Д. С. Ханин, И. И. Хинич

ЦИКЛЫ ЗАДАЧ ОЦЕНОЧНОГО ХАРАКТЕРА ПРИ ОБУЧЕНИИ ФИЗИКЕ ДИЭЛЕКТРИКОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ В ПЕДАГОГИЧЕСКОМ ВУЗЕ

Излагаются методический подход к построению и варианты циклов задач оценочного характера, которые могут быть предложены при преподавании физических основ твердотельной электроники в педагогическом вузе.

Ключевые слова: обучение физике, физика диэлектриков, физика полупроводников, электроника твердого тела.

D. Khanin, I. Khinich

EVALUATING TASKS IN TEACHING DIELECTRIC AND SEMICONDUCTOR PHYSICS AT A PEDAGOGICAL HIGHER EDUCATIONAL INSTITUTION

A methodological approach to designing tasks for evaluation as well as examples of such tasks are suggested for teaching of solid-state electronics physics basics at a pedagogical university is proposed.

Key words: physics teaching, physics of dielectrics, physics of semiconductors, solid-state electronics.

В отличие от классических и технических университетов физическое образование в педагогических вузах в большой степени ограничивается общим курсом физики, а набор и объём сопровождающих его и следующих за ним спецкурсов весьма ограничен. В таких условиях изучение физических основ твердотельной электроники, лежащих в основе наукоемких, в том числе информационных и коммуникационных технологий, должно проходить сквозной нитью через все физические курсы.

Определенные возможности формирования понятий и представлений физических основ твердотельной электроники предоставляет задачный подход. В этом случае изучаемый материал не преподносится студентам в готовом виде, а является результатом их самостоятельной работы по решению задач, возникающих по мере изложения курса. В настоящей работе предлагается методический подход к изучению элементов физики материалов и приборов твердотельной электроники, основанный на решении циклов задач оценочного характера, и приводятся варианты таких циклов. В цикл объединяются задачи, относящиеся к определенной, актуальной проблеме твердотельной электроники, решение которых существенно обогащает содержание курса и, что весьма важно, актуализирует изучаемый материал. Разработанные циклы задач могут быть предложены студентам как при изучении различных разделов классической физики, преимущественно на феноменологическом уровне, так и при изучении квантовой физики и соответствующих спецкурсов, преимущественно на микроскопическом уровне. Особое место среди предлагаемых циклов задач занимают так называемые «сквозные циклы» задач, которые могут решаться на протяжении всего обучения физике в педагогическом вузе.

Начнем рассмотрение циклов задач с цикла, ориентированного на изучение свойств диэлектриков и конденсаторных структур на их основе. Такие задачи могут решаться студентами при изучении раздела «Электричество» общего курса физики. Как правило, при изучении этих вопросов содержание учебного материала ограничивается краткими сведениями о поляризации диэлектриков и емкостных свойствах конденсаторов различной геометрии, а используемый диэлектрик выступает как «черный ящик», обладающий некоторой диэлектрической проницаемостью ε. Вместе с тем, электрические конденсаторы были и остаются одним из наиболее массовых типов дискретных компонентов твердотельной электроники, не только не утративших своего значения, но и приобретших новые качества с развитием микроэлектроники [5; 7]. На этом новом этапе основными становятся проблемы повышения удельных характеристик конденсаторов.

В этой связи представляется важным в ходе занятий со студентами сформулировать и проанализировать материаловедческие и конструктивные подходы к решению актуальной проблемы повышения удельной емкости конденсаторов $C_{уд} = C/V$ (V — объем конденсатора) при сохранении всех других требований к их параметрам. Первый из видимых подходов к решению проблемы — повышение диэлектрической проницаемости конденсаторных материалов. Одним из путей «поиска» подходов к созданию таких материалов является анализ возможности повышения диэлектрической проницаемости композиционных диэлектриков, представляющих собой смесь двух (или большего числа) веществ, обладающих различной диэлектрической проницаемостью ε. Задачу анализа композиционных диэлектриков можно решать различными способами. Цикл может начинаться с наиболее простых задач о диэлектрической проницаемости слоистых диэлектриков с последовательным и параллельным соединением слоев [6; 8]. Обобщенная формула для диэлектрической проницаемости слоистого диэлектрика с m слоями может быть записана следующим образом:

$$\varepsilon^{\beta} = \sum_{i=1}^{m} y_i \cdot \varepsilon_i^{\beta} ,$$

где y_i — объемная концентрация i-го компонента в композиционном диэлектрике, $\beta = 1$ соответствует параллельному соединению, а $\beta = -1$ — последовательному соединению компонентов.

