

УДК 531.111: 514.763.6

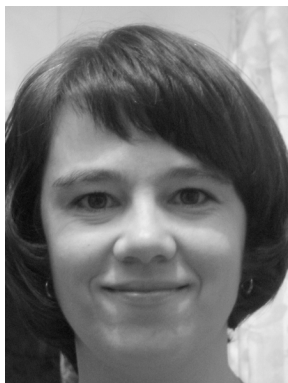
Павлов Д.Г.*,
 Кокарев С.С.**,
 Панчелюга М.С.***,
 Панчелюга В.А.****



Д.Г. Павлов



С.С. Кокарев



М.С. Панчелюга



В.А. Панчелюга

Поисковые исследования пространственно-временных эффектов так называемого гиперболического, или Н-поля

*Павлов Дмитрий Геннадиевич, кандидат технических наук, генеральный директор НИИ Гиперкомплексных систем в геометрии и физике (Фрязино)

E-mail: geom2004@mail.ru

**Кокарев Сергей Сергеевич, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник НИИ Гиперкомплексных систем в геометрии и физике (Фрязино), директор Регионального научно-образовательного центра «Логос», (Ярославль)

E-mail: logos-center@mail.ru

***Панчелюга Мария Сергеевна, научный сотрудник Институт теоретической и экспериментальной биофизики РАН (г. Пущино), научный сотрудник НИИ Гиперкомплексных систем в геометрии и физике (Фрязино)

E-mail: panvic333@yahoo.com

****Панчелюга Виктор Анатольевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Института теоретической и экспериментальной биофизики РАН (г. Пущино), заведующий лабораторией нелинейных систем НИИ Гиперкомплексных систем в геометрии и физике (Фрязино)

E-mail: panvic333@yahoo.com

В работе представлены предварительные результаты эксперимента по поиску так называемых гиперболических, или Н-полей, которые, согласно развитым теоретическим представлениям, должны приводить к локальному изменению хода времени. В качестве генератора Н-поля использован процесс механического удара, в качестве регистратора – высокостабильный кварцевый генератор. Результатом влияния Н-поля на кварцевый генератор должно быть изменение параметров его колебаний. В эксперименте обнаружено смещение суммарного спектра колебаний кварцевого генератора в момент удара по сравнению со спектром в контроле, полученном при соблюдении тех же условий, но без удара. Приведенные в статье теоретические оценки для акустического, электромагнитного и гравитационно-волнового механизмов влияния удара на работу кварцевого генератора показывают, что эти механизмы ни в количественном, ни в качественном отношении не могут обеспечить экспериментально наблюдаемый сдвиг спектра.

Ключевые слова: финслерова геометрия, метрика Бервальда-Моора, гиперболические поля, кварцевый генератор.

Введение. Идея, лежащая в основе эксперимента

Всего сто лет назад физики всего мира оперировали только с пространством-временем Галилея с его одномерным временем и трехмерным евклидовым пространством. Сегодня основные физические теории, как правило, строятся в пространстве-времени Минковского и в его псевдоримановых обобщениях. Как знать, быть может, завтра представления о пространстве-времени будут основываться на следующей, более интересной геометрии, в частности и такой, у которой аналог теоремы Пифагора связывает между собой не квадраты компонент и интервала, а их четвертые степени. Предлагаемая статья рассматривает именно такую геометрию пространства-времени. Она основана на финслеровой метрике Бервальда-Моора и замечательна тем, что имеет непосредственную связь с простейшими четырехкомпонентными гиперкомплексными числами, обладающими, как обычные и комплексные числа, коммутативным умножением, а так же связана с бесконечномерными множествами нелинейных симметрий, включающими в себя группы Лоренца и Пуанкаре пространства Минковского как частный случай. Данное обстоятельство позволяет сделать вывод, что кроме электромагнитного поля (уравнения которого имеют те же непрерывные симметрии, что и псевдоевклидово пространство-время) в мире с рассматриваемой финслеровой геометрией обязано присутствовать, как минимум, еще одно поле, уравнения которого должны иметь симметрии этого нового многообразия. Свойства такого поля (которое предложено называть гиперболическим, а само оно тесным образом связано со свойствами времени) относительно не сложно предсказать теоретически на основе анализа финслеровой метрики, однако еще более важно – дока-

зять, что предсказываемые полевые взаимодействия можно наблюдать в нашем реальном физическом мире. Основы теории пространства-времени с метрикой Бервальда-Моора, а так же описание простейшего эксперимента, направленного на поиск гиперболических полей представлены в предлагаемой работе.

В ранее опубликованных работах¹ обсуждалась идея описания геометрии реального физического пространства-времени с помощью различных обобщений стандартной метрики Минковского:

$$dS^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2, \quad (1)$$

метриками финслера типа. Одним из таких обобщений является 4-мерная метрика Бервальда-Моора:

$$dS^4 = C^4 \left(dt^4 + dt_1^4 + dt_2^4 + dt_3^4 - 2(dt^2 dt_1^2 + \dots + dt_2^2 dt_3^2) + 8 dt dt_1 dt_2 dt_3 \right), \quad (2)$$

которая интересна тем, что имеет тесную связь с коммутативно-ассоциативными 4-числами, вполне аналогичную связи евклидовой геометрии с комплексными числами. При этом вопрос о включении метрики (1) в (2) решается нетривиально посредством т.н. конструкции соприкосновения². Попытка описания физической реальности посредством интервала (2) вместо (1) открывает, помимо подходов к обнаружению принципиально новых закономерностей и эффектов, новые перспективы исследования и объяснения уже известных явлений. В любом случае, решающим (хотя и не единственным) критерием отбора основополагающих гипотез является эксперимент. Детали, предварительные результаты и анализ одного из предпринятых и осуществленных экспериментов, мотивированных поличисловой теорией поля³ и лежащей в ее основе финслеровой геометрии с интервалом (2), и излагаются в настоящей статье.

Наводящие соображения, лежащие в основе мотивации предлагаемого эксперимента, связаны с весьма общей идеей связи группы пространственно-временных симметрий с физическими полями и полевыми уравнениями. Хорошо известно, что уравнения Максвелла в пространстве без источников инвариантны относительно действия 15-параметрической группы конформных симметрий интервала (1). Более того, исторически, уравнения Максвелла, в структуру которых заложены релятивистские свойства пространства-времени, появились существенно раньше, чем были сформулированы основные положения СТО.

С другой стороны, как это было показано ранее⁴, интервал (2) обладает бесконечномерной группой конформных симметрий. Эта группа описывается голоморфными функциями 4-чисел и имеет структуру, аналогичную группе конформных симметрий евклидовой плоскости, реализуемой голоморфными функциями комплексной переменной. Таким образом, можно ожидать, что в пространстве-времени с интервалом (2), должны существовать поля, ассоциированные с бесконечномерной группой симметрии этого интервала, которые подчиняются полевым уравнениям, инвариантным относительно этой группы. Теория этих полей (было предложено называть их гиперболическими полями) исследовалась в работах Д.Г. Павлова и С.С. Кокарева⁵. В частности, в одной из этих работ⁶ на основе 2-мерной версии интервала (2), которая описывает не что иное, как 2-мерное пространство-время Минковского, была развита алгебраическая нелинейная единая теория пространства-времени-материи. Эту теорию, равно как и ее обобщения на высшие размерности, следует рассматривать как общую принципиальную платформу для единого описания материи, гравитации, электромагнетизма и, возможно, других взаимодействий, альтернативную общепринятым теориям. Теория гиперболических полей представляет собой интересный и, на наш взгляд, плодотворный симбиоз идей теории комплексного потенциала, единых теорий Вейля, Калуцы-Клейна, Ми, а также некоторых ключевых положений СТО и ОТО.

Одним из предсказаний этой теории является эффект деформации пространственно-временных масштабов в области вне источников, в которой присутствует гиперболическое поле. В частности, неоднородное гиперболическое поле создает разницу в темпе хода пары идентичных пространственно разнесенных часов. В определенном смысле, искомые гиперболические поля проявляют себя как поля 4-скоростей мировых линий частиц в псевдоевклидовом пространстве-времени, с той разницей, что модуль псевдоевклидовой четырехскорости всегда равен единице, а у аналогичных полей в финслеровом пространстве-времени модуль четырехскорости может принимать и отличные от единицы значения.

Для регистрации эффекта локальной деформации пространственно-временных масштабов необходимо вы-

¹ Bogoslovsky G.Yu., Goenner H.F. On the possibility of phase transitions in the geometric structure of space-time // Phys. Lett. A. 244. 1998. 4. P. 222; Goenner H.F., Bogoslovsky G.Yu. A class of anisotropic (Finsler-) space-time geometries // Gen. Relativ. Gravit. 1999. 31. 10. P. 15654; Pavlov D.G. Hypercomplex Numbers, Associated Metric Spaces and Extension of Relativistic Hyperboloid. ArXiv:gr-qc/0206004; Павлов Д.Г. Четырехмерное время как альтернатива пространству-времени Минковского // Труды международной конференции «GEON-2003». Казань, 2003; Павлов Д.Г. Обобщение аксиом скалярного произведения // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2004. 1 (1). С. 5–19; Павлов Д.Г. Хронометрия трехмерного времени // Там же. С. 20–32; Павлов Д.Г. Четырехмерное время // Там же. С. 33–42; Гарасько Г.И. Обобщенно-аналитические функции поличисловой переменной // Там же. С. 75–88; Лебедев С.В. Свойства пространств, связанных с коммутативно-ассоциативными алгебрами H3 и H4 // Там же. С. 68–74; Сипаров С.В. Канонические уравнения Гамильтона и метрика Бервальда-Моора // Там же. 2005. 2(4). С. 51–55; Зарилов Р.Г. Отношение одновременности в финслеровом пространстве-времени // Там же. 2006. 1 (5), С. 27–46; Гарасько Г.И. Начала финслеровой геометрии для физиков. М.: Тетру, 2009; Павлов Д.Г., Кокарев С.С. Конформные калибровки геометрии Бервальда-Моора и индуцированные ими нелинейные симметрии // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2008. 2 (10). С. 3–14; Павлов Д.Г. Гиперболический аналог электромагнитного поля // Там же. 2010. 1 (13). С. 3–15; Павлов Д.Г., Кокарев С.С. Гиперболическая теория поля на плоскости двойной переменной // Там же. 2010. 1 (13). С. 78–127.

² Павлов Д.Г., Кокарев С.С. Аналитические, дифференциально-геометрические и алгебраические свойства гладких функций поличисловой переменной. // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2011. 16.

³ Там же.

⁴ Гарасько Г.И. Начала финслеровой геометрии для физиков; Павлов Д.Г., Кокарев С.С. Конформные калибровки геометрии Бервальда-Моора...

