

РОЛЬ ВОЛНОВЫХ ЯВЛЕНИЙ В ПРОЦЕССЕ ОБРАБОТКИ КРИСТАЛЛОВ АЛМАЗА.

Пинтус С.М., Карасёв В.Ю., Гладченков Е.В.

Научно-производственное предприятие «Микроприбор». 121108, Москва, ул. Ивана Франко, 4

Тел/факс: (499) 146-1939

E-mail: murena11@bk.ru, karasev@mikropribor.ru, info@mikropribor.ru.

Поступила в редакцию:

АННОТАЦИЯ. Рассмотрены проблемы обработки алмаза при создании изделий микроэлектроники. Изложены основные положения новой физической модели волнового возмущения кристаллов алмаза при их механической обработке по специальным алгоритмам. Показана принципиальная возможность реализации волнового процесса при движении обрабатывающего инструмента по поверхности кристалла с точки зрения динамики сплошной изотропной среды. Рассмотрен механизм нанокластерного удаления материала и производство энтропии в условиях квантово-размерного поглощения волновой энергии, излучаемой системой источников. Получено соотношение, определяющее функциональную взаимосвязь между производством энтропии и средней величиной шероховатости обрабатываемой поверхности.

1. ВВЕДЕНИЕ

С интенсивным развитием современных технологий возрастает интерес к использованию кристаллов алмаза в электронике. За свои уникальные свойства (высокие значения твёрдости, теплопроводности, а также химической и радиационной стойкости и т.д.) он был объявлен «материалом двадцать первого века» [1]. С середины двадцатого столетия научный мир неоднократно пытался широко использовать кристаллы алмаза в приборах микроэлектроники. Но, как правило, дело ограничивалось созданием макетов и экспериментальных изделий. Для понимания причин подобной парадоксальной ситуации необходимо на наш взгляд учесть следующие обстоятельства.

Как известно, практически все исходные материалы микроэлектроники проходят (до стадии изготовления приборных структур) цикл предварительных операций. Обычно это механическая обработка, химико-механическая полировка, химическое травление, вакуумный отжиг и т.д. Эти основные этапы подготовки поверхности материалов отработаны и успешно применяются при создании промышленных микроэлектронных изделий.

Для алмаза характерна высокая стойкость к действию щелочей, кислот и других растворителей, поэтому технологический цикл подготовки поверхности кристаллов алмаза в основном ограничивается процессом ее финишной механической обработки алмазными инструментами различного типа [2]. Попытки

использования для финишной обработки поверхности алмаза методов термохимии и плазмохимии пока широкого распространения не получили.

Термохимическая обработка алмаза (растворение его в металлах переходной группы – железе, никеле – при температурах выше 900 К) не обеспечивает требуемых параметров поверхности при обработке плоскопараллельных алмазных пластин и применяется лишь для заточки алмазных скальпелей, применяемых в офтальмологии. Не обеспечивает удовлетворительных результатов и метод обработки алмаза в расплавах редкоземельных металлов (церия и лантана) при температурах вблизи 1500 К.

Другой потенциально возможный способ обработки – плазмохимическое травление – применительно к алмазу разработан пока недостаточно, в отличие от кремния и арсенида галлия. Усилия исследователей ряда стран (США, Великобритании, Италии, Франции, Японии) в настоящее время направлены на разработку методов травления алмаза в химически активной плазме [3 – 5]. Предпосылкой для этого является то, что со всеми газами, применяемыми в плазмохимии (водород, кислород, азот, фтор), углерод образует летучие соединения. Основной проблемой является необходимость достижения достаточно высокой скорости травления (порядка 30 мкм/час) и определения режимов полирующего травления, в результате которого исходная шероховатость поверхности не развивается, а сглаживается.

В настоящее время типичная скорость травления алмаза в плазме составляет 1 – 2 мкм/час, а наивысшая достигнутая скорость в исследовательских установках не превышает 10 мкм/час. Вероятно, более высокие скорости травления могут быть достигнуты в установках с плотной плазмой (порядка 10^{12} /см³) при интенсивной бомбардировке поверхности ионами с энергией порядка 300 кэВ и повышенной температуре кристалла (вплоть до 700-800 К). В кремниевой технологии такие режимы не применяются, т.к. высокая энергия ионов приводит к образованию дефектов в кремнии, а высокая температура поверхности не позволяет проводить анизотропное (направленное) травление.

Современные промышленные технологии механической обработки кристаллов алмаза основаны на повышенной чувствительности алмаза к ударным скалывающим нагрузкам и способности монокристаллов раскалываться под действием внешних сил по определенным кристаллографическим направлениям. Эти методы, как правило, характеризуются высоким уровнем механического давления на обрабатываемую поверхность и значительными постоянными

линейными скоростями обрабатывающего инструмента (см., например, [2]). Процесс обработки, в котором создаются такие условия, удовлетворительно описывается моделями Герца и Ауэрбаха [6]. Согласно этим моделям, разрушение приповерхностного слоя монокристаллов алмаза при их обработке происходит путем образования микросколов.

Данная технология обеспечивает достаточно высокие темпы изготовления целого ряда промышленных изделий (например, бриллиантов, алмазных наковален, теплоотводов для мощных полупроводниковых приборов и т.п.). Однако достигаемое качество поверхности, например алмазных пластин, не всегда удовлетворяют высоким требованиям современной микроэлектроники, поэтому использование их в процессах создания приборов нового поколения обычно затруднительно. В частности, подобные технологические проблемы весьма ощутимы при изготовлении совершенной алмазной оптики. Особенно это касается оптических систем, работающих в ультрафиолетовом диапазоне спектра [1].

Поиск и разработка новых эффективных методов обработки алмазных поверхностей должны способствовать более широкому применению кристаллов алмаза в различных областях науки и техники и других сферах деятельности человека.

Ранее [7] мы кратко сообщали об альтернативном способе прецизионной обработки кристаллов алмаза, основанном на принципе волнового возмущения их поверхностного слоя и, следовательно, всего объема материала. В этом случае используемое максимальное механическое давление на обрабатываемую поверхность алмаза может быть целенаправленно уменьшено (на порядок величины и более) относительно значений, используемых в стандартных технологиях. Также в работе [7] в общих чертах говорилось о возможности реализации механизма удаления материала из поверхностного слоя в виде нанокластеров.

В данной ситуации алмазные поверхности, обработанные до уровня их шероховатости 0,5 нм, оказались вполне пригодными для проведения на них процессов гетероэпитаксиального роста монокристаллических пленок кремния [8] для нужд современного приборостроения.

