

12,13

## Давление силы Казимира на слой диэлектрика в структурах металл—диэлектрик—полупроводник

© Г.Л. Климчицкая, А.Б. Федорцов, Ю.В. Чуркин, В.А. Юрова

Северо-Западный государственный заочный технический университет,  
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: physics@nwpi.ru

(Поступила в Редакцию 28 февраля 2011 г.)

Проведены расчеты величины давления, создаваемого силой Казимира, на слой диэлектрика в структурах металл—диэлектрик—полупроводник, близких по параметрам к используемым в производстве полупроводниковых приборов. Установлено, что с уменьшением толщины диэлектрика в диапазоне от 80 до 40 nm давление силы Казимира возрастает на порядок и достигает десятков паскалей. Толщина слоя металла и наличие поверхностного слоя с высокой концентрацией носителей заряда в полупроводнике слабо влияют на расчетные значения казимировского давления.

Работа поддержана грантами № 16.740, 11.0144. П-184, П-898, 4232 АВЦП „Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2011 гг.)“ и ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России (на 2009–2012 гг.)“.

### 1. Введение

При создании нанoeлектромеханических устройств было обнаружено, что один из видов отказа таких устройств, а именно „схлопывание“, может происходить из-за воздействия дисперсионных сил [1,2]. Вместе с тем предпринимаются усилия для создания нанoeлектромеханических устройств, использующих дисперсионные силы [3,4]. Это побудило нас исследовать величину дисперсионных сил, действующих в наноразмерных структурах современной электроники. В качестве объекта исследования были выбраны структуры металл—диэлектрик—полупроводник (МДП-структуры). Такие структуры широко используются при создании интегральных схем, приборов с зарядовой связью, полевых транзисторов, конденсаторов [5,6]. Классической является МДП-структура на основе монокристалла кремния, покрытого слоем окисла кремния  $\text{SiO}_2$ , имеющая алюминиевую металлизацию. Хотя в настоящее время используются структуры и с другими диэлектриками (в том числе двухслойными), и с другими видами металлизации, в частности тугоплавкой, „классическая“ структура  $\text{Si/SiO}_2/\text{Al}$  продолжает использоваться практически и представляет хорошую модель для первых расчетов казимировского давления в МДП-структурах. Непосредственным стимулом для предпринятых нами исследований явилась тенденция последовательного уменьшения толщины слоя диэлектрика в используемых МДП-структурах, что позволяет снизить пороговые напряжения и энергопотребление устройств. Если для первых электронных приборов с МДП-структурой толщина слоя диэлектрика составляла примерно 200 nm, то сейчас достигнуты значения в 10–20 nm [5,7,8] и даже в 2 nm, что должно приводить к увеличению роли дисперсионных сил.

Общая формула для давления сил Казимира между двумя толстыми пластинами (полупространствами), выполненными из однородных материалов с диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon^{(1)}$  и  $\epsilon^{(2)}$ , находящимися в состояниях теплового равновесия при температуре  $T$  и разделенными щелью шириной  $a$ , заполненной материалом с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon^{(0)}$ , была получена достаточно давно [9]. Позже она была обобщена [10–13] на случай слоистых пластин, состоящих из произвольного числа однородных слоев с диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon^{(1_1)}$ ,  $\epsilon^{(1_2)} \dots$  и  $\epsilon^{(2_1)}$ ,  $\epsilon^{(2_2)} \dots$ . Формулы для многослойных систем нашли достаточно широкое применение в двух группах случаев. К первой группе относится исследование взаимодействия макротел через щель, заполненную жидкостью (см., например, работы [14–16]), а ко второй — исследование взаимодействия через вакуумную (воздушную) щель в зависимости от толщины пластин и слоев на них [4,11,17]. В сложных структурах, используемых в электронике, казимировское давление до настоящего времени не изучалось.

