

УДК 53.072, 531.43, 539.62

А.Ю. Смолин, С.А. Добрынин, С.Г. Псахье

**ЧАСТОТНО-ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗ УПРУГИХ ВОЛН  
В МОДЕЛЬНОЙ ПАРЕ ТРЕНИЯ<sup>1</sup>**

Упругие волны, генерируемые при трении, рассматриваются как источник информации о процессах деформации, разрушения и адгезионного схватывания в зоне контактного взаимодействия. На основе компьютерного моделирования показана недостаточность преобразования Фурье для анализа регистрируемых сигналов вследствие динамической природы процесса трения.

**Ключевые слова:** *трение, моделирование, метод частиц, упругие волны, сигнал, фурье-анализ, вейвлет-анализ.*

Трение представляет собой сложное, существенно динамическое явление. Непрерывное измерение коэффициента трения скольжения показывает, что эта характеристика пары не является постоянной величиной даже при установившемся режиме процесса, а периодически изменяется, достигая максимумов и минимумов [1, 2]. Проявлением динамической сущности трения является также возникновение акустических колебаний, которые играют важную роль в поведении взаимодействующих тел, в том числе в их изнашивании. Так, срок службы деталей узлов трения можно повысить в разы только за счет гашения акустических колебаний демпферами, нанесением поверхностных слоев или за счет подбора геометрии деталей таким образом, чтобы возникающие колебания опасной частоты быстро затухали [3].

При экспериментальном изучении трения и изнашивания измерения и наблюдения участков материала непосредственно в зоне взаимодействия производят либо после прерывания процесса, либо вообще по завершении испытания. Поэтому некоторые из результатов таких исследований могут представлять собой следствие не самого процесса, а его прекращения. Использование средств компьютерного моделирования дает возможность изучать процессы, происходящие непосредственно в динамике.

В работах [4, 5] было показано, что для моделирования трения весьма эффективным является применение комбинированного дискретно-континуального подхода [6], когда узкая зона контакта взаимодействующих тел описывается дискретным методом подвижных клеточных автоматов, а остальной материал, который деформируется упруго, – численными методами континуальной механики. Моделирование в рамках такого подхода процесса трения на уровне пятна контакта показало, что в системе происходит генерация и распространение упругих волн. Фурье-анализ регистраций интенсивности напряжений для таких задач позволяет выявить различные режимы формирования слоя трения, определяемые правилами взаимодействия дискретных элементов в зоне контакта [5]. Целью данной работы является детальное изложение методики анализа упругих волн, распространяющихся в мо-

<sup>1</sup> Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ (грант № 07-08-00192), а также проекта 4.13.1 Программы фундаментальных исследований Отделения энергетики, машиностроения и процессов управления РАН № 4.13.

делируемом материале, и получение на основе этого анализа информации об их источниках, а также применение этой методики для исследования частотно-временных характеристик упругих волн, генерируемых в модельной паре трения.

### 1. Методика работы с регистрациями распространения упругих волн в материале

Для исследования одиночных волн, распространяющихся от точечного источника на свободной границе методом подвижных клеточных автоматов моделировался плоский прямоугольный образец ( $0,1 \times 0,2$  м) из стали ( $\rho = 7800$  кг/м<sup>3</sup>,  $v_L = 5,81$  км/с,  $v_S = 3,21$  км/с), представленный на рис. 1. Размер автоматов составлял 0,001 м. В качестве «датчика» использовалась пара автоматов, для которых записывались следующие параметры:  $V_X$ ,  $V_Y$  – составляющие скорости соответственно по осям  $X$  и  $Y$ ,  $I$  – интенсивность тензора напряжений и  $P$  – давление. «Датчик» располагался на достаточном расстоянии от источника, где успевали сформироваться и разделиться продольная  $L$  и поперечная  $S$  волны (его положение показано кружком на рис. 1).

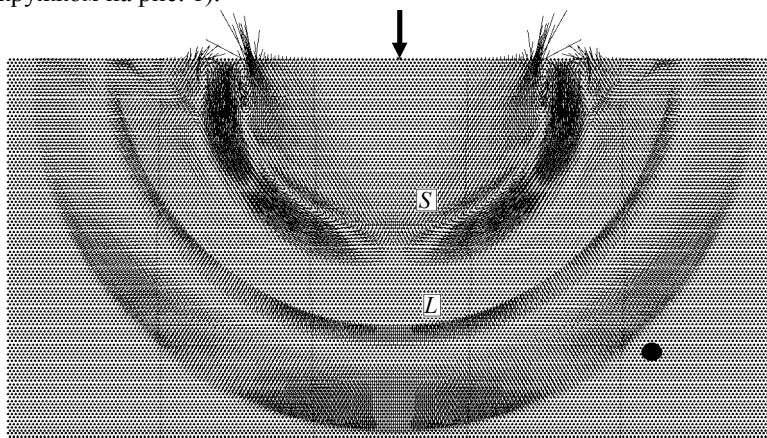


Рис. 1. Образец для моделирования упругих волн от точечного источника. Буквами обозначены основные типы упругих волн, а кружком – расположение «датчика»

Нагрузка прикладывалась путем задания для автомата, расположенного на верхней границе (показан на рис. 1 стрелкой), скорости, направленной по нормали к поверхности образца. Временная зависимость скорости источника (начальный сигнал) имела вид синусоиды

$$v_N(t) = \begin{cases} V_0 \sin(2\pi t/T), & \text{если } t \leq T, \\ 0, & \text{если } t > T, \end{cases} \quad (1)$$

где  $V_0 = 50$  м/с – амплитуда источника,  $T = 4,30$  мкс – время нагружения. Графически источник и его спектр Фурье имеют вид, представленный на рис 2. Учитывая, что шаг интегрирования по времени выбирается из условия  $v_L \Delta t \leq \Delta x$ , где  $v_L$  – скорость продольного звука, а  $\Delta x$  – размер автомата, то  $\Delta t = 0,02$  мкс и частота Найквиста для данной системы составляет 25 МГц. Частота сигнала (1)  $\approx 0,2324$  МГц. Ее можно легко увидеть как первый максимум на спектре сигнала (рис. 2, б).

