

ОПТИКО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИЗМЕРЕНИЙ

УДК 681.7.064.454

ОПТИМИЗАЦИЯ ТОЛЩИНЫ ОДНОСЛОЙНОГО ПРОСВЕТЛЯЮЩЕГО ПОКРЫТИЯ ИЗ SiO₂ НА КРЕМНИЕВОМ ФОТОДИОДЕ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ХАРАКТЕРИСТИК ПАДАЮЩЕГО СВЕТА

© А. В. Тимофеев¹, А. И. Мильштейн^{1,2}, Д. Н. Григорьев^{1,2,3}

¹Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11

²Новосибирский государственный университет,
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³Новосибирский государственный технический университет,
630073, г. Новосибирск, просп. К. Маркса, 20

E-mail: A.V.Timofeev@inp.nsk.su

Проведены теоретические исследования зависимости оптимальной толщины однослойного просветляющего слоя SiO₂ на кремниевом фотодиоде от характеристик падающего на фотодиод света. Показано, что оптимальная толщина однослойного просветляющего SiO₂ для различных распределений интенсивности по углу увеличивает квантовую эффективность фотодиода до 1,1 раза по сравнению с классическим однослойным просветляющим покрытием толщиной $\lambda/4n$, которое является оптимальным при нормальном падении монохроматического света.

Ключевые слова: просветляющее покрытие, фотодиод, коэффициент отражения.

DOI: 10.15372/AUT20230509

Введение. Для увеличения квантовой эффективности фотоприёмников широко применяются различные специализированные просветляющие покрытия, которые позволяют уменьшить коэффициент отражения до значений, близких к нескольким процентам в широком диапазоне длин волн и нормальном падении света [1–11]. При производстве фотоприёмников операция нанесения специализированного просветляющего покрытия требует дополнительного оборудования, что приводит к усложнению технологии изготовления фотоприёмников. В некоторых задачах специализированное просветление является избыточной операцией, поэтому в целях удешевления и упрощения технологии производства фотоприёмников вместо специализированного просветляющего покрытия можно использовать слой диоксида кремния, нанесение которого на кремний является стандартной операцией при изготовлении кремниевых фотоприёмников [12, 13]. Для уменьшения коэффициента отражения необходимая толщина диоксида кремния для нормального или косого падения параллельного пучка монохроматического света рассчитывается по формуле [1]

$$d = \frac{\lambda(2l + 1)}{4n \cos \theta}, \quad l = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (1)$$

где λ — длина волны падающего света, n — коэффициент преломления однослойного просветляющего покрытия, θ — угол падения относительно нормали фотодиода. В простейшем случае для нормального падения $d = \lambda/4n$, что соответствует широко используемому в оптике четвертьволновому покрытию. Однако есть задачи, в которых свет не

является монохроматическим и падает на фотоприёмник в некотором диапазоне углов, причём интенсивность света зависит от угла падения. Примерами таких задач являются случаи, когда свет передаётся через оптические или спектросмещающие волокна [14–17]. В таких случаях угловое и спектральное распределение поступающего на фотоприёмник света определяется характеристиками оптического или спектросмещающего волокна. Соответственно оптимальная толщина просветляющего покрытия зависит от распределения интенсивности света по углам и длинам волн, и поэтому формула (1) неприменима.

Целью данной работы является расчёт оптимальной толщины слоя SiO_2 для случая, когда интенсивность падающего света на фотодиод ограничена по максимальному углу падения и распределена по углу согласно закону Ламберта или не зависит от угла:

$$I(\lambda, \theta) = \begin{cases} I_0(\lambda) \cos \theta, & \theta \leq \theta_{\text{макс}}; \\ 0, & \theta > \theta_{\text{макс}}, \end{cases} \quad (2)$$

$$I(\lambda, \theta) = \begin{cases} I_0(\lambda), & \theta \leq \theta_{\text{макс}}; \\ 0, & \theta > \theta_{\text{макс}}, \end{cases} \quad (3)$$

где θ — угол падения света, $\theta_{\text{макс}}$ — максимальный угол относительно оси волокна.

