



МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования

**«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

Институт физики высоких технологий

Направление 15.04.01 Машиностроение

Профиль подготовки Физика высоких технологий в машиностроении

Кафедра Физика высоких технологий в машиностроении

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

Тема работы
Реконструкция поверхностных характеристик и контактных свойств на основе данных акустической эмиссии на классическом примере контакта колесо-рельс

УДК 621.762.5

Студент

Группа	Ф.И.О.	Подпись	Дата
4AM51	Попов Михаил		

Руководитель

Должность	Ф.И.О.	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
профессор	С.Г. Псахье	д.ф-м.наук		

КОНСУЛЬТАНТЫ:

По разделу «Финансовый менеджмент, ресурсоэффективность и ресурсосбережение»

Должность	Ф.И.О.	Ученая степень, звание	Подпись	Дата

По разделу «Социальная ответственность»

Должность	Ф.И.О.	Ученая степень, звание	Подпись	Дата

ДОПУСТИТЬ К ЗАЩИТЕ:

Зав. кафедрой	Ф.И.О.	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
ФВТМ	С.Г. Псахье	д.ф-м.н., профессор		

Томск – 2016

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
**«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

Институт физики высоких технологий
Направление 15.04.01 Машиностроение
Профиль подготовки Физика высоких технологий в машиностроении
Кафедра Физика высоких технологий в машиностроении

УТВЕРЖДАЮ:
Зав. кафедрой, д.ф.-м.н., профессор
_____ С.Г. Псахье
(Подпись) (Дата) (Ф.И.О)

ЗАДАНИЕ
на выполнение выпускной квалификационной работы

В форме

Магистерской диссертации

Студенту:

Группа	ФИО
4АМ51	Попов Михаил

Тема работы:

Реконструкция поверхностных характеристик и контактных свойств на основе данных акустической эмиссии на классическом примере контакта колесо-рельс	
Утверждена приказом ректора (дата, номер)	

Срок сдачи студентом выполненной работы:

ТЕХНИЧЕСКОЕ ЗАДАНИЕ:

Исходные данные к работе	Параметры качения шероховатого колеса по шероховатому рельсу. Данные спектра акустической эмиссии
Перечень подлежащих исследованию, проектированию и разработке вопросов	Исследование акустической эмиссии, связанной с качением шероховатого колеса по шероховатому рельсу. Анализ спектра акустической эмиссии для получения информации о макроскопических свойствах контакта (диаметр контакта), о спектральной плотности относительной шероховатости колеса и рельса.
Перечень графического материала	Презентация в ppt
Консультанты по разделам выпускной квалификационной работы	

Раздел	Консультант
Финансовый менеджмент, ресурсоэффективность и ресурсосбережение	
Социальная ответственность	
Название разделов, которые должны быть написаны на русском языке:	
Аннотация работы	
Финансовый менеджмент, ресурсоэффективность и ресурсосбережение	
Социальная ответственность	

Дата выдачи задания на выполнение выпускной квалификационной работы по линейному графику

--

Задание выдал руководитель:

Должность	Ф.И.О.	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
профессор	С.Г. Псахье	д.ф-м.наук		

Задание принял к исполнению студент:

Группа	Ф.И.О.	Подпись	Дата
4АМ51	Попов Михаил		

Technische Universität Berlin

Institut für Mechanik

Fachgebiet Strukturmechanik und Strukturberechnung



Tomsk Polytechnic University

Institute of High Technology Physics

*Department of High Technology Physics in Mechanical
Engineering*



Master's Thesis

Double Degree Program in Engineering Science

Reconstruction of surface characteristics and contact
properties from the acoustic emission of a rolling rail-
wheel contact

Submitted by Mikhail Popov

Advisors: Manfred M. Zehn (TUB), Sergey G. Psakhie (TPU)

Tomsk - 2016

Declaration of academic integrity

I hereby confirm that the present thesis is solely my own work, that it was prepared without external help except for cited sources, and that none of the text was copied from works of other authors.

Mikhail Popov

Abstract

Настоящая магистерская работа посвящена проблеме определения поверхностных свойств и условий в контакте при качении колеса по рельсу. Неоднородность топографии поверхности железнодорожных колес и рельсов приводит при качении к возбуждению колебаний в нормальном к поверхности контакта направлении. Спектр этих возбужденных колебаний зависит от топографии поверхности и, таким образом, в принципе содержит информацию об относительной шероховатости контактирующих тел. В центре данной работы стоит вопрос о возможности решения обратной задачи – определения свойств шероховатости по измеренной динамике колеса (например, с помощью акселерометров). Эта информация может быть использована для оценки текущего состояния контакта качения.

Работа начинается с описания решения "прямой задачи", то есть с определения спектра колебаний по спектру шероховатости. Эта сложная задача теории контактных взаимодействий решается в данной работе с применением так называемого метода редукции размерности. В этом методе контакт трехмерных тел замещается эквивалентным контактом с одномерным упругим основанием, сохраняющим макроскопические контактные свойства. Вычислительная сложность при этом настолько сокращается, что оказывается возможным численное решение полной динамической задачи для колеса, катящегося по шероховатой поверхности.

Большинство реальных поверхностей, включая поверхность железнодорожных рельсов, имеют шероховатость, которая статистически может быть описана как самоподобный фрактал. Ее спектральная плотность может быть в грубом приближении (достаточном для целей данной работы) записана в виде

$$C(q) = A \cdot q^{-2(H+1)}, \quad q_{\min} < q < q_{\max},$$

то есть может быть параметризована четырьмя величинами A , H , q_{\min} , q_{\max} , где, q есть волновой вектор, а H так называемый показатель Херста. В случае фрактальных поверхностей можно ожидать, что и спектр ускорения будет

описываться степенной функцией вида $B \cdot \omega^{-\alpha}$ при наличии некоторых "частот обрезания", $\omega_{\min} < \omega < \omega_{\max}$.

Обратная задача состоит при этом в определении четырех величин, параметризующих шероховатость по измеренным величинам, характеризующим спектр ускорения. Параметрические исследования показали, что обратная задача – по крайней мере для описанных фрактальных поверхностей – может быть однозначно решена. На основе аналитических и численных исследований прямой задачи были найдены эмпирические уравнения, определяющие решение обратной задачи.

Одновременно исследование показало, что детальный спектр акустической эмиссии содержит не только информацию о шероховатости, но и о макроскопических условиях в контакте, в частности, радиусе контакта. Эта информация также может быть использована для текущего мониторинга состояния контакта.

В заключении обсуждаются пределы применимости метода, использованного в работе, а также пути расширения области его применимости.

Contents

Declaration of academic integrity	2
Abstract	3
1 Introduction	7
2 Prior research	8
3 Methods and models	9
3.1 Overview of the modeled system	9
3.2 Describing surface roughness.....	10
3.3 Method of Dimensionality Reduction	12
3.4 Dynamical model	15
3.5 Implementation.....	17
3.5.1 Generation of a rough outline	17
3.5.2 Efficient calculation of contact force	18
4 Simulation results	20
4.1 General characteristics of the acceleration spectrum	20
4.2 Low-frequency resonance peak and surrounding plateaus	21
4.3 Power law region.....	21
4.3.1 Transition frequency	21
4.3.2 Power law scaling	22
4.3.3 Periodic modulation	23
4.3.4 Dependence on RMS-roughness.....	25
4.3.5 Taper-off region	26
4.4 Proposed dependence for the power-law region	27
5 Analytical approximations.....	28
5.1 Consecutive calculation of contact force and normal acceleration	29
5.2 Approximate contact force spectrum at high frequencies.....	30

5.3	Approximate contact force spectrum at low frequencies	32
5.4	Summary (analytical approximations)	35
6	Quantitative study of low-frequency force oscillations.....	36
6.1	Influence of h_0	36
6.2	Influence of q_{\min} and system length.....	37
6.3	Empirical approximation for Ψ	38
6.4	Power spectral density of low-frequency force fluctuations.....	42
7	Discussion.....	43
7.1	Applicability of the MDR in dynamic rough contacts	44
7.2	Omission of low-frequency components of the roughness	44
7.3	Quasistaticity and system dynamics.....	45
	Bibliography	46
	Appendix A: Simulation parameters.....	48

1 Introduction

The surface roughness of rails and wheels is recognized as the primary source of noise from railway cars [1], where by roughness we mean both microscopic components and the macroscopic “waviness” of the rail. This is a topic that has been researched extensively, however most works in the field are forced to make simplifying approximations [2] of one kind or another due to the computational difficulty of the problem. For accurate modeling it would be necessary to use a finite element model with fine discretization and to perform a dynamic simulation with high temporal resolution. While work along these lines exists [2], it is necessarily limited to long-wave components of roughness. In this work, an alternative, less rigorous, approach is taken. This is based on the Method of Dimensionality Reduction (MDR) in contact mechanics [3], in which a 3D contact problem is transformed into a 1D substitute problem, which preserves force-displacement relationships and other contact mechanical quantities. This method has been shown to be exact [4][3] for certain classes of contact problems (in particular various kinds of rotationally symmetric contacts). In the case of rolling noise it is *not* exact. However, the method was previously found to be surprisingly useful, even outside of rigorously provable applications, such as elastomer friction [4] and the normal contact of rough solids [5]. When applied to the dynamic contact of rough surfaces, the MDR cannot be expected to be as accurate as simulations with the finite element method or similar, but it can be expected to be considerably more insightful than rough analytical approximations and physically implausible numerical approximations (such as a 2D “mattress” of independent springs [2]). Moreover, the MDR, being one-dimensional, is computationally efficient and allows us to study the phenomenon of rolling on rough surfaces with previously unattainable spatial and temporal resolution.

In this work we not only consider the forward problem of determining the noise spectrum from given surface roughness, but also ask the inverse question – whether measured noise will allow us to deduce the state of the rough surface and the parameters of the contact. If the answer to this question is positive, this could be useful for diagnostic applications, such as estimating the current state of the rail surface or (in the future) the maximum transmissible force in the contact.

2 Prior research

The problem of noise emission from the rail-wheel contact has been extensively researched [1]. Due to the intractability of dealing with the contact of rough surfaces directly, all research is based on simplifying assumptions of various kinds. One approach that is very similar to ours was taken by Ford and Thompson [2] (their work predates the full development of the MDR). They performed small-scale finite element simulations of the rough contact and compared the results to simplified models, in particular a one-dimensional model similar to the MDR and a two-dimensional “mattress model” with independent springs. It was found that especially the 1D model had good correspondence with 3D results, prompting the authors to note that 1D models “might have an unexpectedly wide range of applicability”. Work done by V.L. Popov and collaborators on the MDR in the following years provided some understanding of why 1D models in particular can sometimes reproduce the behavior of 3D contacts (as opposed to 2D models), but formal proof of the MDR for rough, and especially dynamic contacts remains elusive.

Preliminary work on the application of the MDR to rolling on rough surfaces was performed by the author of this thesis and coauthors. In [7] the MDR was used to study fluctuations of contact force resulting from a sphere rolling on a rough surface while being confined strictly to planar motion (no change of z-coordinate due to changing contact force). It was found that, given a certain type of roughness (isotropic, randomly self-affine roughness described by a power spectral density following a power law) produces a very similar spectrum of force fluctuations (power-law) that can be described analytically. The spectrum is further modulated by a periodic function that is related to the contact geometry. In further works [8],[9] by the same authors first steps were taken towards describing the dynamics of rolling on rough surfaces using the MDR. Using a model containing only short-wave roughness of small average height (much less than the indentation depth), it was found that the modified spectrum of the roughness reappears in the high-frequency part of the normal acceleration spectrum. In addition, the simulated system showed various non-linear behaviors that were, however, not analyzed further.

The present thesis builds on these preliminary works and presents a systematic study of the dependence between short-wave surface roughness and normal

acceleration in a rolling contact, both in the low-frequency and high-frequency regions. As a result, several semi-empirical dependencies between the spectra of roughness and acceleration are presented.

3 Methods and models

3.1 Overview of the modeled system

The modeled system is a wheel (presumably made from steel) with a radius R and mass m . The wheel is loaded with a constant normal force F_n (which includes the wheel's own weight) and is rolling on a rail with a constant velocity v_0 . It is assumed that the wheel is not driven. Both the rail and the wheel have surface roughness, which will be discussed in a later section. The detailed dynamics of the wheel and axle system and deformation of the rail are not considered. For the purpose of dynamics, the wheel is considered a rigid body and the rail is considered an immovable substrate. Various possible interactions and effects (damping, among other things) are neglected thereby, but a complete and realistic model of the entire structure would exceed the scope of this proof-of-principle study.

In the contact, it is assumed that the transverse radius of curvature of the rail is equal to the radius of the wheel, which is usually (approximately) the case in actual rail-wheel systems. The practical import of this is that the contact can be viewed as a contact between two crossed cylinders, which is reducible to the contact of a rigid sphere with an elastic half-space (or equivalently a contact of a rigid plane with an elastic sphere). This transformation requires assigning the sphere a reduced elastic modulus E^* that is defined as [9]:

$$\frac{1}{E^*} = \frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2}, \quad (1)$$

where E_1 and E_2 are the elastic moduli of the two bodies and ν_1 and ν_2 are their Poisson numbers. When both contact partners have the same material properties (as is the case in our model), the reduced elastic modulus is given by

$$E^* = \frac{E}{2(1-\nu^2)}. \quad (2)$$

At this point we also note that the spherical indenter shape $f(r) = R - \sqrt{R^2 - r^2}$ is replaced by its second-order Taylor expansion about the origin:

$$f(r) = \frac{r^2}{2R}, \quad (3)$$

resulting in a rotational paraboloid. This is a very common simplification (Hertzian contact) in contact mechanics and is very accurate for small indentation depths (much more accurate than other assumptions made in this study). The contact-mechanical side of the model will be developed in greater depth in the following sections. The primary aim of the present work is to determine the time-dependent normal acceleration of a rough elastic sphere rolling on a rough elastic plane.

3.2 Describing surface roughness

Surface roughness is probably the most important parameter in this study and, unfortunately, one of the most uncertain. Although a truly accurate representation of a rough surface would require the specification of a 2D field of elevations, the key qualities of a rough surface may be captured in a more compact statistical model. Since the work of Hurst [11] it was realized that many seemingly random natural phenomena have certain regularities that manifest as long-term correlations and hierarchical, self-similar structure. Such processes have been termed Fractional Brownian motion [12] and randomly self-affine fractals. The self-similarity of these objects can be captured in a single parameter H , the Hurst exponent, which is closely related to the fractal dimension D .

Random fractals have been observed throughout nature, ranging from cloud shapes to mountain topology and coastlines [13]. Surface roughness is also often regarded as fractal. Certain types of roughness, e.g., are strikingly similar to mountain landscapes, leading some researchers to point out the self-similarity of fractured surfaces from the kilometer to the nanometer scales. Random fractals are also a very *convenient* description of roughness in contact mechanics, since isotropic roughness can be characterized by a power spectral density (PSD) with just two parameters: the scaling parameter H (Hurst exponent) and h_0 , the root mean square value of the roughness profile. Due to its simplicity, this description is used in nearly all analytical studies of the contact mechanics of rough surfaces and also in most numerical studies.

Nonetheless, there is disagreement among researchers [14],[15] whether the fractal view of rough surfaces is accurate. Especially for technically produced surfaces it is not self-evident why they should be self-similar across multiple scales. Both wear and technical treatment of surfaces can also easily produce surfaces that are anisotropic. A further problem is that, even if surfaces are indeed fractal, the power spectral density may not capture all statistical properties correctly. Although we acknowledge the controversy, in this thesis we are necessarily confined to the standard PSD-based fractal model, as this is the only representation that has yet been developed for the MDR.

In the following we will assume that the roughness is described by

$$C_{2D} = Aq^{-2H-2} \quad (4)$$

where q is a wave vector and H the already mentioned Hurst exponent. C_{2D} is defined between two cutoff wave vectors, q_{\min} for long wavelengths and q_{\max} for short waves. The constant factor A in equation (4) is chosen so that the root mean square value of the roughness $\bar{h} = \sqrt{\langle h(x)^2 \rangle}$ equals h_0 . In this study the parameters are chosen such that the longest wavelength of the roughness is equal to the contact radius, so that $q_{\min} = 2\pi/a$, while the shortest wavelength is equal to the spatial discretization step Δx , so that $q_{\max} = 2\pi/\Delta x$.

It should be noted that these assumptions are unrealistic in two ways: first, real rail and wheel surfaces are known to have roughness components with wavelengths much larger than the contact diameter. At longer wavelengths a “roll-off” is typically observed, where the power-law scaling of the spectrum transitions into the constant spectrum of white noise. The second issue, which follows from the first is that the overall value of the roughness, h_0 , is significantly reduced by cutting off long-wave roughness components. The exclusive focus on short-wave corrugations is motivated by the desire to study the high-frequency components of the acceleration spectrum in isolation, where a particularly clear dependence on the roughness spectrum can be seen (this was found in the cited preliminary studies). Also this may make it possible to study the production of low-frequency vibrations by short-wave roughness through

nonlinear effects, a phenomenon that would be otherwise obscured by direct vibration in this part of the spectrum.

