23

Сравнение моделей радиационного нагрева на примере люминесцентного висмутового боросиликатного стекла с Eu^{3+}

© В.А. Кравец, Г.А. Гусев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе,
Санкт-Петербург, Россия

e-mail: vladislav2033@yandex.ru

Поступила в редакцию 09.05.2026 г.
В окончательной редакции 06.07.2026 г.
Принята к публикации 11.07.2026 г.

Проведена экспериментальная верификация двух полуэмпирических моделей, используемых для оценки локального радиационного нагрева материалов под воздействием электронного пучка средних энергий. Исследование выполнено на примере висмутового боросиликатного стекла с помощью микроанализатора, оснащённого оптической системой для наблюдения *in situ* облучаемой поверхности стекла. Критерием адекватности моделей служило соответствие расчётной температуры нагрева, определённой в условиях изменения рельефа поверхности стекла, температуре стеклования. Расчет проводился по методам Р. Кастена и М.Н. Филиппова. Обе модели показали занижение расчетной температуры относительно температуры стеклования.

Ключевые слова: облучение электронным пучком, нагрев, висмутовое боросиликатное стекло.

DOI: 10.61011/OS.2026.09.63823.9830-26

Введение

При взаимодействии электронного пучка с твердым телом происходит радиационный нагрев облучаемой области материала. Численная оценка величины нагрева материала при облучении электронным пучком представляет собой фундаментальную задачу, имеющую важное значение для широкого спектра электронно-зондовых исследований, а также для отраслей науки и техники, связанных с эксплуатацией материалов в условиях интенсивного электронного облучения. Радиационный нагрев играет ключевую роль в таких технологических процессах, как поверхностная закалка деталей машин и электронно-лучевая плавка.

Несмотря на существующие аналитические модели оценки локального нагрева при непрерывном облучении, экспериментальная верификация этих расчетов остается сложной задачей. Это обусловлено крайне малыми размерами области нагрева, неоднородным распределением температуры и ограниченной глубиной проникновения электронов, что затрудняет прямое измерение температурных полей. Таким образом, актуальной проблемой прикладной микротермометрии является разработка и верификация методов экспериментального определения локального нагрева материалов под действием электронного пучка, что необходимо для точного прогнозирования и контроля радиационно-индуцированных изменений в твердотельных системах.

В настоящее время для оценки локального нагрева материалов под воздействием электронного пучка средних энергий широко применяются полуэмпирические методики, включая подходы, рекомендованные Научно-исследовательским центром по изучению свойств поверхности и вакуума [1–3]. Наиболее удобными для практического использования являются выражения, полученные при решении стационарной задачи теплопроводности Р. Кастеном [2] и М.Н. Филипповым [3]. Данные методы расчета температуры радиационного нагрева оперируют простыми формулами и требуют знания ограниченного числа параметров: теплопроводности и плотности облучаемого материала-мишени, латерального размера облучаемой области, тока и энергии электронного пучка.

Для контроля корректности оценки температуры облучаемой области образца расчетными методами необходимо опираться на экспериментальные результаты, которые в мировой литературе крайне ограничены из-за сложности получения экспериментальных данных в микромасштабе. При этом температуры фазовых переходов, а также температурные интервалы, соответствующие изменению вязкости материала, являются наиболее удобными реперными точками в экспериментальном исследовании нагрева материала при облучении электронным пучком [3–9].

Настоящая работа направлена на изучение нагрева люминесцентного висмутового боросиликатного стекла под действием электронного пучка с использованием электронно-зондового микроанализатора, оснащённого встроенным оптическим микроскопом. Данный прибор позволяет осуществлять *in situ* наблюдение за модификацией рельефа поверхности стекла в процессе облучения.

Целью работы является верификация расчётных методов оценки радиационного нагрева электронным пучком путём сопоставления расчётных температур с получен-

ными экспериментальными данными на примере висмутового боросиликатного стекла.