Дифференцируя по β и переходя к случаю хаотического распределения компонентов в композиционном диэлектрике ($\beta = 0$), отвечающему по своей структуре статистической смеси, приходим к формуле Лихтенекера — логарифмическому закону смешения:

$$\lg \varepsilon = \sum_{i=1}^{m} y_i \cdot \lg \varepsilon_i \ .$$

Анализ полученных формул позволяет студентам сравнить концентрационные зависимости диэлектрической проницаемости слоистых диэлектриков во всех рассмотренных случаях: параллельного, последовательного соединения слоев и статистической смеси [6].

Наряду с величиной ε важное значение для конденсаторных диэлектриков имеет и ее температурная стабильность. В этой связи целесообразно решить задачу о температурном коэффициенте диэлектрической проницаемости $TK\varepsilon$ статистической смеси, которая приводит к значимому для практики результату. Так, для двухкомпонентной статистической смеси из формулы Лихтенекера получаем: $TK\varepsilon = y_1 \cdot TK\varepsilon_1 + y_2 \cdot TK\varepsilon_2$. Полученный результат позволяет указать подход к получению конденсаторного диэлектрика с повышенной температурной стабильностью диэлектрической проницаемости: если смешиваемые компоненты в силу различия механизмов поляризации обладают $TK\varepsilon$ различного знака, то при определенном их объемном содержании $TK\varepsilon$ смеси может быть близок к нулю. Примером такого конденсаторного материала является механическая смесь $BeO–TiO_2$ [5; 7].

В случае композиционных материалов, представляющих собой матричную систему (с отдельными включениями частиц другого материала), предпочтительнее использование формулы Вагнера—Бруггемана [3]. В этом случае включения представляются непроводящими сферическими частицами радиусом a с диэлектрической проницаемостью ε_1, диспергированными в сферическом объеме радиусом b непроводящей среды («матрицы») с диэлектрической проницаемостью ε, при этом $b >> a$. Под влиянием внешнего однородного поля E система поляризуется и вызванное поляризацией системы поле на достаточно большом удалении может быть представлено следующими двумя способами.

С одной стороны, каждая поляризующаяся частица представляет собой диполь с моментом $d = \dfrac{\varepsilon_1 - \varepsilon}{2\varepsilon + \varepsilon_1} \cdot a^3 E$, так что суммарный дипольный момент всех частиц при отсутствии взаимной поляризации: $d_\Sigma = \dfrac{4}{3}\pi \cdot b^3 \cdot n \cdot d$, где n — объемная концентрация частиц. С другой стороны, сферическое скопление частиц может быть рассмотрено как однородное сферическое тело, поляризующееся под влиянием внешнего поля и характеризуемое искомой диэлектрической

проницаемостью $\bar{\varepsilon}$, тогда: $d_{\Sigma} = \frac{\bar{\varepsilon} - \varepsilon}{2\varepsilon + \bar{\varepsilon}} \cdot b^3 \cdot E$. Сопоставление этих выражений дает формулу Вагнера:

$$\frac{\bar{\varepsilon} - \varepsilon}{2\varepsilon + \bar{\varepsilon}} = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon}{2\varepsilon + \varepsilon_1} p,$$

где $p = \frac{4}{3}\pi \cdot a^3 \cdot n$ — объемная доля частиц дисперсной фазы. Отсюда после преобразований при малых p с учетом начального условия $\bar{\varepsilon}\big|_{p=0} = \varepsilon$ приходим к формуле Бруггемана

$$\frac{\bar{\varepsilon} - \varepsilon_1}{\varepsilon - \varepsilon_1} \cdot \left(\frac{\varepsilon}{\bar{\varepsilon}}\right)^{1/3} = 1 - p,$$

анализ которой показывает, что наиболее высокой диэлектрической проницаемостью должна обладать матричная система с проводящими включениями. Устремляя ε_1 к бесконечности, формулу Бруггемана можно существенно упростить:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{(1-p)^3}.$$

Примером такого рода диэлектриков является керамика с межзерновыми изолирующими слоями с сердцевиной из $BaTiO_3$. При условии малости толщин диэлектрических слоев диэлектрическая проницаемость такого материала достигает по порядку величины 10^4 [5].

