УДК 666.1.037.5

Н.С.ПЩЕЛКО, *д-р техн. наук*, *профессор*, *nikolsp@mail.ru*
Санкт-Петербургский горный университет, *Россия*

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАРЯДА НА ЭЛЕКТРОАДГЕЗИОННЫЕ СИЛЫ

Разработаны модельные представления о физико-химических процессах при использовании электроадгезионного способа соединения материалов. Рассмотрена кинетика накопления заряда в приэлектродной области диэлектрика. Рассчитана толщина области локализации заряда, напряженности электрических полей и значения пондеромоторных давлений, обеспечивающих соединение материалов. Показано, что для достижения необходимого пондеромоторного давления, составляющего единицы-десятки мегапаскалей, в типичных случаях требуется несколько десятков минут.

Появление больших тянущих полей в процессе получения электроадгезионного соединения становится возможным благодаря миграционной поляризации диэлектрика, развивающейся под действием приложенного к нему электрического напряжения. Это приводит к накоплению слоя отрицательного заряда малой толщины у анода. Приложенное напряжение распределяется не по всей толщине диэлектрика, а фактически оказывается приложенным к тонкому слою объемного заряда у анода. Возникающие при этом сильные электрические поля приводят к соединению контактирующих материалов. Разработана физико-математическая модель, позволяющая оценить силовые характеристики неоднородного электрического поля. Рассмотрены зависимости параметров электроадгезионного контакта от времени. Получены выражения, позволяющие обоснованно выбирать время формирования электроадгезионного контакта, рассчитаны напряженности электростатических полей и сил в динамике.

Исследование влияния дискретности распределения заряда на напряженность электростатического поля на небольших расстояниях до заряженной плоскости показало значительные отличия результатов выполненного и традиционного расчетов.

Ключевые слова: электрическое поле, дискретный заряд, электроадгезия.

Для проектирования новых изделий и внедрения передовых технологий актуальна не только разработка новых материалов, обладающих заданными свойствами, но и проблема их соединения – склеивания, сварки и других способов постоянного или временного закрепления. Соединения материалов, сочетающих различные механические и электрические свойства, необходимы в том или ином виде практически во всех областях производства. В частности, особый интерес представляет проблема соединения металлов, других проводящих материалов, в том числе и полупроводников, с диэлектриками. Многие из этих материалов мало пластичны, нерастворимы друг в друге, имеют высокую температуру плавления. Применяемые способы соединения (например, сварка плавлением, контактная сварка, диффузионная сварка) не всегда могут преодолеть барьер несовместимости металлов и полупроводников с неметаллическими материалами и обеспечить получение высококачественных соединений многих из них. Поэтому разработка теоретических представлений об адгезии, а также новых способов соединения материалов представляет безусловный интерес.

Под адгезией (от лат. *adhaesio* – прилипание, сцепление, притяжение) подразумевается связь между разнородными конденсированными телами при их контакте. Проявляется адгезия в способности контакта двух разнородных тел сопротивляться разрушению, поэтому явления, связанные с адгезией, естественно относить к поверхностным явлениям, контролируемым поверхностными силами. Еще в 40-х годах прошлого века была выдвинута теория адгезии, основанная на общем положении Г.Гельмгольца о возникновении двойного

электрического слоя на границе раздела фаз. Ее дальнейшим развитием явилась электронная теория адгезии, в которой исследовались процессы формирования двойного слоя при образовании связи между соединяемыми поверхностями и его вклад в прочность последней [2].

В соответствии с теоретическими исследованиями развивались и экспериментальные работы, в которых подтверждались основные положения электронной теории адгезии и обозначилась новая область исследований – электроадгезионные явления. Под этим термином подразумеваются электрические явления, связанные с процессами установления и разрушения связи между телами. В экспериментах выявилась связь электроадгезионных явлений с явлениями трибоэлектричества и триболюминесценции, была обнаружена эмиссия быстрых электронов при нарушении адгезионного контакта в вакууме.

Основной задачей, требующей решения для получения надежного соединения двух поверхностей, является повышение их адгезии. Известны два основных фактора, способных увеличить адгезию, – диффузия и образование на контакте двойного электрического слоя.

Упрочнение места контакта разнородных тел может происходить в результате диффузии атомов и молекул обоих тел, что приводит к размыванию границы их раздела. Резкая граница раздела превращается в переходный слой, состав которого постепенно меняется от слоя к слою. Такой процесс, стимулируемый внешним давлением и повышенной температурой, лежит в основе известного метода диффузионной сварки.