Методы расчета величины радиационного нагрева стекла

Для оценки максимальной температуры радиационного нагрева (разности температур между начальной температурой материала-мишени и максимальной температурой при облучении электронным пучком, в градусах Цельсия) были использованы выражения, опубликованные Р. Кастеном [2] и М.Н. Филипповым [3]. В обоих случаях ими были предложены модели, в которых область генерации тепла аппроксимировалась полусферой, внутри которой плотность энергии источника тепла считалась постоянной. Ниже будут приведены более удобные для практического использования формулы, где, в отличие от оригинальных, теплопроводность k измеряется в $\mathrm{W/m \cdot K}$, а не в $\mathrm{W/cm \cdot K}$.

Для оценки максимальной температуры радиационного нагрева мишени при облучении сфокусированным электронным пучком предлагается использовать следующее выражение, предложенное в работе [2]:

$$\Delta T_c = \frac{480 I E_0}{k d}, \qquad (1)$$

где k (в $\mathrm{W/m \cdot K}$) — коэффициент теплопроводности мишени, I (в $\mu\mathrm{A}$) — поглощенный ток электронного пучка, проходящий через материал, E_0 (в keV) — энергия электронного пучка, d (в $\mu\mathrm{m}$) — диаметр электронного пучка на поверхности образца. Стоит отметить, что основным параметром, используемым Р. Кастеном для определения температуры нагрева, являлся диаметр электронного пучка на поверхности образца без учета всей области взаимодействия электронного пучка по глубине.

М.Н. Филипповым была предпринята попытка учесть в расчетах всю область взаимодействия электронного пучка с образцом и неравномерное распределение температурных полей внутри нее. Выражение для оценки максимальной температуры радиационного нагрева мишени при облучении сфокусированным электронным пучком, предложенное М.Н. Филипповым, выглядит следующим образом [3]:

$$\Delta T_P = \frac{780 I E_0}{k D}, \qquad (2)$$

где D (в $\mu\mathrm{m}$) — поперечный размер (диаметр) области взаимодействия сфокусированного электронного пучка с мишенью.

При этом поперечный размер D может определяться выражением

$$D = d + 2R_0, \qquad (3)$$

где R_0 — глубина проникновения электронов в образец, которая при средних энергиях электронного пучка фактически зависит только от плотности материала ρ и энергии электронного пучка E_0.

Материалы, методы исследования и определение параметров для расчета температуры радиационного нагрева

Для экспериментального определения условий, при которых электронный пучок вызывает размягчение материала, использовался образец люминесцентного висмутового боросиликатного стекла следующего состава: Si–Bi (mol.%): $26.5SiO_2$–$7.3Bi_2O_3$–$29.3B_2O_3$–$14.5Al_2O_3$–$3.6BaO$–$8.6SrO$–$7.5ZnO$–$2.7Eu_2O_3$.

Стекло было активировано редкоземельными ионами Eu^{3+}, которые обладают интенсивной катодолюминесценцией в красном диапазоне спектра. Плотность данного образца, измеренная методом гравиметрии, составила $\rho = 3.87\,\mathrm{g/cm^3}$. Детальное описание синтеза, условий исследования состава, люминесцентных и оптических свойств приведено в работе [10].

Теплопроводность k и температура стеклования T_g измерялись методами дифференциальной сканирующей калориметрии и анализа лазерной вспышки на приборах DSC 204 F1 и LFA 457 microflash соответственно.

Определение параметров электронного пучка (E_0, I, D, d, R_0), при которых достигались температуры выше T_g, проводилось на электронно-зондовом микроанализаторе CAMEBAX (Cameca, France). Устройство микроанализатора приведено в работе [11]. На этом же приборе производилось измерение состава в областях, в которых наблюдался процесс размягчения, методом рентгеноспектрального микроанализа.

