

Статья поступила в редакцию 28.09.2005

Геннадий Михайлович Трунов родился в 1943 г. Окончил Пермский государственный университет им. А.М.Горького в 1965 г. Канд. техн. наук, ст. науч. сотр., доцент кафедры “Общая физика” Пермского гос. техн. ун-та. Специализируется в области теоретической физики и теоретической метрологии. Автор 46 научных работ.

G.M. Trunov (b. 1943) graduated from the Perm State University n. a. A.M. Gorky in 1965. Ph. D. (Eng.), senior researcher of "General Physics" department of the Perm State Technical University. Specializes in the field of theoretical physics and theoretical metrology. Author of 46 publications.

УДК 550.837

Е. П. Кочура, А. В. Скрипкин,
С. В. Соболев

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ЭЛЕКТРОПРОВОДНОМ ПЛОСКОМ СЛОЕ, ВЫЗВАННОГО ПАДЕНИЕМ НА ПОВЕРХНОСТЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА СТУПЕНЧАТОЙ ФОРМЫ

Рассмотрен процесс взаимодействия электромагнитного импульса ступенчатой формы с плоским однородным и слабонеоднородным проводящим слоем. В качестве примера получено распределение напряженности электрического поля в слое в случае экспоненциально убывающей добавки к постоянной проводимости.

Прогресс в создании генераторов электромагнитных импульсов с обостренными фронтами стимулировал в последние годы интерес к задачам исследования взаимодействия таких импульсов с различными средами и объектами [1, 2].

Одной из целей решения подобных задач служит выявление физических процессов, вызывающих то или иное распределение электропроводности в изучаемом образце. Это позволит контролировать протекание этих процессов с помощью мониторинга профиля проводимости образца [3, 4].

Неоднородной электропроводностью могут обладать искусственно созданные проводящие среды: композиционные материалы [5, 6], металлы с нанесенными защитными покрытиями [7, 8], различные полупроводники [3, 9], а также конденсированные природные среды. Для

получения композиционных материалов с требуемыми свойствами часто необходимы знания их электрических характеристик. Поэтому результаты определения наиболее важной из них — электропроводности — могут стать источником информации о структуре композита [6].

Самостоятельный интерес представляет изучение различных параметров конденсированных материалов, связанных с профилями их проводимости. Например, при исследовании процессов роста кристаллов важно знать законы распределения примесей и различных структурных дефектов в них [10, 11], а при разработке современных технологий получения новых материалов из слоистых полупроводников — интеркаляции — требуется контролировать процесс внедрения интеркалянта в исходные матрицы [12, 13].

Для установления необходимых технологических режимов роста кристаллов из расплава требуется информация о пространственном распределении примесей (а так же структурных дефектов) в получаемых слитках, вводимых как искусственно, так и оказывающихся в загрузке из-за несовершенства технологии роста или очистки исходных компонентов. Обычно эта задача решается либо с использованием сложных методов анализа (например, рентгеноспектрального электрозондового микроанализа вдоль всего образца [10]), либо с помощью исследования гальваномангнитных свойств различных частей слитка [11]. Ввиду корреляции распределения примесей с удельной электропроводностью среды, часть из указанных выше проблем может быть снята путем определения профиля электропроводности среды по отклику на внешнее электромагнитное воздействие. Поэтому использование внешних электромагнитных импульсов с обостренными передними фронтами является более перспективным по сравнению с высокочастотными электромагнитными полями, ввиду существенно более быстрого затухания последних с удалением от поверхности образца.

Рассмотрим процесс распространения электромагнитного возмущения в материале плоского неоднородного проводящего слоя, вызванного нормальным падением ступенчатого импульса на одну из границ слоя.

Пусть на плоскую границу $z = 0$ находящегося в вакууме проводящего слоя толщиной a с удельной электропроводностью $\sigma(z)$ из области 1 ($z < 0$) по нормали падает плоский электромагнитный импульс ступенчатой формы:

$$E = E_0 \theta \left(t - \frac{z}{c} \right), \quad B = B_0 \theta \left(t - \frac{z}{c} \right), \quad E_0 = \text{const}, \quad B_0 = \text{const}, \quad (1)$$

где θ — функция Хевисайда, c — скорость света в вакууме.