Расчёты. Для определения коэффициента отражения от плоского слоя рассчитывалось отношение амплитуд падающей и отражённой волн от границы воздух — диоксид кремния с учётом отражения на границе диоксид кремния — кремний. Следует отметить, что при решении уравнений Максвелла нет необходимости брать во внимание многократное отражение в воздухе и диоксиде кремния, поскольку оно учитывается автоматически. Из граничных условий следует, что при $x = 0$ и $x = d$ касательные компоненты векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} непрерывны. Отсюда можно получить систему уравнений для случая поляризации волны, перпендикулярной плоскости падения (нормально поляризованная волна, рис. 1):

$$E_0 + E_1 = E_2 + E_3, \quad (4)$$

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} E_0 \cos \theta_1 - \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} E_1 \cos \theta_1 = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_2 \cos \theta_2 - \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_3 \cos \theta_2, \quad (5)$$

$$E_2 e^{ik_2 d \cos \theta_2} + E_3 e^{-ik_2 d \cos \theta_2} = E_4 e^{ik_3 d \cos \theta_3}, \quad (6)$$

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_2 e^{ik_2 d \cos \theta_2} \cos \theta_2 - \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_3 e^{-ik_2 d \cos \theta_2} \cos \theta_2 = \sqrt{\frac{\varepsilon_3}{\mu_3}} E_4 e^{ik_3 d \cos \theta_3} \cos \theta_3, \quad (7)$$

где

$$k_i = \frac{2\pi \sqrt{\varepsilon_i \mu_i}}{\lambda}, \quad (8)$$

ε — относительная диэлектрическая проницаемость среды, μ — относительная магнитная проницаемость среды.

Решение данной системы уравнений имеет вид

$$A_E = \frac{E_1}{E_0} = \frac{a_{12}(1 - Z_E) - (1 + Z_E)}{a_{12}(1 - Z_E) + (1 + Z_E)}, \quad (9)$$

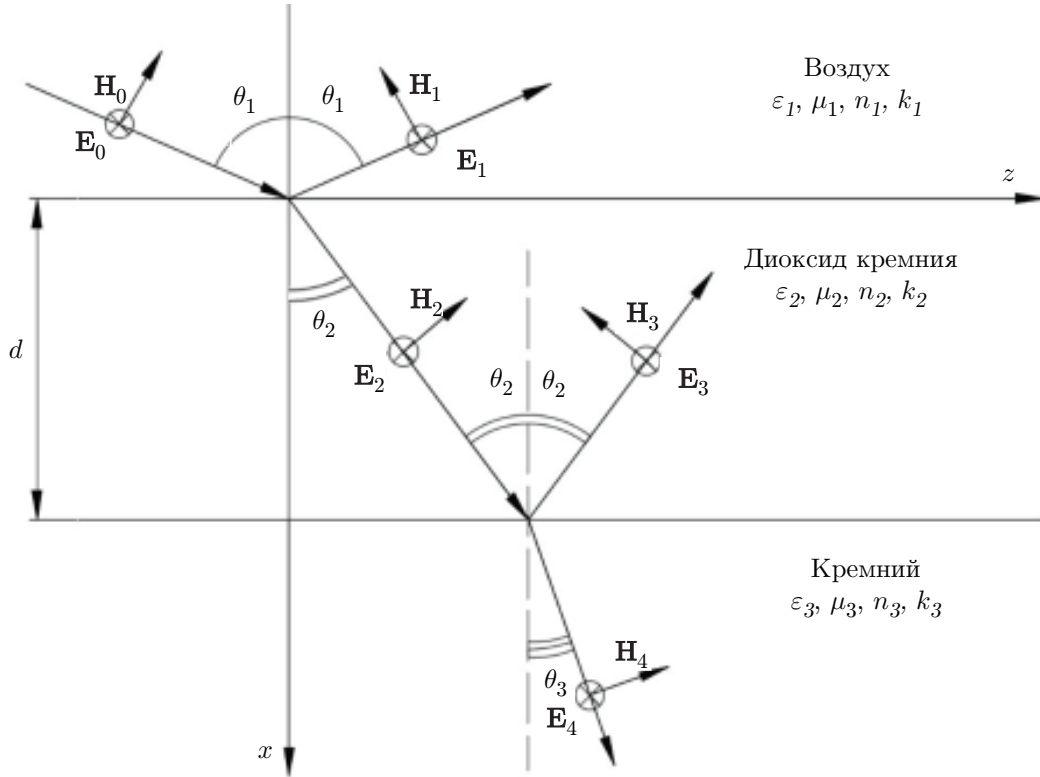


Рис. 1. Схема распространения нормально поляризованной волны

где

$$Z_E = \frac{1 - a_{23}}{1 + a_{23}} e^{i2n_2 \frac{2\pi d}{\lambda} \cos \theta_2}, \quad a_{12} = \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}}, \quad a_{23} = \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_3} \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} \sqrt{\frac{\mu_3}{\varepsilon_3}}, \quad (10)$$