Образец облучался электронным пучком непрерывно при комнатной температуре. В процессе облучения имелась возможность наблюдать поверхность образца в оптический микроскоп. Это позволило для заданного значения энергии электронного пучка E_0 в диапазоне $15-35\,\mathrm{keV}$ определять такое значение тока электронного пучка I, при котором начинается изменение рельефа поверхности образца. При этом стоит отметить, что точные температуры, при которых начинаются данные процессы, неизвестны. Однако можно утверждать, что это происходит в диапазоне температур выше температуры стеклования T_g.

Поперечный размер области взаимодействия D определялся по размеру катодолюминесцирующей области образца. Определение D производилось на основании многократного фотографирования катодолюминесцирующей области через оптический микроскоп микроанализатора CAMEBAX. Диаметр электронного пучка на поверхности образца d рассчитывался по формуле (3). Глубина проникновения электронного пучка в образец R_0 определялась в программном пакете Casino 2.4.8.1 [12].

Результаты и обсуждение

На рис. 1, *a* приведены кривые дифференциальной сканирующей калориметрии (DSC), полученные для опре-

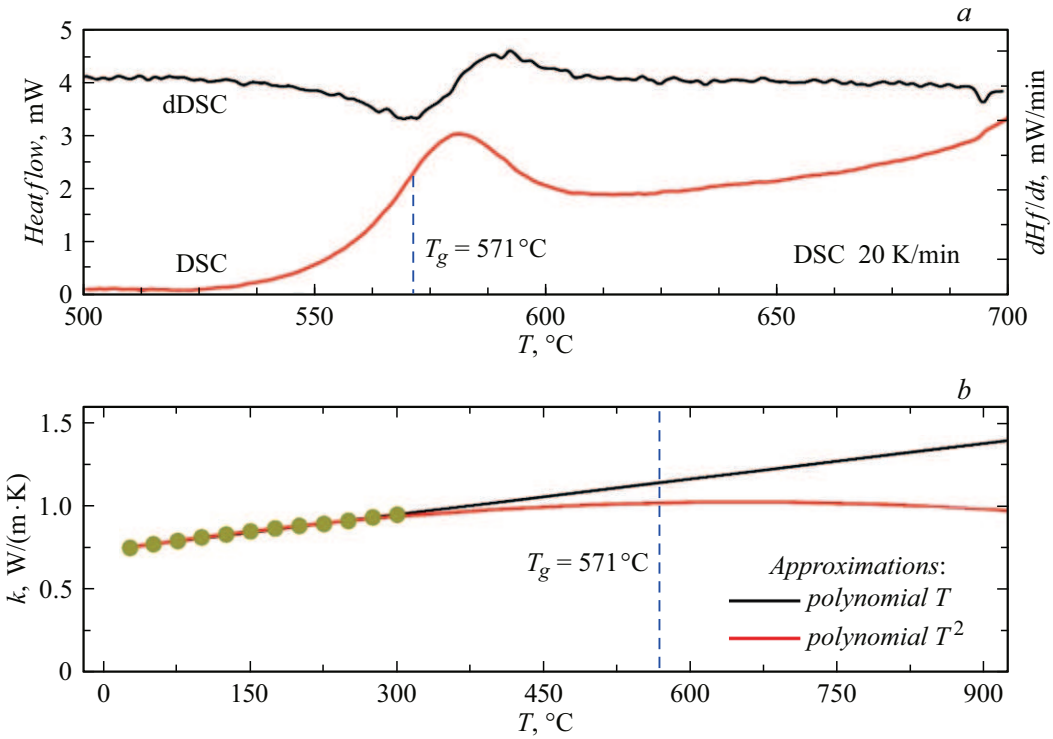

Рис. 1. (*a*) Кривая DSC стекла и ее производная. (*b*) Зависимость теплопроводности стекла от температуры.

Таблица 1. Значения k, ρ, T_g для исследуемого образца боросиликатного стекла

Параметр	Значение параметра
ρ	3.87 g/cm^3
k	1.1 ± 0.1 W/m·K
T_g	571 ± 3 °C

деления температуры стеклования образца. На основании этих данных было установлено, что температура $T_g = 571 \pm 3$ °C.