Характеристики поля в слое — E_2, B_2 , в областях 1 и 3 ($z > a$) — E_1, B_1 и E_3, B_3 соответственно удовлетворяют уравнениям электродинамики, которые в безразмерной форме запишутся в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \tilde{E}_1}{\partial \tilde{z}^2} &= \frac{\partial^2 \tilde{E}_1}{\partial \tilde{t}^2}, & \frac{\partial^2 \tilde{B}_1}{\partial \tilde{z}^2} &= \frac{\partial^2 \tilde{B}_1}{\partial \tilde{t}^2}, \\ \frac{\partial^2 \tilde{E}_2}{\partial \tilde{z}^2} &= \frac{\partial^2 \tilde{E}_2}{\partial \tilde{t}^2} + \lambda(\tilde{z}) \frac{\partial \tilde{E}_2}{\partial \tilde{t}}, & \frac{\partial^2 \tilde{B}_2}{\partial \tilde{z}^2} &= \frac{\partial^2 \tilde{B}_2}{\partial \tilde{t}^2} + \lambda(\tilde{z}) \frac{\partial \tilde{B}_2}{\partial \tilde{t}}, \\ \frac{\partial^2 \tilde{E}_3}{\partial \tilde{z}^2} &= \frac{\partial^2 \tilde{E}_3}{\partial \tilde{t}^2}, & \frac{\partial^2 \tilde{B}_3}{\partial \tilde{z}^2} &= \frac{\partial^2 \tilde{B}_3}{\partial \tilde{t}^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\tilde{z} = z/a$, $\tilde{t} = ct/an$, $\lambda(\tilde{z}) = \frac{\mu_0 c a \sigma(\tilde{z})}{n}$. В уравнениях для \tilde{E}_2 и \tilde{B}_2 пренебрежено эффектами намагничивания материала ($\mu=1$), а показатель преломления материала слоя $n = \sqrt{\varepsilon}$ считается постоянным. На границах слоя должны выполняться следующие условия непрерывности характеристик электромагнитного поля:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_1 \Big|_{\tilde{z}=0-} &= \tilde{E}_2 \Big|_{\tilde{z}=0+}, & \tilde{E}_2 \Big|_{\tilde{z}=1-} &= \tilde{E}_3 \Big|_{\tilde{z}=1+}, \\ \tilde{B}_1 \Big|_{\tilde{z}=0-} &= \tilde{B}_2 \Big|_{\tilde{z}=0+}, & \tilde{B}_2 \Big|_{\tilde{z}=1-} &= \tilde{B}_3 \Big|_{\tilde{z}=1+}. \end{aligned} \quad (3)$$

Полагаем, что фронт импульса (1) достигает поверхности слоя ($z = 0$) в момент времени $t = 0$. Тогда при $t = 0$

$$E_1 = E_0 \left(-\frac{z}{c} \right), \quad B_1 = B_0 \left(-\frac{z}{c} \right), \quad E_2 = 0, \quad B_2 = 0, \quad E_3 = 0, \quad B_3 = 0. \quad (4)$$

Решение задачи (2)–(4) может быть получено с использованием методов операционного исчисления. Основные трудности связаны с тем, что из-за предполагаемой в общем случае зависимости σ от z для изображений по Лапласу получаются дифференциальные уравнения с переменными коэффициентами. Задача значительно упрощается, когда по отношению к σ среда однородна или слабонеоднородна.

Однородно проводящий слой. В результате решения системы уравнений (2)–(4) при условии $\sigma = \sigma_0 = \text{const}$ для искомой зависимости напряженности электрического поля от координаты и времени в проводящем слое для двух предельных случаев получаем:

а) при $\lambda \ll 1$

$$\tilde{E}_2(\tilde{z}, \tilde{t}) =$$

$$= \begin{cases} 0 & \text{при } \tilde{t} < \tilde{z}, \\ e^{-\frac{\lambda \tilde{z}}{2}} + \frac{\lambda \tilde{z}}{2} \int_{\tilde{z}}^{\tilde{t}} e^{-\frac{\lambda \tau}{2}} \frac{I_1(\lambda \sqrt{\tau^2 - \tilde{z}^2}/2)}{\sqrt{\tau^2 - \tilde{z}^2}} d\tau & \text{при } \tilde{z} < \tilde{t} < 2 - \tilde{z}, \\ e^{-\frac{\lambda \tilde{t}}{2}} \left[2I_0(\lambda \sqrt{\tau^2 - \tilde{z}^2}/2) + u(\tilde{z}) + u(2 - \tilde{z}) \right] & \text{при } \tilde{t} > 5, \end{cases} \quad (5)$$

