

2.1 Auslaufanalyse

Bei der klassischen Rückwärtsrechnung ist die Analyse der Auslaufbewegungen in der Post-Crash-Phase der erste Bearbeitungsschritt, auf dem Kollisionsmechanik und später die Weg-Zeit-Betrachtungen aufbauen. In dieser Reihenfolge werden diese Themen auch im vorliegenden Buch abgehandelt. Beim heutzutage gängigen Einsatz von Unfallsimulationsprogrammen stellt sich die Arbeitsreihenfolge meist anders dar: Hier wird zunächst die Kollision mit den vorgegebenen Einlaufgeschwindigkeiten durchgerechnet und anschließend der Auslauf simuliert, wobei diese Arbeitsschritte meist ohne expliziten Benutzereingriff automatisch aufeinander folgen.

Diese formale Umkehr der Arbeitsreihenfolge kann jedoch nicht darüber hinwegtäuschen, dass auch dabei implizit die Geschwindigkeiten zu Beginn des Auslaufs ermittelt werden. Gibt der Benutzer die Randbedingungen für den Auslauf falsch ein – wird also etwa ein eingeklemmtes Rad vergessen –, so führt dies auf falsche Auslaufgeschwindigkeiten und damit auf falsche Kollisionsgeschwindigkeiten. Mit anderen Worten: Auch in der Simulation geht die Auslaufanalyse der Kollisionsanalyse letztlich logisch voraus.

Wir betrachten den Auslauf im Folgenden bevorzugt aus Sicht der dabei geleisteten Reibarbeit; jedoch kommt auch die Auslaufsimulation zu ihrem Recht und wird anhand von Beispielen vorgestellt. Abgerundet wird das Ganze durch etliche Versuchsergebnisse.

2.1.1 Reibarbeit

In einfach gelagerten Fällen ist die Auslaufgeschwindigkeit am schnellsten über eine Energiebilanz zu ermitteln: Die kinetische Energie zu Beginn des Auslaufs wird in Reibarbeit dissipiert (zerstreut). Bei gleichmäßiger Verzögerung a und geradliniger Bewegung über der Strecke s gilt also

$$\frac{1}{2} m v^2 = m a s \tag{2.1.1}$$

und damit bekanntermaßen

$$v = \sqrt{2 a s} \tag{2.1.2}$$

Die Verzögerung bei Vollbremsung liegt auf trockener Fahrbahn grob im Bereich $7 \dots 8,5 \text{ m/s}^2$ und auf nasser Fahrbahn etwa 1 m/s^2 darunter. Der genaue Wert hängt von vielen Parametern ab, besonders von der Reifenauslegung (sportlich oder haltbar), vgl. «Der Bremsvorgang». Das Konzept Gl. (2.1.1) lässt sich problemlos auf mehrere Abschnitte s_i mit jeweils konstanter Verzögerung a_i und eine Restgeschwindigkeit

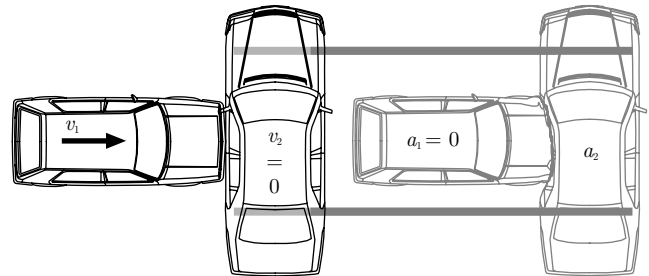


Abb. 2.1.1: Seitliches Rutschen im Auslauf

keit v_{rest} am Ende des Auslaufs (z.B. Anprall an ein Hindernis) erweitern. In diesem Fall gilt

$$v' = \sqrt{v_{rest}^2 + 2(a_1 s_1 + a_2 s_2 + \dots + a_n s_n)} \tag{2.1.3}$$

Dieser Ansatz ist z.B. dann gängig, wenn ein Pkw zunächst auf der Fahrbahn bremst, dann ins unbefestigte Gelände abkommt und gegen einen Baum prallt.