В настоящей работе мы более детально рассматриваем физическую концепцию волнового возмущения кристаллов алмаза в процессе их обработки с точки зрения динамики упругой сплошной среды. Развиваются представления о

механизме удаления материала из приповерхностного слоя алмаза в условиях квантово-размерного поглощения волновой энергии кристаллической решеткой обрабатываемого материала.

2. ОСНОВЫ ФИЗИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ВОЗМУЩЕННОГО СОСТОЯНИЯ ИЗОТРОПНОЙ УПРУГОЙ СРЕДЫ

В данном разделе проведен анализ возмущенного состояния упругой кристаллической среды для идеализированного объекта в форме прямоугольного параллелепипеда с размерами l_1, l_2, l_3 . Уровень представленной здесь модели ограничивается рамками линейной изотропной теории упругости.

2.1. Некоторые исходные определения, предположения и допущения

В данном рассмотрении объект считается неподвижным, а обрабатывающий инструмент совершает, в общем случае, комбинированное движение по одной из плоскостей (граней) параллелепипеда в соответствии с разработанным нами алгоритмом. Под термином «алгоритм» здесь понимается последовательность математических операций, с помощью которых задаются и контролируются параметры (режимы работы) инструмента. Не вдаваясь в детали, отметим, что применяемое программное обеспечение позволяет моделировать необходимые варианты вращательного и поступательного движений обрабатывающего инструмента, а также их комбинации. Кроме этого, алгоритм процесса обработки позволяет отслеживать суммарную силу прижима (F_S) инструмента ко всей контактной площади объекта. Заданная сила F_S является параметром, определяющим необходимую статическую нагрузку на поверхность алмаза.

В реальных условиях представляемого способа воздействия величина F_S автоматически поддерживается на определенном уровне. Этот уровень задается, исходя из значений давления на объект, заведомо не превышающих критическое напряжение хрупкого разрушения материала при движении обрабатывающего инструмента. Тем самым исключается нежелательная в данном случае возможность образования в поверхностном слое микротрещин и, следовательно, микросколов. По этой причине необходимый алгоритмический набор внешних нагрузок ограничен диапазоном локального упругого деформирования алмаза. Один из наиболее простых вариантов указанного алгоритма реализован нами ранее в способе специальной обработки материалов [9].

С целью приближения анализируемой ситуации к реальным условиям процесса обработки полагается, что грани объекта (кроме плоскости контакта с обрабатывающим инструментом) жестко закреплены.

В нашем случае, на финишной стадии обработки кристаллов надежно получаемая шероховатость их поверхности (0,5 – 1,0 нм), как правило, значительно меньше величины этой характеристики для обрабатываемого

инструмента. Средняя шероховатость инструмента зависит от размера и плотности распределения зерен связанного алмазного абразива по площади инструмента. С описанием некоторых типов алмазных инструментов можно ознакомиться, например в [10]. Параметры рельефа обрабатываемой поверхности в значительной мере определяются способом воздействия на кристалл и механизмом удаления материала из его приповерхностного слоя.

На этом этапе обработки возрастает степень пространственной дискретности взаимодействия инструмента с обрабатываемой поверхностью. Другими словами, механическое воздействие осуществляется только в местах соприкосновения выступающих зерен абразива движущегося инструмента с неровностями рельефа слабошероховатой обрабатываемой поверхности. Полагается, что размер всех контактирующих зерен в среднем одинаков, а их исходная форма аппроксимируется сегментом сферы. В этой ситуации статическую нагрузку удобнее характеризовать величиной силы P_z , действующей на единицу площади поверхности контакта в направлении оси z . Декартова система координат объекта задается следующим образом. Ось z направлена вглубь объекта перпендикулярно плоскости механического контакта (т.е. вдоль ребра l_3 параллелепипеда), а оси x и y (ребра l_1 и l_2 соответственно) лежат в этой плоскости, образуя с осью z правую тройку векторов. В развиваемом модельном представлении в данном разделе (если нет специальных оговорок) указанная поверхность объекта (до воздействия) считается идеально гладкой плоскостью xy .

Результатом воздействия отдельного зерна обрабатывающего инструмента является возникновение упругих деформаций, как самой поверхности контакта, так и прилегающей к ней некоторой области поверхностного слоя (области контактных деформаций). При этом, силу P_z с достаточной степенью точности можно определить как $P_z = \rho_g F_s$ (ρ_g – средняя поверхностная плотность распределения зерен абразива).

Допустим для определенности, что в начальный момент времени воздействия ($t = 0$) зерно абразива неподвижно. Следовательно, при наличии силы P_z распределение смещения среды (\mathbf{u}) в области контактных деформаций имеет статический характер, т.е. вектор $\mathbf{u} \equiv \mathbf{u}^0(P_z, x, y, z)$. На рис. 2.1(а) пунктирной линией обозначена условная граница сечения области контактных деформаций плоскостью, параллельной плоскости xz и проходящей через геометрический центр поверхности контакта (x_m, y_m) . Эта линия (на качественном уровне отображения) является геометрическим местом точек с равным значением деформации в указанном сечении деформированного объема поверхностного слоя. Выделенную на рис. 2.1(а) точку с координатами (x_m, y_m, z_m) , назовем центральной точкой контакта. Индекс $m = 1, 2, 3, \dots, M$ обозначает условный номер места расположения этой точки на плоскости xy . Заметим, что координата центральной точки z_m указана здесь для общности рассмотрения геометрии поверхности индивидуального контакта. При упругой деформации поверхности численное значение z_m не превышает величину постоянной кристаллической

решетки материала. Поэтому, далее для описания функций на самой поверхности контакта подразумевается предельный переход ($z \rightarrow 0$).

Центральная точка, как правило, является также центром координатной симметрии распределения $u^0(x, y, z \rightarrow 0)$ по самой поверхности контакта. Так, например, в случае поверхностной силы, сосредоточенной в точке (x_m, y_m) компоненты вектора деформации поверхности $u^0(x, y, z \rightarrow 0)$ обладают цилиндрической координатной симметрией [11]. Кроме того, теория [11] предсказывает гиперболическую зависимость вектора смещения точек поверхности от координат, убывающую от центральной точки.

Очевидно, что при надлежащем выборе величины P_z (в пределах диапазона нагрузок, удовлетворяющих условиям локального упругого деформирования материала отдельным зерном обрабатывающего инструмента) статические деформации плоскости xu должны достаточно резко стремиться к нулю за пределами границы поверхности контакта. С этой точки зрения каждую область контактных деформаций можно рассматривать как достаточно малый (по сравнению со средним расстоянием между двумя любыми центральными точками (m) и $(m + 1)$ соседних поверхностей контакта) упруго деформированный фрагмент поверхностного слоя (ПС).