где

$$u(x) = \frac{\lambda}{2} \int_x^{\tilde{t}} e^{-\frac{\lambda}{2}(\tilde{t}-\tau)} I_0\left(\frac{\lambda}{2}\sqrt{\tau^2 - x^2}\right) \times \\ \times \left[I_0\left(\frac{\lambda}{2}(\tilde{t} - \tau)\right) + I_1\left(\frac{\lambda}{2}(\tilde{t} - \tau)\right) \right] d\tau.$$

В приведенных выражениях $I_0(x)$, $I_1(x)$ – модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядков соответственно;

б) при $\lambda \gg 1$

$$\tilde{E}_2(\tilde{z}, \tilde{t}) = \begin{cases} 0 & \text{при } \tilde{t} < \tilde{z}, \\ \operatorname{erfc}\left(\frac{(2 - \tilde{z})\sqrt{\lambda}}{2\sqrt{\tilde{t}}}\right) + \operatorname{erfc}\left(\frac{\tilde{z}\sqrt{\lambda}}{2\sqrt{\tilde{t}}}\right) & \text{при } \tilde{t} > \tilde{z}. \end{cases} \quad (6)$$

Здесь $\operatorname{erfc}(x)$ – дополнительный интеграл ошибок.

Если параметры среды $\sigma(z)$ и n таковы, что значения λ не удовлетворяют неравенствам $\lambda \ll 1$ или $\lambda \gg 1$, то нахождение аналитических решений для поля в слое невозможно ввиду трудностей, связанных с обратным преобразованием Лапласа.

В формулах (5) и (6) равенство нулю характеристики поля $\tilde{E}_2(\tilde{z}, \tilde{t})$ при $\tilde{t} < \tilde{z}$ является следствием конечной скорости распространения возмущения. Промежуток времени $\tilde{z} < \tilde{t} < 2 - \tilde{z}$ соответствует процессу распространения возмущения с момента его прихода в точку \tilde{z} до момента прихода в эту же точку отраженного от задней границы слоя возмущения. Последняя строка в выражении (5) описывает поле на интервале времени $\tilde{t} > 5$. Отсутствие решения при $2 - \tilde{z} < \tilde{t} < 5$ связано с трудностями нахождения обратного преобразования Лапласа для этого интервала времени.

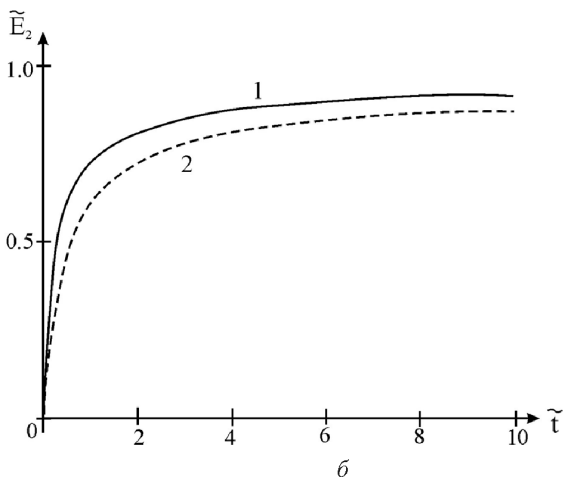
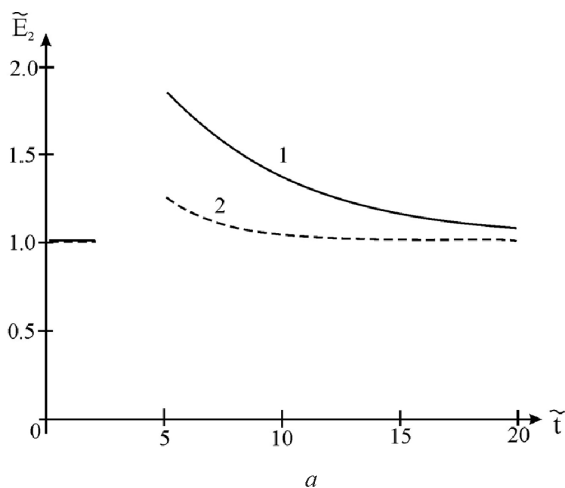