В настоящей работе мы рассматриваем казимировское давление на слой диэлектрика ( $\text{SiO}_2$ ), находящегося между металлом (Al) и полупроводником (Si), при различных концентрациях свободных носителей заряда в полупроводнике.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 кратко описываются общие формулы, применяемые для расчета казимировского давления в многослойных структурах. В разделе 3 приводятся модели, используемые для описания зависящих от частоты относительных диэлектрических проницаемостей для материалов рассматриваемой МДП-структуры. Раздел 4 содержит обсуждение полученных численных результатов.

## 2. Давление сил Казимира в многослойных структурах

Рассмотрим две пластины из проводящих материалов с диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon^{(1)}(\omega)$  и  $\epsilon^{(2)}(\omega)$  соответственно, отделенные друг от друга щелью шириной  $a$  с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon^{(0)}(\omega)$ . Тогда казимировское давление [9,18,19] между пластинами в состоянии теплового равновесия при температуре  $T$  (в градусах Кельвина) в современных обозначениях имеет вид [4,20]

$$P(a, T) = -\frac{k_B T}{\pi} \sum_{l=0}^{\infty} \left(1 - \frac{\delta_{l0}}{2}\right) \times \int_0^{\infty} k_{\perp} dk_{\perp} K_l^{(0)} \left\{ \left[ \frac{e^{2K_l^{(0)}a}}{r_{TM}^{(0,1)}(i\xi_l, k_{\perp}) r_{TM}^{(0,2)}(i\xi_l, k_{\perp})} - 1 \right]^{-1} + \left[ \frac{e^{2K_l^{(0)}a}}{r_{TE}^{(0,1)}(i\xi_l, k_{\perp}) r_{TE}^{(0,2)}(i\xi_l, k_{\perp})} - 1 \right]^{-1} \right\}, \quad (1)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $\delta_{l0}$  — символ Кронекера,  $\xi_l = 2\pi k_B T l / \hbar$  ( $l = 0, 1, 2, \dots$ ) — мацубаровские частоты,  $k_{\perp}$  — модуль проекции волнового вектора электромагнитной волны на плоскость, параллельную пластинам.

Коэффициенты  $r_{(TM,TE)}^{(n,n')}(i\xi_l, k_{\perp})$  в данном случае — это коэффициенты отражения Френеля для двух поляризацій падающей электромагнитной волны, значения которых вычисляются при мнимых значениях частоты

$$r_{TM}^{(n,n')}(i\xi_l, k_{\perp}) = \frac{\epsilon_l^{(n')} K_l^{(n)} - \epsilon_l^{(n)} K_l^{(n')}}{\epsilon_l^{(n')} K_l^{(n)} + \epsilon_l^{(n)} K_l^{(n')}}, \quad (2)$$

$$r_{TE}^{(n,n')}(i\xi_l, k_{\perp}) = \frac{K_l^{(n)} - K_l^{(n)'}}{K_l^{(n)} + K_l^{(n)'}}.$$

Здесь используется обозначение

$$K_l^{(n)} \equiv \sqrt{k_{\perp}^2 + \epsilon_l^{(n)} \frac{\xi_l^2}{c^2}}, \quad (3)$$

где  $c$  — скорость света в вакууме, причем значения диэлектрических проницаемостей вычисляются при мнимых значениях мацубаровской частоты  $\epsilon_l^{(n)} = \epsilon^{(n)}(i\xi_l)$ . Модели, используемые при вычислении  $\epsilon_l^{(n)}$  для различных сред, обсуждаются в следующем разделе.

Теперь предположим, что одна из пластин (для определенности первая) представляет собой слоистую структуру. К границе раздела примыкает слой толщиной  $d$  из материала с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon^{(1)}(\omega)$ , а остальная часть пластины выполнена из материала с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon^{(2)}(\omega)$ . При этом давление на щель, заполненную материалом с  $\epsilon^{(0)}$ , также определяется выражением (1), однако коэффициенты  $r_{TM}^{(0,1)}$ ,  $r_{TE}^{(0,1)}$  в этом выражении должны быть заменены

