

Установлены уравнения регрессии, описывающие зависимости средней площади коррозионных повреждений от срока эксплуатации вагона: для кузова в целом, боковых стен, настила пола – экспоненциальное, а для торцовых стен – степенное.

Приведенные выше регрессионные зависимости представляют собой прогнозные однофакторные модели и позволяют оценивать степень повреждения кузова и его составных частей сквозной коррозией в зависимости от срока эксплуатации вагона.

Таким образом, анализ полученных графиков показывает, что размер коррозионных повреждений, определяющих техническое состояние вагонов, однозначно зависит от срока эксплуатации. Однако это не единственный фактор, характеризующий техническое состояние вагонов. На величину коррозионных повреждений оказывает влияние также тип антикоррозионных покрытий, конструктивные особенности и другие факторы.

Анализ диаграммы рассеяния показывает, что вагоны с одним и тем же сроком эксплуатации существенно различаются своим техническим состоянием, что вызывает трудности в организации их ремонта и свидетельствует о недостаточной эффективности существующей системы восстановления технического ресурса вагонов. Наиболее характерно на диаграмме это проявляется для срока эксплуатации 21 год. Здесь площадь коррозионных повреждений кузова варьируется от 1,87 до 61,11 м². Для этого срока эксплуатации были установлены статистические законы распределения площади коррозионных повреждений для кузова в целом, боковых и торцовых стен, а также настила пола.

Проверка соответствия эмпирических распределений теоретическим производилась по критерию согласия Пирсона χ^2 (хи-квадрат).

Полученные законы распределения позволяют установить вероятность попадания в ремонт вагонов с рассматриваемым сроком эксплуатации и заданной степенью повреждения или указать для заданной вероятности степень повреждения кузова вагона.

Таким образом, проведенные исследования позволили установить влияние срока эксплуатации вагонов на размер коррозионных повреждений кузовов и еще раз подтверждают необходимость и актуальность перехода к системе ремонта, ориентированной на техническое состояние каждого конкретного вагона.

УДК625.1

ЧАСТОТЫ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ РЕЗОНАНСНЫХ КОЛЕБАНИЙ КАК ФУНКЦИИ СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ ТЕЛА ВДОЛЬ НАПРАВЛЯЮЩЕЙ И ИНЕРЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМЫ

А. Д. СЕРГЕЕВ

Институт проблем машиноведения РАН (Санкт-Петербург, Россия)

Д. А. СЕРГЕЕВ

Железнодорожный институт Рижского технического университета (Рига, Латвия)

Задача о частице, контактирующей с лежащим на винклеровском основании упруго-инерционным континуумом, в ситуации, когда частица движется вдоль континуума с постоянной продольной скоростью v (рисунок 1), позволяет смоделировать и изучить ряд важных для приложений явлений, обусловленных взаимодействием подвижного состава и верхнего строения пути.

В данной модельной задаче выявляются качественные эффекты, которые должны приниматься во внимание при изучении взаимодействия тележки с рельсошпальной решеткой. Эти эффекты могут проявиться, например, на стационарных режимах движения вагона в составе скоростного поезда (рисунок 2). Эффекты, о которых идет речь, присущи только системам, состоящим одновременно и из дискретных, и из континуальных тел. Поэтому они могут быть просто «не замечены»

сугубо дискретными математическими моделями поезда, в которых путь моделируют эквивалентной податливостью, сосредоточенной под точками контакта с колесами, а вагон представлен как ко-

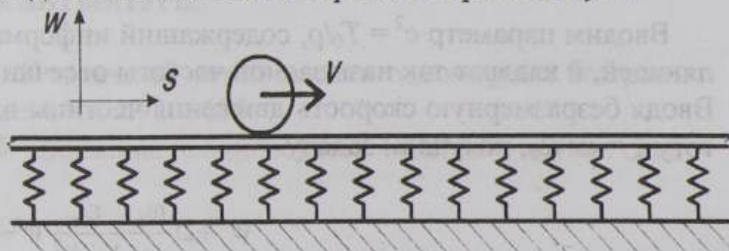


Рисунок 1

лебательная система с 15 - 17 (и более) степенями свободы. Количество степеней свободы, соответственно, определяет и формально возможные резонансные режимы движения, неблагоприятные для устойчивости поезда на рельсах. Очевидно, что в силу конструктивных особенностей системы «вагон – рельсовый путь» элементы верхнего строения пути в большей или меньшей мере, но всегда участвуют в любом резонансном процессе. А поскольку входящие в систему отдельные осцилляторы имеют значительно различающиеся по величине инерционные характеристики, актуальным становится вопрос о степени вовлеченности рельсошпальной решетки и подрельсового основания в отдельные возможные резонансные режимы.