Рис. 1. Временная зависимость напряженности электрического поля в плоском однородном проводящем слое для $\tilde{z} = 0$ в безразмерной форме при $\lambda = 0, 1$ (1) и $\lambda = 0, 2$ (2) – а; $\lambda = 100$ (1) и $\lambda = 200$ (2) – б

Временная зависимость напряженности электрического поля $\tilde{E}_2(\tilde{t})$ (5) на поверхности слоя для двух различных значений λ приведена на рис. 1, а. Как видно, напряженность электрического поля уменьшается достаточно медленно, что обусловлено малостью произведения σa в выражении для λ . При этом с ростом λ поле на поверхности слоя убывает с течением времени быстрее, стремясь к единице при $t \rightarrow \infty$.

На рис. 1, б показана временная зависимость напряженности электрического поля $\tilde{E}_2(\tilde{t})$ (6) при $\tilde{z} = 0$ для различных значений λ . В этом случае функция $\tilde{E}_2(\tilde{t})$ плавно растет, стремясь к постоянному значению $\tilde{E}_2=1$, которое отвечает полю падающего импульса.

Случай слабонеоднородного проводящего слоя. Получим координатно-временную зависимость возмущения напряженности электрического поля $\tilde{E}_2(\tilde{z}, \tilde{t})$, распространяющегося в слабонеоднородном

проводящем слое с удельной электропроводностью вида

$$\tilde{\sigma}(\tilde{z}) = \frac{\sigma(\tilde{z})}{\sigma_0} = 1 + \frac{\sigma_1(\tilde{z})}{\sigma_0}, \quad |\sigma_1(\tilde{z})| \ll \sigma_0, \quad (7)$$

при заданных начальных (1) и граничных (3) условиях. Для этого воспользуемся методом последовательных приближений, приняв за нулевое решение задачи (5)–(6), отвечающее случаю однородной проводимости ($\sigma = \sigma_0 = \text{const}$). В первом приближении решение задачи будем искать в виде

$$\begin{aligned} \tilde{E}_1 &\cong \tilde{E}_{10} + \tilde{E}_{11}, & \tilde{B}_1 &\cong \tilde{B}_{10} + \tilde{B}_{11}, \\ \tilde{E}_2 &\cong \tilde{E}_{20} + \tilde{E}_{21}, & \tilde{B}_2 &\cong \tilde{B}_{20} + \tilde{B}_{21}, \\ \tilde{E}_3 &\cong \tilde{E}_{30} + \tilde{E}_{31}, & \tilde{B}_3 &\cong \tilde{B}_{30} + \tilde{B}_{31}, \end{aligned} \quad (8)$$

где вторые слагаемые являются малыми поправками к первым, исчезающие при $\sigma_1(z) \rightarrow 0$.

В безразмерном виде поправки $\tilde{E}_{21}(\tilde{z}, \tilde{t})$ и $\tilde{B}_{21}(\tilde{z}, \tilde{t})$ к напряженности электрического $\tilde{E}_{20}(\tilde{z}, \tilde{t})$ и индукции магнитного $\tilde{B}_{20}(\tilde{z}, \tilde{t})$ полей в среде удовлетворяют уравнениям

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_{21}}{\partial \tilde{z}^2} - \frac{\partial^2 \tilde{E}_{21}}{\partial \tilde{t}^2} - \lambda \frac{\partial \tilde{E}_{21}}{\partial \tilde{t}} = \lambda \tilde{\sigma}_1(\tilde{z}) \frac{\partial \tilde{E}_{20}}{\partial \tilde{t}}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \tilde{E}_{21}}{\partial \tilde{z}} = - \frac{\partial \tilde{B}_{21}}{\partial \tilde{t}}. \quad (10)$$

(В областях 1 и 3 уравнения электродинамики те же, что и в области 2).