Другим подходом к повышению $C_{уд}$ является создание диэлектрических пленок субмикронных толщин с высокими электроизоляционными свойствами на больших площадях поверхности обкладок [7]. Здесь в первую очередь рассматриваются оксидные конденсаторы, рабочим диэлектриком которых являются слои оксидов металлов (Al_2O_3, Ta_2O_5, Nb_2O_5), получаемые методом электрохимического оксидирования (анодные оксидные пленки). Отметим, что, хотя анодные оксидные пленки уступают многим керамическим диэлектрикам по величине ε, их малые толщины (минимальные толщины керамических диэлектриков составляют единицы микрометров) обеспечивают лучшие удельные характеристики таких конденсаторов. В качестве первого примера оксидных конденсаторов можно рассмотреть формирование объемно-пористого анода, получаемого спеканием порошка металла с диаметром частиц порядка 1 мкм. Студентами может быть проведена оценка суммарной площади поверхности таких сферических частиц, составляющая квадратные метры в расчете на 1 см^3 объема конденсатора. При этом становится ясной целесообразность уменьшения характерного размера частиц с целью повышения $C_{уд}$.

В рамках того же подхода интересным является и другой вариант увеличения площади анода оксидного конденсатора — травленая металлическая

фольга [8], которая впоследствии покрывается субмикронным диэлектрическим слоем. При оценке $C_{уд}$ такого конденсатора студентам можно предложить решить задачу о зависимости емкости конденсатора от концентрации и диаметра цилиндрических каналов, соответствующих «травлению» анода. В простейшем случае каналы расположены перпендикулярно поверхности и имеют одинаковые диаметр d и глубину h. Далее допускаем, что каналы распределены по площади по закону Пуассона, и при вычислении суммарной емкости можно учитывать только параллельное соединение емкостей, обусловленных различными каналами. Тогда емкость, соответствующая единице площади фольги:

$$C(\lambda, d) = C_0 \cdot \lambda \cdot \exp(-\frac{\pi \cdot d^2 \cdot \lambda}{4}),$$

где C_0 — емкость одиночного канала; λ — концентрация каналов. Экспоненциальный член учитывает вероятность того, что данный канал может пересекаться с другими каналами, за счет чего при некоторой концентрации дальнейшее увеличение λ не должно приводить к увеличению емкости. Подставив вместо C_0 известное выражение для емкости цилиндрического конденсатора, получаем:

$$C(\lambda, d) = \frac{2\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon \cdot h}{\ln \frac{d}{d - 2\delta}} \cdot \lambda \cdot \exp(-\frac{\pi \cdot d^2 \cdot \lambda}{4}),$$

где δ — толщина оксидного слоя, нарастающего по обе стороны исходного канала. Оптимальные λ и d, соответствующие максимальной емкости единицы поверхности травленой фольги, получаются из совместного решения уравнений:

$$\frac{\partial C(\lambda, d)}{\partial \lambda} = 0 \text{ и } \frac{\partial C(\lambda, d)}{\partial d} = 0.$$

В качестве примера расчета $C_{уд}$ по этим формулам можно привести следующие данные: напряжению на конденсаторе 30 В соответствует $\delta = 4{,}2 \cdot 10^{-2}$ мкм, откуда $C_{уд} = 150$ мкФ/см^2.

Отметим, что в организационном плане решение предлагаемых задач целесообразно координировать с выполнением экспериментальных заданий по сравнительному измерению емкостей различных конденсаторов.

В качестве второго цикла задач оценочного характера рассмотрим цикл, ориентированный на изучение влияния характеристик материалов электроники на функциональные свойства полупроводниковых диодов. Такой цикл целесообразно использовать в разделе «Квантовая физика» или в одном из спецкурсов, рассматривающем вопросы физики полупроводников. Можно отметить, что обсуждаемый предметный материал позволяет предложить студентам несколько циклов задач оценочного типа. В настоящей работе ограничимся обсуждением вопросов физики *p-n*-перехода как основы любых полупроводниковых приборов [1; 4]. В первую очередь можно рассмотреть последовательность задач по

выяснению влияния температуры и параметров полупроводникового материала — ширины запрещенной зоны полупроводника E_g и концентрации электрически активных примесей — на вольт-амперную характеристику (ВАХ) *p-n*-перехода.

