac{(1-\beta^2)}{\beta^{y+1}} E_i[(y+x+0.5) \ln \beta], \end{aligned} \quad (5)$$

где E_i — известная табулированная функция ⁽⁴⁾, а y — безразмерное расстояние от первого фиктивного источника (см. рис. 2).

Результаты расчета могут быть наглядно представлены диаграммой (рис. 3), на которой построены эквипотенциали помех $\psi(\beta, y) = \text{const}$ в координатах β, y . Полученная диаграмма является универсальной, так как позволяет определить действительный потенциал помех при любых соотношениях проводимостей стенки и электролита, при любой толщине стенки ванны для любого расстояния между источником поля и его зеркальными отражениями. Анализируя вид «поля» помех в координатах β, y , можно получить любые характеристики ванны с полупроводящими стенками и сделать ряд важных выводов.

Рассмотрим функцию ζ , равную отношению потенциала помех $\varphi_{\text{пом}}$ при произвольном β , к потенциалу помех при $\beta = \pm 1$ (случаи иде-

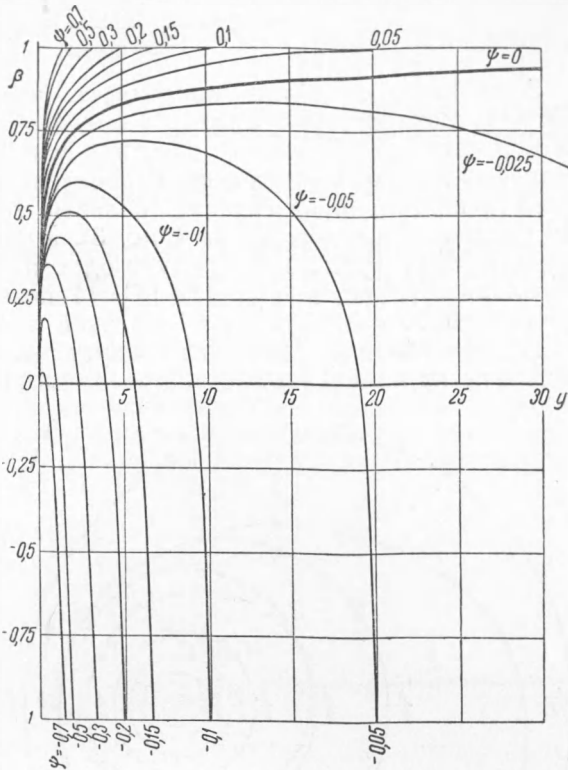


Рис. 3

ально отражающих стенок — металлической или изолирующей). Она равна:

$$\zeta = \frac{\varphi_{\text{пом}}}{(\varphi_{\text{пом}})_{\beta=\pm 1}} = \psi. \quad (6)$$

Элементарный анализ показывает, что эквипотенциали функции $\zeta = \pm 1$ соответствуют линиям $\beta = \pm 1$. Очевидно, что ζ может равняться единице при любом значении y и $(\beta) \neq 1$ только в том случае, если функция ψ неоднозначна относительно y , т. е. принимает значение $\psi = 1/\beta$ не только на границе области значений β , но и при $|\beta| < 1$. Из рассмотрения диаграммы (рис. 3), а также и из непосредственного рассмотрения функции ψ следует однозначность $\psi(y)$.

Следовательно, при любом $|\beta| \neq 1$ потенциал помех снижается по сравнению со случаем $|\beta| = 1$ во всей области β , y .

На основании изложенного следует рекомендовать выполнение стенок ванны из полупроводника, проводимость которого больше проводимости электролита,

или из металла, покрытого полупроводником с проводимостью меньшей проводимости электролита.

Лучшим подтверждением развитой теории служит следующий эксперимент. В электролитической ванне было смоделировано поле двухпроводной линии, расположенной вблизи полупроводящей стенки (вариант Б), а затем то же поле с металлической стенкой с полупроводниковым покрытием

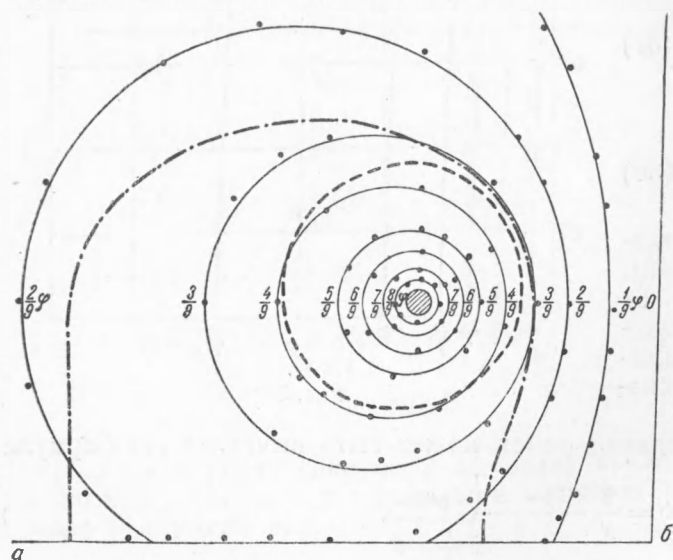


Рис 4.

(вариант Ш). Точки, полученные из опытов, показаны на рис. 4 кружочками, сплошными линиями эквипотенциали, при отсутствии стенки ab . Для сравнения с искажениями поля обычными стенками ванны на рис. 4 показаны эквипотенциали $3\pi/9$, когда поверхность ab выполнена из идеального проводника (пунктир) или из идеального изолятора (пунктир с точкой).

Из рис. 4 видны значительные преимущества ванны с полупроводящими стенками.

Московский энергетический институт
им. В. М. Молотова

Поступило
14 II 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Е. Брюхе, О. Шерцер, Геометрическая электронная оптика, Л., 1943.
² В. Косслет, Введение в электронную оптику, 1950. ³ А. В. Нетушил, Тр. Моск. энергет. инст. им. Молотова, в. 9 (1952). ⁴ Е. Янке, Ф. Емде, Таблицы функций с формулами и кривыми, 1949.