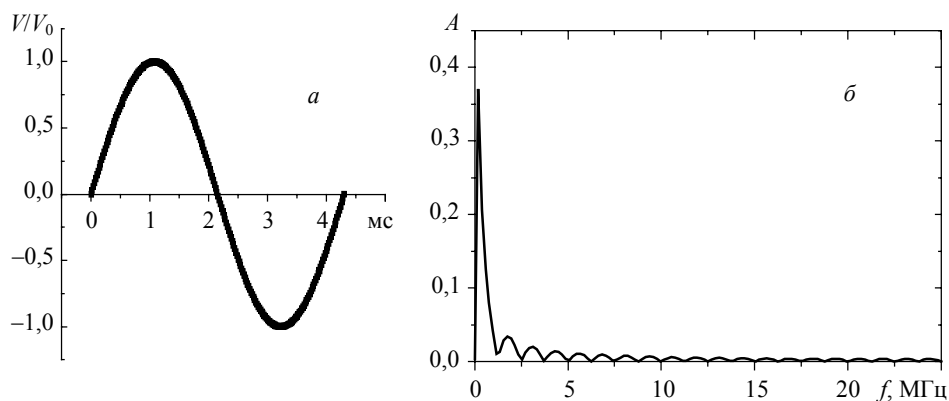


Рис. 2. Начальный сигнал скорости в точечном источнике и его спектр Фурье

В работе [6] в качестве источника упругих волн использовался колоколообразный синусоидальный сигнал. Для него характерна плавность в нарастании скорости и ее гашении. Однако такая нагрузка оставляет деформацию в точке приложения. При длительном колебании выбранной точки результирующая деформация может быть значительной, поэтому в этом случае лучше использовать знакопеременную функцию скорости от времени, начинающуюся с нулевого значения. Кроме того, отметим, что даже для колоколообразного сигнала распределение скорости вдоль распространения упругой волны будет таким же только в случае плоской волны. В случае точечного источника волна будет состоять из области сжатия и следующей за ней области разрежения, то есть распределение скоростей в продольной волне будет знакопеременным [7].

Рассмотрим данные регистраций «датчиком» выбранных величин в результате расчета по распространению упругих волн от точечного источника вида (1). На рис. 3 представлены зависимости давления  $P$  и скорости  $v$  в датчике от номера шага интегрирования. Следует отметить, что  $x$ -компонента скорости ведет себя

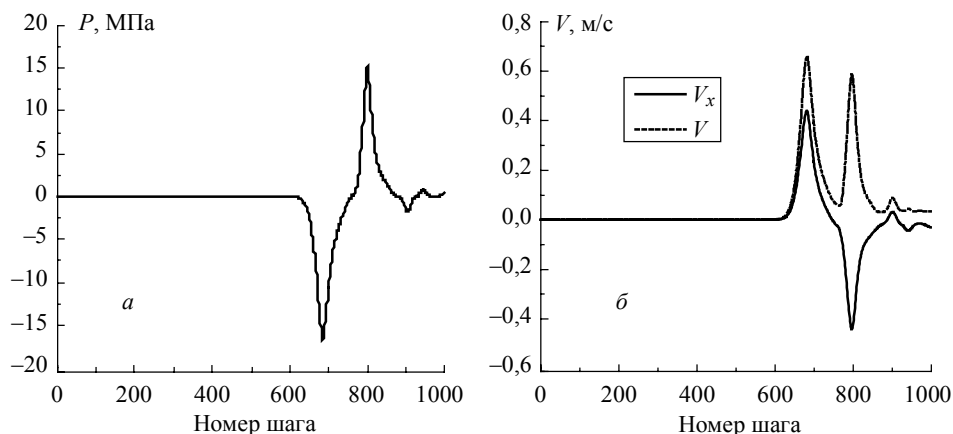


Рис. 3. Зависимости давления (а), а также  $x$ -компоненты  $V_x$  скорости и модуля скорости  $V$  (б) от номера шага интегрирования

подобно давлению, но зависимости от времени обеих величин далеки по форме от исходного сигнала.

Известно, что после отражения от границы волна в численных расчетах немного искажается [8]. На рис. 4 представлены регистрации давления в том же датчике при прохождении через него как прямой, так и отраженной продольной волны. Видно, что амплитуда отраженной волны меньше, чем прямой. На Фурье-спектре этой зависимости присутствует «шум». Однако, если посмотреть спектры сигналов отдельно для прямой и отдельно для отраженной волны (рис. 4, в, г), то можно отметить, что максимумы на их спектрах почти не изменили своего положения.

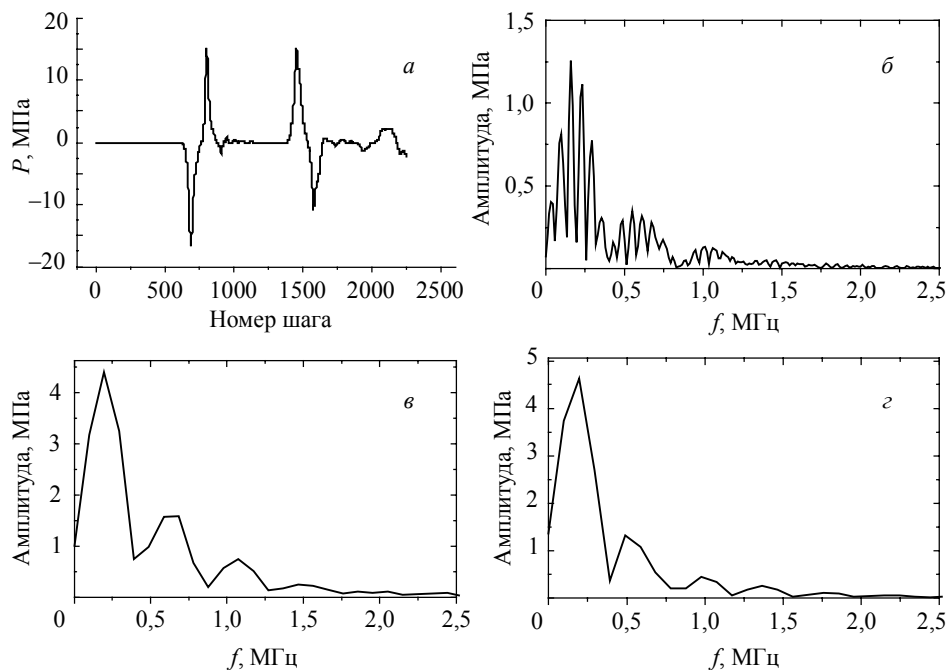


Рис. 4. Регистрация давления (а) при прохождении прямой и отраженной продольных волн. Фурье-спектры полной регистрации (б) и отдельно для сигналов в прямой (в) и отраженной (г) волнах

Интенсивность напряжений (рис. 5, а) показывает прохождение как продольной волны, так и поперечной. Отметим, что подобно интенсивности напряжений ведет себя модуль скорости (рис. 3, б). Поскольку интенсивность напряжений определяется квадратами главных напряжений [9], то она является положительной величиной, а частота ее колебаний при прохождении волны сжатия в два раза больше, чем частота колебаний давления [10]. На Фурье-спектре данной зависимости (рис. 5, б) частота, соответствующая продольной волне, четко просматривается в виде второго раздвоенного пика. Первый пик (тоже раздвоенный) соответствует прохождению поперечной волны, он находится на частоте примерно в два раза меньшей, чем частота для зависимости давления при прохождении продольной волны. Это объясняется тем, что скорость поперечной волны в данном материале примерно в два раза меньше, чем продольной, а длины этих волн приблизительно одинаковы.