How the roughness is handled within the MDR is described in detail in the next section, where the MDR is formally introduced.

3.3 Method of Dimensionality Reduction

As mentioned previously, this work makes heavy use of the Method of Dimensionality Reduction (MDR) in contact mechanics. The MDR (in a much simplified form) was first proposed by V.L. Popov in 2005, based on the observation that, despite the fact that contact problems are generally quite complex even for simple geometry, and are usually described by integral equations, the resulting force-displacement relationships are often quite simple. E.g. for a flat cylindrical punch, the contact force is proportional to the contact diameter and to the indentation depth. This behavior is trivially reproduced by an elastic (or Winkler) foundation, i.e. a linear array of independent spring elements (Figure 1). While this particular case is not very interesting, it was also noticed that elastic foundations can reproduce the force-displacement relations for spherical and conical indenters if the indenter outline is vertically scaled by a shape-dependent constant.

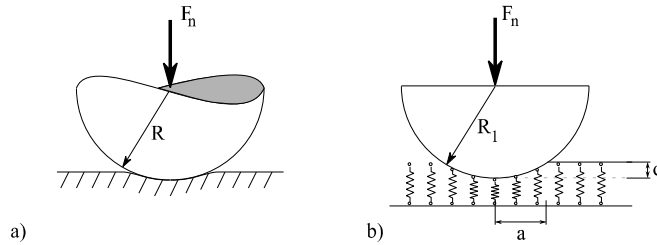


Figure 1. (a) Contact between a rigid sphere and an elastic half-space. (b) One-dimensional contact with an elastic foundation.

In the following years the MDR saw significant developments. Notably, Heß in his doctoral thesis [4] showed that scaling rules can be found for *any* rotationally symmetrical indenter shape $f(r)$. In its most general form, the transformation is:

$$g(x) = |x| \int_0^{|x|} \frac{f'(r)}{\sqrt{x^2 - r^2}} dr, \quad (5)$$

where $g(x)$ is the outline of the one-dimensional transformed indenter and $f' = df/dr$. When this substitute outline is indented into an elastic foundation, in which individual spring elements have a spacing Δx and spring constants $k_z = E^* \Delta x$, the dependence of normal force and contact radius will be *exactly* as in the original contact problem.

In our particular case, with the Hertzian indenter (3) described by $f(r) = r^2/2R$ and $f'(r) = r/R$ we have:

$$g(x) = \frac{|x|}{R} \int_0^{|x|} \frac{r}{\sqrt{x^2 - r^2}} dr, \quad (6)$$

the solution of which is easily shown to be

$$g(x) = \frac{x^2}{R}. \quad (7)$$

Note that in our case the indenter has been “stretched” vertically by a factor of 2 (compared to (3)), which was the original rule of Popov for spherical indenters.

The MDR as presented above is a rigorous method (within the standard approximations of contact mechanics), and Heß also showed that it can be applied not only to the classical frictionless normal contact, but also to tangential contacts with friction. Also, the material of the half-space can be linearly-elastic or an arbitrary linearly-viscoelastic material. Finally, reverse transformations exist that allow reconstructing the stress state of the 3D contact from the configuration of the 1D elastic foundation, but none of these capabilities are used in the present work, and so are not introduced further. The interested reader is referred to the MDR book [16].

Outside of the region of its exact applicability, the MDR has been applied in areas, where its use cannot (yet) be justified formally, but has nonetheless been surprisingly successful. The first of these applications was the normal contact stiffness of rough surfaces, work on which was begun by Geike [17] and continued by R. Pohrt, V.L. Popov and others [18],[5]. Given a randomly self-affine surface described by the power spectral density (4), Geike formulated the following rule for the power spectral density of an equivalent “rough line” in 1D, which should reproduce the contact stiffness of a real rough contact when indented into an elastic foundation:

$$C_{1D}(q) = \pi q C_{2D}(q). \quad (8)$$

Pohrt later (empirically) confirmed the general validity of this rule and the accuracy of the MDR, by extensive comparisons between MDR models and large boundary-element models of the rough contact [5]. It was found, however, that the factor π in equation (8) is not generally correct; instead a constant $\lambda(H)$ that depends on the Hurst exponent needs to be used. A rather complicated summation determining λ explicitly has been found [18], but in practice it is easier (and equivalent) to normalize the rough outline, after it has been generated, to the given value of RMS-roughness $h_0 = \sqrt{\langle h(x)^2 \rangle}$. The latter option is chosen for generating roughness in the present study.

A second area where the MDR has been successfully employed without rigorous proof is the frictional contact between rough surfaces and elastomers. Various facets of this problem have been explored in a series of works by A. Dimaki, Q. Li, V.L. Popov, M. Popov and others [5],[4],[20]. While Pohrt et al. considered the quasistatic normal contact only, the frictional contact with elastomers is inherently *dynamic* (due to the nontrivial interaction between asperities of the roughness and local relaxation behavior of the elastomer), which makes this problem even further removed from the rigorously proven core applications of the MDR. Nonetheless, the MDR has proven effective in this application, and several empirical [21] and theoretical [22] arguments supporting its applicability exist.

The problem considered in this thesis also lies outside the strict applicability of the MDR. It is in some ways similar to the normal contact problem studied by Pohrt et al., but also introduces certain complications. One problem is related to changing contact configuration and another to the lack of quasistaticity.

The ability of the MDR to accurately describe the normal contact stiffness of randomly self-affine fractal surfaces is now considered beyond doubt and there are theoretical considerations (in particular the recent interpretation of MDR profiles as incremental normal stiffness functions) that suggest that a formal proof may be found someday. However, the rolling motion continually brings new patches of the surface into contact. It is not yet clear whether the statistics of normal force fluctuations due to these incremental changes at the borders of the contact will be the same in the

MDR and 3D models of rough surfaces. This question could be settled by performing high-resolution rolling simulations with the boundary element or finite element methods, but such verification would unfortunately greatly exceed the scope of the current study. In [9] it has been argued that the contact configurations encountered in rolling can be regarded as separate random realizations of the rough surface (in which case there *are* solid indications that the contact force in the MDR and in 3D models would have the same statistics, at least in terms of mean value and standard deviation), but this is certainly not the case in a strict sense, and it is also unclear if this is *approximately* the case in practice.

The second problem that was mentioned is that the MDR applies, strictly speaking, only to quasistatic contacts. I.e. changes of the contact configuration must happen much more slowly than the time it takes sound waves to traverse the system in question. This constraint is violated in dynamic contacts with rough surfaces, because changes in the contact configuration at the micro-level can happen *very* fast and it is unclear how these changes propagate and affect the macro-level dynamics of the system. This is a problem that is present in the case of friction with elastomers and also in the current study, where roughness at the micrometer-level and rolling velocities of tens of meters per second are considered.

Ford and Thompson [2], who unknowingly used a variant of the MDR, suspected that it “might have an unexpectedly wide range of applicability” – a sentiment that has been largely confirmed by subsequent works. However, it must still be kept in mind that we are overstepping the bounds of the MDR in this study, and that great care must be taken before transferring the obtained results into real-world scenarios.

3.4 Dynamical model

Rolling of the smooth, non-driven wheel on the rough substrate is equivalent to horizontal translation with a velocity v_0 within the half-space approximation (which is a prerequisite of the MDR, and indeed most of classical contact mechanics). Using (7) we can write the time-dependent profile of the indenter as:

$$g(x, t) = \frac{(x - v_0 t)^2}{R} - d(t), \quad (9)$$

where d is the current indentation of the wheel and v_0 its translational velocity. In points where there is contact between the wheel and the rough surface, there is a spring displacement u :

$$u(x,t) = h(x) - \frac{(x - x_w(t))^2}{R} + d(t), \quad (10)$$

where we introduced $x_w = v_0 t$, which represents the coordinate of the wheel, and $h(x)$ is the roughness profile, which represents the total relative roughness of the wheel and the rail together. When in contact (i.e. $u(x,t) > 0$), the normal force in a single spring element is given by

$$F_z(x,t) = k_z u(x,t) \quad (11)$$

and the macroscopic normal force is obtained by summing the individual normal forces of all springs in contact:

$$F_{cont}(t) = \sum_{contact} F_z(x,t). \quad (12)$$

Given the contact force we can write the equation of motion for the wheel:

$$m\ddot{d}(t) = F_{cont} - F_n, \quad (13)$$

where \ddot{d} is the second time derivative of the indentation depth, which is equivalent to normal acceleration. Equation (13) is solved numerically using the Euler method. Higher-order methods are unlikely to provide any benefit, since they depend on smoothness assumptions that are not satisfied by fractal functions. The time step of the simulation was chosen to be $\Delta t = \Delta x / v_0$, which can be thought of as moving the rough line relative to the indenter by one element per time step. The initial value of the indentation was

$$d_0 = \left(\frac{3F_n}{4E^* R^{1/2}} \right)^{2/3}, \quad (14)$$

which is the indentation depth of the smooth Hertzian contact. The initial vertical velocity was $\dot{d}_0 = 0$. The initial horizontal position of the indenter was equal to one Hertzian contact radius a :

$$x_0 = a = \sqrt{d_0 R}, \quad (15)$$

because the beginning of the rough outline was placed at the origin. The main material and model parameters utilized in the simulations are given in Table 1 (unless specified otherwise). A more complete list of parameters is given in the Appendix A.

Table 1. Principal model parameters

Parameter	Value	Explanation
E	210 GPa	Modulus of elasticity of steel
ν	1/3	Poisson number of steel
R	0.5 m	Wheel radius
m	500 kg	Wheel mass
h_0	0.5 μm	RMS-roughness

The primary result of the simulation is the time-dependence of the normal acceleration, which is transformed into the frequency domain for analysis. For every set of parameters, 300 simulations with different random realizations of the rough surface were performed, and the resulting acceleration spectra averaged, in order to reduce noise. The resulting data was not filtered in most cases since filtering tends to corrupt resonance peaks.

3.5 Implementation

3.5.1 Generation of a rough outline

The computational generation of random fractals can be achieved in several ways. One of the most popular approaches, which is also usually used to generate colored noise, is to combine the specified power spectral density with random phases and to perform the inverse discrete Fourier transform [19]:

$$h(x) = \sum_q B(q) \exp(i(qx + \phi(q))), \quad (16)$$

where $\phi(q)$ is a random phase variable that is evenly distributed over $[0, 2\pi)$ and

$$B(q) = \sqrt{\frac{2\pi}{L} C(q)} = \bar{B}(-q), \quad (17)$$

where L is the length of the generated data. This method is fast (due to availability of the fast Fourier transform) and accurate, although it does have some drawbacks [23]. Other methods such as random midpoint displacement [23] exist, and have been used in contact-mechanical settings, but the DFT-based method is the only one that has yet been tested with the MDR, which is the primary reason why it has been chosen for the present study.

3.5.2 Efficient calculation of contact force

The use of the MDR vastly reduces the computational difficulty of finding the normal force in a rough contact: instead of solving a complex 3D boundary value problem in continuum mechanics, we simply traverse a 1D array of independent springs and calculate the sum of the forces (12) of the springs that happen to be in contact with the sphere.

The most straightforward implementation would involve traversing a segment of the rough line within one Hertzian radius of the current position of the sphere (plus some additional margin at the edge of the contact to account for deviations due to roughness). However, this approach is relatively inefficient because the contact configuration is mostly identical to a smooth Hertzian contact given the high loading and moderate roughness of rail-wheel contacts. Also, the contact configuration does not change much from one instant to the next. Rapidly changing and nontrivial contact configurations only occur in a narrow region at the edge of the contact.

For this reason a more efficient algorithm based on spatial subdivision was developed and implemented for this thesis. Spatial subdivision is a common technique used in particle-based physics simulations [24], image rendering [25], clustering [26], etc. The general idea is to wrap the system into a hierarchy of bounding boxes. This is advantageous if it is possible to discard large parts of the system based on the bounding box alone during computation. This is the case in our model, where most of the rough line is either not in contact or in a simply connected contact region. Our algorithm requires pre-computing two quantities. First is the “cumulative roughness” \bar{h} :

$$\bar{h}_i = \sum_{j=0}^i h_j, \quad (18)$$

which allows directly calculating the contact force of a region that is *fully* in contact:

$$F_{i..j} = k_z (\bar{h}_j - \bar{h}_i) - E^* \int_{i\Delta x}^{j\Delta x} g(x) dx . \quad (19)$$

When $g(x) = (x - x_w)^2 / R - d$, the force in a full-contact region expands to:

$$F_{i..j} = k_z \left[\bar{h}_j - \bar{h}_i - \frac{(j\Delta x - x_w)^3 - (i\Delta x - x_w)^3}{3R\Delta x} + d \cdot (j - i) \right]. \quad (20)$$

The second pre-computed data structure is the recursive bounding boxes that encode the minimal and maximal value of h on a given interval. The data structure consists of a global box that bounds the entire rough outline, then two boxes that bound the left and right halves of the outline, then four boxes for each of the four quarters, etc. For reasons of efficiency this data structure is implemented as an implicit binary tree and the recursion is cut off when the interval falls below a certain size n_{\min} . Both pre-computed data structures can be constructed in $O(n)$ time, and are only constructed once for the entire dynamic simulation. The additional storage required is approximately 1.5 times the size of h itself. Since both the generation of the rough outline and the spectral analysis of the result via FFT have a time complexity of $O(n \log n)$, and the calculation of contact force can be expected (although not guaranteed) to take $O(\log n)$ time, a complete dynamical simulation will take roughly $O(n \log n)$ time and $O(n)$ space, making it cheap to experiment with large rolling distances and short-wave roughness.

When computing the normal force, we proceed recursively. For simplicity, the implemented routine is specialized to the parabolic indenter, although it could be generalized to any convex indenter shape. Given an interval $[x_a, x_b]$, it is first checked whether the interval is smaller than the minimum size, in which case the normal force is computed by direct summation (for increased efficiency). Otherwise the height of the indenter outline at the edges of the interval $g_a = g(x_a - x_w)$ and $g_b = g(x_b - x_w)$ is computed. The upper and lower limits h_{\min} , h_{\max} of the rough outline for the given segment are retrieved from the pre-computed structure. Then follows a simple case analysis:

1. **Full contact case:** if both $g_a < h_{\min}$ and $g_b < h_{\min}$, then the indenter is below the lower bound of the roughness profile in the entire interval (since it is convex and monotonously increasing from a single minimum). In this case the normal force is determined directly using formula (20).
2. **No contact case:** If both $g_a > h_{\max}$ and $g_b > h_{\max}$ and the lowest point of the indenter lies outside the interval, i.e. $x_w < x_a$ or $x_w > x_b$, then no point of the indenter can be in contact with the rough surface inside the interval. Thus, the normal force is zero.
3. **Ambiguous case:** In all other cases the indenter may or may not be in contact with the rough surface. This case is handled by subdividing the interval into two halves and recursively computing the normal force in these intervals. In this case the normal force is $F_{left} + F_{right}$.

4 Simulation results

4.1 General characteristics of the acceleration spectrum

The normal acceleration resulting from rolling of the wheel on the rough rail has a distinctive spectrum, which contains components at high frequency that correspond to wavelengths present in the surface roughness spectrum, as well as low-frequency components. An example spectrum is shown in Figure 2. The spectrum has 4 identifiable regions:

1. At low frequencies there is a plateau and a resonance peak.
2. An intermediate low plateau with a hint of periodic modulation.
3. A sharp rise in intensity (corresponding the long-wave cutoff of the roughness) followed by a power-law decline (red line in Figure 2). This region has clearly visible periodic modulation with a constant period $\Delta\omega_m$.
4. At a certain point the power-law decline of the third region tapers off to form a fourth region that extends to the maximum frequency $\omega_{\max} = q_{\max} v_0$.

To ascertain the origin and behavior of these features, a parameter variation study was performed, the results of which are described next.