Такие оценки удобно провести как для прямой, так и для обратной ветвей ВАХ. Для прямой ветви определяющее значение имеет высота $e\varphi$ потенциального барьера *p-n* перехода, которая может быть выражена равенством

$$e\varphi = E_g - kT \cdot \ln \frac{N_C N_V}{n_{n0} \cdot p_{p0}},$$

где n_{n0} и p_{p0} — равновесные концентрации электронов и дырок соответственно в *n*- и *p*-областях полупроводника; N_C и N_V — эффективные плотности состояний электронов в зоне проводимости и валентной зоне полупроводника соответственно. Зависимость тока насыщения j_s обратной ветви ВАХ от температуры и параметров материала определяется следующим выражением:

$$j_s = en_i^2 \cdot \left(\frac{L_p}{n_{n0} \cdot \tau_p} + \frac{L_n}{p_{p0} \cdot \tau_n}\right),$$

где n_i — собственная концентрация носителей заряда; L_n и L_p — диффузионные длины электронов и дырок, а τ_n и τ_p — времена их жизни.

При увеличении температуры диода высота потенциального барьера уменьшается и изменяется распределение носителей заряда по энергиям (электроны, например, занимают более высокие энергетические уровни в зоне проводимости). Из-за этих двух причин прямой ток через диод с ростом температуры увеличивается. В то же время при увеличении температуры диода j_s увеличивается, так как с температурой экспоненциально растет n_i.

Если сравнить прямые ветви двух диодов, изготовленных из разных материалов с разной шириной запрещенной зоны, то у диода из материала с большей E_g будет больше высота потенциального барьера и соответственно прямой ток через такой диод при том же прямом напряжении будет меньше. Аналогичное уменьшение прямого тока должно наблюдаться при увеличении концентрации примесей. Что касается плотности тока насыщения обратной ветви ВАХ, то она уменьшается как при увеличении концентрации примесей, так и с ростом E_g за счет экспоненциального уменьшения n_i. Здесь целесообразно численно сравнить плотности тока насыщения германиевых и кремниевых диодов. Различие в величинах E_g у этих полупроводников приводит к тому, что j_s у кремниевых диодов на шесть порядков меньше, чем у германиевых при той же температуре.

Студенты легко могут оценить, что у диодов, изготовленных из полупроводников с большей шириной запрещенной зоны, существенно более сильной должна быть температурная зависимость тока насыщения. В этой связи интересным представляется оценка одновременного влияния на j_s обоих факторов — возрастания E_g и повышения температуры, при этом уместно обратить внимание студентов на величины допустимых рабочих температур полупроводниковых диодов. У германиевых диодов она составляет 80 ºС, в то время как крем-

ниевые *p-n*-структуры сохраняют работоспособность до температуры 150 ºС. Численные оценки показывают, что при нагреве до такой температуры плотность тока насыщения у кремниевых диодов возрастает на пять порядков по сравнению с ее значением при комнатной температуре, но остается меньшей, чем значение j_s германиевых диодов при комнатной температуре. Получаемые результаты позволяют осмыслить роль ширины запрещенной зоны в достижении необходимых функциональных свойств полупроводниковых диодов: чем больше E_g материала, тем меньше величина j_s и выше его предельная рабочая температура.

Анализ влияния концентрации электрически активных примесей может быть продолжен во второй группе задач применительно к сильно легированным полупроводникам. Здесь студенты сталкиваются с необходимостью введения других модельных представлений о транспорте носителей заряда через *p-n*-переход, когда определяющее значение приобретает туннельный эффект, а не надбарьерные переходы. В этой связи студентам может быть предложено оценить, при какой концентрации электрически активных примесей барьер становится туннельно прозрачным, чему соответствует его ширина порядка 10^{-2} мкм. Для этой оценки можно воспользоваться формулой для ширины барьера при отсутствии внешнего напряжения:

$$l = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon \cdot \varphi}{e \cdot n_{n0}}}.$$

Прозрачному барьеру соответствует концентрация электрически активных примесей не менее 10^{18} см$^{-3}$. Далее можно предложить студентам построить зонную диаграмму туннельного диода при отсутствии смещения и при различных значениях приложенного напряжения разной полярности, анализ этих зонных диаграмм позволяет прогнозировать ВАХ такого диода. Отметим, что рассматриваемые явления наглядно проиллюстрированы в работе [4].