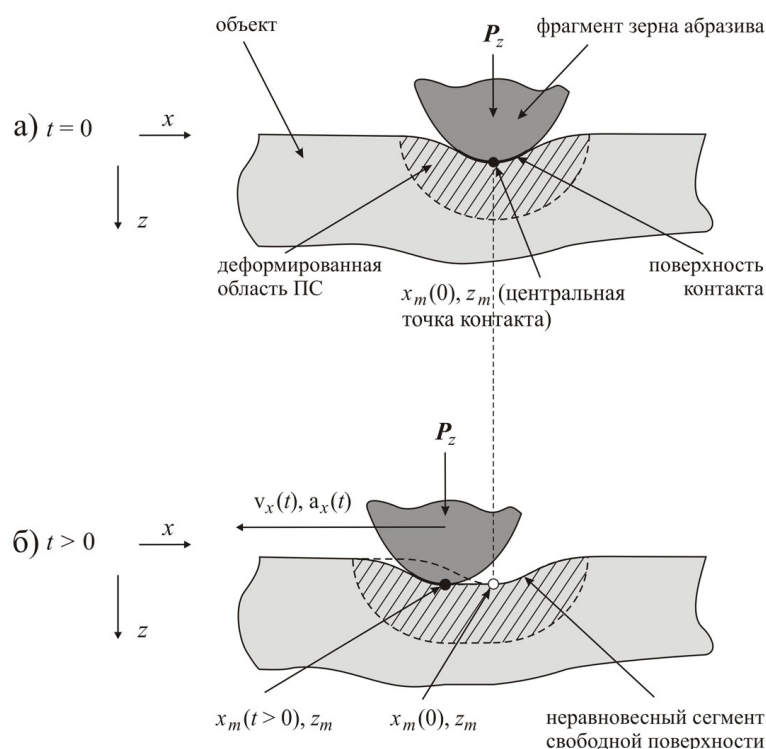


Рис. 2.1. Схематическое представление процесса локального взаимодействия обрабатывающего инструмента с объектом. Проекция сечения композиции объект – инструмент на плоскость xz . Ось y направлена в сторону наблюдателя. (а) – статическая ситуация взаимодействия ($t = 0$); (б) – начальная стадия динамического взаимодействия ($t > 0$). Движение зерна происходит в направлении от оси x к оси y . Величины $v_x(t)$, $a_x(t)$ – соответствующие компоненты векторов $\mathbf{v}(t)$ и $\mathbf{a}(t)$.

Деформационное состояние изолированной области контактных деформаций формируется под воздействием внешней поверхностной силы P_z и характеризуется тензором деформации u_{ij}^0 [11, 12, 13], определяемым через компоненты u_i^0 и u_j^0 вектора смещения упругой среды $\mathbf{u}^0(P_z, x, y, z)$ как:

$$u_{ij}^0 = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i^0}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j^0}{\partial x_i} \right). \quad (2.1)$$

Суммирование по тензорным и векторным индексам здесь производится согласно обычным правилам тензорного анализа [13]. При этом индексы i, j пробегает значения 1, 2, 3, т. е., $x_1 = x$, $x_2 = y$, $x_3 = z$, а $u_1 = u_x$, $u_2 = u_y$, $u_3 = u_z$ (надстрочный индекс «0» подразумевается). Приведенный тензор деформации (в обозначениях теории [11]) симметричен, а именно, $u_{ij}^0 = u_{ji}^0$. При этом, на поверхности контакта в статическом случае должно выполняться следующее условие равновесия:

$$P_z = \sigma_{zj}^0 n_j, \quad (2.2)$$

где n_j – компоненты единичного вектора, направленного по внешней нормали к поверхности контакта, т.е. в объем зерна обрабатывающего инструмента; σ_{zj}^0 – компоненты тензора внутренних напряжений, связанного с тензором (2.1) известным законом Гука. Далее, наличие в области контактных деформаций тензора деформации (2.1) закономерно обуславливает существование силы внутренних напряжений F_i^0 , действующей на единицу объема статически возмущенной среды. В теории упругости (см., например, [11, 14]) она определяется как дивергенция тензора напряжений σ_{ij}^0 :

$$F_i^0 = \frac{\partial \sigma_{ij}^0}{\partial x_j}. \quad (2.3)$$

При отсутствии внешних объемных сил уравнения равновесия статически деформированного тела (в нашем случае некоторого объема поверхностного слоя) определяются из условия $F_i^0 = 0$. Что касается внешних поверхностных сил (например P_z), то они входят в граничные условия типа (2.2) к уравнениям равновесия.

2.2. Динамика деформирования приповерхностного слоя. Уравнения движения возмущенной упругой среды.

При движении инструмента ($t > 0$) возмущающие деформации поверхностного слоя становятся функцией пространственных координат (x, y, z) и времени (t) , т.е. $\mathbf{u} \equiv \mathbf{u}(x, y, z, t)$. Процесс деформирования приобретает

динамический характер и может контролироваться вариацией феноменологических параметров перемещения инструмента по поверхности воздействия. Согласно общей концепции алгоритма комбинированного движения инструмента (п.2.1), центр инерции отдельно взятого зерна абразива должен перемещаться по траектории с переменной кривизной. Известно, что любое движение материальной точки по линии с переменным радиусом кривизны характеризуется векторами скорости $\mathbf{v}(t)$ и ускорения $\mathbf{a}(t)$. Вектор \mathbf{v} направлен по касательной к траектории, а вектор \mathbf{a} всегда направлен в сторону вогнутости кривой линии и составляет с направлением \mathbf{v} острый угол. В рассматриваемом случае оба эти вектора лежат в плоскости, параллельной поверхности воздействия xu . Очевидно, что все точки поверхности зерна, которая непосредственно контактирует с объектом, будут обладать подобными характеристиками движения. Эти характеристики связаны с параметрами движения центра инерции зерна обычными векторными соотношениями из классической механики. Однако, в силу малости площади поверхности индивидуального контакта (п.2.1), можно полагать, что перемещение всех ее точек (включая центральную точку) происходит по эквидистантным траекториям, т.е. может быть описано с помощью векторов $\mathbf{v}(t)$ и $\mathbf{a}(t)$, связанных с центром инерции зерна. Поскольку указанные характеристики траектории отдельного зерна являются заданными функциями времени, то они, собственно, и служат основой алгоритма движения всего инструмента.