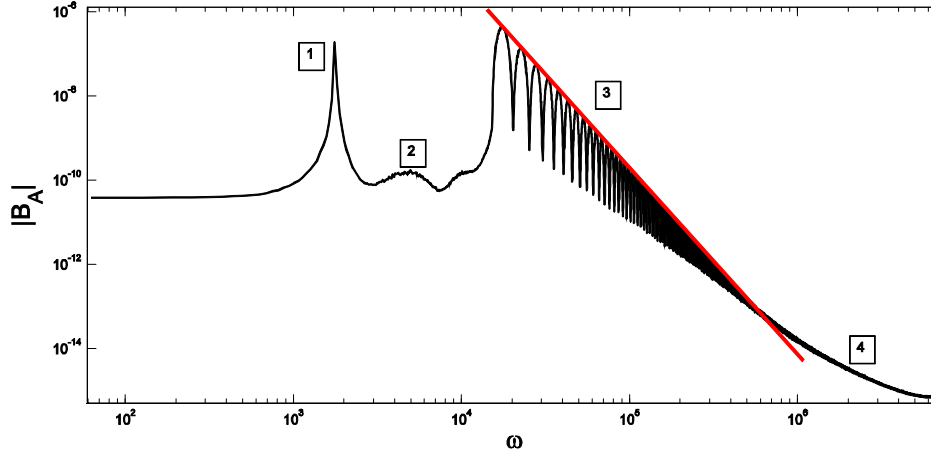


Figure 2. Typical structure of the acceleration spectrum (averaged) resulting from the simulations. 1: Resonance at the natural frequency of the wheel. 2: Intermediate region. 3: High-frequency part corresponding directly to surface roughness, with power-law scaling and periodic modulation. 4: Taper-off at the highest frequencies (artifact of the simulation).

4.2 Low-frequency resonance peak and surrounding plateaus

The resonance peak **1** is centered at $\omega_{eigen} = \sqrt{2aE^* / m}$, leading to the obvious physical interpretation as the Eigen frequency of the wheel. In the parameter study this frequency was found, as expected, not to depend on any of q_{min} , q_{max} , v_0 and H . This resonance peak is of some interest for this study, in that it results from non-linear excitation by higher frequencies, and this effect may be quantified. This is described in a later section.

To the left of the peak is a low and flat (white noise) plateau, at frequencies that do not correspond to anything in the roughness spectrum. These vibrations are due to the nonlinear properties of the system and are analyzed in detail in section 6. A similar plateau exist to the right of the resonance peak (at higher frequencies), with the difference that it is periodically modulated as in region **3**. This central plateau is not considered further in this thesis.

4.3 Power law region

4.3.1 Transition frequency

After a steep rise begins the region that is of most interest to this study. An obvious hypothesis is that the cutoff in the acceleration spectrum is related to the

long-wave cutoff q_{\min} in the spectrum of the surface roughness. Indeed, the transition frequency was found to be

$$\omega_{trans} = q_{\min} v_0. \quad (21)$$

This was verified at multiple velocities, and for multiple cut-offs q_{\min} , the latter of which is demonstrated in Figure 3.

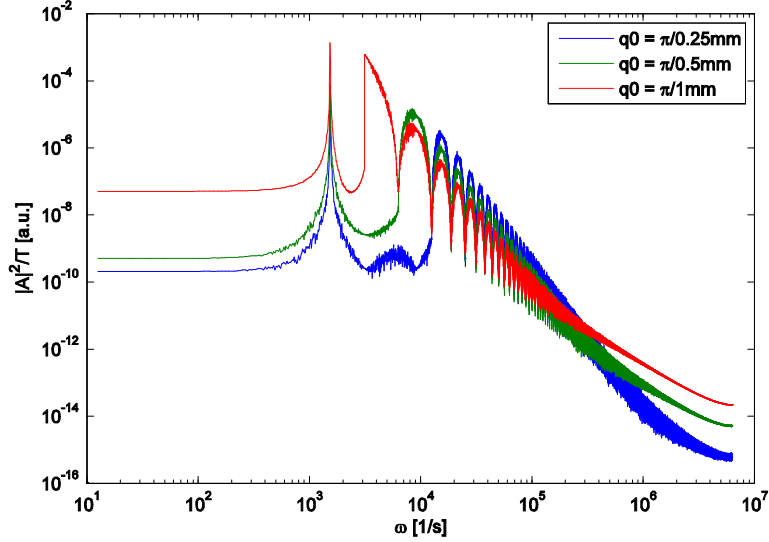


Figure 3. Normal acceleration spectrum for 3 different cut-off wave vectors q_{\min} . The height of the plateau and resonance peak are different due to the fact that a part of the roughness spectrum was cut off without renormalization, which results in different values of h_0 .

4.3.2 Power law scaling

The second distinctive feature of this region is the linear decline (red line in Figure 2) of intensity in the double-logarithmic plot, which corresponds to a power law in normal coordinates (we are ignoring the periodic modulation for the moment and consider the height of the peaks). This similarity with the spectrum of the roughness suggests that 1) the two are directly related and 2) that the normal acceleration of the wheel has randomly fractal character. Let α be the slope of the linear approximation (in the log-log plot). Then the intensity of the peaks in region 3 can be written as:

$$|C_A| \propto \omega^{-\alpha}. \quad (22)$$

It seems reasonable to suppose that α is a function of the Hurst exponent H of the roughness. This is confirmed by Figure 4, where the regions 3 and 4 of the spectrum are plotted for 3 different Hurst Exponents. It can be seen that α assumes larger values with increasing H .

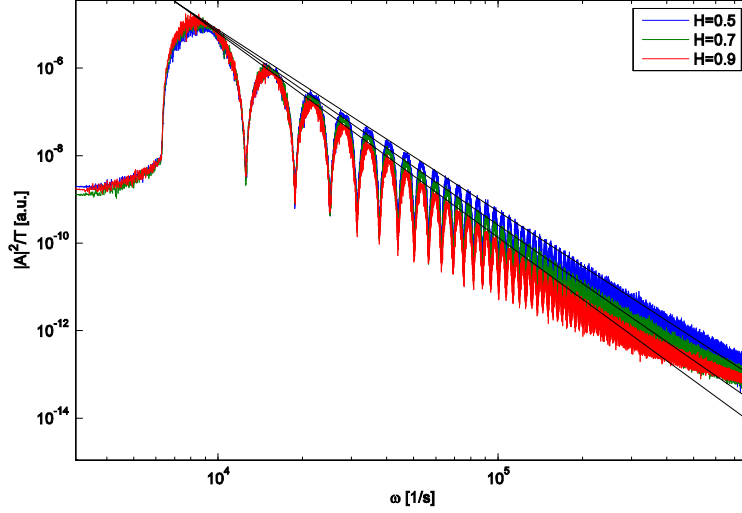


Figure 4. Regions 3 and 4 of the normal acceleration spectrum for 3 different Hurst exponents H of the roughness. The straight black lines indicate different power laws approximating the peaks.

A more detailed study of the parameter α has shown that it can be closely approximated by the following simple relationship:

$$\alpha = 2H + 3 . \quad (23)$$

Notice that this scaling behavior is similar to the power spectral density of the original rough surface (equation (4)):

$$C_{2D} \propto q^{-2H-2} . \quad (24)$$

Since $\omega = qv_0$, it can be supposed that

$$C_A(\omega) \propto \frac{C_{2D}(\omega/v_0)}{\omega} . \quad (25)$$

The dependence on other parameters will be presented after other factors (e.g. the influence of h_0 have been introduced.

4.3.3 Periodic modulation

As can be seen in Figure 2, the power law region, as well as the plateau before it, is modulated with a periodic function. The modulating function appears to be increasing in frequency, but this is only an effect of the double logarithmic plot. The maxima (and minima) are separated by a constant distance $\Delta\omega$ that is proportional to the velocity and inversely proportional to the contact radius:

$$\Delta\omega_m = \pi \frac{v_0}{a}. \quad (26)$$

Part of this dependence is demonstrated in Figure 5, where the modulated power law region is shown for two rolling velocities.

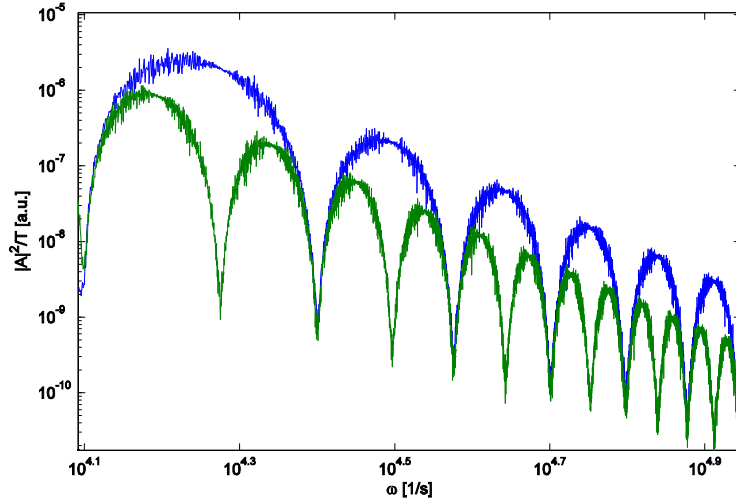


Figure 5. Normal acceleration spectrum (power law region only) for two rolling velocities (green: v_0 , blue: $2v_0$).

It seems that this modulation is not related to any parameter of the rough surface and arises due to the geometry of the contact. A similar modulation was observed in a simulation with a smooth contact after an initial excitation. One guess as to the physical nature of this modulation is that it is simply the Fourier decomposition of the “contact geometry”. Consider the following function, which resembles the displacement of elements in the contact region in the MDR model:

$$g(x) = \begin{cases} a^2 - x^2, & |x| < a \\ 0, & |x| > a \end{cases}. \quad (27)$$

The discrete Fourier transform of this function is shown in Figure 6. Similarly to the acceleration spectrum, the spectrum of the window function (27) is modulated with a constant period $\Delta q = \pi/a$. This can be seen particularly well in the right subplot, where a part of the spectrum is plotted as a function of $q/\Delta q$. This seems to confirm that the modulation seen in the power law region of the normal acceleration spectrum is a geometric artifact and thus of no further interest in this study. It may be noted, that the contact radius (with known velocity) or the velocity (with known contact radius) can be determined from the spectrum, which answers one of the initial questions of this thesis in the positive.

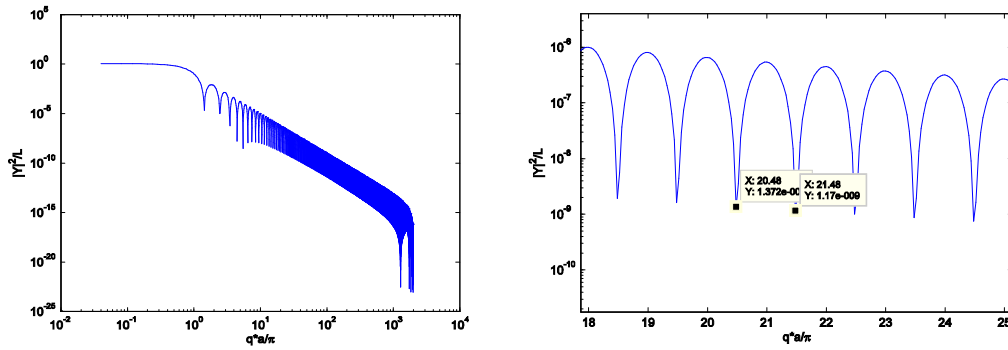


Figure 6. Fourier decomposition of the function (27). Double-logarithmic plot (left). Semi-logarithmic plot with wave numbers normalized to $\Delta q = \pi/a$ (right).

4.3.4 Dependence on RMS-roughness

Variation of the RMS-roughness h_0 indicates that the intensity of the acceleration is proportional to its square:

$$C_A \propto h_0^2. \quad (28)$$

This is demonstrated in Figure 7 for three different values of RMS-roughness. Note that the power spectral density of the *roughness* is also proportional to the square of h_0 . This leads us to the hypothesis that the spectral densities of the roughness and the resulting normal acceleration are proportional to each other:

$$C_A \propto C_{1D}(q) = C_{1D}(\omega / v_0). \quad (29)$$

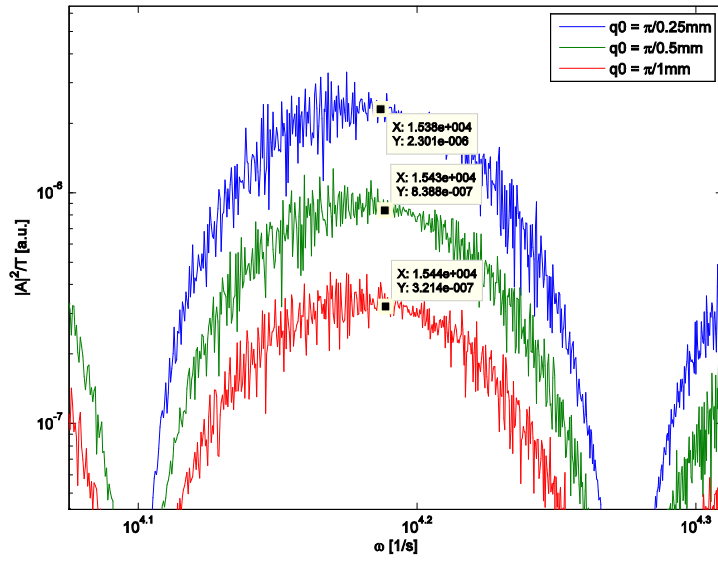


Figure 7. Normal acceleration spectrum (log-log) for one maximum of the power law region, with three different values of h_0 ($0.25\mu\text{m}$, $0.5\mu\text{m}$, $1\mu\text{m}$). In each case the intensity is 4 times larger for 2 times larger roughness.

4.3.5 Taper-off region

The power law region does not extend all the way to the highest frequencies, but tapers off (continues to decline, but less steeply). It was found that the transition point is pushed towards higher frequencies with increasing rolling distances. As the distance tends to infinity, this fourth region will, presumably disappear entirely. This effect can be seen in Figure 8, where acceleration spectra from simulations with increasing distance are shown (blue: shortest, red: longest distance). Although this effect is left without an explanation, it is of no particular interest to this study and therefore is not considered further.

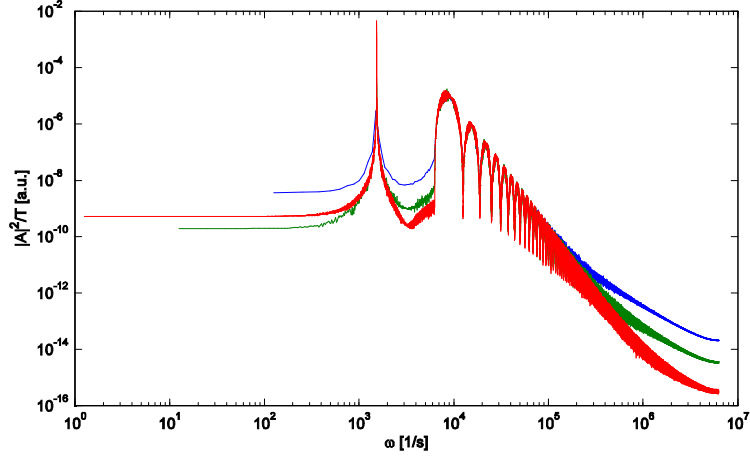


Figure 8. Normal acceleration spectrum obtained from simulations with different rolling distance (red: longest, green: intermediate, blue: shortest).

4.4 Proposed dependence for the power-law region

The proportionalities (25) and (28) as well as the well defined cut-off (21) suggest a close relationship between the spectra of the roughness and the normal acceleration. Taking this into account we can propose the following relations that tie the normal acceleration spectrum to the spectrum of surface roughness:

$$C_A \propto C_{1D}(\omega/v_0) \cdot \omega^{-2} \propto (\omega/v_0)^{-2H-1} \cdot \omega^{-2} \propto \omega^{-3-2H}. \quad (30)$$

Replacing ω with qv_0 , the first of these can be written as:

$$C_{1D}(q) \propto C_A(qv_0) \cdot (qv_0)^2. \quad (31)$$

Note once more that this relation only applies to the high-frequency power-law region of the normal acceleration spectrum. The low-frequency parts will be discussed in depth in the next chapter. In Figure 9, a result of dynamical is shown together with the predicted dependence according to (31), where the proportionality constant has been fitted to the data. It seems that the power-law region is described accurately, which also means that the primary question of the present paper is answered in the positive: There is a direct correspondence between the spectra of the acceleration and the roughness, and either can be used to diagnose the other. (With the important caveat that the mapping is not necessarily reversible: if in fact *any* roughness spectrum

would produce the same power-law acceleration, then equation (31) could not be used in reverse, but this possibility is neglected here.)

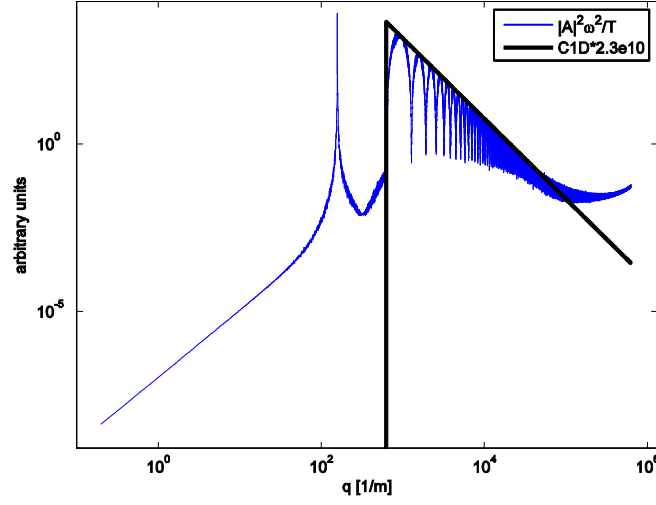


Figure 9. Comparison of normal acceleration spectrum (double logarithmic) resulting from dynamical simulation (blue) and the spectrum described by equation (31) (black).