более сложными коэффициентами  $R_{TM}^I$ ,  $R_{TE}^I$ , которые имеют вид [4,10,11]

$$R_q^I(i\xi_l, k_{\perp}) = \frac{r_q^{0,1}(i\xi_l, k_{\perp}) + r_q^{(1,1,2)}(i\xi_l, k_{\perp}) e^{-2K_l^{(1)}d}}{1 + r_q^{(0,1)}(i\xi_l, k_{\perp}) r_q^{(1,1,2)}(i\xi_l, k_{\perp}) e^{-2K_l^{(1)}d}}. \quad (4)$$

Индекс  $q$  используется для обозначения ТМ- и ТЕ-составляющих электромагнитного поля, а коэффициенты отражения  $r_q^{(n,n')}$  и  $K_l^{(n)}$  определяются выражениями (2) и (3) соответственно. Если вторая пластина тоже имеет определенную слоистую структуру, то в выражении (1) аналогичным образом коэффициенты  $r_q^{(0,2)}$  заменяются на  $R_q^{II}$ .

## 3. Используемые модели диэлектрических проницаемостей

Чтобы рассчитать величину казимировского давления по формулам (1)–(4), необходимо знать значения диэлектрических проницаемостей соответствующих материалов вдоль мнимой оси частот. Для этого существуют различные методы, которые позволяют получить удобные приближенные формулы [4,20] на основе известных экспериментальных данных о вещественной и мнимой частях комплексного коэффициента преломления.

Для описания диэлектрической проницаемости алюминия мы выбрали простейшие модели, используемые в литературе для описания металлов [4,20]. Первая из них — модель Друде. В этой модели диэлектрическая проницаемость алюминия, образующего металлический слой МДП-структуры, определяется следующим выражением [4,20]:

$$\epsilon_{Al}^D(i\xi) = 1 + \frac{\omega_{p,Al}^2}{\xi(\xi + \gamma_{Al})}. \quad (5)$$

Здесь  $\omega_{p,Al}$  — плазменная частота, а  $\gamma_{Al}$  — параметр релаксации, равные 13 eV и 0.0645 eV соответственно [21].

Диэлектрическая проницаемость (5) не учитывает вклад межзонных переходов, который становится значительным при высоких частотах электромагнитного поля. В то же время посредством зависящего от температуры параметра релаксации она учитывает рассеяние энергии в процессах столкновения свободных электронов проводимости с ионами решетки.

Общеизвестно, что диэлектрическая проницаемость модели Друде (5) правильно описывает взаимодействие металлов с реальными электромагнитными полями достаточно низких частот и является прямым следствием классических уравнений Максвелла [22].

Известно, однако, что давление сил Казимира между двумя металлическими пластинами, вычисленное по формулам (1), (2) с диэлектрической проницаемостью (5), не согласуется с результатами точных измерений [23,24], проведенных в области расстояний

от 160 до 750 nm. Экспериментальные данные исключают теоретические предсказания, полученные с использованием модели Друде, с доверительной вероятностью более 95% [24]. В то же время результаты этих экспериментов согласуются с диэлектрической проницаемостью плазменной модели

$$\varepsilon_{\text{Al}}^p(i\xi) = 1 + \frac{\omega_{p,\text{Al}}^2}{\xi^2}, \quad (6)$$

которая получается из уравнения (5), если положить  $\gamma_{\text{Al}} = 0$ .

В классической электродинамике [22] плазменная модель рассматривается как приближенное описание, справедливое в области достаточно высоких (инфракрасных) частот электромагнитного поля, когда электрический ток является мнимой величиной и процессы столкновений свободных электронов практически не играют роли. Противоречия между предсказаниями теории Лифшица с использованием модели Друде и экспериментальными данными для казимировского давления между металлическими пластинами широко обсуждались в литературе [4,25], однако решение этой проблемы до сих пор не найдено. В связи с этим в настоящей работе мы проводим расчеты с использованием обеих моделей (5) и (6) диэлектрической проницаемости и сравниваем полученные результаты.