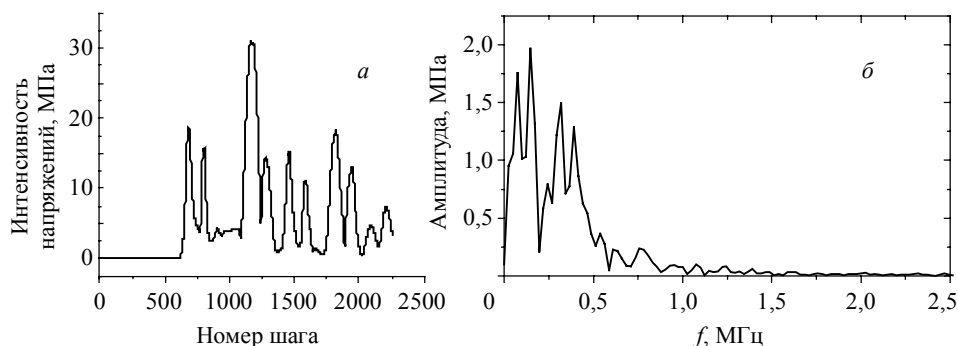


Рис. 5. Регистрация интенсивности напряжений (а) и ее Фурье-спектр (б)

Теперь рассмотрим случай не кратковременного, а постоянного источника, когда синусоида, изображенная на рис. 2, продлевалась на все время расчета (20 периодов). Отметим, что амплитуда первого пика на спектре Фурье такого сигнала будет больше, а амплитуда боковых лепестков, наоборот, меньше. В этом случае от источника будут постоянно распространяться новые волны, после отражения от границ они накладываются на последующие. Поле векторов скоростей в этом случае напоминает «хаос» и анализировать его без привлечения специальных математических методов невозможно. В случае одиночного импульса и длину упругой волны, и ее частоту (скорость распространения) достаточно легко определить по полю векторов скоростей (рис. 1).

Фурье-спектры зависимостей давления и интенсивности напряжений от времени показаны на рис. 6. Видно, что пики, соответствующие основным частотам, стали более узкими. Причем для интенсивности напряжений пик, соответствующий прохождению продольных волн, имеет больший максимум по сравнению с поперечными волнами. На этом графике просматривается также вторая гармоника для продольных волн. Полученный результат говорит о возможности того, что в случае трения, когда имеется множество источников волн и все они действуют непрерывно, анализ спектров Фурье позволит выявить основную частоту, на которой происходит генерация упругих волн в области реального контакта.

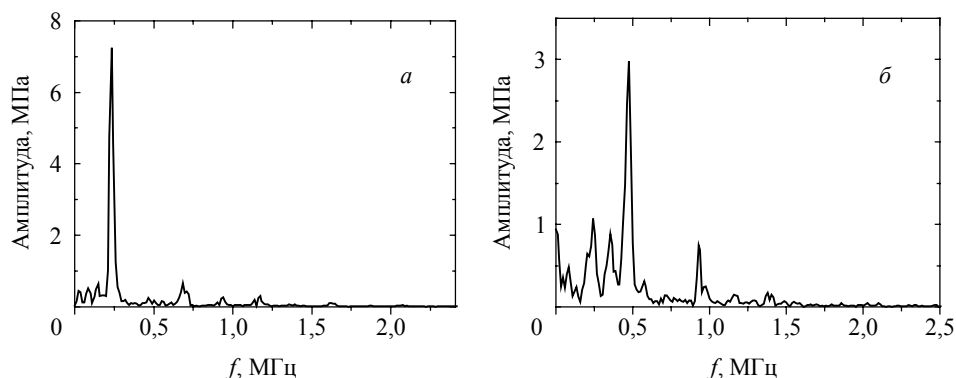


Рис. 6. Фурье-спектры регистраций давления (а) и интенсивности напряжений (б) при непрерывном источнике упругих волн

## 2. Анализ упругих волн в модельной паре трения

На рис. 7 представлено схематическое изображение зоны контакта при трении двух поверхностей. Известно, что области реального контакта составляют всего несколько процентов от номинальной поверхности взаимодействующих тел [11], эти области выделены на рис. 7 квадратами. В данной работе проводилось моделирование некоторой части реального контакта, находящейся между вертикальными линиями, показанными в правой части рис. 7, и относящейся к наноскопическому масштабному уровню. Выбранная область исследования позволила применить периодические условия вдоль направления движения трущихся тел и несколько упростить задачу моделирования.

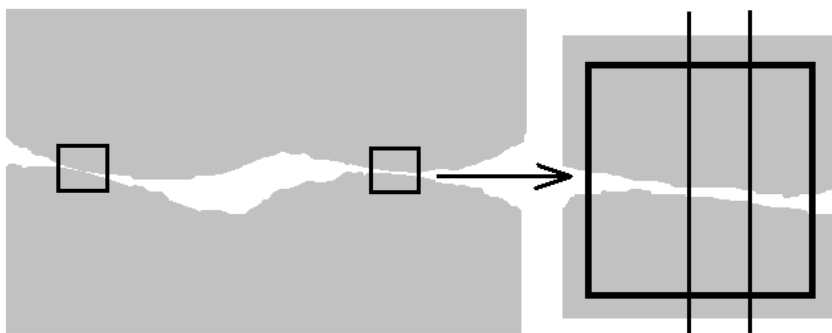


Рис. 7. Схема зоны контакта при трении и область исследования

Моделирование трения производилось по схеме, предложенной в [4]. Зона трения описывалась в рамках метода подвижных клеточных автоматов, остальная часть взаимодействующих тел (с целью уменьшения требуемых вычислительных ресурсов) описывалась методом механики сплошной среды. Подробная процедура совмещения методов механики сплошных сред с дискретным методом МСА представлена в [6].

Структура расчетной области и используемая схема нагружения представлены на рис. 8. Здесь область I моделировалась методом МСА, а область II – сеточным методом. Для уменьшения вертикальных размеров рисунка показана только часть сетки. Кругом в области I показано положение «датчика» для регистрации упругих волн. На внешних поверхностях блоков (соответственно верхней для верхнего блока и нижней для нижнего) задавалась горизонтальная скорость  $V$ , постепенно наращиваемая от 0 до 10 м/с (рис. 8, б). Одновременно на верхнюю поверхность действовало давление, наращиваемое до максимальной величины  $P_{\max} = 127,5$  МПа. Нижняя поверхность была зафиксирована по оси  $Y$ . В горизонтальном направлении задавались периодические граничные условия. Диаметр автомата равен 2,5 нм, шаг сетки – 10 нм.

Первоначально в области контакта задавалась некоторая шероховатость взаимодействующих поверхностей. На рис. 9 представлены три характерных образца исследуемых пар трения. Образцы *a* и *б* имели одинаковую ширину 450 нм, но разный исходный профиль взаимодействующих поверхностей. Основное отличие состояло в том, что в одном образце неровности имели два максимума и два минимума (*a*), а в другом таких неровностей было три, при этом их высота была

меньше (образец б). Третий образец (в) по ширине был в два раза больше первых двух и имел профиль поверхности соответствующий образцу б.

