

УДК 537.533

ПРОБЛЕМЫ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ОБРАБОТКИ ДИЭЛЕКТРИКОВ**А. М. Филачев**

ГП НИИ электронной и ионной оптики, Москва, Россия

Б. И. Фукс

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

Прецизионная электронно-лучевая обработка материалов в значительной степени осложняется влиянием электрического заряда, вносимого в материал электронным пучком. В настоящей работе предложена физическая модель взаимодействия электронного пучка с диэлектрическими материалами, учитывающая тепловые процессы, глубину проникновения электронов, накопление заряда и связанные с этим электрические поля, величина которых в значительной степени определяется поверхностной проводимостью диэлектрика.

Прецизионная электронно-лучевая обработка твердых тел — один из главных разделов электронно-лучевой технологии и представляет большой интерес для многих практических применений*. В данной работе изучаются физические основы проблем обработки диэлектриков, состоящих в сильном искажении картины обработки, выполненной электронным лучом.

Причиной этого является тот факт, что электронный луч, падающий на обрабатываемое вещество, не только создает его сильный локальный разогрев, но и вносит в разогретую область электронный заряд. При обработке проводников

* См. Шиллер З., Гайзиг У., Панцер Я. Электронно-лучевая технология. — М.: Энергия, 1980.

заряд не играет существенной роли, так как он очень быстро покидает проводник под действием собственного электрического поля, иное дело — диэлектрики. В них заряд, возникший в некоторой точке, может существовать очень долго. Поэтому заряд, вносимый в диэлектрик электронным лучом, накапливается в нем и создает поле, которое в дальнейшем может отклонять электронный луч от запрограммированного места падения на поверхности тела. Данная проблема электронно-лучевой технологии лежит на стыке электронной оптики и физики диэлектриков, и ранее детально не изучалась. Как показано ниже, в этом случае в диэлектрике происходят довольно специфические процессы, оказывающие серьезное влияние на процесс электронно-лучевой обработки.

Для конкретизации дальнейшее изложение будет проведено на примере электронно-лучевой гравировки поверхности твердого тела. Эта задача, сама по себе, весьма интересна для практики. Основные выводы, следанные при ее рассмотрении, справедливы и для других задач электронно-лучевой обработки диэлектриков.

Прежде всего рассмотрим, как при помощи электронно-лучевого гравирования создается рисунок на поверхности твердого тела, и что при этом происходит. Рисунок состоит из точек с радиусом порядка 100 мкм, которые отстоят друг от друга на расстоянии того же порядка. Каждую точку создает короткий и мощный импульс пучка попавших в нее электронов, разогнанных до энергии ~100 КэВ. Типичная длительность импульса ~10 нс, а ток в пучке ~1 мА.

Попадание такого пучка на твердое тело вызывает нагрев, плавление и испарение вещества в малом объеме (с тем же характерным размером, что и типичный размер пучка), в результате чего на поверхности тела возникает кратер, который и является элементарной точкой создаваемого изображения.

Изображения, создаваемые на металле, близки к идеальному. Однако рисунок на диэлектрике (скажем, на стекле) часто имеет следующие дефекты. По мере создания рисунка точки теряют круглую форму (из круга вытягивается клин, причем все клинья направлены острием в одну сторону, и чем позже создается точка, тем больше клин) и смещаются относительно тех позиций, где они должны были бы находиться в идеальном случае. Ниже мы обсудим физическую картину накопления и перемещения в диэлектрике заряда, создаваемого электронным лучом, и приведем оценки, показывающие реальность того, что именно изменение этого заряда и служит причиной наблюдаемых эффектов.

Прежде всего изложим [1], как происходят тепловые процессы в обрабатываемом материале. Считаем пучок осесимметричным, а его поверхностную мощность распределенной в поперечном сечении по Гауссу с характерным радиусом r_b . Мощность, поглощаемая в единице объема вещества, зависит от расстояния z от поверхности тела. Ее распределение в этом направлении описывает следующая функция [1]:

$$f(z/S) = 0,74 + 4,7(z/S) - 8,9(z/S)^2 + 3,5(z/S)^3, \quad (1)$$

где S — глубина проникновения электронов, которая для ускоряющих напряжений U_0 , лежащих в диапазоне $10^4 \text{ В} \leq U_0 \leq 10^5 \text{ В}$, с хорошим приближением имеет вид [1]:

$$S \approx 2,1 \cdot 10^{-12} U_0^2 / \rho, \quad (2)$$

где S измеряется в сантиметрах, U_0 — в вольтах, а плотность вещества ρ — в $\text{г}/\text{см}^3$.