Было проведено измерение теплопроводности стекол в диапазоне температур 25–300 °C. На рис. 1, *b* приведены полученные экспериментальные значения теплопроводности и две возможные экстраполяции значений теплопроводности при более высоких температурах. Разница между экстраполяциями вблизи T_g не превышает 0.2 W/m·K. Исходя из этого вблизи температуры T_g теплопроводность для стекла была принята равной $k = 1.1 \pm 0.1$ W/m·K.

Все параметры стекла, необходимые для дальнейших расчётов и сопоставлений, приведены в табл. 1.

На рис. 2 представлены микрофотографии поверхности образца боросиликатного стекла. На фотографиях наблюдается оранжевая катодолюминесценция в области, которая облучается электронным пучком непосредственно в момент получения изображения. Область катодолюминесценции при этом считается равной области взаимодействия электронного пучка с образцом, и по ее размерам оценивался поперечный размер (диаметр) области взаимодействия D.

В процессе облучения образец перемещался, оптические изображения были получены непосредственно в процессе облучения. Видно, что при облучении электронным пучком с током ≥ 150 nA наблюдается изменение рельефа поверхности (вертикальная линия). При увеличении тока увеличивается ширина области, в которой происходит изменение рельефа. Это изменение происходит не во всей области взаимодействия электронного пучка с образцом, а только в ее центре. Мы предполагаем, что данный процесс обусловлен нагревом облучаемой области и превышением температуры T_g в центре катодолюминесцентного пятна, поскольку в оптический микроскоп электронно-зондовой установки регистрируется контраст, характерный для изменения рельефа поверхности. Дополнительным косвенным подтверждением того, что в зоне облучения достигались высокие температуры, служит изменение состава стекла в области трека: снижение количества B_2O_3 (−7 mol.%), Bi_2O_3 (−4 mol.%) и ZnO (−2 mol.%).

Для заданного значения энергии электронного пучка E_0 в диапазоне 15–35 keV были определены ток поглощенного образцом электронного пучка I, поперечный размер (диаметр) области взаимодействия D, при котором наблюдаются процессы размягчения стекла в облучаемой области. Эти параметры представлены в табл. 2. Видно, что ток I с учетом погрешности практически не меняется при изменении энергии электронного пучка.

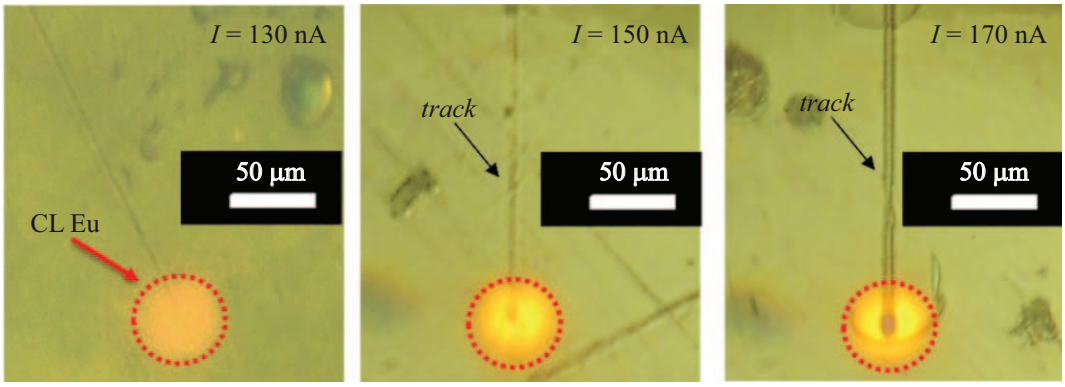

Рис. 2. Микрофотографии образца боросиликатного стекла во время облучения электронным пучком с разными значениями тока ($E_0 = 15$ keV).