Логично ожидать, что рассмотренное криволинейное движение зерна должно сопровождаться (в контакте с плоскостью xu) возникновением силы $\mathbf{P}_1(t) = k_1 \mathbf{a}(t)$, действующей на единицу площади поверхности контакта. Постоянный коэффициент пропорциональности k_1 является параметром и определяется, в основном, конструктивными и композиционными характеристиками используемого инструмента. Ясно, что внешняя сила

$$\mathbf{P}(x, y, t) = \mathbf{k} P_z(x, y) + \mathbf{P}_1(t) \quad (2.4)$$

представляет собой совокупный возмущающий фактор динамического и статического воздействия зерна инструмента на обрабатываемую поверхность объекта (\mathbf{k} – базисный вектор оси z , а компонента давления P_z записана в общем виде как функция координат x, y). Именно комбинация сил (2.4) в развиваемой динамической модели является источником деформации поверхности воздействия и объема приповерхностного слоя. Деформация самого зерна в этом

процессе определяется отдельно и здесь пока не рассматривается. Важно подчеркнуть, что в используемых нами вариантах алгоритмов воздействия обрабатывающего инструмента на объект численные значения силы $P_1(t)$ также (см. п.2.1) всегда соответствуют диапазону упругости деформационных характеристик алмаза.

Кроме силы $P_1(t)$, в случае криволинейного движения абразивного зерна инструмента возникает дополнительный возмущающий фактор чисто динамического воздействия на поверхность контакта – момент силы $P_1(t)$. В приближении малого (но конечного) размера площади поверхности контакта его можно записать в виде векторного произведения:

$$\mathbf{M}_1 = [\mathbf{P}_1(t)\mathbf{r}(t)], \quad (2.5)$$

где $\mathbf{r}(t)$ – мгновенное значение радиальной координаты точки приложения силы $P_1(t)$ относительно неподвижной оси z . Радиус - вектор $\mathbf{r}(t)$ как функция времени фактически описывает траекторию движения зерна по плоскости xy . В результате, приведенные выше рассуждения, можно представить в форме балансов сил и их моментов, действующих на поверхность контакта ($z \rightarrow 0$):

$$\frac{\partial \mathbf{p}_s}{\partial t} = \mathbf{P} - \mathbf{P}_2, \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{L}_s}{\partial t} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2. \quad (2.7)$$

В формулах (2.6), (2.7) введены обозначения:

$$\mathbf{p}_s(x, y, t) = k_2 \frac{\partial \mathbf{u}(x, y, t)}{\partial t}, \quad (2.8)$$

есть импульс, связанный со скоростью деформации поверхности контакта (коэффициент k_2 имеет размерность массы на единицу площади и зависит от кристаллографической ориентации плоскости xy , а также, в общем случае, от упругих констант материала); $\mathbf{P}_2(x, y, t)$ – векторное обозначение силы $\sigma_{ij} n_j$;

$$\mathbf{L}_s(x, y, t) = [\mathbf{p}_s(x, y, t)\mathbf{r}(t)], \quad (2.9)$$

есть момент импульса \mathbf{p}_s ; \mathbf{M}_2 – момент силы $\mathbf{P}_2(x, y, t)$, который записывается в форме аналогичной (2.5).

Очевидно, что в отличие от (2.2) уравнения (2.6), (2.7) описывают динамическое состояние деформируемой поверхности тела. С принципиальной точки зрения в них следует учесть силу трения скольжения и соответствующий ей

момент. Однако, поскольку коэффициент трения скольжения алмаза по алмазу достаточно мал (см., например, [6]), то на данном этапе рассмотрения модели этот фактор опускается. К выражениям (2.6) и (2.7) мы вернемся ниже при обсуждении граничных условий на поверхности динамического воздействия.

Динамическое деформационное состояние объема области контактных деформаций можно также описать по аналогии с п.2.1 посредством вектора $\mathbf{u}(x, y, z, t)$, тензора $u_{ij}(x, y, z, t)$ и силы $F_i(x, y, z, t)$ при условиях $t > 0, z > 0$.

Рассмотрим начальную стадию процесса динамического деформирования ограниченного объема поверхностного слоя. При малом смещении зерна абразива из положения покоя (т.е. в течение малого промежутка времени воздействия dt) сразу изменяются условия нагрузки плоскости xu в окрестности границы поверхности контакта. В направлении движения зерна по вектору $\mathbf{v}(t)$ ранее свободные от нагрузки участки поверхности подвергаются воздействию силы (2.4). В противоположном направлении наоборот образуются участки свободной поверхности ($\mathbf{P}(x, y, t) = 0$). Схематически это отображено на рис. 2.1(б). При этом во всех точках рассматриваемого объема соответственно изменяются компоненты вектора деформации на малую величину δu_i . Созданную смещением зерна кратковременную ситуацию, видимо следует рассматривать как неравновесное (метастабильное) напряженное состояние упруго деформированной среды. Следовательно, возникает возможность преобразования неравновесной энергии деформированного (возмущенного) объема в кинетическую энергию движения среды в виде работы сил внутренних напряжений $F_i(x, y, z, t)$ по восстановлению локального равновесия. Используя для такой работы стандартное определение δR [11], указанное энергетическое преобразование в данном случае должно выражаться как:

$$\delta R = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \delta u_i = \rho \frac{1}{2} \delta \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} \right)^2, \quad (2.10)$$

где ρ – плотность алмаза, которая в случае малых деформаций, считается равной своей величине для недеформированного кристалла. Третий член равенства (2.10) представляет собой малое изменение объемной плотности кинетической энергии движения среды. Он записан в виде вариации последней по компонентам u_i . Из второго равенства (2.10) следует соотношение:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad (2.11)$$

при получении которого, применено определение вариации по параметру u_i т.е., $\delta \dot{u}_i^2 = (\partial \dot{u}_i^2 / \partial u_i) \delta u_i$. Выражение (2.11) – известный в теории упругости общий вид уравнений движения среды при отсутствии внешних объемных сил. Полученный результат подтверждает достаточную корректность приведенных выше рассуждений по поводу динамики возмущенного состояния объема поверхностного слоя.

В частном случае изотропной упругой среды, уравнения (2.11) можно записать в следующей векторной форме [11, 14]:

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = \frac{E}{2(1+\nu)} \Delta \mathbf{u} + \frac{E}{2(1+\nu)(1-2\nu)} \text{grad div } \mathbf{u}, \quad (2.12)$$

где E , ν – адиабатические значения модуля Юнга и коэффициента Пуассона соответственно; Δ – трехмерный дифференциальный оператор Лапласа. Известно, что вектор $\mathbf{u}(x, y, z, t)$ можно представить, как $\mathbf{u} = \mathbf{u}_L + \mathbf{u}_T$. Такое разложение позволяет разделить смещение среды на два вида: либо растяжение (сжатие) материала (индекс L), либо чистый сдвиг без изменения объема среды (индекс T). Это означает, что $\text{rot } \mathbf{u}_L = 0, \text{div } \mathbf{u}_T = 0$. Согласно анализу [11,14], использование подобных условий преобразует (2.12) к виду:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}_L}{\partial t^2} = v_L^2 \Delta \mathbf{u}_L, \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}_T}{\partial t^2} = v_T^2 \Delta \mathbf{u}_T, \quad (2.14)$$

где использованы обозначения:

$$v_L = \left[\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.15)$$

$$v_T = \left[\frac{E}{2\rho(1+\nu)} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.16)$$

Видно, что выражения (2.13), (2.14) представляют собой однородные волновые уравнения для продольных и поперечных упругих колебаний соответственно, а формулы (2.15), (2.16) определяют скорости их распространения (скорости звука).

