При этом интересно отметить, что при варьировании теплопроводности материала теплоотвода внутри корпуса и теплопроводности внешнего радиатора в очень широких пределах разность температур между полупроводниковым чипом и внешней поверхностью корпуса изменяется незначительно и во всех вариантах расчетов остается равной примерно 20–25 °С. Можно предположить, что основную роль в таком перепаде температур внутри прибора играет буферный кремниевый слой, используемый для монтажа светодиодного чипа.

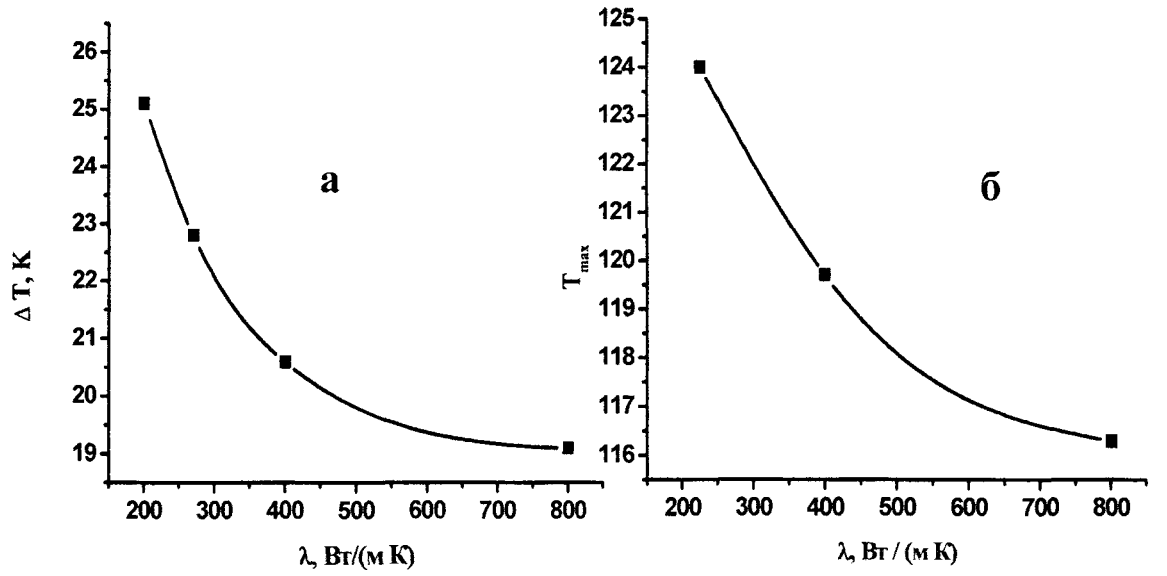


Рис. 2. Влияние теплопроводности материала теплоотвода внутри корпуса светодиода на величину перегрева светодиодного чипа (а); зависимость максимальной температуры полупроводникового чипаот теплопроводности материала радиатора, на котором установлен светодиод (б)

Таким образом, для существенного улучшения теплового режима мощного светодиода необходим комплексный подход, который должен сочетать совершенствование как внешней системы охлаждения, так и улучшение теплообмена между всеми конструктивными элементами внутри прибора.

Литература

1. http://www.luxeon.com/

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Черный В.В.

Белорусский национальный технический университет

Высокочастотные полевые транзисторы широко используются в современной радиотехнике, в том числе в устройствах спутникового телевидения. В то же время в методической литературе по данным приборам имеются существенные пробелы. Так, важными параметрами, определяющими усилительные и шумовые свойства транзисторов, являются сопротивления пассивных областей, прежде всего истока. В известной монографии А. Шура [1] приводится простой метод, позволяющий определить только лишь разность сопротивлений истока и стока для транзисторов с затвором Шоттки. Для определения суммы данных сопротивлений требуются дополнительные измерения. При этом должен быть

известен профиль распределения концентрации носителей заряда по глубине канала, который обычно неизвестен и для его определения требуются новые дополнительные измерения.

Между тем указанные сопротивления могут быть определены на основании результатов, полученных в работах [2, 3] соответственно для транзисторов с затвором Шоттки и для транзисторов с селективным легированием (или так называемых транзисторов с высокой подвижностью электронов). Данная работа посвящена дальнейшему развитию методов, предложенных в работах [2, 3].

В работе [2] показано, что при постоянном токе затвора I_g транзистора (барьер Шоттки смещен в прямом направлении) и выполнении неравенства $I_d >> I_g$, имеет место следующая зависимость:

$$(\mathrm{d}V_{gs}/\mathrm{d}I_d) = R_s + (nV_T/I_d), \qquad (1)$$

где V_{gs} – напряжение между затвором и истоком, I_d – ток стока, $V_T = (kT/e)$ – термический потенциал, (k – постоянная Больцмана, T – температура по шкале Кельвина, e – заряд электрона), R_s – сопротивление истока, n – фактор идеальности барьера Шоттки (барьера металл–полупроводник).

Экстраполируя линейный участок зависимости $\mathrm{d}V_{gs}/\mathrm{d}I_d$ от $1/I_d$ на ось ординат, можно определить сопротивление истока R_s. Изменение I_d достигается путём изменения напряжения V_{ds} между стоком и истоком.

В [2] показано также, что в широком интервале токов I_d отношение $\mathrm{d}V_{ds}/\mathrm{d}I_d$ остается постоянным и равным сумме сопротивлений истока, стока и канала. Это позволяет из зависимости $\mathrm{d}V_{ds}/\mathrm{d}I_d$ от $1/I_d$ определить также сопротивление канала при нулевом смещении.