Плотность зарядов двойного электрического слоя велика как раз в случае контактирования существенно разнородных тел (например, металла и диэлектрика), когда диффузионное срастание затруднено. Отметим, что роль рассматриваемого фактора в явлениях адгезии, на наш взгляд, часто недооценивается. Действительно, как было показано в работах [1-4], повышая за счет внешнего электрического напряжения плотность зарядов на контакте соединяемых тел, можно получить давления, обусловленные действием электростатических сил, на уровне используемых при диффузионной сварке ($\sim 10^7$ Па) и добиться не только временного, но и постоянного соединения деталей. Такой способ соединения деталей называется электроадгезионным и собственно он является предметом рассмотрения в настоящей работе. Роль двойного электрического слоя на границе контакта не сводится только к созданию электростатических (пондеромоторных) сил. Так, в работе [2] указывается на способность двойного электрического слоя залечивать эмбриональные трещины, образующиеся в плоскости адгезионного контакта и способные расширяться под влиянием внешних воздействий (сил или термических и усадочных напряжений). Объясняется это тем, что силы притяжения между разноименно заряженными обкладками двойного слоя убывают медленно и притом скорее в функции времени, а не расстояния, радикально отличаясь в этом отношении от молекулярных сил. Поэтому после кратковременного силового воздействия эмбриональные трещины под влиянием электростатических сил притяжения способны смыкаться. Аналогично двойной слой должен повышать и усталостную прочность адгезионных контактов при периодических воздействиях.

В ряде наших работ были рассмотрены как теоретические основы получения электроадгезионных соединений (ЭАС), т.е. «склеек» с использованием электрического поля [3, 7, 10-12], так и некоторые возможности их практического использования [1, 4-6]. Было, в частности, получено, что прочность ЭАС ионный диэлектрик – металл оказывается на уровне прочности аналогичных соединений, полученных диффузионной сваркой. Было также показано, что на основе использования электроадгезионной технологии можно значительно повысить адгезию наносимых на подложки пленок как после, так и в процессе их нанесения. Аналогичные исследования электроадгезионного способа соединения материалов интенсивно проводятся в настоящее время и зарубежными учеными и инженерами [8, 9]. При этом следует особо отметить широкое использование этими исследователями электроадгезии как технологического приема при создании устройств микросистемной техники (MEMS-устройств). Учитывая актуальность исследований по рассматриваемой теме, мож-

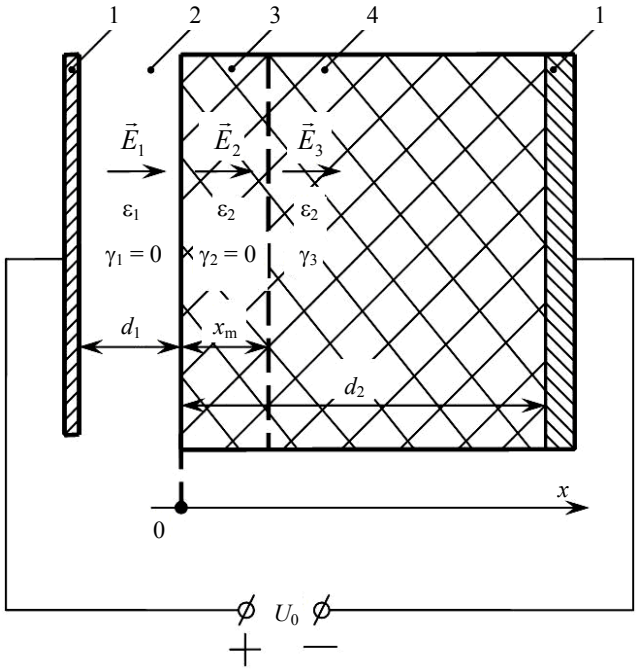


Рис.1. Модель для расчета переходного процесса в системе проводник – ионный диэлектрик при их соединении электроадгезионным способом

1 – металл; 2 – воздушный зазор, обусловленный шероховатостью контактирующих поверхностей; 3 – слой локализации объемного вакансионного заряда в диэлектрике; 4 – слой диэлектрика, не содержащий зарядов

но заключить, что развитие теоретических представлений об электроадгезионном способе соединения материалов представляет большой интерес.

Целью настоящей работы является расчет переходного процесса и установившегося значения пондеромоторного давления при электроадгезионном соединении ионных диэлектриков с проводниками (полупроводниками) с учетом особенностей распределения пространственного заряда в диэлектрике, возникающего под действием приложенного электрического напряжения.

Важнейшую роль при формировании ЭАС играет миграционная поляризация. Она заключается в том, что под действием сил электрического поля свободные заряды в диэлектрике перемещаются к соответствующему электроду. В случае ионного диэлектрика свободными носителями заряда являются обычно положительные ионы, поэтому при включении напряжения они начнут перемещаться (мигрировать) к катоду. При этом в месте, занимаемом положительным ионом до подачи напряжения, у анода, останется некомпенсированный заряд вакансии. Поскольку типичным ионным диэлектриком, используемым для получения ЭАС, является щелочное стекло, дальнейшее рассмотрение будем проводить, для определенности, на примере этого диэлектрика.

По мере развития миграционной поляризации отрицательные заряды вакансий будут накапливаться в слое некоторой толщины x_m (рис.1).