⁵ Павлов Д.Г., Кокарев С.С. Гиперболическая теория поля на плоскости двойной переменной; Они же. Аналитические, дифференциально-геометрические и алгебраические свойства...; Они же. h-голоморфные функции двойной переменной и их приложения // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2010. 13. С. 44–77; Они же. Алгебраическая единая теория пространства-времени и материи на плоскости двойной переменной // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2010. 2(14). Т. 7. С. 11–37.

⁶ Павлов Д.Г., Кокарев С.С. Алгебраическая единая теория пространства-времени и материи на плоскости двойной переменной.

брать относительно простой и удобный источник гиперболических полей и достаточно чувствительный способ их детектирования.

В проведенном нами эксперименте в качестве генератора гиперболического поля мы взяли установку, обеспечивающую удар массивной болванки о неподвижное препятствие. В процессе удара возникают интенсивные деформации и трансформации кинетической энергии движения болванки в другие виды энергии по различным каналам. Возможно (вопрос об источниках гиперболического поля в целом остается пока открытым), что именно такие условия способствуют генерации гиперболического поля, интенсивность которого будет достаточна для регистрации производимых им эффектов. В качестве детекторов мы использовали высокоточные кварцевые генераторы, которые располагались на разных расстояниях от точки удара. Суть эксперимента заключается в сравнении некоторых усредненных характеристик работы кварцевого генератора во время удара и после него.

Предлагаемый нами эксперимент следует рассматривать как предварительный (пробный), поисковый (что отражено в названии статьи) и в значительной мере качественный. Тем не менее, результаты эксперимента, подробно изложенные во второй части статьи, и их предварительный анализ, приведенный в ее третьей части, в целом, на наш взгляд, являются обнадеживающими и представляют базу для организации и проведения последующих, более детальных экспериментальных исследований.



Рис. 1. Фотография вышки, используемой для осуществления процесса механического удара.

2. Экспериментальные исследования проявлений гиперболического поля.

Предварительные результаты

2.1. Генератор гиперболических полей

Как уже отмечалось, в качестве генератора Н-поля предложено использовать процесс механического удара. Для этого была построена вышка высотой 12 м, показанная на фотографии, приведенной на рис. 1. Вышка используется для: поднятия груза на заданную высоту, автоматического высвобождения груза и направленного его падения на стальную наковальню.

Груз закреплен в специальных салазках, которые скользят внутри вышки и служат направляющими, обеспечивая поднятие груза, а также направляют его падение точно в центр наковальни. На рис. 2 приведено фото, на котором представлен груз, закрепленный в салазках, наковальня и нижняя часть вышки, служащая направляющими для салазок, в которых размещен груз.

Стальная наковальня расположена на бетонном полу специального колодца. Верхняя кромка колодца служит основанием для вышки, поддерживаемой в вертикальном положении при помощи системы растяжек. Сверху колодец закрыт водонепроницаемым настилом, в котором предусмотрен люк для спуска в колодец. Вышка, груз, колодец, наковальня, система поднятия груза, состоящая из лебедки и стального троса с системой крепления груза, обеспечивающей его автоматический сброс при достижении заданной высоты, показаны в левой части рис. 3.

В правой части рис. 3 показана крытая измерительная шахта, имеющая ту же глубину, что и колодец. Шахта находится на расстоянии 2,5 м от колодца. Она служит для размещения измерительной аппаратуры, а также позволяет значительно ослабить акустическое излучение, генерируемое в момент удара груза о наковальню.

2.2. Используемые кварцевые генераторы

Для эксперимента были выбраны высокостабильные кварцевые генераторы с двойным термостатированием ГК-216-ТС, производимые фирмой МОРИОН. Генераторы обладают низким уровнем фазовых шумов. Они вакууммированы и помещены в металлические корпуса, служащие дополнительным экраном для электромагнитных полей. Некоторые, гарантируемые изготовителем, параметры кварцевых генераторов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры используемых кварцевых генераторов

Номинальная частота	10 МГц
Выходной сигнал	синус
Температурная нестабильность в интервале температур -10...+60°C	$\pm 1 \times 10^{-10}$
Долговременная нестабильность частоты, не более	$\pm 5 \times 10^{-9}$ (год) $\pm 3 \times 10^{-8}$ (10 лет)
Кратковременная нестабильность частоты (девиация Аллана) при времени усреднения 1 сек	$< 2 \times 10^{-12}$
Предельная температура среды	-55...+60°C
Механический удар (ударопрочность)	100g / 3 $\pm$ 1 mc
Стойкость к синусоидальной вибрации (вибропрочность)	1–200 Гц/5 g
Герметизация	Генератор герметизирован

Как следует из приведенной таблицы, нестабильность частоты используемых в эксперименте кварцевых генераторов для используемого в настоящем эксперименте времени измерений 2–4 часа не более $10^{-10} \dots 10^{-11}$.

На рис. 4(а) приведен пример записи выходного сигнала кварцевого генератора. Как можно видеть, выходной сигнал представляет собой чистый синус без видимых нелинейных искажений. Качество выходного сигнала генератора подтверждает также его спектр мощности, показанный на рис. 4(б) и представляющий собой одиночный острый пик на резонансной частоте кварцевого генератора. Более детальное исследование спектра мощности (рис. 5)



Рис. 2. Направляющая система, груз и наковальня.

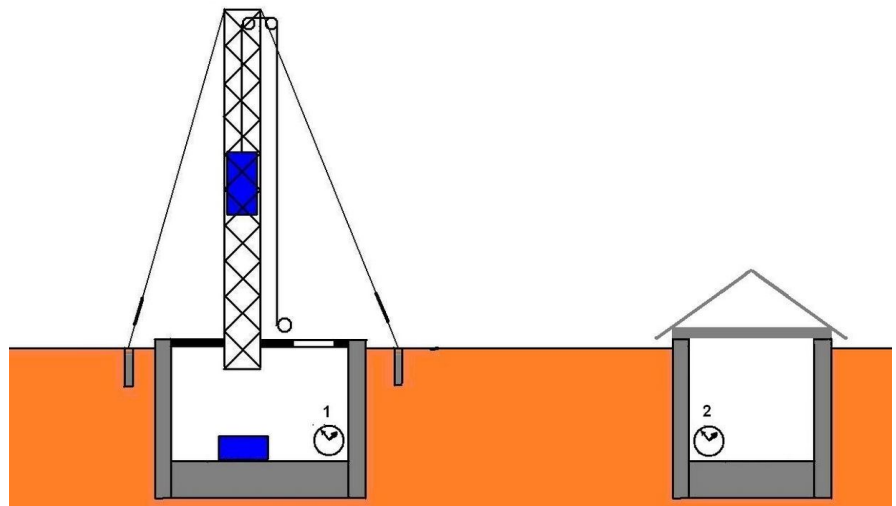


Рис. 3. Схема вышки и измерительной шахты.

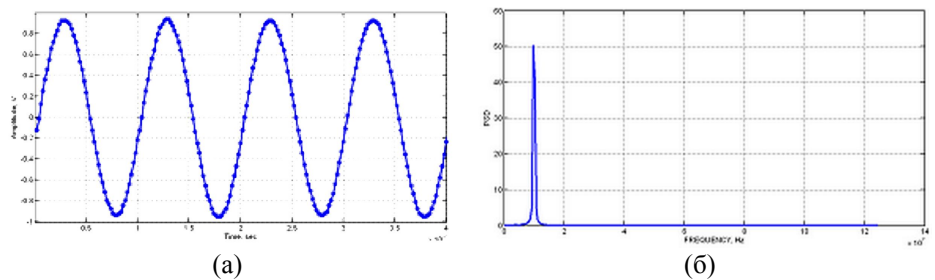


Рис. 4. Выходной сигнал используемого кварцевого генератора (а) и его спектр мощности (б).

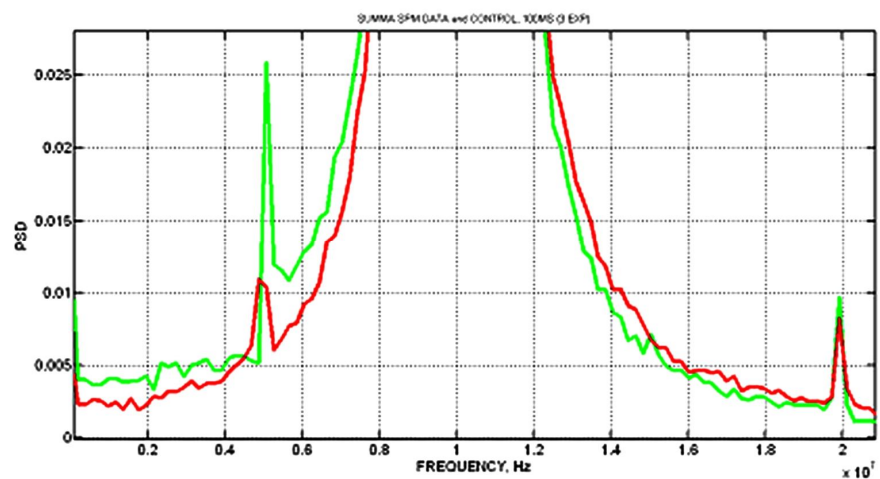


Рис. 5. Увеличенная часть графика спектра мощности колебаний двух кварцевых генераторов в окрестности основной гармоник.

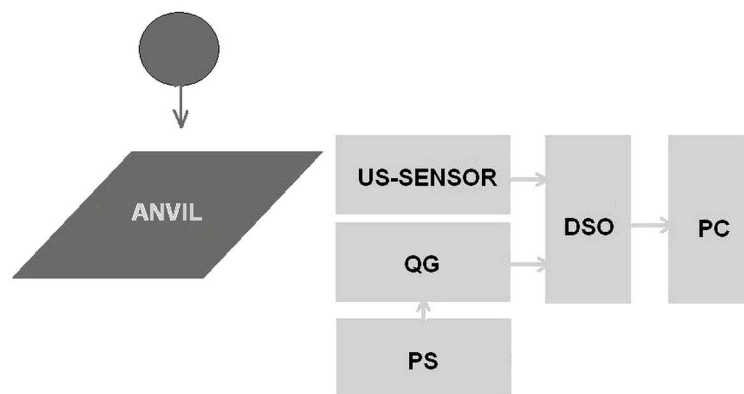


Рис. 6. Блок-схема регистрирующей системы.