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 = n_3 \sin \theta_3, \quad n_1 = \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}, \quad n_2 = \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}, \quad n_3 = \sqrt{\varepsilon_3 \mu_3}. \quad (11)$$

Для случая поляризации волны, лежащей в плоскости рассеяния (параллельно поляризованная волна, рис. 2), имеем следующую систему уравнений:

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} E_0 + \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} E_1 = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_2 + \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_3, \quad (12)$$

$$-E_0 \cos \theta_1 + E_1 \cos \theta_1 = -E_2 \cos \theta_2 + E_3 \cos \theta_2, \quad (13)$$

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_2 e^{ik_2 d \cos \theta_2} + \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_3 e^{-ik_2 d \cos \theta_2} = \sqrt{\frac{\varepsilon_3}{\mu_3}} E_4 e^{ik_3 d \cos \theta_3}, \quad (14)$$

$$-E_2 \cos \theta_2 e^{ik_2 d \cos \theta_2} + E_3 \cos \theta_2 e^{-ik_2 d \cos \theta_2} = -E_4 \cos \theta_3 e^{ik_3 d \cos \theta_3}. \quad (15)$$

Решение этой системы имеет вид

$$A_M = \frac{E_1}{E_0} = \frac{b_{12}(1 - Z_M) - (1 + Z_M)}{b_{12}(1 - Z_M) + (1 + Z_M)}, \quad (16)$$

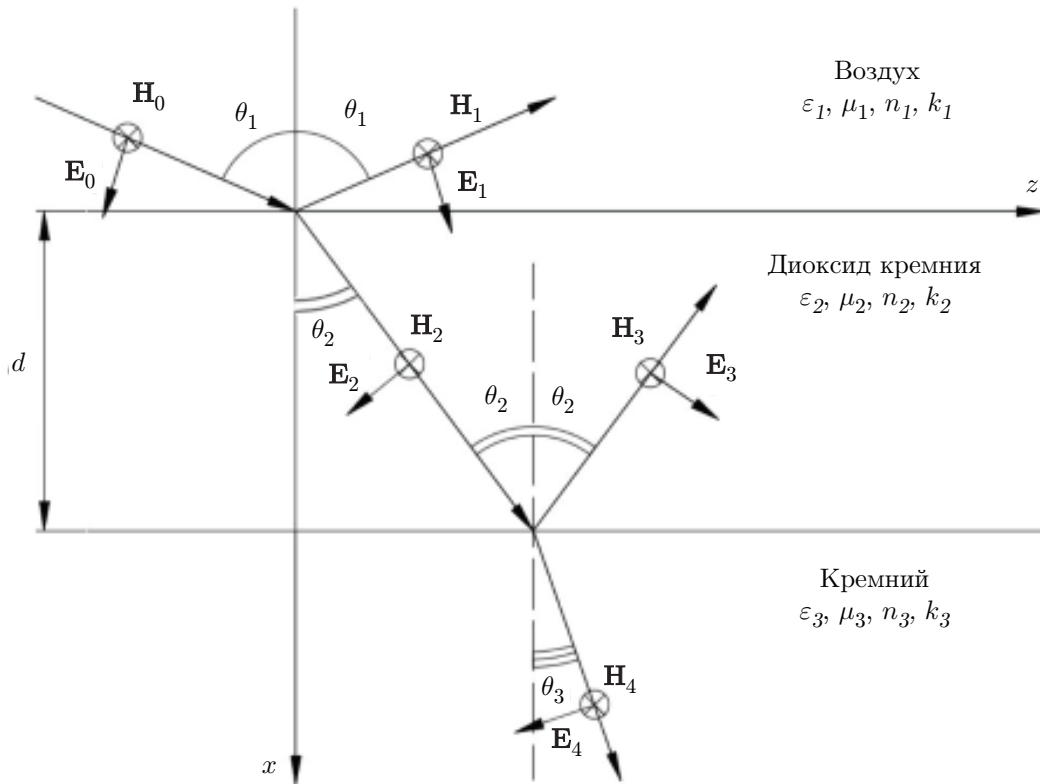


Рис. 2. Схема распространения параллельно поляризованной волны

где

$$Z_M = \frac{1 - b_{23}}{1 + b_{23}} e^{i2n_2 \frac{2\pi d}{\lambda} \cos \theta_2}, \quad b_{12} = \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} \sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}}, \quad b_{23} = \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_3} \sqrt{\frac{\varepsilon_3}{\mu_3}} \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}}, \quad (17)$$