При решении задачи (8)–(10) с учетом граничных (3) и начальных (4) условий по-прежнему используем методы операционного исчисления, а также метод вариации постоянных при решении неоднородных обыкновенных дифференциальных уравнений, которым удовлетворяют Лаплас-образы полей \tilde{E}_{21} и \tilde{B}_{21} . В частности для Лаплас-образа $\tilde{E}_{21p}(\tilde{z}, p)$ в процессе решения получим выражение

$$\tilde{E}_{21p} = \lambda \sqrt{\frac{p}{p + \lambda}} \int \tilde{\sigma}_1(z') \text{sh} \left[\sqrt{p(p + \lambda)}(\tilde{z} - z') \right] E_{20p}(\tilde{z}, p) dz', \quad (11)$$

где $\text{sh}(x)$ — гиперболический синус, $\tilde{E}_{20p}(\tilde{z}, p)$ — изображение напряженности электрического поля в нулевом приближении (см. (5) и (6)).

Выражение (11) путем его обращения позволяет получить координатно-временную зависимость поправки $\tilde{E}_{21}(\tilde{z}, \tilde{t})$ к напряженности электрического поля $\tilde{E}_{20}(\tilde{z}, \tilde{t})$.

Рассмотрим пример. Пусть добавка к удельной электропроводности σ_0 изменяется по закону

$$\frac{\sigma_1(\tilde{z})}{\sigma_0} = \gamma \exp(-\alpha\tilde{z}),$$

где $\gamma \ll 1$ и $\alpha > 0$ – безразмерные константы.

Тогда для искомой координатно-временной зависимости поправки $\tilde{E}_{21}(\tilde{z}, \tilde{t})$, путем обращения выражения (11), получим:

а) при $\lambda \ll 1$

$$\tilde{E}_{21}(\tilde{z}, \tilde{t}) = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 < \tilde{t} < \tilde{z}, \\ \frac{\lambda\gamma}{2\alpha} e^{-\alpha(\tilde{z} + \frac{\tilde{t}}{2})} \int_{\tilde{z}}^{\tilde{t}} \frac{e^{-\frac{\alpha\tau}{2}}}{\tau - \tilde{z}} d\tau & \text{при } \tilde{z} < \tilde{t} < 2 - \tilde{z}, \\ \frac{\lambda\gamma e^{-\alpha\tilde{t}}}{16(r-s)} [f_1(\tilde{z}, \tilde{t}) + f_2(\tilde{z}, \tilde{t}) + f_3(\tilde{z}, \tilde{t}) + f_4(\tilde{z}, \tilde{t})] & \text{при } \tilde{t} > 5. \end{cases} \quad (12)$$

Функции $f_1(\tilde{z}, \tilde{t})$, $f_2(\tilde{z}, \tilde{t})$, $f_3(\tilde{z}, \tilde{t})$, $f_4(\tilde{z}, \tilde{t})$ и постоянные r , s в выражении(12) определяются следующим образом:

$$f_2(\tilde{z}, \tilde{t}) = \alpha \int_{\tilde{z}}^{\tilde{t}} e^{-\frac{\lambda\tau}{2}} I_0 \left(\lambda \sqrt{\tau^2 - \tilde{z}^2} / 2 \right) \left(s e^{-s(\tilde{t}-\tau)} - r e^{-r(\tilde{t}-\tau)} \right) d\tau,$$

$$f_3(\tilde{z}, \tilde{t}) = 2\lambda e^{-\frac{\lambda(2-\tilde{z})}{2}} \left(e^{-r(\tilde{t}+\tilde{z}-2)} - e^{-s(\tilde{t}+\tilde{z}-2)} \right) +$$

$$+ 2\lambda^2(2-\tilde{z}) \int_{2-\tilde{z}}^{\tilde{t}} e^{-\frac{\lambda\tau}{2}} \frac{I_1 \left(\lambda \sqrt{\tau^2 - (2-\tilde{z})^2} / 2 \right)}{\sqrt{\tau^2 - (2-\tilde{z})^2}} \left(e^{-r(\tilde{t}-\tau)} - e^{-s(\tilde{t}-\tau)} \right) d\tau,$$

$$f_4(\tilde{z}, \tilde{t}) = \lambda\alpha \int_{2-\tilde{z}}^{\tilde{t}} e^{-\frac{\lambda\tau}{2}} I_0 \left(\lambda \sqrt{\tau^2 - (2-\tilde{z})^2} / 2 \right) \left(e^{-r(\tilde{t}-\tau)} - e^{-s(\tilde{t}-\tau)} \right) d\tau,$$

$$r = \frac{1}{2} \left(\lambda + \sqrt{\lambda^2 + \alpha^2} \right), \quad s = \frac{1}{2} \left(\lambda - \sqrt{\lambda^2 + \alpha^2} \right).$$