5 Analytical approximations

We now attempt to interpret and approximate at least some of the observed phenomena with analytical models. Remember that we consider only short-wave surface roughness with a very small (compared to the size of the system) RMS value h_0 . One of the consequences of this is that acceleration frequencies below the cutoff $q_{\min} v_0$ are most likely a result of nonlinearity of the system. A second consequence is that the indentation of the wheel $d(t)$ is very nearly constant, and that high-frequency fluctuations of normal force will be mostly due to changing contact configuration resulting from horizontal motion, and not from vertical oscillations of the wheel. Both things should be kept in mind in the following analysis. It is also useful to repeat here that the spectrum of the (isotropic) random roughness is given by:

$$C_{2D}(q) = \begin{cases} 0, & q < q_{\min} \\ Aq^{-2H-2}, & q > q_{\min} \end{cases}, \quad (32)$$

where H is the Hurst exponent and $q_{\min} = 2\pi/a$ (the upper cutoff q_{\max} is of no relevance to the following discussion), while the MDR-transformed roughness spectrum is given by:

$$C_{1D}(q) = \begin{cases} 0, & q < q_{\min} \\ \lambda(H) A q^{-2H-1}, & q > q_{\min} \end{cases}. \quad (33)$$

Let us now consider the rolling contact in detail. The MDR-transformed system is shown in Figure 10. The indenter is centered at \tilde{x} and its profile is Z_0 (which includes both the parabolic shape and the vertical indentation). As before, $h(x)$ is the roughness profile. The distances from the center to the left and right edges of the contact are a_1 and a_2 , respectively. As mentioned previously, these are functions of both the horizontal and vertical position of the indenter, but in practice are very close to the Hertzian contact radius a .

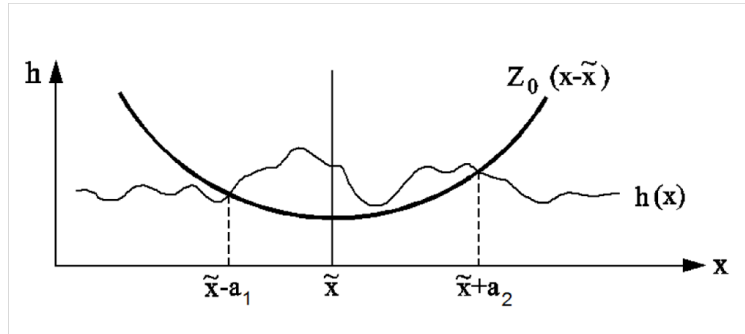


Figure 10. Schematic representation of the MDR contact geometry.

5.1 Consecutive calculation of contact force and normal acceleration

In the previous dynamical simulations, the contact force (12) and the equations of motion (13) are inseparably tied together through the indentation depth $d(t)$, forcing both to be recalculated at each time step. *In practice*, however, the dependence should be fairly weak, so that the two may be decoupled. In this section we make the assumption that the motion of the wheel is mostly planar for the purposes of calculating the contact force, and that the acceleration can be calculated *afterwards* as the dynamic response to this force. In other words, the difference to previous simulations is that we set $d(t) = d_0$ for the purposes of calculating the *normal force only*. In Figure 11 the result of this approach (black line) is compared with a complete dynamical simulation (green line). Except for the lowest frequencies (left of the resonance peak) the spectra are very similar.

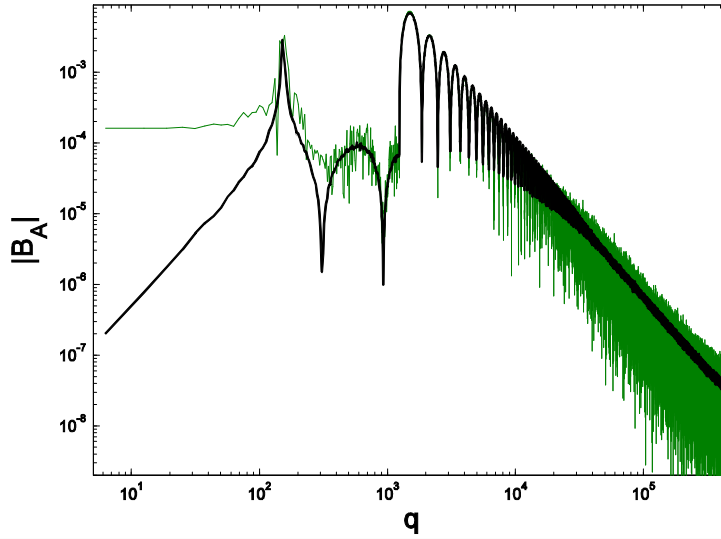


Figure 11. Normal acceleration spectrum resulting from full dynamical simulation (green) and dynamical response to pre-calculated normal force fluctuations (black).

That the obtained spectrum can be interpreted as the dynamic response of the wheel, decoupled from the computation of the normal force, is significant in that it ties this study to previous work [7], where the normal force fluctuations for a rolling object that is confined to the plane was calculated. Further, this approximation allows further accelerating the calculations in some cases (when combined with additional approximations that will be introduced next).

5.2 Approximate contact force spectrum at high frequencies

Here we will attempt to directly calculate the high-frequency part of the normal force spectrum by neglecting the fluctuations of the contact length due to roughness and instead using the contact radius of the smooth Hertzian contact:

$$a_1 \approx a_2 \approx a. \quad (34)$$

We also assume that the contact forms one continuous region, i.e. that there are no gaps at the border, where the rough profile would otherwise intersect the indenter in nontrivial ways. With these assumptions, the contact force can be calculated as:

$$F_{cont}(t) \approx E^* \int_{v_0 t - a}^{v_0 t + a} \left(h(x) - \frac{(x - v_0 t)^2}{R} + d_0 \right) dt, \quad (35)$$

which is effectively the same as (19), except that we do not first make sure that we have a connected contact region by analyzing bounding box hierarchies. Note that the right part of the integrand is constant (due to the integration bounds). Thus the *fluctuations* of the normal force are described by:

$$\frac{dF_N(\tilde{x})}{d\tilde{x}} = E^* [h(\tilde{x} + a) - h(\tilde{x} - a)], \quad (36)$$

where we have reintroduced $\tilde{x} = v_0 t$ for convenience. This makes explicit the notion that the force fluctuations are due to changing contact configuration, in particular the “element” at the leading edge that comes newly into contact and the one at the trailing edge, which leaves the contact zone. Given a discretized rough outline specified through its PSD, it so happens that these fluctuations can be calculated directly:

$$\begin{aligned} h(\tilde{x} + a) - h(\tilde{x} - a) &= \sum_{q=-\pi/\Delta x}^{\pi/\Delta x} B_{1D}(q) \exp(i(q\tilde{x} + \phi(q))) [\exp(iqa) - \exp(-iqa)] \\ &= \sum_{q=-\pi/\Delta x}^{\pi/\Delta x} 2iB_{1D}(q) \exp(i(q\tilde{x} + \phi(q))) \sin(qa) \end{aligned} \quad (37)$$

Using this, and integrating (36) over \tilde{x} , we find the contact force (or rather the variable part of it, excluding the Hertzian contact force, which is equal to the loading F_n):

$$F_{fluct}(\tilde{x}) = E^* \sum_{q=-\pi/\Delta x}^{\pi/\Delta x} \frac{2}{q} B_{1D}(q) \sin(qa) \exp(i(q\tilde{x} + \phi(q))). \quad (38)$$

Comparing this result with (16), we can see the following relationship between the power spectral density of normal force fluctuations $C_F(q)$ and the MDR-transformed spectrum of the roughness $C_{1D}(q)$:

$$C_F(q) = \left(\frac{2E^*}{q} \right)^2 C_{1D}(q) \sin^2(qa). \quad (39)$$

Using the randomly fractal model of roughness (33), we finally obtain:

$$C_F(q) = A\lambda(H) \left(\frac{2E^*}{q} \right)^2 q^{-2H-1} \sin^2(qa). \quad (40)$$

5.3 Approximate contact force spectrum at low frequencies

In this section we remove some of the previously made simplifying assumptions in order to calculate the low-frequency components of the normal force. With this, we obtain the following for the contact force fluctuations:

$$\begin{aligned} \frac{dF_{cont}}{d\tilde{x}} = & E^* \left[h(\tilde{x} + a_2(\tilde{x})) - Z_0(a_2(\tilde{x})) \right] \left(1 + \frac{da_2(\tilde{x})}{d\tilde{x}} \right) \\ & - E^* \left[h(\tilde{x} - a_1(\tilde{x})) - Z_0(a_1(\tilde{x})) \right] \left(1 + \frac{da_1(\tilde{x})}{d\tilde{x}} \right) , \quad (41) \\ & + E^* \int_{\tilde{x}-a_1(\tilde{x})}^{\tilde{x}+a_2(\tilde{x})} \frac{dZ_0(x-\tilde{x})}{dx} \end{aligned}$$

or, after rearranging some factors:

$$\begin{aligned} \frac{dF_{cont}}{d\tilde{x}} = & E^* \left[h(\tilde{x} + a_2(\tilde{x})) \right] + E^* \left[h(\tilde{x} + a_2(\tilde{x})) - Z_0(a_2(\tilde{x})) \right] \frac{da_2(\tilde{x})}{d\tilde{x}} \\ & - E^* \left[h(\tilde{x} - a_1(\tilde{x})) \right] + E^* \left[h(\tilde{x} - a_1(\tilde{x})) - Z_0(-a_1(\tilde{x})) \right] \frac{da_1(\tilde{x})}{d\tilde{x}} . \quad (42) \end{aligned}$$

Note the introduced derivatives of the contact bounds with respect to \tilde{x} . To calculate these, it is useful to consult Figure 12. In the figure the right border of the contact is shown at the wheel coordinate \tilde{x} and shortly thereafter when the wheel is at $\tilde{x} + d\tilde{x}$. In this linearized sketch, the outline of the indenter is represented by a straight line with a slope c . The rough line is also linearized and shown in the figure as $h'\tilde{x}$. It is easily seen that $h'd\tilde{a} = c(d\tilde{a} - d\tilde{x})$. Thus, the right contact radius changes by:

$$da = d\tilde{a} - d\tilde{x} = \frac{h'}{c - h'} d\tilde{x} . \quad (43)$$

Assuming that the slope c of the wheel at the edge of the contact is much larger than the characteristic gradient of the roughness, we find that

$$\frac{da_2}{d\tilde{x}} = \frac{h'(\tilde{x} + a)}{c} \quad (44)$$

and analogously, for the left edge of the contact:

$$\frac{da_1}{d\tilde{x}} = \frac{h'(\tilde{x}-a)}{c}. \quad (45)$$

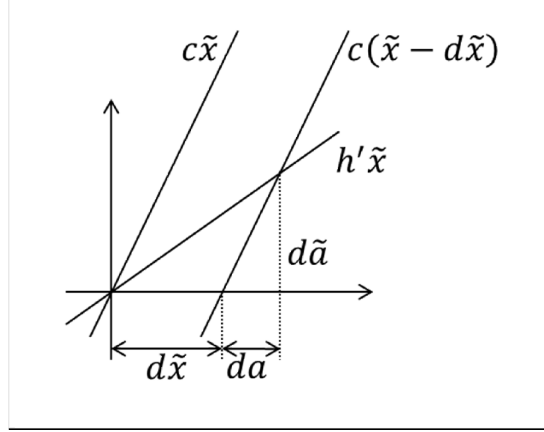


Figure 12. Approximate linearized geometry of the contact edge. The edge of the wheel is shown at wheel positions \tilde{x} and $\tilde{x} + d\tilde{x}$ as a straight line with slope c . The local gradient of the roughness is represented by a straight line with slope h' . To find is the resulting increment of the contact radius da .

Inserting the derivatives of the left and right contact bounds into (42) we obtain:

$$\begin{aligned} \frac{dF_{cont}}{d\tilde{x}} &= E^* \left[h(\tilde{x} + a_2(\tilde{x})) \right] \frac{h'(\tilde{x} + a)}{c} + E^* \left[h(\tilde{x} - a_1(\tilde{x})) \right] \frac{h'(\tilde{x} - a)}{c} \\ &+ E^* \left[h(\tilde{x} + a_2(\tilde{x})) \right] - E^* \left[h(\tilde{x} - a_1(\tilde{x})) \right] \\ &- E^* Z_0(a_2(\tilde{x})) \frac{h'(\tilde{x} + a)}{c} - E^* Z_0(-a_1(\tilde{x})) \frac{h'(\tilde{x} - a)}{c} \end{aligned} \quad (46)$$

The first line has terms of the form $h \cdot h'$, which are second-order terms in h . In the second line terms of the first order h have been grouped together and the third line contains terms of the form h' . In this section we are interested only in the second-order terms of the first line, since these are likely to be responsible for the low-frequency parts of the contact force spectrum (through combination frequencies). The linear terms of the second line can only contribute to the already analyzed high-frequency part of the spectrum. After reintroducing the assumption of a roughly constant contact radius a , we arrive at the following description of the low-frequency force fluctuations F_{LF} :

$$\frac{dF_{LF}}{d\tilde{x}} \approx E^* \left[h(\tilde{x} + a) \right] \frac{h'(\tilde{x} + a)}{c} + E^* \left[h(\tilde{x} - a) \right] \frac{h'(\tilde{x} - a)}{c}. \quad (47)$$

Integration and substitution of $c = 2a / R$ (the slope of the MDR transformed indenter at the contact edge, $g'(a)$) gives the following result:

$$F_{FL} \approx E^* \frac{R}{4a} \left([h(\tilde{x} + a)]^2 + [h(\tilde{x} - a)]^2 \right). \quad (48)$$

To test the quality of this approximation, the contact force was determined by direct summation and according to the above equation. In Figure 13, where the resulting spectra from both approaches are compared, it can be seen that the fit is reasonably good at low frequencies (see especially the bottom plot). There is no correspondence at high frequencies, but this is expected.

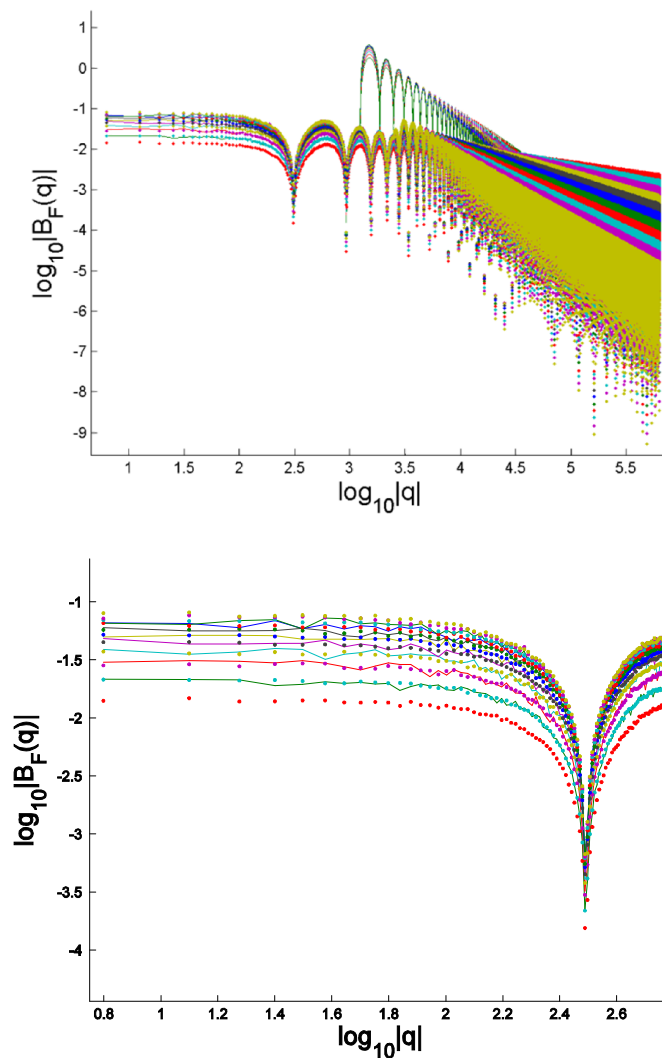


Figure 13. Comparison between the normal force spectra (double logarithmic) obtained through direct summation (solid lines) and with equation (48) (dots). The entire spectrum shown in the top plot (discrepancy at high frequencies is expected); low-frequency part of the

spectrum at the bottom shows very good correspondence. The different colors correspond to different long-wave cutoff q_{\min} (and correspondingly different h_0).