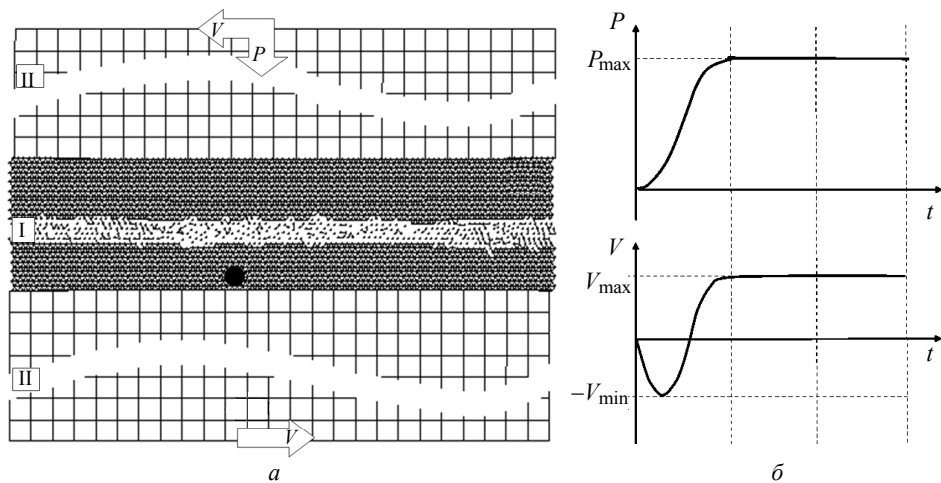


Рис. 8. Структура (а) и схема нагружения моделируемой пары трения (б)

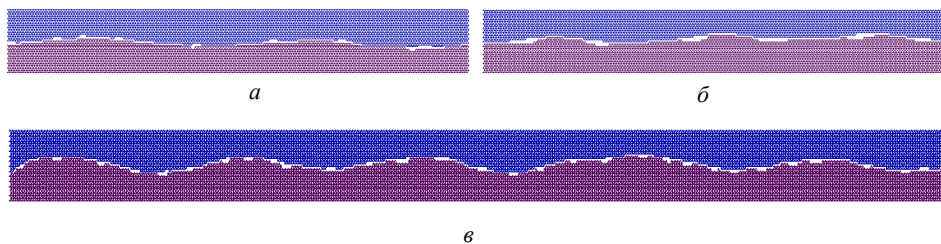


Рис. 9. Исходные образцы пар трения (показана только область МСА)

Регистрация упругих волн проводилась по схеме, изложенной выше. Преобразование Фурье строилось не по всей выборке данных. Первые 50 000 записей, которые соответствовали режиму установления нагружения (плавного нарастания скорости и давления), отбрасывались. В течение этого времени также происходила «притирка» в области контакта, сопровождающаяся значительным шумом в данных «датчика».

Для образцов, представленных на рис. 9, спектры Фурье для регистрируемых величин приведены на рис. 10. Видно, что для всех образцов основные пики совпадают, однако имеется некоторое отличие в деталях. Схожесть спектров обусловлена тем, что для всех рассматриваемых образцов после установления процесса взаимодействия область «квазизидкого» слоя (представляющая собой область автоматов, не связанных ни с одним из блоков на рис. 8, а) имела одинаковые размеры. Для того чтобы понять и объяснить их отличия нужно идентифицировать все пики, присутствующие на спектрах.

Для начала определим собственные частоты моделируемой системы. В случае плоского образца мы фактически имеем две «полосы», у которых один край дви-

жется с постоянной скоростью, а второй свободен. Их частоты можно определить по аналогии с балкой, закрепленной на одном конце [12], т.е. по формуле  $p_k = v(k - 0,5)/2l$ , где  $v$  – скорость волны, а  $l$  – высота «полосы». Скорость поперечного звука  $v_s = 3,19$  км/с, высота  $l = 2,578 \cdot 10^{-7}$  м. Следовательно, первая гармоника соответствует 3,09, вторая – 9,28 и третья – 15,47 ГГц. Именно их мы и видим на спектре горизонтальной составляющей скорости.

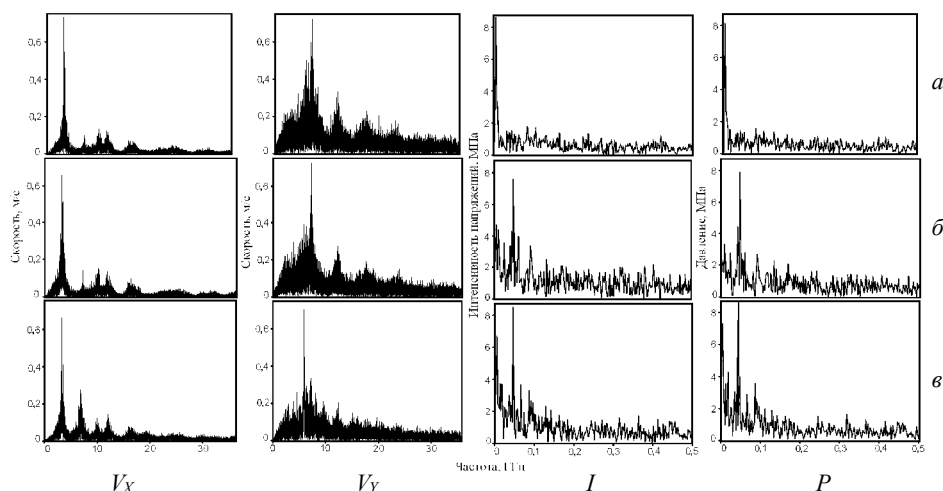


Рис. 10. Спектры Фурье регистрируемых величин. Ряды а – в соответствуют образцам на рис. 9, а подписи колонок – данным регистраций

В образце также распространяются продольные упругие волны. Скорость распространения продольных волн  $v_L = 5,81$  км/с. Следовательно, для таких волн первая гармоника соответствует 5,63, вторая – 16,9 и третья – 28,17 ГГц.

Поскольку на внешней поверхности верхнего блока задано только давление и для нее нет жесткого закрепления по оси  $Y$ , то собственные частоты для такой «полосы» определяются по аналогии со свободной балкой по формуле  $p_k = vk/2l$  [12]. Следовательно, для продольных волн первая собственная частота составляет 11,27, вторая – 22,54 и третья – 33,81 ГГц. Гармоники более высоких порядков имеют маленькую амплитуду и, следовательно, слабо идентифицируются на фоне шума. Отметим, что пики на представленных спектрах не точно совпадают с расчетными значениями, поскольку трущиеся образцы «изнашиваются» (изменяется толщина «квазизжидкого» слоя) и соответственно изменяются их геометрические размеры.

Следует отметить, что на всех спектрах присутствует низкая частота, связанная с шириной образца, значение которой можно рассчитать по формуле  $f = 2V/s$ , где  $V = 10$  м/с – скорость движения каждого блока,  $s$  – ширина образца. Для образцов а и б эта частота равна 44,44 МГц, а для образца в – 22,22 МГц. Это частоты, связанные с геометрией расчетной области, а именно с размером вдоль направления, в котором заданы периодические условия. Амплитуда этих частот много меньше всех ранее рассмотренных, имеющих физический смысл.