Если воздушный зазор не ионизован, т.е. его проводимость пренебрежимо мала ($\gamma_1 = 0$), и, следовательно, не происходит компенсации заряда вакансий, то при накоплении в x_m отрицательного заряда такой же величины, как и на катоде, напряженность электрического поля E_3 в диэлектрике станет равна нулю и миграция ионов прекратится. Таким образом, все приложенное напряжение U_0 окажется распределено между очень тонким воздушным зазором d_1 и слоем также малой толщины x_m.

На основе закона полного тока, теоремы Остроградского – Гаусса и 2-го закона Кирхгофа может быть записана следующая система уравнений:

$$\begin{cases} \varepsilon_0\varepsilon_1 \dfrac{dE_1}{dt} = \varepsilon_0\varepsilon_2 \dfrac{dE_3}{dt} + \gamma_3 E_3; \\ \varepsilon_0\varepsilon_2 E_2 = \varepsilon_0\varepsilon_1 E_1 - \int\limits_0^x \rho dx'; \\ \varepsilon_0\varepsilon_2 E_3 = \varepsilon_0\varepsilon_1 E_1 - \int\limits_0^{x_m} \rho dx; \\ U_0 = E_1 d_1 + \int\limits_0^{x_m} E_2 dx + E_3(d_2 - x_m), \end{cases} \qquad (1)$$

где ε_0 – электрическая постоянная; ε_1 и ε_2 – относительные диэлектрические проницаемости воздушного зазора и диэлектрика (стекла); E_1, E_2 и E_3 – напряженность электрических полей соответственно в воздушном зазоре, в слое локализации заряда и в части, не содержащей нескомпенсированных зарядов; t – время, отсчитываемое от момента включения напряжения U_0; γ_3 – удельная проводимость диэлектрика; ρ – объемная плотность заряда мигрирующих ионов проводимости.

Вообще говоря, диэлектрическая проницаемость слоя стекла толщиной x_m, из которой удалены ионы проводимости, должна отличаться от диэлектрической проницаемости остальной части стекла. Однако даже при удалении из этой области всех ионов щелочных металлов диэлектрическая проницаемость, по данным литературных источников, сильно не изменяется. Удельные проводимости воздушного зазора и слоя локализации нескомпенсированного заряда считаются равными нулю, так как удельная проводимость воздуха на несколько порядков величины меньше γ_3 (при используемых температурах), а из слоя x_m удалены все свободные положительные ионы (в стекле это ионы Na^+, K^+ и т.п.). Правомерность последнего предположения подтверждается известными данными о том, что проводимость стекла, не содержащего ионы щелочных металлов, т.е. кварцевого стекла, примерно на 7 порядков величины меньше проводимости, например, оконного стекла.

Обозначим

$$\begin{cases} a = \dfrac{\varepsilon_1\gamma_3}{2\varepsilon_0\varepsilon_2(\varepsilon_1 d_2 + \varepsilon_2 d_1)}; \\ b = \dfrac{\gamma_3 d_1}{\varepsilon_0(\varepsilon_1 d_2 + \varepsilon_2 d_1)}; \\ c = \dfrac{\varepsilon_1\gamma_3 U_0}{\rho(\varepsilon_1 d_2 + \varepsilon_2 d_1)}. \end{cases} \tag{2}$$

Решение системы (1) приводит к выражению, показывающему, что толщина x_m области локализации объемного заряда изменяется в зависимости от времени следующим образом:

$$x_m(t) = \frac{\left(\sqrt{b^2+4ac} - b\right)\left(1 - e^{-\sqrt{b^2+4ac}\,t}\right)}{2a\left(1 - \dfrac{b-\sqrt{b^2+4ac}}{b+\sqrt{b^2+4ac}}\, e^{-\sqrt{b^2+4ac}\,t}\right)}. \tag{3}$$

Из (2) и (3) следует, что $x_m(t)$ – выходящая из начала координат сублинейная кривая, стремящаяся к значению

$$x_{m\infty} = \sqrt{\varepsilon_2^2 d_1^2 + \frac{2\varepsilon_0\varepsilon_1^2\varepsilon_2 U_0}{\rho}} - \varepsilon_2 d_1 \Big/ \varepsilon_1 \tag{4}$$

с постоянной времени

$$\tau_0 = \frac{1}{\sqrt{b^2+4ac}} = \frac{\varepsilon_0(\varepsilon_1 d_2 + \varepsilon_2 d_1)}{\gamma_3\sqrt{d_1^2 + \dfrac{2\varepsilon_0\varepsilon_1^2 U_0}{\rho\varepsilon_2}}}. \tag{5}$$

Полученное значение τ_0 соответствует характерному времени миграции ионов проводимости под действием электрического поля в слое толщиной x_m. С учетом того, что эти ионы реально не являются свободными, а «выпрыгивают» из мест своего закрепления с частотой тем меньшей, чем больше энергия активации ионов, полное значение постоянной времени переходного процесса в рассматриваемом случае примет вид [3]

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{W}{kT}\right), \tag{6}$$

где W – энергия активации мигрирующих ионов; k – постоянная Больцмана; T – термодинамическая температура.