Формула (2) показывает, что типичная глубина проникновения электронов — порядка нескольких десятков микрон, а мощность, поглощаемая в единице объема вещества, имеет максимум при $z_{\max} \approx S/3$.

Типичные значения ρ , теплопроводности λ , теплоемкости c диэлектриков таковы, что при длительности импульса электронного пучка $\sim 10^{-5}$ с заметного перетекания тепла в веществе не происходит. Поэтому его локальный нагрев определяется именно той мощностью, которая выделяется в данной точке, и наиболее сильно разогревается область вещества, расположенная на оси падающего пучка на глубине z_{\max} под его поверхностью. Именно здесь раньше всего начинается плавление вещества и его последующее вскипание. Из-за высокой скорости нагрева испарение материала сопровождается очень быстрым ростом давления в области наибольшего нагрева, что приводит к взрывообразному выбросу вещества в виде скопившихся под поверхностью паров вместе с окружающим их расплавом. Так, согласно общепринятым представлениям [1], образуется кратер элементарной точки рисунка.

Рассмотрим, как на фоне этих термодинамических процессов протекают электрические процессы в том же материале. Каждый электрон, отдающий веществу свою энергию eU_0 , вносит в него и свой заряд e . Этот электрон, отдавая энергию, сначала оказывается в зоне разрешенных энергий, где он свободно перемещается по диэлектрику. Но свободным он остается недолго, и, спустя короткое время захватывается на локализованное состояние — ловушку. Концентрация ловушек в диэлектриках, как правило, высокая. Время захвата на них свободных носителей в различных веществах лежит в очень широком диапазоне (от $\sim 10^{-3}$ с до $\sim 10^{-9}$ с), в зависимости от типа и концентрации содержащихся в веществе примесей. Но наиболее типичные их значения, на которые мы в дальнейшем и будем ориентироваться, лежат в диапазоне $10^{-7} \div 10^{-9}$ с. Хотя проводимость диэлектриков крайне низкая, но при нагреве и расплавлении вещества в области падения пучка она сильно возрастает (происходит тепловое возбуждение электронов и дырок с ловушек в разрешенные зоны полупроводника), в результате чего заряд электронов за счет их взаимного отталкивания уходит на границы сильно нагретой области, радиус которой близок к характерному радиусу пучка r_b , и не может передвигаться в диэлектрике за пределами этой области.

На самом же деле, расстекание этого заряда должно быть еще более сильным и происходить до момента образования кратера. Количество электронов, которые необходимо ввести в вещество для того, чтобы вызвать его локальный нагрев и образование кратера, оказывается столь большим, что создает близ области падения пучка электрическое поле, превосходящее поле пробоя диэлектрика. Поэтому ток здесь быстро становится большим, и электроны, внесенные пучком, выносятся этим током далеко за пределы нагретой области.

Сначала проведем оценку, показывающую, что пробой диэлектрика происходит до образования кратера. Уравнение баланса мощности, вносимой в диэлектрик электронным лучом, можно записать в виде:

$$\pi r_b^2 S \Delta Q = e U_0 N, \tag{3}$$

где N — число электронов, попавших в вещество за время t ;

ΔQ — количество теплоты, внесенной в единицу объема нагретой области.

Появление N электронов в веществе близ его границы с вакуумом в круге радиусом r_b создать у границы круга электрическое поле, определяемое по порядку величины следующим выражением

$$E = \frac{2}{1+\varepsilon} \frac{eN}{r_b^2}, \quad (4)$$

где ε — диэлектрическая постоянная вещества.