Диэлектрическая проницаемость кремния с концентрацией свободных носителей заряда до  $n \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (диэлектрический Si) хорошо описывается приближенной формулой [17]

$$\varepsilon_{\text{Si}}(i\xi) = 1.035 + \frac{10.73\omega_{\text{Si}}^2}{\xi^2 + \omega_{\text{Si}}^2}, \quad (7)$$

где частота  $\omega_{\text{Si}} = 6.6 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ . Применение приближенного выражения (7) для расчета сил Казимира в области расстояний порядка 100 nm приводит к погрешности менее 1% [4] по сравнению с непосредственным использованием экспериментальных данных для соответствующего комплексного показателя преломления [21].

При большой концентрации носителей заряда в инверсионном слое ( $n \geq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) диэлектрическая проницаемость кремния может быть описана с использованием модели Друде

$$\tilde{\varepsilon}_{\text{Si}}^D(i\xi) = \varepsilon_{\text{Si}}^*(i\xi) + \frac{\omega_{p,n}^2}{\xi(\xi + \gamma_n)} \quad (8)$$

или плазменной модели [26]

$$\tilde{\varepsilon}_{\text{Si}}^p(i\xi) = \varepsilon_{\text{Si}}(i\xi) + \frac{\omega_{p,n}^2}{\xi^2}, \quad (9)$$

где  $\varepsilon_{\text{Si}}(i\xi)$  описывается согласно (7).

Плазменная частота  $\omega_{p,n}$  связана с концентрацией  $n$  и эффективной массой  $m^*$  свободных носителей заряда

соотношением

$$\omega_{p,n} = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m^*}}. \quad (10)$$

Здесь  $e$  — заряд электрона. Параметр релаксации  $\gamma_n$  в уравнении (8) примерно равен 0.012 eV для электронов и 0.003 eV для дырок [4].

Для SiO<sub>2</sub>, образующего в рассматриваемой структуре диэлектрический слой, давление на который является предметом исследования, достаточно точное описание диэлектрической проницаемости вдоль мнимой оси частот дается с помощью двухосцилляторной модели [20,27]

$$\varepsilon_{\text{SiO}_2}(i\xi) = 1 + \frac{c_{\text{UV}}\omega_{\text{UV}}^2}{\omega_{\text{UV}}^2 + \xi^2} + \frac{c_{\text{IR}}\omega_{\text{IR}}^2}{\omega_{\text{IR}}^2 + \xi^2}. \quad (11)$$

Входящие в эту формулу параметры имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} c_{\text{UV}} &= 1.098, & \omega_{\text{UV}} &= 2.033 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}, \\ c_{\text{IR}} &= 1.703, & \omega_{\text{IR}} &= 2.88 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}. \end{aligned} \quad (12)$$

Используя выражения для диэлектрической проницаемости (5)–(12), мы можем вычислить казимировское давление (1) на слой диэлектрика в МДП-структурах на основе кремния.

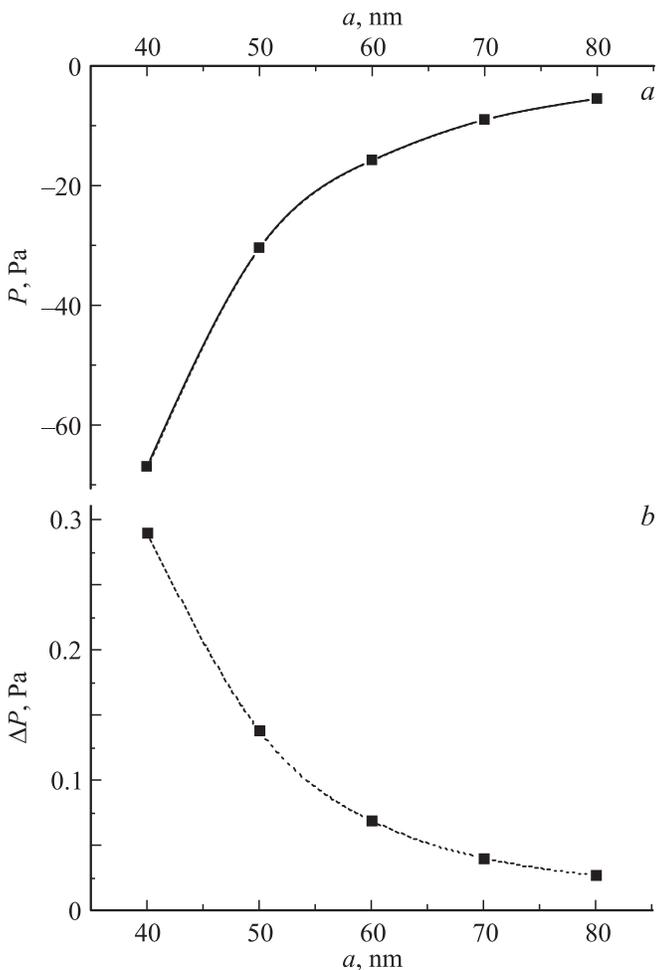
#### 4. Результаты расчетов казимировского давления на слой окисла