Вообще говоря, приведенные спектры дают некоторые средние характеристики по всей выборке регистрируемых сигналов. Для того чтобы выяснить, являются ли эти характеристики одинаковыми на всем протяжении процесса трения, рас-



смотрим спектры, построенные по данным в трех характерных временных интервалах (рис. 11). Видно, что амплитуда и положение некоторых пиков изменяются в зависимости от рассматриваемого временного интервала. Так, на спектрах  $V_X$ , например, пик, соответствующий собственной частоте 11,27 ГГц, с течением времени уменьшает свою амплитуду. На спектрах  $V_Y$ , пик, соответствующий частоте 12,37 ГГц, на первом и третьем интервалах имеет равную амплитуду, а на втором – немного большую.

Для анализа изменения частот во времени часто используются такие методы, как оконный метод Фурье и вейвлет-преобразование [13]. В некотором приближении данные рис. 11 можно рассматривать как результат оконного преобразования Фурье с шириной окна 1,3 мкс и шагом, равным тоже 1,3 мкс.

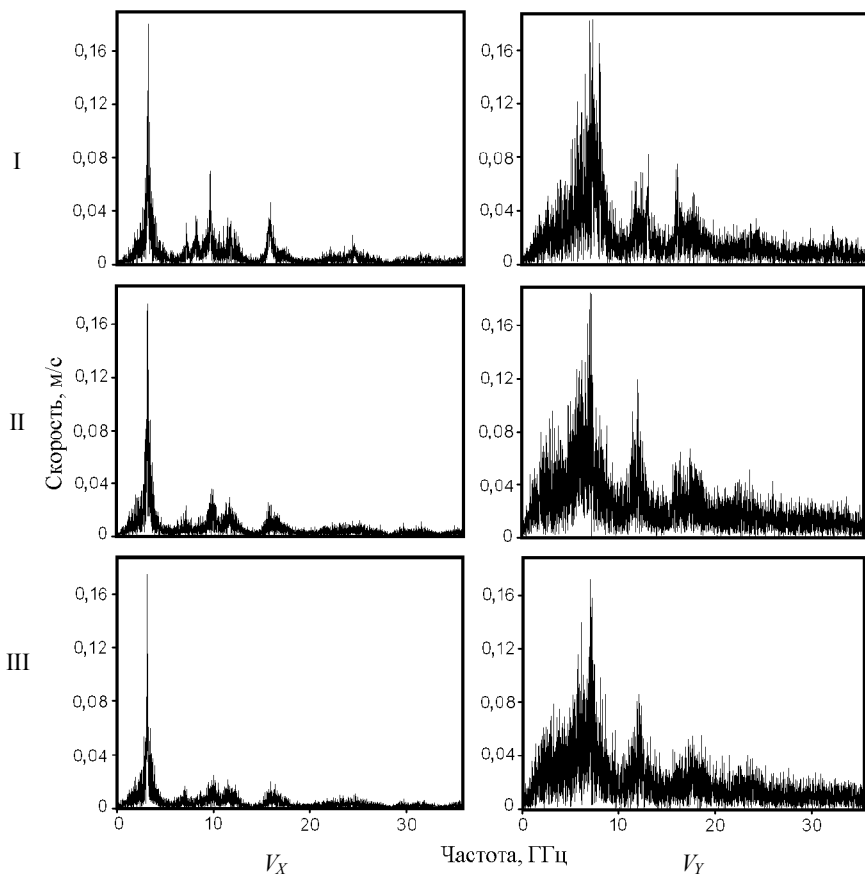


Рис. 11. Спектры Фурье регистрируемых значений, построенные для различных интервалов времени для образца б) на рис. 9, в различные интервалы времени: I – 0,025...1,33; II – 1,33...2,64 и III – 2,64...3,95 мкс

В данной работе также применялось вейвлет-преобразование изучаемых сигналов. Для этого использовался свободно распространяемый пакет обработки сигналов «Last Wave» [14]. В качестве вейвлетов выбирались наиболее распространенные функции – «мексиканская шляпа» и Морле. Для того чтобы лучше

понять полученные результаты, проанализируем с помощью выбранных вейвлетов два простых сигнала, а именно, амплитудно- и частотно-моделированные синусоидальные сигналы (рис. 12).

Ось ординат на вейвлет-изображениях представлена в безразмерных величинах, называемых масштабом  $a$ , обратно пропорциональных частоте  $f$ . Поэтому на приведенных изображениях область низких частот находится сверху, а высоких – внизу. Ось абсцисс соответствует времени (номеру записи дискретного сигнала). Отметим, что вейвлет-изображения явно показывают сущность изменения сигналов во времени (соответственно по частоте для частотной модуляции и по амплитуде – для амплитудной). Преобразование Фурье не позволяет выявить такую особенность рассматриваемых сигналов. В верхних углах изображений, соответствующих началу и концу сигнала, иногда можно видеть полосы (рис. 12). Это артефакты (наводки), вызванные конечностью сигнала, подобные «лепесткам» на спектре Фурье для синусоидального сигнала конечной длины. Теоретически, сигнал должен отображаться на вейвлет-изображении тонкой линией, но реально мы видим полосу, ширина которой определяется выбранным вейвлетом. При этом функция Морле дает более тонкую полосу для гармонического сигнала, чем «мексиканская шляпа».

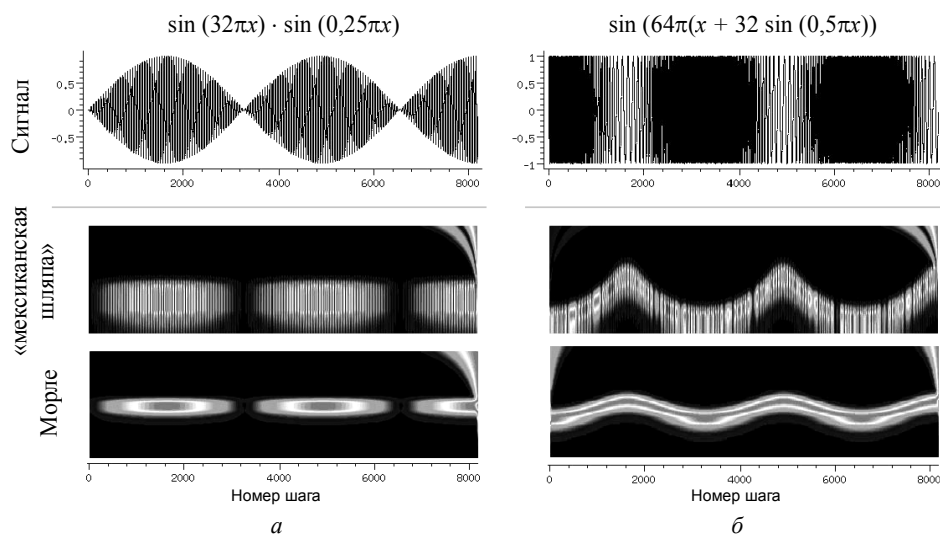


Рис. 12. Анализ простейших сигналов:  $a$  – амплитудная модуляция,  $b$  – частотная

Математически частотно-модулированный сигнал записывается как

$$\sin[\omega x + d(x)],$$

где  $\omega$  – несущая частота,  $d$  – функция, модулирующая сигнал,  $x$  – время. В данной работе  $\omega = 64\pi$ ,  $d(x) = 8 \sin(ux)$ , где  $u$  – модулирующая частота. На рис. 13 представлены вейвлет-преобразования функцией «мексиканская шляпа» частотно-модулированных сигналов с различными модулирующими частотами  $u = 4k\pi$ . Видно, что с увеличением модулирующей частоты значительно изменяется внешний вид получаемых вейвлет-изображений, в то время как преобразование функцией Морле сохраняет зигзагообразный вид, характерный для частотно-модулированных сигналов.