Таким образом, уже на начальной стадии процесса локального динамического деформирования поверхности объекта, в объеме его поверхностного слоя могут возникать волновые колебания упругой среды. Очевидно, что генерация волн будет сохраняться в течение всего времени воздействия на плоскость xu в соответствии с уравнениями (2.6), (2.7) и (2.13), (2.14).

Уравнения (2.13) и (2.14) допускают решения методом функции Грина при заданных начальных и граничных условиях [15]. В указанном случае закрепления прямоугольного параллелепипеда (п.2.1) справедливы следующие условия (краевая задача):

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= \mathbf{f}_0(x, y, z) \quad \text{при} \quad t = 0, \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} &= \mathbf{f}_1(x, y, z) \quad \text{при} \quad t = 0, \\ \mathbf{u} &= 0 \quad \text{при} \quad x = 0, x = l_1, y = 0, y = l_2, z = l_3, \\ \mathbf{u} &= \mathbf{g}(x, y, t) \quad \text{при} \quad z \rightarrow 0. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Искомое решение для произвольного типа колебаний (продольных или поперечных), распространяющихся с соответствующей скоростью v , имеет вид [15]:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}(x, y, z, t) &= \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{l_1} \int_0^{l_2} \int_0^{l_3} \mathbf{f}_0(\xi, \eta, \zeta) G(x, y, z, \xi, \eta, \zeta, t) d\xi d\eta d\zeta + \\ &+ \int_0^{l_1} \int_0^{l_2} \int_0^{l_3} \mathbf{f}_1(\xi, \eta, \zeta) G(x, y, z, \xi, \eta, \zeta, t) d\xi d\eta d\zeta + \\ &+ v^2 \int_0^t \int_0^{l_1} \int_0^{l_2} \int_0^{l_3} \mathbf{g}(\xi, \eta, \tau) \left[\frac{\partial}{\partial \zeta} G(x, y, z, \xi, \eta, \zeta, t - \tau) \right]_{\zeta=0} d\xi d\eta d\tau, \end{aligned} \quad (2.18)$$

где

$$\begin{aligned} G(x, y, z, \xi, \eta, \zeta, t) &= \frac{8}{v l_1 l_2 l_3} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{\lambda_{nmk}} \sin(\alpha_n x) \sin(\beta_m y) \sin(\gamma_k z) \times \\ &\times \sin(\alpha_n \xi) \sin(\beta_m \eta) \sin(\gamma_k \zeta) \sin(v t \lambda_{nmk}), \end{aligned} \quad (2.19)$$

есть функция Грина, соответствующая краевой задаче (2.17). В (2.19) обозначено:

$$\alpha_n = \frac{n\pi}{l_1}, \quad \beta_m = \frac{m\pi}{l_2}, \quad \gamma_k = \frac{k\pi}{l_3}, \quad \lambda_{nmk} = \sqrt{\alpha_n^2 + \beta_m^2 + \gamma_k^2}. \quad (2.20)$$

В третьем слагаемом (2.18) фигурирует граничное условие для $z \rightarrow 0$. Следовательно, волновая функция существенно зависит от динамических граничных условий (2.6), (2.7) а значит и от алгоритма движения инструмента.

2.3. Особенности возмущенного состояния упругой среды при наличии системы источников волн.

Известно, что анализ характеристик волнового поля, возбуждаемого какой-либо системой источников, базируется на эффектах, связанных с взаимодействием волн, генерируемых отдельными излучателями. Так в классической теории волновых явлений процедура описания подобного рода взаимодействий сводится к задаче о нахождении пространственной структуры волнового поля, создаваемого группой излучателей (см., например, [16]). Как правило, эти группы представляют собой пространственные системы, состоящие из N малых неподвижных излучателей сферических волн одинаковой интенсивности. В традиционных аналитических вариантах решений указанной задачи обычно рассматриваются плоские системы с геометрически регулярным расположением излучателей (линейный периодический ряд, прямоугольная сетка, периодически заполненная окружность и т.п.). В этих решениях стационарное волновое давление, создаваемое всеми N источниками в любой точке рассматриваемого пространства, зависит от N и определяется обычным процессом суперпозиции волн, испускаемых отдельными излучателями с учетом их фазовых соотношений.

В рамках представляемой нами модели возмущенного состояния среды, на обрабатываемой поверхности объекта функционирует специфическая система источников акустических колебаний. Основной физической особенностью этой системы (в отличие от пространственных регулярных групп неподвижных излучателей) является то, что источниками волн в ней являются динамически деформируемые области поверхностного слоя (область контактных деформаций, п.2.2). Причем, процесс деформирования областей приповерхностного слоя непосредственно обусловлен параметрами траекторий перемещения контактирующих зерен абразива, т.е., заданным алгоритмом движения инструмента. Каждая траектория (из всего в общем случае статистического ансамбля) характеризуется мгновенными значениями не только скорости $\mathbf{v}(t)$, но и ускорения $\mathbf{a}(t)$ (п.2.2). Следовательно, данное суммарное возмущение среды (в каждый момент времени) представляет собой коллективное импульсное воздействие на плоскость объекта xy .

Иначе говоря, генерация волн закономерно происходит в течение всего процесса ускоренного, синхронного перемещения (в пределах границ плоскости xy параллелепипеда) совокупности зерен инструмента, непосредственно контактирующих с объектом. Поэтому такую систему источников, видимо, можно также рассматривать, как динамическое множество импульсных возмущающих волновых излучателей, распределенных по поверхности взаимодействия инструмента с кристаллом. В математическом представлении это импульсное воздействие для изолированной траектории выражается формулами (2,6 – 2,8). В первом приближении аналогичный вклад в процесс возмущения вносят и другие траектории из заданного алгоритмом их ансамбля.

Для рассмотрения особенностей структуры волнового поля, которая формируется в указанном режиме импульсного воздействия, мы воспользовались оригинальной микроскопической концепцией [17,18], учитывающей фотон-фононные взаимодействия при формировании высокодисперсных кристаллических сред. Согласно этой концепции, взаимодействие волн (волновых потоков) с противоположно направленными волновыми векторами (или имеющими такие составляющие) может приводить к дискретному поглощению волновой энергии в малом объеме кристалла за малое время и образованию суперконденсатов.