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 = n_3 \sin \theta_3, \quad n_1 = \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}, \quad n_2 = \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}, \quad n_3 = \sqrt{\varepsilon_3 \mu_3}. \quad (18)$$

Полученные зависимости коэффициента отражения от угла падающего света для различных поляризаций совпадают с зависимостью, полученной матричным методом в [1].

Для монохроматического света полный коэффициент отражения как функция λ , d , θ_{\max} рассчитывается по формуле

$$R_L(\lambda, d, \theta_{\max}) = \frac{\int_0^{\theta_{\max}} (|A_E(\lambda, d, \theta_1)|^2 + |A_M(\lambda, d, \theta_1)|^2) I(\lambda, \theta_1) \sin \theta_1 d\theta_1}{2 \int_0^{\theta_{\max}} I(\lambda, \theta_1) \sin \theta_1 d\theta_1}. \quad (19)$$

Для случая с некогерентным источником света коэффициент отражения $R(\lambda, d, \theta_{\max})$ дополнительно усредняется по длинам волн:

$$R_{\text{tot}}(d, \theta_{\max}) = \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I_0(\lambda) R(\lambda, d, \theta_{\max}) d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I_0(\lambda) d\lambda}. \quad (20)$$

Поскольку данные интегралы не вычисляются аналитически, величина $R_{\text{tot}}(d, \theta_{\max})$ анализировалась численно.

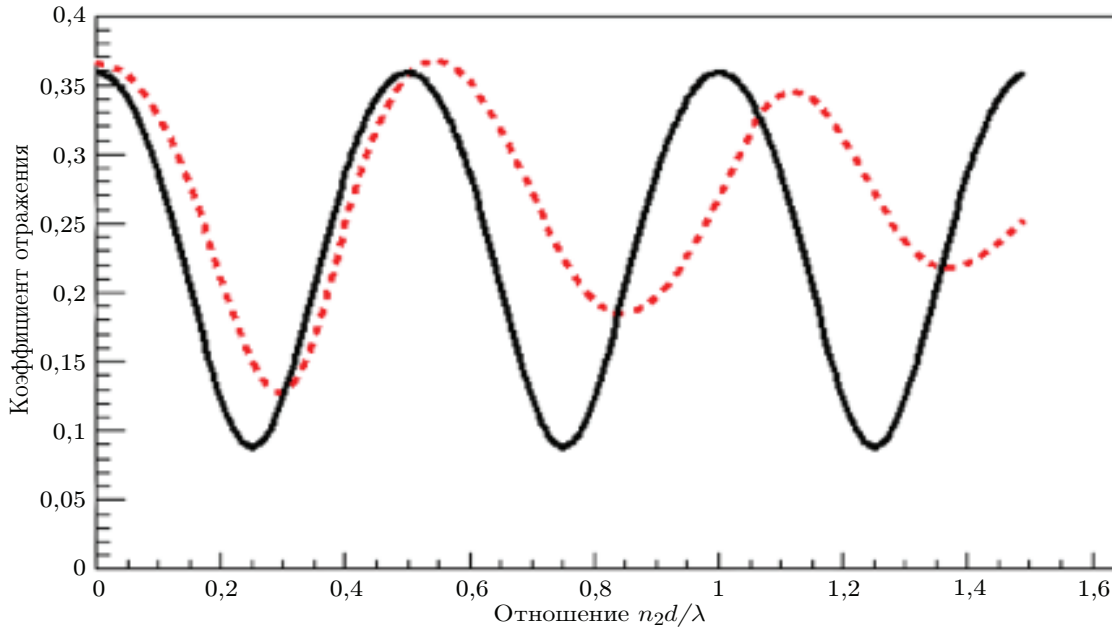


Рис. 3. Примеры зависимости коэффициента отражения от значения n_2d/λ для ламбертовского источника света: сплошная кривая — $\theta_{\max} = 1$ град, пунктирная кривая — $\theta_{\max} = 90$ град

Результаты. Для определения оптимального отношения толщины покрытия к длине волны вычислялась зависимость коэффициента отражения от значения n_2d/λ волны с шагом 0,01.