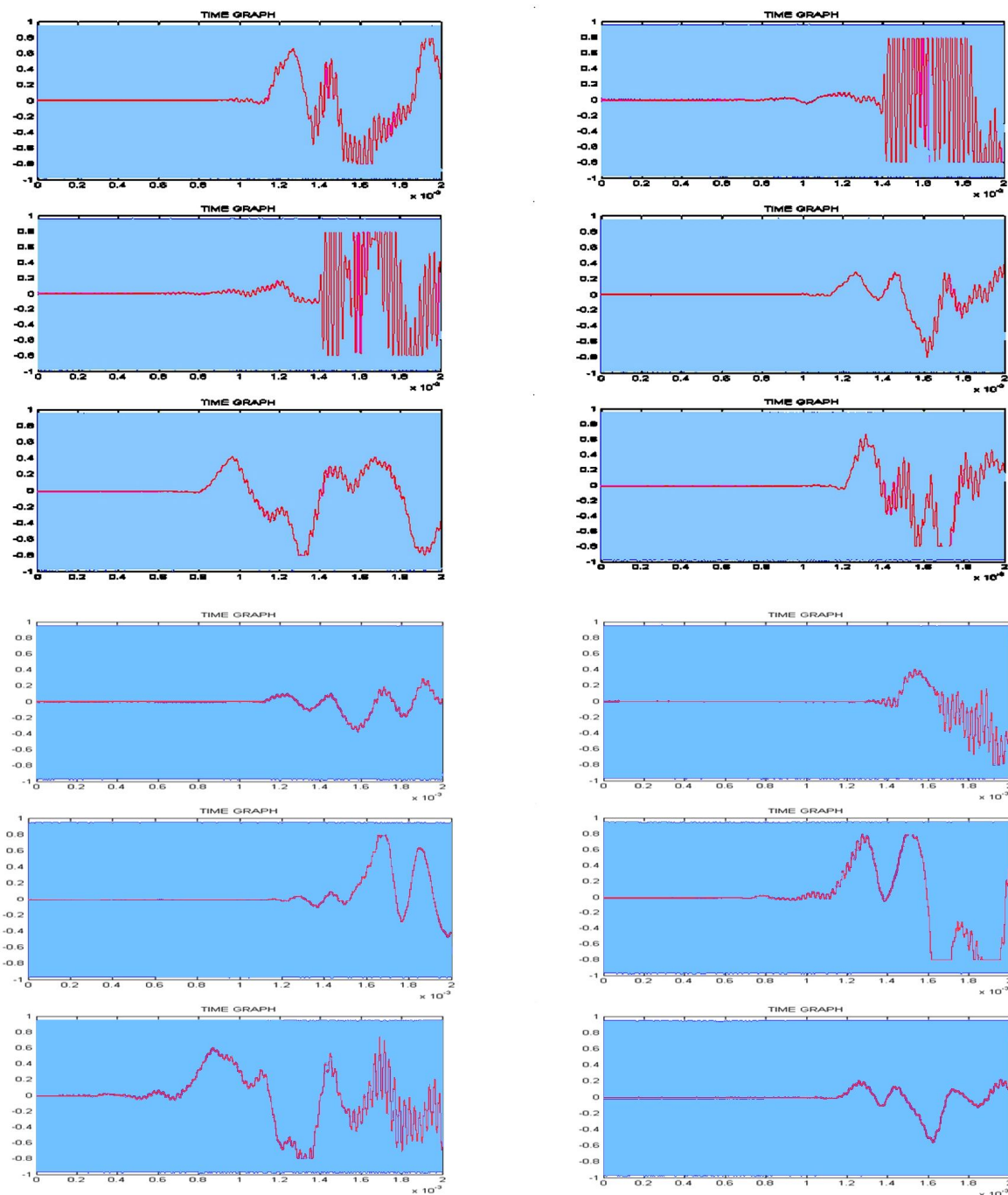


Рис. 7. Примеры регистраций сигнала КГ (голубой фон) и сигнала с УЗ-датчика в окрестности момента удара

выявляет также присутствие слабо выраженной второй гармоники на частоте 20 МГц, а также некоторой моды колебаний в окрестности частоты 5 МГц.

2.3. Регистрирующая система

Блок-схема регистрирующей системы представлена на рис. 6. Она состоит из описанного выше кварцевого генератора (КГ), который дополнительно помещен в герметичный металлический корпус, источника питания кварцевого генератора (ИП), ультразвукового датчика удара (УЗ-ДАТЧИК), цифрового запоминающего осциллографа WaveJet 322А фирмы LeCroy (АЦП ЦЗО), позволяющего высокоскоростную (до 1 ГГц на канал) синхронную по двум каналам оцифровку входных сигналов с возможностью дальнейшего сохранения полученных результатов в памяти персонального компьютера (ПК). Встроенная память ЦЗО обеспечивает регистрацию 500000 последовательных измерений на каждый канал.

Показанная на рис. 6 регистрирующая система предназначена для производства измерений двух типов: контроль – записывается сигнал генератора в отсутствие удара – и опыт – записывается часть сигнала, в окрестности момента удара. Примером контрольного измерения может служить синусоидальный сигнал, показанный на рис. 4(а).

Процесс регистрации измеряемого сигнала происходит следующим образом. На входы ЦЗО подается сигнал с выхода кварцевого генератора (показан голубым на рис. 7) и с выхода УЗ-датчика (показан красным на рис. 7). Поступающие на входы ЦЗО сигналы непрерывно оцифровываются и циклически записываются в его встроенную память. В момент первого касания груза о наковальню приходит сигнал с УЗ-датчика, который запускает систему синхронизации ЦЗО таким образом, что в памяти осциллографа сохраняется часть сигнала предшествующая моменту срабатывания УЗ-датчика и записывается такая же по длительности часть сигнала последующая моменту срабатывания датчика. Таким образом, результирующая регистрация содержит сигнал с выхода кварцевого генератора в момент предшествующий удару и во время удара. Примеры регистраций в окрестности момента удара представлены на рис. 7. Показанные на рис. 7 сигналы были оцифрованы с частотой 250 МГц, длина записи составляет 500000 точек, что вместе соответствует временному интервалу в 2 мсек. Совокупность проведенных исследований показала, что такая длительность является оптимальной для того, чтобы, с одной стороны, надежно зарегистрировать с учетом временных параметров процесса «окрестность» момента удара, а с другой – получить качественную запись сигнала генератора (25 точек на период).

В то же время, как следует из рис. 7, каждый удар груза о наковальню имеет свой индивидуальный неповторяющийся от удара к удару портрет. Поэтому используемая методика измерений и обработки экспериментальных данных, представленные в настоящей статье, предполагает оперирование с некоторыми суммарными, усредненными по множеству измерений, величинами.

2.4. Методика измерений

Для того, чтобы исключить возможное влияние внешних факторов на конечный результат нами была использована методика измерений «с чередованием». Суть ее заключается в том, что после каждого измерения, проводимого в момент удара груза о наковальню, проводится контрольное измерение – запись сигнала невозмущенного, т.е. без удара, кварцевого генератора. Таким образом, опыт и контроль чередуются на протяжении всей серии измерений. Среднее время, в течение которого происходит регистрация пары опыт-контроль, составляет 5 минут. Обычно климатические факторы (влажность, давление, температура и т.д.), значимые вариации геофизических полей имеют периодичность, превышающую это значение. Поэтому для серии измерений, длящейся обычно 2,5–4 часа, они должны усредниться, если мы будем рассматривать разность усредненных значений некоторого параметра между опытом и контролем.

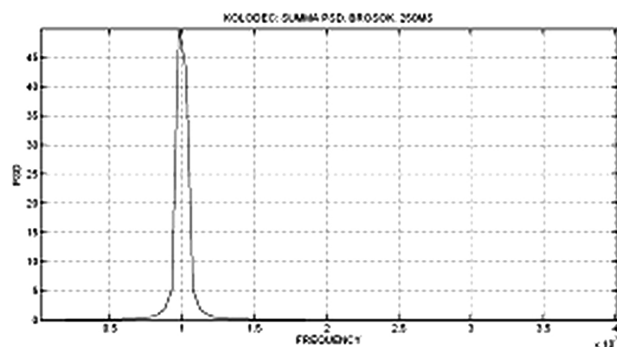
2.5. Обработка экспериментальных данных

Разностные спектры. Методика измерений «с чередованием», в действительности, вытекает из следующей идеи обработки экспериментальных данных. Проводится некоторое, достаточно большое количество чередующихся регистраций сигнала кварцевого генератора в момент удара и контрольных. В результате мы получаем два множества временных рядов. Для каждого временного ряда вычисляется его спектр мощности. После этого, используя индивидуальные (для каждого временного ряда) спектры мощности, вычисляются суммарные спектры мощности для каждого из множеств. В результате мы получаем суммарные спектры мощности для серии измерений в момент удара и для контрольной серии. Вычитая их друг из друга, получаем разностный спектр. В том случае, если в результате вычитания получен «не равный нулю» разностный спектр, мы можем говорить о существовании некоторого частотного сдвига между измерениями в контроле и в момент удара, что в свою очередь может свидетельствовать о существовании искомого воздействия. В разделе 3.1.3 рассмотрено изменение формы разностного спектра в зависимости от различных типов изменений суммарных спектров.

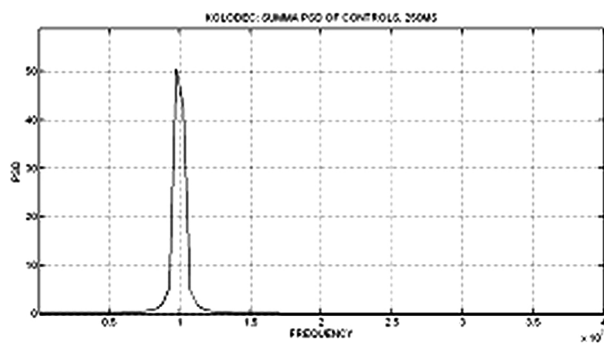
Нами было выполнено две серии измерений, отличающиеся расстоянием от центра наковальни до кварцевого генератора. Используемые в эксперименте положения кварцевого генератора обозначены на рис. 3 цифрами над символическим изображением часов. В первом положении кварцевый генератор размещался в колодце на расстоянии 0,5 м от центра наковальни, во втором – в измерительной шахте, на расстоянии 3,2 м от центра наковальни.

На рис. 8 приведены суммарные спектры мощности для измерений в момент удара, рис. 8 (а), и контрольные, рис. 8 (б). Как можно видеть, полученные спектры визуально выглядят совершенно одинаковыми, что и следовало ожидать, учитывая, что измерения в обеих сериях проводились с одним и тем же максимально защищенным от внешних воздействий кварцевым генератором. Но вычитание показанных на рис. 8 спектров показывает, что между ними в действительности существуют очень небольшие различия, которые хорошо видны на рис. 9. Представленный на рис. 9 результат, как это будет показано в 3.1.3, позволяет говорить о частотном сдвиге между измерениями в опыте и контроле, что может свидетельствовать о генерации в момент удара искомого Н-полей.