Der Ansatz Gl. (2.1.2) bzw. (2.1.3) ist nicht an die längsachsenparallele Bewegung des Fahrzeugs gebunden. Schiebt das Fahrzeug etwa seitlich über die ungebremsten Räder, Abb. 2.1.1, so kann analog verfahren werden. Für die maximale Verzögerung beim rein seitlichen Schieben über die ungebremsten Räder sind ca. $6 \dots 7 \text{ m/s}^2$ anzusetzen. Dieser Wert liegt etwas unterhalb der Vollverzögerung bei Blockierbremsungen und entstammt der Auswertung realer Schleudervorgänge. Es scheint, als würden die Reifen beim seitlichen Schieben nicht den gleichen Griff wie bei der Geradeausbremsung entwickeln – was nicht verwundert, denn schließlich wird der Reifen auf die vornehmlich fahrgeschwindigkeitparallele Bewegung hin optimiert, was sich letztlich auch im abgeflachten Kammschen Kreis zeigt.

Ist das stoßende Fahrzeug ungebremst, wie in der Konstellation Abb. 2.1.1, so lautet die Energiebilanz im Falle plastischer Kollision (die Fahrzeuge bleiben durchgängig im Verbund)

$$\frac{1}{2} (m_1 + m_2) v'^2 = m_2 a_2 s' \tag{2.1.4}$$

und der Vergleich mit Gl. (2.1.1) ergibt im Mittel für beide Fahrzeuge

$$a = \frac{m_2}{m_1 + m_2} a_2 \tag{2.1.5}$$

Bei echten Unfällen ist die Konstellation Abb. 2.1.1 allerdings selten. Sie kommt praktisch nur in Versuchen [H1] oder bei gestellten Unfällen [W1] vor.

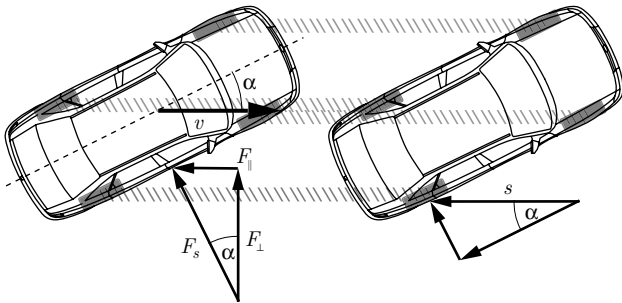


Abb. 2.1.2: Verzögerung beim seitlichen Rutschen unter Schwimmwinkel

Bewegt sich ein Fahrzeug mit frei rollenden Rädern unter konstantem Schwimmwinkel α , Abb. 2.1.2, so gilt

$$W_r = F_r \cdot s = m a_0 s |\sin \alpha| \quad (2.1.6)$$

Diese Beziehung lässt sich auf zwei Wegen herleiten: Entweder man zerlegt die Seitenführungskraft und ermittelt den Anteil, der der Bewegungsrichtung entgegen wirkt, oder man zerlegt den Weg in zwei vektorielle Anteile, von denen einer in Querrichtung des Rades weist. Voraussetzung ist natürlich, dass der Schwimmwinkel so groß ist, dass die Seitenführungskraft bereits voll ausgebildet ist.

Abb. 2.1.2 macht auch deutlich, dass die Teilkomponente F_{\perp} der Reibkraft quer zur Bewegungsrichtung wirkt und das Fahrzeug damit seitlich ablenkt. Die Bahnkurve verläuft damit notwendigerweise gekrümmt und im Falle von Abb.

2.1.2 eben nicht (wie dargestellt) geradeaus, sondern im Bogen nach links. Gleichzeitig deutet die Abbildung an, dass die Reifenspuren unter solchen Umständen eine Quermaserung aufweisen, die in Schlupfrichtung des Rades weist, vgl. «Unfallspuren auf der Fahrbahn». Beim Driften unter großem Fahrradius verläuft diese Maserung exakt quer zur Spur.