Для транзисторов с селективным легированием детальный анализ был проведен авторами работы [3]. Ими было установлено, что для в определенной области токов стока I_d при выполнении условия $I_d >> I_g$ имеет место следующее соотношение:

$$(\mathrm{d}V_{ds}/\mathrm{d}I_g) = R_s + (nV_T/I_d). \qquad (2)$$

Таким образом, из зависимости $(\mathrm{d}V_{ds}/\mathrm{d}I_g)$ от обратного тока стока $(1/I_d)$ можно определить R_s. Следует отметить, что соответствующая область токов I_d, в которой выполняется последнее равенство, сравнительно узкая и для ее точного установления необходимо предварительно проанализировать зависимость $(\mathrm{d}V_{ds}/\mathrm{d}I_g)$ от обратного тока стока $(1/I_d)$ в широком интервале токов I_d.

Данную область токов можно определить, если провести предварительные измерения вольтамперной характеристики барьера Шоттки между затвором и каналом при прямом смещении, из которых определяется величина (nV_T).

Фигурирующие в соотношениях (1), (2) производные на практике обычно заменяют отношением переменных составляющих соответствующих напряжений и токов. Для получения корректных результатов переменные составляющие должны быть много меньше постоянных составляющих соответствующих токов или напряжений. Режимы транзисторов, при которых проводились измерения, обеспечивались специально изготовленными электронными блоками.

Сопротивление стока можно определить, поменяв в обоих вариантах местами выводы истока и стока и соответственно преобразовав выражения (1), (2).

Измерения проводились на стандартных арсенидгаллиевых транзисторах с затвором Шоттки типа АП343 и на полевых транзисторах с селективным легированием.

Проведенные измерения показали, что действительно в соответствующих областях токов стока хорошо выполняются соотношения (1), (2). Для транзисторов с затвором Шоттки величина сопротивления истока составляла 15–20 Ом. Для транзисторов с селективным легированием в широком интервале токов затвора (от $0{,}1 \cdot 10^{-3}$ до 0,1 мА) наблюдалась

экспоненциальная зависимость данного тока от прямого напряжения между затвором и истоком, что согласуется с моделью термоэлектронной эмиссии. Полученные значения сопротивлений истока составили 7–10 Ом.

Литература

1. Шур, М. Современные приборы на основе арсенида галлия./ М. Шур. – М.: Мир, 1991. – 632 с.
2. Holmstrom R. P., Bloss W. L., Chi J. Y. IEE EDL. – 1986. – v.7, №7 – P. 410.
3. Lee K., Shur M.S., Valois A.J. e.a. IEET ED. – 1984. – v.31, №10 – P. 1394.

МОДЕЛИ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ СВОЙСТВ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Чернышев А.В.

Институт прикладной физики НАН Беларуси

Во многих приборах применяются ферромагнитные материалы, ферриты, которые подвергаются в процессе работы действию магнитных полей. Наиболее часто это магнитопроводы, сердечники катушек, магнитные экраны. Для проведения расчетов намагничивания, перемагничивания по гистерезисным циклам таких материалов применяются несколько моделей. Наиболее известными в настоящее время являются две. В основе первой лежит работа Прейзаха (Preisach) [1], в основе второй – работа Джайльса–Эйсертона (D.C. Jiles, D.L. Atherton) (ДЭ) [2]. Например, на основе этих моделей можно проводить расчеты при помощи метода конечных элементов [3]. В мировой научной литературе имеются многочисленные публикации по применению или уточнению указанных моделей. В настоящем докладе рассмотрены основные представления данных моделей и отмечены некоторые их недостатки. Также рассмотрено несколько моделей гистерезиса, появившихся сравнительно недавно.

В модели Прейзаха ферромагнетик представляется как сумма частиц («гистеронов» («hysterons»)), каждая из которых перемагничивается по индивидуальному прямоугольному гистерезисному циклу. С момента создания этой модели она многократно модифицировалась. Наиболее подробно эти модификации рассмотрены в [4]. Исходные данные для численных расчетов обычно берутся на основе анализа полученных из эксперимента, например, из набора частных гистерезисных циклов.

В модели ДЭ (которая в большей степени, чем модель Прейзаха, основывается на физических принципах) приведены раздельно уравнения для необратимой M_{irr} и обратимой M_{rev} составляющих намагниченности. Общая намагниченность M определяется как сумма $M_{irr}+M_{rev}$. Обязательным условием проведения расчетов в модели ДЭ является определение так называемой безгистерезисной кривой намагничивания. Для проведения численных расчетов по модели ДЭ необходимо знать пять параметров, определяемых из эксперимента. В наиболее точном виде уравнения модели ДЭ приведены, например, в [5]. Сравнение точности расчетов гистерезисных циклов по рассматриваемым двум моделям приведено в [3]. Отметим, что модель ДЭ относится к случаю квазистатического перемагничивания ферромагнетика при постоянной температуре, имеются модификации этой модели, где учитываются потери на вихревые токи.

Появляются и новые модели намагничивания ферромагнетиков, отметим несколько из них. (После появления модели ДЭ стало общепринятым разделение процессов намагничивания на обратимые и необратимые.) В названной автором «энергетической модели гистерезиса» [6] намагниченность определяется на основе поиска минимума энергии E ферромагнетика, в которую вносят вклад различные ее составляющие (энергии доменов во