В настоящей работе проводилось теоретическое исследование величины казимировского давления на слой диэлектрика в МДП-структуре на основе кремниевой подложки. Слоем диэлектрика является диоксид кремния, сформированный на поверхности полупроводникового кремния методом термического окисления. Поверх диэлектрического слоя нанесен слой алюминия.

Вычисления проводились в компьютерной алгебраической среде Mathematica версии 5.0 компании Wolfram Research на базе процессора Intel Core 2 Duo с частотой 3 GHz.

Формально выражение для давления (1) представляет собой сумму бесконечного числа слагаемых, каждое из которых есть интеграл с бесконечно большим верхним пределом. Однако установлено [4], что результат с точностью до шести верных значащих цифр может быть получен, если при данной толщине слоя окисла  $a$  взять предел интегралов по  $k_{\perp}$  примерно равным  $15/a$ , а число членов суммы ограничить таким  $N$ , что  $\xi_N \approx 15\omega_c/\xi_T$ , где  $\omega_c = c/(2a)$  — характеристическая частота.

Рассмотрим сначала МДП-структуру со слоем диэлектрика (SiO<sub>2</sub>) толщиной  $a = 80 \text{ nm}$  при условии плоских энергетических зон, когда концентрация свободных носителей заряда области поверхности полупроводника такая же, как и в его объеме. Проведенные ранее



**Рис. 1.** а) Расчетная зависимость давления силы Казимира от толщины слоя SiO<sub>2</sub>, полученная с использованием плазменной модели описания диэлектрической проницаемости алюминия. б) Расчетная зависимость от толщины слоя SiO<sub>2</sub> разности значений давления силы Казимира ΔP, вычисленных с использованием плазменной модели и модели Друде для описания диэлектрической проницаемости алюминия.

исследования [17] показали, что для расчета сил Казимира кремниевую пластину толщиной более нескольких микрометров можно считать эквивалентной полупространству. В этом случае используются коэффициенты отражения (2) с  $\epsilon_l^{(n)} \equiv \epsilon_{\text{SiO}_2}(i\xi_l)$ . Толщина металлического слоя, составляющая 20–40 μm в современных МДП-структурах, также не должна оказывать существенного влияния на казимировское давление [25], так как она превышает глубину проникновения высокочастотного электромагнитного поля в металл  $\delta = c/\omega_p$ , которая для Al равна примерно 15 nm. Мы проверили это прямыми численными расчетами, используя для коэффициентов отражения на границе диэлектрик–металл выражение (4) с  $\epsilon_l^{(0)} \equiv \epsilon_{\text{SiO}_2}(i\xi_l)$ ,  $\epsilon_l^{(1)} \equiv \epsilon_{\text{Al}}(i\xi_l)$ ,  $\epsilon_l^{(12)} \equiv 1$  при различных толщинах металлического слоя d, равных 50 nm, 100 nm и 1 μm. Значения казимировского давления, полученные в результате наших расчетов с