Now that we have gained some confidence in the approximation of low-frequency components of the normal force fluctuations with equation (48), we can combine it with the linear approximation (36) describing the force at high frequencies to obtain:

$$F_{fluct}(\tilde{x}) = E^* \left(\int (h(\tilde{x}+a) - h(\tilde{x}-a)) d\tilde{x} + \frac{R}{4a} \left((h(\tilde{x}+a))^2 + (h(\tilde{x}-a))^2 \right) \right). \quad (49)$$

The integral of $h(\tilde{x}+a)$ and $h(\tilde{x}-a)$ is the same as the “cumulative roughness” (18) that is used for the exact calculation of the contact force in the recursive procedure specified in section 3.5.2.

5.4 Summary (analytical approximations)

To summarize this chapter, we note that an approximate formula was found for the contact force (49), which describes both high-frequency fluctuations and low-frequency components with reasonable accuracy. On one hand, this allows for very efficient calculation, since it replaces direct summation ($O(n^2)$ computational complexity) or our more efficient hierarchical method ($O(n \log n)$), with incremental updates using only two elements of the rough outline at the current edges of the contact, which leads to $O(n)$ complexity. Together with the finding of section 5.1, that the calculation of normal acceleration can be decoupled from the calculation of normal force, this results in a simpler and more efficient procedure to estimate acceleration spectra. In the following part of this thesis, we make use of this to accelerate the parameter studies that are performed there.

Apart from efficiency, the above analysis provides interpretation for various features of the acceleration spectrum, such as the linear dependence of the power-law region and the roughness spectrum, as well as the observed modulation, and further the interpretation of the lower-frequency components as nonlinear excitation. The result (40) provides a full quantitative dependence of the force spectrum on the roughness spectrum, where previous work only established the proportionality [7].

On the other hand, the analysis of this chapter depends on a number of assumptions, chief among them that the roughness only has short-wave components (less than the contact radius) and a modest RMS-value. Due to this, we were able to assume that the vertical motion of the wheel can be neglected for most of the analysis. Unfortunately, these assumptions would seem rather unlikely in real-world rail-wheel contacts, so that the practical applicability of our analysis is limited.

6 Quantitative study of low-frequency force oscillations

The previous chapter concluded with an analysis of the origin of the low-frequency components of the normal force, which also resulted in simplified computational procedures. However, the quantitative relationships between the roughness spectrum and the resulting force fluctuations are not obvious from the resulting equations (e.g. (49)). In this chapter we attempt to find these relationships through parameter variation using the procedures established in the previous chapter.

From Figure 13 it can be seen that the spectrum of contact force forms a plateau at low frequencies. In the present section we will try to establish how the height of this plateau depends on the parameters of the roughness spectrum. In particular, we are interested in the Fourier component $B_F(q)$ for $q \rightarrow 0$, which we denote $B_{F,0}$. To attain sufficient precision, we average 100 random realizations of the rough surface for each parameter combination.

6.1 Influence of h_0

Since we normalize the RMS-roughness of the 1D rough outline to h_0 , the constant A in equation (33) can be shown to have the value:

$$A = \frac{H}{\lambda(H)} h_0^2 q_{\min}^{2H}. \quad (50)$$

The dependence on h_0^2 is already obvious from (49) and (50), but was also confirmed numerically (Figure 14).

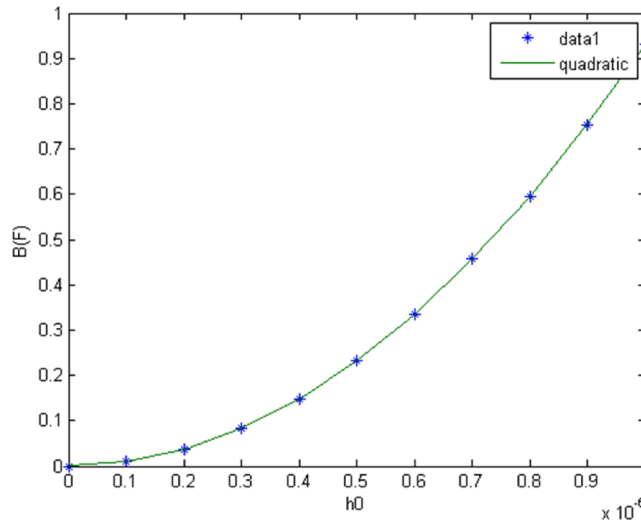


Figure 14. Dependence of $B_{F,0}$ on the roughness parameter h_0 . Green line: quadratic approximation. Blue crosses: numerical results.

6.2 Influence of q_{\min} and system length

When considering the influence of the long-wave roughness cutoff q_{\min} and the rolling distance L , it was found that $B_{F,0}$ depends only on their product. This is demonstrated in Figure 15, where $B_{F,0}$ is plotted against the product $q_{\min}L$. Note that both q_{\min} and L were varied independently, but form a single curve in Figure 15, thus confirming that only the product is a controlling parameter.

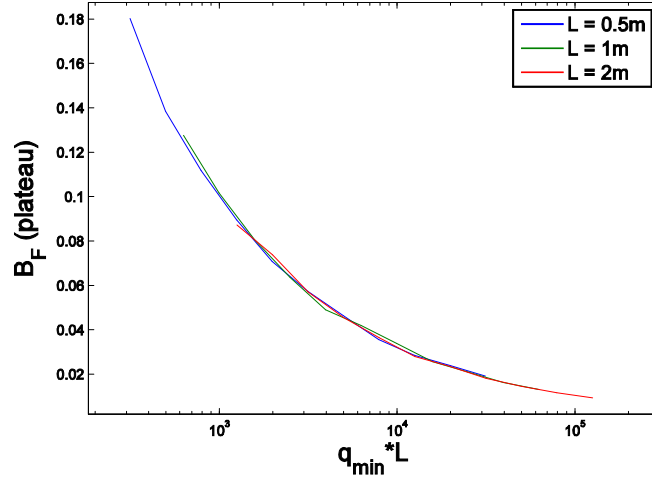


Figure 15. Dependence of $B_{F,0}$ on the product $q_{\min} L$. Multiple values of q_{\min} and of L were used. All of the combinations form a single curve.

A dependence on the discretization step Δx was not found (as expected). At this point we can guess that the intensity of the plateau is determined by an equation of the following form:

$$B_{F,0} = \frac{E^* R h_0^2}{a} \Psi(q_{\min} L, H), \quad (51)$$

where $\Psi(q_{\min} L, H)$ is a yet unknown function of the Hurst exponent of roughness and the product of the lower cutoff and rolling distance.

6.3 Empirical approximation for Ψ

It does not appear that the functional dependence $\Psi(q_{\min} L, H)$ has any really simple representation. In this section we therefore attempt to at least find a numerical approximation based on simulation data. In Figure 16, $B_{F,0}$ is plotted against $q_{\min} L$ for a range of Hurst exponents. The data seem to indicate (visually) that the dependence on H is multiplicative, though not necessarily a direct proportionality.

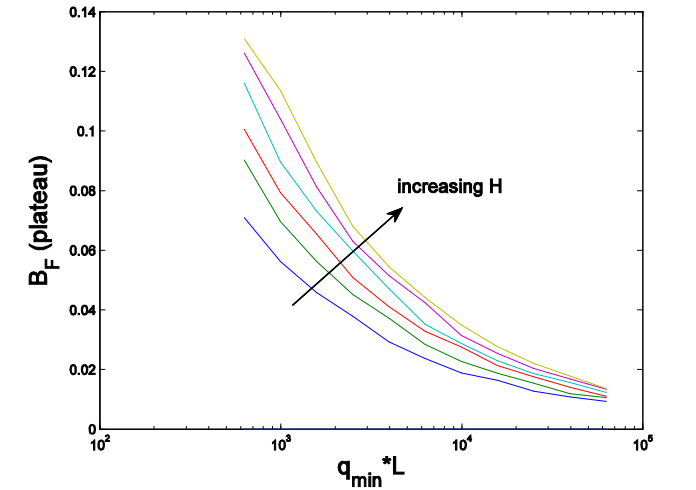


Figure 16. Dependence of $B_{F,0}$ on the product $q_{\min} L$ for multiple Hurst exponents H of the roughness (from 0.3 to 0.8).

This intuition is confirmed when the data are plotted differently (against H), which is shown in Figure 17. The approximately linear curves confirm that the dependence on H is multiplicative, and also the lack of direct proportionality. From Figure 17 it seems plausible to choose an approximation of the form:

$$\Psi(H) = \beta + \gamma H. \quad (52)$$

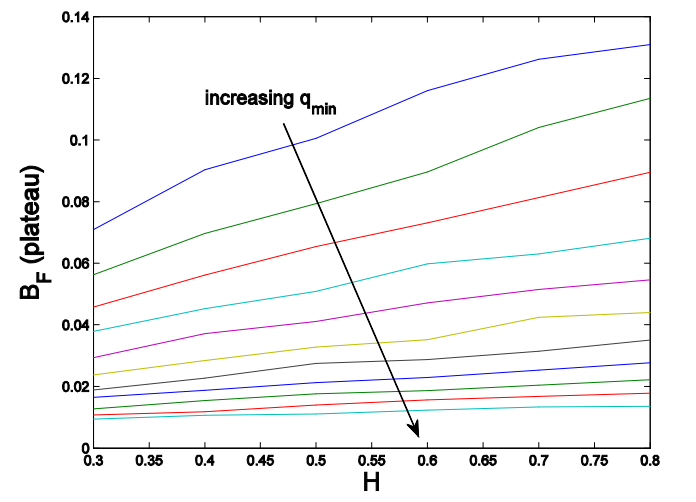


Figure 17. Dependence of $B_{F,0}$ on H for multiple values of q_{\min} .

Fitting (52) to the individual lines in Figure 17, this hypothesis could be roughly confirmed. In Figure 18 the parameters α and β are plotted against each other, and seem to be vaguely proportional (the noise is too high to be really sure), as would be expected if the lines in Figure 17 have a common origin. A line fit in Figure 18 suggests that

$$\beta \approx 0.277\alpha, \quad (53)$$

which, together with previous considerations, leads us to formulate the following empirical approximation for Ψ :

$$\Psi(q_{\min}L, H) = \gamma(q_{\min}L) \cdot (0.277 + H), \quad (54)$$

where the dependence γ is still to be determined. Also, using equation (51), we have:

$$B_{F,0} = \frac{R}{a} E^* h_0^2 \gamma(q_{\min}L) \cdot (0.277 + H). \quad (55)$$

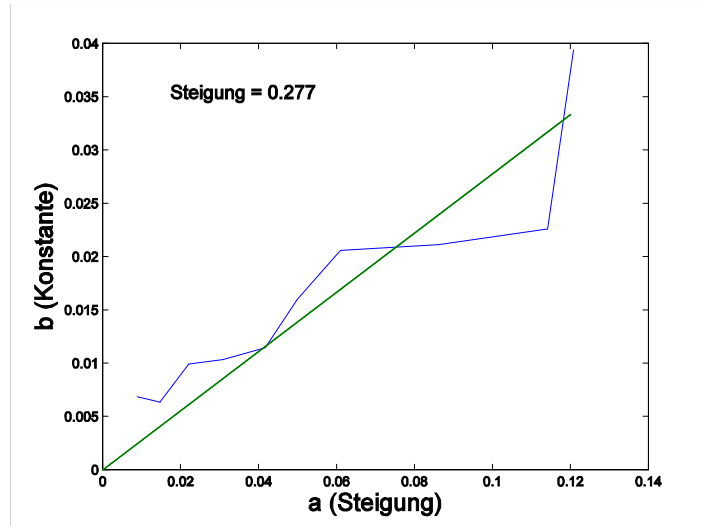


Figure 18. Parameters β and γ resulting from linear fitting of the curves in Figure 17 plotted against each other (blue). An approximate proportionality is discernible. A linear fit (green) is also provided.

With one final parameter variation we determine $\gamma(q_{\min}L)$. Plotting this dependence in double-logarithmic coordinates (Figure 19) clearly reveals a power law with a fitted slope of -0.485 . This is close enough to -0.5 that we can postulate an inverse-square-root dependence. The fit also gives a multiplicative constant of 2.863.

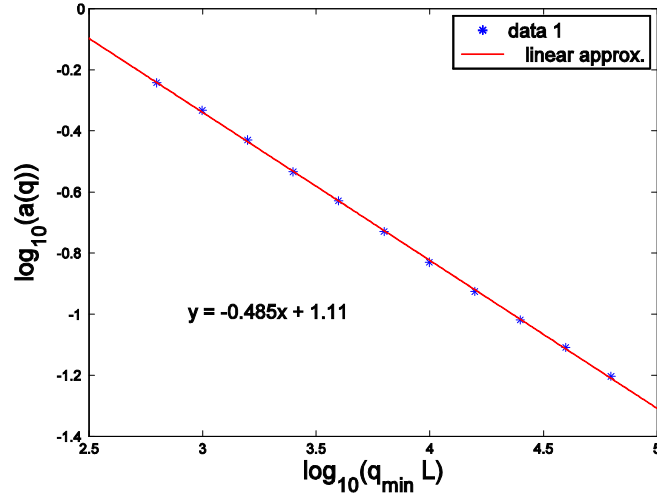


Figure 19. Double-logarithmic plot of the dependence $\gamma(q_{\min}L)$. Blue crosses represent numerical data and the red line is a linear fit with a resulting slope of -0.485.

γ is the final piece that we need to formulate an empirical approximation for the intensity of the low-frequency contact force oscillations:

$$B_{F,0} \approx 2.863 \cdot (0.277 + H) \frac{E^* h_0^2 R}{a \sqrt{q_{\min} L}}. \quad (56)$$

A comparison of (56) with the data originally presented in Figure 16 is shown in Figure 20, which attests a reasonable accuracy to the proposed approximation.

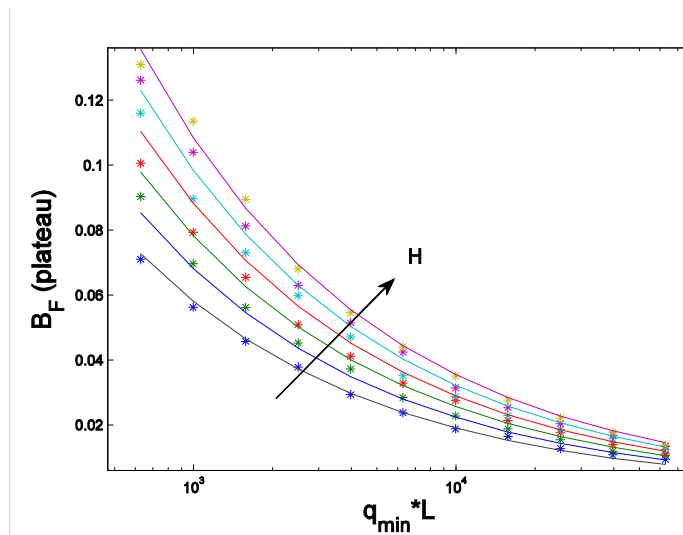


Figure 20. Comparison of $B_{F,0}$ (crosses, same data as in Figure 16) with the proposed approximation (56) (solid lines).