В нашем случае суперконденсаты образуются в процессе концентрирования волновой энергии в результате взаимодействия волн, распространяющихся от каждого источника с изменением их амплитуды и частоты (т.е. путем обмена энергией, что принципиально отличается от обычной суперпозиции волн). Последнее особенно важно, поскольку, даже при относительно небольших возмущениях на поверхности воздействия достигается значительный уровень локальной энергонапряженности волнового поля во всем объеме кристалла, включая поверхностный слой.

Возникновение системы суперконденсатов весьма перспективно для приповерхностного слоя объекта, т.к. там развиваются процессы удаления материала при обработке. Наличие «короткоживущих» суперконденсатов в основном объеме кристалла может приводить в конечном итоге к целенаправленной, позитивной трансформации исходной кристаллической структуры материала (см. например, [19]).

В нашей модели предполагается, что концентрация волновой энергии начинается в отдельных микрообластях (доменах) поверхностного слоя и

объёма. Здесь под доменом понимается особый элемент пространственно-временной энергетической структуры возбужденного кристалла, в котором реализуется интенсивное взаимодействие волн (области схождения встречных волновых потоков). Геометрически центры доменов, в общем случае, должны совпадать с местоположениями суперконденсатов. В частности, для поверхностного слоя объем домена V_d ограничен условной поверхностью с площадью Σ_1 в кристалле, а его свободная поверхность с площадью Σ_2 совпадает с поверхностью воздействия. Заметим, что здесь эта поверхность всегда характеризуется некоторым рельефом (в отличие от идеализированного представления п.п. 2.1, 2.2). В основном объеме кристалла домен замкнут сферической поверхностью. По сути домен – это упруго возмущенная (за малый промежуток времени) область кристаллической среды, окружающая каждый суперконденсат.

Процесс взаимодействия волн в объеме V_d сопровождается возбуждением фононной подсистемы домена и контролирует характер поглощения волновой энергии кристаллической средой. Для образования суперконденсата необходимо, чтобы вся порция волновой энергии (E_e), подводимая к объему V_d через поверхность, например Σ_1 , за время волнового возбуждения Δt поглощалась его атомами не равномерно, а максимально концентрировалась в центральной части домена (квантовый характер поглощения волновой энергии).

По аналогии с [17], эффект квантово – размерного поглощения волновой энергии при обработке кристаллов алмаза может быть рассмотрен в рамках следующего сценария. Во-первых, на фронтах N_i^c упругих акустических волн, сходящихся в объеме V_d , происходит возбуждение оптических фононных мод, приводящих к рождению виртуальных фотонов (N_i^c - число когерентных поверхностных источников волн). Распространяясь через объем домена, такие фотоны могут передавать свою энергию симметрично расположенным участкам фронтов других волн, что приведет к существенному увеличению частоты возбуждаемых на них оптических фононов. Эти участки, в свою очередь, испустят новые виртуальные фотоны, но уже с большей частотой и т. д. Во-вторых, такой процесс, повторяясь многократно по мере сближения фронтов упругих волн, приведет к существенному увеличению энергии домена за счет фононной фокусировки.

Критическая ситуация в процессе концентрирования волновой энергии реализуется, когда расстояние между фронтами сходящихся акустических волн

($2r_c$) становится соизмеримым с длиной волны виртуального фотона с частотой ω_D (порядка $2 \cdot 10^{14}$ рад с⁻¹ для алмаза). Амплитуда колебаний атомов приближается к параметру элементарной ячейки a_0 алмаза ($a_0 = 0,356$ нм). При этом за время Δt виртуальный фотон должен пройти расстояние $2r_c$ и вернуться обратно в колеблющуюся точку. Следуя логике [19], критический эффективный радиус домена r_c для поверхностного слоя и основного объема можно оценить как:

$$r_c \approx \frac{c_d}{4} \Delta t = \frac{\pi c_d}{2 \omega_D \omega(E_e)}, \quad (2.21)$$

где $\omega(E_e)$ - вероятность трансформации волновой энергии E_e в энергию поля оптических фононов ($E_{ph}(\omega_D)$) с частотой ω_D и, следовательно, в энергию суперконденсаторов (W_{sc}); c_d - скорость света в алмазе ($1,24 \cdot 10^8$ м с⁻¹). Энергетический баланс для процесса такой трансформации в одном домене можно записать следующим образом:

$$\omega(E_e) E_e(\omega_D, N_i^c) V_{dc} = W_{sc}, \quad (2.22)$$

где V_{dc} - критический объем домена, определяемый радиусом (2.21); $E_e(\omega_D, N_i^c) \equiv E_e$ - средняя объемная плотность волновой энергии, подводимая к домену от системы источников. Детальный анализ функции $E_e(\omega_D, N_i^c)$ выходит за рамки данной работы. Однако отметим, что при определенных допущениях она пропорциональна величине $\rho a_0^2 \omega_D^2 (N_i^c)^2$.

Энергия W_{sc} фигурирует в (2.22) как виртуальное электромагнитное возбуждение некоторого атомного ядра, находящегося в центре домена и состоящего из N_n нуклонов [18]. В отличие от идеологии [17,18], в нашем случае возмущенной сплошной среды с доменами, целесообразнее определять W_{sc} как энергию вырожденного нейтронного ферми - газа из [20,21]:

$$W_{sc} = \frac{3 \hbar^2 (3\pi^2)^{\frac{2}{3}}}{10 m_n} \left(\frac{N_n}{V_{dc}} \right)^{\frac{2}{3}} N_n, \quad (2.23)$$

где \hbar - постоянная Планка, m_n - нейтронная масса. Для реализации условия (2.22) (случай «жесткого» концентрирования энергии [18,19]) в (2.23) достаточно полагать $N_n \approx 1$ (концентрация энергии на одном нуклоне). Тогда для домена сферической формы с учетом (2.21) формула (2.23) принимает вид:

$$W_{sc}(N_n \approx 1) = A W_n (\omega(E_e))^2, \quad (2.24)$$

где $A = (3/5)(3/\pi)^{\frac{5}{3}}$, $W_n = ((\hbar \omega_D)^2 / 2 m_n c_d^2)$ – энергия отдачи нуклона при поглощении (испускании) фонона с частотой ω_D . Выражения (2.21,2.22,2.24) позволяют найти вероятность $\omega(E_e)$:

$$\omega(E_e) = \left(\frac{E_e V_m}{A W_n} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (2.25)$$

где $V_m = (\pi^4 c_d^3 / 6 \omega_D^3)$ есть величина V_{dc} , при $\omega = 1$.