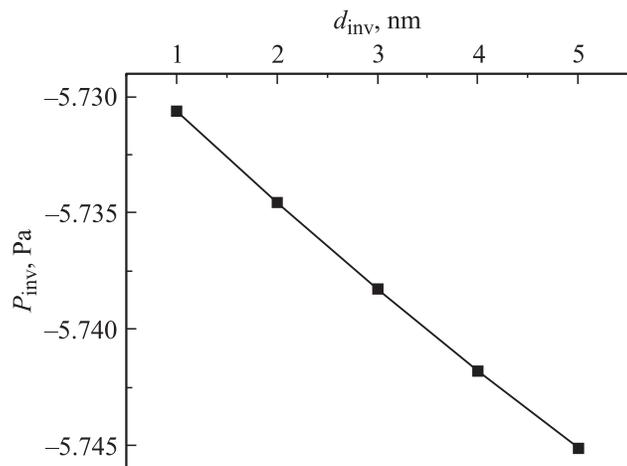
использованием плазменной модели диэлектрической проницаемости Al, составили соответственно –5.515, –5.517 и –5.517 Pa. При использовании модели Друде для описания Al рассчитанная величина казимировского давления при этих же толщинах металлического слоя составляет –5.489, –5.491, –5.491 Pa. Знак минус в соответствии с уравнением (1) отвечает силе притяжения.

Как видно из приведенных данных, увеличение толщины слоя Al при значениях более 100 nm уже не приводит к увеличению казимировского давления на слой SiO<sub>2</sub>, заключенный между алюминием и кремнием и имеющий толщину 80 nm. Уменьшение же толщины металлического слоя от 100 до 50 nm уменьшает давление всего на 0.03%. Расхождение результатов расчета дисперсионных сил с использованием рассмотренных моделей описания диэлектрической проницаемости веществ (плазменной модели и модели Друде) не превышает 0.5% — это весьма высокая точность вычислений для малых расстояний между объектами (рис. 1, a, b). Большие расхождения возникают при расстояниях между объектами свыше 100 nm.

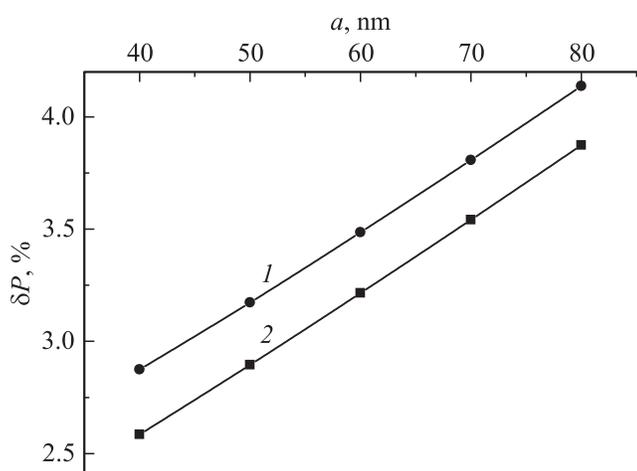
Следует отметить, что полученные значения казимировского давления на слой диэлектрика в МДП-структуре хорошо согласуются с результатами известных экспериментов по измерению сил Казимира. Так, эффективное давление между двумя золотыми пластинами, разделенными вакуумной щелью, измеренное в работе [23] с высокой точностью, составляет –1.1 Pa при ширине щели 162 nm. Поскольку с уменьшением расстояния это давление возрастает примерно обратно пропорционально четвертой степени расстояния  $a^{-4}$  [4,18–20], при рассматриваемой нами ширине щели a = 80 nm оно должно быть около 15 Pa. Золото и алюминий близки по своему влиянию на дисперсионные силы [21], а замена одной из золотых пластин на кремниевую [28] уменьшает силу Казимира примерно на 30%. Действительно, численный расчет показывает, что давление между алюминиевой и кремниевой пластинами, разделенными вакуумной щелью шириной 80 nm, равно –10.517 Pa при описании Al в рамках плазменной модели (6) и –10.482 Pa при использовании модели Друде (5).

Энергетические зоны полупроводника (кремния) на его границе с диэлектриком (диоксид кремния) обычно искривлены. Это может происходить как из-за наличия неподвижного (встроенного) заряда на границе раздела, так и из-за подачи напряжения на МДП-структуру. При этом поверхностный слой полупроводника может быть как обеднен подвижными носителями заряда, так и обогащен ими. Более того, при достаточной величине напряжения соответствующего знака может наблюдаться смена типа проводимости поверхностного слоя — инверсия. В этом случае тонкий поверхностный слой полупроводника может иметь весьма высокую концентрацию носителей заряда, которые для основного объема являются неосновными.