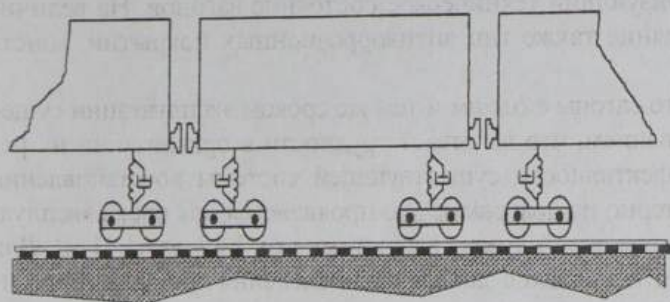


Рисунок 2

подвижного состава, но в этом случае, как показано в [1], на место аналитических методов анализа вынужденно приходят численные процедуры, что сужает обзорность получаемой таким способом качественной картины явления. Уравнение упруго-инерционной направляющей струнного типа и условия сопряжения перемещений струны и частицы примем следующими:

$$\rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = T_0 \frac{\partial^2 w}{\partial s^2} - kw, \quad m \frac{d^2 W}{dt^2} = T_0 \frac{\partial w}{\partial s} \bigg|_{s=s_c-0}^{s=s_c+0}, \quad W = w(s_c(t), t). \quad (1)$$

В (1) введены следующие обозначения: $W = W(t)$ – поперечное перемещение частицы с массой m в направлении нормали к недеформированной направляющей; s – материальная (лагранжева) координата сечения, отсчитываемая вдоль упругой линии; ρ – погонная масса направляющей; $w = w(s, t)$ – смещение элемента направляющей с координатой s ; T_0 – сила натяжения струнной направляющей; k – жесткость винклеровского основания; $s_c(t)$ – лагранжева координата точки контакта с частицей. Вообще говоря, точка контакта должна определяться в процессе решения задачи о совместном движении упругой линии и частицы. Но мы будем считать, что $s_c(t)$ «бежит» вдоль направляющей со скоростью v , т.е. $s_c(t) = vt$.

Разыскивая решение задачи (1) в виде стационарных колебаний вместо переменной s используем переменную $\xi = s - vt$, обозначив $(\cdot)' = \partial/\partial \xi$ и $(\cdot)^* = \partial/\partial t$. Тогда

$$\rho(\ddot{w} - 2v\dot{w}' + v^2 w'') = T_0 w'' - kw, \quad m \frac{d^2 W}{dt^2} = T_0 w' \bigg|_{\xi=-0}^{\xi=+0}, \quad W = w(0, t). \quad (2)$$

Вводим параметр $c^2 = T_0/\rho$, содержащий информацию об упруго-инерционных свойствах направляющей, и квадрат так называемой частоты отсечки $\omega_b^2 = k/\rho$ [2]. Предполагаем, что $v^2 < c^2$ и $\omega^2 < \omega_b^2$. Вводя безразмерную скорость движения частицы вдоль направляющей $\varepsilon = v/c$ и безразмерную частоту $\zeta = \omega/\omega_b$, получаем задачу

$$w'' + 2i \frac{\omega_b}{c} \frac{\varepsilon \zeta}{1 - \zeta^2} w' - \frac{\omega_b^2}{c^2} \frac{1 - \varepsilon^2}{1 - \zeta^2} w = 0; \quad m \omega^2 W = -T_0 w' \bigg|_{\xi=-0}^{\xi=+0}, \quad W = w(0, t). \quad (3)$$