6.4 Power spectral density of low-frequency force fluctuations

Now that we have found an approximation for $B_{F,0}$, we can also consider the power spectral density of the contact force fluctuations:

$$C_{F,0}(q) = \frac{L}{2\pi} |B_{F,0}(q)|^2. \quad (57)$$

Using (56), we obtain

$$C_{F,0} \approx \frac{1.3E^{*2}R^2h_0^4(0.277+H)^2}{a^2q_{\min}}. \quad (58)$$

Note that this value does not depend on L , the rolling distance, and only contains parameters related to roughness, contact geometry and material properties. From $C_{F,0}$ we can find the RMS-value of the force fluctuations by integrating over some frequency region of interest $\Delta q = q_1 - q_0$:

$$\Delta F(\Delta q) = \left(\int_{q_0}^{q_1} C_{F,0}(q) dq \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (59)$$

Using (58) this evaluates to:

$$\Delta F(\Delta q) = 1.14E^* \frac{R}{a} h_0^2 (0.277 + H) \sqrt{\frac{\Delta q}{q_{\min}}}. \quad (60)$$

For a particular numerical example, let us assume that the low-frequency plateau (before the resonance of the wheel) has a width of $\Delta q \approx 2$ kHz and that the low-wave cutoff of the roughness spectrum is situated at $q_{\min} = 30$ kHz. In this case we have:

$$\Delta F \approx \frac{E^* R h_0^2 (0.277 + H)}{4a}. \quad (61)$$

Using our typical parameters (see Table 1) this results in an RMS-force of 1N in the plateau region. The fact that this value is so small highlights a significant limitation of the present study: In real-world roughness (at least for rail surfaces) a purely self-affine roughness spectrum with a well-defined cutoff q_{\min} is not usually ob-

served. Instead, there is usually a “roll-off” q_r below which the spectral density is constant (white noise spectrum). The omission of this part of the spectrum has already been mentioned earlier, but has particular significance for this part of the study, since the relatively weak non-linear excitations that produce the low-frequency components of the force from the high-frequency part of the roughness spectrum would be completely drowned out by the linear excitation from the low-frequency roughness spectrum, if it were included. To be more specific, let us assume that the direct contribution of the low-frequency roughness to low-frequency force fluctuations can be described by the same equation (50) that we found for the high-frequency interactions:

$$C_{F,0}^{(I)} \approx 4\pi AE^{*2} a^2 q_{\min}^{-2H-1} = \frac{4HE^{*2} h_0^2 a^2}{q_{\min}}. \quad (62)$$

The ratio between (58) and this direct contribution is:

$$\frac{C_{F,0}}{C_{F,0}^{(I)}} = \frac{1.3(0.277 + H)^2}{4H} \frac{R^2 h_0^2}{a^4} \approx 0.5 \left(\frac{h_0}{d} \right)^2. \quad (63)$$

With the roughness value $h_0 = 0.5\mu m$ used in our simulations, and an indentation depth $d = 1mm$, we find a ratio of the order of 10^{-7} . Despite the approximate character of this calculation it is fairly obvious, in retrospect, that the nonlinear contribution to low-frequency oscillations should be negligible in practice, and that the quantifications of this chapter are therefore of limited practical relevance (except as plausibility-checks and physical interpretation for the numerical results).

7 Discussion

The aim of this study was to explore the use of the Method of Dimensionality Reduction in contact mechanics for modeling of roughness-induced vibration in a rail-wheel contact. To this end, a simple dynamical model of un-driven rolling (pure normal contact) with roughness described by a one-dimensional MDR profile was implemented. A parameter-variation study was conducted to identify the overall shape of the normal acceleration spectrum and its dependence on different roughness and system parameters. For some parts of the spectrum semi-empirical approximations were suggested. In the high-frequency part of the spectrum, it was found that a power-law region (effectively a random fractal) directly corresponding to the roughness spectrum

exists. This makes it possible, within the model assumptions, to predict normal acceleration given the properties of the rough surface, or to derive properties of the rough surface by measuring normal acceleration.

However, in the estimation of the author, the results *cannot* be considered reliable and applicable in practice. This is due to multiple problems with the chosen approach, some of which were suspected from the beginning of the study, and some of which were identified in its course. Of the assumptions and simplifications made in this study, some are less contentious and are routinely used in other works as well, while others represent points of significant uncertainty. In the view of the author the most important problems are:

1. Applicability of the MDR in dynamic rough contacts
2. Omission of low-frequency components of the roughness
3. Quasistaticity and system dynamics

Each of these points also represents a possible direction of future work, and is discussed in some detail in the following sections.

7.1 Applicability of the MDR in dynamic rough contacts

As already mentioned in the section introducing the MDR, the method has been applied to the rough normal contact of elastic bodies with great success. Although no rigorous proof exists, extensive comparisons of the MDR with high-resolution Boundary Element simulations have shown that the normal contact stiffness is described nearly identically by both models. While this permits a certain amount of optimism for further applications of the MDR, the *rolling* contact is sufficiently different from the normal contact to require separate verification. To gain confidence in rolling simulations with the MDR, it would be necessary once more to compare them to equivalent simulations using the Finite Element or Boundary Element methods. Unfortunately this would be a very computationally intensive undertaking (much more so than in the normal contact case), because a single rolling simulation translates to thousands of independent normal contact problems. Nonetheless, in the absence of a breakthrough in the understanding of the MDR for rough contacts, this verification procedure would be necessary before applying MDR rolling simulations in practice.

7.2 Omission of low-frequency components of the roughness

In this study we used a purely fractal roughness model with a long-wave cut-off q_{\min} , which was chosen so that the longest wavelength of the roughness equals the contact radius: $q_{\min} = 2\pi/a$. One of the reasons for this was that this is the only roughness model that was verified for use in the MDR through comparison with 3D BEM simulations [5]. A second reason was our (mostly arbitrary) focus on high-frequency vibrations.

As already mentioned above, real rough surfaces are not necessarily accurately described by the power spectral density, and even if they are, the spectrum is not necessarily described by a simple power law. When we consider large system sizes, it is often found that the roughness is not cut off abruptly at a characteristic wavelength, but instead “rolls off” into a constant (white noise) spectrum. One consequence of this is that in large systems (such as the one considered in this study), the roughness no longer fully satisfies the criteria of self-similarity at all scales, which may be significant. This is another question that is difficult to answer definitively without large-scale 3D simulations.

The other consequence is that the roughness components in the roll-off region contribute considerably to the RMS value of roughness, and are in fact mostly responsible for the audible vibration in rail-wheel contacts [1] (unfortunately, this fact only came to the attention of the author at a late point in the study). For this thesis in particular, this means that a large portion of the roughness spectrum was not modeled and that the wheel may experience significant dynamics in the normal direction, which would probably invalidate large parts of the analytical calculations in chapter 5. However, there is no particular obstacle to repeating the present study with a differently-shaped roughness spectrum, if this direction of research is pursued further.

7.3 Quasistaticity and system dynamics

The third major problem, which (with hindsight) could have been identified through simple plausibility checks before beginning with the main study, is that the small scales of the roughness act on the wheel at frequencies (with realistic rolling velocities) that are too high for the wheel to respond to as a single body. To legitimately use rigid-body dynamics (as we do in this study), it is necessary that the shortest relevant time scale is much larger than the time that sound waves take to traverse

the body. If we assume, for example, that the size of the wheel is 1m, the rolling velocity is 20m/s and the speed of sound in steel is 6km/s, we find that $t_{\min} \gg 0.166ms$ and the corresponding minimal length scale is $l_{\min} \gg 3.33mm$. Unfortunately, this is quite close to the actual contact radius in rail-wheel contacts. Therefore, the wavelength that was chosen as the *longest* scale in the roughness model is also the *shortest* allowable wavelength for rigid body dynamics at high rolling velocities.

The only argument why this may not entirely invalidate the present study is that, as was pointed out previously, the wheel happens to be mostly confined to the plane given the chosen roughness parameters, so that the calculation of contact force may be decoupled from the dynamical simulation. For this reason, it may not be necessary to satisfy the above conditions, but it still leaves open the question how the short-wave force fluctuations propagate through the wheel, and whether the vibration spectrum that they produce is similar to the one obtained in our simulations.

One possibility for mitigating the low-frequency limitation is to consider the wheel not as a rigid body, but as an elastic system that is acted upon by a fluctuating contact force. In such a case the relevant length scale would drop to the size of the contact, which is about 1cm, and the minimal scale of the roughness would have the order of 30 μ m. On the other hand, this would require representing the wheel itself with finite elements or otherwise a suitable analytical model that accurately describes vibrations.

If even smaller scales of the roughness are to be studied (e.g. at the sub-micrometer scale) the above model will not suffice either, and we would be forced to run FEM simulations at high temporal resolution, which is probably not feasible with current computational capacities. Lacking that, it would also be possible to measure acceleration spectra in actual rail wheels and compare them to MDR based models.

This concludes the analysis.

Bibliography

- [1] Remington P. J. **Wheel/rail noise – Part IV: Rolling noise.** – *Journal of Sound and Vibration*, v. 46, No.3, pp. 419-436 (1976).

- [2] Ford R.A.J., Thompson D.J. **Simplified contact filters in wheel/rail noise prediction.** *J. Sound Vibr.* 293, 807–818 (2006).
- [3] Popov V.L., Heß M. **Methode der Dimensionsreduktion in Kontaktmechanik und Reibung.** Springer, 2013
- [4] Heß M. **Über die Abbildung ausgewählter dreidimensionaler Kontakte auf Systeme mit niedrigerer räumlicher Dimension.** (Göttingen: Cuvillier-Verlag, 2011).
- [5] Li Q., Popov M., Dimaki A., Filippov A.E., Kürschner S., Popov V.L. **Friction Between a Viscoelastic Body and a Rigid Surface with Random Self-Affine Roughness.** *Physical Review Letters* 111, 034301 (2013).
- [6] Pohrt R, Popov V.L. **Normal Contact Stiffness of Elastic Solids with Fractal Rough Surfaces.** *Physical Review Letters* 108, 104301 (2012).
- [7] Popov M. **Contact force resulting from rolling on a self-affine fractal rough surface.** *Physical Mesomechanics* 15 5-6, 342-344 (2012).
- [8] Popov M., Benad J. **Numerische Untersuchung von Emission in einem Rollkontakt mit rauen Oberflächen.** *Proceedings of Tribologie-Fachtagung Göttingen 2013*, 1/1-1/6
- [9] Popov M, Benad J., Popov V.L., Heß M. **Method of dimensionality reduction in contact mechanics and friction. Chapter 14: Acoustic Emission in Rolling Contacts.** (Springer, 2014).
- [10] Popov V.L. **Kontaktmechanik und Reibung. Von der Nanotribologie bis zur Erdbebendynamik.** *Zweite Auflage*, Springer, 2010.
- [11] Hurst H.E. **The Long-Term Storage Capacity of Reservoirs.** *Transactions of the Am. Soc. of Civil Eng.* 116, 770-779 (1951).
- [12] Mandelbrot B.B., van Ness J.W. **Fractional Brownian Motion, Fractional Noises and Applications.** *SIAM Review*, Vol. 10, No. 4, (1968).
- [13] Voss R.F., Peitgen H.O. (Ed), Saupe D. (Ed), **The Science of Fractal Images. Chapter 1: Fractals in nature.** (Springer, 1998)
- [14] Whitehouse D.J., **Fractal or fiction.** *Wear*, Vol. 249, 5-6 (2001).
- [15] Borodich F.M., **Fractal nature of surfaces.** *In Encyclopedia of Tribology* 1246-1269, (Springer, 2013).
- [16] Popov V.L., Heß M. **Method of dimensionality reduction in contact mechanics and friction.** (Springer, 2014).

- [17] Geike T. and Popov V.L., **Mapping of three-dimensional contact problems into one dimension.** - *Phys. Rev. E.*, 2007, v. 76, 036710 (5 pp.).
- [18] Pohrt R., Popov V.L., Filippov A.E. **Normal contact stiffness of elastic solids with fractal rough surfaces for one- and three-dimensional systems.** *Phys. Rev. E*, 2012, v. 86, 026710.
- [19] Pohrt R., Popov V.L., Heß M. **Method of dimensionality reduction in contact mechanics and friction. Chapter 10: Normal Contact of Rough Surfaces.** (Springer, 2014).
- [20] Li Q., Dimaki A., Popov M., Psakhie S.G., Popov V.L. **Kinetics of the coefficient of friction of elastomers.** *Scientific Reports 4*, 5795, (2014).
- [21] Popov V.L., Voll L., Li Q., Chai Y.S., Popov M. **Generalized law of friction between elastomers and differently shaped rough bodies.** *Scientific Reports 4*, 3750, (2014).
- [22] Popov V.L., Dimaki A., Psakhie S.G., Popov M. **On the role of scales in contact mechanics and friction between elastomers and randomly rough self-affine surfaces.** *Scientific Reports 5*, 11139, (2015).
- [23] Saupe D., Peitgen H.O. (Ed), Saupe D. (Ed), **The Science of Fractal Images. Chapter 2: Algorithms for random fractals.** (Springer, 1998)
- [24] **Barnes-Hut Simulation.** *Wikipedia*, https://en.wikipedia.org/wiki/Barnes-Hut_simulation
- [25] Pharr M., Humphreys G., **Physically Based Rendering 2nd Ed.** (Morgan Kaufman, 2010).
- [26] k-means clustering. *Wikipedia*, https://en.wikipedia.org/wiki/K-means_clustering

Appendix A: Simulation parameters

Parameter	Description	Typical value
H	Hurst Exponent	0.7
q_{min}	Long-wave roughness cut-off	$2\pi/5mm$

h_0	RMS roughness $\sqrt{\langle h^2 \rangle}$	$0.5\mu m$
F_n	Axle load	$40kN$
m	Wheel mass	$500kg$
R	Wheel radius	$0.5m$
v_0	Rolling velocity	$10m/s$
L	Rolling distance	$5m$
Δx	Spatial discretization step	$5\mu m$
E	Young's modulus	$210GPa$
ν	Poisson's ratio	0.3

**ЗАДАНИЕ ДЛЯ РАЗДЕЛА
«ФИНАНСОВЫЙ МЕНЕДЖМЕНТ, РЕСУРСОЭФФЕКТИВНОСТЬ И
РЕСУРСОСБЕРЕЖЕНИЕ»**

Студенту:

Группа	ФИО
4АМ41	Михаил Попов

Институт	ИФВТ	Кафедра	ФВТМ
Уровень образования	магистратура	Направление	Машиностроение

Исходные данные к разделу «Финансовый менеджмент, ресурсоэффективность и ресурсосбережение»:

1. Стоимость ресурсов научного исследования (НИ): материально-технических, энергетических, финансовых, информационных и человеческих	185825,55 руб.
2. Нормы и нормативы расходования ресурсов	нет
3. Используемая система налогообложения, ставки налогов, отчислений, дисконтирования и кредитования	Используется налог добавочной стоимости (НДС) со ставкой 18%

Перечень вопросов, подлежащих исследованию, проектированию и разработке:

1. Оценка коммерческого и инновационного потенциала НТИ	8 (высокий уровень)
2. Разработка устава научно-технического проекта	Цель проекта: разработка метода для реконструкции поверхностных характеристик и контактных свойств на основе данных акустической эмиссии на классическом примере контакта колесо-рельс. Ожидается, что по результатам расчетов можно будет получить триботехнические характеристики и определить свойства шероховатости по измеренной динамике колеса
3. Планирование процесса управления НТИ: структура и график проведения, бюджет, риски и организация закупок	Составлена иерархическая структура проведения работ по разработке метода
4. Определение ресурсной, финансовой, экономической эффективности	

Перечень графического материала (с точным указанием обязательных чертежей):

1. «Портрет» потребителя результатов НТИ
2. Сегментирование рынка
3. Оценка конкурентоспособности технических решений
4. Диаграмма FAST
5. Матрица SWOT
6. График проведения и бюджет НТИ
7. Оценка ресурсной, финансовой и экономической эффективности НТИ
8. Потенциальные риски

Дата выдачи задания для раздела по линейному графику

Задание выдал консультант:

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата

Задание принял к исполнению студент:

Группа	ФИО	Подпись	Дата
4АМ41	Михаил Попов		

8.1 Предпроектный анализ

8.1.1 Потенциальные потребители результатов исследования

Дипломный проект посвящен специальной проблеме акустической эмиссии при качении, развитые в ней методы могут найти намного более широкое применение. Работа основана на применении метода редукции размерности для моделирования трения и контактных свойств.

Механика контактных взаимодействий и физика трения играют роль в бесчисленных технологических процессах. С одной стороны, имеются продукты, в которых трибология играет центральную роль, как например, шины или тормоза. С другой стороны, практически везде, где имеются подвижные части или контакты могут возникать проблемы с трением, износом, возбуждением колебаний и т.д. С этой точки зрения, при развитии или производстве почти любого коммерческого продукта имеется потенциальная потребность применения развитых в магистерской диссертации методов.

Разработанный метод может быть без изменений перенесен также и на моделирование реологических сред, для которых в настоящее время не имеется никаких конкурирующих технологий расчета. С помощью него можно также моделировать феномены системной динамики такие как скрип, демпфирование и т.д.

Потенциальные потребители данного метода – это, высокотехнологичные производства новых уникальных изделий, требующие предварительного расчета технологических условий; научно-исследовательские коллективы, изучающие задачи трения, износа, возбуждения колебаний и т.д.

8.1.2. Анализ рыночного потенциала

В процессе анализа следует учесть, что потребность различных отраслей в трибологических услугах существенно отличается. Так, например,

можно ожидать, что производитель шин существенно больше заинтересован в трибологических вопросах, чем большой производитель автомобилей. Кроме того, имеются отрасли, в которых инновация играет определяющую роль и такие, в которых типологические проблемы возникают редко. Чтобы отразить эти различия, мы ввели „трибологический фактор“. Таблица 8.1 содержит оцененный нами трибологический фактор для различных отраслей вместе с кратким обоснованием.