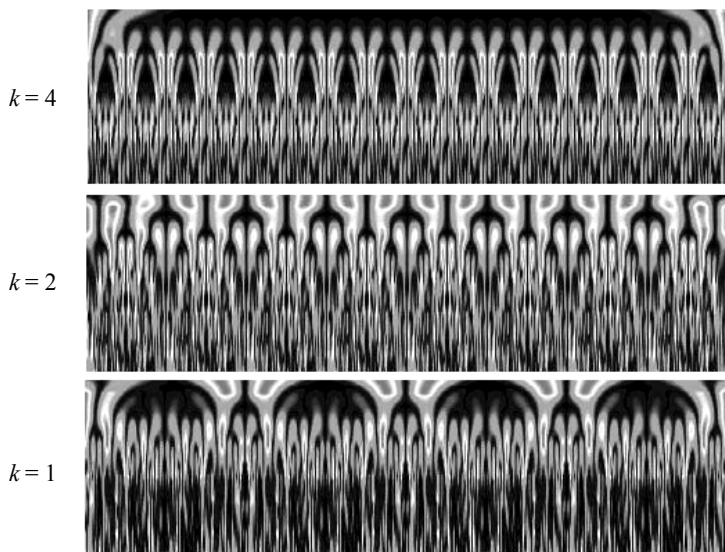


Рис 13. Вейвлет-преобразование сигналов с различными модулирующими частотами

Теперь рассмотрим результаты вейвлет-преобразования регистраций, полученных при моделировании трения (рис. 14). Сравнивая их с данными, приведенными на рис. 12 и 13, можно сделать вывод, что упругие волны, генерируемые при трении, являются частотно- и амплитудно-модулированными.

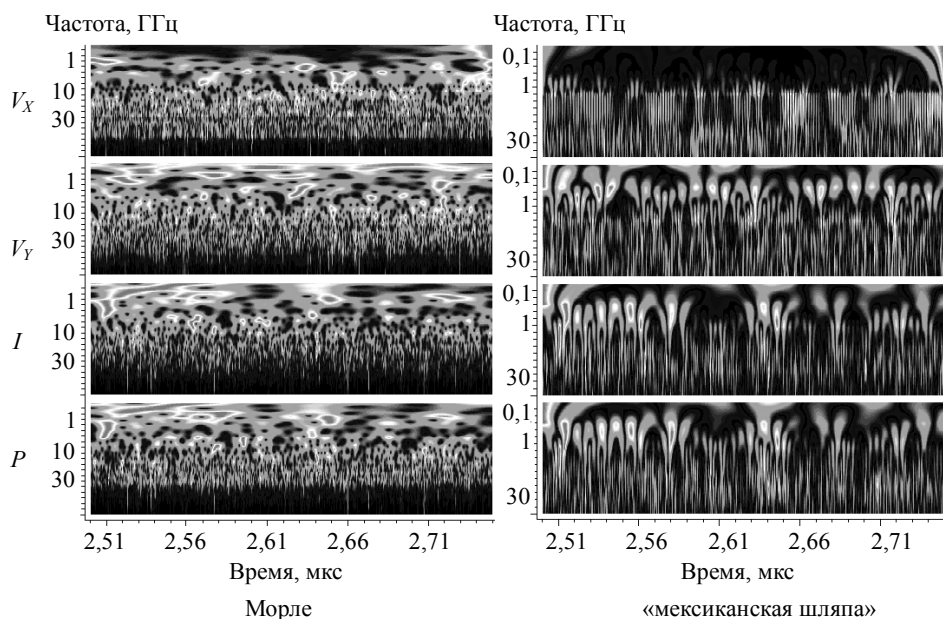


Рис. 14. Вейвлет-преобразования регистраций данных для образца б на рис. 9

Действительно, как было показано ранее, собственные частоты рассматриваемой системы зависят от высоты блоков, а эта высота во время трения (даже при установившемся режиме) стохастически изменяется в силу «износа» трущихся поверхностей и налипания на них частиц («микросварка»). В рассматриваемом случае это видно достаточно четко вследствие малых размеров блоков, так что небольшие изменения в толщине «квазижидкого» слоя ощутимо сказываются на собственных частотах. В случае больших размеров образца этот эффект будет незаметен. Амплитуда возникающих упругих волн, очевидно, определяется силой взаимодействия верхнего и нижнего блоков. Как отмечалось выше, коэффициент трения, который является отношением силы сопротивления движению трущихся тел к силе, прижимающей эти тела, постоянно изменяется даже при установившемся режиме трения. Это наблюдается как на практике [1, 2], так и в наших расчетах. Таким образом, периодически изменяющийся коэффициент трения и обуславливает амплитудную модуляцию регистрируемых сигналов.

### 3. Влияние профиля поверхностей, разделяющих «квазижидкий» слой, на упругие волны в паре трения

Выше было показано, что на спектрах величин, регистрирующих прохождение упругих волн, генерируемых в процессе трения, присутствуют как собственные частоты системы, так и частоты, обусловленные характерными размерами модели (ширина расчетной области и размер автомата) и скоростью относительного движения блоков. Также отмечалось наличие неидентифицированных пиков в низкочастотной части спектров, положение и высота которых изменяются со временем (рис. 15).

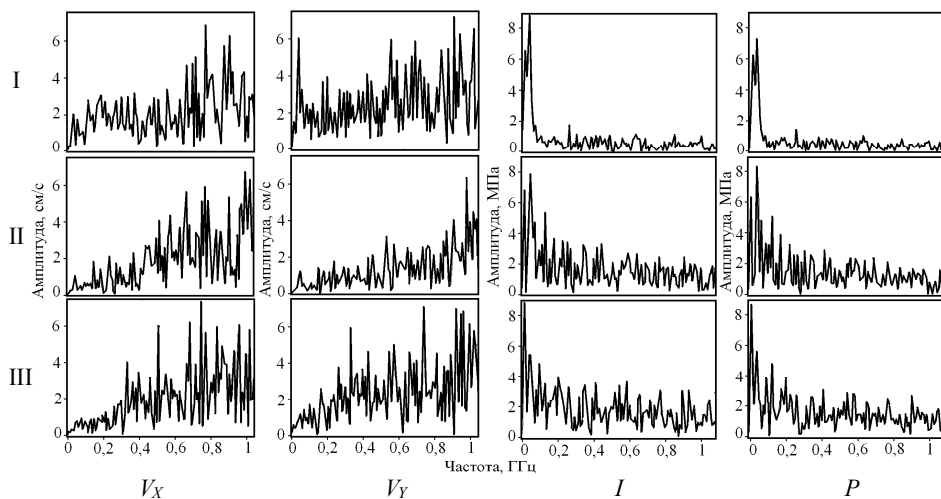


Рис. 15. Спектры Фурье регистрируемых данных взаимодействия для образца рис. 9, б в различные интервалы времени: I – 0,025...1,33; II – 1,33...2,64 и III – 2,64...3,95 мкс

Дополнительный анализ результатов моделирования показал, что в процессе трения изменяется профиль поверхности, разделяющей «квазижидкий» слой и «твердую» часть образцов. Это позволило предположить, что наличие таких пиков может быть обусловлено характерным размером шероховатостей таких профилей.