Результаты для серии измерений в шахте (положение 2 на рис. 3) представлены на рис. 10 и рис. 11. Здесь, как и для измерений в колодце получены суммарные спектры для измерений в опыте, рис. 10 а), и в контроле, рис. 10 б), которые так же как и в предыдущем случае, не обнаруживают никаких видимых отличий. Отличия становятся видимыми только для разности суммарных спектров, показанной на рис. 11.



(a)



(б)

Рис. 8. Суммарные спектры мощности для измерений в колодце: а) измерения в момент удара, б) контрольные измерения.

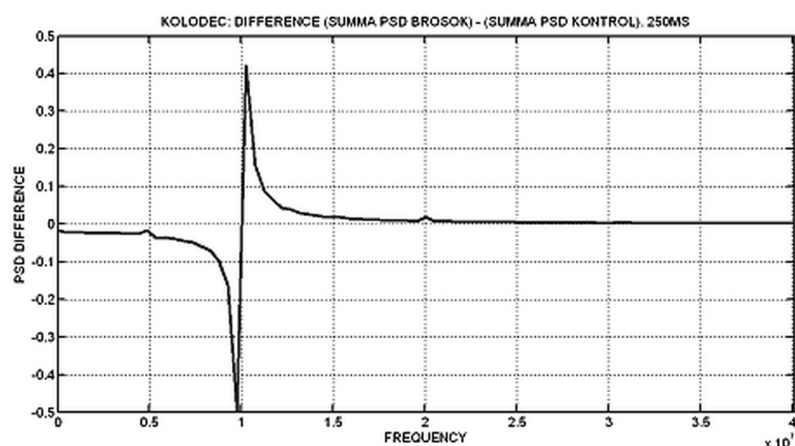
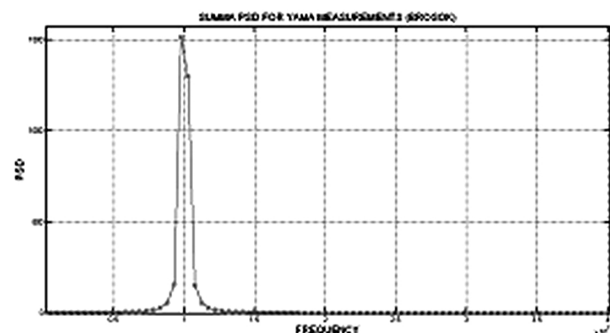
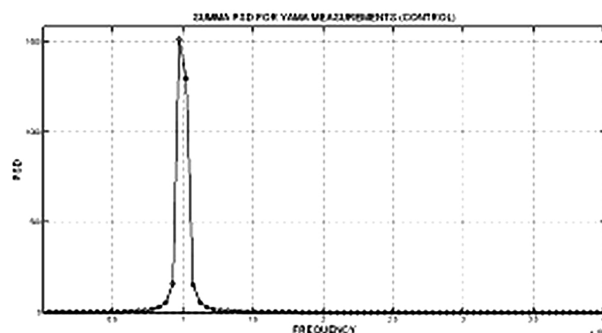


Рис. 9. Разность суммарных спектров (рис. 8) для измерений в колодце



(a)



(б)

Рис. 10. Суммарные спектры мощности для измерений в шахте: (а) измерения в окрестности момента удара, (б) контрольные измерения.

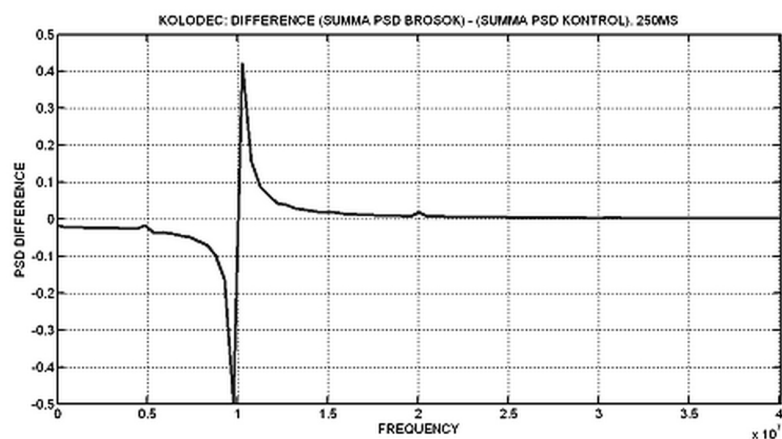


Рис. 11. Разность суммарных спектров (рис. 10) для измерений в шахте

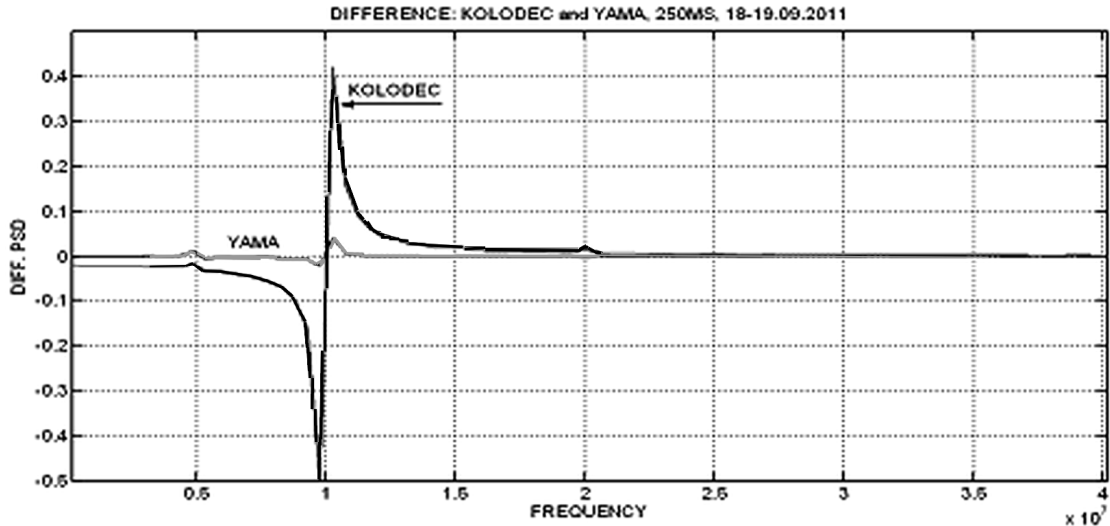


Рис. 12. Разности суммарных спектров для серии измерений в колодце (черный) и в шахте (серый).

На рис. 11 видна интересная особенность: по сравнению с рис. 9 мода колебаний в области 5 МГц уменьшила свою амплитуду значительно меньше, чем это произошло с основной модой колебаний на частоте 10 МГц. Этот факт требует специального изучения в последующих экспериментах.

Для удобства сравнения на рис. 12 приведены разности суммарных спектров для серии измерений в колодце (KOLODEC) и в шахте (YAMA). Можно видеть, что для случая, когда измерения проводятся в шахте амплитуда эффекта значительно ниже.

Из рис. 9 и рис. 11 можно грубо оценить величину частотного сдвига. Для измерений в колодце расстояние по оси абсцисс между положительным и отрицательным максимумами равно $F_A = 12$ кГц, для измерений в колодце – $F_K = 180$ кГц. Следовательно, для измерений в шахте величина эффекта составляет единицы, а для измерений в колодце десятки килогерц.

3. Теоретические оценки влияния акустической, электромагнитной и гравитационно-волновой помех на спектр мощности кварцевого генератора

3.1. Упрощенная рабочая модель колебаний кварцевого генератора

Будем рассматривать кварцевый генератор как колебательную систему, которая в отсутствии возмущений характеризуется спектром мощности вида

$$G(I, \sigma, \omega_0, \omega) = |U_\omega|^2 = I e^{-(\omega - \omega_0)^2 / \sigma^2}, \quad (3)$$

где параметры ω_0 , σ и I имеют смысл резонансной частоты колебаний, ширины спектральной кривой, и максимума спектра соответственно. Величина $U\omega$ является фурье-образом величины $U(t)$ выходного напряжения генератора. Эта величина связана через коэффициент усиления K

$$U(t) = KV(t) \quad (4)$$

с напряжением $V(t)$ на электродах кварцевой пластинки, которая включена в цепь обратной связи и работает на резонансной частоте с учетом механизма пьезоэффекта.

3.1.1. Приведение спектра вынужденных колебаний

Для построения адекватной физической модели колебаний, учитывающей их вынужденный характер, рассмотрим пластинку, как простую колебательную систему с вынуждающей силой, которая описывается уравнением:

$$\ddot{x} + 2\sigma\dot{x} + \omega_0^2 x = \Phi_0 e^{i\omega_0 t}, \quad (5)$$

где величина Φ_0 имеет смысл амплитуды колебаний напряжения, подводимого к электродам кварцевой пластинки, отнесенной к ее эффективной индуктивности: $\Phi_0 = V_0/L$, а величина $x(t)$ – заряд на обкладках кварцевой пластинки. Вычисляя фурье-образы левой и правой частей уравнения (5), находим:

$$x_\omega = \frac{\Phi_0 \delta(\omega - \omega_0)}{-\omega^2 + 2i\sigma\omega + \omega_0^2}. \quad (6)$$

На самом деле, напряжение на обкладках кварцевой пластины не является чисто монохроматическим, и, в силу того, что кварцевая пластинка является основным элементом автогенератора с цепью обратной связи, спектр мощности подаваемого напряжения является размытым в окрестности частоты ω_0 практически с тем же значением σ . Следовательно, мы должны заменить в (6) дельта-функцию на функцию:

$$G(1/\sqrt{\pi}\sigma, \sigma, \omega_0, \omega) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma} e^{-(\omega - \omega_0)^2 / \sigma^2}, \quad (7)$$

учитывающую размытость колебаний напряжения, которая в пределе при $\sigma \rightarrow 0$ перейдет в дельта-функцию $\sigma(\omega - \omega_0)$. После такой замены спектр вынужденных колебаний примет вид:

$$x_\omega = \frac{\Phi_0}{\sqrt{\pi\sigma}} \frac{e^{-(\omega-\omega_0)^2/\sigma^2}}{(\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\sigma\omega)}, \quad (8)$$

спектр напряжения

$$V_\omega = L(\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\sigma\omega)x_\omega = \frac{V_0}{\sqrt{\pi\sigma}} e^{-(\omega-\omega_0)^2/\sigma^2}, \quad (9)$$

а спектр мощности выходного напряжения:

$$|U_\omega|^2 = \frac{K^2 V_0^2}{\pi\sigma^2} e^{-2(\omega-\omega_0)^2/\sigma^2}. \quad (10)$$

Сравнивая (9) и (3), приходим к связи теоретических (затравочных) параметров кварцевой пластинки с наблюдаемыми характеристиками спектра (которые мы будем обозначать чертой):

$$\omega_0 = \bar{\omega}_0; \quad \sigma = \sqrt{2}\bar{\sigma}; \quad \bar{I} = \frac{K^2 V_0^2}{\pi\sigma^2} = \frac{K^2 V_0^2}{2\pi\bar{\sigma}^2}. \quad (11)$$

Формулы (11) необходимы для сравнения теоретических расчетов с экспериментальными зависимостями и будут использоваться в дальнейшем при оценках.