Таблица 8.1 – Мультипликативный “трибологический фактор”

отрасль	„трибологический фактор“		обоснование
	relativ	normiert	
шины	3	1.67	очень большой потенциал оптимизации в области полимеров
инженерные пластмассы	1.5	0.83	контакт шероховатых поверхностей не описывается конкурирующими методами
покрытия	2	1.1	Как поверхностные свойства, так и схватывание с субстратом являются типичными областями приложения метода редукации размерности
композиты	0.5	0.28	процессы трения играют подчиненную роль
обработка полимеров	1.5	0.83	аналогично разделу инженерные пластмассы
обработка давление	2	1.1	Штамповка существенно определяется процессами контактного взаимодействия и трения
демпферы	2.5	1.39	в этой области контакты шероховатых поверхностей играют определяющую роль
автомобилестроение	1	0.56	возможности велики, но очень рассеяны
системы передач	1.5	0.83	очень много трибологических проблем, но в основном со смазкой
железнодорожный транспорт	1.5	0.83	хорошие возможности для приложений в области оптимизации и мониторинга
двигатели	1.5	0.83	аналогично разделу системы передач
тормоза и сцепление	3	1.67	очень хорошие возможности для приложений (оптимизацию, шум)
подшипники	2.5	1.39	типичная области приложения для контакта качения
усредненное значение	1.8	1	

8.1.3 Анализ конкурентных технических решений с позиции ресурсоэффективности и ресурсосбережения

Анализ конкурентных технических решений с позиции ресурсоэффективности и ресурсосбережения позволяет провести оценку

сравнительной эффективности научной разработки и определить направления для ее будущего повышения.

Для проведения данного анализа были отобраны конкурентные разработки. Пусть под индексом K1 будет способ, как проведение ряда натуральных экспериментов включающих подготовку и проведение всех диагностик и измерений; с индексом K2 – модель спекания Микаела Охмана, учитывающая распределение шероховатости, количества и состава связующего

Таблица 8.2 Оценочная карта для сравнения конкурентных технических решений

Критерии оценки	Вес критерия	Баллы		Конкурентоспособность	
		Б _{к1}	Б _{к2}	К _{к1}	К _{к2}
1	2	4	5	7	8
Технические критерии оценки ресурсоэффективности					
1. Повышение производительности труда пользователя	0,2	4	3	0,8	0,6
2. Простота метода	0,15	4	3	0,4	0,3
3. Энергоэкономичность	0,05	3	2	0,15	0,1
4. Надежность	0,05	4	4	0,2	0,15
5. Экологичность технологии и материала	0,1	3	3	0,3	0,3
6. Широта области применения метода	0,15	4	3	0,4	0,3
Экономические критерии оценки эффективности					
9. Стоимость	0,15	3	3	0,45	0,45
10. Финансирование научной разработки	0,05	4	4	0,2	0,2
Итого	1	37	33	3,65	3,25

Использование математического моделирования позволяет свести техногенную опасность к минимуму. Эксперимент проводится численно и вследствие этого, не требует никакого сырья, только электроэнергию максимум в 450 Вт/час. Однако, математические модели подвергаются сомнению в достоверности полученных результатов. И не надо забывать, что используемые математические зависимости были выведены задолго не одним ученым – экспериментатором.

Преимущество разработки данного дипломного проекта состоит перед остальными методиками в том, что предложенная методика выводится на основе уравнений механики сплошных сред и не требует «подгоночных» параметров. В работе проводилось тщательное тестирование реализованного метода, а также проведено качественное сравнение результатов с экспериментальными данными.

8.1.4 FAST-анализ

Объектом FAST-анализа является разработанная методика, главной функцией которой является определения поверхностных свойств и условий в контакте при качении колеса по рельсу. Неоднородность топографии поверхности железнодорожных колес и рельсов приводит при качении к возбуждению колебаний в нормальном к поверхности контакта направлении. Спектр этих возбужденных колебаний зависит от топографии поверхности и, таким образом, в принципе содержит информацию об относительной шероховатости контактирующих тел. Методика включает решение прямой и обратной задач. Решение обратной задачи позволяет определить свойства шероховатости по измеренной динамике колеса (например, с помощью акселерометров). Эта информация может быть использована для оценки текущего состояния контакта качения. Решение прямой задачи состоит в определении спектра колебаний по спектру шероховатости.

Классификация функций, которые выполняются объектом исследования, приведена в таблице 8.3.

Таблица 8.3 – Классификация функций, выполняемых программой

Наименование	Выполняемая функция	Ранг функции		
		Главная	Основная	Вспомогательная
Программа	Описывает процесс с учетом основных особенностей	X		
Расчетная часть	Выполняет все необходимые расчеты. Записывает результаты в виде чисел.		X	

Графическая часть	Построение графиков по результатам расчетов			X
-------------------	---	--	--	---

Для оценки значимости выполняемых объектом функций будем использовать метод расстановки приоритетов. В основу данного метода положено расчетно-экспертное определение значимости каждой функции.

Строим матрицу смежности (таблица 8.4)

Таблица 8.4 – Матрица смежности

	Функция 1	Функция 2	Функция 3
Функция 1	=	<	<
Функция 2	>	=	>
Функция 3	<	<	=

Примечание: «<» – менее значимая; «=» – одинаковые функции по значимости; «>» – более значимая.

Преобразуем матрицу смежности в матрицу количественных соотношений функций (табл. 8.5).

Таблица 8.5 – Матрица количественных соотношений функций

	Функция 1	Функция 2	Функция 3	ИТОГО
Функция 1	1	0,5	0,5	2
Функция 2	1,5	1	1,5	4
Функция 3	0,5	0,5	1	2
<i>Примечание:</i> 0,5 при «<»; 1,5 при «>»; 1 при «=»				$\Sigma=8$

Определение относительной значимости функции происходит путем деления балла полученного по каждой функции, на общую сумму баллов по всем функциям. Так, для функции 1 относительная значимость равна $2/8 = 0,25$; для функции 2 – $4/8 = 0,5$; для функции 3 – $2/8 = 0,25$. Обязательным

условием является то, что сумма коэффициентов значимости всех функций должна равняться 1.

Анализ стоимости функций, выполняемых объектом исследования, производится с помощью применения нормативного метода. Расчет стоимости функций приведен в таблице 8.6.

Таблица 8.6 – Определение стоимости функций, выполняемых объектом исследования

Наименование части	Количество деталей на узел	Выполняемая функция	Норма расхода, кг	Трудоемкость детали,	Стоимость материала, руб.	Заработная плата, руб.	Себестоимость, руб.
Программа	–	Описывает процесс резки с учетом особенностей технологии	–	10	–	60	60
Расчетная часть	1	Выполняет все необходимые расчеты. Получает результат в виде массива чисел.	–	0,5	-	100	1200
Графическая часть	1	Строит графики по численным расчетам	-	1	-	100	2000
							$\Sigma=3260$

В дальнейшем путем суммирования затрат по каждой функции определяется общая стоимость каждой из них. Данная информация используется для построения функционально-стоимостной диаграммы (рис.8.1) и ее анализа.

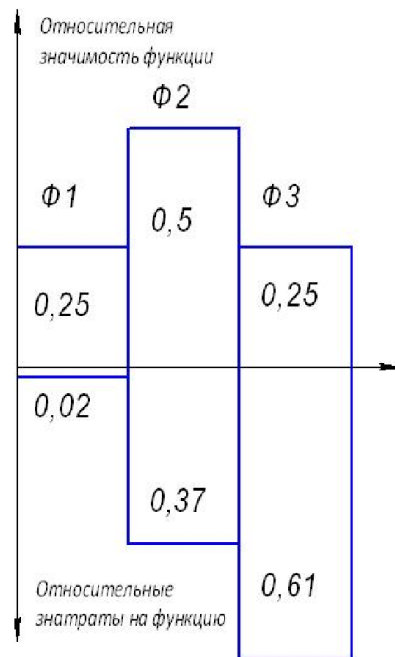


Рисунок 8.1 – Функционально-стоимостная диаграмма

8.1.5 Диаграмма Исикава

На рисунке 8.2 представлена диаграмма причины-следствия Исикавы.

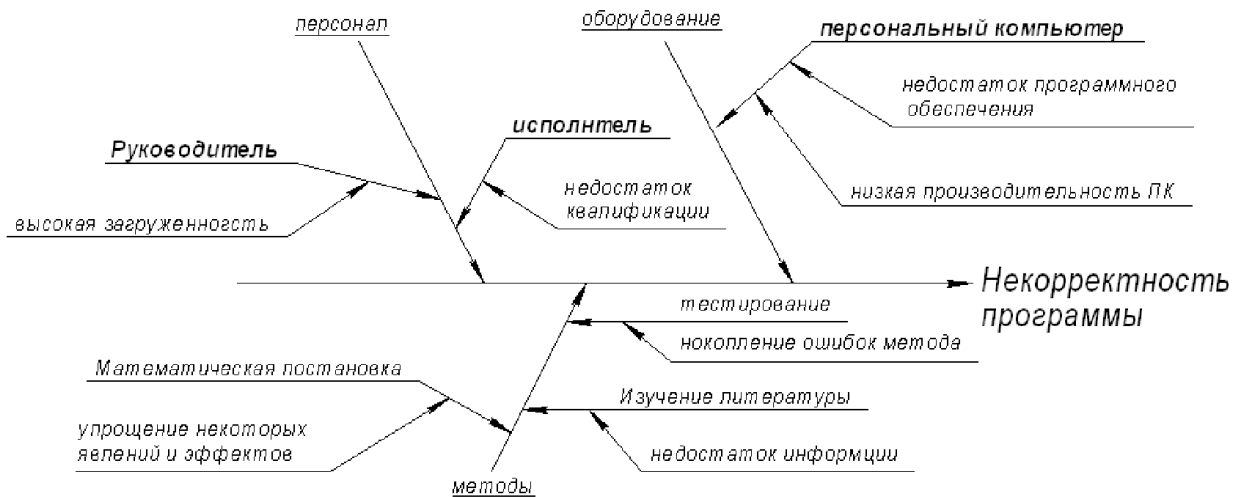


Рисунок 8.2 – Причинно-следственная диаграмма Исикавы

8.1.6 SWOT-анализ

Хотя разработанный подход к определению поверхностных свойств и условий на контакте в магистерская работе посвящен узкой проблеме акустической эмиссии при качении, развитые в ней методы могут найти намного более широкое применение. Работа основана на применении метода

редукции размерности для моделирования трения и контактных свойств. Особо отметим, что метод может быть без изменений перенесен также и на моделирование реологических сред, для которых в настоящее время не имеется никаких конкурирующих технологий расчета. Разработанным методом можно также моделировать феномены системной динамики такие как скрип, демпфирование и т.д.

Но, не смотря на все преимущества проекта, есть и слабые стороны. На данном этапе не до конца разработаны оптимальные режимы оценки, исследованы не все технологические параметры.

Таблица 8.7 – Матрица SWOT

	Сильные стороны научно-исследовательского проекта: С1. Возможность варьировать технологические факторы С2. Высокая производительность С3. Снижение себестоимости	Слабые стороны научно-исследовательского проекта: Сл1. Отсутствие у потенциальных потребителей квалифицированных кадров по работе с научной разработкой Сл2. Вероятность получения не верных оценок
Возможности: В1. Использование инновационной инфраструктуры ТПУ и ТУБ (т.е. использование новейшего научного оборудования) В2. Работа выполнена в России и Германии В3. Возможность внедрения технологии в производство В4. Участие в грантах (как Российских, так и зарубежных) В5. Так как группа имеет знания и опыт в данном направлении, то если возможность расширить	С1В1 - улучшение технологии в производстве С2В2 – позволяют при наличии спроса быстро нарастить объемы	В1Сл4 – новейшее оборудование, позволит на ранних стадиях исследование, выявить и предотвратить появление ошибок

область применения метода		
Угрозы: У1. Вероятность появления более выгодных предложений на рынке, так как в данном направлении ведется большое количество исследований.	С1У1-возможность расширения области применения методики оценок.	-

8.1.7 ОЦЕНКА ГОТОВНОСТИ ПРОЕКТА К КОММЕРЦИАЛИЗАЦИИ

Согласно таблице 8.8 выявилось, что оценочные баллы готовности научного проекта к коммерциализации и уровень имеющихся знаний у разработчика достаточно высоки. Перспективность данного проекта, к сожалению, является средней.

Таблица 8.8 *Бланк оценки степени готовности научного проекта к коммерциализации*

№ п/п	Наименование	Степень проработанности научного проекта	Уровень имеющихся знаний у разработчика
1.	Определен имеющийся научно-технический задел	4	4
2.	Определены перспективные направления коммерциализации научно-технического задела	3	3
3.	Определены отрасли и технологии (товары, услуги) для предложения на рынке	3	3
4.	Определена товарная форма научно-технического задела для представления на рынок	2	2
5.	Определены авторы и осуществлена охрана их прав	2	2
6.	Проведена оценка стоимости интеллектуальной собственности	1	1
7.	Проведены маркетинговые исследования рынков сбыта	1	2
8.	Разработан бизнес-план коммерциализации научной разработки	1	1
9.	Определены пути продвижения научной разработки на рынок	2	2
10.	Разработана стратегия (форма) реализации научной разработки	2	1
11.	Проработаны вопросы международного	3	3

	сотрудничества и выхода на зарубежный рынок		
12.	Проработаны вопросы использования услуг инфраструктуры поддержки, получения льгот	3	2
13.	Проработаны вопросы финансирования коммерциализации научной разработки	3	2
14.	Имеется команда для коммерциализации научной разработки	1	1
15.	Проработан механизм реализации научного проекта	2	3
	ИТОГО БАЛЛОВ	33	32

8.1.8 Методы коммерциализации результатов научно-технического исследования

Выделяют следующие методы коммерциализации научных разработок:

1. Торговля патентными лицензиями.
2. Передача ноу-хау.
3. Инжиниринг.
4. Франчайзинг.
5. Организация собственного предприятия.
6. Передача интеллектуальной собственности в уставной капитал предприятия.
7. Организация совместного предприятия.
8. Организация совместных предприятий.

Проанализировав перечисленные коммерциализации, приходим к выводу, что инжиниринг поможет наиболее успешному продвижению разрабатываемого проекта.

Разработанная методика является достаточно сложным продуктом и требует квалифицированного персонала для работы с ней. Кроме того, необходимы навыки обработки данных и знание самого технологического процесса.

Потенциальному покупателю не выгодно покупать патент на этот продукт и обучать своих работников, поэтому будет достаточно заключить договор инжиниринга.

8.2. Инициация проекта

8.2.1 Цели и результаты проекта

Стороны, заинтересованные в получении результата, представленные в таблице 8.9.

Таблица 8.9 – Заинтересованные стороны проекта

Заинтересованные стороны проекта	Ожидания заинтересованных сторон
Университет	Наличие НИОКР
Студент	Защита магистерской диссертации. Получение высшего образования
Предприятия, занимающиеся изготовлением деталей и механизмов	Сокращение времени на производство. Большая производительность. Снижение себестоимости
Потребители	Низкая стоимость изделий по сравнению, с изделиями полученными стандартными методами.
Государство	Возможность импортозамещение

В таблице 8.10 представлена информация о иерархии целей проекта и критериях достижения целей.

Таблица 8.10 - Цели и результат проекта

Цели проекта:	Разработка методики
Ожидаемые результаты проекта:	Исследование зависимости результата от параметров модели
Критерии приемки результата проекта:	Адекватность получаемых данных
Требования к результату проекта:	Требование:
	Тестирование не должно давать сбоев
	Правильная математическая постановка
	Наглядные графики и диаграммы
	Возможность изменения начальных данных

8.2.2 Организационная структура проекта

На данном этапе работы принято решение о составе рабочей группы данного проекта, определены роли каждого участника в данном проекте, а также прописаны функции, выполняемые каждым из участников и их трудозатраты в проекте. Эта информация представлена в таблице 5.7.