3. ПРЕДПОЛАГАЕМЫЙ МЕХАНИЗМ УДАЛЕНИЯ МАТЕРИАЛА ИЗ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ АЛМАЗА.

Процесс формирования морфологии обрабатываемой поверхности алмаза, в рамках модели (р.2), рассмотрим следующим образом. При «взрыве» суперконденсата, т.е. при спонтанном его самоуничтожении, энергия W_{sc} (вероятнее всего в виде виртуальных γ - квантов [19]) будет передаваться атомам окружающей среды. Такой обратный процесс рассеяния электромагнитной энергии может приводить к разрыву межатомных связей на некоторой поверхности площадью Σ_3 ($\Sigma_3 < \Sigma_1$) в домене поверхностного слоя. Вследствие этого, возникает реальная возможность удаления материала из поверхностного слоя в виде отдельных кластеров (агрегатов) объемом $\Omega(\Sigma_3)$ как приблизительно показано на рис. 3.1. Для описания процессов релаксации в оставшемся объеме возмущенного домена необходимы дополнительные исследования.

Эффективный радиус кластера (r_{eff}) можно оценить из условия, при котором вся порция энергии оптических фононов, сконцентрированная в объеме Ω , расходуется на образование новой поверхности Σ_3 :

$$r_{eff} = \frac{\Omega}{\Sigma_3} = \frac{\gamma_s}{\omega(E_e) E_{ph}(\omega_D)}, \quad (3.1)$$

где $E_{ph}(\omega_D) = 3(K-1)\hbar \omega_D / a_0^3$ (здесь $K = 8$ - число атомов в элементарной ячейке алмаза) [18], γ_s - средняя величина поверхностной энергии в расчете на единицу площади.

При усреднении этой энергии по ее значениям для основных кристаллографических граней алмаза использованы данные из [22]. В наших условиях алгоритмического воздействия на алмаз (п. 2.2) расчетная величина

r_{eff} находится, как правило, в нанометровом диапазоне (5 - 10 нм). Поэтому, удаляемые агрегаты можно охарактеризовать как нанокластеры.

Отметим, что в морфологических мотивах рельефа реальных поверхностей, обработанных последовательно от уровня их шероховатости 4,43 нм до 0,52 нм в условиях когерентного волнового возбуждения, надежно наблюдаются мелкие детали высотой $(15 \div 3)$ нм соответственно [7,8]. В специальных условиях обработки шероховатость может достигать величины 0,2 нм. При этом максимальная высота неровностей не превышает 60 нм. Напомним, что длина зародышевой трещины (например, трещины Гриффитса (Griffith A.A.)) составляет порядка 1 мкм [14,17].

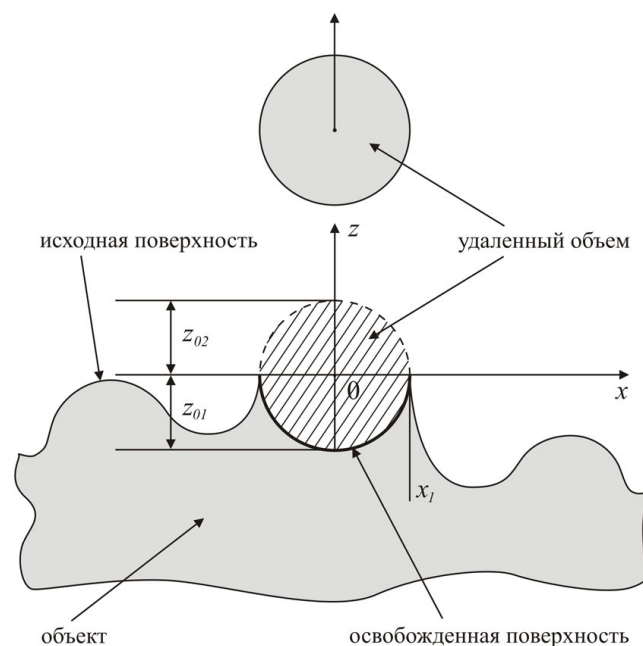


Рис. 3.1. Схематическое представление процесса кластерного удаления материала из приповерхностного слоя. Координата x_1 соответствует размеру кластера по горизонтали. Обозначения z_{01} и z_{02} предполагают существование формы кластера, отличной от сферической. Стрелка на удаленном объеме обозначает направление перемещения кластера в атмосферу.

Поскольку, образование нанокластеров является, по сути, необратимым релаксационным процессом, то имеет смысл рассмотреть его дополнительно с точки зрения неравновесной термодинамики. Для этого следует определить часть производства энтропии, которая контролирует перенос вещества в системе. Скорость производства энтропии (см., например, [23]) на единицу

площади поверхности объекта Σ_0 (р.2), в нашем случае, запишем, с учетом (3.1) как:

$$\frac{d_i S}{dt} = X J = \frac{3(K-1)\omega \hbar \omega_D \Omega}{a_0^3 T} \frac{d}{dt} \left(\frac{\iint_{\Sigma_0} \Delta |z(x,y,t) - z_{mean}(t)| dx dy}{\Omega \Sigma_0} \right), \quad (3.2)$$

где X (дробь перед производной) – термодинамическая сила (химический потенциал на единицу абсолютной температуры T), определяющая плотность потока кластеров; J (производная по времени от скобки); $z(x,y,t)$ – высота неровностей рельефа (случайная функция координат), отсчитываемая от ее среднего по площади объекта уровня ($z_{mean}(t)$). Интеграл определяет изменение среднего удаленного объема ($\Delta \bar{V}$) за некоторое время $\Delta \tau$.

Из (3.2) следует, что $J = d(\Delta \bar{V})/\Sigma_0 \Omega dt = (dn_{nc}(t)/dt) = (d^2 R_a(t)/\Omega dt^2) \Delta \tau$ (здесь по определению $R_a(t)$ – средняя шероховатость поверхности, $n_{nc}(t)$ – среднее число удаляемых нанокластеров на единицу площади Σ_0).

Поскольку химический потенциал при отклонении системы от равновесия есть положительно определенная величина [23], а $R_a(t)$ – убывающая функция времени воздействия на объект [7] (вторая производная по времени > 0), то в целом скорость производства энтропии положительна. Таким образом, процесс кластерообразования становится термодинамически выгоден.