3.1.2. Описание возмущений

Внешнее воздействие на генератор будем описывать с помощью эффективного уравнения колебаний осциллятора с трением:

$$(-\omega^2 + 2i\sigma\omega + \omega_0^2)\delta x_\omega = \frac{f_\omega}{L}, \quad (12)$$

где δx — величина возмущения колебаний, $f(t)$ — ограниченный во времени источник воздействия. Если, как уже было отмечено ранее, интерпретировать величину x как заряд на обкладках кварца, то величина $f(t)$ будет иметь смысл возмущающего напряжения на обкладках кварца (L — индуктивность кварцевой пластинки). Переходя в (12) к фурье-компонентам, получим:

$$(-\omega^2 + 2i\sigma\omega + \omega_0^2)\delta x_\omega = \frac{f_\omega}{L}, \quad (13)$$

где

$$f_\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt.$$

Отсюда полный спектр мощности выходного сигнала

$$G' = K^2 |V_\omega + f_\omega|^2 \approx G + K^2 (V_\omega \delta f_\omega^* + V_\omega^* \delta f_\omega). \quad (14)$$

Разностный спектр мощности выходного сигнала будет даваться формулой:

$$\Delta G = G' - G = K(U_\omega \delta f_\omega^* + U_\omega^* \delta f_\omega). \quad (15)$$

С учетом зависимости (9), приходим после некоторых простых преобразований к окончательной общей форме разностного спектра:

$$\Delta G = 2K\sqrt{\bar{I}} e^{-(\omega-\omega_0)^2/2\bar{\sigma}^2} \operatorname{Re} f_\omega. \quad (16)$$

В дальнейшем формула (16) будет использоваться для оценок в конкретных моделях возмущений.

3.1.3. Слабая деформация простых резонансных кривых

Прежде, чем приступить к конкретным оценкам, разовьем общий подход к исследованию слабых деформаций зависимостей вида:

$$G(I, \omega_0, \sigma, \omega) = I e^{-(\omega-\omega_0)^2/\sigma^2} = IG(a, \xi). \quad (17)$$

В (17) мы также для удобства выделили безразмерную функцию

$$G(a, \xi) \equiv e^{-\xi^2/a^2}, \quad \xi = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}, \quad a = \frac{\sigma}{\omega_0}. \quad (18)$$

Характерный вид зависимости (17) показан на рис. 13.

Пусть теперь мы имеем зависимость вида (17) с близкими параметрами

$$I' = I + \delta I, \omega_0' = \omega_0 + \delta \omega_0, \sigma' = \sigma + \delta \sigma'.$$

Тогда разность

$$G(I', \omega_0', \sigma', \omega) - G(I, \omega_0, \sigma, \omega)$$

можно представить в виде:

$$\Delta G(\xi) = IG(a, \xi) \left(\Delta_I + \frac{2\xi}{a^2} (\Delta_\omega + \xi \Delta_\sigma) \right), \quad (19)$$

где

$$\Delta_I = \frac{\delta I}{I}; \quad \Delta_\omega = \frac{\delta \omega_0}{\omega_0}; \quad \Delta_\sigma = \frac{\delta \sigma}{\sigma} \quad (20)$$

– относительные изменения параметров зависимости (17). Характерные виды разностной зависимости (19) представлены на рис. 14.

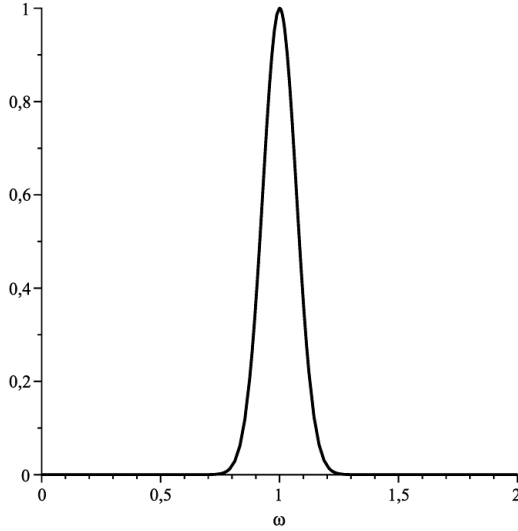


Рис. 13. Характерный вид зависимости (17), $I = 1; \sigma = 0,1; \omega_0 = 1$

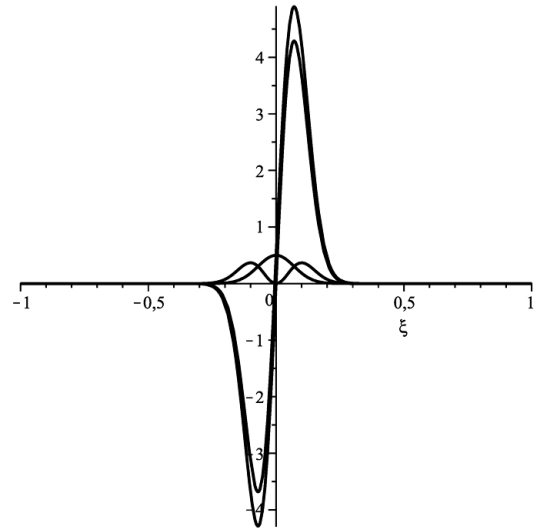


Рис. 14. Возможные характерные виды зависимости (19). Для всех трех зависимостей $I = 1; \sigma = 0,1; \omega_0 = 1$. Для симметричного одnogорбый графика $\Delta_I = 0,5; \Delta_\omega = \Delta_\sigma = 0$, для симметричного двугорбый $\Delta_I = \Delta_\omega = 0; \Delta_\sigma = 0,5$ для антисимметричного с амплитудой колебания около 4,3 $\Delta_\omega = 0,5; \Delta_I = \Delta_\sigma = 0$, и, наконец, для асимметричного $\Delta_I = \Delta_\omega = \Delta_\sigma = 0,5$

Приведенные графики иллюстрируют тот факт, что разностный спектр (19) в общем случае асимметричен (не симметричен и не антисимметричен) относительно точки $\xi = 0 \omega = \omega_0$. В случае $\Delta_\omega = 0$ разностная кривая будет симметрична, а в случае $\Delta_I = \Delta_\sigma = 0$ – антисимметрична. При этом, возмущения параметров оказываются связанными с особенностями формы кривой, в частности, положением максимумов и минимумов. Простой анализ обнаруживает неудобство количественного анализа возмущений по координатам максимумов и минимумов, поскольку вычисления по этим координатам приводят к кубическим уравнениям. Существенно быстрее и проще возмущения $\Delta_I, \Delta_\omega, \Delta_\sigma$ можно вычислить, исследуя поведение функции ΔG в нуле и его окрестности. В качестве интерпретационных приемов следующие формулы, вытекающие из (19):

$$\Delta_I = \frac{\Delta G(0)}{I}; \quad \Delta_\omega = \frac{a^2 \Delta G'(0)}{2I}; \quad \Delta_\sigma = \frac{e \Delta G(a) - \Delta G(0) - a \Delta G'(0)}{2I}. \quad (21)$$

Здесь штрих означает дифференцирование по безразмерной переменной ξ . Эти формулы мы и будем использовать далее при интерпретации экспериментальных разностных спектров в терминах вариаций параметров интенсивности, основной частоты и ширины исходной спектральной кривой. В качестве примера проинтерпретируем в терминах деформаций $\Delta_I, \Delta_\omega, \Delta_\sigma$ экспериментальный спектр, приведенный на рис. 9. Согласно паспортным данным, $\omega_0 = 10^7$ Гц, а согласно графикам 8 спектра мощности $\bar{I} \approx 50 \text{ В}^2/\text{Гц}^2$, $\sigma^- \approx 0,8 \times 10^6$ Гц, стало быть, $a \sim 0,08$. Непосредственно из графика 9 разностного спектра мощности находим:

$$\begin{aligned} \Delta G(0) &\approx -0,08 \text{ В}^2/\text{Гц}^2; \\ \Delta G'(0) &\approx 11,5 \text{ В}^2/\text{Гц}^2; \\ \Delta G(a) &\approx G(0) + a \Delta G'(0) \approx 0,84 \text{ В}^2/\text{Гц}^2. \end{aligned} \quad (22)$$

Подставляя эти данные в интерпретационные формулы (21), находим:

$$\begin{aligned}\Delta_I &\approx -1.6 \cdot 10^{-3}; \\ \Delta_\omega &\approx 7.4 \cdot 10^{-4}; \\ \Delta_\sigma &\approx 1.4 \cdot 10^{-2}.\end{aligned}\tag{23}$$

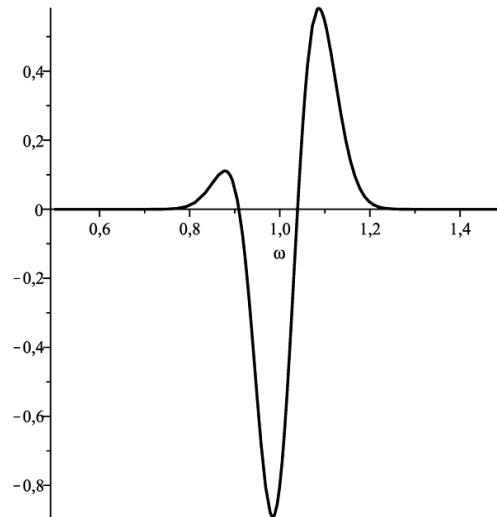


Рис. 15. Зависимость (19) при значениях параметров, взятых из (23)