Примеры зависимости коэффициента отражения от значения n_2d/λ показаны на рис. 3. Численно определялись положения первых трёх минимумов коэффициента отражения.

Оптимальные отношения n_2d/λ для первых трёх минимумов в зависимости от максимального угла приведены на рис. 4.

При малых углах падения света результаты расчёта ожидаемо соответствуют (1). Видно, что в случае равномерного источника (2) и больших углов на рис. 4, *b* и *c* оптимумы смещаются почти на четверть длины волны, что соответствует максимуму коэффициента отражения в случае нормального падения.

Практическая ценность данного расчёта демонстрируется зависимостью отношения коэффициента пропускания при оптимальной толщине к коэффициенту пропускания при толщинах, полученных для нормального падения (1), от θ_{\max} :

$$Q = \frac{1 - R_{tot}(d_{\text{опт}}(\theta_{\max}), \theta_{\max})}{1 - R_{tot}(d_{\lambda/(4n_2)}, \theta_{\max})}, \quad (21)$$

где $d_{\text{опт}}(\theta_{\max})$ — оптимальная толщина диоксида кремния для максимального угла θ_{\max} , $d_{\lambda/(4n_2)}$ — толщина диоксида кремния, полученная для нормального падения света по (1).

Проведён расчёт для спектросмещающего волокна О-2 производства фирмы Kuragau, которое применялось в [15] с PIN фотодиодом с просветляющим покрытием из SiO₂. При расчётах использовался спектр высвечивания спектросмещающего волокна О-2, приведённый на рис. 5 [18]. Литературные значения [19–24] показателей преломления диоксида