Таким образом, с учетом указанного частотного фактора и на основе (3) и (6) заключаем, что динамика толщины $x_{mf}(t)$ области локализации объемного прианодного заряда в ионном диэлектрике при получении электроадгезионного соединения с ним описывается выражением

$$x_{mf}(t) = \frac{\left(\sqrt{b^2 + 4ac} - b\right)\left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right)}{2a\left(1 - \frac{b - \sqrt{b^2 + 4ac}}{b + \sqrt{b^2 + 4ac}} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right)}. \tag{7}$$

Формулы (5) и (6) позволяют определить полное значение постоянной времени процесса развития миграционной поляризации при получении ЭАС и тем самым обоснованно выбирать время выдержки ЭАС под электрическим напряжением.

Аналогично $x_{mf}(t)$ будет изменяться напряженность электрического поля E_1 в воздушном зазоре:

$$E_1(t) = \frac{\varepsilon_2 U_0}{\varepsilon_1 d_2 + \varepsilon_2 d_1} + \frac{\rho x_m \left(d_2 - \frac{x_m}{2}\right)}{\varepsilon_0(\varepsilon_1 d_2 + \varepsilon_2 d)}. \tag{8}$$

Наибольший интерес, конечно, представляют установившиеся значения толщины слоя локализации объемного заряда $x_{mf}(t)$ и напряженностей тянущих полей E_1 и E_2. Именно эти значения указанных величин определяют значение развиваемого пондеромоторного давления при получении ЭАС. Вместе с тем при практическом использовании электроадгезионных технологий не меньший интерес представляет знание обоснованного значения времени выдержки ЭАС под напряжением.

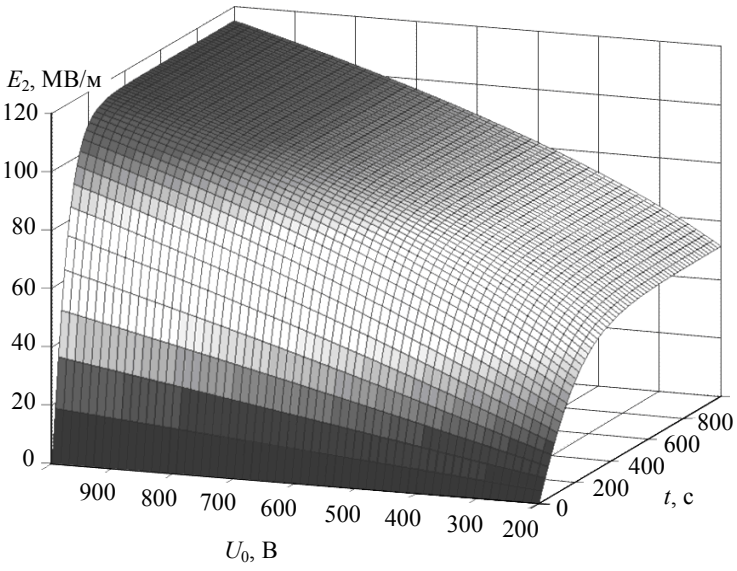


Рис.2. Расчетная зависимость напряженности электрического поля от времени и приложенного напряжения в щелочном стекле на границе с анодом (d_2 = 2 мм; d_1 = 0,1 мкм; ε_1 = 1; ε_2 = 4,5; T = 573 К; W = 0,87 эВ)

Результаты расчетов, в частности, показывают, что для достижения необходимых для «склеивания» напряженностей полей (сотни мегавольт на метр) и пондеромоторных давлений в воздушном зазоре и в точках фактического контакта (единицы-десятки мегапаскалей) в типичных случаях требуется время порядка единиц-десятков минут, рис.2, что хорошо соответствует данным эксперимента.

Эксперименты, связанные с контролем прочности (работы отрыва) ЭАС в зависимости от различных параметров технологического процесса, показали, что рассмотренная модель предсказывает

правильные, но все же несколько заниженные значения электроадгезионных сил. Для уточнения модели были рассмотрены эффекты влияния дискретности распределения заряда на силовое действие электрического поля.

Рассмотрим количественно влияние дискретности распределения электрического заряда в двойном электрическом слое на характеристики электрического поля и силовые характеристики электроадгезионного контакта. При расчете силы взаимодействия, обусловленной притяжением зарядов противоположных знаков, распределенных по плоскостям двойного электрического слоя, обычно используется формула плоского конденсатора

$$p = \frac{\sigma^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon}, \tag{9}$$

где p – пондеромоторное давление; σ – поверхностная плотность зарядов двойного электрического слоя; ε – относительная диэлектрическая проницаемость материала между взаимодействующими слоями.