Мы исследовали возможное влияние слоя с повышенной концентрацией носителей заряда на величину



**Рис. 2.** Расчетная зависимость величины казимировского давления на слой  $\text{SiO}_2$  толщиной 80 nm от толщины слоя с повышенной концентрацией носителей заряда.



**Рис. 3.** Расчетная величина относительного казимировского давления в зависимости от толщины слоя  $\text{SiO}_2$  при толщинах слоя с повышенной концентрацией носителей заряда  $d_{inv} = 5$  (1) и 1 nm (2).

силы Казимира, действующей на диэлектрик в МДП-структуре. Расчет этого движения был проведен для концентрации электронов в обогащенном слое  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  при толщине слоя от 1 до 5 nm. На рис. 2 приведена расчетная величина казимировского давления  $P_{inv}$  на слой  $\text{SiO}_2$  толщиной 80 nm в зависимости от толщины поверхностного слоя с высокой концентрацией носителей заряда. Как видно из рисунка, при толщине такого слоя 1 nm относительное увеличение давления  $\delta P$  на слой диэлектрика составляет всего 3.9%, а при 5 nm оно составляет 4.15%.

Расчеты показывают, что при уменьшении толщины диэлектрического слоя роль поверхностного слоя с высокой концентрацией носителей заряда в увеличении казимировского давления падает. Для иллюстрации на рис. 3 приведена зависимость величины относительного

увеличения давления  $\delta P$  от толщины слоя диэлектрика  $a$  при двух толщинах обогащенного поверхностного слоя:  $d_{inv} = 1$  и 5 nm. Как видно из рисунка, при  $d_{inv} = 1 \text{ nm}$  величина  $\delta P$  уменьшается с 3.9 до 2.6%, а при  $d_{inv} = 5 \text{ nm}$  — с 4.1 до 2.9%. Этот результат хорошо согласуется с тем, что с ростом концентрации свободных носителей заряда в полупроводнике величина относительного увеличения давления  $\delta P$  изменяется больше, чем при увеличении расстояния между взаимодействующими телами, как это было обнаружено ранее [29].

## 5. Заключение

Выполнены расчеты давления дисперсионных сил на слой диэлектрика в МДП-структурах для толщин диэлектрика в диапазоне от 40 до 80 nm, т. е. для диапазона, в котором доминируют силы Казимира. Установлено, что в этом диапазоне при уменьшении толщины диэлектрика в 2 раза давление возрастает более чем на порядок: от 5–6 Pa почти до 70 Pa.

Анализ полученных результатов показывает, что толщина металлизации в диапазоне реально используемых величин не оказывает заметного влияния на результат. Наличие обогащенного поверхностного слоя зарядов вблизи границы полупроводник–диэлектрик изменяет величину казимировского давления всего на несколько процентов, причем независимо от знака зарядов.

Резкое (по степенному закону) возрастание величины дисперсионных сил с уменьшением толщины диэлектрика показывает, что представляет интерес проведение расчетов давления дисперсионных сил для еще более тонких слоев диэлектрика, например, менее 2 nm. Диэлектрик толщиной от 2.2 до 2.6 nm используется в МДП-диодах Шоттки с палладиевой металлизацией, предназначенных для регистрации водорода. В этом диапазоне можно ожидать рост величины дисперсионных сил на несколько порядков. Однако такие толщины относятся к переходной области действия сил Казимира и Ван-дер-Ваальса [4, 18–20]. Это требует использования более сложных моделей диэлектрических проницаемостей материалов МДП-структуры. Проведение расчетов давления дисперсионных сил для более тонких слоев диэлектрика является целью дальнейших исследований.