Из формул (3) и (4) следует, что условием того, что электронный заряд растечется до того, как начнутся фазовые переходы вещества при его плавлении и последующем парообразовании, служит неравенство

$$E_b < \frac{2\pi}{1+\varepsilon} \frac{\Delta Q_p S}{U_0}, \quad (5)$$

где ΔQ_p — теплота, которую необходимо подвести к единице объема вещества, для того, чтобы произошло плавление и парообразование.

Если считать, что эта теплота определяется лишь нагревом вещества: $\Delta Q_p = c\rho\Delta T$, и взять типичные для стекол значения $c = 1$ Дж/(г·К), $\rho = 2,5$ г/см³, $\Delta T = 1000$ К, то получим $\Delta Q_p \approx 2,5 \cdot 10^3$ Дж/см³. Тогда правая часть формулы (5) при $S = 3 \cdot 10^{-3}$ см, $U_0 = 10^5$ В и $\varepsilon = 4$ равна $\sim 10^8$ В/см, что значительно превышает возможные значения поля пробоя в различных диэлектриках и означает, что вносимый заряд растекается на значительное расстояние еще до того, как происходит образование кратера.

Теперь оценим расстояние, на которое растекается заряд, вносимый импульсом пучка, создающим элементарную точку изображения. Обозначим число этих электронов N . При типичной длительности импульса ~ 10 нс и токе в пучке ~ 1 мА N составляет порядка 10^{11} электронов. Поле в веществе на расстоянии r от центра заряженной области ($r > r_b$) в этом случае можно оценить как

$$E(r) \approx \frac{2}{(1+\varepsilon)} \frac{eN}{r^2}. \quad (6)$$

Подставив в формулу (1) типичные значения $N \approx 10^{11}$ шт., $\varepsilon \approx 4$, легко найти, что электрическое поле при r , не слишком превышающих $r_m \sim 100$ мкм, окажется слишком сильным ($\sim 6 \cdot 10^7$ В/см), значительно превышающим типичные значения поля пробоя диэлектрика. При полях, близких к полю пробоя E_b , проводимость диэлектрика резко растет. Этот рост проводимости может быть обусловлен пробоем зона — зона, который идет при полях порядка 10^6 В/см. В таком случае происходит интенсивная генерация электрондырочных пар, либо, если легирующая примесь не слишком глубокая, пробой может обуславливать интенсивная генерация электронов (или дырок) с примесей при гораздо меньших полях, даже доходящих до 10^4 В/см в зависимости от глубины примеси и механизмов релаксации энергии и импульса свободных носителей заряда в диэлектрике. Следует также иметь в виду, что при повышении температуры диэлектрика поле пробоя, как примесного, так и зонного, уменьшается. Резкий рост проводимости при полях, близких к полю пробоя, означает, что заряд, созданный в веществе электронным лучом, должен очень быстро растекаться в пределах области с радиусом r_s , определяемым, согласно (6), из соотношения

$$r_s \approx \sqrt{\frac{2}{(1+\varepsilon)} \frac{eN}{E_b}}. \quad (7)$$

Подставив в формулу (7) значения, уже использовавшиеся для оценок, и $E_b \approx 10^6$ В/см, получаем $r_s \approx 0,1$ см (при $E_b \approx 10^4$ В/см получим $r_s \approx 1$ см). Это означает, что еще до образования кратера электронный заряд успевает растечься на расстояние порядка 0,1 см или даже больше, что гораздо больше размеров как расплавленной области, так и области, сильно нагреваемой при создании точки. Основная часть этого заряда под действием сил взаимного отталкивания электронов будет частично прижата к поверхности вещества, а частично находится внутри вещества на расстоянии $\sim r_s$ от расплавленной области. Поэтому при взрыве, образующем кратер, из вещества уносится лишь небольшая часть этого заряда, прижатая к поверхности над кратером. После взрыва на поверхности вещества внутри кратера и вблизи него должен образоваться положительный заряд. Дело в том, что при парообразовании, происходящем в наиболее нагретой области перед взрывом, происходит также и диссоциация молекул вещества на положительно и отрицательно заряженные ионы и электроны. Если при взрыве заряженные частицы вылетают из кратера вместе с остальным веществом, то они попадают в кулоновское поле растекшегося электронного заряда. Простая оценка показывает, что высота возникающего при этом потенциального барьера может достигать $\sim 10^4$ эВ. Этот барьер вызовет разделение частиц: отрицательно заряженные частицы за счет отталкивания отбрасываются вдали от вещества, а положительно заряженные частицы, выброшенные взрывом, полем этого барьера тормозятся, а затем притягиваются к поверхности вещества. Образовавшийся, таким образом, положительный поверхностный заряд своим полем частично компенсирует поле изначально введенного электронного заряда. Насколько сильной будет эта компенсация, зависит от степени диссоциации молекул вещества в паровой фазе. При сильной диссоциации образовавшийся положительный заряд близок по величине к исходному отрицательному, вследствие чего возникшее между этими зарядами поле притяжения близко к полю пробоя, что приводит к быстрому взаимному уничтожению этих зарядов. В этом случае существенных электростатических искажений изображений не возникает.