При этом подразумевается, что заряды по плоскостям распределены непрерывно и равномерно. При более строгом подходе становится очевидным, что такая модель не соответствует действительности, так как электрический заряд дискретен (элементарный электрический заряд $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл) и, следовательно, электрическое поле системы точечных зарядов, вообще говоря, неоднородно. В то же время модель для расчета пондеромоторного действия электрического поля на основе (9) вполне приемлема, когда расстояние между плоскостями двойного электрического слоя значительно больше расстояний между дискретно расположенными элементарными зарядами. Когда расстояние между плоскостями двойного электрического слоя соизмеримо с расстоянием между дискретно расположенными элементарными зарядами (например, при получении электроадгезионных соединений), должна сказываться неоднородность электрического поля. Это приведет к тому, что полученные по (9) результаты будут неточны.

Выясним, на каких расстояниях между рассматриваемыми плоскостями формула (9) не будет адекватно отражать реальную физическую ситуацию. Рассмотрим для примера равномерно заряженную плоскость с поверхностной плотностью заряда $\sigma = 10^{-4}$ Кл. Как известно, напряженность электрического поля, создаваемая в вакууме ($\varepsilon = 1$), $E_{\text{н}} = \sigma / 2\varepsilon_0 \varepsilon = 5{,}65 \cdot 10^6$ В/м. Именно такие по порядку величины напряженности электрических полей и используются при получении электроадгезионных соединений. Указанному значению σ, очевидно, соответствует $N = \sigma / e = 6{,}25 \cdot 10^{14}$ элементарных зарядов, приходящихся на 1 м^2 площади. Следовательно, среднее расстояние между зарядами $a = 1/\sqrt{N} = 4 \cdot 10^{-8}$ м. Таким образом, при расстояниях между плоскостями двойного электрического слоя, соответствующих по порядку величины десятым долям микрометра, формула (9) может давать значения, не соответствующие действительности.

Отметим, что именно указанные выше расстояния между зарядами используются в процессе получения электроадгезионных соединений, так как зазор между соединяемыми деталями обусловлен, в основном, шероховатостью соединяемых поверхностей, которые обычно обрабатывают не хуже чем по 11-му классу чистоты. К тому же в процессе получения электроадгезионных соединений поверхности сближаются и расстояние между ними уменьшается. Для справки отметим, что среднеарифметическое отклонение профиля шероховатой поверхности для деталей, обработанных по 11-му классу, составляет 0,08 мкм, а для обработанных по 14-му классу – 0,01 мкм.

Таким образом, при малых расстояниях между заряженными плоскостями необходимо учитывать дискретность распределения электрического заряда. Действительно, в экспериментах [2] часто наблюдаются пондеромоторные силы, которые существенно превышают

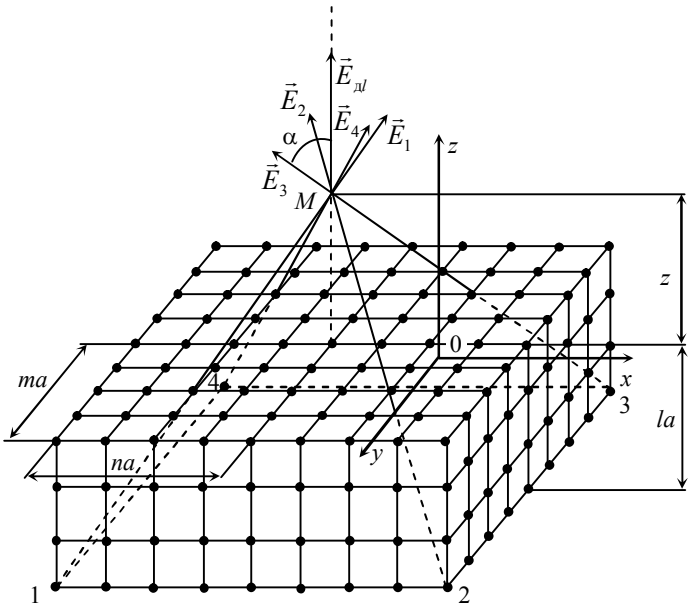


Рис.3. Модель слоя с прерывистым распределением зарядов
n, *l* и *m* – целые числа

значение, рассчитанное по (9). Одной из причин, объясняющих этот результат, вероятно, является дискретность распределения заряда.

Рассмотрим локализованные элементарные заряды в слое, состоящем из нескольких плоскостей (рис.3). В качестве пояснения изобразим несколько векторов напряженности и их результирующую в точке *M*, расположенную на одной нормали с зарядом. Толщина слоя объемно распределенного заряда равна *la*, где *l* – количество плоскостей; *a* – минимальное расстояние между зарядами в системе. Зададим на рассматриваемый объем слоя тот же суммарный заряд, что и в случае непрерывного распределения заряда на плоскости. Определим в точке *M* напряженность электрического поля $\vec{E}$, которое создается системой дискретно расположенных на расстоянии *a* друг от друга элементарных зарядов. В нашем случае $\vec{E}$ есть поле заряженного слоя с линейными размерами в плоскости *xOy* (система координат модели – рис.3), значительно превосходящими расстояние от текущей точки пространства до заряженной плоскости. Это позволяет перейти к одномерной задаче в полупространстве, ограниченном бесконечно протяженной заряженной плоскостью.