Таблица 2. Параметры E_0, I, D, d, R_0, при которых наблюдается размягчение стекла, и рассчитанные температуры нагрева ΔT_c и ΔT_P по формулам (1) и (2) соответственно

E_0, keV	I, nA	D, μm	R_0, μm	d, μm форм. (3)	ΔT_c, °C форм. (1)	ΔT_P, °C форм. (2)
15	150 ± 10	6.4 ± 0.2	1.1 ± 0.1	4.2 ± 0.4	240 ± 30	260 ± 30
25	170 ± 10	9.4 ± 0.2	2.4 ± 0.1	4.6 ± 0.4	400 ± 40	320 ± 30
35	160 ± 10	13.2 ± 0.3	4.4 ± 0.2	4.4 ± 0.4	555 ± 50	300 ± 30

Температура радиационного нагрева прямо пропорциональна этой энергии, которая преобразуется в тепло в единице объёма, а именно $T \sim IE_0/V$, где V — объём материала, в котором электроны теряют свою энергию. Известно, что область взаимодействия сфокусированного электронного пучка с образцом D, а следовательно, и объём V, в котором происходит тепловыделение, растут с увеличением энергии электронного пучка. Этот известный факт позволяет предполагать, что энергия сфокусированного электронного пучка слабо влияет на максимальную температуру нагрева материала-мишени и объясняет, почему температура нагрева мишени слабо зависит от энергии электронного пучка при фиксированном токе.

Также в табл. 2 приведены глубины проникновения электронного пучка в образец R_0, оцененные из распределения потерянной электронами энергии при пробеге в исследуемом стекле при разных энергиях электронного пучка (рис. 3). Из таблицы видно, что глубины проникновения R_0 и области взаимодействия D коррелируют, что и должно происходить исходя из формулы (3).

Оценка диаметра сфокусированного электронного пучка d на поверхности исследуемого образца в каждом эксперименте с учетом погрешностей показала постоянное значение около $4.4\,\mu$m. Это говорит о том, что либо электронный пучок не очень хорошо сфокусирован, либо имеет место искажение размеров катодолюминесцентного пятна оптической системой прибора в сторону увеличения. Все это может приводить к увеличению

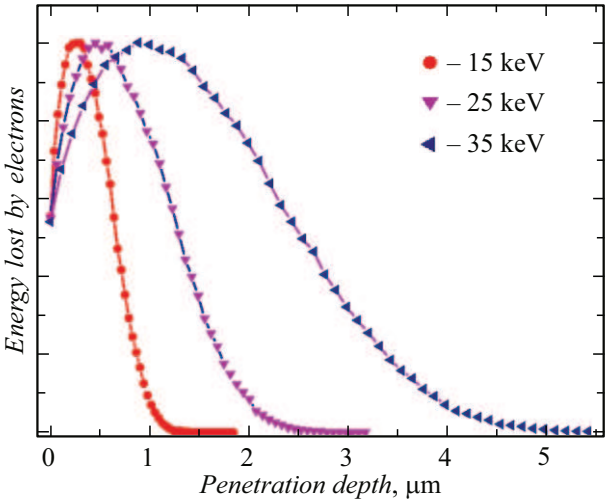

Рис. 3. Распределение потерянной электронами энергии при движении в боросиликатном стекле. Программный пакет Casino 2.4.8.1.

параметров D и d. Более детальное рассмотрение этого вопроса требует дополнительных исследований.

Расчет температур радиационного нагрева ΔT_c и ΔT_P, при которых наблюдается размягчение стекла, производился по формулам (1) и (2) соответственно. Рассчитанные значения представлены в табл. 2. Температуры радиационного нагрева стекла, при которых наблюдается процесс размягчения в облучаемой области, рассчитанные по методу Кастена ΔT_c, составили

240−555 °C, а рассчитанные по методу Филиппова — 260−320 °C. Температуры, рассчитанные по методу Кастена, значительно возрастают в зависимости от энергии электронного пучка, хотя температура наблюдаемых изменений должна быть постоянной. Это свидетельствует о некорректности предложенной Кастеном модели, где для расчетов вместо всей области взаимодействия используется диаметр электронного пучка. Также стоит отметить занижение значений ΔT_c. Эти значения не входят в ожидаемый диапазон выше $T_g = 571$ °C.