б) при $\lambda \gg 1$

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{21}(\tilde{z}, \tilde{t}) = & \\ = & \begin{cases} 0 \text{ при } \tilde{t} < \tilde{z}, \\ \frac{\gamma\sqrt{\lambda}}{2} \left[\frac{1}{\alpha\sqrt{\pi t}} \left(e^{-\frac{\sqrt{\lambda}\tilde{z}}{4\tilde{t}}} - e^{-\frac{\sqrt{\lambda}(2-\tilde{z})}{4\tilde{t}}} \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2\sqrt{\lambda}} \left(\operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{\lambda}\tilde{z}}{2\sqrt{\tilde{t}}} \right) - \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{\lambda}(2+3\tilde{z})}{2\sqrt{\tilde{t}}} \right) \right) \right] \text{ при } \tilde{t} > \tilde{z} \end{cases} \end{aligned} \quad (13)$$

Временная зависимость поправки $\tilde{E}_{21}(\tilde{z}, \tilde{t})$, определяемой выражением (12), к напряженности электрического поля $\tilde{E}_{20}(\tilde{z}, \tilde{t})$, определяемой выражением (5), для $\tilde{z} = 0$ при различных значениях γ ($\lambda \ll 1$) показана на рис. 2.

На рис. 3 приведена временная зависимость поправки $\tilde{E}_{21}(\tilde{z}, \tilde{t})$, определяемой выражением (13), к напряженности электрического поля $\tilde{E}_{20}(\tilde{z}, \tilde{t})$ для $\tilde{z} = 0$ при различных значениях γ ($\lambda \gg 1$).

Из сопоставления значений напряженности электрического поля в нулевом приближении (см. рис. 1, а, б) и соответствующих им поправок первого порядка малости (см. рис. 2 и 3) следует, что для выбранных безразмерных постоянных α и γ неоднородность удельной электропроводности оказывает влияние на полную напряженность электрического поля \tilde{E}_2 на поверхности слоя: при одинаковых значениях α отношение $\tilde{E}_{21}/\tilde{E}_2 \approx \gamma/2$.

Аналогичные вычисления позволяют определить координатно-временные характеристики электромагнитного поля для широкого спектра профилей электропроводности материала слоя, из сопоставления которых с экспериментальными кривыми зондирования слоя

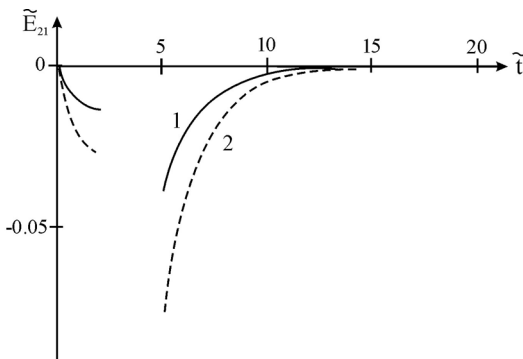


Рис. 2. Временная зависимость поправки напряженности электрического поля в слое, проводимость которого убывает по экспоненциальному закону при $\lambda = 0, 1$, $\alpha = 0, 2$, $\gamma = 0, 1$ (1), $\gamma = 0, 2$ (2) для $\tilde{z} = 0$ в безразмерной форме

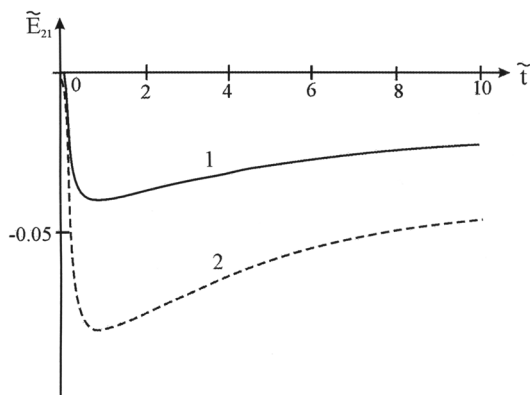


Рис. 3. Временная зависимость поправки напряженности электрического поля в слое, проводимость которого убывает по экспоненциальному закону при $\lambda = 100$, $\alpha = 0, 2$, $\gamma = 0, 1$ (1), $\gamma = 0, 2$ (2) для $\tilde{z} = 0$ в безразмерной форме