Рассмотрим две ситуации – с непрерывно распределенным зарядом и с локализованным в связи с существованием элементарного заряда ($q_1 = e = 1{,}6\cdot10^{-19}$ Кл), и оценим различие в результатах расчета напряженностей электрических полей. На основе симметрии модели, принципа суперпозиции, геометрических соображений и закона Кулона совокупное влияние зарядов, показанных на рис.3, можно свести к сумме:

$$E_д = \sum_{l=0}^{L-1}\left(\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=1}^{\infty} \frac{q_1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \frac{4(z+al)}{\left((z+al)^2 + a^2(m^2+n^2)\right)^{3/2}} + \frac{q_1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon(z+al)^2} \right). \qquad (10)$$

Численные расчеты показывают незначительность влияния толщины слоя на результирующее электрическое поле. Поэтому достаточно рассмотреть случай $L = 1$. Тогда для расчета напряженности электрического поля плоскости с дискретно распределенными зарядами получим выражение

$$E_д = \left(\frac{q_1 z}{\pi\varepsilon_0\varepsilon a^3} \sum_{m=1}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{z^2}{a^2} + m^2 + n^2 \right)^{-3/2} \right) + \frac{q_1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon z^2}. \qquad (11)$$

Непосредственное использование (11) приводит к вычислительным проблемам, поэтому для практического применения полученного выражения его необходимо аппроксимировать аналитической формулой. Выполненные нами расчеты (ввиду их громоздкости они не приводятся) показывают, что в большинстве практических случаев можно использовать выражение

$$E_д \approx \frac{\sigma}{\pi\varepsilon_0\varepsilon}\left[\operatorname{arctg}\left(\frac{z}{a}\right) + \frac{\pi a}{2z} \right]. \qquad (12)$$

Покажем, что указанное выражение адекватно отражает ситуацию в предельном случае. Рассмотрим поле при $a = \sqrt{q_1/\sigma} \to 0$, что соответствует модели непрерывного распределения заряда. Аргумент $z/a \to \infty$, значит $\mathrm{arctg}(z/a) \to \pi/2$, в то же время пропорциональная бесконечно малой величине функция $\pi a/2z \to 0$ может не учитываться. Получаем $E_д \to E_н$, что соответствует классическому случаю непрерывного распределения заряда по плоскости. Таким образом, можно определить границы применимости классических формул для подсчета зависимости напряженности электростатического поля от расстояния r до заряженного объекта z (рис.4).

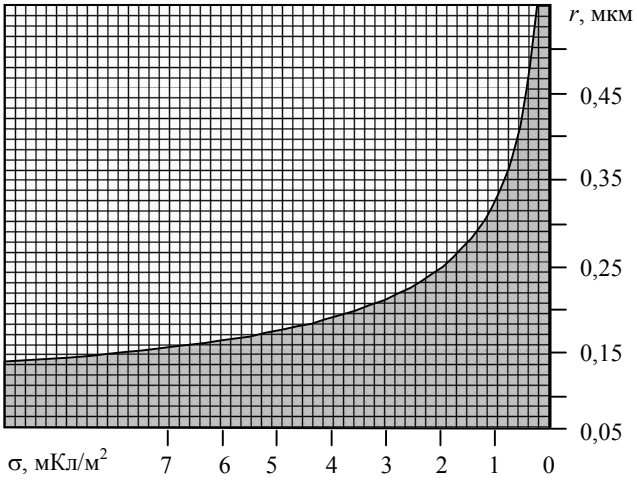


Рис.4. Границы применимости классической формулы для расчета напряженности электрического поля заряженной плоскости в случае распределения заряда в слое малой конечной толщины. Светлое поле – относительная ошибка $\Delta E_{отн} = E_д - E_н / E_н$ применения классической формулы не превышает 10 %, темное – больше 10 %

Результаты расчетов показывают, что учет дискретности заряда приводит к увеличению напряженности поля и пондеромоторной силы, действующей на заряд на относительно небольшом удалении от неоднородно заряженной плоскости.

Различия между величинами $E_д$ и $E_н$ демонстрируют также данные по расчетным значениям пондеромоторного давления $p = 0{,}5\varepsilon_0\varepsilon E^2$, представленные на рис.5.