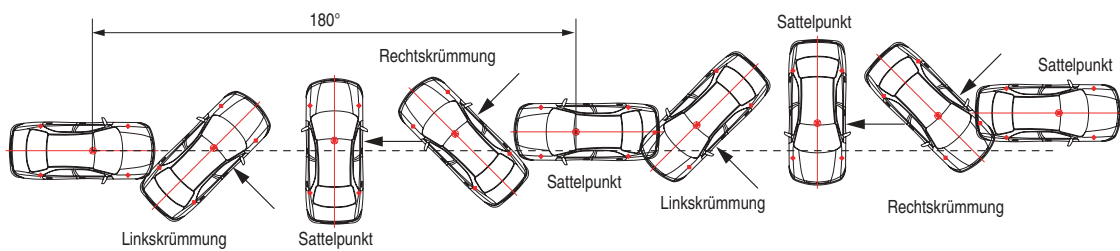
Formal lässt sich bei Gl. (2.1.6) analog zu Gl. (2.1.3) auch ein wachsender Schwimmwinkel berücksichtigen, indem man die Auslaufstrecke in Segmente unterteilt, in denen der Schwimmwinkel jeweils konstant angenommen wird. Effektiver ist jedoch der Ansatz über finite (d.h. endlich große) Rotationen, der in Abschnitt 2.1.5 behandelt wird.

Rotiert das Fahrzeug mit gleichbleibender Winkelgeschwindigkeit ω , Abb. 2.1.3, so lässt sich die mittlere Verzögerung bei frei rollenden Rädern analytisch berechnen

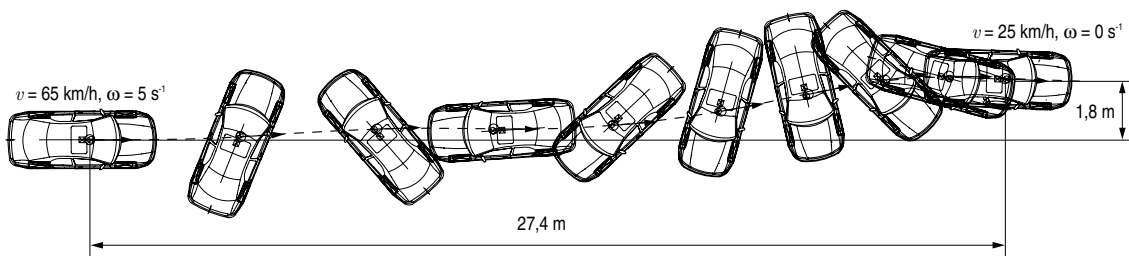
$$\bar{a} = \frac{a_0}{T} \int_0^T |\sin \omega t| dt \quad (2.1.7)$$

Um den «langfristigen» Mittelwert zu berechnen genügt es, die mittlere Abbremsung im Intervall $0 \dots 180^\circ$ zu berechnen, also

$$\begin{aligned} \bar{a} &= -\frac{a_0}{\pi} \cos \alpha \Big|_0^\pi \\ &= \frac{2}{\pi} a_0 \approx 64\% a_0 \approx 4 \dots 5 \text{ m/s}^2 \end{aligned} \quad (2.1.8)$$

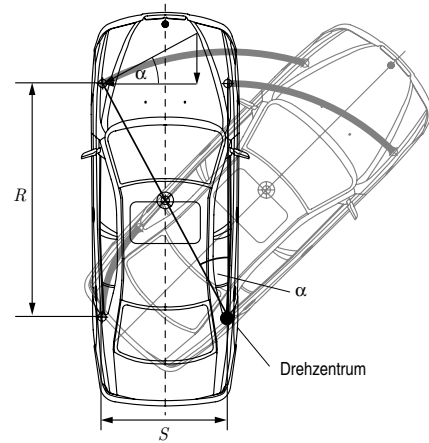
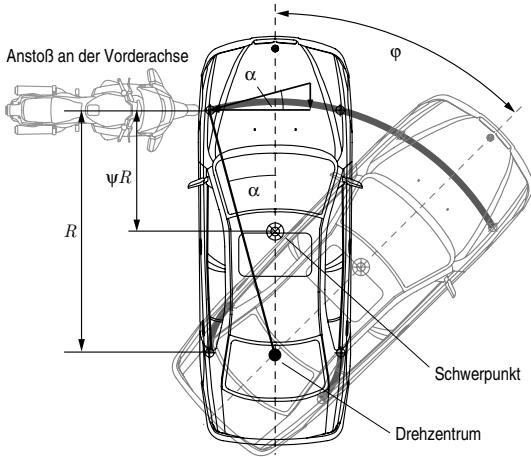


a) Idealisierung



b) Simulation mit PC-Crash mit Längsverzögerung von $1,0 \text{ m/s}^2$

Abb. 2.1.3: Auslauf unter starker Rotation



a) Drehung um den Mittelpunkt der Hinterachse

b) Drehung um das stoßabgewandte Hinterrad

Abb. 2.1.4: Nach seitlichem Anstoß gegen das linke Vorderrad dreht der Pkw um die Hinterachse