3.2. Оценка влияния акустических колебаний

Основным фактором, потенциально способным повлиять на работу кварцевого генератора, следует считать акустические волны, которые генерирует удар болванки о наковальню. Рассмотрим модель, в которой акустический импульс, генерируемый ударом, описывается сигналом вида:

$$X(t) = X_0 e^{-\Sigma t} e^{i\Omega t}\tag{24}$$

где Ω – основная частота акустических колебаний, Σ – параметр их затухания, и соответствующим спектром:

$$X_\omega = \frac{iX_0}{2\pi(\Omega - \omega + i\Sigma)},\tag{25}$$

Величина X_0 имеет смысл амплитуды колебаний поверхности в окрестности удара. Колебания почвы с амплитудой X_0 и частотой Ω индуцируют переменное поле инерции, амплитуда которого имеет порядок величины $\Omega^2 X_0$. Это поле создает осциллирующее во времени поле напряжений внутри кварцевой пластинки с амплитудой $\delta T \sim \mu \Omega^2 X_0 / S \sim k \rho l \Omega^2 X_0$, где $\mu = k \rho l S$ – присоединенная масса пластинки (она меньше реальной массы из-за демпфирующих устройств, понижающих эффект тряски), k – коэффициент демпфирования, l – толщина пластинки, S – площадь ее поперечного сечения. Эти напряжения создают добавочные (по отношению к номинальным) переменные поля деформаций с амплитудой $\delta u \sim \delta T / E \sim k \rho l \Omega^2 X_0 / E$, где E – модуль Юнга кварца. Добавочные деформации индуцируют добавочное возмущающее напряжение на пластинах кварца, амплитуду которого можно оценить по формуле:

$$\delta V_0 \sim \frac{\delta u}{d} l \sim \frac{k \rho l^2 \Omega^2 X_0}{Ed} \sim \frac{k l^2 \Omega^2 X_0}{d c_{\text{кв}}^2},\tag{26}$$

где d – пьезомодуль кварца, $c_{\text{кв}}^2 = E / \rho$ – квадрат скорости звука в кварце. Таким образом, комбинируя (25) и (26), приходим к формуле:

$$f_\omega = \frac{i k l^2 \Omega^2 X_0}{2\pi d c_{\text{кв}}^2 (\Omega - \omega + i\Sigma)} = \frac{i \delta V_0}{2\pi (\Omega - \omega + i\Sigma)}.\tag{27}$$

Вычисляя вещественную часть величины f_ω , находим:

$$\text{Re } f_\omega = \frac{\delta V_0}{2\pi \omega_0} \frac{\alpha}{(\xi + \xi_0)^2 + \alpha^2},\tag{28}$$

где $\xi_0 = (\omega_0 - \Omega) / \omega_0$, $\alpha = \Sigma / \omega_0$. Подставляя это выражение в общую формулу (16), получим для акустического разностного спектра мощности следующую формулу:

$$\Delta G_{\text{аэ}}(\xi) = \frac{\alpha K \delta V_0 \sqrt{I}}{\pi \omega_0} G_{\text{аэ}}(a, \alpha, \xi_0, \xi),\tag{29}$$

где мы ввели безразмерную разностную спектральную функцию акустического возмущения:

$$G_{\text{ак}}(\bar{a}, \alpha, \xi_0, \xi) = \frac{e^{-\xi^2/2\bar{a}^2}}{(\xi + \xi_0)^2 + \alpha^2}, \quad (30)$$

и $\bar{a} = \bar{\sigma}/\omega_0$.

Теперь мы можем перейти к конкретным количественным оценкам. Качественно анализируя записи акустического сигнала, можно заметить, что в нем выделяется более-менее явно низкочастотная составляющая порядка килогерца и ее ультразвуковое заполнение в разы меньшей амплитуды. При этом длительность звукового импульса составляет величину порядка 10 мс. Отсюда получаем рабочие оценки для частотных акустических параметров зависимости (29):

$$\xi_0 \approx 1, \quad \alpha \approx 10^{-5}. \quad (31)$$

Теперь мы можем построить приблизительный график безразмерной спектральной функции (30) – он представлен на рис. 16.

Приведенный график качественно отличается от экспериментального, и свидетельствует о доминировании сдвига амплитуды спектра по сравнению со сдвигами других параметров.

Для оценки амплитуды спектра примем следующие справочные и оценочные данные для параметров, входящих в δV_0 :

$$k \sim 0.1; 1 \sim 10^{-3} \text{ м}; \Omega \sim 10^3 \text{ Гц}; X_0 \sim 10^{-3} \text{ м}; d \sim 10^{-10} \frac{\text{Кл}}{\text{Н}}. \quad (32)$$

Исходя из этих оценок получаем для коэффициента перед безразмерной спектральной функцией в (29) величину порядка $10^{-10} \text{ В}^2 / \text{Гц}^2$.

Вычисляя теперь по (29) значения $\Delta G_{\text{ак}}(0)$, $\Delta G'_{\text{ак}}(0)$ и $\Delta G_{\text{ак}}(a)$:

$$\begin{aligned} \Delta G_{\text{ак}}(0) &\approx 10^{-10} \text{ В}^2 / \text{Гц}^2, \\ \Delta G'_{\text{ак}}(0) &\approx -2 \cdot 10^{-10} \text{ В}^2 / \text{Гц}^2, \\ \Delta G_{\text{ак}}(a) &\approx 5 \cdot 10^{-11} \text{ В}^2 / \text{Гц}^2, \end{aligned} \quad (33)$$

и подставляя полученные значения в формулы (21), получим для акустических относительных сдвигов следующие значения:

$$\Delta_I^{\text{ак}} \sim 2 \cdot 10^{-12}; \quad \Delta_\omega^{\text{ак}} \sim -1.3 \cdot 10^{-14}; \quad \Delta_\sigma^{\text{ак}} \sim 6 \cdot 10^{-13}. \quad (34)$$

Эти оценки отличаются примерно на 10 порядков от экспериментальных значений (23). Мы приходим к заключению о том, что *ни вид разностного спектра акустических возмущений, ни тем более порядок величины амплитуды возмущения не соответствуют наблюдаемой в эксперименте картине.*

3.3. Оценка электромагнитного влияния удара

Выведем теперь оценочные формулы для электромагнитного влияния удара болванки на работу кварцевого генератора. Несмотря на экранирование установки, электромагнитный импульс обладает проникающей способностью и, как мы увидим ниже, в принципе может влиять на работу кварцевого генератора, меняя его спектральную функцию.

Сначала опишем суть происходящих процессов качественно. В процессе удара стальной болванки об основание, в местах контакта болванки с основанием возникают значительные по величине и сильно нестационарные напряжения, вызывающие сильную деформацию кристаллической решетки и сдвиг ее электронной и ионной компонент относительно друг друга. Возникновение и исчезновение такого поляритонного состояния сопровождается излучением электромагнитного импульса. Его некогерентный характер приводит к равенству

$$\langle \vec{E} \rangle = 0,$$

однако этот импульс переносит в любой элемент телесного угла импульс и энергию. Часть этого импульса и энергии проходит сквозь экраны и достигает кварцевой пластинки. Взаимодействие электромагнитного импульса и колеблющейся пластинки сводится к кратковременной механической «встряске» кристалла кварца давлением излучения импульса, которая и вызывает деформацию спектральной функции.

Перейдем к простым модельным оценкам. Прежде всего оценим интегральную интенсивность электромагнитного импульса, порожденного ударом болванки об основание. Согласно общей теории электромагнитного излучения², порядок величины (ведущей) дипольной компоненты излучения дается выражением:

$$J \sim \frac{\dot{P}^2}{\varepsilon_0 c^3}. \quad (35)$$

В (35) величина P – это механически индуцируемый дипольный момент в процессе удара. Для оценки величины P примем, что в процессе удара электронная (более подвижная) компонента электрон-ионной кристаллической решетки приобретает скорость v , с которой болванка налетает на опору непосредственно перед ударом. То-

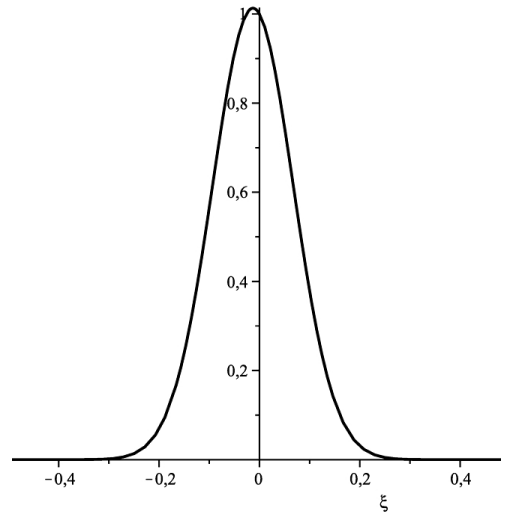


Рис. 16. Безразмерная спектральная функция (30) при значениях параметров, взятых из (31)

¹ Физические величины: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейслихова. М.: Энергоиздат, 1991.

² Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973.

гда закон сохранения энергии дает:

$$m_e n_e V v^2 \sim \frac{Q^2}{C}, \quad (36)$$

где $Q \sim en_e S l$ – индуцируемый ударом поляризационный заряд, n_e – концентрация электронов, S – площадь сечения болванки, l – величина смещения электронной и ионной компонент друг относительно друга, $C \sim \epsilon_0 \epsilon(\omega) S / d$ – емкость болванки, d – ее толщина (размер в направлении, перпендикулярном плоскости контакта). Из (36) с учетом соотношения $v^2 \sim gh$ (h – высота падения болванки) получаем:

$$P \sim Q l \sim \frac{\epsilon_0 \epsilon m_e g h S}{e}. \quad (37)$$

Процесс разделения компонент металлической плазмы в процессе удара приводит к ленгмюровским колебаниям, в процессе которых часть энергии поляризации высвечивается в виде излучения. Частота ленгмюровских колебаний

$$\omega_L \sim \sqrt{n_e e^2 / \epsilon_0 m_e},$$

каждое дифференцирование по времени в (35) сводится к умножению на ω_L , таким образом, окончательно для интенсивности дипольного излучения получаем оценку:

$$J \sim \frac{(\epsilon_L n_e)^2 (ghS)^2}{\epsilon_0 c^3}. \quad (38)$$

Излучаемая в процессе удара за время Δt энергия $I \Delta t$ распространяется наружу в виде сферического слоя толщиной $c \Delta t$. Для оценки плотности энергии T в импульсе излучения в месте расположения генератора положим

$$J \Delta t \sim T 4\pi r^2 c \Delta t, \quad (39)$$

откуда

$$T \sim 10^{-1} \frac{J}{r^2 c}, \quad (40)$$

где r – расстояние от места удара до генератора. Таким образом, импульс излучения попадая на кварцевую пластинку, создает на ней импульс ускорения:

$$\varphi \sim \frac{F}{M} \sim \frac{p \Delta S}{M} \sim \frac{q T \Delta S}{M}, \quad (41)$$

где M – масса кварцевой пластинки, ΔS – ее площадь, q – интегральный коэффициент поглощения электромагнитной энергии импульса на пути его распространения от места удара до генератора. Окончательно, после подстановки в (41) (38) и (40), получим:

$$\varphi \sim 10^{-1} \frac{q}{\epsilon_0 c^4 r^2} \frac{\Delta S}{M} (\epsilon_L n_e)^2 (ghS)^2. \quad (42)$$

Повторяя теперь дословно оценочные выкладки предыдущего раздела, связывающие поле ускорения с амплитудой возмущающего напряжения, получим опираясь на формулу (26):

$$\delta V_0 \sim \frac{k l^2}{d c_{\text{кв}}^2} \varphi \sim 10^{-1} \frac{q}{\epsilon_0 c^4 r^2} \frac{k l}{\rho_{\text{кв}} c_{\text{кв}}^2 d} (\epsilon_L n_e)^2 (ghS)^2. \quad (43)$$

В оценке (43) первый сомножитель относится к процессу излучения и распространения электромагнитного излучения, второй – к структуре кварцевой пластинки, третий – к электронной структуре болванки, четвертый – к механическим параметрам самого эксперимента.