Рассмотрим теперь вариант так называемого «сквозного цикла» — цикла задач, посвященных проблеме физических ограничений минимальных размеров элементов микроэлектроники. Такой цикл выступает как средство интеграции знаний на предметном материале высокого уровня значимости.

Остановимся на задачах, относящихся к важнейшему параметру, определяющему степень интеграции, — к длине канала МДП приборов. При этом будет разумно ограничиться так называемыми массивными приборами, характерные размеры элементов которых превышают ширину области пространственного заряда *p-n*-перехода, длину свободного пробега носителей заряда и дебройлевскую длину волны электрона [2; 9]. Первые три задачи по оценке ограничений на минимальную длину канала полевого транзистора могут рассматриваться при изучении общего курса физики в разделе «Электричество» при соответствующих разъяснениях относительно МДП структур.

В качестве первой задачи рассмотрим влияние дробового эффекта. Пусть n_s — поверхностная плотность носителей заряда. Для того чтобы дробовой эффект был мал, необходимо, чтобы количество носителей заряда в канале было достаточно велико: $n_s \cdot l \cdot w >> 1$, где l — длина канала, w — поперечный размер канала.

Для оценочных расчетов можно принять $l = w$, тогда $l_{мин} \approx \frac{10}{\sqrt{n_s}}$. Величина n_s ограничивается электрической прочностью $E_{пр}$ подзатворного диэлектрика SiO_2, которая составляет $6 \cdot 10^6$ В/см. Тогда $e \cdot n_s = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon \cdot E_{пр}$, откуда $n_s \approx 10^{12}\,\text{см}^{-2}$ и $l > 5 \cdot 10^{-5}\,\text{см}$.

В том же разделе общего курса физики может быть рассмотрен и другой эффект, ограничивающий длину канала, — разогрев электронов в канале под воздействием сильного электрического поля, приводящий, например, к такому нежелательному последствию, как лавинный пробой *p-n*-перехода. Разогрев носителей заряда не будет происходить, если дрейфовая скорость электронов не превышает скорости звука *u*: $v_{др} = \mu \cdot \frac{U_{\min}}{l} \le u$, где μ — подвижность носителей заряда, U_{min} — минимальное напряжение, приложенное к каналу. Учтем, что рассеяние (энергетическая релаксация) электронов происходит на тепловых колебаниях решетки, тогда минимальное напряжение между стоком и истоком $U_{\min} = 10kT/e$. Окончательно:

$$l \ge \mu \cdot \frac{10kT}{e \cdot u}.$$

Для *Si* при *T* = 300 К подвижность $\mu = 10^2 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$, $u = 5 \cdot 10^5 \frac{\text{см}}{\text{с}}$, тогда $l > 5 \cdot 10^{-5}\,\text{см}$.

В качестве третьего явления рассмотрим джоулев разогрев вследствие конечного теплоотвода. В интегральной схеме в единицу времени на единице площади выделяется количество теплоты: $Q_{выд} = N \cdot \nu \cdot \frac{C \cdot U^2}{2}$, где *N* — количество элементов на единице площади кристалла; ν — средняя частота обращения к каждому из элементов (тактовая частота); *C* — емкость элемента; *U* — напряжение, прикладываемое к элементу.

Для сохранения теплового баланса $Q_{выд}$ должна быть меньше количества теплоты $Q_м$, отводимой от кристалла. Учтем, что максимальное количество теплоты, отводимое с единицы площади в единицу времени при жидкостном охлаждении: $Q_м = 2 \cdot 10^8 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2\text{с}}$. Тогда $N \cdot \nu \cdot \frac{C \cdot U^2}{2} \le Q_м$.