## Список литературы

- [1] E. Buks, M.L. Roukes. Europhys. Lett. **54**, 2, 220 (2001).
- [2] E. Buks, M.L. Roukes. Phys. Rev. B **63**, 033/402 (2001).
- [3] H.B. Chan, V.A. Aksyuk, R.N. Kleiman, D.I. Bishop, F. Capasso. Science **291**, 1941 (2001).
- [4] M. Borgad, G.L. Klimchitskaya, U. Mohideen, V.M. Mostepanenko. Advances in the Casimir effect Oxford University Press. Oxford (2009). 750 p.
- [5] В.П. Дьконов. Intel. Новейшие информационные технологии. Достижения и люди. СОЛОН-Пресс. М. (2004). 416 с.

- [6] В.П. Дьконов, А.А. Максимчук. Энциклопедия устройств на полевых транзисторах. СОЛОН-Р, М. (2002). 512 с.
- [7] Д.Г. Громов, А.И. Мочалов. Металлизация ультрабольших интегральных схем. Учебное пособие. БИНОМ. М. (2009). 277 с.
- [8] D. Ferry, L. Akers, E. Greeneich. Ultra large scale integrated microelectronics. Prentice Hall Inc. N.J., USA (1991). 304 p.
- [9] И.Е. Дзялошинский, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. УФН **73**, 381 (1961).
- [10] F. Zhou, L. Spruch. Phys. Rev. A **52**, 297 (1995).
- [11] G.L. Klimchitskaya, U. Mohideen, V.M. Mostepanenko. Phys. Rev. A **61**, 062 107 (2000).
- [12] M.S. Tomas. Phys. Rev. A **66**, 052 103 (2002).
- [13] C. Raabe, L. Knöll. Phys. Rev. A **68**, 033 810 (2003).
- [14] A. Milling, P. Mulvaney, I. Larson. Langmuir **13**, 3896 (1997).
- [15] S.-W. Lee, W.M. Sigmund. J. Colloid Interface Sci. **243**, 365 (2001).
- [16] I.N. Munday, F. Capasso, V.A. Parsegian. Nature **457**, 170 (2009).
- [17] A. Lambrecht, I. Pirozhenko, L. Duraffourg. Ph. Andreucci. Europhys. Lett. **77**, 44 006 (2007).
- [18] Ю.С. Бараш. Силы Ван-дер-Ваальса. Наука, М. (1988). 344 с.
- [19] В.М. Мостепаненко, Н.Н. Трунов. Эффект Казимира и его приложения. Энергоатомиздат, М. (1990). 432 с.
- [20] V.A. Parsegian. Van der Waals Forces. Handbook for biologists, chemists, engineers and physicists. Cambridge University Press. Cambridge (2005). 394 p.
- [21] M.A. Ordal, R.J. Bell, R.W. Alexander, Jr., L.L. Long, M.R. Querry. Appl. Opt. **24**, 4493 (1985).
- [22] М.М. Бредов, В.В. Румянцев, И.Н. Топтыгин. Классическая электродинамика. Наука, М. (1985). 400 с.
- [23] R.S. Decca, D. López, E. Fischbach, G.L. Klimchitskaya, D.E. Krause, V.M. Mostepanenko. Ann. Phys. (N.Y.) **318**, 37 (2005).
- [24] R.S. Decca, D. López, E. Fischbach, G.L. Klimchitskaya, D.E. Krause, V.M. Mostepanenko. Eur. Phys. J. C **51**, 963 (2007).
- [25] G.L. Klimchitskaya, U. Mohideen, V.M. Mostepanenko. Rev. Mod. Phys. **81**, 1827 (2009).
- [26] Handbook of optical constants of solids / Ed. E.D. Palik. Academic Press, N.Y. (1991). V. 2. 571 p.
- [27] L. Bergström. Adv. Colloid Interface Sci. **70**, 125 (1997).
- [28] F. Chen, U. Mohideen, G.L. Klimchitskaya, V.M. Mostepanenko. Phys. Rev. A **72**, 020 101 (2005).
- [29] F. Chen, G.L. Klimchitskaya, V.M. Mostepanenko, U. Mohideen. Phys. Rev. Lett. **97**, 170 402 (2006).