За основу алгоритма построения профиля поверхности, разделяющей «квазижидкий» слой и «твердую» часть образцов, брался алгоритм, предложенный в [4], однако он был изменен таким образом, чтобы отсечь «высоочастотные» составляющие, связанные с дискретностью представления. На рис. 16 показаны функции, описывающие профиль нижней поверхности модельной пары трибосопряжения, построенные по разным алгоритмам. На рис. 16, *а* показана функция, построенная по алгоритму работы [4], а на рис. 16, *б* – результат работы алгоритма, используемого в данной работе. Функция на рис. 16, *б* сглаживает вступающие из твердой поверхности цепочки межавтоматных связей, поскольку считается, что они представляют собой часть «квазижидкого» слоя.

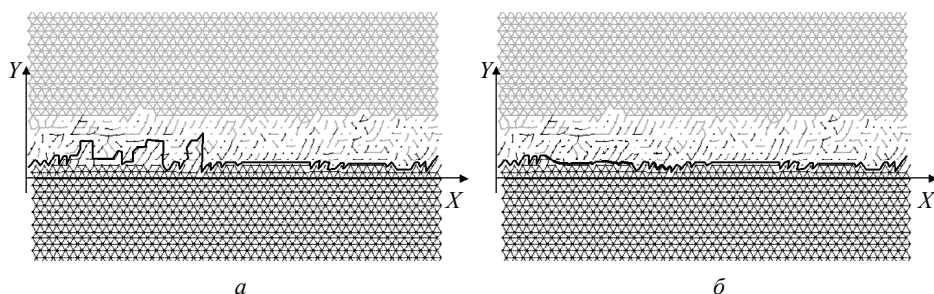


Рис. 16. Примеры функций, описывающих профиль нижней поверхности модельной пары трибосопряжения

Схема дискретного представления искомой функции  $h(x)$  показана на рис. 17. Величина шага дискретизации  $\delta$  соответствует радиусу автомата (минимальное расстояние между вертикальными проекциями центров автоматов в плотной упаковке).

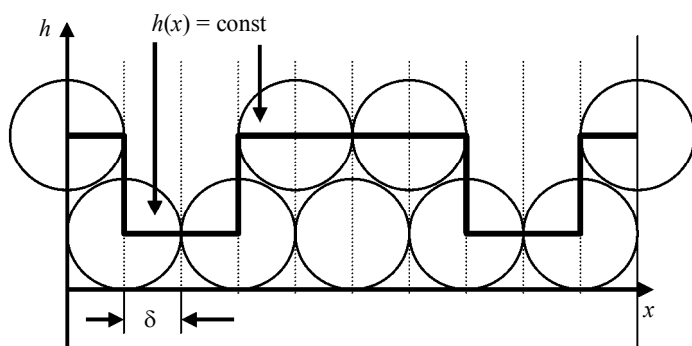


Рис. 17. Схема дискретизации функции, описывающей профиль поверхности

На рис. 18 представлены профили поверхностей рассматриваемых пар трения, построенные в различные моменты времени. Видно, что с увеличением времени взаимодействия толщина слоя трения увеличивается, а поверхности блоков становятся более гладкими.

Наличие периодичности в профилях взаимодействующих поверхностей должно проявляться в соответствующих частотах упругих волн, возникающих при их

относительном перемещении. Ожидаемая частота соответствующего сигнала рассчитывается по формуле  $f = v/l$ , где  $v$  – скорость движения блоков относительно друг друга,  $l$  – расстояние между выступами шероховатости поверхности. На основе полученных профилей поверхностей были построены спектры Фурье ожидаемых сигналов, они представлены на рис. 19.

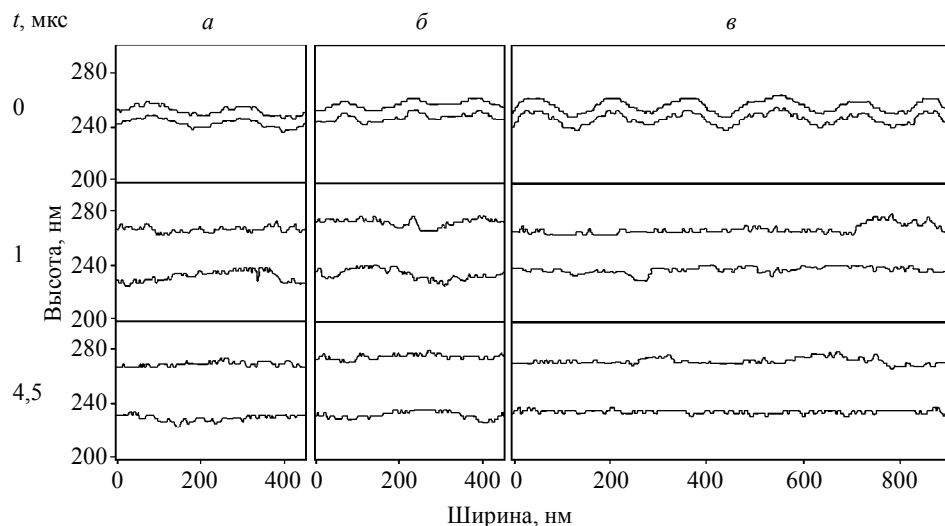


Рис. 18. Профили поверхностей верхнего и нижнего блоков для образцов (а – в) на рис. 9 в различные моменты времени  $t$