Здесь можно учесть, что $\nu = (m \cdot \tau)^{-1}$, где *m* — число элементов в интегральной схеме, $\tau = \frac{l^2}{\mu \cdot U}$, а оценочная формула для емкости $C = \varepsilon \cdot l$. Тогда $Q_{выд} = \frac{N}{m} \cdot \mu \cdot \frac{\varepsilon \cdot U^3}{2 \cdot l}$. Среднее расстояние между элементами пропорционально их размеру: $r = p \cdot l$, где можно принять *p* = 10 соответственно $N = (p \cdot l)^{-2}$. Окончательно:

$$l > \left(\frac{\varepsilon \cdot \mu \cdot U^3}{2mp^2 \cdot Q_м} \right)^{1/3}.$$

Оценочный расчет можно выполнить при тех же параметрах, как и в предыдущей задаче ($U = 10kT/e$), а величину m можно выбрать $m = 10^5$, что соответствует сверхбольшой интегральной схеме. В результате получаем ту же оценку минимального размера элемента микросхемы $l \geq 5 \cdot 10^{-5}$ см. Отметим, что вопрос, целесообразно ли три предложенные задачи решать одну за другой или их решение разнести во времени, должен решаться, по нашему мнению, индивидуально в зависимости от построения курса.

В разделе «Молекулярная физика» вопрос о физических ограничениях минимального размера элементов интегральных схем может решаться на основе задачи оценки статистической воспроизводимости технологического процесса. Студентам предлагается оценить минимальные размеры элемента полупроводниковой интегральной схемы, при котором его свойства устойчивы. Признаком неустойчивости является превышение относительного отклонения количества примеси от среднего значения на 3%. При гауссовом распределении это относительное отклонение $\frac{\Delta N}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}$. Тогда минимальное количество атомов примеси $N = 10^3$. Концентрация легирующей примеси областей стока и истока МДП-транзистора $n = 3 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$, откуда минимальный объем элемента, соответствующий минимальному количеству атомов примеси: $V = \frac{N}{n} = 3,3 \cdot 10^{-14}$ см$^{-3}$. Предполагая кубическую форму элемента $V = l^3$, получаем $l > 3 \cdot 10^{-5}$ см.

Наконец, минимальная длина канала может быть оценена и в разделе «Квантовая физика» или в одном из спецкурсов из соображений недопущения смыкания областей истока и стока. Ширина области обратносмещенного *p-n*-перехода при $n_{n0} >> p_{p0}$:

$$l = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon \cdot (\varphi + U)}{e \cdot n_{n0}}},$$

где φ — высота потенциального барьера *p-n*-перехода, U — напряжение, приложенное к переходу. Оценочный расчет l разумно выполнить в предположении, что минимальная длина канала в несколько раз должна превышать ширину *p-n*-перехода. Подставляя $\varphi = U = 1$ В, $n_{n0} = 10^{17}$ см$^{-3}$, получаем $l \geq 10^{-5}$ см.

В заключение можно отметить, что изучение ключевых вопросов физических основ твердотельной электроники на основе решения циклов задач, объединенных общей проблемой, позволяет наполнить изучаемый материал конкретным содержанием и способствует интеграции и активизации знаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Викулин И. М., Стафеев В. И.* Физика полупроводниковых приборов — М.: Радио и связь, 1990. — 254 с.

2. *Гуляев Ю. В., Сандомирский В. Б., Суханов А. А., Ткач Ю. Я.* Физические ограничения минимальных размеров элементов современной микроэлектроники // Успехи физических наук. 1984. Т. 144. Вып. 3. С. 475–495.

3. *Духин С. С., Шилов В. Н.* Диэлектрические явления и двойной слой в дисперсных системах и полиэлектролитах. — Киев: Наукова думка, 1972. — 206 с.

4. *Пасынков В. П., Чиркин Л. К.* Полупроводниковые приборы: Учебник для вузов. — СПб.: Лань, 2002. — 480 с.

5. *Ротенберг Б. А.* Керамические конденсаторные диэлектрики. — СПб.: Гириконд, 2000. — 246 с.

6. *Тареев Б. М.* Физика диэлектрических материалов. — М.: Энергоиздат, 1982. — 318 с.

7. *Ханин С. Д., Адер А. И., Воронцов В. Н., Денисова О. В.* Пассивные радиокомпоненты. Электрические конденсаторы. — СПб.: СЗПИ, 2000. — 160 с.

8. *Харитонов Е. В.* Диэлектрические материалы с неоднородной структурой. — М.: Радио и связь, 1983. — 128 с.

9. *Чурилов А. Б.* Введение в наноэлектронику: Учебное пособие. — Ярославль: Яросл. гос. ун-т, 2002. — 132 с.