Trotz des sehr einfachen Modells erweist sich das Ergebnis in der Praxis als guter Schätzwert für die Verzögerung bei Auslauf unter starker Rotation. Diese findet meist ungebremst statt, weil der Fahrer infolge der starken auf ihn einwirkenden Fliehkräfte nicht zu gezielten Stelleingriffen fähig ist: Selbst wenn er zum Kollisionszeitpunkt auf der Bremse steht, rutscht er anstoßbedingt mit dem Fuß ab, wegen der hohen seitlichen Massenkräfte beim Anstoß.

Abb. 2.1.3b zeigt zum Vergleich das Ergebnis einer Simulation mit PC-CRASH. Hier rücken die zeitlich äquidistanten Fahrzeugpositionen gegen Ende des Auslaufs näher zusammen, weil sich die Geschwindigkeit nach und nach abbaut. Die Krümmung der Bahnkurve steht in Einklang mit der Theorie gemäß Abb. 2.1.3a und die mittlere Abbremsung beträgt, die Längsverzögerung eingeschlossen, $5,1 \text{ m/s}^2 = 0,64 \cdot 8,0 \text{ m/s}^2$.

Ein gar nicht so seltener Spezialfall ist die ungebremste Drehung eines Pkw um die Hinterachse, Abb. 2.1.4. Diese Auslaufbewegung stellt sich nach einem rechtwinkligen seitlichen Anstoß gegen das – zumeist linke – Vorderrad ein, vgl. «Der Motorradunfall». Bei der Drehung um den Mittelpunkt der Hinterachse, Abb. 2.1.4a, wird die Reibarbeit ausschließlich von den Vorderrädern geleistet, denn die Hinterräder können frei rollen. Die Bewegungsrichtungen der Vorderräder schließen mit den Radachsen den Winkel α ein. Der gleiche Winkel α findet sich zwischen der Verbindungslinie Drehzentrum-Vorderrad und der Fahrzeuglängsachse. Bei der Reibarbeit heben sich beide Effekte – der gegenüber dem Radstand vergrößerte Krafthebelarm einerseits und die quer zum Rad wirkende Teilkomponente des Weges – wechselsei-

tig genau auf. Mit dem Radstand R und dem relativen Abstand ψ des Schwerpunkts von der Vorderachse (bezogen auf den Radstand) und dem Trägheitsradius i ergibt sich also

$$\frac{1}{2} m(i^2 + (1 - \psi)^2 R^2) \omega^2 = ma(1 - \psi)R\phi \quad (2.1.9)$$

und damit

$$\omega' = \sqrt{2 \frac{(1 - \psi)R}{i^2 + (1 - \psi)^2 R^2} a\phi} \quad (2.1.10)$$

Mit dieser Winkelgeschwindigkeit lässt sich z.B. die Linear- geschwindigkeit an der Vorderachse berechnen und darüber die Kollisionsgeschwindigkeit des Motorrads.

Nicht viel anders sieht die Betrachtung aus, wenn sich das Fahrzeug um das stoßabgewandte Hinterrad dreht, Abb. 2.1.4b. Auch hier leisten die Hinterräder keinen Beitrag zur Reibarbeit: Das stoßzugewandte rollt frei und das stoßabgewandte dreht sich auf der Stelle, hat also keinen Hebelarm. Der Hebelarm des stoßabgewandten Vorderrads ist R und es bewegt sich exakt quer. Beim stoßzugewandten Vorderrad greift der bereits angesprochene Effekt, dass sich Hebelarm und Winkel zur Bewegungsrichtung gleichermaßen vergrößern und sich die Effekte wechselseitig aufheben. Mit anderen Worten: Bei gleichem Verdrehwinkel ist die Reibarbeit unbeeinflusst davon, ob sich das Fahrzeug um den Mittelpunkt der Hinterachse oder das stoßabgewandte Hinterrad dreht.

Lediglich die linke Seite von Gl. (2.1.9) ist wegen des nun größeren Trägheitsmoments um den Drehpunkt zu modifizieren