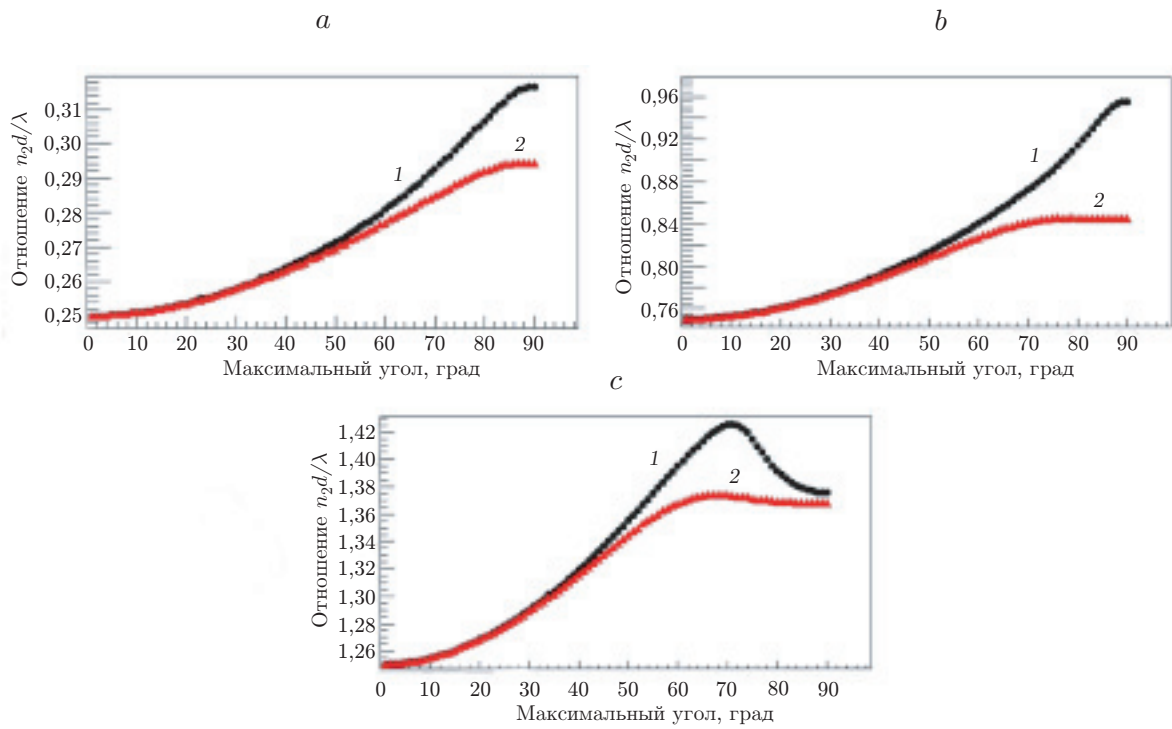


Рис. 4. Оптимальное соотношение n_2d/λ для первых трёх минимумов: *a* — первый минимум, *b* — второй минимум, *c* — третий минимум (кривые 1 — падающий свет распределён равномерно по углам, кривые 2 — падающий свет распределён как ламбертовский источник)

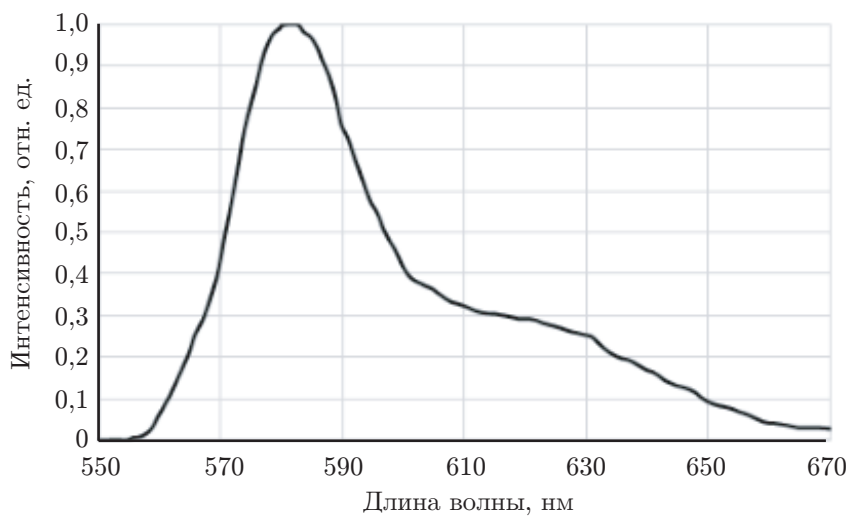


Рис. 5. Оцифрованный спектр высвечивания спектрсмещающего волокна O-2 на расстоянии 10 см от места флюоресценции

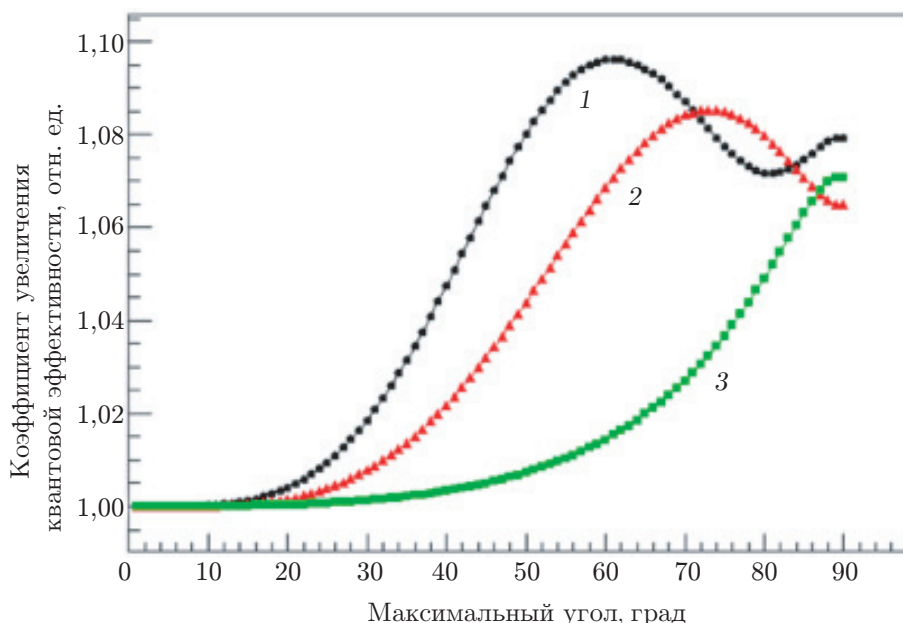


Рис. 6. Пример зависимости коэффициента увеличения квантовой эффективности фото диода, рассчитанного по (21). Обозначения: кривая 1 — 3-й минимум, кривая 2 — 2-й минимум, кривая 3 — 1-й минимум