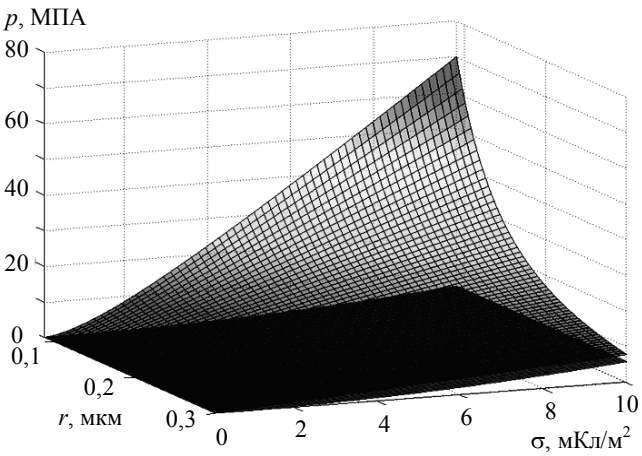


Рис.5. Зависимости пондеромоторного давления от расстояния до плоскости r и от поверхностной плотности заряда σ. Темная поверхность соответствует непрерывному, светлая – дискретному распределению одной и той же величины заряда по плоскости

Таким образом, при малых расстояниях до заряженной плоскости могут появляться электрические поля, значительно превышающие значения, рассчитанные по классическим формулам вида $E_н = \sigma/(2\varepsilon_0\varepsilon)$. С учетом того, что рассматриваемое поле неоднородно, за счет градиентных сил оно может обладать втягивающим силовым действием даже на электронейтральные объекты (например, напыляемые на подложку атомы [1]) и иметь другие проявления [4]. Полученные в работе выражения могут быть положены в основу расчета и практического применения этих эффектов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Влияние постоянного электрического поля на процессы осаждения тонких металлических пленок платины методом ионно-плазменного распыления / В.П.Афанасьев, Д.А.Чигирев, Н.С.Пщелко, Н.П.Сидорова // Известия вузов России. Радиоэлектроника. 2010. Вып.6. С.59-65.

2. *Дерягин Б.В.* Адгезия твердых тел / Б.В.Дерягин, Н.А.Кротова, В.П.Смилга. М.: Наука, 1973. 280 с.

3. *Нагорный В.С.* Анализ динамики процесса формирования электроадгезионного контакта / В.С.Нагорный, Н.С.Пщелко, Н.П.Сидорова // Научно-технические ведомости СПбГПУ. 2009. № 6. С.166-170.

4. *Пщелко Н.С.* Использование электрического поля для повышения адгезии электропроводящих пленок к диэлектрическим подложкам при вакуумном нанесении // Вакуумная техника и технология. 2010. № 1. С.31-36.

5. *Пщелко Н.С.* Неразрушающий контроль прочности электроадгезионных соединений проводник – ионный диэлектрик // Записки Горного института. 2011. Т.189. С.264-268.

6. *Пщелко Н.С.* Использование силового действия электрического поля для временного и постоянного соединения материалов / Н.С.Пщелко, А.С.Полль, Д.О.Репетух // Записки Горного института. 2012. Т.196. С.356-360.

7. *Пщелко Н.С.* Влияние дискретности распределения заряда на силовые характеристики электрического поля в электроадгезионных технологиях / Н.С.Пщелко, Н.П.Сидорова, Д.А.Чигирев // Записки Горного института. 2012. Т.196. С.361-367.

8. Low temperature wafer anodic bonding / J.Wei, H.Xie, M.L.Nai, C.K.Wong, L.C.Lee // J.Micromech. Microeng. 2003. Vol.13. P.217-222.

9. Optical sensors for vapors, liquids, and biological molecules based on porous silicon technology / L.De Stefano, L.Moretti, A.Lamberti, O.Longo, M.Rocchia, A.M.Rossi, P.Arcari, I.Rendina // IEEE Transaction on Nanotechnology. 2004. Vol.3(1). P.49-54.

10. *Pshchelko N.S.* Electrochemical Properties of a Polypyrrole-Polyimide Composite / N.S.Pshchelko, K.L.Levin // Polymer Science. Ser.A. 2011. Vol.53. N 6. P.510-520.

11. *Pshchelko N.S.* Modeling of physical and chemical processes of anodic bonding technology / N.S.Pshchelko, M.P.Sevryugina // Advanced Materials Research. 2014. Vol.1040. P.513-518.

12. *Pshchelko N.S.* Interlayer Polarization of Ionic Dielectrics at Anodic Bonding Process with a Conductor Surface // Non-ferrous metals. 2006. N 4. P.27-31.

REFERENCES

1. *Afanasev V.P.*, *Chigirev D.A.*, *Pshchelko N.S.*, *Sidorova N.P.* Vliyanie postoyannogo elektricheskogo polya na protsessy osazhdeniya tonkikh metallicheskikh plenok platiny metodom ionno-plazmennogo raspyleniya (*Influence of constant electric field on processes of sedimentation of thin metal films of platinum by a method of ionic-plasma dispersion*). Izvestiya vuzov Rossii. Radioelektronika. 2010. Iss.6, p.59-65.