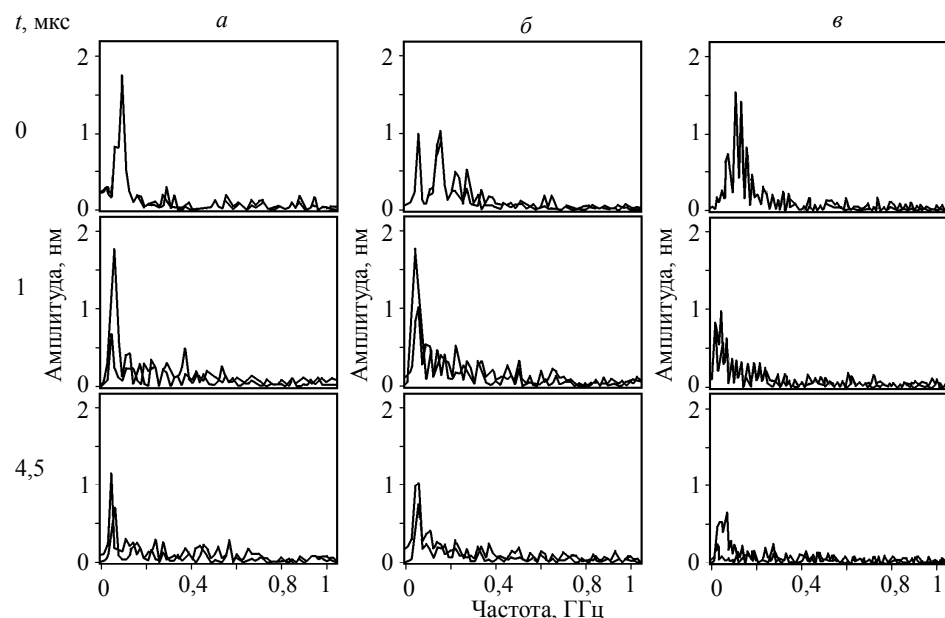


Рис. 19. Спектры ожидаемых сигналов в различные моменты времени  $t$  для образцов (а – в) на рис. 9

Поскольку в работе использовалось быстрое преобразование Фурье, то для анализа нужно было иметь выборку данных размером, кратным некоторой степени двойки. Данные, описывающие профиль поверхности, имели размер, отличный от требуемого, поэтому, в силу периодических граничных условий модели, имеющаяся выборка дополнялась до необходимого размера за счет периодического использования исходных данных.

Как видно из представленных спектров, в разные моменты времени для таких профилей более интенсивно должны проявляться то одни, то другие частоты. Кроме того, должны присутствовать пики, которые незначительно изменяют свое положение (частоту), и пики, которые незначительно изменяют свою амплитуду.

На спектрах ожидаемых сигналов наиболее явно выделяются частоты, равные 70, 90, 110 и 160 МГц. Эти же частоты были обнаружены в спектрах данных датчиков модельных пар трения, представленных на рис. 15. Причем соответствие было более четким для регистраций давления и интенсивности напряжений. В силу изменчивости коэффициента трения в процессе взаимодействия следует ожидать, что возникающие колебания могут быть амплитудно-модулированы.

### Заключение

Представлена методика анализа упругих волн на основе обработки зависимостей от времени компонент скорости, давления и интенсивности напряжений, регистрируемых в определенной точке тела. Проанализированы сигналы, соответствующие регистрациям упругих волн, возникающих в модельной паре трения. Идентифицированы основные пики на фурье-образах этих сигналов – часть из них соответствует собственным частотам образца, остальные зависят от геометрических размеров образца и скорости движения блоков относительно друг друга.

Анализ полученных результатов показал, что кроме собственных частот образца, а также частот, определяемых геометрическими размерами модели и скоростью движения блоков относительно друг друга, в спектрах упругих волн, генерируемых при трении, присутствуют частоты, зависящие от шероховатости поверхностей раздела «квазжидкого» слоя трения и взаимодействующих твердых тел. Кроме того, частотно-спектральный и частотно-временной анализ, выполненный на основе фурье- и вейвлет-преобразований, позволил выявить сложную структуру возникающих при трении колебаний. В частности показано, что несмотря на, казалось бы, случайный характер элементарных актов отделения частиц износа и их последующего приваривания в зоне трения, изменение профиля трущихся поверхностей приводит к частотной модуляции возникающих упругих волн. Амплитудная модуляция регистрируемых сигналов может быть объяснена соответствующими колебаниями силы взаимодействия верхнего и нижнего блоков и соответственно коэффициента трения. Это говорит о том, что закономерности процесса изнашивания могут быть изучены на основе анализа соответствующих акустических спектров.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Машков Ю.К., Овчар З.Н., Байбарицкая М.Ю., Мамаев О.А. Полимерные композиционные материалы в триботехнике. М.: ООО «Недра-Бизнесцентр», 2004. 262 с.
2. Gardos M.N., Gabelich S.A. Atmospheric effects of friction, friction noise and wear with silicon and diamond. Part I. Test methodology // Tribology Letters. 1999. No. 6. P. 79 – 86.
3. Грещенко Б.П. Роль акустических колебаний, генерируемых при трении, в разрушении материалов трибосистем // Трение и износ. 2005. Т. 26. № 5. С. 481 – 488.

4. Дмитриев А.И., Смолин А.Ю., Попов В.Л., Псахье С.Г. Многоуровневое моделирование процессов трения и износа на основе численных методов дискретной механики и феноменологической теории // Физическая мезомеханика. 2008. Т. 11. № 4. С. 15 – 24.
5. Смолин А.Ю., Коноваленко Иг.С. О генерации и распространении упругих волн при трении. Компьютерное моделирование // Физическая мезомеханика. 2006. Т. 9. Спец. вып. С. 45 – 48.
6. Псахье С.Г., Смолин А.Ю., Стефанов Ю.П. и др. Моделирование поведения сложных сред на основе комбинированного дискретно-континуального подхода // Физическая мезомеханика. 2003. Т. 6. № 6. С. 11 – 21.
7. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
8. Немирович-Данченко М.М. Численное моделирование трехмерных динамических задач сейсмологии // Физическая мезомеханика. 2002. Т. 5. № 5. С. 99 – 106.
9. Работнов Ю.Н. Механика деформируемого твердого тела. М.: Наука, 1988. 712 с.
10. Уайт Дж. Э. Возбуждение и распространение сейсмических волн: Пер. с англ. М.: Недра, 1986. 261 с.
11. Persson B.N.J. Sliding Friction. Physical Principles and Applications. 2d ed. Berlin: Springer, 2000. 515 p.
12. Бидерман В.Л. Теория механических колебаний. М.: Высшая школа, 1980. 408 с.
13. Мала С. Вэйвлеты в обработке сигналов: Пер. с англ. М.: Мир, 2005. 671 с.
14. Электронный ресурс: <http://www.cmap.polytechnique.fr/~lastwave/>

#### СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ:

**СМОЛИН Алексей Юрьевич**, кандидат физико-математических наук, доцент, старший научный сотрудник Института физики прочности и материаловедения СО РАН, доцент Томского государственного университета. E-mail: [asmolin@ispms.tsc.ru](mailto:asmolin@ispms.tsc.ru)

**ДОБРЫНИН Сергей Александрович**, аспирант Института физики прочности и материаловедения СО РАН. E-mail: [laesod@ms.tusur.ru](mailto:laesod@ms.tusur.ru)

**ПСАХЬЕ Сергей Григорьевич**, доктор физико-математических наук, профессор, директор Института физики прочности и материаловедения СО РАН, профессор Томского государственного университета, профессор Томского политехнического университета. E-mail: [sp@ispms.tsc.ru](mailto:sp@ispms.tsc.ru)

Статья принята в печать 05.12.2008 г.