можно установить зависимость удельной электропроводности слоя от координаты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ильинский Ю. А., Келдыш Л. В. Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом. – М.: Изд-во МГУ, 1989. – 292 с.
2. Губанов В. П., Коровин С. Д., Пегель И. В. и др. Генерация мощных наносекундных импульсов электромагнитного излучения // Письма в ЖТФ. – 1994. – Т. 20. – Вып. 14. – С. 89–96.
3. Кошелев О. Г., Форш Е. А. Применение резонатора для диагностики неоднородностей проводимости полупроводниковых пластин // Электронный журнал “Радиоэлектроника”. – 2000. – № 1. (<http://jre.cplire.ru/jre/jan00/4/text.html>).
4. Абрамович А. А., Гропянов В. М., Михайлова И. С. Упругие свойства новых керамических композиционных материалов типа “кермет” // Сборник трудов X сессии Российского акустического общества (29 мая–2 июня 2000 г.). – М., 2000. – С. 133–137.
5. Шайхутдинов К. А., Балаев Д. А., Попков С. И., Петров М. И. Транспортные и магнитные свойства композитов $Y_3/4Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7 + Y_3Fe_5O_{12}$, представляющих сеть слабых связей джоузефсоновского типа сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник // Физика твердого тела. – 2003. – Т. 45, № 10. – С. 1776–1783.
6. Электрические свойства полимеров / под ред. Б.И. Сажина. – Л.: Химия, 1977. – 192 с.
7. Бокштейн Б. С. Диффузия в металлах. – М.: Металлургия, 1976. – 247 с.
8. Алексенцева С. Е., Кривченко А. Л. Анализ условий сверхглубокого проникновения порошковых частиц в металлическую матрицу // Журнал технической физики. – 1998. – Т. 68, № 7. – С. 124–125.
9. Казанский С. А. Микроволновые измерения проводимости полупроводниковых кристаллов CdF_2 // Физика твердого тела. – 2004. – Т. 46, № 9. – С. 1574–1577.

10. Влияние примеси гадолиния на параметры кристаллов $A_{IV}B_{VI}$, выращенных из расплава / В.И. Миктук, Д.М. Заячук, П.М. Старик и др. // Неорганические материалы. – 1995. – Т. 31, № 10. – С. 1315–1319.
11. Иванова Л. Д., Бровикова С. А., Зуссманн Г., Райнхаус П. Зависимость однородности монокристаллов твердого раствора $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$ от условий выращивания // Неорганические материалы. – 1995. – Т. 31, № 6. – С. 739–743.
12. Плещеев В. Г., Титов А. Н., Титова С. Г. Структурные характеристики и физические свойства диселенида и дителлурида титана, интеркалированных кобальтом // Физика твердого тела. – 2003. – Т. 45, № 3. – С. 409–412.
13. Кульбачинский В. А., Сорокина Н. Е., Кувшинников С. В., Ионов С. Г. Эффект Шубникова–де Газа и энергетический спектр соединений внедрения в графит с азотной кислотой // Физика твердого тела. – 2003. – Т. 45, № 12. – С. 2161–2167.
14. Дворецкий П. И., Попов С. Б., Ярмахов И. Г. Исследование распространения электромагнитных импульсов в слоисто–неоднородных средах с потерями // Радиотехника и электроника. – 1996. – Т. 41, № 12. – С. 1448–1461.

Статья поступила в редакцию 19.09.2005

Евгения Павловна Кочура — старший преподаватель кафедры “Информатика и прикладная математика” Курского государственного технического университета.

Ye. P. Kochura — senior teacher of “Information Technology and Applied Mathematics” department of the Kursk State Technical University.

Алексей Владимирович Скрипкин — студент физико-математического факультета Курского государственного технического университета.

A.V. Skripkin — student of the Kursk State Technical University.

Сергей Владимирович Соболев — кан. техн. наук, профессор, зав. кафедрой “Теоретическая физика и методика преподавания физики” Курского государственного технического университета.

S.V. Sobolev — Ph. D. (Eng.), professor, head of “Theoretical Physics and Methodology of Teaching Physics” department of the Kursk State Technical University.