Таблица 8.11. - Рабочая группа проекта

№ п/п	ФИО, основное место работы, должность	Роль в проекте	Функции	Трудозатраты, час.
1	Псахье Сергей Григорьевич ТПУ (Россия)	<i>Заказчик проекта</i>	Укрупненный анализ проектов по показателям сроков, освоению затрат и финансированию	450
2	M. Zehn ТУБ (Германия)	<i>Руководитель проекта</i>	Отвечает за реализацию проекта, координирует деятельность участников проекта	1024
3	Попов Михаил	<i>Исполнитель по проекту</i>	Отвечает за работу оборудования, выполняет технологические работы	1624

Ограничения и допущения проекта

Таблица 8.12 Ограничения проекта

Фактор	Ограничения/ допущения
3.1. Бюджет проекта	
3.1.1. Источник финансирования	ТУБ, ИФПМ СО РАН
3.2. Сроки проекта:	
3.2.1. Дата утверждения плана управления проектом	25.10.2015
3.2.2. Дата завершения проекта	02.06.2016

8.3 Планирование управления научно-техническим проектом

8.3.1. Иерархическая структура работ проекта

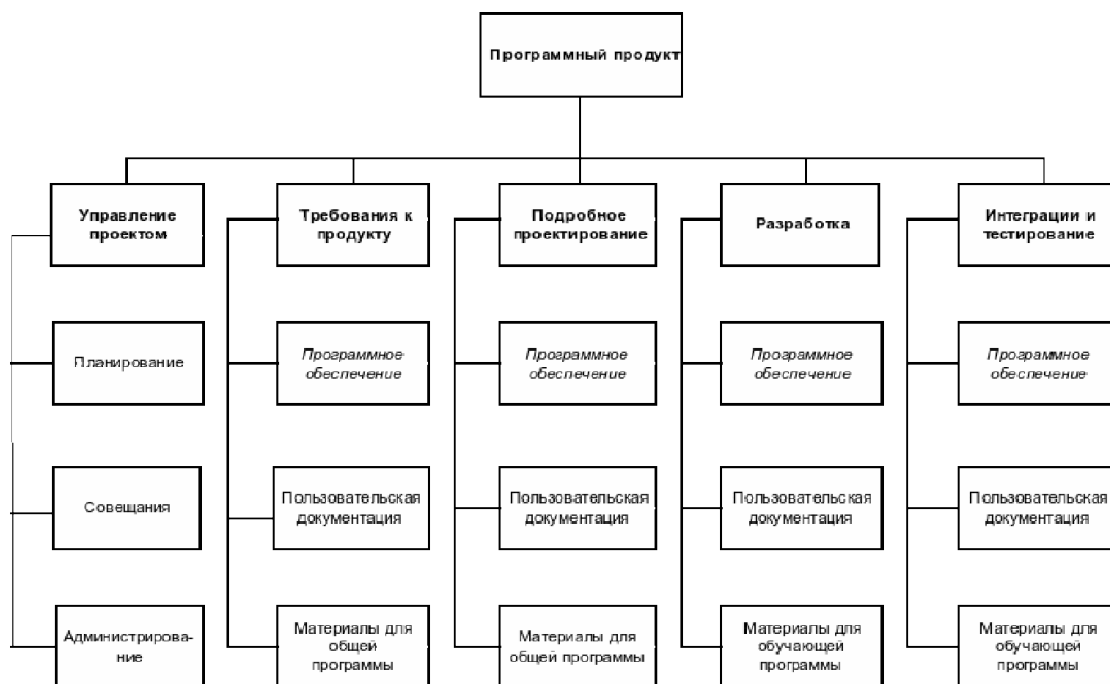


Рисунок 8.3 - Иерархическая структура проведения работ проекта

8.3.2 Контрольные события проекта

Ключевые события проекта, их даты и результаты, которые были получены по состоянию на эти даты отображены в таблице 8.13.

Таблица 8.13 – Контрольные события проекта

№ п/п	Контрольное событие	Дата	Результат (подтверждающий документ)
1	Доклад на международной конференции «Иерархически организованные системы живой и неживой природы»	10.09.2015	Диплом третьей степени, публикация в материалах конференции и сборнике тезисов
2	Доклад на первой Всероссийской научной конференции молодых ученых с международным участием, 21-25 октября 2015 г., Томск	21.10.2015	Публикация в материалах конференции
3	III Международная научно-	27.03.2016	Сертификат участника, публикация в

	техническая конференция молодых ученых, аспирантов и студентов «Высокие технологии в современной науке и технике»		журнале
4	Защита дипломной диссертации	17.06.2016	Диплом о присуждении магистерской степени

8.3.3. План проекта

Линейный график представляется в виде таблицы (табл. 8.14).

Таблица 8.14 - Календарный план проекта

Название	Длительность, дни	Дата начала работ	Дата окончания работ	Состав участников (ФИО ответственных исполнителей)
Постановка целей и задач, получение исходных данных	1	5.09.2015	5.09.2015	НР
Составление и утверждение ТЗ	3	6.09.2015	10.09.2015	НР, М
Поиск и изучение информации по теме	30	16.09.2015	15.10.2015	НР, М
Разработка календарного плана	3	16.10.2015	18.10.2015	НР, М
Обсуждение литературы	3	22.10.2015	25.10.2015	НР, М
Построение математической модели	15	20.09.2015	5.10.2015	НР, М
Изучение методов решения	30	6.10.2015	06.11.2015	М
Решение прямой задачи	13	07.11.2015	20.11.2015	М
Решение обратной задачи	21	21.11.2015	11.12.2015	М
Анализ результатов исследования	32	12.12.2015	13.01.2016	М
Написание статей и участие в конференциях	61	2.12.2015	1.02.2016	М, НР
Оформление расчетно-пояснительной записки	90	2.02.2016	2.05.2016	М

Оформление графического материала	10	12.05.2016	30.05.2016	М
Подведение итогов	4	2.06.2016	5.06.2016	М, НР
И т о г о:	312			

8.3.4 Бюджет научного исследования

При планировании бюджета научного исследования должно быть обеспечено полное и достоверное отражение всех видов планируемых расходов, необходимых для его выполнения. Расчет сметной стоимости на выполнение данной разработки производится по следующим статьям затрат:

- материалы и покупные изделия;
- основная заработная плата;
- расходы на электроэнергию;
- амортизационные отчисления;
- прочие расходы.

Расчет затрат на материалы

К данной статье расходов относится стоимость материалов, покупных изделий, полуфабрикатов и других материальных ценностей, расходуемых непосредственно в процессе выполнения работ. Цена материальных ресурсов определяется по соответствующим ценникам и приведена в таблице 8.15.

Таблица 8.15 – Затраты на моделирование процесса кислородной резки

Наименование	Количество	Цена за шт., руб.	Сумма, руб.
Тетрадь общая, 69 листов	1 шт.	70	70
Ручка шариковая	5 шт.	50	250
Карандаш автоматический	2 шт.	40	80
Стерни для карандаша	3 уп.	25	75

Бумага для принтера формата А4	2 уп.	250	500
Заправка картриджа	2 раза	300	600
Итого:			1575

В общем, расходы на вспомогательные материалы составили 1575 рублей.

Расчет основной заработной платы

Данная статья расходов включает заработную плату научного руководителя и магистранта, а также премии, входящие в фонд заработной платы. Расчет основной заработной платы выполняется на основе трудоемкости выполнения каждого этапа и величины месячного оклада исполнителя.

Среднедневная заработная плата рассчитывается по формуле:

$$\text{Дневная з/плата} = \frac{\text{Месячный оклад}}{25,17 \text{ дней}}$$

Расчеты затрат на основную заработную плату приведены в таблице 8.16. При расчете учитывалось, что в году 302 рабочих дня и, следовательно, в месяце 25,17 рабочих дня. Затраты времени на выполнение работы по каждому исполнителю брались из таблицы 8.11. Также был принят во внимание коэффициент, учитывающий коэффициент по премиям $K_{ПР} = 0,1$ и районный коэффициент $K_{РК} = 0,3$ ($K = 1 + K_{ПР} + K_{РК} = 1,4$).

Таблица 8.16 – Затраты на основную заработную плату

Исполнитель	Оклад, руб./мес.	Среднедневная ставка, руб./день	Затраты времени, дни	Коэффициент	Фонд з/платы, руб.
НР	10000	397,3	115	1,4	63965,3
М	2250	89,39	385	1,4	48181,2
Итого:					112146,5

Таким образом, затраты на основную заработную плату составили $C_{осн}=112146,5$ руб.

Расчет отчислений от заработной платы

Затраты по этой статье составляют отчисления по единому социальному налогу (ЕСН).

Отчисления по заработной плате определяются по следующей формуле:

$$C_{соц} = K_{соц} \cdot C_{осн}$$

где $K_{соц}$ – коэффициент, учитывающий размер отчислений из заработной платы. Данный коэффициент составляет 13% от затрат на заработную плату и включает в себя:

- отчисления в пенсионный фонд;
- на социальное страхование;
- на медицинское страхование.

Итак, отчисления из заработной платы составили:

$$C_{соц} = 0,13 \cdot 112146,5 = 14579 \text{ руб.}$$

Расчет затрат на электроэнергию

Данный вид расходов включает в себя затраты на электроэнергию при работе оборудования а также затраты на электроэнергию, потраченную на освещение. Затраты на электроэнергию при работе оборудования для технологических целей рассчитываются по формуле:

$$\mathcal{E}_{об} = P_{об} \cdot Ц_{э} \cdot t_{об}$$

где $\mathcal{E}_{об}$ – затраты на электроэнергию, потребляемую оборудованием, руб.;

$P_{об}$ – мощность, потребляемая оборудованием, кВт;

$Ц_{э}$ – тарифная цена за 1 кВт·час, $Ц_{э} = 1,8$ руб/кВт·час;

$t_{об}$ – время работы оборудования, час.

Время работы оборудования вычисляется на основе данных для $T_{рд}$ таблицы 8.11 для магистра из расчета, что продолжительность рабочего дня равна 6 часов.

Мощность, потребляемая оборудованием, определяется по формуле:

$$P_{OB} = P_{уст.об} \cdot K_C$$

где $P_{уст.об}$ – установленная мощность оборудования, кВт;

K_C – коэффициент спроса, зависящий от количества, загрузки групп электроприемников.

Для технологического оборудования малой мощности $K_C = 1$.

Затраты на электроэнергию для технологических целей приведены в таблице 8.17.

Таблица 8.17 – Затраты на электроэнергию для технологических целей

Наименование оборудования	Время работы оборудования $t_{об}$, час	Потребляемая мощность $P_{об}$, кВт	Затраты $\mathcal{E}_{об}$, руб.
Персональный компьютер	1524	0,3	457,2
Итого:			457,2

Пример расчета затрат на электроэнергию для освещения помещения, где осуществлялось выполнение проекта, рассчитывается по формуле:

$$\mathcal{E}_{ос} = P_{ос} \cdot C_{э} \cdot t_{ос}$$

где $\mathcal{E}_{ос}$ – затраты на электроэнергию для освещения, руб.;

$t_{ос}$ – время работы осветительных приборов, час;

$P_{ос}$ – мощность, потребляемая осветительными приборами, кВт.

В разделе «Социальная ответственность» рассчитана мощность установки.

Она равна $P_{ос}=0,96$ кВт.

Время работы освещения определяется по формуле:

$$t_{сут} = t_{ос} \cdot T$$

где $t_{ос}$ – время работы освещения, час;

$t_{сут}$ – длительность работы освещения за смену, час;

T – время, затраченное на проведение работ, $T = 385$ дней.

$$t_{ос} = 6 \cdot 385 = 2310 \text{ час.}$$

$$\mathcal{E}_{ос} = 0,96 \cdot 1,8 \cdot 2310 = 3991,68 \text{ руб.}$$

Общие затраты на электроэнергию определяются по формуле:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{об} + \mathcal{E}_{ос} = 457,2 + 3991,68 = 4448,88 \text{ руб.}$$

Расчет амортизационных расходов

В статье «Амортизационные отчисления» от используемого оборудования рассчитывается амортизация за время выполнения работы для оборудования, которое имеется в наличии.

Амортизационные отчисления рассчитываются на время использования ЭВМ по формуле:

$$C_{AM} = \frac{H_A \cdot Ц_{ОБ}}{F_D} \cdot t_{BT} \cdot n$$

где H_A – годовая норма амортизации, $H_A = 25\%$;

$Ц_{ОБ}$ – цена оборудования, $Ц_{ОБ} = 30000$ руб.;

F_D – действительный годовой фонд рабочего времени, $F_D = 2416$ часов;

t_{BT} – время работы вычислительной техники при создании программного продукта, $t_{BT} = 967$ часа;

n – число задействованных ПЭВМ, $n = 1$.

Итак, затраты на амортизационные отчисления составили:

$$C_{AM} = \frac{0,25 \cdot 30000}{2416} \cdot 967 \cdot 1 = 3001 \text{ руб}$$

Расчет прочих расходов

В статье «Прочие расходы» отражены расходы на разработку проекта, которые не учтены в предыдущих статьях.

Прочие расходы составляют 16 % от единовременных затрат на выполнение технического продукта и проводятся по формуле:

$$C_{ПРОЧ} = (C_{МАТ} + C_{ОСН} + C_{СОЦ} + Э + C_{AM}) \cdot 0,16$$

$$C_{ПРОЧ} = (1575 + 112146,5 + 14579 + 4448,88 + 3001) \cdot 0,16 = 21729,9 \text{ руб.}$$

Расчет общей себестоимости разработки

Проведя расчет сметы затрат на разработку, можно определить общую стоимость разработки проекта «Моделирование процесса кислородной резки металлов».

Таблица 8.18 – Смета затрат на разработку проекта

Статья затрат	Условное обозначение	Сумма, руб.
1 Материалы и покупные изделия	$C_{МАТ}$	1575
2 Основная заработная плата	$C_{ОСН}$	112146,5
3 Отчисления в социальные фонды	$C_{СОЦ}$	14579
4 Расходы на электроэнергию	Э	4448,88
5 Амортизационные отчисления	$C_{АМ}$	3301
6 Прочие расходы	$C_{ПРОЧ}$	21729,9
Итого:		157479,28

Таким образом, расходы на разработку составили $C = 157479,28$ руб.

НДС

НДС составляет 18% от суммы затрат на разработку. Сумма НДС составила 28346,3 руб.

Полная смета затрат на выполнение НИР

Полная смета затрат приведена в таблице 8.19

Таблица 8.19 – Полная смета затрат

Наименование статьи	Затраты, руб.
1 Материалы и покупные изделия	1575
2 Основная заработная плата	112146,5
3 Отчисления в социальные фонды	14579
4 Расходы на электроэнергию	4448,88
5 Амортизационные отчисления	3301
6 Прочие расходы	21729,9
7 НДС	28346,3
8 Цена разработки	185825,55

8.4 Оценка научно-технического уровня НИР

Научно-технический уровень характеризует, в какой мере выполнены работы и обеспечивается научно-технический прогресс в данной области. Для оценки научной ценности, технической значимости и эффективности, планируемых и выполняемых НИР, используется метод бальных оценок. Бальная оценка заключается в том, что каждому фактору по принятой шкале присваивается определенное количество баллов. Обобщенную оценку проводят по сумме баллов по всем показателям или рассчитывают по формуле. На этой основе делается вывод о целесообразности НИР.

Сущность метода заключается в том, что на основе оценок признаков работы определяется коэффициент ее научно-технического уровня по формуле:

$$K_{НТУ} = \sum_{i=1}^3 R_i \cdot n_i,$$

где $K_{НТУ}$ – коэффициент научно-технического уровня;

R_i – весовой коэффициент i -го признака научно-технического эффекта;

n_i – количественная оценка i -го признака научно-технического эффекта, в баллах.

Таблица 8.20 – Баллы для оценки уровня новизны

Уровень новизны	Характеристика уровня новизны	Баллы
Принципиально новая	Новое направление в науке и технике, новые факты и закономерности, новая теория, вещество, способ	8 – 10
Новая	По-новому объясняются те же факты, закономерности, новые понятия дополняют ранее полученные результаты	5 – 7
Относительно новая	Систематизируются, обобщаются имеющиеся сведения, новые связи между известными факторами	2 – 4
Не обладает новизной	Результат, который ранее был известен	0

Таблица 8.21 – Баллы значимости теоретических уровней

Теоретический уровень полученных результатов	Баллы
1 Установка закона, разработка новой теории	10
2 Глубокая разработка проблемы, многоспектральный анализ, взаимодействия между факторами с наличием объяснений	8
3 Разработка метода (алгоритм, программа и т. д.)	8
4 Элементарный анализ связей между фактами (наличие гипотезы, объяснения версии, практических рекомендаций)	4
5 Описание отдельных элементарных факторов, изложение наблюдений, опыта, результатов измерений	4

Таблица 8.22 – Возможность реализации научных, теоретических результатов по времени и масштабам

Время реализации	Баллы
В течение первых лет	10
От 5 до 10 лет	4
Свыше 10 лет	2

Результаты оценок признаков научно-технического уровня приведены в таблице 8.23.

Таблица 5.19 - Сводная таблица оценки научно-технического уровня НИР

Фактор НТУ	Значимость	Уровень фактора	Выбранный балл	Обоснование выбранного балла
Уровень новизны	0,3	Новая	6	Позволит оценить поверхностные свойства и условия в контакте при качении колеса по рельсу
Теоретический уровень	0,4	Глубокая разработка проблемы, взаимодействия между факторами с наличием объяснений	8	Разработка метода, изучение влияния параметров на результат
Возможность реализации	0,3	В течение первых лет	10	Результаты могут быть получены в короткие сроки

Исходя из оценки признаков НИОКР, показатель научно-технического уровня для данного проекта составил:

$$K_{HTU} = 0,3 \cdot 6 + 0,4 \cdot 8 + 0,3 \cdot 10 = 8$$

Таким образом, проект «Реконструкция поверхностных характеристик и контактных свойств на основе данных акустической эмиссии на классическом примере контакта колесо-рельс» имеет высокий уровень научно-технического эффекта.