Более глубокий физический смысл величины X можно выяснить, привлекая представления нелокальной версии термодинамики [24,25]. В частности, интересен параметр $T/\Delta T$, интерпретируемый как число энергетических уровней в макроячейке, где ΔT – квантовая флуктуация температуры при постоянной энтропии. В нашем кластерном варианте (где при возмущении системы имеет место процесс концентрирования энергии убывания энтропии), этот параметр, видимо можно отождествить с числом оптических фононов $3(K-1)\Omega/a_0^3$ (см. (3.1)) в объеме $\Omega(\Sigma_3)$. Тогда, полагая $\omega_D = 2\pi/\omega \Delta t$ (как в (2.21)), $\Delta t = 2\pi \hbar/k_B \Delta T$ (k_B – постоянная Больцмана) [26], получим $X = k_B$ (квант энтропии [24]). Поэтому, формула (3.2) в дискретном представлении ($\Delta_i S = k_B \Delta n_{nc}$), отражает квантовый характер как самой энтропии, так и ее производства. При $\Delta \tau = \Delta t$, соотношение $\Delta_i S = k_B \Delta^2 R_a(t)/\Omega$ выявляет фундаментальную связь производства энтропии с динамикой формирования морфологии обрабатываемой поверхности.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В основу представленного в данной работе метода механической обработки алмаза положена концепция о возможности реализации волновых процессов и квантово-размерных эффектов поглощения энергии в возмущенной упруго деформированной изотропной среде. Источниками волн в нашем методе являются динамические области контактных деформаций, которые формируются при движении обрабатывающего инструмента по заданному алгоритму. Целенаправленно создаваемые специальные условия статического и динамического нагружения обрабатываемой поверхности позволяют исключить нежелательные процессы образования на ней микротрещин и микросколов.

В сформулированных модельных условиях когерентного волнового воздействия на поверхность обрабатываемого кристалла алмаза формируется динамическая пространственно-временная (доменная) энергетическая структура во всем объеме алмаза за счет дискретного поглощения волновой энергии, излучаемой системой источников. При этом в доменах возникает особое высокоэнергетическое состояние возбужденной фононной подсистемы кристаллической упругой среды. Это неравновесное состояние может релаксировать в виде выброса нанокластеров из приповерхностного слоя объекта (например, за счет значительных квантовых термофлуктуаций). Показано, что в этом случае, производство энтропии приобретает квантовый характер и однозначно связано с величиной средней шероховатости обрабатываемой поверхности.

Разработанная модель «разрушения» приповерхностного слоя при обработке алмаза позволяет адекватно описывать процесс формирования морфологии поверхности, на которой достигается рекордный уровень шероховатости (0.2 – 0.5 нм), а так же эффективно управлять режимами технологии обработки алмаза.

Авторы надеются, что изложенная в работе новая физическая модель волнового возмущения кристаллов алмаза при их механической обработке позволит пересмотреть традиционную идеологию их обработки и определить перспективные пути создания новых оригинальных изделий микроэлектроники на основе этого удивительного материала.

Авторы выражают благодарность Пинтусу Е.С. за помощь в оформлении иллюстраций. Особая благодарность Львову С.А. за плодотворные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алмаз в электронной технике: Сб.ст. / Отв. ред. В.Б. Квасков. М.: Энергоатомиздат. 1990. 248 с.
2. Епифанов В.И., Песена А.Я., Зыков Л.В. Технология обработки алмазов в бриллианты. М.: Высшая школа. 1976. 319 с.
3. Leech P.W., Reeves G.K., Holland A., Reactive ion etching of diamond in CF_4 , O_2 , O_2 and Ar-based mixtures // J. Mater. Sci. 2001. V. 36. P. 3453-3462.
4. Ando Y., Nishibayashi Y., Kobashi K., et al., Smooth and high-rate ion etching of diamond // Diamond and Related Materials. 2002. V. 11. P. 824-829.
5. Enlund J., Isberg J., Karlsson M., et al., Anisotropic dry etching of boron doped single crystal CVD diamond // Carbon. 2005. V. 43. P. 1839-1853.
6. Jeynes C., A proposed diamond polishing process // Philosophical Magazine A. 1983. V. 48. № 2. P. 169-197.
7. В. Ю. Карасев, В.Д.Крюков, С. М. Пинтус, М. Г. Кузнецов, А. А. Лыков, Б.А. Белов. МИКРОЭЛЕКТРОНИКА, 2006, том 35, №5, с. 359-366.
8. В. Ю.Карасев, В.Д.Крюков, М. Г. Кузнецов, С. М. Пинтус, М. А. Ламин, О. П. Пчеляков, Л.В.Соколов. МИКРОЭЛЕКТРОНИКА, 2005, том 34, №1, с. 37-42.
9. В.Ю. Карасев. Заводская лаборатория, 1989, т. 55, № 5, с.40-43.
10. И.Х. Чеповецкий. Основы финишной алмазной обработки. Киев.: Наукова думка, 1980. 464 с.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая Физика, т.VII. Теория упругости. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. 264 с.
12. Лаптев Г. Ф. Элементы векторного исчисления. М.: Наука, 1975. 336 с.
13. Кочин Н.Е. Векторное исчисление и начала тензорного исчисления. М.: Изд – во АН СССР, 1961. 356 с.
14. Седов Л.И. Механика сплошной среды, т. 2. М.: Наука, 1970. 558 с.
15. Полянин А.Д. Справочник по линейным уравнениям математической физики. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. 576 с.
16. Скучик Е. Основы акустики, т. 1. М.: Изд – во иностранной литературы, 1958. 616 с.

17. Кузнецов В.А., Липсон А.Г., Саков Д.М., О пределе измельчения кристаллов // ЖФХ. 1993. Т. 67. № 4. с. 782-786.
18. Липсон А.Г., Кузнецов В.А., Взаимодействие упругой энергии с высокодисперсной кристаллической средой // ДАН. 1993. Т. 332. № 2. с. 172-175.
19. Кузнецов В.А., Липсон А.Г., Саунин Е.И., Иванова Т.С., Вклад доменных стенок в теплоту сегнетоэлектрического фазового перехода в кристаллах KN_2PO_4 и KD_2PO_4 // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 3. с. 75-86.
20. Ноздрев В.Ф., Сенкевич А.А. Курс статистической физики. М.: Высшая школа, 1969. 288 с.
21. Киттель Ч. Статистическая термодинамика. М.: Наука, ФИЗМАТЛИТ, 1977. 336 с.
22. Физические свойства алмаза. Справочник под ред. Новикова Н.В. Киев.: Наукова думка, 1987. 280 с.
23. Пригожин И. От существующего к настоящему. М.: Едиториал УРСС, 2002. 288 с.
24. Квантована ли энтропия. www.vniit.ru/docs/doklad/kostroma/vp_maikov.doc
25. Майков В.П. Расширенная версия классической термодинамики – физика дискретно пространства – времени. М.: МГУИЭ, 1997. 160 с.
26. Шардыко С.К. Соотношения неопределенностей для малых частиц. // В кн. Физикохимия ультрадисперсных частиц. Материалы V Всероссийской конференции. М.: МИФИ, 2000. 420 с.