Температуры, рассчитанные по методу Филиппова ΔT_P с учетом погрешности, остаются постоянными, но не входят в ожидаемый температурный диапазон $\geq T_g$. Это также указывает на некорректность предложенной модели.

Выводы

На основе проведенного экспериментального исследования сделан вывод о сравнительной применимости двух полуэмпирических моделей для оценки радиационного нагрева материалов электронным пучком. Расчёт по методике Р. Кастена приводит к занижению температур (240−555 °C) и демонстрирует их физически необоснованную зависимость от энергии пучка, что свидетельствует о недостаточности учёта в данной модели реального распределения энергии в мишени. Модель, предложенная М.Н. Филипповым, также занижает рассчитанные температуры нагрева (260−320 °C). Определяемые по ней значения температуры остаются стабильными с учетом погрешности при изменении параметров облучения, но не попадают в температурный интервал выше температуры стеклования для исследуемого стекла.

Таким образом, получено экспериментальное подтверждение, что предложенные полуэмпирические модели радиационного нагрева занижают температуры нагрева в выбранном диапазоне энергий. Вероятно, занижение связанно в первую очередь с некорректным учетом неравномерного распределения потерь энергии электронного пучка в материале мишени. В будущем модели могут быть скорректированы с учетом экспериментальных данных, полученных на разных материалах, значительно отличающихся по среднему ионизационному потенциалу, который сильно зависит от среднего атомного номера.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-29-01543, https://rscf.ru/project/25-29-01543/.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] Л.А. Бакалейников, Е.В. Галактионов, В.В. Третьяков, Э.А. Тропп. ФТТ, **43** (5), 779 (2001). DOI: 10.1134/1.1371357
[2] R. Castaing. Adv. Electron. Electron. Phys., **13**, 317 (1960). DOI: 10.1016/S0065-2539(08)60212-7
[3] М.Н. Филиппов. Изв. РАН. Сер. физ., **57** (8), 165 (1993).
[4] T. Brintlinger, Y. Qi, K.H. Baloch, D. Goldhaber-Gordon, J. Cumings. Nano Lett., **8**, 582 (2008). DOI: 10.1021/nl0729375
[5] K.H. Baloch, N. Voskanian, M. Bronsgeest, J. Cumings. Nat. Nanotech., **7**, 315 (2012). DOI: 10.1038/nnano.2012.39
[6] T. Yokota, M. Murayama, J.M. Howe. Phys. Rev. Lett., **91**, 265504 (2003). DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.265504
[7] J.M. Howe, T. Yokota, M. Murayama, W.A. Jesser. J. Electron Microsc. (Tokyo), **53**, 107 (2004). DOI: 10.1093/jmicro/53.2.107
[8] L. Shi, J. Zhou, P. Kim, A. Bachtold, A. Majumdar, P.L. McEuen. J. Appl. Phys., **105**, 104306 (2009). DOI: 10.1063/1.3126708
[9] K. Zheng, C. Wang, Y.Q. Cheng, Y. Yue, X. Han, Z. Zhang, E. Ma. Nat. Commun., **1**, 24 (2010). DOI: 10.1038/ncomms1021
[10] V.A. Kravets, E.V. Ivanova, K.N. Orekhova, M.A. Petrova, G.A. Gusev, A.N. Trofimov, M.V. Zamoryanskaya. J. Lumines., **226**, 117419 (2020). DOI: 10.1016/j.jlumin.2020.117419
[11] M.V. Zamoryanskaya, S.G. Konnikov, A.N. Zamoryanskii. Instrum. Exp. Tech., **47**, 477 (2004). DOI: 10.1023/B:INET.0000038392.08043.d6
[12] P. Hovington, D. Drouin, R. Gauvin. Scanning, **19** (1) (1997). DOI: 10.1002/sca.4950190101