кремния и кремния имеют разброс примерно 1 %, поэтому для максимума высвечивания спектросмещающего волокна О-2 выбраны значения 1,47 и 3,99 соответственно. Мнимая часть диэлектрической проницаемости не учитывалась, поскольку она очень мала. Зависимость относительной диэлектрической проницаемости от длины волны не учитывалась, так как в области спектра высвечивания спектросмещающего волокна О-2 она незначительна. Относительная магнитная проницаемость считалась равной 1.

В качестве примера на рис. 6 приведён коэффициент увеличения квантовой эффективности фото диода для света со спектром спектросмещающего волокна на длине 10 см (см. рис. 5) и равномерно распределённой интенсивностью по углам (3).

Результаты показывают, что покрытие толщиной, полученной по (1), оптимально при углах менее 30 град. При углах более 30 град приведённый выше расчёт позволяет увеличить квантовую эффективность от 1,02 до 1,10 раза в зависимости от характеристик падающего на фото диод света.

Заключение. Проведены расчёты оптимальной толщины однослойного просветляющего покрытия из SiO_2 на кремниевом фото диоде для случаев, когда падающий на фото диод свет ограничен по углу, а интенсивность распределена по закону Ламберта либо не зависит от угла. Применение толщины покрытия, рассчитанной по (1), может привести к уменьшению квантовой эффективности фото диода в 1,1 раза, по сравнению с толщиной, рассчитанной по (20). Полученные результаты могут быть использованы при разработке фото диодов для применения в детекторах на основе волоконной оптики или сцинтилляторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Путилин Э. С. Оптические покрытия: Учеб. пособие. СПб: СПбГУ ИТМО, 2010. 227 с.