При слабой же диссоциации положительный поверхностный заряд относительно мал, и его влиянием на дальнейшие процессы можно пренебречь. Именно этот случай и рассматривается ниже.

Поскольку следующая точка изображения создается через время, гораздо большее, чем время создания самой точки, то электронный заряд за это время растечется на еще большее расстояние. Величина этого растекания сильно зависит от проводимости диэлектрика (стекла). Проводимость стекол лежит в чрезвычайно широком диапазоне, в зависимости от легирования. Ввиду того, что стекла часто очень "грязные", их проводимость может быть прыжковой — определяться прыжками электронов между локализованными примесными состояниями. При относительно высокой проводимости стекла σ ($\sigma \geq 10^{-9}$ Ом $^{-1}$.см $^{-1}$) время максвелловской релаксации заряда в стекле $\tau_m = \epsilon/4\pi\sigma$ достаточно мало ($< 10^{-3}$ с), и значительная часть заряда будет успевать стекать из стекла во внешнюю цепь за время между созданием двух точек. В этом случае существенные искажения рисунка возникать не будут.

Иная ситуация будет в высокоомных стеклах ($\sigma \ll 10^{-9}$ Ом $^{-1}$.см $^{-1}$). Оценим искажение положения второй точки, наносимой на стеклянную поверхность после того, как на нее уже была нанесена первая точка, и в стекле накопился соответствующий электронный заряд. Так как расстояние между соседними точками d мало по сравнению с характерным радиусом растекания заряда r_s ,

(см. (7)), то на электронный пучок в вакууме при нанесении второй точки действует относительно небольшое поле в направлении, параллельном поверхности стекла, равное по порядку величины следующему выражению:

$$E_{\parallel}(z) \approx \frac{\pi e \Sigma d r_s}{1 + \epsilon} \frac{r_s^2}{(r_s^2 + z^2)^{3/2}}, \quad (8)$$

где Σ — поверхностная плотность электронов в стекле (в данном упрощенном анализе мы полагаем эту плотность постоянной);

z — расстояние от поверхности стекла.

Формула (8) учитывает, что при радиальной симметрии растекания электронов, внесенных электронным пучком в первую точку, данную компоненту электрического поля на оси, отстоящей на расстоянии d от оси движения первого пучка, создает лишь заряд электронов, находящихся на периферии области растекания заряда. Это поле, действуя на электроны пучка, отклоняет их вдоль поверхности стекла на расстояние ρ , определяемое вторым законом Ньютона:

$$m \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \approx \frac{\pi e^2 \Sigma}{1 + \epsilon} \frac{r_s^3}{(r_s^2 + z^2)}. \quad (9)$$

Интегрируя это уравнение, мы учитываем, что:

заряд стекла практически не влияет на нормальную к стеклу скорость электронов v_0 , которая определяется ускоряющим напряжением U_0 ($m v_0^2 / 2 = e V_0$);

поверхностная плотность электронов определяется величиной пробойного поля стекла i , исходя из формулы (7), может быть оценена выражением $\Sigma \approx (1 + \epsilon) E_b / 2\pi e$.