Использовано обозначение $i^2 = -1$. Решение (3) ищем в виде $w = w_0 \exp(\alpha \xi)$. Подстановка в (3) дает для α уравнение

$$\alpha^2 + 2i \frac{\omega_b}{c} \frac{\varepsilon \zeta}{1 - \zeta^2} \alpha - \frac{\omega_b^2}{c^2} \frac{1 - \varepsilon^2}{1 - \zeta^2} w = 0, \quad \alpha = \pm \sigma(a - ib), \quad (4)$$

$$\sigma = \frac{\omega_b}{c} = \sqrt{\frac{k}{T_0}}, \quad a = \sqrt{\frac{1 - \varepsilon^2 - \zeta^2}{(1 - \zeta^2)^2}}, \quad b = \frac{\varepsilon \zeta}{1 - \zeta^2}.$$

Если $\varepsilon^2 + \zeta^2 < 1$, решения уравнения (3) имеют характер локализованных (или ловушечных) колебаний. Амплитуда таких колебаний затухает экспоненциально по мере удаления от частицы, выступающей в роли включения [2]. В нашем случае затухание происходит при $\xi \rightarrow \pm\infty$. Амплитуда поперечного отклонения направляющей от недеформированного состояния и условие существования нетривиального решения задачи (3) принимают вид

$$w(s) = \begin{cases} W e^{\sigma(a-ib)\xi}, & -\infty < \xi \leq 0, \\ W e^{-\sigma(a+ib)\xi}, & 0 \leq \xi < \infty, \end{cases} \Rightarrow \frac{m\zeta^2\sigma}{2a\rho} = 1 \quad (5)$$

Разрешая частотное уравнение относительно ζ^2 , имеем

$$\zeta^2 = \frac{2(\sqrt{\gamma^2(1 - \varepsilon^2)^3 + 1} - 1)}{(1 - \zeta^2)^2}, \quad \gamma^2 = \frac{k}{T_0} \frac{m^2}{\rho^2}. \quad (6)$$

Зависимость частоты колебаний от продольной скорости частицы представлена на рисунке 3. Для малых значений массы частицы эта зависимость монотонна, для более «тяжелых» частиц имеется экстремальное значение частоты ловушечных колебаний внутри интервала $0 \leq \varepsilon < 1$. На вопрос, когда такое экстремальное значение существует, дает ответ проверка условия $\partial\zeta^2/\partial\varepsilon = 0$:

$$\varepsilon_*^2 = 1 - \frac{2}{\gamma^{2/3}}, \quad \zeta_*^2 = \frac{1}{\gamma^{2/3}}. \quad (7)$$

Отсюда с необходимостью вытекает, что существование пика в зависимости частоты ловушечных колебаний от скорости движения частицы имеет место при соблюдении условия $\gamma^2 > 8$. На рисунке 4 показаны формы упругой линии для частиц одинаковой массы, движущихся вдоль направляющей с разными скоростями. Рисунок 5 наглядно иллюстрирует разницу в форме упругой линии для частиц разной массой, движущихся с одинаковой продольной скоростью.

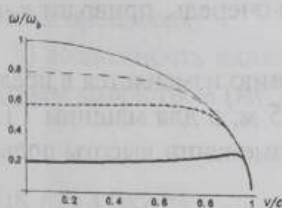


Рисунок 3

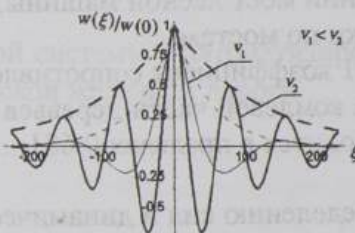


Рисунок 4

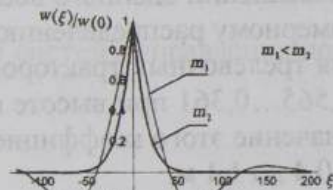


Рисунок 5

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Денисов Г. Г., Кугушева Е. К., Новиков В. В. К задаче об устойчивости одномерных безграничных упругих систем // ПММ. – 1985. – Т.49. – Вып.4. – С.691 – 696.
- 2 Бабешко В. А., Глушков Б. В., Винченко Н. Ф. Динамика неоднородных линейно-упругих сред. – М.: Наука, 1989. – 332 с.