2. *Derjagin B.V.*, *Krotova N.A.*, *Smilga V.P.* Adgeziya tverdykh tel (*Adgesion of solid bodies*). Moscow: Nauka, 1973, p.280.

3. *Nagorny V.S.*, *Pshchelko N.S.*, *Sidorova N.P.* Analiz dinamiki protsessa formirovaniya elektroadgezionnogo kontakta (*Analysis of dynamics of formation process of anodic bonding contact*). Nauchno-tekhnicheskie vedomosti SPbGPU. 2009. N 6, p.166-170.

4. *Pshchelko N.S.* Ispol'zovanie elektricheskogo polya dlya povysheniya adgezii elektroprovodyashchikh plenok k dielektricheskim podlozhkam pri vakuumnom nanesenii (*Use of electric field for increase of adhesion of conducting films to dielectric substrates at vacuum deposition*). Vakuumnaya tekhnika i tekhnologiya. 2010. N 1, p.31-36.

5. *Pshchelko N.S.* Nerazrushayushchii kontrol' prochnosti elektroadgezionnykh soedinenii provodnik – ionnyi dielektrik (*Nondestructive control of durability of the conductor-to-ionic dielectric anodic bonding junctions*). Zapiski Gornogo instituta. 2011. Vol.189, p.264-268.

6. *Pshchelko N.S.*, *Poll' A.C.*, *Repetukh D.O.* Ispol'zovanie silovogo deistviya elektricheskogo polya dlya vremennogo i postoyannogo soedineniya materialov (*Use of power action of electric field for temporary and continuous fastening of materials*). Zapiski Gornogo instituta. 2012. Vol.196, p.356-360.

7. *Pshchelko N.S.*, *Sidorova N.P.*, *Chigirev D.A.* Vliyanie diskretnosti raspredeleniya zaryada na silovye kharakteristiki elektricheskogo polya v elektroadgezionnykh tekhnologiyakh (*Discrete distribution of the electric charge influence on power characteristics of electric field in anodic bonding technologies*). Zapiski Gornogo instituta. 2012.Vol.196, p.361-367.

8. *Wei J.*, *Xie H.*, *Nai M.L.*, *Wong C.K.*, *Lee L.C.* Low temperature wafer anodic bonding. J.Micromech. Microeng. 2003. Vol.13, p.217-222.

9. *De Stefano L.*, *Moretti L.*, *Lamberti A.*, *Longo O.*, *Rocchia M.*, *Rossi A.M.*, *Arcari P.*, *Rendina I.* Optical sensors for vapors, liquids, and biological molecules based on porous silicon technology. IEEE Transaction on Nanotechnology. 2004. Vol.3(1), p.49-54.

10. *Pshchelko N.S.*, *Levin K.L.* Electrochemical Properties of a Polypyrrole-Polyimide Composite. Polymer Science. Ser.A. 2011. Vol.53. N 6, p.510-520.

11. *Pshchelko N.S.*, *Sevryugina M.P.* Modeling of physical and chemical processes of anodic bonding technology. Advanced Materials Research. 2014. Vol.1040, p.513-518.

12. *Pshchelko N.S.* Interlayer Polarization of Ionic Dielectrics at Anodic Bonding Process with a Conductor Surface // Non-ferrous metals. 2006. N 4, p.27-31.

ANALYSIS OF CHARGE SPACE DISTRIBUTION INFLUENCE ON ELECTRIC ADHESION FORCES

N.S.PSHCHELKO, *Dr. of Engineering Sciences*, *Professor*, *nikolsp@mail.ru*
Saint-Petersburg Mining University, *Russia*

Modeling ideas of physical and chemical processes when using an anodic bonding for materials connection are developed. The kinetics of a charge accumulation in an electrode region in a dielectric is considered. The thickness of a charge layer, electric fields strength and value of the ponderomotive pressure providing connection of materials are calculated. It is shown that the necessary ponderomotive pressure resulting in a dielectric-to-conductor seal is normally about ten megapascal and the time required is about ten minutes.

The appearance of great pulling electric fields at anodic bonding process with a conductor surface to dielectric turns out to be possible due to the interlayer polarization developing in dielectric under the action of electric voltage. This results in a negative charge accumulation in a layer of small thickness beside anode. Thus applied electric voltage is distributed not through the whole thickness of a dielectric, but in fact is applied to a narrow area of the three-dimensional charge beside anode. Arising strong electric fields force the connected materials to unite. The physical and mathematical models for force characteristics of non-uniform electric field are developed. Dependences of parameters of anodic bonding junction on time are considered. The expressions allowing to choose well-founded time of formation of anodic bonding junction are obtained, intensity of electrostatic fields and forces in dynamics is calculated.

Research of a charge intermittence influence on electrostatic field strength has shown a considerable differences on small distances to the charged surface between carried out and traditional ways of calculation.

Key words: electric field, discrete charge, electric adhesion.