Кроме того, используем следующие приближения: расстояние H от источника электронов до поверхности стекла полагаем большим по сравнению с радиусом области растекания r_s , а отклонение пучка ρ — малым по сравнению с r_s . В этих приближениях из формулы (9) вытекает следующее выражение для искажения положения второй точки

$$\frac{\rho}{d} = \frac{E_b r_s}{U_0}. \quad (10)$$

Таким образом, искажение положения (а вместе с этим и формы) второй точки для низкопроводящих стекол мало, если выполняется условие

$$E_b r_s \ll U_0. \quad (11)$$

Воспользовавшись формулой (7), это выражение можно переписать в виде:

$$\sqrt{\frac{2e N E_b}{1 + \epsilon}} \ll U_0. \quad (11, a)$$

Подставив в левую часть формулы (11, а) значения $\epsilon = 5$, $N = 10^{11}$, $E_b = 10^6$ В/см, получаем ее оценку — $7 \cdot 10^4$ В, т. е. реально обе части формулы (11, а) близки по порядку величины и поэтому, казалось бы, следует ожидать

заметных искажений точек с самого начала создания рисунка. В стеклах же с примесным пробоем, где $E_b \approx 10^4$ В/см, заметного искажения рисунка на начальной стадии не происходит.

На самом деле данная оценка сильно завышает величину искажений, поскольку в ней рассмотрено лишь влияние поля зарядов предшествующей точки и не учтено поле, создаваемое зарядом, вносимым непосредственно при создании данной точки. Это верно лишь на самой первой стадии создания точки. Но как только в стекло будет внесено сравнительно небольшое число электронов, определяемое по порядку величины выражением

$$N_b = \frac{E_b r_m^2 (1 + \epsilon)}{2e}, \quad (12)$$

(при типичных значениях: $E_b = 10^6$ В/см, $r_m = 10^{-2}$ см, $\epsilon = 4$, $N_b \approx 10^9$, т. е. составляет примерно 1 % от полного числа электронов в пучке, создающем точку), поле на границе нагретой области достигнет пробойного значения, и начнется растекание заряда второй точки. Причем это растекание не будет радиально симметричным, а будет иметь небольшую асимметрию под действием того самого поля первой точки, которое отклоняет электроны второго пучка. Эта асимметрия растекания приводит к такому распределению зарядов второй точки в стекле, которое компенсирует тангенциальное поле первой точки, уничтожая его отклоняющее действие. Поэтому уже на самой начальной стадии создания второй точки (при $N > N_b$) начнется подвижка электронного луча к неискаженному положению. И так как начальное искажение положения точки не слишком превышает ее радиус, эта подвижка произойдет все на той же начальной стадии создания точки, и визуально наблюдаемое искажение точки будет очень слабым.

Иная наблюдается ситуация после создания многих точек рисунка. После того, как создано n точек, полный электронный заряд, введенный в стекло, становится равным произведению $n \cdot N$, и радиус растекания заряда возрастет в \sqrt{n} раз. При этом соответственно возрастет и величина искажения положения точки, и более трудным станет полное восстановление неискаженного положения электронного луча.

Вышеизложенное вместе с приведенными оценками неплохо описывает картину искажения изображений, наносимых на стекла электронным лучом. Однако следует иметь в виду, что здесь дано лишь краткое изложение общей картины происходящих явлений, основными элементами которой служат:

растекание электронного заряда в диэлектрике в предпробойном режиме до момента образования кратера;

диссоциация молекул в области расплава и парообразования;

осаждение положительно заряженных ионов на поверхности диэлектрика вблизи кратера;

движение зарядов в диэлектрике после образования кратера;

отклонение электронного пучка полем ранее созданных зарядов.

Указанные элементы представляют собой направления дальнейших экспериментальных и теоретических исследований, которые необходимо выполнить для существенного повышения технологического уровня электронно-лучевой обработки диэлектриков.

PROBLEMS OF ELECTRON-BEAM PROCESSING OF DIELECTRICS

A. M. Filachev

Research Institute for Electron and Ion Optics, Moscow, Russia

B. I. Fuks

Institute for Radio Engineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Precision electron beam processing of materials is substantially complicated due to space charge contributed by electron beam to a sample. In the present paper a physical model of electron beam interaction with dielectric materials is developed taking into account the heat processes, penetration depth of electrons, space charge accumulation and associated electrical fields which are largely determined by the surface dielectric conductivity.