Предположим теперь, что электромагнитное возмущение, действующее на кварцевую пластинку, в грубом приближении имеет прямоугольную временную зависимость, т.е. описывается функцией вида:

$$f(t) = \delta V(t) = \begin{cases} 0, & t < 0; \\ \delta V_0, & 0 \leq t \leq \tau; \\ 0, & t > \tau, \end{cases} \quad (44)$$

Где τ – время (простого одиночного) соударения. Фурье образ зависимости (44) имеет вид:

$$f_\omega = \frac{i \delta V_0}{2\pi\omega} (e^{-i\omega\tau} - 1). \quad (45)$$

Его вещественная часть:

$$\text{Re } f_\omega = \frac{\delta V_0}{2\pi\omega} \sin(\omega\tau). \quad (46)$$

Подставляя это выражение в общую формулу (16), получаем:

$$\Delta G_{\text{эм}}(\xi) \approx \frac{K\sqrt{I}\delta V_0}{\pi\omega_0} G_{\text{эм}}(\bar{a}, \beta, \xi), \quad (47)$$

где мы ввели безразмерную электромагнитную функцию разностной спектральной мощности

$$G_{\text{эм}}(\bar{a}, \beta, \xi) = e^{-\xi^2/2\bar{a}^2} \frac{\sin(\beta(\xi+1))}{\xi+1}, \quad (48)$$

и $\beta = \omega_0\tau$.

Перейдем к конкретным количественным оценкам. Экспериментальные данные дают для времени удара величину $\sim I/\Sigma \sim 10$ мс, которое представляет собой характерное время затухания акустического импульса и включает себя эффекты дребезжания болванки при ее сложном (несимметричном) ударе о наковальню. В отличие от этого времени, величина времени τ , которое определяет электромагнитный импульс, характеризуется временем одиночного простого соударения, величина которого по простым оценкам контактной задачи теории упругости¹ составляет величину² порядка 10^{-1} мс, что не противоречит имеющимся экспериментальным данным. Таким образом, для величины β получаем оценку: $\beta \sim 10^3$.

Теперь мы можем построить приблизительный график безразмерной спектральной функции (48) – он представлен на рис. 17.

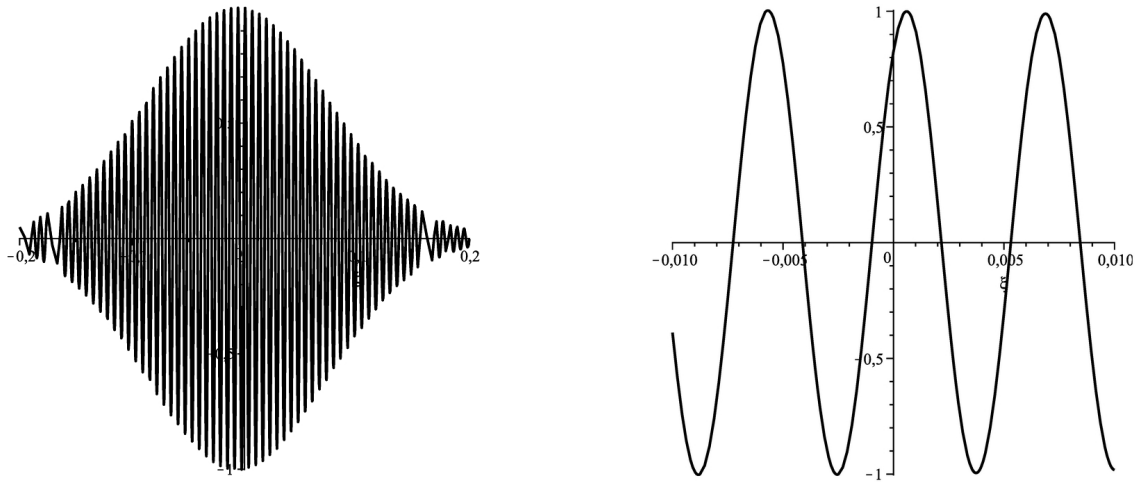


Рис. 17. Безразмерная спектральная функция (48) при значениях параметров $a=0.08$, $\beta \sim 10^3$ (справа увеличенный фрагмент в окрестности $\xi=0$)

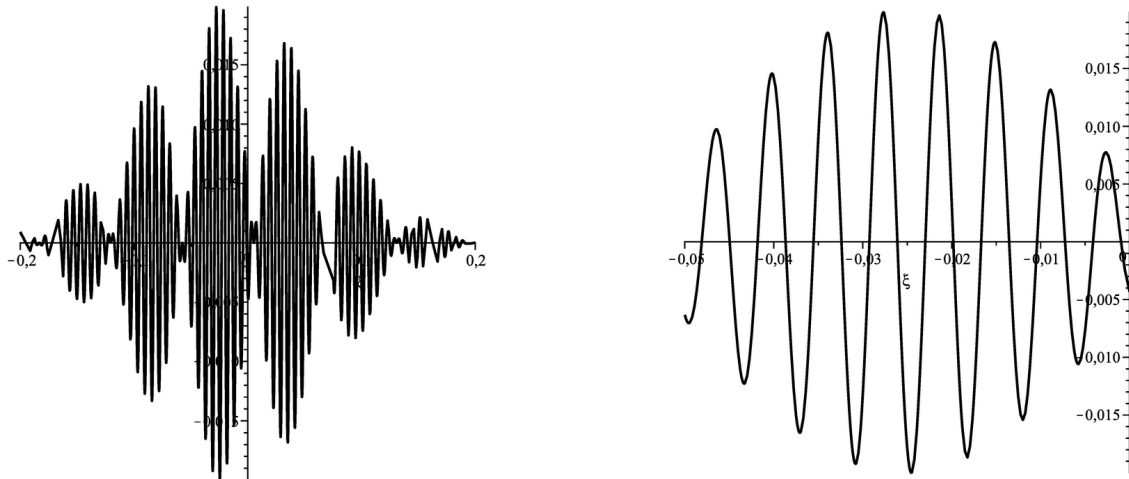


Рис. 18. Усредненная безразмерная спектральная функция (49) при значениях параметров $a=0.08$; $\beta \sim 10^3$; $\Delta\beta \sim 10^2$ (справа увеличенный фрагмент в окрестности максимума).

¹ Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987

² Оценка (задача 1 к параграфу 9 в: Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости...) для нашей ситуации имеет вид:

$$\tau \sim \left(\frac{m^2}{(gh)^{1/2} RE^2} \right)^{1/5},$$

где m – масса болванки, h – высота ее падения, E – модуль Юнга стали, R – радиус болванки.

Приведенный график кардинальным образом отличается от экспериментального — его вообще невозможно интерпретировать в терминах разности двух близких пиков! Более того, если учесть то обстоятельство, что экспериментальный спектр был получен путем усреднения по различным ударам, в которых наблюдался разброс времен, то эффект вообще должен практически исчезнуть ввиду случайности фаз складывающихся одиночных ударов. Примем для оценки, что времена ударов были распределены равномерно в интервале $[\tau_0 - \Delta\tau/2; \tau_0 + \Delta\tau/2]$, с $\Delta\tau = \tau_0/10$. Тогда усреднение спектра (47) по τ сводится к интегрированию по отрезку $[\tau_0 - \Delta\tau/2; \tau_0 + \Delta\tau/2]$ функции $\sin(\beta(\xi + 1))$ и делению результата на $\Delta\tau$. Если проделать такое усреднение, то для усредненного по временам удара безразмерного разностного спектра электромагнитных возмущений получится следующая формула:

$$\langle G_{\text{эм}} \rangle = G_{\text{эм}} \frac{\sin(\Delta\beta(\xi + 1)/2)}{\Delta\beta(\xi + 1)/2}, \quad (49)$$

где $\Delta\beta = \Delta\omega_0 \sim 10^2$.

График функции (49) представлен на рис. 18.

Сравнение амплитуд правых графиков 17 и 18 наглядно иллюстрирует роль усреднения — амплитуда разностного спектра после усреднения уменьшилась примерно в 50 раз.

Тем не менее, оценим эту амплитуду, опираясь на справочные¹ и оценочные данные для параметров, входящих в δV_0 в (32) и следующие:

$$\begin{aligned} r &\sim 1\text{м}, \\ \rho_{\text{кв}} &\sim 10^3 \text{кг/м}^3, \\ n_e &\sim 10^{28} \text{м}^{-3}, \\ S &\sim 10^{-1} \text{м}^2, \\ \Delta S &\sim 10^{-4} \text{и}^{-2}, \\ gh &\sim 10 \text{м}^2 \text{с}^2, \\ \varepsilon_L &\sim 1, \quad q \sim 10^{-4}. \end{aligned} \quad (50)$$

Исходя из этих оценок получаем для амплитуды разностной спектральной функции в (47) величину не превышающую $10^{-18} \div 10^{-20} \text{В}^2/\text{Гц}^2$. Эта оценка отличается от амплитуды разностного экспериментального спектра мощности примерно на 20 порядков. Таким образом, *форма разностного спектра электромагнитных возмущений и порядок величины его амплитуды абсолютно не соответствуют наблюдаемой в эксперименте картине.*

3.4. Оценка гравитационно-волнового возмущения

В этом разделе мы грубо оценим порядок величины вклада гравитационного излучения в сдвиг частоты кварцевого генератора. За основу примем теорию излучения слабых гравитационных волн в ОТО² [20]. В рамках этой теории для волновых возмущений метрического фона получается следующее оценочное выражение:

$$h \sim \frac{\kappa}{r} \ddot{D}, \quad (51)$$

где κ — эйнштейновская гравитационная постоянная, равная $8\pi G/c^4$, r — расстояния от системы, излучающей волны, до точки их наблюдения, $\ddot{D}$ — характерное значение второй производной квадрупольного момента гравитационно излучающей системы. Поскольку основная часть гравитационного излучения генерируется на протяжении времени удара, а удар болванки о наковальню можно рассматривать грубо как колебательный процесс с периодом τ и амплитудой δ (амплитуда деформации) в месте контакта, то величину $\ddot{D}$ можно оценить как $M\delta^2/\tau^2$, где M — масса болванки. Таким образом, для амплитуды возмущения метрики получаем следующее выражение:

$$h \sim \frac{\kappa}{r} M \frac{\delta^2}{\tau^2}. \quad (52)$$

Возмущения метрики возмущают масштабы длин и промежутков времени, при этом в силу малости возмущений и простой связи частоты с эталонами времени, порядок величины возмущения h совпадает с порядком $\Delta_{\text{грав}}$. Подставляя числовые значения, получаем следующую оценку:

$$\Delta_{\text{грав}} \sim 10^{-44}, \quad (3)$$

что на много порядков меньше наблюдаемой величины Δ . Можно с полной определенностью заключить, что *гравитационное излучение не имеет отношения к рассматриваемому эффекту.*

¹ Физические величины: Справочник...

² Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля.

Заключение

Мы разработали методику интерпретации разностных выходных спектров мощности кварцевого генератора в терминах деформаций параметров гауссового пика, методику упрощенного, но самосогласованного описания работы схемы автоколебаний и методику учета его возмущений. На их основе мы произвели интерпретацию одного из характерных разностных спектров, полученного в эксперименте. Резюмируем полученные результаты.

1. Величины относительных деформаций параметров гауссового спектра мощности, полученные из экспериментальных данных, интерпретируемые в рамках развитой методики, имеют следующие (ориентировочные) значения:

$$\Delta_I \approx -1.6 \cdot 10^{-3}; \quad \Delta_\omega \approx 7.4 \cdot 10^{-4} \quad \Delta_\sigma \approx 1.4 \cdot 10^{-2}. \quad (54)$$

2. Их погрешность определяется погрешностью вычислений спектра на компьютере и (главным образом) погрешностью определения реперных значений разностного спектра по графику и в целом составляет величину порядка 10–20%.

3. Разностный спектр мощности акустических возмущений имеет доминирующий порядок величины по амплитуде среди спектров других факторов (гравитационного и электромагнитного), но его форма (рис. 16) отличается от экспериментальной (существенно занижен вклад деформации частоты), а порядок величины амплитуды отличается примерно на 10 порядков от экспериментального значения.

В отношении акустических возмущений необходимо отметить следующее важное обстоятельство. В то время, как для измерений в колодце (рис. 8–9) справедливы приведены выше оценки акустического возмущения, то для измерений в шахте (рис. 10–11) акустические возмущения, возникающие в результате удара болванки о наковальню отсутствуют. Причина в том, что в этом случае время регистрации в несколько раз меньше времени в течение которого акустическое возмущение достигает регистрирующей аппаратуры. Т.е. за счёт соответствующего удаления аппаратуры от места удара удастся закончить регистрацию колебаний кварцевого генератора до прихода акустического возмущения и, тем самым, полностью исключить его из списка возможных помех, оставив только электромагнитное и гравитационно-волновое возмущение.

1. Разностный спектр мощности электромагнитного возмущения следует рассматривать как второй по порядку величины по амплитуде среди спектров других факторов, но его форма (рис. 17) кардинальным образом отличается от экспериментальной (ее вообще невозможно интерпретировать как деформацию параметров гауссового пика). Порядок величины амплитуды отличается примерно на 20 порядков от экспериментального значения, при этом отличие будет только усиливаться с учетом усреднения спектра по временам удара.

2. Гравитационно-волновой эффект сдвига частоты ОТО, связанный с деформациями пространственно-временных масштабов, отличается примерно на 40 порядков от экспериментальных значений сдвигов параметров.

Таким образом, опираясь на полученные оценки, можно с уверенностью утверждать, что *ни один из рассмотренных механизмов — акустический, электромагнитный и гравитационно-волновой — не способен в полной мере объяснить природу деформации спектра мощности сигнала кварцевого генератора — ни в количественном отношении, ни в качественном. Это дает повод к осторожным предположениям о возможности генерации гиперболических полей в процессе механического удара.*

Данный вывод, разумеется, требует дополнительной тщательной проверки как в методике эксперимента, так и в его теоретической интерпретации. Уточнение оценочных значений параметров скорее всего не смогут скорректировать теоретические предсказания на десятки порядков. На текущий момент *полученные результаты можно рассматривать как предварительное обнадеживающее свидетельство в пользу наличия новых физических эффектов необъяснимых в рамках существующих физических теорий.*

ЛИТЕРАТУРА

1. Гарасько Г.И. Начала финслеровой геометрии для физиков. М.: Тетру, 2009.
Garas'ko G.I. (2009). Nachala finslerovoi geometrii dlya fizikov. Tetru, Moskva.
2. Гарасько Г.И. Обобщенно-аналитические функции поличисловой переменной // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2004. № 1 (1). С. 75–88.
Garas'ko G.I. (2004). Obobshchenno-analiticheskie funktsii polichislovoi peremennoi. Giperkompleksnye chisla v geometrii i fizike. N 1 (1). Pp. 75–88.
3. Зарипов Р.Г. Отношение одновременности в финслеровом пространстве-времени // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2006. № 1 (5). С. 27–46.
Zaripov R.G. (2006). Otnoshenie odnovremennosti v finslerovom prostranstve-vremeni. Giperkompleksnye chisla v geometrii i fizike. N 1 (5). Pp. 27–46.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973.
Landau L.D., Lifshits E.M. (1973). Teoriya polya. Nauka, Moskva.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987.
Landau L.D., Lifshits E.M. (1987). Teoriya uprugosti. Nauka, Moskva.
6. Лебедев С.В. Свойства пространств, связанных с коммутативно-ассоциативными алгебрами H_3 и H_4 // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2004. № 1 (1). С. 68–74.

- Lebedev S.V. (2004). Svoystva prostranstv, svyazannykh s kommutativno-assotsiativnymi algebrami H_3 i H_4 . Giperkompleksnyye chisla v geometrii i fizike. N 1 (1). Pp. 68–74.
7. Павлов Д.Г. Гиперболический аналог электромагнитного поля // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2010. № 1 (13). С. 3–15.
Pavlov D.G. (2010). Giperbolicheskii analog elektromagnitnogo polya. Giperkompleksnyye chisla v geometrii i fizike. N 1 (13). Pp. 3–15.
8. Павлов Д.Г. Обобщение аксиом скалярного произведения // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2004. № 1 (1). С. 5–19.
Pavlov D.G. (2004). Obobshchenie aksiom skalyarnogo proizvedeniya. Giperkompleksnyye chisla v geometrii i fizike. N 1 (1). Pp. 5–19.
9. Павлов Д.Г. Хронометрия трехмерного времени // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2004. № 1 (1). С. 20–32.
Pavlov D.G. (2004). Khronometriya trekhmernogo vremeni. Giperkompleksnyye chisla v geometrii i fizike. N 1 (1). P. 20–32.
10. Павлов Д.Г. Четырехмерное время как альтернатива пространству-времени Минковского // Труды международной конференции «GEON-2003». Казань, 2003.
Pavlov D.G. (2003). Chetyrekhmernoe vremya kak al'ternativa prostranstvu-vremeni Minkovskogo. In: Trudy mezhdunarodnoi konferentsii «GEON-2003». Kazan'.
11. Павлов Д.Г. Четырехмерное время // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2004. № 1 (1). С. 33–42.
Pavlov D.G. (2004). Chetyrekhmernoe vremya. Giperkompleksnyye chisla v geometrii i fizike. n 1 (1). Pp. 33–42.
12. Павлов Д.Г., Кокарев С.С. Алгебраическая единая теория пространства-времени и материи на плоскости двойной переменной // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2010. Т. 7. № 2(14). С. 11–37.
Pavlov D.G., Kokarev S.S. (2010). Algebraicheskaya edinaya teoriya prostranstva-vremeni i materii na ploskosti dvoimoi peremennoi. Giperkompleksnyye chisla v geometrii i fizike. T. 7. N 2(14). Pp. 11–37.
13. Павлов Д.Г., Кокарев С.С. Аналитические, дифференциально-геометрические и алгебраические свойства гладких функций поличисловой переменной // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2011. № 16.
Pavlov D.G., Kokarev S.S. (2011). Analiticheskie, differentsial'no-geometricheskie i algebraicheskie svoystva gladkikh funktsii polichislovoi peremennoi. Giperkompleksnyye chisla v geometrii i fizike. 2011. N 16.
14. Павлов Д.Г., Кокарев С.С. Гиперболическая теория поля на плоскости двойной переменной // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2010. № 1 (13). С. 78–127.
Pavlov D.G., Kokarev S.S. (2010). Giperbolicheskaya teoriya polya na ploskosti dvoimoi peremennoi. Giperkompleksnyye chisla v geometrii i fizike. N 1 (13). Pp. 78–127.
15. Павлов Д.Г., Кокарев С.С. h -голоморфные функции двойной переменной и их приложения // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2011. № 13. С. 44–77.
Pavlov D.G., Kokarev S.S. (2011). h -golomorfnye funktsii dvoimoi peremennoi i ikh prilozheniya. Giperkompleksnyye chisla v geometrii i fizike. N 13. Pp. 44–77.
16. Павлов Д.Г., Кокарев С.С. Конформные калибровки геометрии Бервальда-Моора и индуцированные ими нелинейные симметрии // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2008. № 2 (10). С. 3–14.
Pavlov D.G., Kokarev S.S. (2008). Konformnye kalibrovki geometrii Berval'da-Moora i indutsirovannye imi nelineinye simmetrii. Giperkompleksnyye chisla v geometrii i fizike. N 2 (10). Pp. 3–14.
17. Сипаров С.В. Канонические уравнения Гамильтона и метрика Бервальда-Моора // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2005. № 2 (4). С. 51–56.
Siparov S.V. (2005). Kanonicheskie uravneniya Gamil'tona i metrika Berval'da-Moora. Giperkompleksnyye chisla v geometrii i fizike. N 2 (4). Pp. 51–56.
18. Физические величины: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейзликхова. М.: Энергоиздат, 1991.
Fizicheskie velichiny: Spravochnik. Pod red. I.S. Grigor'eva i E.Z. Meizlikhova. Energoizdat, Moskva. 1991.
19. Bogoslovsky G.Yu., Goenner H.F. On the possibility of phase transitions in the geometric structure of space-time // Phys. Lett. A. 244. 1998. 4. P. 222
20. Goenner H.F., Bogoslovsky G.Yu. A class of anisotropic (Finsler-) space-time geometries // Gen. Relativ. Gravit. 1999. 31. 10. P. 15654
21. Pavlov D.G. Hypercomplex Numbers, Associated Metric Spaces and Extension of Relativistic Hyperboloid. ArXiv:gr-qc/0206004