2. **Ершов А. В., Машин А. И.** Многослойные оптические покрытия. Проектирование, материалы, особенности технологии получения методом электроннолучевого испарения. Нижний Новгород: ННГУ, 2006. 99 с.
3. **Ghosh B., Kin K., Zainal S.** Different materials coating effect on responsivity of Si UV photo detector // Proc. of the IEEE Conf. on Clean Energy and Technology. Langkawi, Malaysia, 18-20 Nov., 2013. P. 446–449. DOI: 10.1109/CEAT.2013.6775673.
4. **Glunz S. W., Feldmann F.** SiO₂ surface passivation layers — a key technology for silicon solar cells // Solar Energy Materials and Solar Cells. 2018. **185**. P. 260–269. DOI: 10.1016/j.solmat.2018.04.029.
5. **Малевская А. В., Задиранов Ю. М., Блохин А. А., Андреев В. М.** Исследование формирования антиотражающего покрытия каскадных солнечных элементов // Письма в ЖТФ. 2019. **45**, вып. 20. С. 15–17. DOI: 10.21883/PJTf.2019.20.48386.17916.
6. **Сулейманов С. Х., Дыскин В. Г., Джанклыч М. У., Кулагина Н. А.** Эффективное просветляющее покрытие для солнечных элементов на основе сплава окислов TiO₂ и SiO₂ // Письма в ЖТФ. 2013. **39**, вып. 6. С. 74–78. URL: <http://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/12836> (дата обращения: 06.02.2023).
7. **Фам Ван Хоа, Нго Тхай Фи, Губанова Л. А.** Широкополосные просветляющие покрытия, получаемые методом молекулярного напыления // Изв. вузов. Приборостроение. 2018. **61**, № 4. С. 336–341. DOI: 10.17586/0021-3454-2018-61-4-336-341.
8. **Гаврушко В. В., Ласткин В. А.** Широкодиапазонный кремниевый фотодиод // Вестн. НовГУ. 2014. № 81. С. 53–55. URL: <https://cyberleninka.ru/article/n/shirokodiapazonnyy-kremnievyy-fotodiod> (дата обращения: 06.02.2023).
9. **Будтолаев А. К., Либерова Г. В., Хижняк В. И.** Повышение чувствительности кремниевых *p-i-n*-фотодиодов к излучению с длиной волны 1,06 мкм // Прикладная физика. 2018. № 5. С. 47–49. URL: <https://applphys.orion-ir.ru/appl-18/18-5/PF-18-5-47.pdf> (дата обращения: 06.02.2023).
10. **Lee S. C., Jeon H. B., Kang K. H. et al.** Photo-responses of silicon photodiodes with different ARC thicknesses for scintillators // Journ. Korean Phys. Soc. 2019. **75**, N 12. P. 1038–1042. DOI: 10.3938/jkps.75.1038.
11. **Zumuukhoro M., Khurelbaatar Z., Kim J. et al.** Effect of a SiO₂ anti-reflection layer on the optoelectronic properties of germanium metal-semiconductor-metal photodetectors // Journ. Semiconductor Technol. and Sci. 2017. **17**, N 4. P. 483–491. DOI: 10.5573/Jsts.2017.17.4.483.
12. **Kang C. G., Park A. H., Cha H. K. et al.** In-house fabricated Si PIN diode with Al₂O₃ anti-reflection layer for radiation detectors // Proc. of the IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference. Atlanta, USA, 21-28 Oct., 2017. P. 1–3. DOI: 10.1109/NSSMIC.2017.8532610.
13. **Streetman V. G., Banerje S. K.** Solid state electronic devices. Seventh Edition global edition. URL: <https://ftehrani.profile.semnan.ac.ir/downloads/file/221> (дата обращения: 06.02.2023).
14. **Харжеев Ю. Н.** Сцинтилляционные счётчики в современных экспериментах по физике высоких энергий // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2015. **46**, вып. 4. С. 1254.
15. **Афанасенко С. С., Ахметшин Р. Р., Григорьев Д. Н. и др.** Детектор потоков жёстких гамма-квантов с минимизированным шумом изображения и увеличенной эффективностью регистрации // Автометрия. 2021. **57**, № 2. С. 82–92. DOI: 10.15372/AUT20210209.
16. **Rêgo F., Peralta L.** Si-PIN photodiode readout for a scintillating optical fiber dosimeter // Radiat. Meas. 2012. **47**, Iss. 10. P. 947–950. DOI: 10.1016/j.radmeas.2012.07.019.
17. **Barroso A. R. F., Johnson J.** Optical wireless communications omnidirectional receivers for vehicular communications // Int. Journ. Electron. and Commun. 2017. **79**. P. 102–109. DOI: 10.1016/j.aeue.2017.05.042.

18. **Kuraray Co., LTD.** Wavelength Shifting Fibers. URL: <http://kuraraypsf.jp/psf/ws.html> (дата обращения: 06.02.2023).
19. **Gao L., Lemarchand F., Lequime M.** Refractive index determination of SiO₂ layer in the UV/Vis/NIR range: spectrophotometric reverse engineering on single and bi-layer designs // Journ. Eur. Opt. Soc. — Rapid Publications. 2013. **8**. P. 13010-1–13010-8. DOI: 10.2971/jeos.2013.13010.
20. **Jiang Y., Liu H., Wang L. et al.** Optical and interfacial layer properties of SiO₂ films deposited on different substrates // Appl. Opt. 2014. **53**, Iss. 4. P. 83–87. DOI: 10.1364/AO.53.000A83.
21. **Herzinger C. M., Johs B., McGahan W. A., Woollam J. A.** Ellipsometric determination of optical constants for silicon and thermally grown silicon dioxide via a multi-sample, multi-wavelength, multi-angle investigation // Journ. Appl. Phys. 1998. **83**, Iss. 6. P. 3323–3336. DOI: 10.1063/1.367101.
22. **Jellison G. E.** Optical functions of silicon determined by two-channel polarization modulation ellipsometry // Opt. Mater. 1992. **1**, Iss. 1. P. 41–47. DOI: 10.1016/0925-3467(92)90015-F.
23. **Šik J., Hora J., Humlíček J.** Optical functions of silicon at high temperatures // Journ. Appl. Phys. 1998. **84**, N 11. P. 6291–6298. DOI: 10.1063/1.368951.
24. **Aspnes D. E., Studna A. A.** Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV // Phys. Rev. B. 1983. **27**, Iss. 2. P. 985–1009. DOI: 10.1103/PhysRevB.27.985.

Поступила в редакцию 06.02.2023

После доработки 30.03.2023

Принята к публикации 06.04.2023
